Digitale Holographie mit LCD

Diplomarbeit
von
Jens Schweikhardt

Hauptberichter: Prof. Dr. H. J. Tiziani
Mitberichter: Prof. Dr. F. Noack

Institut für technische Optik
der
Universität Stuttgart

März 1996

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

Schon seit Urzeiten versucht der Mensch, die Umgebung in der er lebt abzubilden. Im Laufe der Zeit wurde die Darstellung zunehmend perfekter. Beschränkte sich der steinzeitliche Höhlenkünstler noch auf die Schaffung eines zweidimensionalen statischen Bildes, so stehen dem heutigen Menschen seit der Erfindung des bewegten Bildes schon drei Dimensionen, zwei räumliche und eine zeitliche, zur Verfügung. Es ist im Falle eines auf einer photographischen Schicht gebannten Hologramms sogar möglich, einen dreidimensionalen Bildeindruck zu erzeugen. Die Rekonstruktion der Wellenfront steht dem Original in punkto visuellem Eindruck in nichts nach, abgesehen vielleicht von der Auflösung und einem eventuellen Farbverlust.

Ziel gegenwärtiger Anstrengungen ist es, dem Hologramm die Zeit als vierte Dimension wieder hinzuzufügen (und nach Möglichkeit auch noch die Farbe als „fünfte“ Dimension.)

Die photographische Emulsion hat den Nachteil, nur einmal zur Aufzeichnung eines statischen Interferenzmusters benutzt werden zu können. Zudem ist der ganze Prozeß (Entwickeln, Bleichen, Fixieren) materialintensiv und zeitaufwendig. Vorteilhaft ist jedoch die wohl auch in näherer Zukunft unübertroffene Auflösung der Emulsion von 6000 Linienpaaren pro Millimeter.

Die Entwicklung hochauflösender Charge Coupled Device (CCD) Kameras, als auch hochauflösender Liquid Crystal Displays (LCD) ist schon so weit fortgeschritten, daß sie seit geraumer Zeit für holographische Anwendungen eingesetzt werden. Der Stand der Technik liegt für kommerzielle CCDs bei 2000×2000 Pixeln. Die Displaytechnik bietet 640×480 Pixel an; Prototypen für 1280×1024 stehen in den Labors.

War bei der klassischen Methode der Hologrammaufnahme und Rekonstruktion die Emulsion zugleich Aufnahme- als auch Wiedergabemedium, so ist bei der Kombination aus CCD zur Aufnahme und LCD zur Wiedergabe diese Vereinigung aufgehoben. Die Trennung dieser Vorgänge bietet einige interessante Möglichkeiten. Die von der CCD Kamera gelieferten Hologrammdaten können digitalisiert und vor der Wiedergabe bearbeitet werden. Es ist denkbar, daß sich z.B. Parameter wie Kontrast und Rauschen dadurch beeinflussen lassen. Zudem können die Hologrammdaten direkt an ein LCD zur Wiedergabe weitergeleitet werden, was bewegte Bilder erlaubt, oder man gibt eine Folge zuvor gespeicherter Hologramme auf das LCD und erhält ebenfalls einen holographischen Film.

Eine weitere Anwendungsmöglichkeit sehen wir im Einsatz von computer–generierten Hologrammen in der Oberflächen–Meßtechnik. In der herkömmlichen Streifenprojektion wird ein Streifenmuster mittels Linsen auf das Meßobjekt abgebildet. Aufgrund der endlichen Tiefenschärfe kann das Streifenmuster nicht auf dem gesamten Objekt mit optimaler Schärfe abgebildet werden. Mit Hologrammen sollte es möglich sein – bei näherungsweiser Kenntnis der Form und Position – Objekte mit Streifen konstanter Schärfe zu beleuchten.

Erste Versuche von PEDRINI zeigen, daß die Wiedergabe eines Hologramms mit einem binären LCD von 128×128 machbar ist. Die Qualität ist aufgrund der geringen Pixelzahl und der binären Adressierbarkeit noch ausbaufähig. Die großen Pixelabmessungen von $(50\mu m)^2$, erlauben nur kleine Beugungswinkel.

In dieser Arbeit soll untersucht werden, wie sich die Hologrammqualität steigern läßt. Erste Voraussetzung hierfür ist, die optischen Eigenschaften des vorhandenen LC Displays zu ermitteln. Dazu gehört die Messung der Phasenschiebung in Abhängigkeit des Grauwerts und die Bestimmung der JONES–Matrix, ebenfalls in Abhängigkeit des Grauwerts. Die Ergebnisse für die Phasenschiebung sollen in die Berechnung computer–generierter Hologramme einfließen.

Eine Reihe von praktischen Problemen der Hologrammrekonstruktion durch die Kombination Bildspeicherkarte/LC Display wird ebenfalls untersucht. Erprobte Lösungsmöglichkeiten werden vorgestellt und bewertet. Ergänzend werden Vorschläge unterbreitet, in welche Richtung sich zukünftige Arbeiten bewegen könnten.

Kapitel 2

Grundlagen

Im folgenden sollen die mathematischen und physikalischen Grundlagen kurz umrissen werden, die zum Verständnis der Arbeit notwendig sind. Die während eines Grundstudiums erworbenen Wissensgebiete sind dabei knapp gefaßt, die über das Grundstudium hinausgehenden etwas ausführlicher dargestellt. Zu jedem Abschnitt wird mindestens eine Referenz angeführt, die das Thema tiefergehend diskutiert.

2.1 Mathematische Grundlagen

Die Verknüpfung zwischen einem Objekt und dessen Hologramm ist bei FOURIER–Hologrammen im wesentlichen durch eine FOURIER–*Transformation* gegeben;

In der praktischen Optik treten oft Produkte von FOURIER–Transformationen auf, die sich mittels des *Faltungsintegrals* berechnen lassen, unter anderem bei der Berechnung vieler Beugungsbilder.

Zur Auswertung von Meßergebnissen dieser Diplomarbeit kommt an vielen Stellen die *Kreuzkorrelation* eindimensionaler Funktionen zum Einsatz.

2.1.1 FOURIER–Transformation

Einer stückweise stetigen und auf dem Körper der reellen Zahlen absolut integrierbaren Funktion $F(x)$ kann eine *Spektralfunktion* $f(R)$ mittels der Integraltransformation

$$f(R) = \int_{-\infty}^{\infty} dx\, F(x) e^{-i2\pi x R} \tag{2.1}$$

zugeordnet werden[10],[26]. Man nennt f auch die FOURIER–*Transformierte* von F. Man sagt auch, F und f bilden ein FOURIER–Paar. In der Optik bezeichnet man $F(x)$ als *Objekt* und $f(R)$ kurz als *Spektrum*. Aus der FOURIER–Transformierten f

kann die ursprüngliche Funktion F vermöge der Rücktransformation

$$F(x) = \int_{-\infty}^{\infty} dR\, f(R) e^{i2\pi xR} \tag{2.2}$$

gewonnen werden. Man bezeichnet die Koordinate x als den Ortsraum und die Koordinate R als den Ortsfrequenzraum. Eine wichtige Eigenschaft der FOURIER–Transformation kommt im *Verschiebungssatz* zum Ausdruck: eine Verschiebung im Ortsraum entspricht einer Phasenverschiebung im Ortsfrequenzraum (die Amplitudenbeträge bleiben invariant). Quantitativ ausgedrückt:

$$FT(F(x+a)) = \exp(i2\pi aR) f(R) \tag{2.3}$$

Besonders häufig anwendbar ist der Verschiebungssatz bei der Berechnung von Ausdrücken mit δ-Distributionen, wo gilt

$$FT(\delta(x+a)) = \exp(i2\pi aR) \exp(iR) \tag{2.4}$$

2.1.2 Faltung

Die Faltung H zweier Funktionen F und G ist eine Integraloperation, die in der Literatur [26] oft durch $F \star G$ bezeichnet wird und in eindimensionaler Darstellung definiert ist als

$$H(x) = F \star G = \int_{\xi=-\infty}^{\infty} d\xi\ F(x) \cdot G(x-\xi) \tag{2.5}$$

Die Faltung findet in Kombination mit der FOURIER–Transformation bei der Berechnung von Amplitudenverteilungen in Beugungsbildern vorteilhafte Anwendung. In der vorliegenden Arbeit wird zum Beispiel die Amplitudenverteilung D eines Doppelspalts als Faltung aus einer Rechteckfunktion r und einer Doppelpeakfunktion g (zusammengesetzt aus zwei δ-Funktionen) beschrieben (Abbildung 2.1) Unter Zuhilfenahme des *Faltungssatzes*,

$$H = F \star G \implies \tilde{H} = \tilde{F} \cdot \tilde{G} \tag{2.6}$$

$$H = F \cdot G \implies \tilde{H} = \tilde{F} \star \tilde{G} \tag{2.7}$$

nachdem eine Faltung im Raumbereich nach FOURIER–Transformation der Einzelfunktionen einer Multiplikation im Raumfrequenzbereich entspricht (und umgekehrt), kann man das Beugungsbild leicht berechnen: die FOURIER–Transformierte der Rechteckfunktion ist ein sinc [sinc$\alpha = (\sin\alpha)/\alpha$], die der Doppelpeakfunktion ein cosinus. Miteinander multipliziert erhält man einen cosinus–modulierten sinc.

2.1.3 Kreuzkorrelation

In der vorliegenden Arbeit wird zur Signalanalyse von Kamerabildern (Bestimmung von Bildtranslationen) die Kreuzkorrelation zweier reeller Funktionen herangezogen. Ich beschränke mich auf den diskreten Fall, bei dem die Funktionen

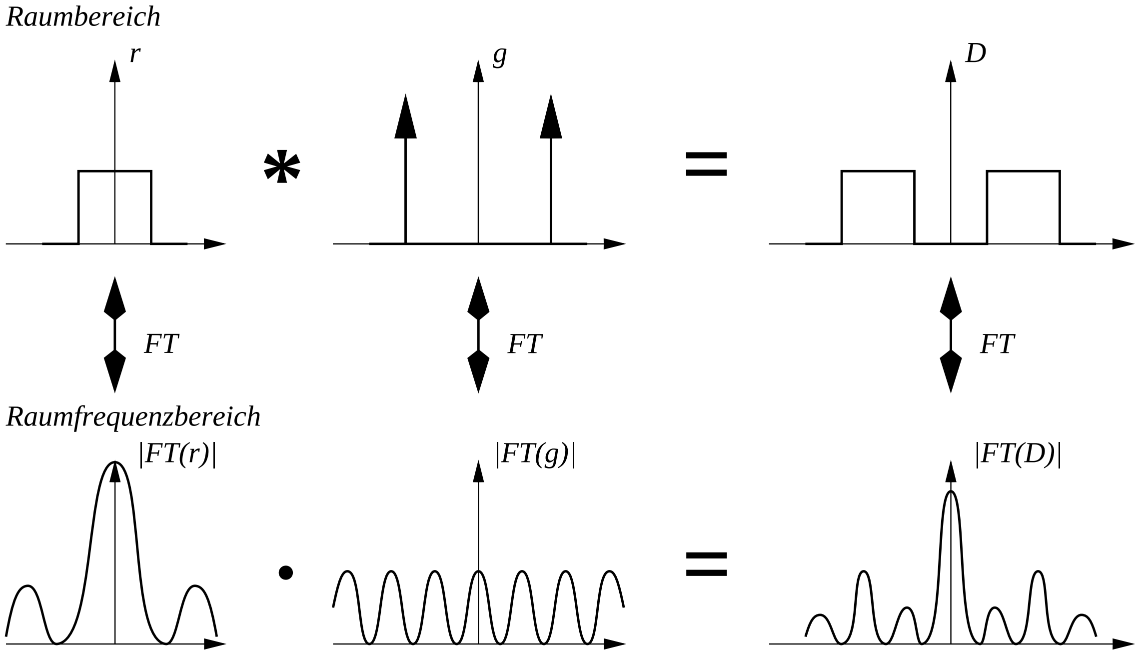


Abbildung 2.1: Faltung einer Rechteckfunktion r mit einer Doppelpeakfunktion g. Die Faltung im Raumbereich entspricht einer Multiplikation Im Raumfrequenzbereich. Man beachte, daß im Raumfrequenzbereich die Beträge der entsprechenden Funktionen angegeben sind, nicht die i.A. komplexen Funktionen selbst.

F und G als Datensätze aus je N Werten vorliegen. Als Kreuzkorrelation K erhält man einen Datensatz aus $2N-1$ Werten gemäß

$$K_{F,G}(\Delta n) = \sum_{n=0}^{N} F(n+\Delta n)G(n) \tag{2.8}$$

wo Δn von $-N-1$ bis $N-1$ läuft und Werte von $F(n+\Delta n)$ für $n+\Delta n \notin 0..N-1$ zu 0 gesetzt werden. Anschaulich bedeutet dies, daß die Funktion F über G verschoben und für jede Verschiebungsdifferenz der Überlapp beider Funktionen berechnet wird. (Für den Spezialfall $G = F^\star$ ergibt sich die *Autokorrelation* beider Funktionen.) Für periodische Funktionen etwa läßt sich aus dem Abstand der Maxima von K die Periodenlänge ermitteln, selbst dann noch, wenn die Funktionen starke Rauschanteile enthalten. Aus der Position der Maxima können in diesem Fall auch Phasenverschiebungen der Funktionen zueinander gewonnen werden. Diese beiden Eigenschaften der Kreuzkorrelationsfunktion machen sie zu einem hervorragenden Analysewerkzeug bei der Auswertung von Beugungsbildern. Eine detaillierte Betrachtung, u.a. mit Diskussion der Probleme durch Abtast- und DFT–Alias findet man in [1].

2.2 Optische Grundlagen

In diesem Abschnitt sollen optische Grundlagen, die zum Verständnis der weiteren Ausarbeitungen notwendig sind, dargestellt werden. Dazu gehört vor allem die Polarisation elektromagnetischer Wellen. Meßtechnisch relevant ist die JONES–Matrix sowie die Bestimmung relativer Phasen. Es schließt sich eine Einführung in die Holographie an, ergänzt um eine Vertiefung in computer–generierte Hologramme. Abschließend werden Aufbau und Eigenschaften eines LCDs erklärt.

2.2.1 Polarisation

Licht ist eine transversale elektromagnetische Welle, die (wie jede transversale Welle) polarisiert werden kann. Man unterscheidet im Falle des Lichts drei Arten von Polarisation: *lineare, zirkulare* und *elliptische* Polarisation, wobei die ersten beiden Spezialfälle der elliptischen Polarisation darstellen. In linear polarisiertem Licht schwingt der elektrische Feldstärkevektor in einer festen Ebene; in einer dazu senkrechten Ebene schwingt der magnetische Feldstärkevektor. Es ist Konvention, die Ebene des magnetischen Feldstärkevektors als die *Polarisationsebene* und die des elektrischen Feldstärkevektors als *Schwingungsebene* zu bezeichnen [13].

Die Überlagerung zweier phasenverschobener, senkrecht zueinander schwingender Wellen gleicher Frequenz erlaubt, jede der drei Polarisationsarten zu erzeugen.

Die zwei zueinander senkrechten Wellen seien zum Beispiel durch ihre elektrischen Feldstärkeamplituden A_x und A_y gegeben. Nehmen wir Ausbreitung in z–Richtung mit der Frequenz ω, der Wellenzahl k, sowie den jeweiligen Anfangsphasen δ_x und δ_y im Ursprung zur Zeit $t = 0$ an, so schreiben sich die Feldstärkekomponenten E_x und E_y

$$E_x(z,t) = A_x e^{i(kz-\omega t+\delta_x)} \tag{2.9}$$

$$E_y(z,t) = A_y e^{i(kz-\omega t+\delta_y)} \tag{2.10}$$

Der Polarisationszustand ist unabhängig von den periodischen Anteilen kz und ωt. Den Faktor $e^{i(kz-\omega t)}$ kann man ausklammern und erhält die komplexe Amplitude

$$\boldsymbol{a} = \begin{pmatrix} A_x e^{i\delta_x} \\ A_y e^{i\delta_y} \end{pmatrix} \tag{2.11}$$

Als *reduzierte Amplitude* definiert man die normierte Amplitude

$$\bar{\boldsymbol{a}} = \frac{\boldsymbol{a}}{\sqrt{\boldsymbol{a}\boldsymbol{a}^*}} = \frac{A_x e^{i\delta_x}}{\sqrt{A_x^2 + A_y^2}} \begin{pmatrix} 1 \\ \frac{A_y}{A_x} e^{i\delta} \end{pmatrix} \tag{2.12}$$

wobei für die Phasendifferenz die Ersetzung $\delta = \delta_y - \delta_x$ vorgenommen wurde. Linear polarisiertes Licht hat $\delta_x = \delta_y$ oder $\delta_x = \delta_y + \pi$, zirkular polarisiertes hat $A_x = A_y$ und $|\delta| = \pi/2$.

Für in x–Richtung linear polarisiertes Licht ist $A_y = 0$ (A_x ist aufgrund der Normierung 1), $\delta_x = \delta_y = 0$, für in y–Richtung polarisiertes Licht ist $A_x = 0$, $A_y = 1$, $\delta_x = \delta_y = 0$, also

$$\bar{\boldsymbol{a}}_{\boldsymbol{x}} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \qquad \bar{\boldsymbol{a}}_{\boldsymbol{y}} = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \tag{2.13}$$

oder allgemein, wenn α den Winkel mit der x–Richtung angibt

$$\bar{\boldsymbol{a}}_{\boldsymbol{\alpha}} = \begin{pmatrix} \cos\alpha \\ \sin\alpha \end{pmatrix} . \tag{2.14}$$

Zirkular polarisiertes Licht hat $A_x = A_y$. In linkszirkularem Licht ist $\delta = \pi/2$, in rechtszirkularem Licht ist $\delta = -\pi/2$, daher

$$\bar{\boldsymbol{a}}_{\boldsymbol{L}} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix} , \qquad \bar{\boldsymbol{a}}_{\boldsymbol{R}} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix} \tag{2.15}$$

Diese reduzierten komplexen Amplituden werden auch als JONES–Vektoren bezeichnet.

2.2.2 Die JONES–Matrix

Der Einfluß eines polarisationsoptischen Elements auf den JONES–Vektor kann durch dessen JONES–Matrix $\boldsymbol{J}$ beschrieben werden. Die Verknüpfung der JONES–Vektoren von austretendem Licht $\bar{\boldsymbol{a}}'$ und eintretendem Licht $\bar{\boldsymbol{a}}$ lautet im linearen Fall, d.h. wenn $\boldsymbol{J} = \mathrm{const}(\bar{\boldsymbol{a}})$

$$\bar{\boldsymbol{a}}' = \boldsymbol{J}\bar{\boldsymbol{a}}, \qquad \begin{pmatrix} \bar{a}'_x \\ \bar{a}'_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} J_{11} & J_{12} \\ J_{21} & J_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \bar{a}_x \\ \bar{a}_y \end{pmatrix} \tag{2.16}$$

mit den vier komplexen Matrixelementen J_{ij}. Der Vorteil dieser Beschreibung liegt auf der Hand: tritt polarisiertes Licht nacheinander durch mehrere polarisationsoptische Elemente, so kann die Wirkung des Gesamtsystems bei Kenntnis der JONES–Matrizen der Einzelelemente durch Matrizenmultiplikation berechnet werden.

Reflexionen sind nur insofern berücksichtigt, als sie den Amplitudenbetrag des transmittierten Lichts reduzieren. Im Prinzip muß auch für die reflektierte Welle eine JONES–Matrix angegeben werden. Im Rahmen dieser Diplomarbeit genügt jedoch der vereinfachte Formalismus.

Die JONES–Matrizen der gebräuchlichsten Elemente sind

$$\text{Polarisator mit Durchlaß in } x\text{–Richtung} \quad \boldsymbol{P_x} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \tag{2.17}$$

$$\text{Polarisator mit Durchlaß in } y\text{–Richtung} \quad \boldsymbol{P_y} = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \tag{2.18}$$

$$\text{Polarisator Durchlaß } 45^\circ\text{–Richtung} \quad \boldsymbol{P_{45}} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ 1 & 1 \end{pmatrix} \tag{2.19}$$

$$\text{Polarisator Durchlaß } -45^\circ\text{–Richtung} \quad \boldsymbol{P_{-45}} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & -1 \\ -1 & 1 \end{pmatrix} \tag{2.20}$$

Polarisator Durchlaß α–Richtung $\quad \boldsymbol{P_\alpha} = \begin{pmatrix} \cos^2\alpha & \sin\alpha\cos\alpha \\ \sin\alpha\cos\alpha & \sin^2\alpha \end{pmatrix}$ (2.21)

$\frac{\lambda}{4}$-Platte, schnelle Achse x–Richtung $\quad \boldsymbol{P_{-\lambda/4}} = e^{i\frac{\pi}{4}} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -i \end{pmatrix}$ (2.22)

$\frac{\lambda}{4}$-Platte, schnelle Achse y–Richtung $\quad \boldsymbol{P_{\lambda/4}} = e^{i\frac{\pi}{4}} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & i \end{pmatrix}$ (2.23)

Rechtszirkularer Polarisator $\quad \boldsymbol{P_R} = \frac{1}{2}\begin{pmatrix} 1 & i \\ -i & 1 \end{pmatrix}$ (2.24)

Linkszirkularer Polarisator $\quad \boldsymbol{P_L} = \frac{1}{2}\begin{pmatrix} 1 & -i \\ i & 1 \end{pmatrix}$ (2.25)

2.2.3 Bestimmung relativer Phasen

Die absolute Phase einer elektromagnetischen Welle ändert sich im optischen Bereich sehr schnell, nämlich mit rund 10^{15}Hz. Heutzutage ist noch kein Detektor imstande, eine solche Schwingung zeitlich aufzulösen. Bei vielen Anwendungen spielen absolute Phasen keine Rolle. Ein Detektor integriert vielmehr über einen gewissen Zeitraum und liefert nur ein Zeitmittel einer Größe, wie z.B. der Intensität. Insbesondere Interferenzerscheinungen sind nur abhängig von der *relativen* Phase bzw. dem Gangunterschied zweier Wellen und bieten damit die Möglichkeit, relative Phasen mit Intensitätsmessungen zu bestimmen.

In einem späteren Kapitel werde ich zur Bestimmung der Phasenschiebung des LCDs einen Doppelspaltaufbau verwenden. Betrachten wir daher ganz elementar und klassisch das Beugungsbild eines Doppelspalts. Oftmals wird in Vorlesungen oder Veröffentlichungen nur das Beugungsbild für den Fall gleicher Phasen in beiden Spalten diskutiert. Im vorliegenden Fall sind wir aber gerade am Beugungsbild auch für ungleiche Phasen interessiert, weswegen ich eine detailliertere Darstellung der Rechnung geben möchte.

Die Koordinate in der Spaltebene sei z, die Koordinate in der Beobachtungsebene mit dem Beugungsbild sei x. Eine Linse der Brennweite f sei so positioniert, daß ihre Brennebene mit der Beobachtungsebene zusammenfällt (Abbildung 2.2); die Linse FOURIER–transformiert in diesem Fall die Amplitudenverteilung.

Wir schreiben die Amplitudenverteilung des Doppelspaltes als Produkt aus einer Amplitudenverteilung eines Einzelspalts $\psi(z)$ und einer Doppelpeakfunktion $A(z)$ aus zwei δ-Distributionen, also

$$\psi(z) = \text{rect}(z/a) \tag{2.26}$$

$$A(z) = \delta(z-b)e^{i\phi/2} + \delta(z+b)e^{-i\phi/2} \tag{2.27}$$

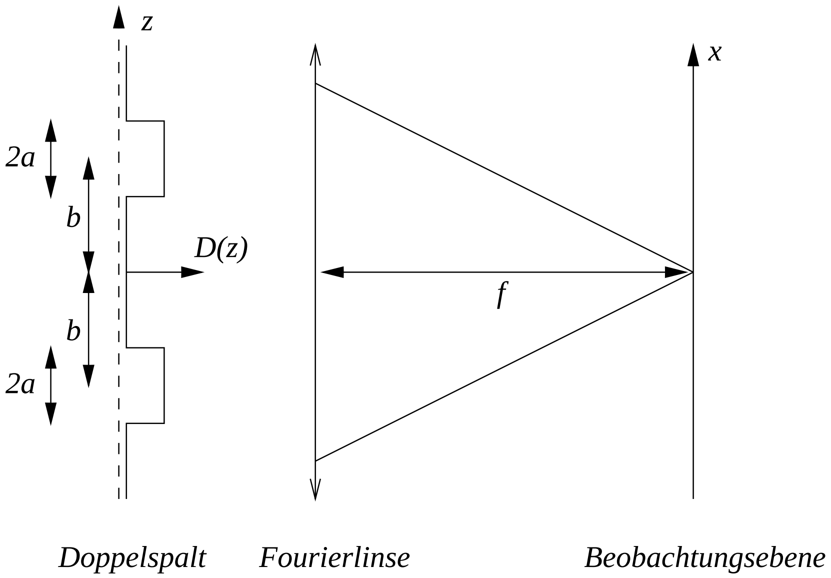


Abbildung 2.2: Zur Berechnung der Intensitätsverteilung im Doppelspalt–Beugungsbild. Der Doppelspalt $D(z)$ bestehe aus Öffnungen der Breite $2a$ im Abstand $2b$. Eine ebene Welle trifft von links auf den Doppelspalt. In der Beobachtungsebene im Abstand der Brennweite f von der FOURIER–Linse erscheint das Beugungsbild.

Ohne Beschränkung der Allgemeinheit haben wir die Phasendifferenz ϕ symmetrisch je zur Hälfte auf die zwei Einzelspalte verteilt. Die Amplitudenverteilung in der Beobachtungsebene ist das Produkt der FOURIER–transformierten dieser Funktionen. Für den Einzelspalt $\psi(z)$ ist das natürlich die bekannte sinc–Funktion,

$$\tilde{\psi}(x) = 2a\text{sinc}\left(\frac{2\pi ax}{\lambda f}\right) \tag{2.28}$$

Für die Doppelpeakfunktion erhält man als FOURIER–Transformierte

$$\tilde{A}(x) = \exp(-2\pi ibx/\lambda f - i\phi/2) + \exp(+2\pi ibx/\lambda f + i\phi/2) \tag{2.29}$$

In der Beobachtungsebene läßt sich nur die Intensität $I(x)$ gemäß

$$I(x) = \tilde{\psi}(x)\tilde{\psi}^*(x)\tilde{A}(x)\tilde{A}^*(x) \tag{2.30}$$

messen. (Der Stern steht für die komplexe Konjugation.) Es ist

$$\begin{aligned}
\tilde{A}(x)\tilde{A}^*(x) &= (\exp(-2\pi ibx/\lambda f - i\phi/2) + \exp(+2\pi ibx/\lambda f + i\phi/2))^2 && (2.31)\\
&= 2 + \exp(-4\pi ibx/\lambda f - i\phi) + \exp(+4\pi ibx/\lambda f + i\phi) && (2.32)\\
&= 2 + 2\cos(4\pi bx/\lambda f + \phi) && (2.33)\\
&= 4\cos^2(2\pi bx/\lambda f + \phi/2) && (2.34)
\end{aligned}$$

und damit

$$I(x) = 16a^2 \mathrm{sinc}\left(\frac{2\pi ax}{\lambda f}\right)\cos^2(2\pi bx/\lambda f + \phi/2) \tag{2.35}$$

Mit dieser Gleichung hat man die Antwort auf die Frage, wie sich das Beugungsbild verändert, wenn man nur die Phasendifferenz ϕ variiert: Die Maxima und Minima wandern proportional zu ϕ in der x–Richtung. Wandert ein Maximum in ein Minimum, so entspricht dies einer Phasendifferenz von $\phi = \pi$. Natürlich bleiben die Maxima immer noch in dem einhüllenden sinc, der *nicht* wandert.

Neben der vorgestellten Methode zur Phasendifferenz–Messung gibt es unter anderem eine Dreifach–Spalt Anordnung, in der bei Phasenvariation eine Amplitudenmodulation statt einer Maximawanderung beobachtet wird. Die Genauigkeit kann viel besser sein, nämlich bis zur Genauigkeit der Intensitätsmessung, allerdings ist der Aufbau und die Auswertung aufwendiger. In [23] ist eine solche Messung unter Verwendung von Spalten mit Breiten und Abständen im 100μm Bereich beschrieben. Ich habe diese Art der Messung aufgrund der erforderlichen Dimensionen nicht in Betracht gezogen. Zudem erscheint es mir fragwürdig, ob eine Genauigkeit von mehr als einigen Prozent überhaupt aussagekräftig erscheint, angesichts der Mittelung über viele Dutzend LCD Pixel und der Kurzzeitfluktuationen durch Bild–Refreshing.

2.2.4 Holographie

Warum können wir im heimischen Wohnzimmer Beethoven's Fünfte Sinfonie genießen, obwohl wir kein ganzes Orchester geladen haben? Wie kommt es, daß wir den Dirigenten in der Mitte des Raumes zu Beginn den Taktstock ans Pult schlagen hören und kurz darauf von den Seiten den Einsatz der Streicher?

Weil wir ein Lautsprecherpaar an geeigneten Stellen im Raum positioniert haben. Die Lautsprechermembranen reproduzieren die akustischen Schwingungen, wie sie bei der Aufnahme im Konzertsaal von zwei Mikrofonen aufgezeichnet wurden. Im Zimmer entsteht eine Rekonstruktion des Schallwellenmusters, die dem Original im Konzertsaal sehr ähnelt. Wir nehmen akustisch ein Orchester wahr.

Soeben habe ich in wenigen Worten das Prinzip der *Phonographie*, also der Schallaufzeichnung beschrieben. *Holographie*[1] ist nichts anderes, als die Übertragung dieses Prinzips von Schallwellen auf Lichtwellen. Wenn es gelingt, das Lichtwellenmuster, die sogenannte *Wellenfront* eines Gegenstandes aufzuzeichnen und zu rekonstruieren, so gewinnt das Auge wieder einen optischen Eindruck des Gegenstandes. Das Aufzeichnungsmedium (das anders als bei der akustischen Analogie auch Wiedergabemedium ist) nennt man das *Hologramm*. In der Optik wird derselbe Ausdruck auch für das darauf befindliche Interferenzmuster benutzt.

Klassifizierung

Es gibt verschiedene Aufzeichnungsarten für Hologramme. Man unterscheidet vor allem zwischen

[1] von griechisch *holos*: vollständig, *graphein*: schreiben

- Phasenhologrammen, bei denen Information über die Wellenfront nur als Phasenmodulation in der Hologrammfläche kodiert ist. Das Hologramm besitzt überall die gleiche Transmission und wirkt nur als Phasenmodulator.
- Amplitudenhologrammen, bei denen Information als Amplitudenmodulation gespeichert ist. Das Hologramm hat eine homogene Phasenschiebung und wirkt nur als Amplitudenmodulator.

In der Praxis treten oft Mischformen dieser beiden idealisierten Typen auf, da es je nach Wiedergabemedium schwierig sein kann, Phasenmodulation und Amplitudenmodulation vollständig voneinander zu entkoppeln. Die Klassifizierung läßt sich weiter fortführen in *Flächenhologramme* und *Volumenhologramme*. Bei den Flächenhologrammen ist die Information in einem zweidimensionalen Interferenzmuster enthalten, d.h. es tritt keine oder nur wenig Änderung des Interferenzmusters in der 3. Dimension (Tiefe) auf. Flächenhologramme sind deshalb typischerweise nicht dicker als Bruchteile der Wellenlänge. Volumenhologramme hingegen speichern Information auch in der 3. Dimension. Die Tiefe kann Dutzende von Wellenlängen betragen. Beispiele für Flächenhologramme sind die Dichromatischen Gelatine–Hologramme (DCG) mit einer Dicke von $12\mu m$[7]. In photorefraktiven Kristallen beträgt die Dicke bis zu einigen Millimetern.

Flächenhologramme können mit einer beliebigen Wellenlänge ausgelesen werden. Benutzt man zur Wiedergabe eine andere Wellenlänge, so erscheint die Rekonstruktion verzerrt. Bei Volumenhologrammen spielt die BRAGG–Bedingung eine Rolle. Unter einem bestimmten Winkel betrachtet, kann nur Licht einer ausgesuchten Wellenlänge konstruktiv interferieren. In polychromatischem Licht betrachtet zeigen diese Hologramme je nach Betrachtungswinkel Rekonstruktionen in unterschiedlichen Farben.

Weil Phasenhologramme gegenüber Amplitudenhologrammen eine größere Beugungseffizienz aufweisen (was sich unter anderem in lichtstärkeren Rekonstruktionen bemerkbar macht, weil im Hologramm keine Absorption auftritt) und das zur Verfügung stehende LCD auf seine Brauchbarkeit als Phase–Only–Modulator hin untersucht werden sollte, möchte ich die Physik der Phasenhologramme etwas detaillierter darstellen. Eine ausführliche Untersuchung der Beugungseffizienzen verschiedener Hologrammtypen findet man in [17]. Die Quintessenz ist, daß die Beugungseffizienz η gemessen als Verhältnis aus den Intensitäten der direkten Welle I_D und der Wiedergabewelle I_W

$$\eta = \frac{I_D}{I_W} \tag{2.36}$$

sich wie in Tabelle 2.1 ergibt.

Mit einem LCD ist es natürlich nur möglich, Flächenhologramme wiederzugeben. Volumenhologramme sind bis auf weiteres die Domäne der Photoemulsionen. Trotzdem braucht man nicht auf hohe Wirkungsgrade zu verzichten. Ein computer–generiertes ebenes Phasenhologramm kann ebenfalls eine Beugungseffizienz bis 1 erreichen. Anders als bei den mittels Interferenz aufgezeichneten Hologrammen hat man hier die direkte Kontrolle über die Phasenschiebung. (Man

Amplitudenhologramm:	$\eta_a = 0.065$
Ebenes Phasenhologramm:	$\eta_p = 0.336$
Volumenphasenhologramm:	η_v bis 1

Tabelle 2.1: Beugungseffizienz von Hologrammen, die durch Interferenz von Wellenfeldern aufgezeichnet werden.

N	η
2	0.41
4	0.81
8	0.95
16	0.98
∞	1

Tabelle 2.2: Beugungseffizienz η von CGHs bei verschiedenen Quantisierungsstufen N.

halte sich vor Augen, daß die Phasenmuster eines analog aufgezeichneten und eines CGHs des gleichen Objektes *nicht* identisch sind.) Die erreichbare Beugungseffizienz hängt von der Zahl der Quantisierungsstufen ab, siehe Tabelle 2.2[12].

Hologrammaufnahme

Generell gilt für alle Hologramme, daß die Information über die Wellenfront in einem Interferenzmuster gespeichert ist. Interferenzmuster erhält man bei der Überlagerung zweier oder mehrerer Wellenfelder. In der Holographie bezeichnet man die zwei Wellenfelder als *Objektwelle* und *Referenzwelle*. Das aus der Überlagerung von Objekt– und Referenzwelle in der Hologrammebene entstehende Interferenzmuster wird aufgezeichnet. Als Aufzeichnungsmedium geeignet sind zum Beispiel photographische Emulsionen oder hochauflösende CCD–Kameras. Abbildung 2.3 zeigt eine gängige Anordnung zur Hologrammaufnahme. Ein aufgeweiteter Laserstrahl bildet die Referenzwelle, die durch das transparente Aufnahmemedium tritt und danach auf das Objekt trifft. Die vom Objekt gestreute Objektwelle erzeugt im Aufnahmemedium durch Interferenz mit der Referenzwelle ein zeitlich stationäres Interferenzmuster, welches aufgezeichnet wird. Physikalisch besteht das Interferenzmuster aus einer Intensitätsverteilung. Es enthält Information über die Objektwelle am Ort des Hologramms.

Bei der Aufzeichnung mit einer photographischen Emulsion hängt es von der anschließenden Verarbeitung des Films ab, ob man ein Amplituden- oder Phasenhologramm erhält. Die Intensitätsverteilung führt zu bestimmten chemischen Reaktionen in der Filmschicht. Folge der Reaktionen ist, daß an Stellen hoher Intensität der Film bei der Entwicklung (aber nicht schon bei der Belichtung) geschwärzt wird. Bricht man den Verarbeitungsprozeß hier ab und fixiert lediglich, so ergibt sich ein Amplitudenhologramm. Ein Phasenhologramm kann man gewinnen, indem man den Film nach der Entwicklung bleicht. Bei dieser Vorge-

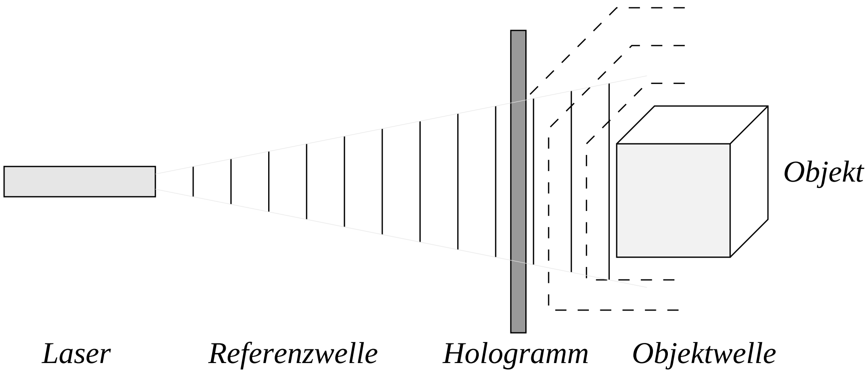


Abbildung 2.3: Aufnahme eine Hologramms. Die Referenzwelle tritt durch das transparente Hologramm und trifft auf das Objekt. Die vom Objekt gestreute Objektwelle interferiert mit der Referenzwelle in der Aufzeichnungsebene. Das dort entstehende Interferenzmuster bildet das eigentliche Hologramm.

hensweise wird die für die Schwärzung verantwortliche Komponente ausgewaschen. Zurück bleibt eine nahezu transparente Schicht, die an den Stellen hoher Intensität eine andere chemische Zusammensetzung aufweist, als an den Stellen niedriger Intensität. Entsprechend unterschiedlich sind im allgemeinen auch die Brechzahlen an diesen Stellen, und damit die Phasenmodulation.

Bei der Aufzeichnung mit einer CCD–Kamera detektiert man die Intensitätsverteilung. Je nach Kameratyp erhält man ein analoges Videosignal oder direkt eine Folge von quantisierten Intensitätswerten für jedes Pixel. Im ersten Fall muß noch eine A/D Wandlung ausgeführt werden, wenn man das Hologramm rechnerisch bearbeiten will. Es ist interessant festzuhalten, daß die Intensitätsverteilung sowohl zur Konstruktion eines Amplituden- als auch eines Phasenhologramms nutzbar ist. In erster Näherung liefern beide Hologrammtypen identische Rekonstruktionen (abgesehen von den oben erwähnten Unterschieden in der Beugungseffizienz). Im Falle binärer Hologramme verschwindet der Unterschied praktisch vollständig, wie man sich leicht klar macht: Seien die Hologramme als zweidimensionale binärwertige Funktionen gegeben, also das Phasenhologramm $\phi(x, y)$ und das Amplitudenhologramm $A(x, y)$ gemäß

$$\phi(x, y) \quad \in \quad \{e^{i0} = 1, e^{i\pi} = -1\} \tag{2.37}$$

$$A(x, y) \quad \in \quad \{1, 0\} = \frac{1}{2}\phi(x, y) + \frac{1}{2} \tag{2.38}$$

Die FOURIER–Transformation $\tilde{A}$ des binären Amplitudenhologramms lautet

$$\tilde{A}(f_x, f_y) = \frac{1}{2}\tilde{\phi}(f_x, f_y) + \frac{1}{2}\delta(0) \tag{2.39}$$

In Worten: die Rekonstruktion (die FOURIER–Transformierte) des Amplitudenhologramms A unterscheidet sich von derjenigen des Phasenhologramm abgesehen von dem Faktor $1/2$ nur durch das Vorhandensein eines Peaks $\delta(0)$. Er wird verursacht durch den Gleichanteil, d.h. den Mittelwert des Amplitudenhologramms.

Bei der praktischen Rekonstruktion des Amplitudenhologramms äußert sich dies in einem hellen Punkt an der Stelle der nullten Ordnung.

Phasenhologramme haben in der Regel einen verschwindenden Gleichanteil und bilden daher kein Maximum in der nullten Ordnung aus, was sie natürlich für Wiedergabezwecke prädestiniert.

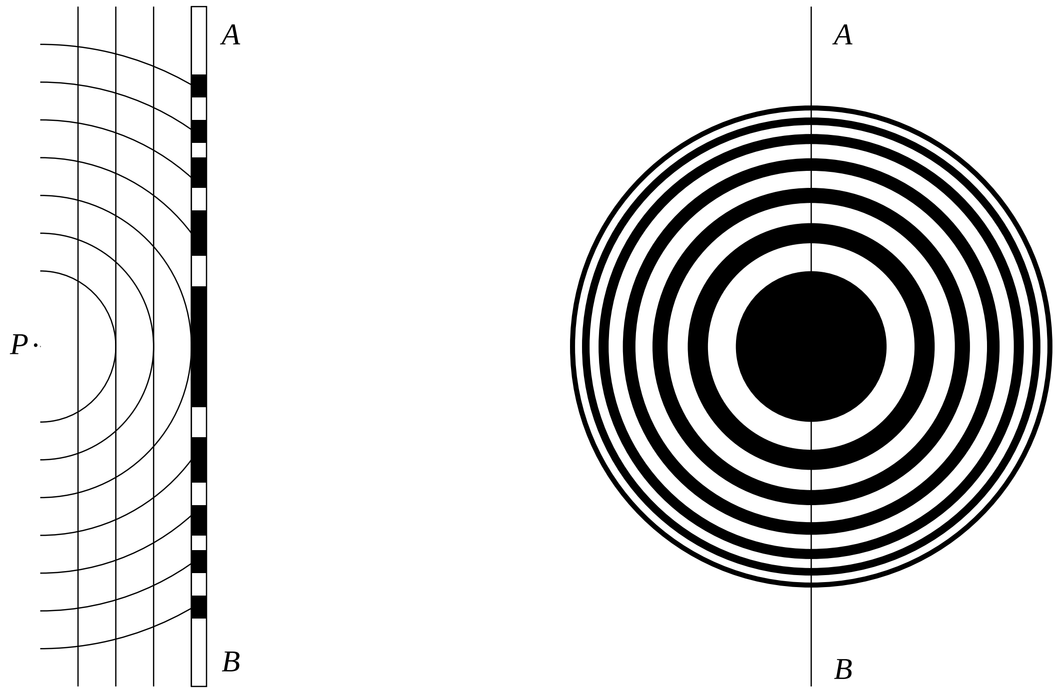
Kodierung der Information

Um zu verstehen, wie die Information über eine Wellenfront in einem Interferenzmuster enthalten ist, betrachten wir einen Spezialfall. Wie sieht das Hologramm eines einzelnen Punktes aus? Kennt man das Einzelpunkthologramm, so kann das Hologramm eines ausgedehnten Objektes als Überlagerung aus den Einzelpunkthologrammen verstanden werden.

Streut ein punktförmiges Objekt P eine Welle, so geht von P eine Kugelwelle aus, siehe Abbildung 2.4. (Zum besseren Verständnis lasse ich beide Wellen von derselben Seite auftreffen. Für die Interferenz in einer Ebene spielt die Einfallsrichtung keine Rolle). Interferiert eine Kugelwelle mit einer ebenen Referenzwelle, so entsteht ein Interferenzmuster aus konzentrischen Ringen, deren Dicke nach außen hin abnimmt. Je weiter P von der Hologrammebene entfernt ist, desto größer werden der innerste Kreis und die Dicke der Ringe. Hierin ist also die Information über den *Abstand* des Punktes P von der Hologrammebene enthalten. Die *Position* von P ist in der Lage des Mittelpunktes des konzentrischen Ringsystems enthalten. Das Hologramm eines Punktes ist nichts anderes als die FRESNEL'sche Zonenplatte, wie sie in Abbildung 2.4 skizziert ist. Die Übergänge zwischen den Ringsystemen muß man sich dabei kontinuierlich denken.

Hologrammrekonstruktion

Auf welche Weise kann nun mit der Zonenplatte wieder die Wellenfront eines Punktes, d.h. eine auslaufende Kugelwelle rekonstruiert werden? Die Antwort lautet: indem man die Referenzwelle wieder von der Zonenplatte modulieren läßt. Mit anderen Worten, man läßt eine ebene Welle auf die Zonenplatte treffen. In Abbildung 2.5 ist der Vorgang bildlich dargestellt. Eine ebene Welle E, angedeutet durch Linien gleicher Phase, trifft auf die Zonenplatte Z. (Man beachte, daß hier die weißen Stellen in Z für Bereiche gleicher Phasenschiebung stehen und nicht für maximale Transmission.) An diesen Stellen in der Zonenplatte bilden sich nach dem HUYGENS'schen Prinzip Elementarwellen aus. Um die Abbildung nicht zu überladen, wurden nur die Elementarwellen k1 bis k5 mit den jeweiligen Radien von 1 bis 5 Wellenlängen maßstabsgerecht gezeichnet. Deren Einhüllende bildet die auslaufende Kugelwelle K, welche vom Punkt P auszugehen scheint. Eine Rechnung zeigt[15], daß die Radien der ursprünglichen und der rekonstruierten Welle übereinstimmen, sofern dieselben Wellenlängen bei Aufnahme und Rekonstruktion verwendet werden. Einem Betrachter auf der Seite von K erscheint ein Punkt P hinter der Zonenplatte.



Entstehung Zonenplatte (Schnitt) *Zonenplatte*

Abbildung 2.4: Entstehung der Zonenplatte als Hologramm eines Punktes. Links ein eindimensionaler Schnitt durch das Interferenzmuster aus der Überlagerung einer ebenen Welle mit einer Kugelwelle, rechts die zweidimensionale Zonenplatte. Die Wellen sind durch Linien gleicher Phase gekennzeichnet. Die Übergänge zwischen den hellen und dunklen Bereichen muß man sich kontinuierlich vorstellen.

2.2.5 Computer–generierte Hologramme

In den Pionierjahren der Holographie wurden Hologramme existierender Objekte mittels Zweistrahlinterferenz auf Film gebannt, da an eine andere Erzeugung und Speicherung der sehr feinen Interferenzmuster nicht zu denken war. Mit dem Aufkommen schneller Rechner und der Mikrostrukturtechnik erweiterten sich die Möglichkeiten des Holographen drastisch. Die Vorteile eines berechneten gegenüber einem aus einer Zweistrahlinterferenz gewonnenen Hologramms sind u.a.

- Umgehung der photochemischen Prozesse Belichten, Entwickeln, Bleichen, was nicht nur weniger Aufwand mit sich bringt, sondern auch eine erhebliche zeitliche Verkürzung von der Hologrammerzeugung bis zur Rekonstruktion bedeutet. Ein vollständiger photochemischer Prozeß erfordert Bearbeitungszeiten im Minutenbereich. Spezialisierte digitale Signalprozessoren (DSP) können Hologramme mit Videofrequenz (50 Hz) berechnen. Dies ist natürlich nur ein Vorteil für die Wiedergabe mit LCDs. Vielfach werden computer–generierte Hologramme auch auf Photoemulsionen übertragen, wobei man diesen Vorteil wieder verliert.

- Es können Hologramme von nicht existierenden Objekten berechnet werden. Eine Klasse dieser Hologramme sind die *Holographisch optischen Elemente* (HOE). Vertreter dieser Klasse sind zum Beispiel Mikrolinsenarrays, wie sie in der Mikrostrukturierung zum Einsatz kommen.
- Die Forderung nach Lichtquellen mit großer Kohärenzlänge kann gelockert werden. Bei der Hologrammaufnahme eines echten Objekts muß zur Erzeugung eines kontrastreichen Interferenzmusters die Kohärenzlänge größer als die Wegdifferenz von Referenz- und Objektwelle sein. Bei der Wiedergabe darf die Kohärenzlänge wesentlich kürzer sein, da sie nur von den Wegdifferenzen zwischen verschiedenen Punkten des Hologramms zum Schirm bestimmt wird.[2]
- Man kann durch lokale oder globale Veränderungen des Hologramms die Rekonstruktion iterativ optimieren. Forschungen hierzu finden zur Zeit am Institut statt[14].

Im folgenden will ich mich der Einfachheit halber auf die Berechnung von Hologrammen ebener zweidimensionaler Objekte beschränken. Wie sieht hier die Verknüpfung zwischen einem Objekt und seinem Hologramm aus? Wählt man zur Rekonstruktion die Anordnung aus Abbildung 2.6, so ist diese Verknüpfung durch eine FOURIER–Beziehung zwischen der komplexen Transmission des Hologramms und des rekonstruierten Objekts beschrieben. Das Hologramm in der $z = 0$ Ebene wird von einer auf den Punkt ($x = 0, y = 0, z = z_0$) konvergierenden Welle beleuchtet. Führt man die reduzierten Koordinaten

$$f_x = -x/\lambda z_0, \qquad f_y = -y/\lambda z_0 \tag{2.40}$$

ein, so erhält man aus der komplexen Transmission $\tilde{v}(f_x, f_y)$ unter Vernachlässigung eines einheitlichen Faktors die komplexe Amplitude $v_1(x, y)$ in der Objektebene $z = z_0$ gemäß

$$v_1(x,y) = \exp\left[\frac{i\pi(x^2+y^2)}{\lambda z_0}\right] \iint df_x\, df_y\, \tilde{v}(f_x, f_y) \exp(2\pi i(f_x x + f_y y)) \tag{2.41}$$

$$= \exp\left[\frac{i\pi(x^2+y^2)}{\lambda z_0}\right] v(x,y) \tag{2.42}$$

Bis auf den Exponentialfaktor vom Betrag 1 ist die komplexe Amplitude in z_0 also die FOURIER–Transformation der Hologrammtransmission. Im allgemeinen darf der Exponentialfaktor ignoriert werden, weil man nur die Intensität $|v_1(x, y)|^2$ beobachtet.

Für praktische Berechnungen konzentriert man sich auf einen endlichen Ausschnitt $u(x, y)$ der unbegrenzten Objektebene mit den Ausdehnungen Δx und Δy und dem Zentrum bei x_0, y_0, also

$$u(x,y) = 0 \quad \text{wenn} \quad |x| > \Delta x/2 \quad \text{oder} \quad |y| > \Delta y/2 \tag{2.43}$$

$$v(x,y) = u(x - x_0, y - y_0) \tag{2.44}$$

[2] Dies gilt natürlich genauso für Hologramme auf Film.

Zur Berechnung der Wellenfront $\tilde{u}(f_x, f_y)$ in der Hologrammebene $z = 0$ führt man die Rücktransformation

$$\tilde{u}(f_x, f_y) = \iint dx\, dy\, u(x, y) \exp\left[-2\pi i(f_x x + f_y y)\right] \tag{2.45}$$

aus. Will man die Transformation digital ausführen, so muß an dieser Stelle eine Diskretisierung des Objekts in eine endliche Zahl von Punkten stattfinden. Man beschränkt sich auf M Punkte in der x–Richtung und N Punkte in der y–Richtung, zusammen also $M \times N$ Punkte, wobei die Abstände zum Nachbarpunkt jeweils δx und δy betragen.

Aus der kontinuierlichen Funktion $u(x, y)$ wird damit die diskretisierte

$$u_{mn} = u(m\delta x, n\delta y) \tag{2.46}$$

$$-M/2 \leq m \leq M/2 - 1 \tag{2.47}$$

$$-N/2 \leq n \leq N/2 - 1 \tag{2.48}$$

wobei M und N geradzahlig gewählt wurden, um eine Fallunterscheidung in Gleichung 2.46 zu vermeiden.

Die Diskretisierung des Hologramms erfolgt mit einer Auflösung der reduzierten Koordinaten von

$$\delta f_x = 1/\Delta x, \qquad \delta f_y = 1/\Delta y. \tag{2.49}$$

Damit kann man Gleichung 2.43 als *Diskrete* FOURIER *Transformation* (DFT) schreiben:

$$\tilde{u}_{jk} = \sum_{-M/2}^{M/2-1} \sum_{-N/2}^{N/2-1} u_{mn} \exp\left[-2\pi i(mj/M + nk/N)\right], \tag{2.50}$$

$$\tilde{u}_{jk} = \tilde{u}(j/\Delta x, k/\Delta y) \tag{2.51}$$

wobei analog zu 2.47 die Indizes j und k einen Bereich von

$$-M/2 \leq j \leq M/2 - 1 \tag{2.52}$$

$$-N/2 \leq k \leq N/2 - 1 \tag{2.53}$$

durchlaufen, das Hologramm also aus derselben Anzahl von Punkten besteht, wie das Objekt.

Für die Berechnung der diskreten FOURIER Transformation gibt es effiziente Algorithmen, deren Laufzeitverhalten von der Ordnung $O(p \ln p)$ ist, wenn p die Anzahl der Punkte darstellt.

2.3 Flüssigkristalle (LCs)

Von den meisten Stoffen sind drei Aggregatzustände bekannt: fest, flüssig und gasförmig. Der feste Zustand kann zudem noch unterteilt werden in amorphe und kristalline Stoffe. Der kristalline Stoff besitzt dabei im Gegensatz zum amorphen eine sich über ein größeres Volumen erstreckende räumliche Ordnung in Form eines Raumgitters. In vielen Fällen geht ein Kristall beim Erhitzen über seinen Schmelzpunkt direkt in die anisotrope flüssige Phase über, in der jegliche Ordnung aufgehoben ist. Kühlt man die Flüssigkeit ab, so erstarrt diese wieder direkt zu einem Kristall.

Seit Anfang des Jahrhunderts sind jedoch Materialien bekannt, bei denen nicht der direkte Phasenübergang fest $\rightleftharpoons$ flüssig auftritt. Es zeigt sich vielmehr eine Zwischenphase, bei der die Substanz flüssig ist (aus leicht gegeneinander verschiebbaren Molekülen besteht), obwohl sie immer noch die anisotropen Eigenschaften eines Kristalls besitzt. Mann nennt diese Zwischenphase *flüssigkristalline Phase*, *Mesophase* oder *mesomorphe Phase* [18]. Materialien, die eine flüssigkristalline Phase aufweisen, nennt man *Flüssigkristalle* (englisch Liquid Crystals, LCs). Der Temperaturbereich der flüssigkristallinen Phase erstreckt sich in etwa von 280K bis 380K und grenzt zu tieferen Temperaturen an die kristalline und zu höheren an die flüssige Phase.

Die meisten Flüssigkristalle sind organische Moleküle, die eine ausgeprägt längliche Struktur besitzen. Die anisotropen Eigenschaften der flüssigkristallinen Phase rühren von der bevorzugt parallelen Anordnung der Molekülachsen. Diese Vorzugsrichtung (bzw. deren Scharmittel, falls die Richtungen etwas streuen) bezeichnet man als den *Direktor*. Dieser gibt die optische Achse für die Doppelbrechung des Materials vor. Weil der LC flüssig ist, läßt sich die optische Achse – z.B. durch ein elektrisches Feld – reorientieren.

Für das LCD-Design sind zwei Arten von Flüssigkristallen interessant: Der *nematische* (griech. „fadenförmig“) sowie der *cholesterische* (weil zuerst in Cholesterin–Derivaten gefundene) Flüssigkristall. Die Direktoren in diesen beiden Phasen zeigt Abbildung 2.7.

2.3.1 Aufbau eines Flüssigkristalldisplays (LCD)

Der Aufbau eines Flüssigkristalldisplays ist schematisch in Abbildung 2.8 dargestellt. (Die Abbildung ist nicht maßstabsgerecht.)

Die Flüssigkristallphase befindet sich zwischen zwei Schichten aus Siliziumdioxyd SiO_2. Das SiO_2 isoliert den LC von den Elektroden. Die praktisch durchsichtigen Elektroden werden auf dicke Glasschichten aufgebracht, was für eine gute mechanische Stabilität sorgt. An der oberen Seite sind zwei getrennte Elektroden zu sehen, an der unteren eine durchgehende gemeinsame Gegenelektrode. Als Abstandshalter fungieren Mikroglaskugeln, deren Durchmesser in der Größenordnung von 10 Mikrometern liegt. Oftmals sind die Außenseiten der Glasplatten noch mit Polarisationsfiltern versehen.

Die an den LC grenzende Siliziumdioxydschicht besteht aus einem feinen Linienraster. Die Linienraster der beider Grenzflächen stehen orthogonal zueinander. Bei Abwesenheit äußerer Einflüsse orientieren sich die LC Moleküle entlang des Linienrasters. Der Direktor bildet dabei senkrecht zur Flächennormalen eine Helixstruktur aus (siehe Abbildung 2.7). Für *Twisted Nematic* (TN) LCDs dreht sich der Direktor dabei von der untersten bis zur obersten Schicht um 90°, bei *Super Twisted Nematic* (STN) LCDs sind es 270°.

Durch ein elektrisches Wechselfeld kann dieses Direktorfeld jedoch verändert werden. Die Moleküle orientieren sich dann entlang den Feldlinien, d.h. parallel zur Flächennormalen, und somit auch die optische Achse. Auf diesem Mechanismus beruht die Brauchbarkeit des LCDs als Lichtmodulator.

2.3.2 Lichtmodulation

Wie wirkt ein LCD auf polarisiertes Licht? Im wesentlichen werden durch TN LCDs zwei Eigenschaften beeinflußt: die Elliptizität und die Hauptschwingungsrichtung. Die Absorption der nur $10\mu m$ dicken LC Schicht ist vernachlässigbar. Der Betrag der Amplitude wird also nicht beeinflußt. Abbildung 2.9 zeigt den Einfluß eines Graustufen LCDs auf linear in x-Richtung polarisiertes Licht. Mit zunehmendem Grauwert geht die lineare Polarisierung in eine leicht elliptische über. Gleichzeitig wird die Hauptschwingungsrichtung leicht gedreht. Die erreichbare Drehung β ist in der Abbildung übertrieben dargestellt. Sie beträgt typischerweise nur zwischen 6 und 15 Grad [2].

Eine kontrastreiche Bildwiedergabe erreicht man mittels gekreuzter Polarisationsfilter vor und hinter dem LCD. Abbildung 2.9 zeigt die Verhältnisse für einen Polarisator in x–Richtung vor dem LCD und einem Analysator in y–Richtung danach. Die durch das Gesamtsystem tretende Intensität wird durch den Schnittpunkt der Polarisationsellipse mit der y–Achse bestimmt, angedeutet durch die Pfeile auf der y–Achse. Man erkennt, daß ein Großteil der Intensität verloren geht.

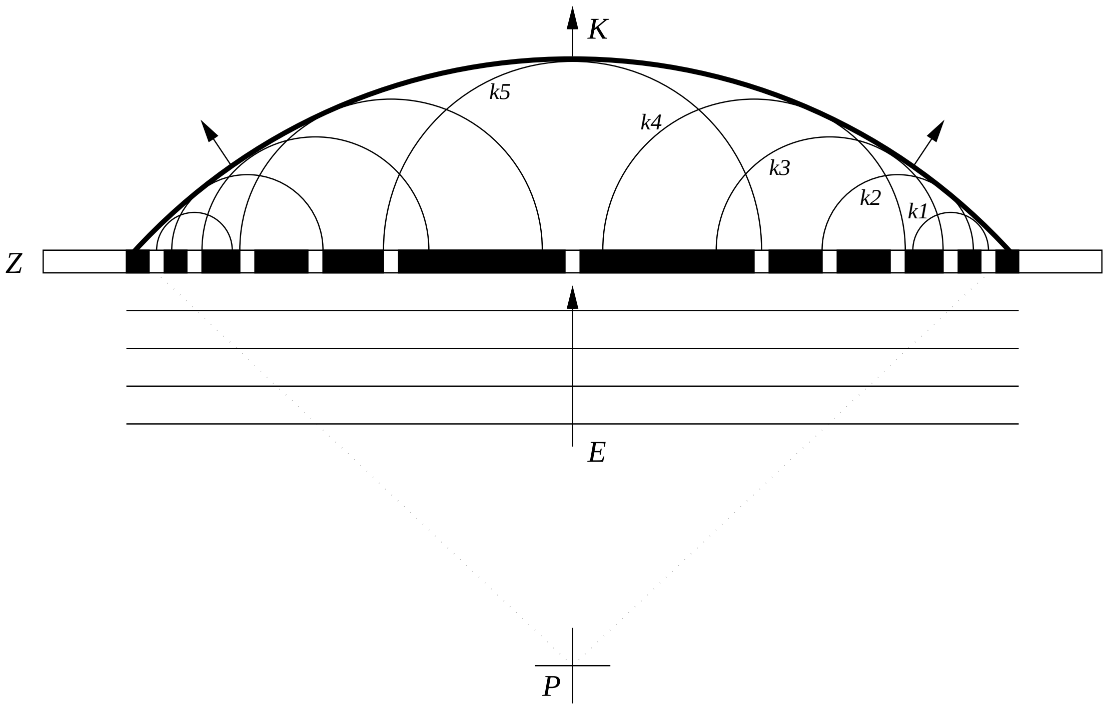


Abbildung 2.5: Rekonstruktion des Hologramms eines Punktes. Eine ebene Welle E trifft auf die Zonenplatte Z. An den weißen Stellen bilden sich Elementarwellen aus, deren Einhüllende K eine auslaufende Kugelwelle ergibt.

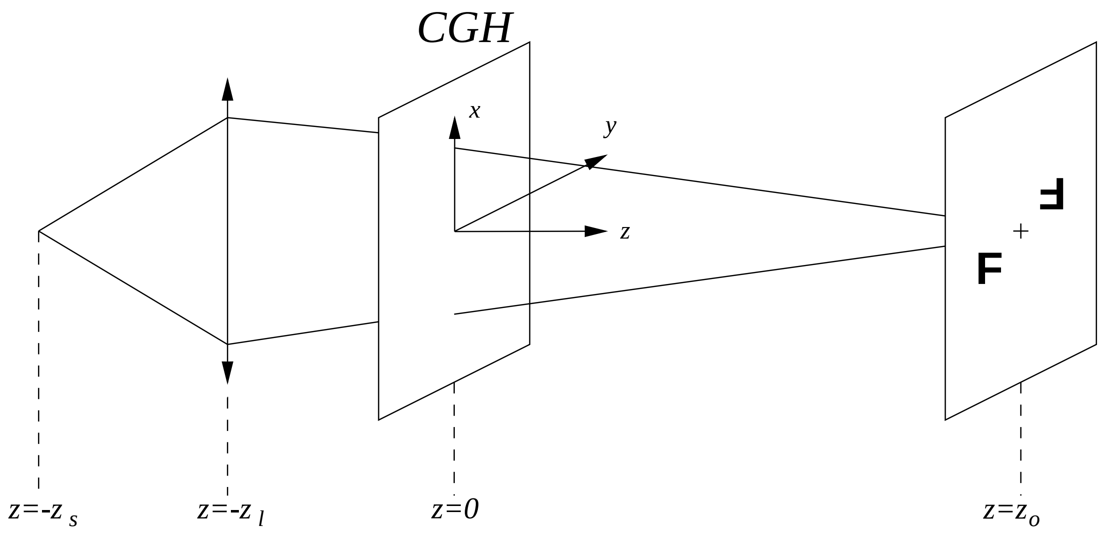


Abbildung 2.6: Rekonstruktion eines Fourier–Hologramms. Auf der optischen Achse in z–Richtung befindet sich in der Ebene $z = 0$ das Hologramm. Eine Lichtquelle in $-z_s$ und eine Linse in $-z_l$ lassen die Rekonstruktion in der Beobachtungsebene $z = z_0$ entstehen.

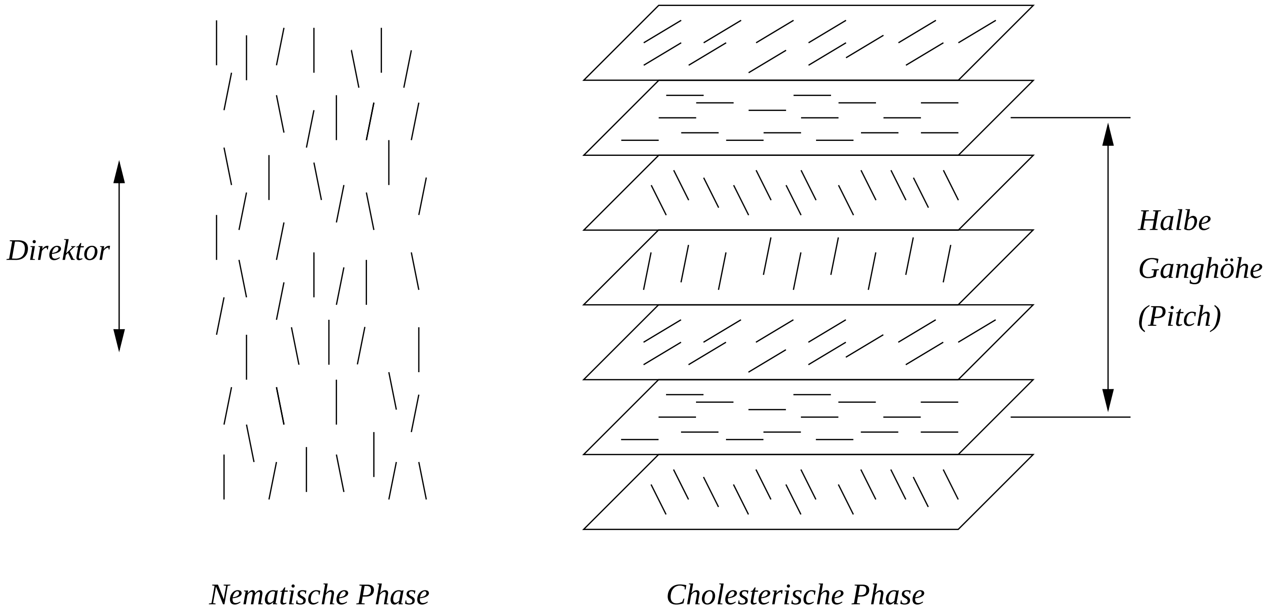


Abbildung 2.7: Flüssigkristalle mit nematischer und cholesterischer Phase. Die cholesterische kann als Mehrfachschicht aufgebaut aus nematischen Phasen angesehen werden, wobei sich die Richtung der Direktoren senkrecht zur Schichtnormalen ändert. Als Ganghöhe wird der Abstand zweier Schichten bezeichnet, zwischen denen der Direktor eine volle Rotation (2π) ausgeführt hat.

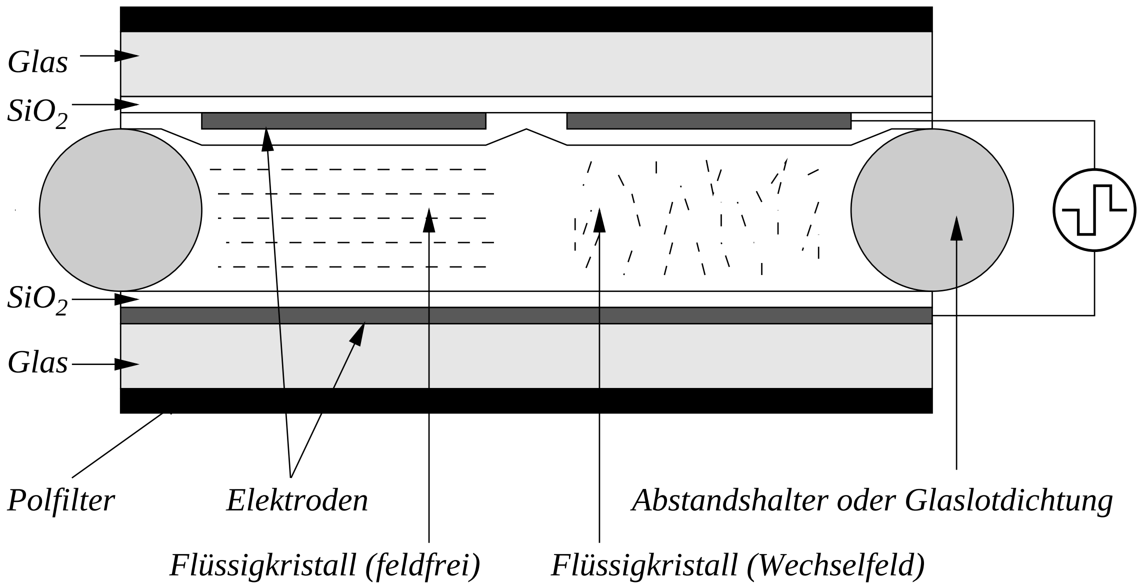


Abbildung 2.8: Aufbau eines Flüssigkristalldisplays[11]. Die Flüssigkristallphase befindet sich zwischen isolierten Elektroden. Im feldfreien Zustand richten sich die Moleküle parallel zu den Elektroden aus. Durch ein Wechselfeld wird diese Ordnung aufgehoben.

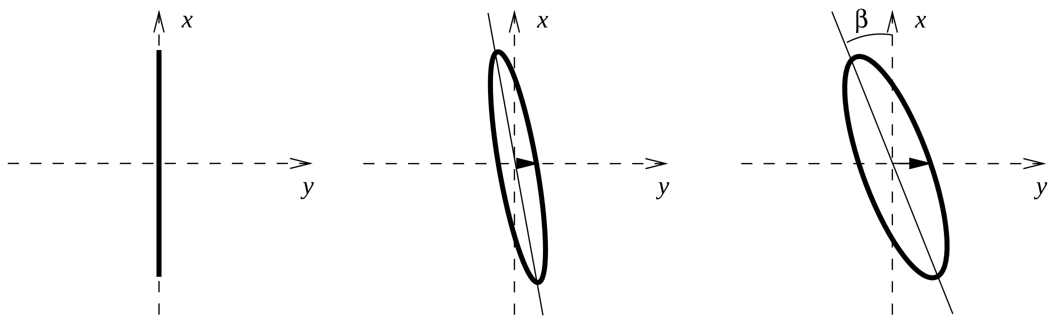


Abbildung 2.9: Beeinflussung der Polarisation durch ein LCD. Der Grauwert nimmt von links nach rechts zu. Es ändert sich sowohl die Elliptizität als auch die Hauptschwingungsrichtung β.

Kapitel 3

Charakterisierung des VLCD

Im Folgenden werden die Messungen zur Charakterisierung des VLCDs beschrieben, mit Ausnahme der JONES–Matrix, die in Kapitel 4 behandelt wird.

Der zur Verfügung stehende LCD ist ein Prototyp aus einem japanischen Labor, der über den Umweg über ein Pariser Institut zu uns gelangte. Aufgrund dieser Situation lagen keine Datenblätter zum Gerät vor. Dies und die vorgesehene Anwendung (Wiedergabe von Phasenhologrammen) machen eine gründliche Untersuchung der optischen Eigenschaften des LCDs notwendig. Dazu gehört vor allem die Umsetzung des Bildsignals und die optische Ebenheit. Die gewonnenen Daten sollen direkt in die Berechnung der computer–generierten Hologramme einfließen.

3.1 Betrieb

Das Gerät besteht aus einer Ansteuereinheit und dem eigentlichen LCD, die durch ein mehradriges Kabel verbunden sind. Die Ansteuereinheit wird mit Netzspannung betrieben und versorgt das LCD. Sie hat einen BNC–Anschluß für ein Videosignal.

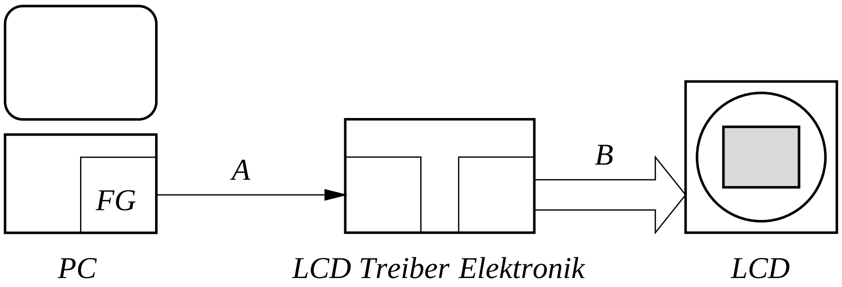


Abbildung 3.1: LCD Ansteuerung. Die Bildspeicherkarte im PC erzeugt ein Videosignal. Es wird über ein 50Ω Koaxkabel (A) an die Treiberelektronik übertragen, wo es verstärkt wird. Ein Flachbandkabel (B) verbindet die Treiberelektronik mit dem eigentlichen Display.

Als Signalquelle dient eine Bildspeicherkarte (VFG), die ein Bild aus 512×512 Werten à 8 bit erzeugt. Ein 50Ω Koaxkabel mit BNC–Anschlüssen verbindet die Bildspeicherkarte mit der Ansteuereinheit (Abbildung 3.1). Laut Spezifikation der Bildspeicherkarte[16] ist sie für Lasten bis 75Ω ausgelegt.

3.2 Geometrie

Die rechteckige Pixelmatrix des LCDs hat die Abmessungen 13,4 mm × 11,4 mm (Breite × Höhe). Eine Zählung unter dem Mikroskop ergab 240 Zeilen mit jeweils rund 410 Pixeln. Daraus errechnet sich der der Spaltenabstand zu 33μm und der Zeilenabstand zu 47μm. Die eigentlichen Pixel sind nur etwa halb so groß wie der Spalten- und Zeilenabstand, also 17μm×24μm. Der *fill factor*–das Verhältnis aus der Fläche aller Pixel zur Displayfläche–ist somit 25%. Jedes dritte Pixel einer Zeile dient der Wiedergabe einer der Grundfarben Rot, Blau und Grün (angedeutet durch unterschiedliche Graustufen in Abbildung 3.2). Jede zweite Zeile ist um drei Pixelbreiten verschoben, um eine symmetrische Anordnung der Farbpixel zu erreichen.

Ein echter Farbbetrieb des LCDs verlangt eine Matrix aus Rot- Grün- und Blaufiltern über den Pixeln, die auf diesem konkreten LCD nicht aufgebracht war. Für die untersuchten Anwendungen, die ausschließlich mit monochromem Licht (Helium–Neon–Laser) arbeiten, wäre eine Filtermatrix aufgrund der unterschiedlichen Absorptionskoeffizienten der Farbfilter sogar störend.

3.3 Ansteuerung über Bildspeicherkarte

Aufgrund der digitalen Bilderzeugung in Kombination mit der analogen Übertragung sowie der unterschiedlichen Auflösung von FG und LCD, mußten zunächst die Übertragungsverhältnisse geklärt werden.

Der FG kann kein FBAS (Farbvideo) Signal zusammengesetzt aus Luminanz (Helligkeitsinformation) und aufmodulierter Chrominanz (Farbinformation) erzeugen, wie es das LCD verarbeiten könnte. Statt dessen besitzt er drei getrennte Ausgänge für die drei Grundfarben. Der Grün–Ausgang trägt dabei noch die Synchronisation. Das Signal enthält nur die Information zur Luminanz, ist also ein schwarz/weiß–Bild ohne Chrominanz. Triff dieses Signal auf ein FBAS–fähiges Gerät, so können drei nebeneinanderliegende RGB–Pixel im Idealfall getrennt angesprochen werden. Wie nahe man diesem Idealfall kommt, hängt von den Eigenschaften der signalerzeugenden Bildspeicherkarte und der A/D–Wandler–Elektronik in der LCD Ansteuereinheit ab.

In Abbildung 3.3 ist skizziert, welcher Ausschnitt des Bildspeichers auf dem LCD dargestellt wird. Zunächst fällt auf, daß nicht der gesamte quadratisch angeordnete Speicher der Größe 512×512 wiedergegeben wird, sondern nur ein Ausschnitt mit den ungefähren Koordinaten (56,16) und (480,502) als diagonal gegenüberliegenden Ecken. Der abgebildete Bereich besteht also aus 424×486 Wer-

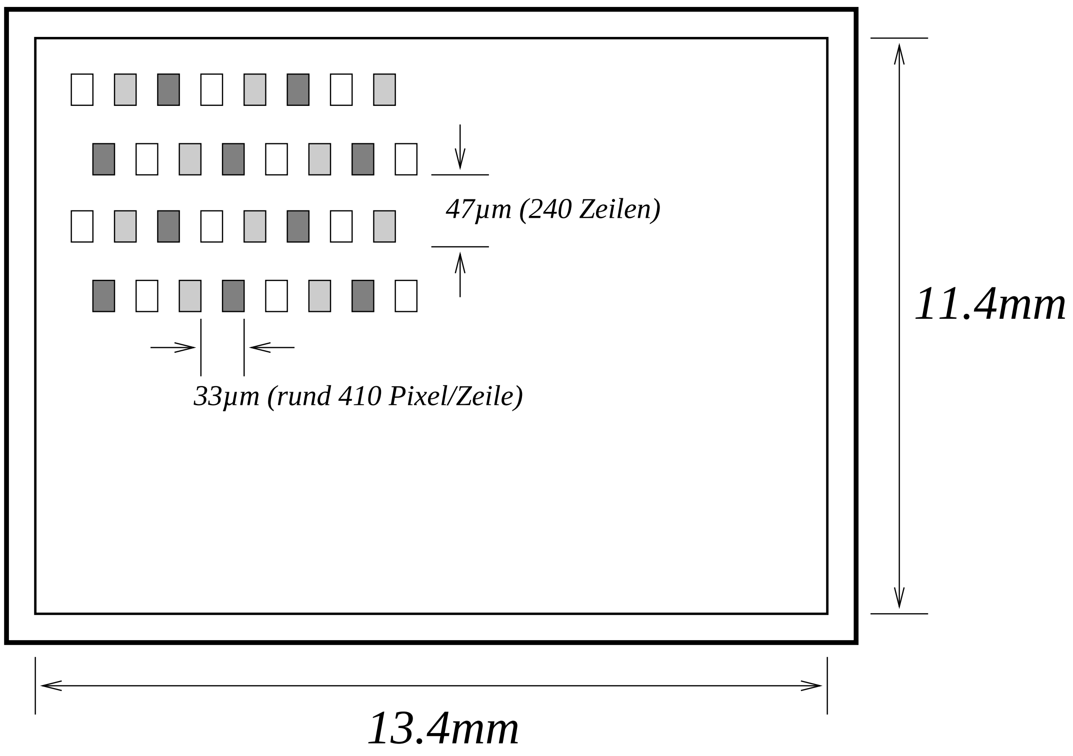


Abbildung 3.2: Zur LCD Geometrie: das Display hat eine Größe von 13.4 $\times$ 11.4mm. Es beinhaltet 240 Zeilen im Abstand von 47μm mit jeweils 410 Pixeln im Abstand von 33μm. Die lichtdurchlässigen Pixel sind etwa halb so groß wie der Pixelabstand. Betreibt man das LCD mit einem Farbvideosignal, so wird jedes dritte Pixel einer Zeile zur Wiedergabe einer der Grundfarben Rot, Grün und Blau (angedeutet durch unterschiedlich graue Pixel) herangezogen.

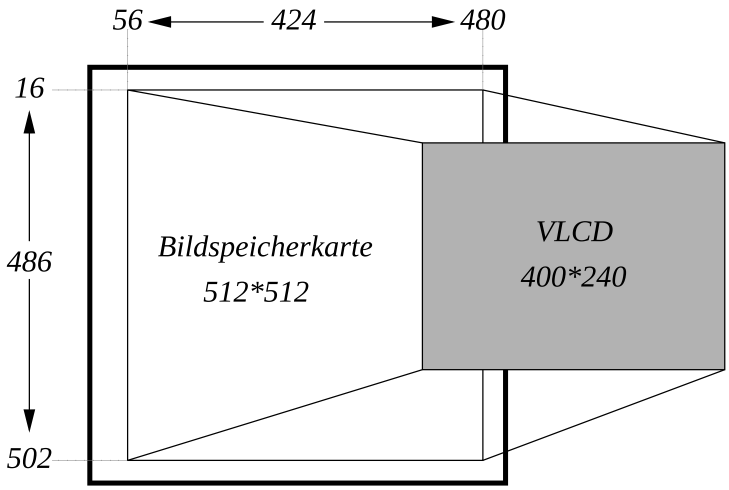


Abbildung 3.3: Abbildung des Bildspeichers der FG–Karte in das VLCD. Ein Ausschnitt des quadratischen Bildspeichers (512×512) wird auf das rechteckige Display (400×240) abgebildet.

ten, was einem Seitenverhältnis von 7 zu 8 entspricht. Diesem Bereich entsprechen auf dem LCTV 400×240 Pixel mit einem Seitenverhältnis von 5 zu 3. Die Treiberelektronik faßt zwei aufeinanderfolgende Zeilen des FG zu einer Zeile im LCD zusammen. Ein Halbbild besteht jeweils nur aus den geraden oder ungeraden Zeilen des FG. In vertikaler Richtung hat man also eine Reduktion der Zeilenzahl um genau den Faktor 2. In horizontaler Richtung sieht man sich jedoch mit dem nicht ganzzahligen Verhältnis von 424 zu 400 konfrontiert, was wie noch gezeigt wird, zu Fehlern bei der Hologrammwiedergabe führt, die auch durch multiplikativen Ausgleich nicht zu beseitigen sind.

Um eine ungefähre Vorstellung über die Bandbreite der analogen Verstärkerelektronik zu gewinnen, wurde die Impuls– und Sprungantwort untersucht (Abbildung 3.4). Die Auswertung der Kurven ergibt eine Bandbreite von 4MHz, etwas weniger als die Bandbreite von Standard–Videosignalverstärkern (maximal 5.5MHz). Ersatz des Verstärkers durch andere Komponenten oder Austausch des VLCD durch ein anderes ebenfalls video–adressiertes wird daher keine durchschlagende Verbesserung der Bildschärfe bewirken. Die Spezifikationen des Videosignals begrenzen also die Anwendbarkeit video–adressierter LCDs. Für zukünftige Forschungen aussichtsreicher sind Bildsignale mit höherer Bandbreite. Hier bietet sich zum Beispiel SVGA (bis über 80MHz) an, ein Standard, der von allen gängigen Grafikkarten bzw. Bildspeicherkarten unterstützt wird. Eine weitere Möglichkeit stellen digital adressierte Displays dar. Hierbei werden die Bilddaten nicht per analogem Signal übertragen, sondern über eine Schnittstelle ausgetauscht oder aus einem Speicherbereich ausgelesen. Der Vorteil ist, daß die zwei Signalwandlungen (D/A und A/D) entfallen und dadurch keine Wandlerverluste auftreten können.

Für eine gute Wiedergabetreue ist eine lineare Kennlinie der Verstärkung hilfreich. Man erspart sich in diesem Fall zusätzlichen Aufwand durch die Erfordernis sogenannter Look–Up Tabellen (LUT), die Nichtlinearitäten ausgleichen müßten.

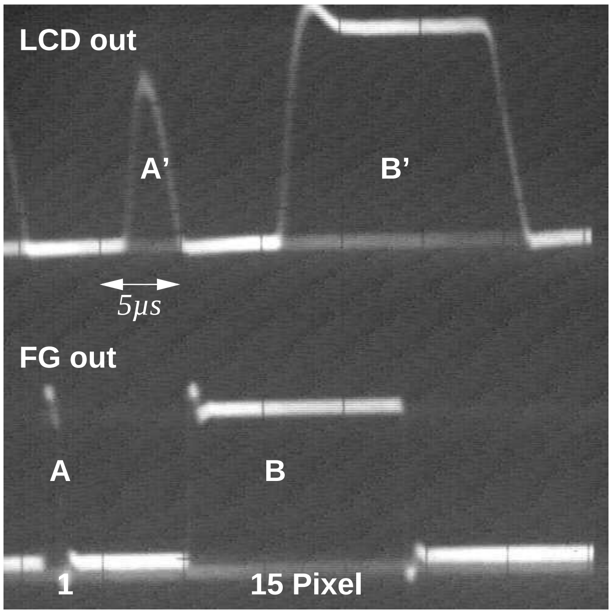


Abbildung 3.4: LCD Impuls- und Sprungantwort. Unten das Signal am Ausgang der Bildspeicherkarte (FG out); oben das Signal am Ausgang des Verstärkers (LCD out). Der Impuls besteht aus einem 1.6μs entsprechenden Pixel.

Um die Kennlinie zu ermitteln, wurde ein Doppelkeil über den gesamten Dynamikbereich von 0 bis 255 in eine LCD Zeile geschrieben. Dies entspricht einem Sägezahn maximaler Amplitude als Eingangsspannung, siehe Abbildung 3.5, oben. Darunter ist die Spannung am Verstärkerausgang zu sehen. Es ist ein deutlicher Knick zu erkennen. Für hohe Eingangsspannung ist die Verstärkung größer als für kleinere Eingangsspannungen. Es ist durchaus möglich, daß die Verstärkungselektronik linear arbeiten könnte, aber vom Werk aus eine Nichtlinearität vorgesehen wurde. Wenn der Flüssigkristall nichtlinear auf elektrische Felder reagiert, könnte auf diese Weise die Beziehung zwischen Spannung und Phasenschiebung so ausgeglichen werden, daß sie linear wird. Wenn man hingegen die Kurve für die Phasenschiebung in Abhängigkeit vom Grauwert betrachtet (Abbildung 4.11), so erkennt man auch dort einen ähnlichen Verlauf. Die Phasenschiebung zwischen den Grauwerten 0 und 128 ist geringer (etwa 0.5π) als zwischen den Grauwerten 128 und 255 (etwa 0.7π), was zu der Vermutung Anlaß gibt, daß der Flüssigkristall in Bezug auf die Phasenschiebung linear auf elektrische Felder reagiert. Sollte die Verstärkung trotzdem vom Hersteller als nichtlinear beabsichtigt sein, so vermutlich um physiologische Eigenschaften des menschlichen Auges zu beachten. Bei Neuanschaffung von LCDs sollte deshalb Wert darauf gelegt werden, diese Information vom Hersteller geliefert zu bekommen. Falls möglich, wählt man das LCD mit linearer Verstärkung.

Welchen Effekt hat die relativ geringe Bandbreite? Generell begrenzt die Bandbreite eines Verstärkers die Anstiegszeit, mit der ein sprunghaftes Signal verstärkt wird. Das Videosignal am Ausgang der Bildspeicherkarte kann als Folge von Sprüngen aufgefaßt werden, zwischen denen das Signal konstant bleibt. Parame-

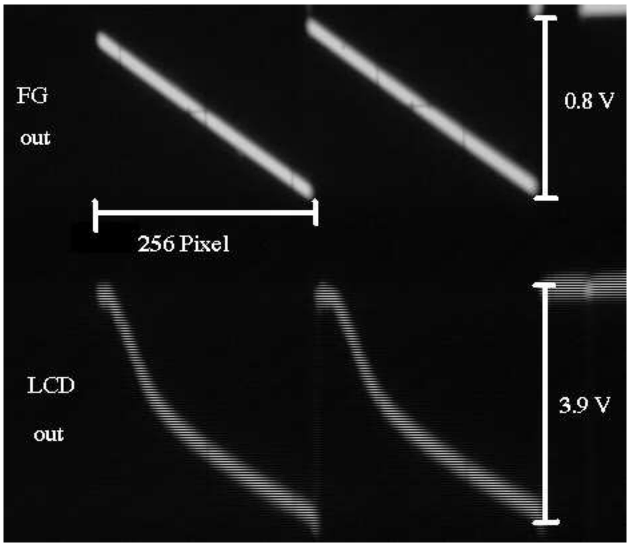


Abbildung 3.5: Wird ein Doppelkeil über den gesamten Dynamikbereich von 0 bis 255 in eine LCD Zeile geschrieben, so stellt man eine nichtlineare Verzerrung fest. Die FG Spannung (Sägezahn, oben) wird in einen Sägezahn mit Knick (unten) verstärkt.

ter des Signals sind vor allem die Frequenz und die Amplitude der Sprünge.

Um die Wiedergabetreue des LCDs zu untersuchen, wurden mehrere Oszillogramme der Ein- und Ausgangsspannung für verschiedene Werte von Frequenz und Amplitude aufgenommen. Abbildung 3.6 zeigt das Oszillogramm für ein Videosignal mit maximaler Sprungfrequenz. Im oberen Teil eines Oszillogramms ist jeweils das Videosignal (FG_{out}), im unteren das Signal am Verstärkerausgang (LCD_{out}) dargestellt. Der Ausschnitt repräsentiert einige Dutzend Pixel einer LCD–Zeile. Für alle nun folgenden Oszillogramme wurde eine zufällige Folge von Spannungswerten als Eingangssignal gewählt (im Gegensatz zu einem sinusförmigen Verlauf), weil in Hologrammen typischerweise starke Kontraste auf kleinem Raum auftreten. Zwischen den beiden Signalen besteht eine gewisse zeitliche Verzögerung, wie durch die waagerechte Markierung angedeutet. Die Marken A bis C und A′ bis C′ weisen auf korrespondierende Spannungsverläufe hin. Im linken Oszillogramm sind Sprünge maximaler Amplitude (von Grauwert 0 auf 255 und umgekehrt) zu sehen, im rechten sind zusätzlich Sprünge mit halber Amplitude ermöglicht (zwischen allen Kombinationen aus 0, 128 und 255).

Das Signal am Verstärkerausgang stimmt mit dem Eingang nur der Tendenz nach überein. Schnellen Sprüngen von 0 auf 255 auf 0 kann es überhaupt nicht folgen. Das Signal erreicht nicht einmal die halbe Amplitude (C/C′). Erst wenn die Pixel einmal oder oder öfter wiederholt werden, kann man andeutungsweise erkennen, daß das Ausgangssignal dem Eingangssignal folgt (A/A′, B/B′). Diese Tiefpaß–Charakteristik des Verstärkers verhindert leider die präzise Kontrolle der Eigenschaften einzelner Pixel.

Durch Erhöhung der Zahl der Spannungsstufen treten seltener Sprünge großer Amplitude auf. Das Signal enthält in diesem Fall geringere Anteile hoher Fre-

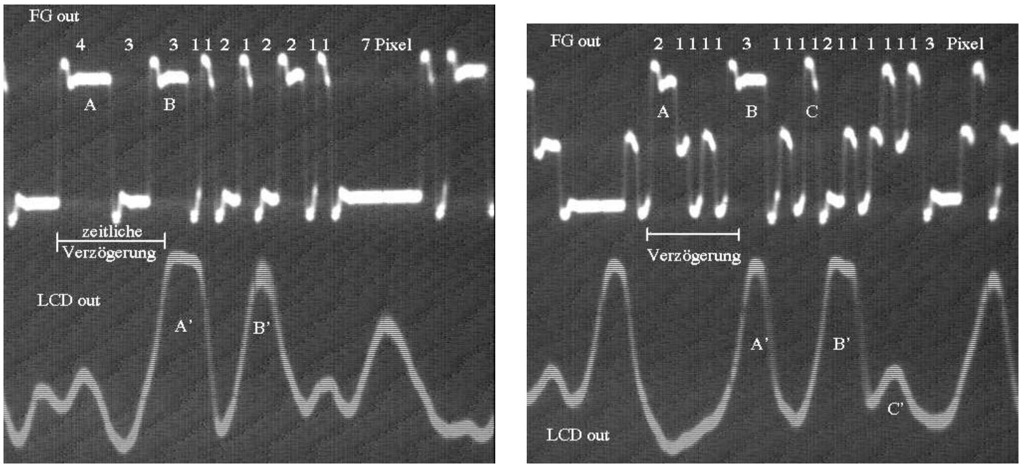


Abbildung 3.6: Spannungsverlauf am FG Ausgang und am LCD Ausgang mit minimal 1 Pixel breiten Sprüngen. Links: Sprünge zwischen den zwei Grauwerten 0 und 255; rechts: Sprünge zwischen den drei Grauwerten 0, 128 und 255. Korrespondierende Spannungsverläufe sind durch die Marken A bis C und A' bis C' angedeutet.

quenzen. Der negative Einfluß des Tiefpaß kann dadurch vermindert werden. In Abbildung 3.7 ist ein Signal aufgebaut aus den Spannungen für die Grauwerte 0, 85, 170, 255 zu sehen. Die Verbesserung gegenüber Abbildung 3.6 ist marginal. Der Sprung von 0 auf 170 auf 0 zwischen A und B wird völlig verschluckt. Etwas besser reproduziert ist der Abfall auf 0 zwischen den Marken B und C.

Wiederholt man die Pixel auf jeden Fall mehrmals, so reduziert man ebenfalls den hochfrequenten Anteil des Signals. In Abbildung 3.8 wurde jeder Wert mindestens 3 mal wiederholt, bei 4 verschiedenen Grauwerten. Die Verbesserung gegenüber Abbildung 3.7 ist offensichtlich. Das Ausgangssignal folgt relativ gut dem Eingang. Selbst ein Sprung über den ganzen Dynamikbereich von 255 auf 0 (A/A') wird reproduziert. Allerdings wird in diesem Oszillogramm die Nichtlinearität der Verstärkung deutlich. Im Eingangssignal (FG_{out}) sind die Spannungsstufen noch äquidistant, während sie es im Ausgangssignal nicht mehr sind. Die 9 Pixel breite Stufe bei A, die bei einem Drittel der maximalen Spannung liegt, beträgt nach der Verstärkung (A') fast die Hälfte der maximalen Spannung, was in Übereinstimmung mit der Verstärkungskurve aus Abbildung 3.5 ist.

Weitere Erhöhung der Wiederholungen bringt keine Verbesserungen, wie in Abbildung 3.9 zu sehen ist. Hier wurde jedes Pixel mindestens 6 mal wiederholt, bei 8 verschiedenen Spannungsstufen. Selbst jetzt besteht das verstärkte Signal nicht aus Abschnitten konstanter Spannung, sondern enthält Über- und Unterschwinger.

Während der Untersuchungen zu den eben beschriebenen Verstärkereigenschaften wurde deutlich, daß auch die Bildspeicherkarte für einen bestimmten Grauwert nicht immer dieselbe Spannung erzeugt. Vielmehr hängt die Spannung von der gesamten Bildhelligkeit ab (Abbildung 3.10). Wenn eine Zeile überwiegend geringe Helligkeit aufweist, so ergeben darin enthaltene kleine helle Bereiche eine

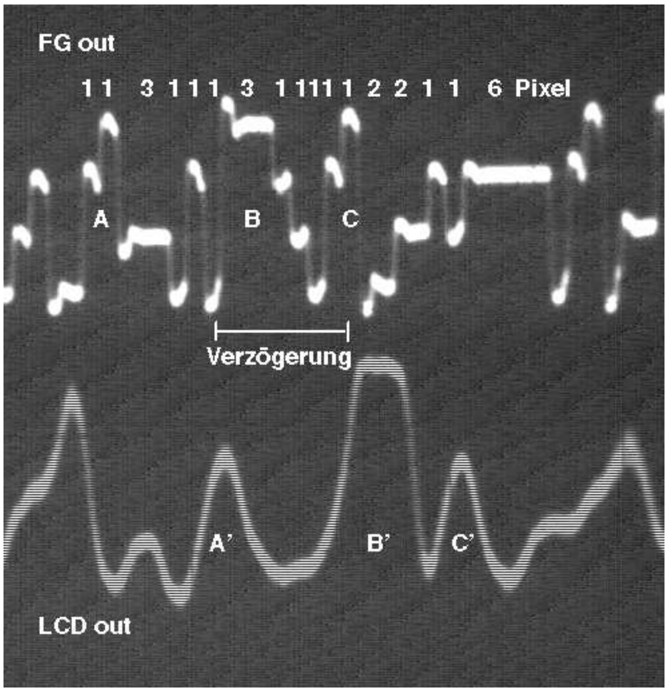


Abbildung 3.7: Spannungsverlauf für ein Pixel große Peaks, 4 verschiedene Grauwerte. Korrespondierende Spannungsverläufe sind durch die Marken A bis C und A' bis C' angedeutet.

relativ höhere Spannung, als wenn die Zeile schon eine gewisse Grundhelligkeit hat. Je größer also die Gesamthelligkeit, desto geringer wird die maximale Spannung (für den Grauwert 255). Bei der vorliegenden Bildspeicherkarte konnte ein Unterschied von 15% für die dem Grauwert 255 zugeordnete Spannung verzeichnet werden. Störend ist dieser Effekt vor allem, wenn man die LCD Charakteristik mit Hilfe von verschiedenen homogenen Grauwertflächen untersuchen will. Kurz zusammengefaßt:

- Interlace der Zeilen führt dazu, daß zwei Zeilen des Bildspeichers zu einer Zeile im LCD gemittelt werden.
- Je größer die Gesamthelligkeit des Bildes ist, desto geringer ist die Verstärkung für helle Bildausschnitte.
- Die begrenzte Bandbreite führt zu Übersprechen benachbarter Pixel.
- Der Zusammenhang zwischen Grauwert in der Bildspeicherkarte und Spannung am LCD–Pixel ist nichtlinear.

3.4 Transmission und Reflexion

Das zur Verfügung stehende LCD besteht im wesentlichen aus zwei Glasplatten, zwischen denen eine LC Schicht mit Steuerleitungen eingebettet ist. Auf den Glas-

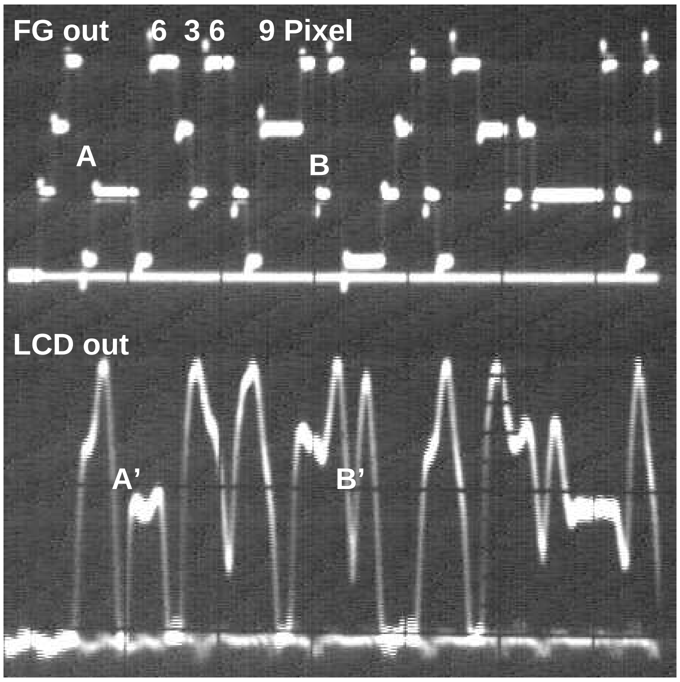


Abbildung 3.8: Spannungsverlauf für mindestens 3-fach wiederholte Pixel, 4 verschiedene Grauwerte. Korrespondierende Spannungsverläufe sind durch die Marken A und B, sowie A' und B' angedeutet.

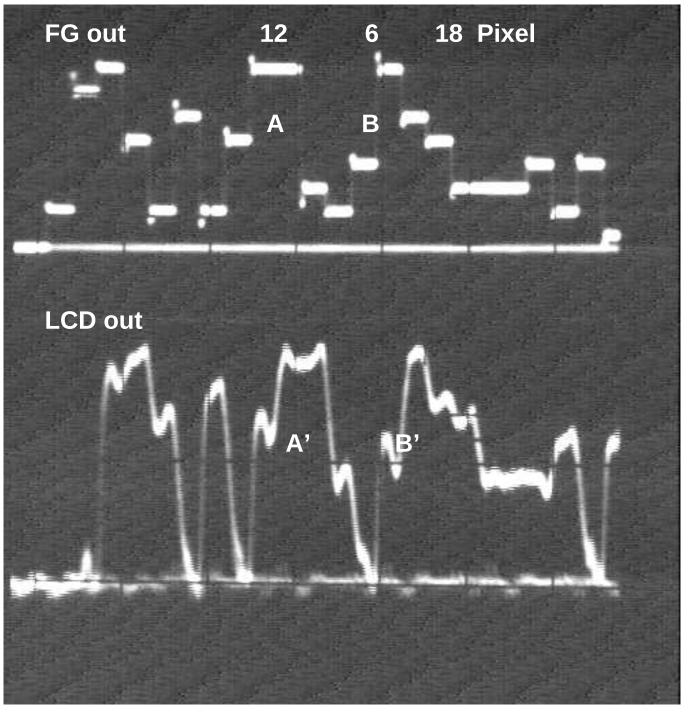


Abbildung 3.9: Spannungsverlauf für mindestens 6-fach wiederholte Pixel, 8 verschiedene Grauwerte. Korrespondierende Spannungsverläufe sind durch die Marken A und B, sowie A' und B' angedeutet.

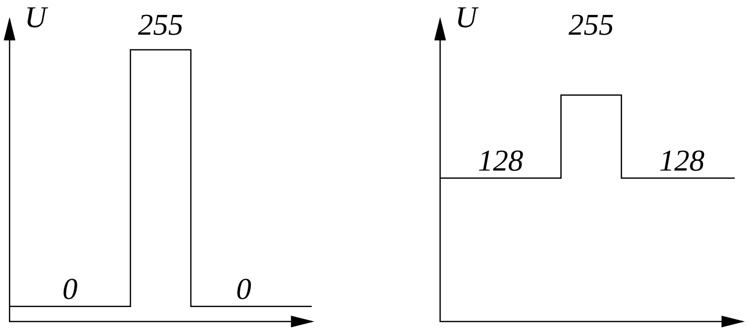


Abbildung 3.10: Einfluß der Bildhelligkeit auf die FG–Ausgangsspannung. Gezeigt ist der Spannungsverlauf einer Zeile, die in der Mitte einen Bereich mit 20 Pixeln mit dem Grauwert 255 enthält. Im linken Diagramm befindet sich dieser in einer Umgebung mit dem Grauwert 0, im rechten in einer Umgebung mit dem Wert 128. Die dem Wert 255 zugeordnete Spannung ist verschieden.

platten sind *keine* Polarisatoren aufgebracht, wie man sie in einem kommerziellen LCTV zur Kontrasterzeugung braucht. Durchleuchtet man das LCD, so ist das Verhältnis aus Eingangs- und Ausgangsintensität unabhängig vom Grauwert (Abbildung 3.11). Ein Betrieb mit Amplitudenmodulation ist daher nur zwischen Polarisatoren möglich.

Die Transmission beträgt im Rahmen der Meßgenauigkeit 24.3±2% Der Wert des fill factor (25%) stimmt sehr gut mit dem der Transmission überein, so daß man davon ausgehen kann, daß die Pixel praktisch keine Absorption aufweisen, die Pixelmatrix dagegen alles Licht absorbiert. Unter dem Mikroskop erkennt man, daß die Maske, welche die Pixel umgibt, praktisch lichtundurchlässig ist (Abbildung 3.13).

Im feldfreien Zustand wird linear polarisiertes Licht beim Durchgang durch das Display um 90° gedreht.

Weil das VLCD bei bestimmten Versuchen (Verdoppelung der Phasenschiebung, Abschnitt 5.4.3) in Reflexion benutzt werden sollte, war eine Untersuchung des reflektierten Lichts notwendig. In Abbildung 3.15 ist der Aufbau (a) und das Kamerabild für den feldfreien Zustand (b) zu sehen. Man erkennt deutlich ein Streifensystem aus einem Dutzend Hell–Dunkel–Paaren. Es ensteht durch Reflexion an nichtparallelen Schichten im LCD, nämlich den Grenzflächen Luft/Glas und Glas/LC. Diesem Streifenmuster schwach überlagert ist ein konzentrisches Ringsystem. (Die Position des innersten dunklen Rings ist in der Skizze (c) angedeutet. Bei der eigentlichen Aufnahme sind die Ringe deutlich zu sehen, bei der Reproduktion auf Papier verliert man jedoch einigen Kontrast.) Es läßt sich durch eine Wölbung einer der beteiligten Flächen erklären. In *Transmission* tritt weder das Streifen– noch das Ringsystem auf, so daß es sich also nur um Flächen des LCDs handeln kann und nicht aufgrund von Linsen– oder Spiegelfehlern entsteht. Interessanterweise ist der in Transmission gemessene Keilfehler (siehe dazu Abschnitt 3.5) viel geringer als der Keilfehler zweier Ebenen, die das Streifenmuster 3.15 b) erzeugen würden. Das bedeutet, daß die Außenflächen des LCDs eine viel

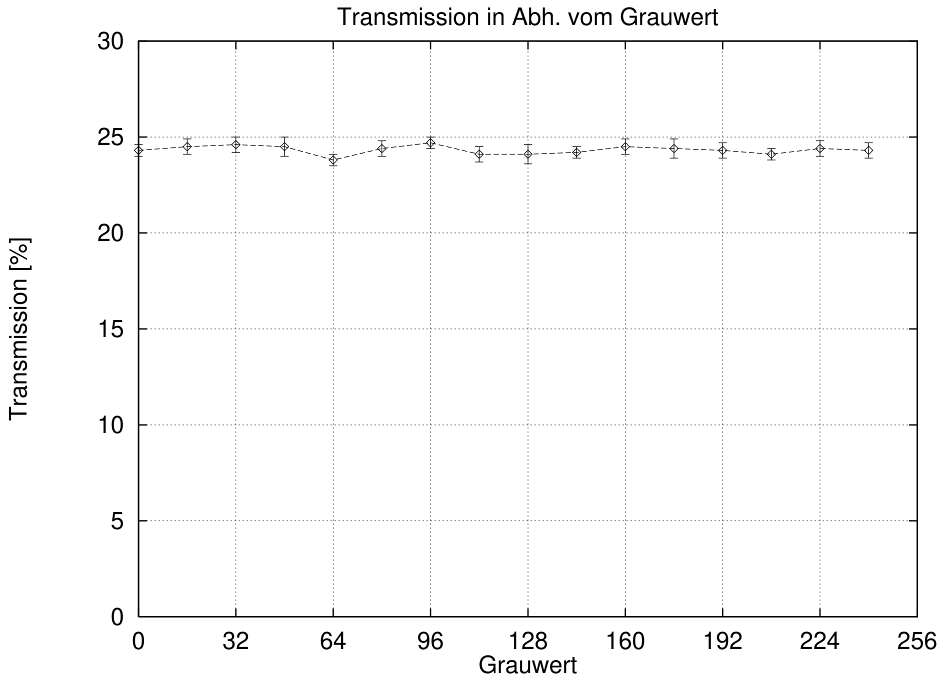


Abbildung 3.11: LCD–Transmission. Ohne Polarisationsfilter ist die LCD–Transmission unabhängig vom Grauwert 24.3%. Die verbleibenden 76.7% der Intensität werden von der Pixelmatrix absorbiert. Reflexion spielt praktisch keine Rolle.

bessere Parallelität haben, als die für das Streifenmuster verantwortlichen Ebenen. Abbildung 3.14 zeigt die Verhältnisse. Das Streifenmuster wird durch die Interferenz des direkt reflektierten Strahls 1) und des an der Grenzschicht Glas/LC reflektierten Strahls 2) hervorgerufen. Ein transmittierter Strahl 3) erfährt überall die gleiche Phasenverschiebung, da die optische Weglänge zwischen Eintritt und Austritt aus dem LCD konstant ist.

Für einen Betrieb mit doppeltem Durchgang erwarte ich aufgrund der entstehenden Interferenzstrukturen eine Qualitätseinbuße, da das Phasenhologramm zusätzlich mit der Streifen– und Ringstruktur moduliert wird.

3.5 Phasenvariation über die LCD–Fläche

Der angestrebte Betrieb des VLCD zur Wiedergabe von FOURIER–Hologrammen macht eine Untersuchung der Phasenvariation bei konstantem Grauwert über die gesamte LCD–Fläche notwendig. Im Falle starker Phasenvariation über kleine Flächen würde nämlich eine Anwendung als Wiedergabemedium für FOURIER–Hologramme unmöglich.

Auskunft liefert eine Serie von vier Interferogrammen eines MACH–ZEHNDER Interferometers (Abbildung 3.16). Man zeichnet je ein Interferogramm mit einer Reihe von horizontalen und vertikalen Streifen auf, einmal mit und einmal ohne LCD in einem Interferometerarm.

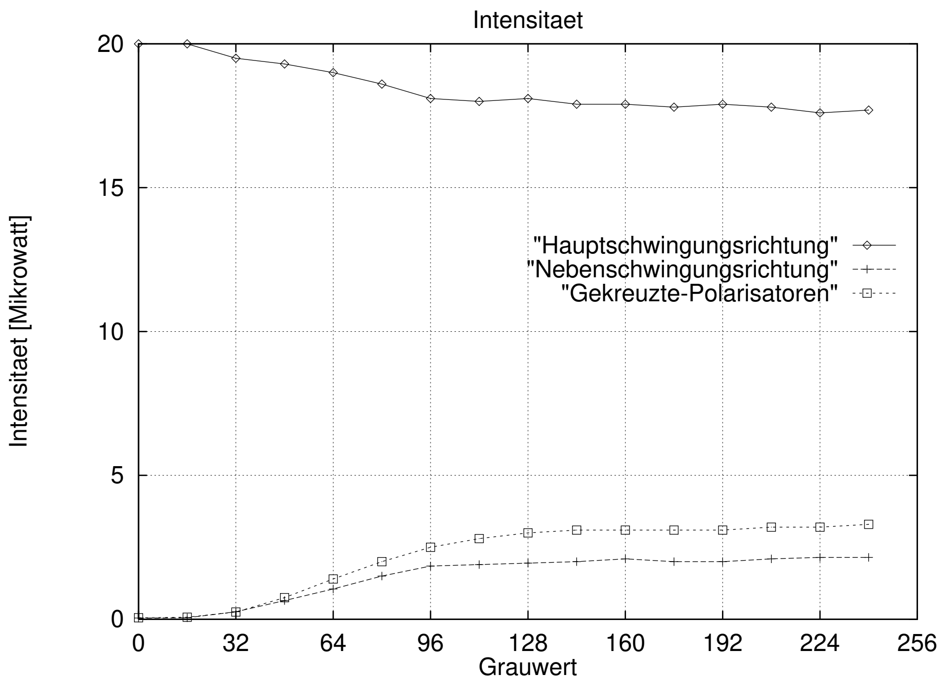


Abbildung 3.12: LCD–Kontrast für verschiedene Polarisator- und Analysatorstellungen. In der mit „Hauptschwingungsrichtung" bezeichneten Kurve folgt der Analysator der Hauptschwingungsrichtung, in der mit „Nebenschwingungsrichtung" bezeichneten der Nebenschwingungsrichtung. Für „Gekreuzte–Polarisatoren" steht der Analysator orthogonal zum Polarisator und fest. Aus den Intensitätsverhältnissen der Schwingungsrichtungen läßt sich die Elliptizität gewinnen.

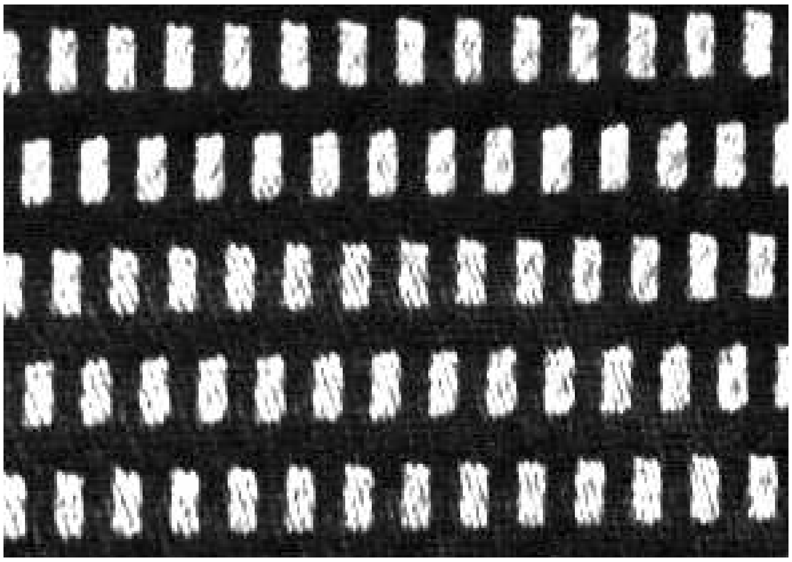


Abbildung 3.13: Pixel (hell) und Pixelmatrix (dunkel) unter Vergrößerung. Die Pixelmatrix ist lichtundurchlässig. Sie nimmt etwa 75% der LCD–Fläche in Anspruch. Der fill factor beträgt also 25%, was sehr gut mit der gemessenen Transmission übereinstimmt. Die feinen schrägen Strukturen stammen vermutlich von Interferenzen durch Mehrfachreflexionen.

Erwartet werden lokale Tiefenvariationen der Größenordnung einige λ/mm zu erwarten, wie ich sie bei der Untersuchung eines anderen LCTVs aus einem Helmet–mounted Display feststellte. Im Interferogramm äußern sich solche Variationen als Verformung der Streifenmuster.

Einen reinen Keilfehler erkennt man an der unterschiedlichen Zahl von Streifen eines Interferogrammpaares. Aus der Streifendifferenz läßt sich ggfs. der Betrag und die Orientierung des Keilwinkels berechnen.

Die Auswertung der Interferogramme in Abbildung 3.17 ergibt innerhalb der LCD–Fläche (umrandetes Gebiete) dieselbe Streifenanzahl (70), so daß die Phasenvariation in vertikaler Richtung auf jeden Fall unter $\lambda/2$ bzw. π liegt.

An dieser Stelle sei angemerkt, daß sich die Auswertegenauigkeit steigern läßt, indem man weniger Streifen im Interferogramm hat. Bei Reduzierung der Streifenzahl verformten sich die Streifen aufgrund der Linsenfehler, was die Auswertung erschwerte. Es mußte daher ein Kompromiß zwischen Auswertemöglichkeit und Aussagekraft gefunden werden.

Die Auswertung der Interferogramme in Abbildung 3.18 ergibt eine Streifendifferenz von 1, was einem horizontalen Keilfehler von $\lambda/2$ bzw. π über die LCD Breite entspricht. Eine quantitativ genauere Bestimmung von Phasenvariationen könnte man über eine Subtraktion beider Interferogramme gewinnen. Für das vorliegende LCD und die geplante Anwendung genügte hingegen die grobe Auswertung.

Die ermittelte Phasenvariation ist – wie man anhand der erfolgreichen Wiedergabe von Phasenhologrammen noch sehen wird – hinreichend gering, so daß eine Kompensation der Phasenvariation nicht angegangen wurde. Nichtsdestowe-

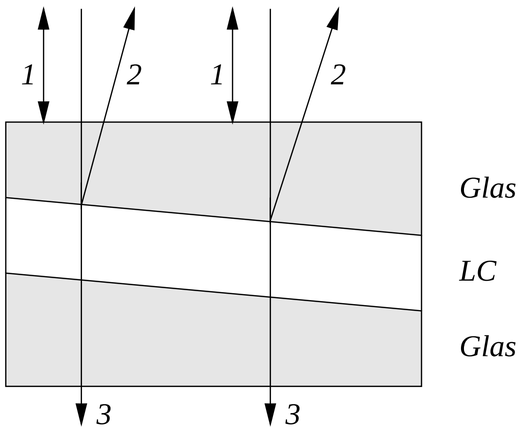


Abbildung 3.14: Interferenz bei Reflexion. Die Strahlen 1 und 2 rufen ein Streifenmuster hervor. Strahl 2 weist gegenüber Strahl 1 eine ortsabhängige Phasenverschiebung auf, weil verschieden lange Wege in Glas durchlaufen werden. Der transmittierte Strahl 3 hingegen erfährt überall die gleiche Phasenverschiebung.

niger sollen mehrere Lösungsstrategien zur Kompensation von Phasenvariationen vorgestellt werden, da in nächster Zeit neue LCDs mit noch unbekannten Eigenschaften in Hinblick auf Brauchbarkeit zur Hologrammwiedergabe untersucht werden sollen:

- Kompensationskeil. Man stellt einen Keil mit entgegengesetzter Phasenvariation her und bringt ihn in den Strahlengang. Dieses Verfahren läßt sich offensichtlich nur zur Korrektur von Keilfehlern anwenden und versagt bei komplizierteren Fehlern. Zudem kann der Herstellungsaufwand den Nutzen weit übersteigen.

- Immersionslösung. Eine durchsichtige Lösung mit gleicher Brechzahl wie das Glas der LCD–Oberfläche wird auf diese aufgebracht und mit einer phasenvariationsfreien Glasplatte abgeschlossen. Im allgemeinen muß man beide Seiten des Displays in dieser Art korrigieren. Mit diesem Verfahren lassen sich unabhängig von der Form *alle* durch Glasunebenheiten verursachten Phasenvariationen beseitigen. Es ist das einzigste hier vorgestellte Verfahren, bei dem auf eine quantitative Bestimmung der Phasenvariation verzichtet werden kann.

- Nach der Berechnung des Phasen–CGH kann der Phasenfehler rechnerisch kompensiert werden. Geht man bei der CGH Berechnung von einem Rekonstruktionsmedium ohne Phasenvariation aus, so kann man das Ergebnis anschließend rechnerisch um den Phasenfehler korrigieren. Voraussetzung ist jedoch eine Kontrollierbarkeit der Phase über den gesamten Bereich von 2π. Ist sie nicht gegeben, so kann der Fehler nur vermindert, aber nicht eliminiert werden.

- Berücksichtigung des Phasenfehlers bei der Berechnung des CGHs, zum Beispiel durch iterative Kompensation mittels *Direct Binary Search* (DBS) Methode. Bei dieser Methode wird ein anfangs zufälliges Hologramm pixelweise verändert und der Effekt auf die Rekonstruktion quantitativ bewertet. Bevor die Rekonstruktion rechnerisch ausgeführt wird, multipliziert man das Hologramm mit der Phasenvariation. Diese Methode kann auch bei unvollständiger Kontrollierbarkeit der Phase (weniger als 2π) eingesetzt werden. Beschrieben wird DBS in [24]. Eine praktische Untersuchung der Leistungsfähigkeit, unter Berücksichtigung der Eigenschaften des vorliegenden LCDs findet zur Zeit am Institut statt[14].

3.6 RGB–Fehler

Das vorliegende LCD ist auch zur Farbbilddarstellung geeignet. Man erkennt dies daran, daß bei der Darstellung eines homogenen Rot-, Grün- oder Blau–Bildes nur jedes dritte Pixel aktiv ist (Abbildung 3.2). Über den einzelnen Pixeln sind zwar keine Farbfilter aufgebracht, dennoch ist es möglich – und heutzutage bei qualitativ hochwertigen Anzeigegeräten sogar Standard – daß die Treiberelektronik eine sogenannte *Farb–Korrektur* durchführt. Die Farb–Korrektur gleicht unterschiedliche Transmission der drei Farbfilter aus, indem sie die Pixel unter einem stärker absorbierenden Filter (z.B. blau) heller erscheinen läßt, sowie diejenigen unter einem schwächer absorbierenden Filter (grün) dunkler macht. Betreibt man das LCD nun *ohne* Farbfilter, sozusagen schwarz/weiß, so stört die Farb–Korrektur, weil ein homogen weißes Bild aus Pixeln mit drei unterschiedlichen Helligkeiten zusammengesetzt ist. Normalerweise ist die Farb–Korrektur über Potentiometer einstellbar. Bei dem zur Verfügung stehenden Gerät fanden sich leider über ein Dutzend Potentiometer ohne Beschriftung. Da ich nicht durch planloses Verändern von Spannungen die Funktionsfähigkeit des LCDs und die Wiederholbarkeit von Messungen gefährden wollte, beschränke ich mich auf die Dokumentation des durch die Farb–Korrektur erzeugten RGB–Fehlers und gebe eine empfindliche Methode an, wie er beseitigt werden kann.

In Abbildung 3.19 sind die optischen FOURIER–Transformierten des LCDs dargestellt (Negativaufnahmen), wie sie für homogene Ansteuerung mit verschiedenen Grauwerten entstehen. Im linken Bild sind die Beugungsmaxima der nullten und ersten Ordnung in horizontaler und vertikaler Richtung als dunkle Punkte zu erkennen (das LCD enthält homogen den Grauwert 0). Die horizontalen Abstände sind größer, weil im LCD die Pixel horizontal dichter liegen. Im rechten Bild sieht man die Verhältnisse für einen Grauwert von 255. Man erkennt je zwei zusätzliche Peaks in horizontaler Richtung zwischen den Maxima der nullten und ersten Ordnung. Sie werden verursacht durch eine Modulation mit der dreifachen Raumfrequenz des Pixelabstands. Die Ursache der Modulation ist die Farb–Korrektur, die genau mit dieser Raumfrequenz übereinstimmt. In vertikaler Richtung dürfen übrigens *keine* neuen Peaks auftauchen, da jede LCD Zeile (abgesehen von einer Verschiebung) identisch ist und hier keine Modulation mit der dreifachen vertikalen Raumfrequenz auftritt.

Die Betrachtung des Beugungsbildes ist im übrigen ein einfaches und zugleich sehr empfindliches Verfahren, um die Modulation durch Farb–Korrektur nachzuweisen. Die geringen Modulationsunterschiede werden ja auf nur wenige Peaks gebündelt, so daß ein Detektor wesentlich unempfindlicher sein darf, als wenn er direkt die Intensitätsdifferenzen benachbarter Pixel messen sollte (ganz davon abgesehen, wie schwierig diese Messung aufgrund der Kleinheit der Pixel auszuführen wäre). In der Tat kann man sogar mit bloßem Auge die Zwischenpeaks erkennen. Wollte man die Einflüsse der Farb–Korrektur eliminieren, so gibt das Beugungsbild einen instantanen Anhaltspunkt: man gebe ein homogenes Bild mit maximalem Grauwert auf das LCD und verändere die Potentiometer solange, bis die Zwischenpeaks verschwunden sind.

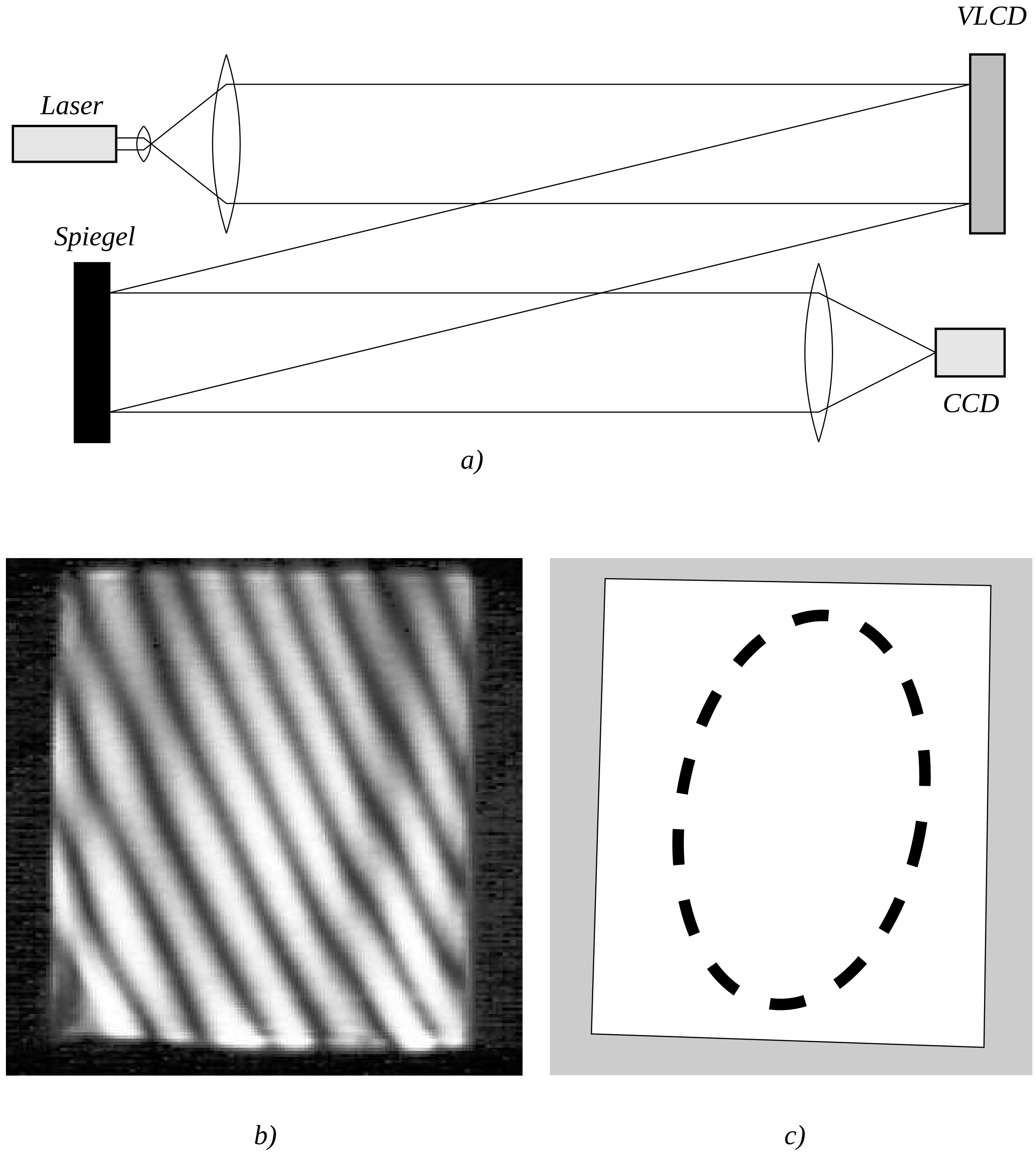


Abbildung 3.15: Interferenz bei Reflexion an mehreren Schichten. Beim Aufbau (a) wurden das VLCD und der Spiegel leicht verkippt. Der Spiegel dient lediglich zur Verlängerung des Strahlweges, so daß nur eine geringe Verkippung notwendig ist. In (b) ist das CCD–Kamerabild zu sehen. Es zeigt ein durch Reflexion an mehreren Schichten entstandenes Interferenzstreifensystem. In der Skizze (c) ist die Position eines dunklen Ringes angedeutet. Diese zusätzliche Struktur erklärt sich durch eine Wölbung einer der beteiligten reflektierenden Schichten.

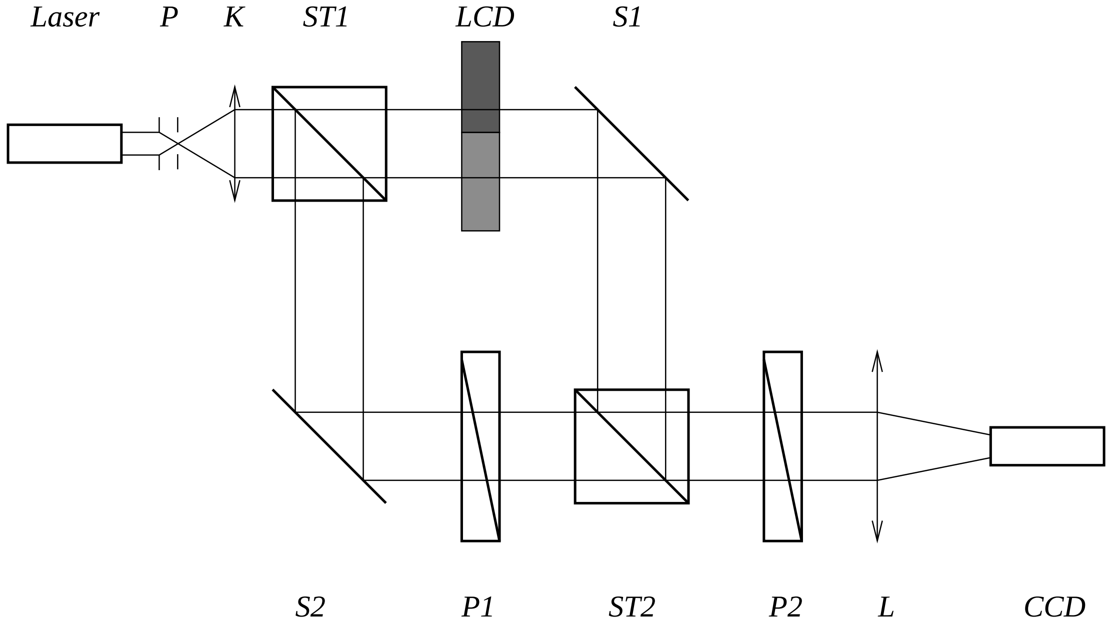


Abbildung 3.16: MACH–ZEHNDER Interferometer. Der Laserstrahl wird durch ein Pinhole P und eine Kollimatorlinse K aufgeweitet. Nach dem Strahlteiler ST1 durchläuft ein Strahl das LCD, der andere nur einen Polarisationsfilter P1 (zur Kontrastregulierung). Der Strahlteiler ST2 vereinigt beide Strahlen wieder.

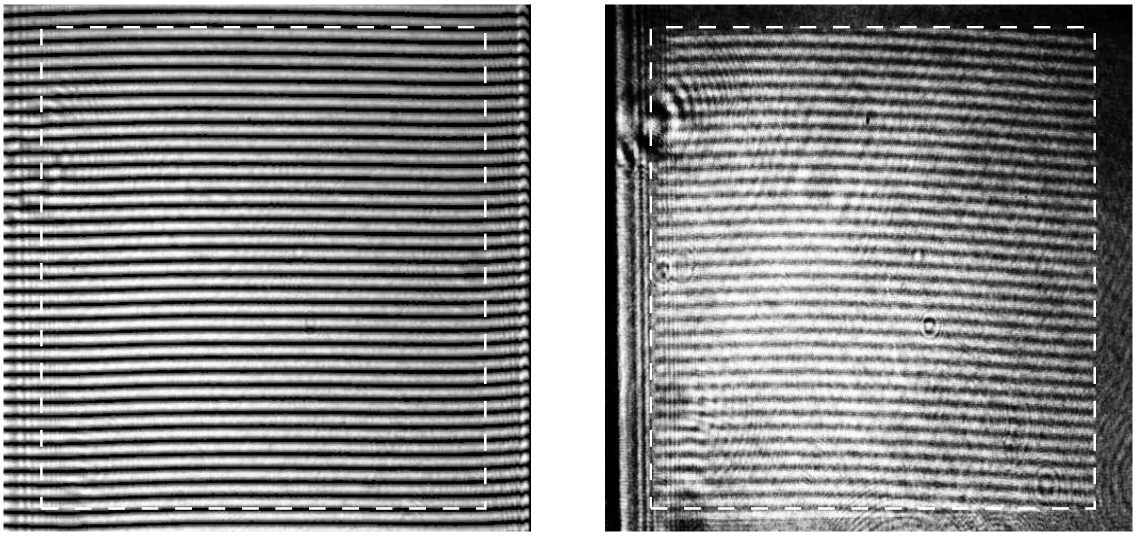


Abbildung 3.17: Bestimmung eines Keilfehlers in vertikaler Richtung. Links ein Mach–Zehnder Interferogramm ohne LCD, rechts eines mit LCD in einem Interferometerarm. Das umrandete Gebiet deutet die LCD–Fläche an. Anhand der Differenz der Streifenzahl läßt sich ein Keilfehler bestimmen.

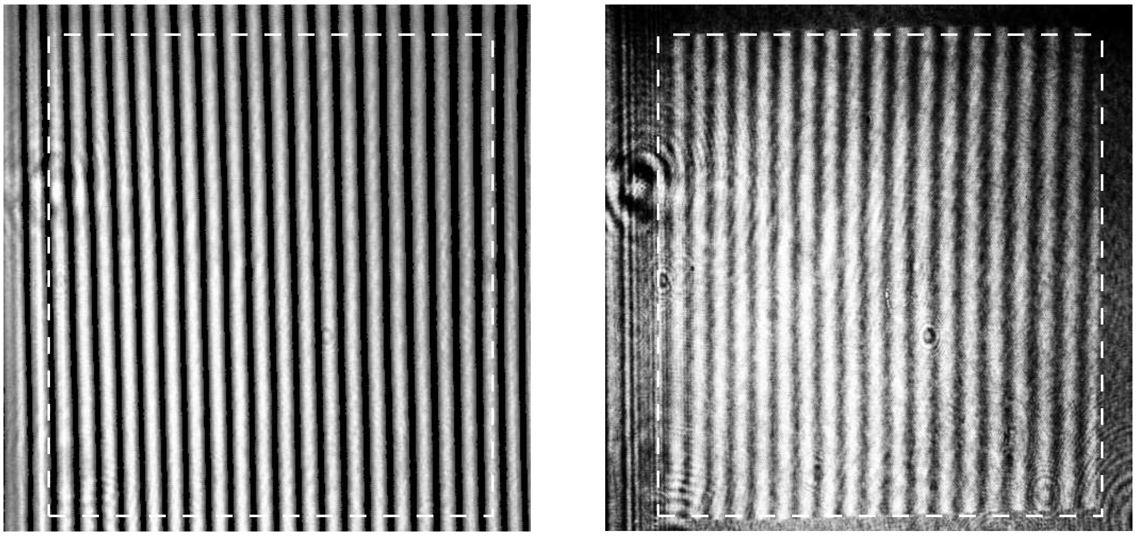


Abbildung 3.18: Bestimmung des Keilfehlers in horizontaler Richtung. Links ein MACH–ZEHNDER–Interferogramm ohne LCD, rechts eines mit LCD in einem Interferometerarm. Das umrandete Gebiet deutet die LCD–Fläche an. Anhand der Differenz der Streifenzahl läßt sich der Keilfehler bestimmen. Auch in der Überlagerung der Interferogramme traten keine Moiré–Muster auf. Die Phasenstörungen liegen dadurch weit unter $\lambda/4$. Eine Faustregel besagt, daß in diesem Fall die Auswirkungen von Phasenstörungen nur unwesentlichen Einfluß haben.

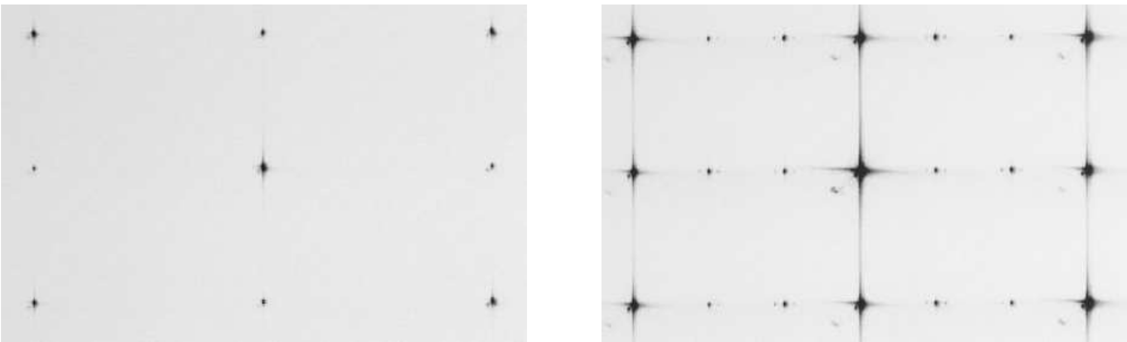


Abbildung 3.19: RGB–Fehler des VLCD: links das Beugungsbild für ein homogenes Bild mit Grauwert 0. Es sind die Beugungsmaxima der nullten und ersten Ordnung zu sehen. Das rechte Beugungsbild zeigt die Verhältnisse für einen Grauwert von 255. Deutlich erkennt man zwei zusätzliche Peaks in horizontaler Richtung zwischen den Maxima der nullten und ersten Ordnung.

Kapitel 4

Bestimmung der JONES–Matrix des VLCD

Die Messung der JONES–Matrix besteht in der Bestimmung der vier komplexen Matrixelemente aus (2.16), die in Komponentenschreibweise lautet:

$$\bar{a}_x^{'} = J_{11}\bar{a}_x + J_{12}\bar{a}_y \tag{4.1}$$

$$\bar{a}_y^{'} = J_{21}\bar{a}_x + J_{22}\bar{a}_y \tag{4.2}$$

Mithilfe geschickt parametrisierter Eingangsvektoren $\bar{\boldsymbol{a}}$ als auch Ausgangsvektoren $\bar{\boldsymbol{a}}'$ lassen sich genügend viele Gleichungen der Form (4.1, 4.2) aufstellen, aus denen anschließend die unbekannten Matrixelemente J_{ij} gewonnen werden können.

4.1 Parametrisierung der JONES–Matrix

Zunächst muß man eine reelle Parametrisierung für die komplexen JONES–Vektoren suchen, da Meßwerte schließlich immer reell sind. Ich benutze die Parametrisierung aus [19], in der ein auslaufender JONES–Vektor durch

$$\boldsymbol{A} = \begin{pmatrix} A_x \\ A_y \end{pmatrix} = ke^{i\delta} \begin{pmatrix} \cos\beta\cos\vartheta - i\sin\beta\sin\vartheta \\ \sin\beta\cos\vartheta + i\cos\beta\sin\vartheta \end{pmatrix} \tag{4.3}$$

parametrisiert wird, mit den folgenden Bezeichnungen

$\boldsymbol{A}$	Amplitude des elektrischen Feldstärkevektors (Schwingungsrichtung)
k	Amplitudenfaktor ($k \geq 0$)
β	Achs- oder Schwingungsrichtung ($0 \leq \beta < \pi$)
ϑ	Elliptizität ($-\frac{\pi}{4} \leq \vartheta \leq \frac{\pi}{4}$)
δ	gemeinsamer Phasenfaktor (unbestimmbar)

Die drei bestimmbaren Größen k, β und ϑ lassen sich nämlich mithilfe grundlegender optischer Meßverfahren leicht ermitteln. k erhält man aus einer Intensitätsmessung, β aus der Hauptdurchlaßrichtung eines nachgeschalteten drehbaren Analysators und ϑ über ein Intensitätsverhältnis gemäß

$$\tan^2 \vartheta = \frac{I_{min}}{I_{max}} \tag{4.4}$$

wobei I_{min} und I_{max} die extremalen Intensitäten darstellen, welche man erhält, wenn man den Analysator dreht. Da das Vorzeichen von ϑ aus Gleichung 4.4 nicht hervorgeht, muß man es getrennt bestimmen, indem man eine $\frac{\lambda}{4}$–Platte mit der schnellen Achse in Richtung β vor den Polarisator stellt. Man sucht das dadurch entstandene neue und größere Maximum. Liegt es bei einem größeren Wert von β (d.h. $\Delta\beta > 0$), so ist auch $\vartheta > 0$, bei einem kleineren Wert von β (d.h. $\Delta\beta < 0$) ist $\vartheta < 0$.

Die Rücktransformation ausgehend von einem komplexen JONES–Vektor in die reellen Meßgrößen geschieht mittels der Beziehungen

$$k = \sqrt{A_x^2 + A_y^2} \tag{4.5}$$

$$\tan 2\beta = \tan 2R \cos \delta \tag{4.6}$$

$$\sin 2\vartheta = \pm \sin 2R \sin \delta \tag{4.7}$$

wobei die Hilfsgrößen

$$\tan R = \frac{A_y}{A_x} \tag{4.8}$$

und

$$\delta = \delta_y - \delta_x \tag{4.9}$$

benutzt wurden. In 4.7 gilt das positive Vorzeichen, wenn $\delta > 0$ und das negative für $\delta < 0$.

Eine allgemeine JONES–Matrix hat 8 reelle Freiheitsgrade. Mit polarisationsoptischen Meßverfahren läßt sie sich aber nur bis auf einen unbekannten gemeinsamen Phasenfaktor $e^{i\phi}$ bestimmen. Bei statischen Elementen ist die Kenntnis von ϕ i.a. nicht erforderlich. Beim LCD hingegen existiert für jeden Grauwert eine eigene JONES–Matrix mit spezifischem ϕ. Die Bestimmung von ϕ muß durch eine phasensensitive Messung erfolgen. Die polarisationsoptischen Messungen liefern nur sieben der acht Freiheitsgrade. Pro Messung mit einem Eingangsvektor erhält man drei Größen (k, β, ϑ), handelt sich aber eine Unbekannte, δ, ein.

Im Verfahren nach [19] werden folgende Einstellungen gewählt. Jede Einstellung liefert 2 komplexe Gleichungen, also eine Beziehung zwischen 4 rellen Größen.

Erste Einstellung:

Ein in x-Richtung linear polarisierter Strahl, d.h. $k = 1, \beta = 0, \vartheta = 0$. Eingesetzt in 4.1,4.2 erhält man

$$\begin{pmatrix} a_{1x} \\ a_{1y} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} J_{11} & J_{12} \\ J_{21} & J_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \tag{4.10}$$

Wenn man den Ausgangsvektor a_1 reell parametrisiert wird daraus

$$e^{i\delta_0} k_0(\cos\beta_0 \cos\vartheta_0 - i\sin\beta_0 \sin\vartheta_0) = J_{11} \quad (4.11)$$

$$e^{i\delta_0} k_0(\sin\beta_0 \cos\vartheta_0 + i\cos\beta_0 \sin\vartheta_0) = J_{21} \quad (4.12)$$

Die Größen k_0, β_0 und ϑ_0 sind die meßbaren Parameter von a_1.

Zweite Einstellung:

Ein in y-Richtung linear polarisierter Strahl, d.h. $k = 1, \beta = 90°, \vartheta = 0$.

$$\begin{pmatrix} a_{2x} \\ a_{2y} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} J_{11} & J_{12} \\ J_{21} & J_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (4.13)$$

$$e^{i\delta_{90}} k_{90}(\cos\beta_{90} \cos\vartheta_{90} - i\sin\beta_{90} \sin\vartheta_{90}) = J_{12} \quad (4.14)$$

$$e^{i\delta_{90}} k_{90}(\sin\beta_{90} \cos\vartheta_{90} + i\cos\beta_{90} \sin\vartheta_{90}) = J_{22} \quad (4.15)$$

Dritte Einstellung:

Ein in $45°$-Richtung linear polarisierter Strahl, d.h. $k = 1, \beta = 45°, \vartheta = 0$.

$$\begin{pmatrix} a_{3x} \\ a_{3y} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} J_{11} & J_{12} \\ J_{21} & J_{22} \end{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (4.16)$$

$$e^{i\delta_{45}} k_{45}(\cos\beta_{45} \cos\vartheta_{45} - i\sin\beta_{45} \sin\vartheta_{45}) = \frac{J_{11} + J_{12}}{\sqrt{2}} \quad (4.17)$$

$$e^{i\delta_{45}} k_{45}(\sin\beta_{45} \cos\vartheta_{45} + i\cos\beta_{45} \sin\vartheta_{45}) = \frac{J_{21} + J_{22}}{\sqrt{2}} \quad (4.18)$$

Auswertung

Von den absoluten Phasen der drei Messungen δ_0, δ_{45} und δ_{90} darf man eine frei wählen, weil der gemeinsame Phasenfaktor der Matrixelemente unbestimmt bleiben darf. Man setzt zum Beispiel in der zweiten Einstellung $\delta_{90} = 0$ und erhält aus 4.14

$$J_{12} = k_{90}(\cos\beta_{90} \cos\vartheta_{90} - i\sin\beta_{90} \sin\vartheta_{90}) \quad (4.19)$$

$$J_{22} = k_{90}(\sin\beta_{90} \cos\vartheta_{90} + i\cos\beta_{90} \sin\vartheta_{90}) \quad (4.20)$$

Indem man aus der ersten Einstellung das Verhältniss

$$\frac{J_{21}}{J_{11}} = \frac{\sin\beta_0 \cos\vartheta_0 + i\cos\beta_0 \sin\vartheta_0}{\cos\beta_0 \cos\vartheta_0 - i\sin\beta_0 \sin\vartheta_0} = r \quad (4.21)$$

bildet, eliminiert man das unbekannte δ_0. Dadurch reduziert man die Überbestimmung um eine Variable, da sich auch der Amplitudenfaktor k_0 herauskürzt.

Analog verfährt man mit dem Ergebnis der dritten Einstellung. Man bildet das Verhältnis aus 4.18 zu 4.17,

$$\frac{J_{21}+J_{22}}{J_{11}+J_{12}} = \frac{\sin\beta_{45}\cos\vartheta_{45} + i\cos\beta_{45}\sin\vartheta_{45}}{\cos\beta_{45}\cos\vartheta_{45} - i\sin\beta_{45}\sin\vartheta_{45}} = \frac{z}{n} \tag{4.22}$$

eliminiert dadurch δ_{45} und reduziert aufgrund des herausgekürzten k_{45} die Überbestimmung um eine weitere Variable. In Gleichung 4.22 seien Zähler und Nenner für weitere Rechnungen durch z und n bezeichnet. Mit r aus Gleichung 4.21 erhält man für das unbekannte J_{11}

$$\frac{J_{22}+rJ_{11}}{J_{11}+J_{12}} = \frac{z}{n} \tag{4.23}$$

J_{22} und J_{12} sind schon bekannt, damit lassen sich die beiden verbleibenden Matrixelemente angeben:

$$J_{11} = \frac{J_{12}z - J_{22}n}{rn - z} \tag{4.24}$$

$$J_{21} = rJ_{11} \tag{4.25}$$

Hiermit hat man eine Vorschrift zur Verfügung, mit der man aus den ellipsometrischen Messungen die 4 komplexen Matrixelemente (bis auf den gemeinsamen Phasenfaktor) bestimmen kann.

4.2 Ellipsometrische Messungen

Die Bestimmung der Intensität, Hauptschwingungsrichtung und Elliptizität ist Gegenstand der Ellipsometrie. Die Messungen sind elementarer Natur und können mit Hilfe eines Intensitätsmeßgerätes, sowie Polarisationsfiltern und einer $\lambda/4$–Platte durchgeführt werden.

Die Bestimmung der Intensität erfolgte durch zwei Leistungsmessungen mit dem Labmaster E, einmal ohne das VLCD und einmal mit dem VLCD im Strahlengang. Das Verhältnis dieser beiden Werte ist in Tabelle 4.1 als Größe k angegeben. Im Rahmen der Meßgenauigkeit von 2% ist die durchgelassene Intensität unabhängig vom Grauwert konstant 24%. Die Verluste sind zum größten Teil auf Absorption der Pixelmatrix zurückzuführen. Reflexionen an Grenzschichten (Luft/Glas, Glas/LC und umgekehrt), sowie Absorption innerhalb der LC Schicht sind vernachlässigbar.

Die Hauptschwingungsrichtung β wurde mittels eines Analysators im Strahlengang ermittelt. Da ein Intensitätsminimum einfacher zu finden war als ein Maximum, wurden zu dessen Richtung immer 90° addiert oder subtrahiert, so daß der Wert für das Maximum im Bereich 0 bis 180° lag.

	Intensität [%]			HSR [°]			Elliptizität [°]		
Grauwert	k_0	k_{45}	k_{90}	β_0	β_{45}	β_{90}	ϑ_0	ϑ_{45}	ϑ_{90}
0	23.8	24.5	23.8	179	44	89	0.0	-0.0	0.0
16	24.0	24.2	23.8	179	44	89	0.0	-0.0	0.0
32	24.1	24.2	23.6	178	42	86	4.4	-0.0	4.7
48	24.0	23.7	23.5	175	41	83	8.5	-3.4	9.0
64	23.3	23.7	23.0	170	36	83	11.8	-5.5	13.0
80	23.9	23.7	22.9	166	34	81	14.7	-7.5	15.1
96	24.2	23.6	23.2	164	34	79	15.8	-8.3	16.4
112	23.6	23.3	23.3	164	32	79	16.4	-9.0	18.2
128	23.6	23.1	23.2	166	32	78	17.1	-8.9	17.6
144	23.7	23.3	23.4	166	32	75	17.4	-9.0	17.6
160	24.0	23.1	23.0	166	31	75	17.4	-9.1	18.0
176	23.9	23.7	22.9	165	31	75	17.6	-9.1	18.4
192	23.8	23.5	23.0	166	31	75	18.1	-9.1	18.6
208	23.6	23.3	23.0	166	31	75	17.9	-9.1	18.6
224	23.9	23.2	23.2	166	31	75	18.5	-9.7	18.9
240	23.8	23.3	23.4	166	31	75	18.4	-9.7	18.8

Tabelle 4.1: Ergebnis der Messung der reellen Größen Intensität, Hauptschwingungsrichtung (HSR) und Elliptizität, jeweils für die drei Einstellungen 0, 45 und 90°. Aus den 9 Werten einer Zeile kann die JONES–Matrix berechnet werden.

	J_{11}		J_{12}		J_{21}		J_{22}	
G	re	im	re	im	re	im	re	im
0	4.88e-1	0.0e+0	8.51e-3	0.0e+0	-8.51e-3	0.0e+0	4.88e-1	0.0e+0
16	4.88e-1	0.0e+0	8.51e-3	0.0e+0	-8.51e-3	0.0e+0	4.88e-1	0.0e+0
32	4.77e-1	8.05e-2	3.38e-2	-3.97e-2	-2.28e-2	3.40e-2	4.83e-1	2.78e-3
48	4.04e-1	1.93e-1	5.84e-2	-7.53e-2	-6.36e-2	4.43e-2	4.75e-1	9.24e-3
64	3.86e-1	2.69e-1	5.69e-2	-1.07e-1	-1.23e-1	3.78e-2	4.64e-1	1.31e-2
80	3.28e-1	3.01e-1	7.23e-2	-1.23e-1	-1.59e-1	2.14e-2	4.56e-1	1.95e-2
96	2.90e-1	3.07e-1	8.82e-2	-1.33e-1	-1.70e-1	7.91e-3	4.54e-1	2.59e-2
112	2.89e-1	3.38e-1	8.75e-2	-1.48e-1	-1.82e-1	3.53e-3	4.50e-1	2.88e-2
128	2.82e-1	3.49e-1	9.55e-2	-1.42e-1	-1.77e-1	1.32e-2	4.49e-1	3.03e-2
144	2.56e-1	3.50e-1	1.19e-1	-1.41e-1	-1.73e-1	6.44e-3	4.45e-1	3.79e-2
160	2.58e-1	3.58e-1	1.18e-1	-1.43e-1	-1.76e-1	5.22e-3	4.41e-1	3.84e-2
176	2.52e-1	3.53e-1	1.18e-1	-1.46e-1	-1.79e-1	8.56e-4	4.39e-1	3.91e-2
192	2.49e-1	3.62e-1	1.18e-1	-1.48e-1	-1.80e-1	5.70e-3	4.39e-1	3.96e-2
208	2.51e-1	3.62e-1	1.18e-1	-1.48e-1	-1.79e-1	5.14e-3	4.39e-1	3.96e-2
224	2.40e-1	3.69e-1	1.18e-1	-1.51e-1	-1.83e-1	3.48e-3	4.40e-1	4.04e-2
240	2.42e-1	3.70e-1	1.19e-1	-1.51e-1	-1.83e-1	3.48e-3	4.42e-1	4.03e-2

Tabelle 4.2: Aus den Werten von Tabelle 4.1 berechnete JONES–Matrizen des VLCD in Abhängigkeit vom Grauwert G. Der gemeinsame Phasenfaktor aus der Phasenmessung ist hier schon berücksichtigt.

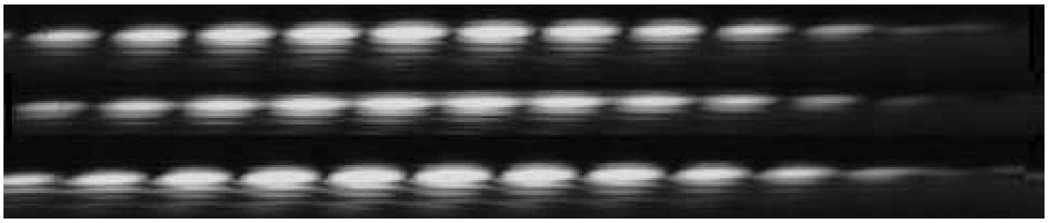


Abbildung 4.1: Kamerabild der Beugung am Doppelspalt für drei verschiedene Phasendifferenzen. Die Grauwertpaare sind von oben nach unten: 0/128, 128/128 und 240/128. Mit zunehmendem Testgrauwert verschiebt sich die Lage der Maxima und Minima.

Zur Messung der Elliptizität wurde mit dem Leistungsmeßgerät die Intensitäten in der Hauptschwingungsrichtung β (Maximum) und senkrecht dazu (Minimum) ermittelt. In der Tabelle 4.1 sind die nach Gleichung 4.4 berechneten Elliptizitäten ϑ in Grad angegeben. Das Vorzeichen von ϑ wurde wie oben angegeben ermittelt.

4.3 Phasenmessungen

Die Bestimmung der Phasenschiebung gegenüber einer Referenzphase wird mit Hilfe eines Beugungsexperiments am Doppelspalt durchgeführt. Durch einen der Spalte tritt Licht mit der Referenzphase, durch den anderen Licht mit der zu messenden Phase. In der Brennebene einer Linse hinter dem Doppelspalt erhält man die FOURIER–Transformierte der Amplitudenverteilung des Doppelspalts. Eine CCD Kamera in der Brennebene detektiert deren Betragsquadrat. Die Brennweite der Linse wählt man so groß, daß auf eine CCD Zeile von etwa 500 Pixeln möglichst nur einige wenige Minima passen (bei $f = 600mm$ etwa ein Dutzend). Grund dafür ist, daß die Phasendifferenz proportional zur Verschiebung der Minima ist und umso genauer bestimmt werden kann, je weiter die Minima voneinander entfernt sind. Die Position der Minima für gleiche Phasen in beiden Spalten definiert den Ursprung für die Phasenschiebung.

4.4 Meßwerterfassung

Als Lichtquelle dient ein 5mW HeNe–Laser, dessen linear polarisierter Strahl mit einem Pinhole und einer Linse mit 400mm Brennweite zu einem das ganze LCD ausleuchtenden parallelen Bündel aufgeweitet wird. Ein Polarisator sorgt für eine definierte Richtung der Polarisation. In einer ersten Versuchsreihe wurde ein Doppelspalt in das LCD einbeschrieben, d.h. der Grauwert im LCD wurde überall auf 0 gesetzt, lediglich zwei rechteckige Bereiche von einigen Pixeln Breite und maximaler Höhe wurden auf je einen Referenzgrauwert und einen Testgrauwert gesetzt. Nach Durchgang durch das LCD trifft das Licht auf den Analysator und wird anschließend von einer weiteren Linse in die Aufnahmeebene einer CCD Kamera fokussiert, siehe Abbildung 4.2. Die dort gewonnene

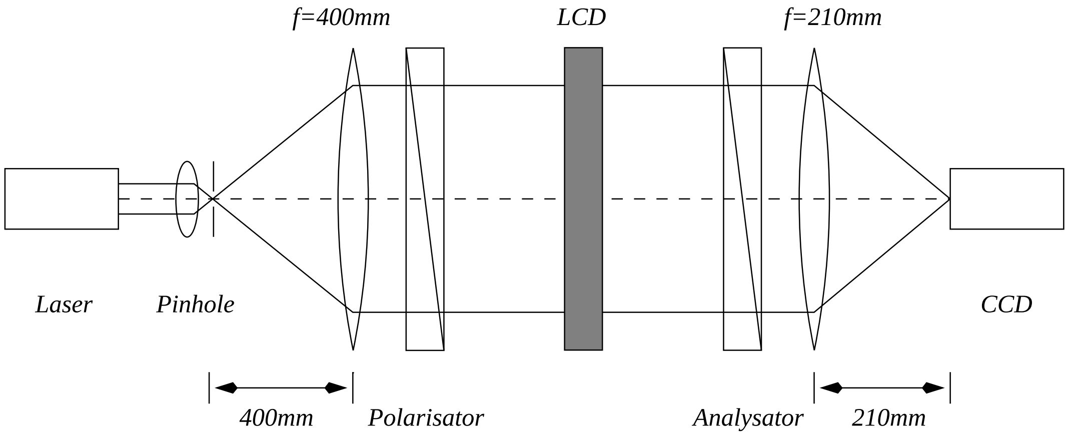


Abbildung 4.2: Messung der Phasenschiebung mit einem in das LCD einbeschriebenen Doppelspalt. Es wurden zwei rechteckige Bereiche von wenigen Pixeln Breite und voller Höhe im Abstand von 10 Pixeln in das LCD geschrieben. Als Hintergrund wurde der Grauwert 0 gewählt.

FOURIER–Transformierte des Doppelspalts (eine eindimensionale Intensitätsverteilung bestehend aus 512 Intensitätswerten mit 8 Bit Auflösung) wird von einer Framegrabber–Karte in einem PC gespeichert. Es wird der Schwerpunkt der Intensität gesucht, d.h. die CCD–Zeile mit der größten kumulierten Intensität. Anschließend werden mehrere Zeilen um diese Schwerpunktzeile pixelweise aufaddiert.

Für jeden Grauwert erhält man eine eindimensionale Intensitätsverteilung. Abbildung 4.1 zeigt drei solcher Kamerabilder für die drei Grauwertpaare 0/128, 128/128 und 240/128. Je nach Phasendifferenz verschiebt sich die Lage der Maxima und Minima.

Auch bei der Realisation des Doppelspalts wurden zwei verschiedene Ansätze verfolgt. Zunächst wurde der Doppelspalt nur in das LCD einbeschrieben. Es wurden zwei rechteckige Bereiche von wenigen Pixeln Breite und voller Höhe im Abstand von 10 Pixeln in das LCD geschrieben. Als Hintergrund wurde der Grauwert 0 gewählt.

Es stellte sich heraus, daß der gemessene Phasenschiebebereich von der Wahl des Referenzgrauwertes abhing, was physikalisch nicht sein kann. Schreibt man den Doppelspalt nur in das LCD ein, so stellt der Hintergrund ja auch einen Doppelspalt dar. Das resultierende Beugungsbild ist dann eine kohärente Überlagerung der einzelnen Beugungsbilder. Im Falle eines dunklen Hintergrundes (z.B. durch die entsprechende Analysatorstellung) ist die Beeinflussung gering. Weil die Analysatorstellung aber variiert werden sollte, mußte der Aufbau verändert werden.

In der verbesserten Anordnung nach Abbildung 4.3 wird ein mechanischer Doppelspalt (Spaltabstand rund $1mm$, Spaltbreite $0.4mm$) möglichst direkt ($2mm$) hinter die Mitte des LCDs gebracht. In jeweils eine Hälfte des LCDs wurde der Referenz- bzw. der Testgrauwert einbeschrieben, so daß jeder Spalt vollständig aus einem Grauwert gebildet wurde.

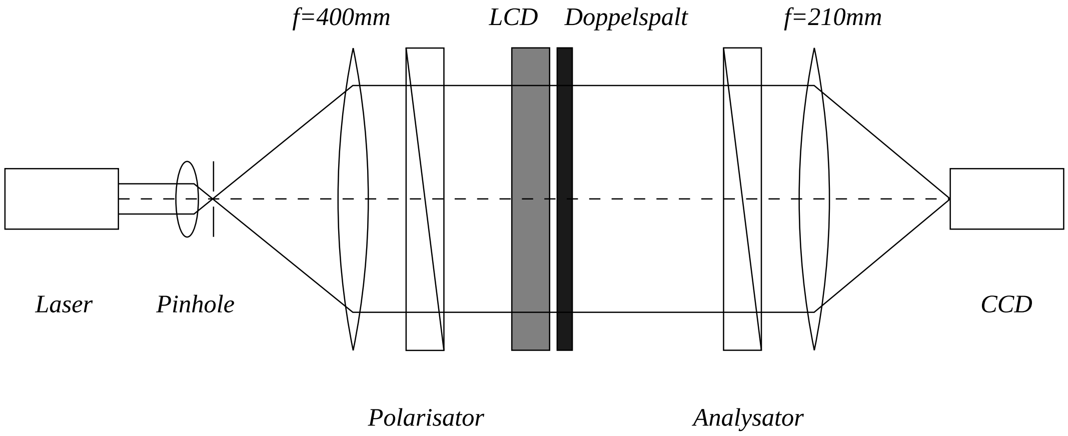


Abbildung 4.3: Messung der Phasenschiebung mit einem mechanischen Doppelspalt. Die Spaltbreite betrug einige Pixel, ebenso der Spaltabstand.

4.5 Meßwertverarbeitung und Auswertung

Die resultierende Intensitätsverteilung wird zunächst einer eindimensionalen diskreten FOURIER–Transformation (FFT) unterzogen. Das Leistungsspektrum des Ergebnisses wird berechnet und das Maximum des Betrages gesucht. Die Phase an diesem Maximum (korrigiert um einen Offset, den man für identische Grauwerte erhält) stellt die Phasenschiebung zwischen den beiden Spalten dar.

Bei dieser Auswertung traten jedoch Schwierigkeiten zutage. Das Leistungsspektrum des Beugungsbildes liegt in Form von 512 komplexen Zahlen vor, die 512 ganzzahligen Raumfrequenzen zugeordnet sind. Das Beugungsbild des Doppelspalts (Abbildung 4.1) hat zum Beispiel die Raumfrequenz 12 (was den 12 Beugungsmaxima auf einer Zeile entspricht). Während man in einem Spalt den Grauwert ändert, wandert das Beugungsbild. Dabei kann es passieren, daß das Maximum von der Raumfrequenz 12 auf die Raumfrequenz 13 wechselt, die eine völlig andere Phase besitzt. Im allgemeinen ist das Verhältnis von Zeilenlänge und Länge eines Beugungsmaximums ja nicht ganzzahlig.

Ich habe drei Lösungsansätze untersucht, um dieser Mehrdeutigkeit zu entgehen. Zum einen kann man die Raumfrequenz fest wählen. Dieser Ansatz lieferte aber zu geringe Phasenschiebungen, wie sich aus dem Vergleich mit groben Interferometeraufnahmen ergab. Zum anderen könnte man die Phasen einiger weniger Raumfrequenzen um das Maximum mitteln. Dieser Ansatz stellte sich als völlig ungeeignet heraus, da die Phasen benachbarter Raumfrequenzen stets gegenläufig variierten und ihr Mittel folglich praktisch konstant war. Die Auswertung über das Leistungsspektrum ist also insgesamt problematisch. Aus diesem Grund ging ich dazu über, die Verschiebung des Beugungsbildes über den Vergleich der Lage der Maxima zu ermitteln.

In den Abbildungen 4.4 und 4.5 sind die Intensitätsprofile zweier Beugungsbilder dargestellt. Man erkennt, daß die 11 Maxima nicht eindeutig sind, sondern kleine Fluktuationen enthalten. Ohne die eindeutige Lage der Maxima kann aber die Phasenverschiebung nicht bestimmt werden. Es mußte daher eine Methode

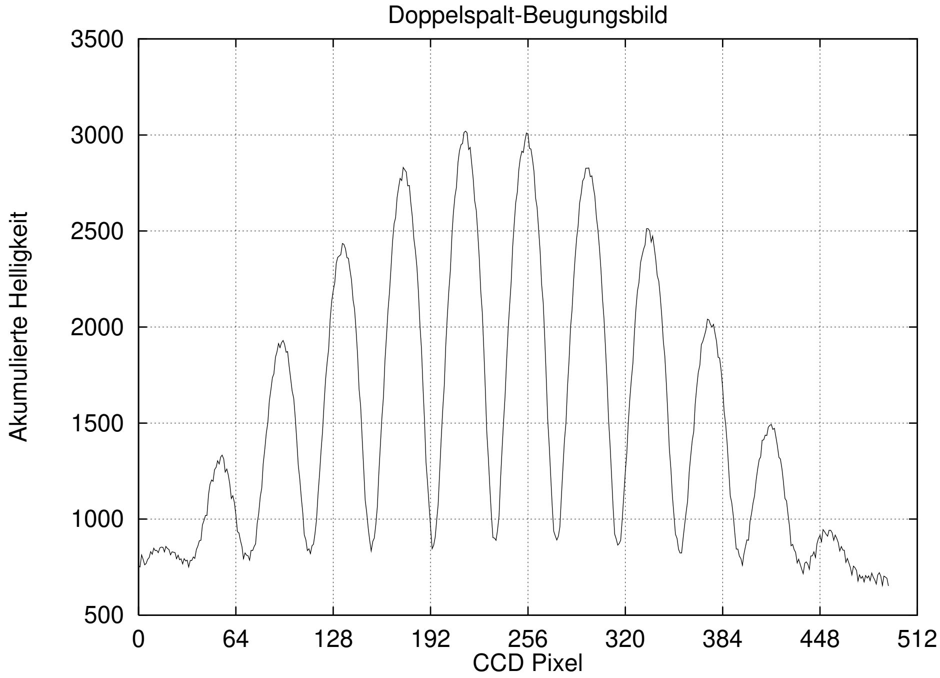


Abbildung 4.4: Doppelspalt–Beugungsbild, Grauwerte 0 und 128, Analysator 69°

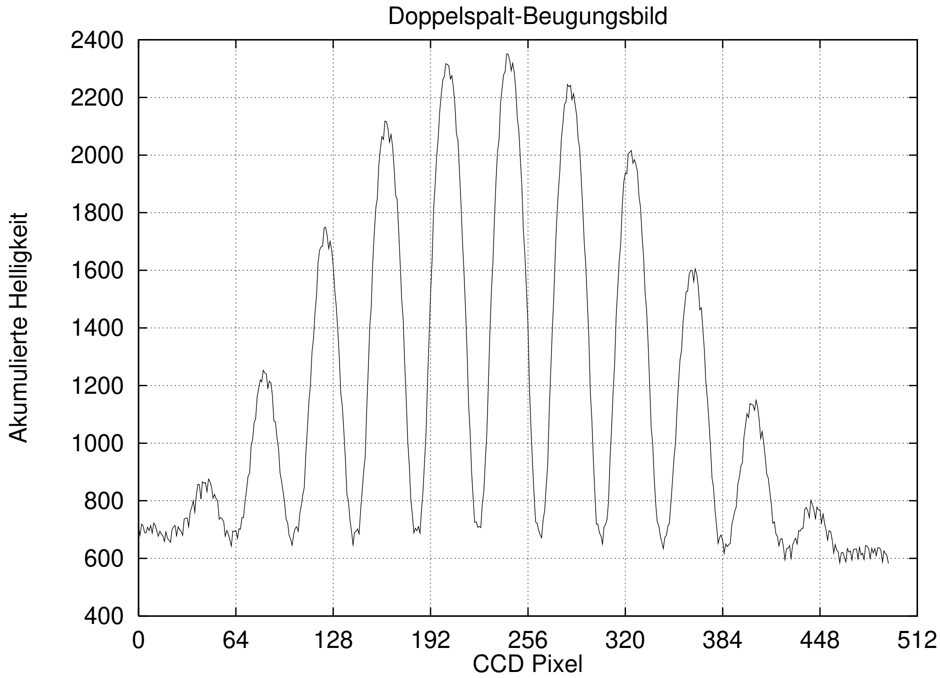


Abbildung 4.5: Doppelspalt–Beugungsbild, Grauwerte 128 und 128, Analysator 69°

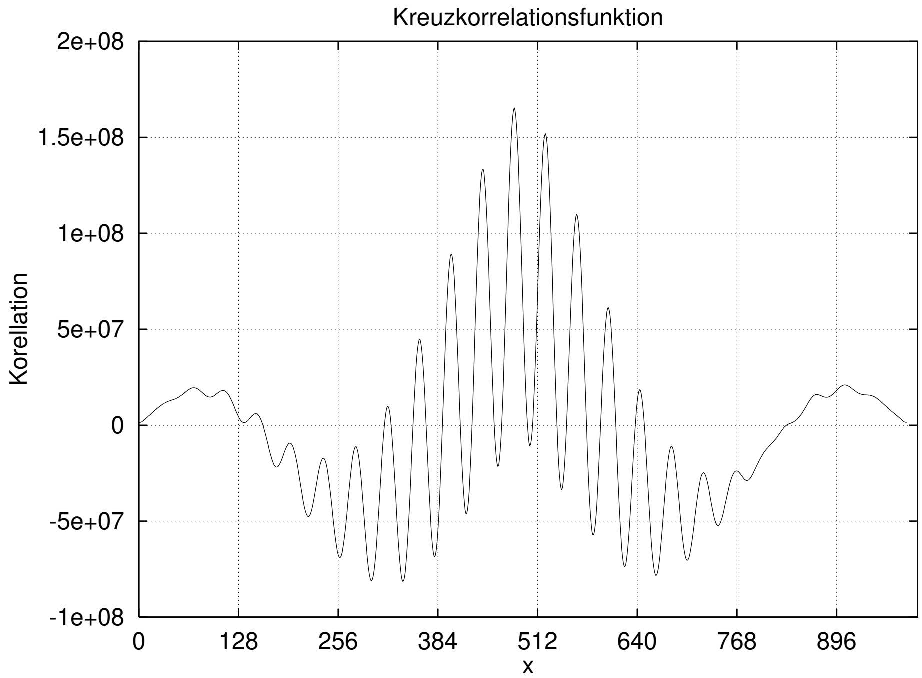


Abbildung 4.6: Kreuzkorrelationsfunktion zwischen den Doppelspalt–Beugungsbildern mit Grauwertpaaren 0/128 und 128/128 als Referenz, Analysator 69°

gefunden werden, um die Maxima eindeutig einer Koordinate zuzuordnen.

Eine reine Mittelung mehrerer benachbarter Werte brachte keine Lösung.

Bildet man jedoch die Kreuzkorrelation beider Profile, so ergibt sich in diesem Fall eine glatte Kurve mit der doppelten Anzahl an Maxima. (Abbildung 4.6). Bildet man die Kreuzkorrelationsfunktionen mit Profilen für andere Grauwertpaare, so verschieben sich die Maxima proportional zur Phasendifferenz in den Doppelspalten. Zur Erhöhung der Auswertegenauigkeit wählt man zur Bestimmung des Maximum–Abstands – was 2π Phasenverschiebung entspricht – weit auseinanderliegende Maxima und teilt diesen Wert durch die Anzahl der dazwischenliegenden. Gegenüber dem Leistungsspektrum für ganzzahlige Raumfrequenzen kann man dadurch auch nichtganzzahlige Raumfrequenzen bestimmen.

Verändert man die Analysatorstellung, so treten auch sehr lichtschwache Intensitätsprofile auf. Sie sind mit einem starken Rauschanteil behaftet. Abbildung 4.7 zeigt das Helligkeitsprofil für einen Analysator orthogonal zum Polarisator. Die Kreuzkorrelation zweier derartiger Profile zeigt Abbildung 4.8. In einer Ausschnittvergrößerung (Abbildung 4.9) erkennt man, daß auch hier die 5 Maxima nicht mehr eindeutig sind. Erst durch Mittelwertbildung kann die Kurve so geglättet werden, daß die Bestimmung der Maxima eindeutig wird, siehe Abbildung 4.10.

Mit der eben beschriebenen Auswertemethode ergaben sich die Phasenverschiebungen in Übereinstimmung mit groben Werten aus interferometrischen Messungen. Stellvertretend für eine ganze Reihe von Messungen bei verschiedenen Analysatorstellungen zeigt Abbildung 4.11 die Phasenschiebung in Abhängigkeit

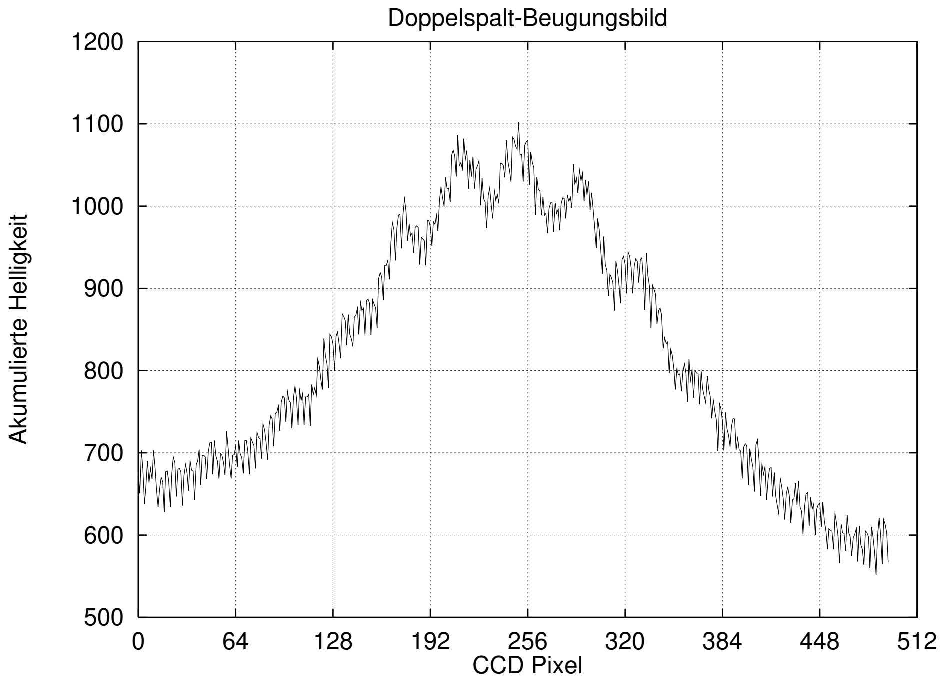


Abbildung 4.7: Doppelspalt–Beugungsbild, Grauwerte 0 und 128, Analysator $90°$. Das Bild ist wesentlich verrauschter, da wegen Absorption im Analysator nur wenig Intensität den Detektor erreicht.

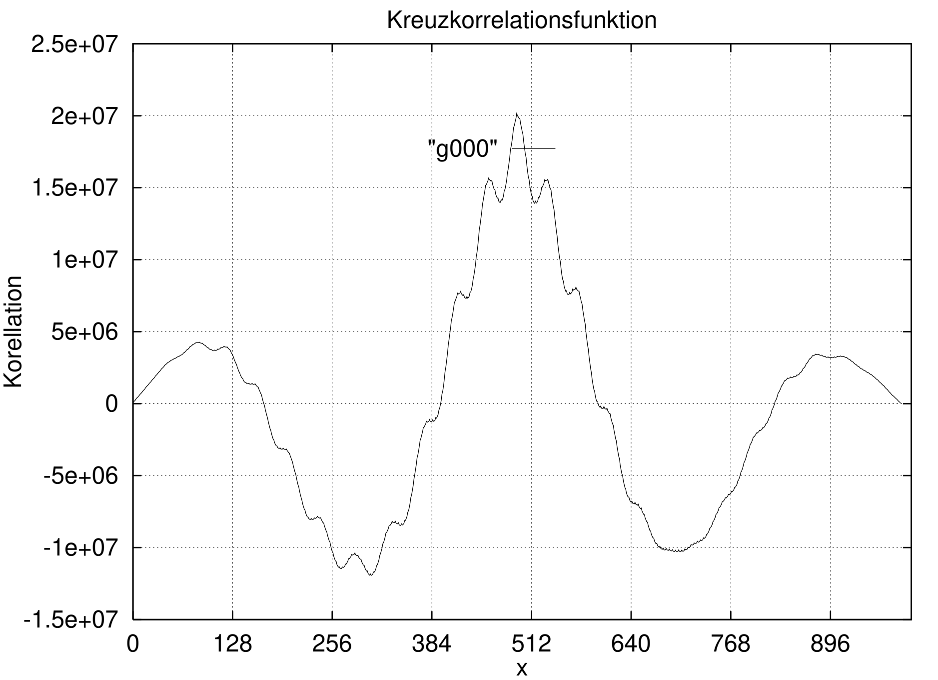


Abbildung 4.8: Kreuzkorrelationsfunktion zwischen den Doppelspalt–Beugungsbildern mit Grauwertpaaren 0/128 und 128/128 als Referenz, Analysator $90°$. Weil die Eingangsfunktionen wie in Abbildung 4.7 verrauscht sind, sind die Maxima nicht mehr eindeutig (siehe die Vergrößerung in Abbildung 4.9)

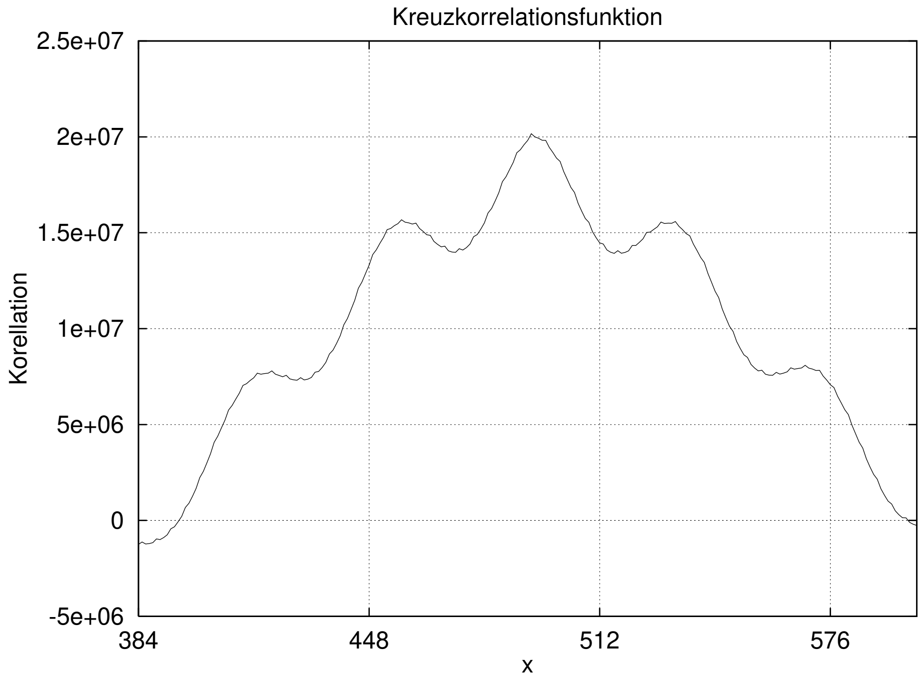


Abbildung 4.9: Ausschnittvergrößerung von Abbildung 4.8. Man erkennt mehrere sehr dicht beieinander liegende Maxima. Zur Auswertung wird die Kurve durch Mittelwertbildung geglättet, siehe Abbildung 4.10

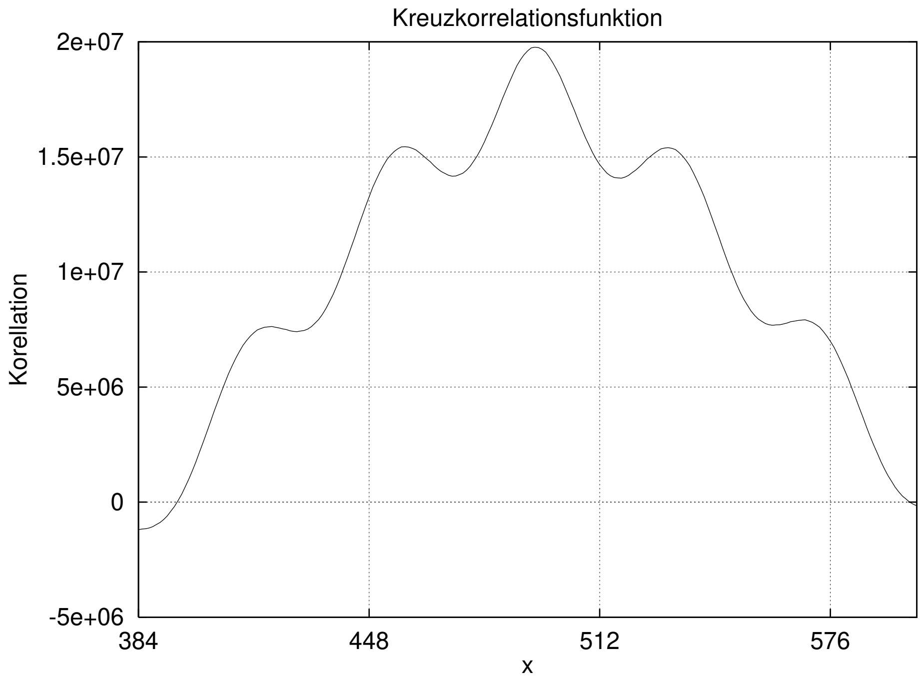


Abbildung 4.10: Durch Mittelwertbildung geglättete Kreuzkorrelationsfunktion wie in Abbildung 4.9. Es wurde jeder Wert durch den Mittelwert der 9 umgebenden Werte ersetzt. Die 5 Maxima sind nun eindeutig.

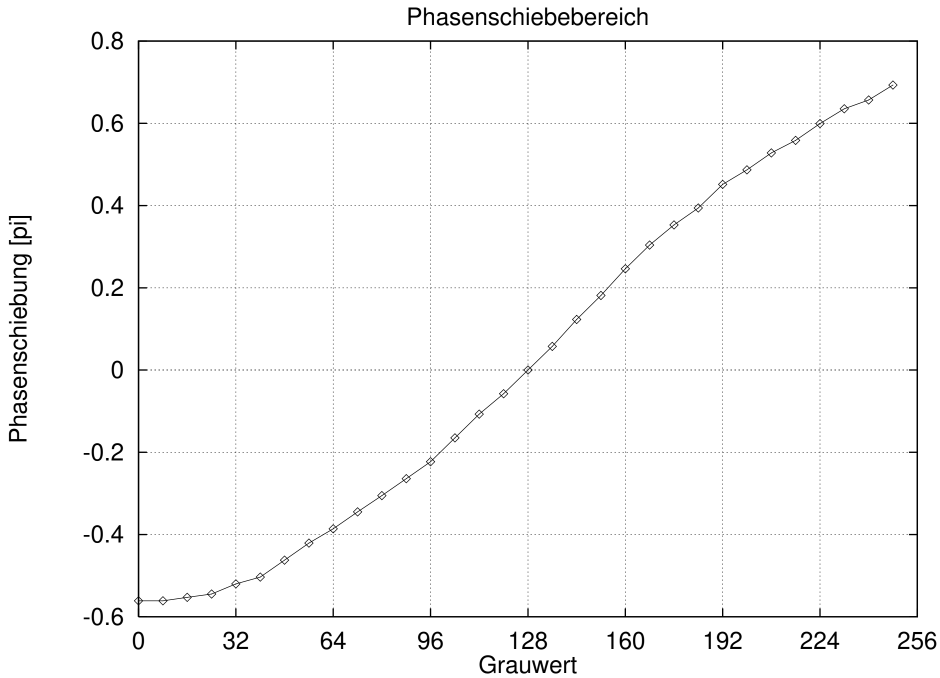


Abbildung 4.11: Phasenschiebebereich bei Analysatorstellung 69°, also für das Maximum aus Abbildung 4.12. Der Referenzgrauwert ist 128. In der Umgebung des Referenzwertes ist die Kurve linear, mit leichter Sättigung für zunehmende Entfernung.

vom Grauwert bei 69°. In dieser Stellung ist der Phasenschiebebereich mit 1.2π maximal. Das Resultat wurde zur Bestimmung des gemeinsamen Phasenfaktors der JONES–Matrix (Tabelle 4.2) benutzt.

In Abbildung 4.12 ist der Phasenschiebebereich in Abhängigkeit von der Analysatorstellung aufgetragen. Man erkennt, daß er in der Nähe des Maximums empfindlich von der Analysatorstellung abhängt.

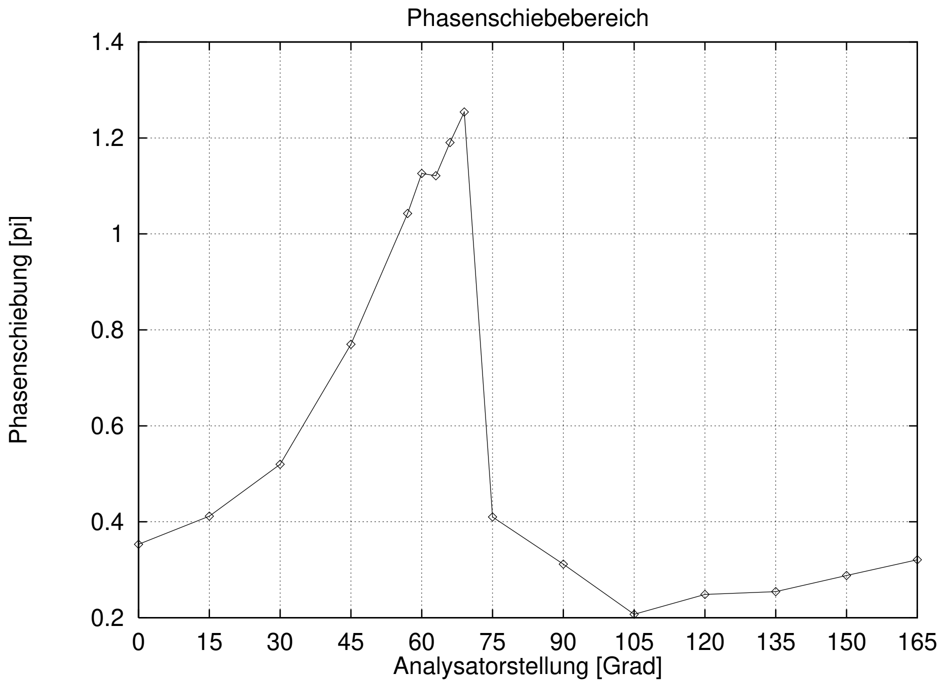


Abbildung 4.12: Phasenschiebebereich in Abhängigkeit von der Analysatorstellung. Die Phasenschiebung hängt empfindlich von der Analysatorstellung ab, sie hat ein Maximum von 1.2π bei 69°. (Jenseits von 180° muß sich der Verlauf wiederholen).

Kapitel 5

Hologrammwiedergabe

Die im vorigen Kapitel beschriebenen Meßergebnisse der optischen Eigenschaften des VLCD flossen direkt in die Berechnung computer–generierter Hologramme (CGH) ein. In diesem Kapitel sollen anhand ausgesuchter Beispiele die Möglichkeiten und Grenzen der Hologrammwiedergabe mit VLCDs dokumentiert werden.

5.1 Hologrammberechnung

Phasenhologramme haben einen hohen Beugungswirkungsgrad und können mit erprobten Algorithmen computer–generiert werden. Daher wird das VLCD zwischen einem Polarisator in 0° und einem Analysator in 69° Stellung als Phase–Only Modulator (POM) benutzt. Eine nicht zu vermeidende geringe Amplitudenmodulation wird vernachlässigt. In die Hologrammberechnung geht somit in erster Linie die Phasenschiebung in Abhängigkeit vom Grauwert ein. Der Einfachheit halber wird eine Linearisierung von Abbildung 4.11 zugrundegelegt, obwohl diese Kurve eine leichte Sättigung hin zu den minimalen und maximalen Grauwerten um 0 und 255 zeigt. Ein Objekt und dessen berechnetes Phasenhologramm zeigt Abbildung 5.1. Das dargestellte Objekt (a) ist vergrößert wiedergegeben. In der Objektebene hat es dieselbe Pixelgröße wie das nebenstehende Phasenhologramm (b) und belegt nur einen Quadranten. Ein Grund ist, daß es sich als zweckmäßig erwies, das Objekt nicht um den Ursprung anzuordnen, weil dessen Rekonstruktion sonst auf der in der Praxis recht hellen nullten Ordnung sitzt. Der zweite Grund zeigte sich im Experiment: die -1. Ordnung war sehr ausgeprägt und hätte sich mit der 1. Ordnung überlappt (vgl. Abbildungen 5.3 und 5.6).

5.2 Simulation der Hologrammrekonstruktion

Um einen Anhaltspunkt zu gewinnen, wie gut eine Rekonstruktion mit dem originalen Objekt übereinstimmt, wurde zunächst die Rekonstruktion rechnerisch simuliert. Man halte sich vor Augen, daß die rechnerische Rekonstruktion *nicht exakt* das originale Objekt liefern kann. Im Laufe der Berechnung des Hologramms werden nämlich mehrere Annahmen gemacht, die eine exakte rechnerische Rekonstruktion ausschließen:

- *Amplitudenausgleich*. Nach der FOURIER–Transformation des Objektes werden die unterschiedlichen Amplituden auf einen einheitlichen Wert gesetzt, so daß man ein reines Phasenhologramm ohne Amplitudenanteile erhält.

- *Quantisierung*. Die eigentlich kontinuierlichen Phasen werden vor der Rücktransformation quantisiert, da ja auch das VLCD keine kontinuierlichen Phasen darstellen kann. In unserem Fall werden die Phasen maximal mit 8 bit quantisiert.

- *Periodische Fortsetzung*. Bei der Rücktransformation wird davon ausgegangen, daß das Hologramm periodisch in beiden Dimensionen ins unendliche fortgesetzt ist. Um das Objekt für den Fall eines nicht fortgesetzten Hologramms zu ermitteln, wäre ein erheblich höherer Rechenaufwand notwendig. Man müßte das Hologramm in eine große Umgebung mit gleicher Phase einbetten.

All diese Annahmen führen zu Fehlern in der Rekonstruktion, wenn man die Rücktransformation ausführt, sind aber unvermeidlich. Abbildung 5.2 zeigt eine rechnerische Rekonstruktion des Phasenhologramms aus Abbildung 5.1. Zur Hervorhebung der Fehler wurde für das Bild ein Histogramm–Ausgleich (b) berechnet. Die Rekonstruktionsfehler bestehen einerseits in einem leicht rauschenden Untergrund und andererseits in Geisterbildern, d.h. schwachen Kopien des Objektes, die unter verschiedenen Translationen und Spiegelungen hinzutreten, z.B. die -1. Ordnung, die man durch Punktspiegelung des Objekts an der nullten Ordnung erhält.

Um hohe Wiedergabetreue zu gewährleisten wird man bestrebt sein, die allein durch Rechnung auftretenden Geisterbilder zu minimieren. Zum einen kann man die Quantisierungsfehler durch höhere Auflösung verringern, zum anderen kann man wenigstens ansatzweise eine periodische Fortsetzung durch Parkettierung simulieren.

Wie noch gezeigt wird, entstehen die stärksten Geisterbilder allerdings nicht aufgrund der hier beschriebenen Ungenauigkeiten, sondern werden durch die Unzulänglichkeiten des Wiedergabemediums verursacht.

5.3 Ausführung der Hologrammrekonstruktion

In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse der Hologrammrekonstruktion vorgestellt. Computer–generierte Hologramme sind in vielen Parametern beeinflußbar, es wurden daher mehrere Techniken erprobt, durch Variation der Parameter eine Verbesserung der Bildqualität zu erreichen. Man kann hierbei zwei prinzipielle Ansatzmöglichkeiten unterscheiden. Zum einen Techniken, die unabhängig vom Wiedergabemedium sind, zum anderen Techniken, die die Eigenschaften des Wiedergabemediums auszunutzen suchen.

Zunächst wurde eine direkte Rekonstruktion eines Hologramms untersucht, d.h. ungeachtet der Eigenschaften des Übertragungskanals wurden die Hologrammdaten (Phasenwerte von 0 bis 2π) unbearbeitet (keine Pixelverdopplung etc.) in den Speicher des Frame–Grabbers als Grauwerte von 0 bis 255 übertragen. Die einzige Anpassung war eine rechnerische Skalierung der Hologrammdaten in vertikaler Richtung um den Faktor $3/2$, so daß ein rechteckiger Ausschnitt im Frame–Grabber als quadratischer Ausschnitt im VLCD erscheint. Diese Maßnahme garantiert Längentreue von Objekt und Rekonstruktion in beiden Dimensionen.

5.4 Verbesserung der Bildqualität

5.4.1 Pixelvervielfachung

Wie in Abschnitt 3.3 gezeigt, wird aufgrund der begrenzten Bandbreite des Übertragungskanals vom Frame–Grabber zum VLCD ein Bild unscharf reproduziert, wenn es aus Details der Größe einzelner Pixel zusammengesetzt ist. Starke Kontraste werden verringert und aufeinanderfolgende Zeilen in der Helligkeit gemittelt. Bei der Wiedergabe visueller Bilder kann dieser Effekt zwar erwünscht sein. Bei der Hologrammwiedergabe sind solche Veränderungen allerdings Ursache für Qualitätsverluste. Es mußte ein Verfahren gefunden werden, das die Möglichkeiten der vorhandenen Hardware trotz ihrer begrenzten Wiedergabetreue nutzt.

Die Bandbreitenbegrenzung kann man auf Kosten der Auflösung in horizontaler Richtung umgehen. Man vervielfacht jedes Pixel durch Wiederholung in horizontaler Richtung. Dadurch halbiert man die erforderliche Bandbreite und erhöht die Wiedergabetreue.

Die Mittelung aufeinanderfolgender Zeilen schaltet man gleichsam durch mehrfache Wiederholung ganzer Zeilen im Frame–Grabber Speicher aus. Für optimale Wirkung sollte die Anzahl stets ein Vielfaches von zwei sein.

Man beachte, daß hier ein Kompromiß zwischen der Wiedergabetreue und der Größe der Hologrammrekonstruktion gefunden werden muß. Skaliert man das Hologramm nämlich auf doppelte Größe (erniedrigt man also die Frequenzen im Ortsfrequenzraum) so schrumpft die Rekonstruktion auf halbe Größe; die Frequenzen im Ortsraum werden also verdoppelt.

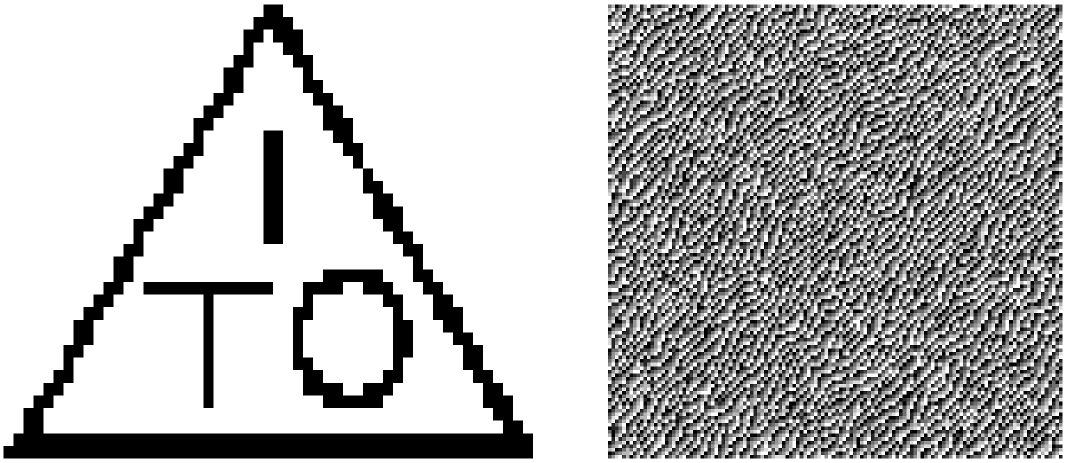
Es stellte sich eine Skalierung des Hologramms mit dem Faktor zwei sowohl in horizontaler als auch in vertikaler Richtung als zweckmäßig heraus. Die Pixelfläche wurde also vervierfacht. Die Rekonstruktionen ohne und mit Pixelverdopplung sind in den Abbildungen 5.4 und 5.5 zu sehen. Die Auflösung wurde gegenüber 5.3 von 256×256 auf 128×128 verringert, so daß das Hologramm nach Pixelverdopplung in beiden Dimensionen immer noch vollständig in das VLCD paßt.

5.4.2 Parkettierung

Als *Parkettierung* bezeichnet man die Wiederholung ein und desselben Musters in regelmäßiger Form, oft mit gleichbleibenden Abständen und in orthogonalen Richtungen. Für die Hologrammwiedergabe ist aufgrund der Eigenschaften der FOURIER–Transformation die Parkettierung zur Steigerung der Bildqualität interessant. Wie im Kapitel über die mathematischen Grundlagen erwähnt, ist die Transformierte der δ–Distribution (sozusagen eines sehr feinen Details) die unendlich ausgedehnte Sinus–Funktion. Nun kann ein Hologramm immer nur einen endlich großen Teil der Transformierten aufzeichnen. Im Fall der Sinus–Funktion wird aber besonders klar, daß durch Wiederholung dem Ideal des unendlich ausgedehnten Hologramms etwas näher gekommen werden kann. Die Rekonstruktion gibt den Verlauf der δ–Distribution umso besser wieder, je mehr Sinus–Perioden das Hologramm enthält.

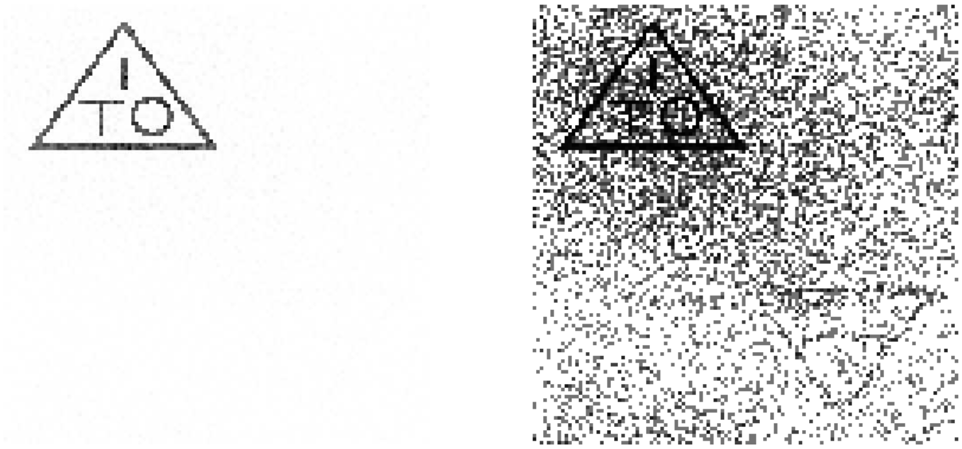
Bei der Hologrammwiedergabe mit dem LCD werden mehrere Grundhologramme ohne Zwischenraum direkt nebeneinander gesetzt. Dies sollte in *beiden* orthogonalen Richtungen erfolgen, ansonsten würde der zu erwartende Effekt anisotrop wirken (z.B. nur Strukturen mit horizontaler Ausrichtung betreffen).

In Abbildung 5.6 ist der Effekt der Parkettierung dokumentiert. Von oben links bis unten rechts sind die Rekonstruktionen eines ein- bis sechsfach parkettierten Hologramms zu sehen, wobei die grau unterlegten Quadrate die Position der Hologramme im LCD zeigen. Man erkennt deutlich die Zunahme der Bildschärfe, einhergehend mit einem Rückgang der Intensität in der nullten Ordnung (Bildmitte).



a) Objekt *b) Phasenhologramm*

Abbildung 5.1: Ein Objekt (a) und dessen berechnetes Phasenhologramm (b).



a) Simulierte Rekonstruktion *b) Nach Histogramm-Ausgleich*

Abbildung 5.2: a) Simulation der Rekonstruktion des Phasenhologramms von Abbildung 5.1 b). Daneben dieselbe Rekonstruktion nach einem Histogramm–Ausgleich; Im rechten unteren Quadranten erkennt man ein schwaches Geisterbild (die -1. Ordnung).

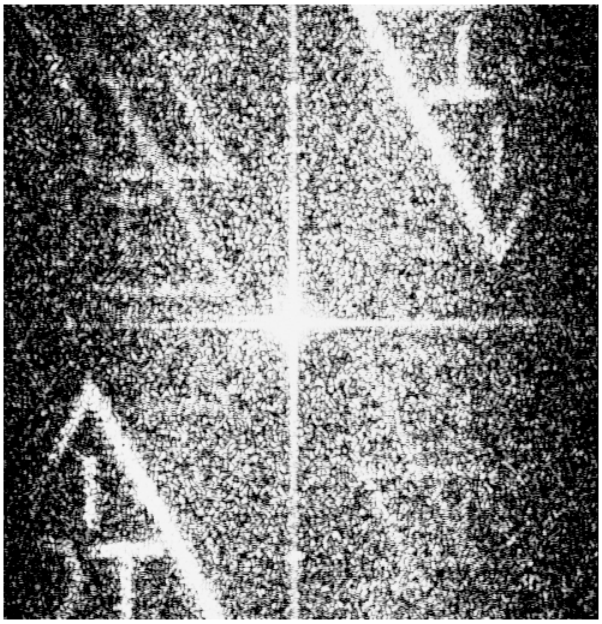


Abbildung 5.3: Rekonstruktion eines Hologramms (256×256) ohne Pixelverdopplung. Neben der sehr starken -1. Ordnung im rechten oberen Quadranten erkennt man weitere verschobene Kopien des Objekts. Diese sind auf das Farbpixelgitter des LCDs zurückzuführen.

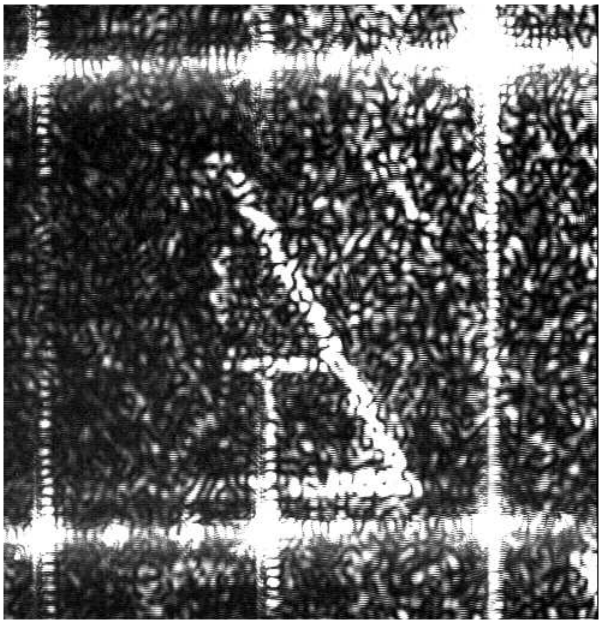


Abbildung 5.4: Rekonstruktion eines Hologramms (128×128) ohne Pixelverdopplung. Geringere Auflösung läßt das Bild größer Erscheinen. Gleichzeitig verliert das Objekt an Struktur und die Speckle werden größer.

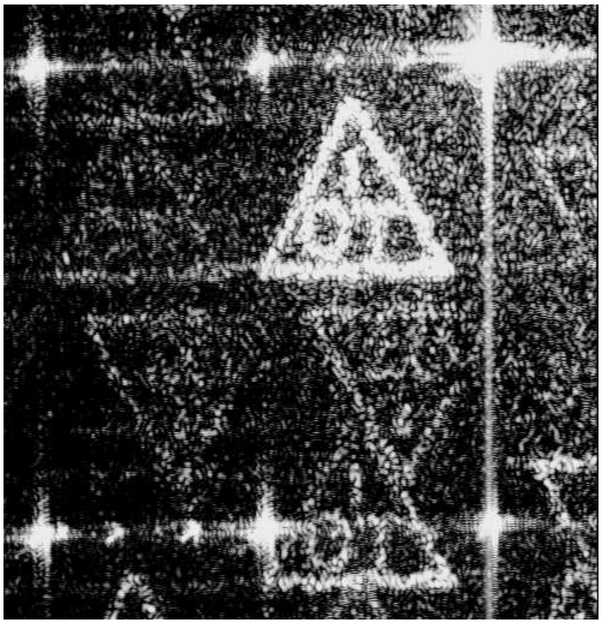


Abbildung 5.5: Rekonstruktion eines Hologramms (128$\times$128) mit Pixelverdopplung in beiden Richtungen. Die Rekonstruktion (Ortsraum) verkleinert sich um den Faktor 2, weil im Ortsfrequenzraum eine Streckung um diesen Faktor stattfand.

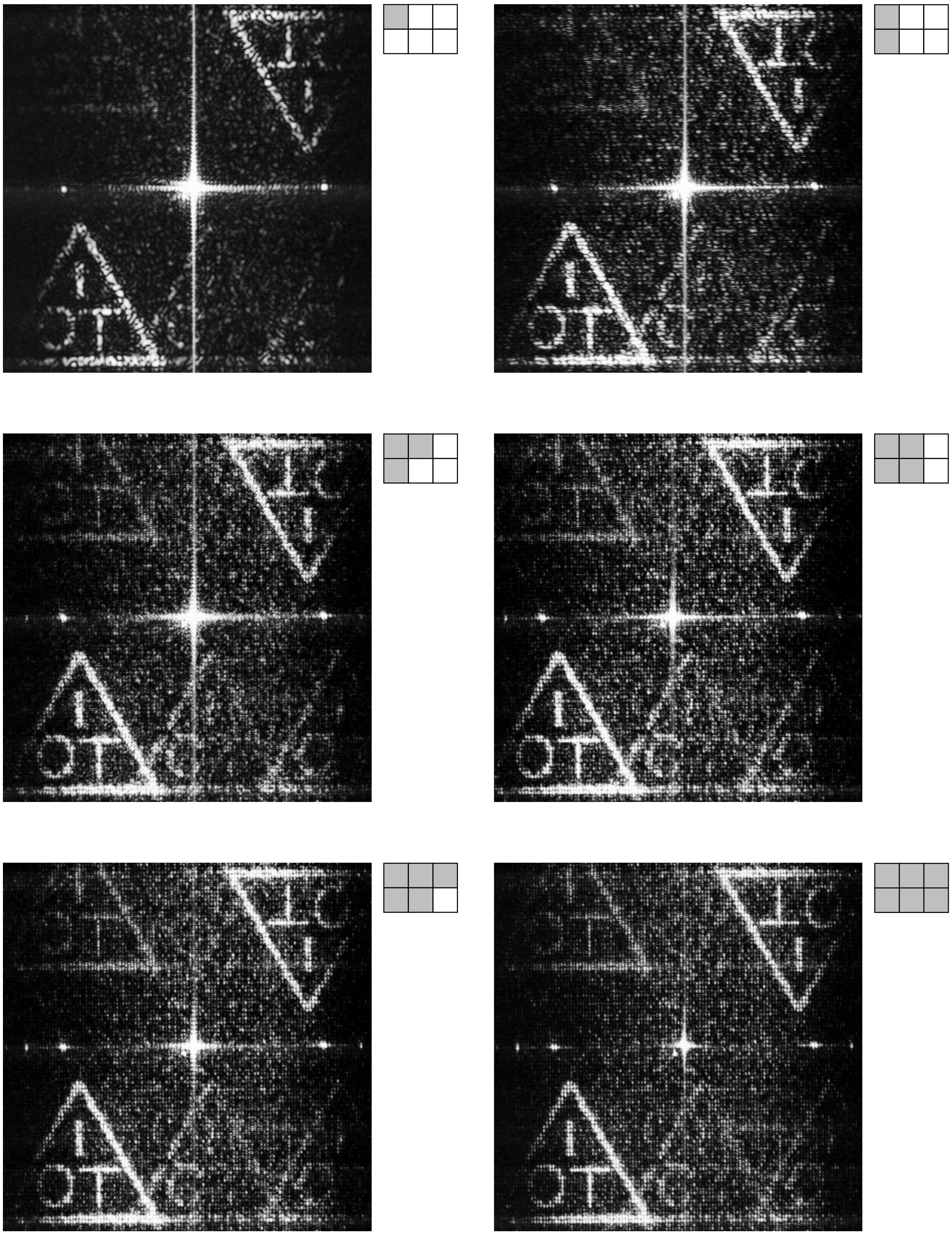


Abbildung 5.6: Effekt der Parkettierung. Die grau unterlegten Quadrate zeigen die Position der Hologramme im LCD. Von oben links nach unten rechts nimmt die Anzahl von 1 auf 6 wiederholte Hologramme zu.

5.4.3 Verdopplung der Phasenschiebung

Eine sehr wünschenswerte Eigenschaft für SLMs ist ein Phasenmodulationsbereich über die ganzen 2π. Gerade bei der Rekonstruktion von Phasenhologrammen treten Störungen auf, wenn der Modulationsbereich nicht beliebige Phasenschiebungen erlaubt. Der Modulationsbereich des vermessenen VLCDs beträgt nur etwa 1.2π, deckt also nur gut zur Hälfte den erwünschten Bereich ab.

Bei der Hologrammberechnung entstehen aber auch Werte, die einer größeren Phasenschiebung entsprechen, da man die Ergebnisse der FOURIER–Transformation schließlich nicht von vornherein auf ein Teilintervall aus [0..2π] einschränken kann. Werte größer als 1.2π werden auf 1.2π abgeschnitten. Dieser Effekt wird in der Literatur[8] als *phase clipping* bezeichnet und in [27],[9] untersucht. Primär führt phase clipping zu einer Herabsetzung der Bildhelligkeit und Anstieg der Intensität in nullter und -1. Ordnung. Bezeichnet man mit ϵ den maximalen Phasenschiebebereich und mit G die Helligkeit des eigentlichen Bildes (also nicht die Gesamthelligkeit, die ja auch den Beitrag der nullten Ordnung enthält und konstant ist), so besteht zwischen beiden die Beziehung

$$G = \frac{1}{4\pi^2}((\epsilon - \sin\epsilon)^2 + (1 - \cos\epsilon)^2) \tag{5.1}$$

deren Verlauf in Abbildung 5.7 angegeben ist.

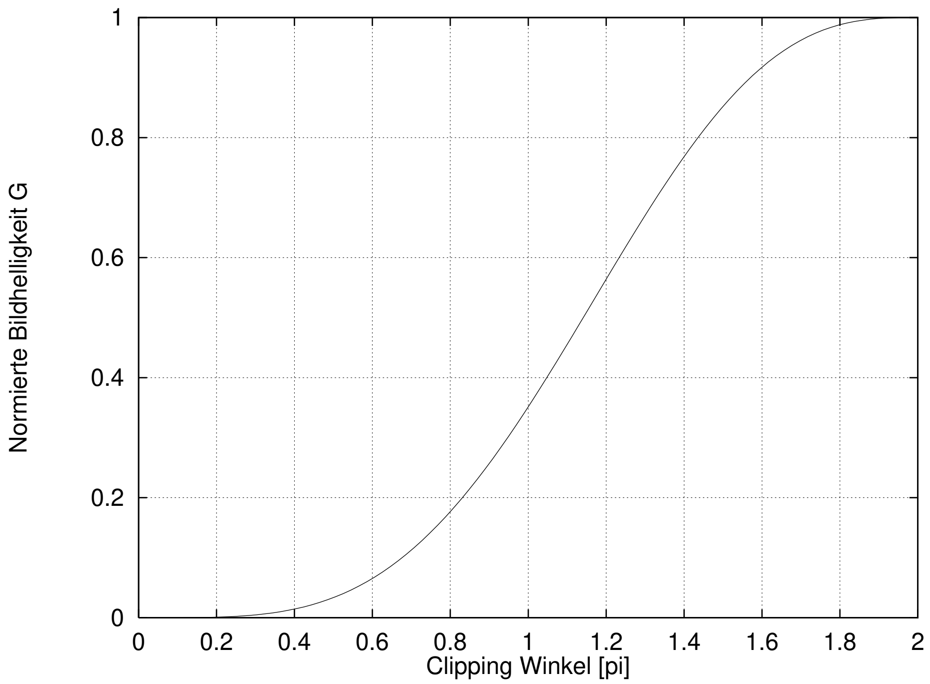


Abbildung 5.7: Bildhelligkeit bei Phase Clipping. Es ist die normierte Bildhelligkeit über dem clipping Winkel aufgetragen. Für $\epsilon = 1.2\pi$ beträgt die Bildhelligkeit nur noch 60%.

Wie man dem Graphen entnimmt, beträgt die Bildhelligkeit bei einem clipping Winkel von 1.2π nur noch 60%. Der Phasenschiebebereich kann erhöht werden, wenn man das Licht mehrfach durch den SLM treten läßt, da sich die Phasenschiebungen addieren. In unserem Falle genügen zwei Durchgänge um den Wert von 2π zu überschreiten. Eine einfache Anordnung zur Realisation des doppelten Durchgangs ist in Abbildung 5.8 dargestellt.

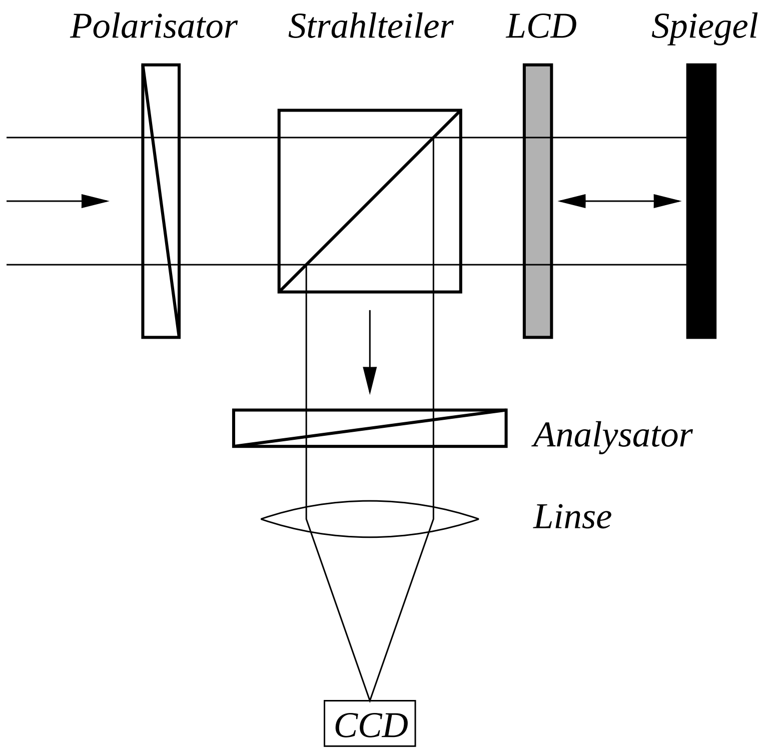


Abbildung 5.8: Anordnung für den doppelten LCD–Durchgang. Der polarisierte Strahl tritt durch den Strahlteiler und das LCD. Er wird von dem ebenen Spiegel reflektiert und tritt erneut durch das LCD. Der Strahlteiler lenkt den Strahl auf den Analysator. Die Linse erzeugt das Hologramm in der Detektorebene der CCD–Kamera.

Der Strahl läuft durch das LCD, wird an einem ebenen Spiegel reflektiert und tritt erneut durch das LCD. Ein Strahlteiler lenkt den Strahl durch den Analysator. Eine Linse erzeugt das Hologramm in der Detektorebene der CCD–Kamera. In Abbildung 5.9 ist eine Aufnahme eines derart rekonstruierten Hologrammes wiedergegeben.

Das Ergebnis ist jedoch ernüchternd. Statt einer Verbesserung der Bildqualität hat man eine deutliche Verschlechterung. Zum einen nimmt die Bildhelligkeit ab. Allein der doppelte Durchgang durch den Strahlteiler kostet einen Intensitätsfaktor von 4. Zudem treten Reflexionen an wesentlich mehr Grenzflächen auf. Verluste treten auch auf, wenn der reflektierte Strahl nicht wieder exakt durch die Pixelmatrix tritt (die ja eine Lochblende darstellt), z.B. weil er leicht verkippt ist. Ein anderer Fehler entsteht, wenn der Strahl durch verschiedene Pixel tritt, die unterschiedliche Phasenschiebungen bewirken. Dies ist einer Mittelung der Phasenschiebung beider Pixel äquivalent, ein Effekt, der schon bei der Mittelung aufeinanderfolgender FG–Zeilen besprochen wurde. Ohne genaue Positionierung des

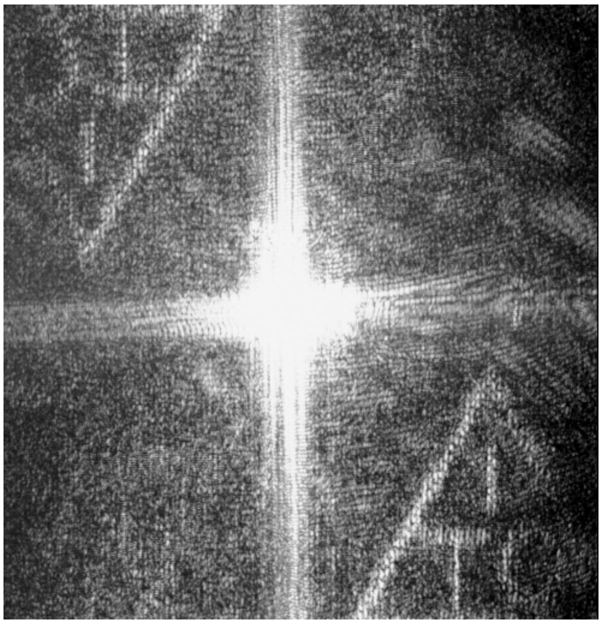


Abbildung 5.9: Hologrammrekonstruktion mit der Anordnung aus Abbildung 5.8. Die nullte Ordnung tritt sehr stark hervor. Die Rekonstruktion weist zudem erhöhtes Rauschen auf.

Spiegels, nämlich so, daß der Strahl das *gleiche* Pixel immer zweimal durchläuft, halte ich diese einfache Anordnung daher für nicht geeignet. Ein wesentlich komplexerer Aufbau mit doppeltem Durchgang ist in [2] beschrieben.

5.4.4 Rechnerische Manipulation der Phasenschiebung

Ein digital vorliegendes Hologramm kann man auf verschiedene Weise manipulieren. Es ist zum Beispiel sehr einfach, jeden Phasenwert um einen Offset zu verschieben oder mit einem Faktor zu multiplizieren.

Das Verschieben um einen Offset erlaubt bei nichtlinearen Kennlinien die Anpassung an einen Arbeitspunkt mit einer ausreichend linearen Umgebung. Weil die gemessene Kennlinie für die Phasenschiebung in Abhängigkeit vom Grauwert (siehe Abbildung 4.11) nicht exakt linear war, lag es nahe, diese Variationsmöglichkeit zu untersuchen. Das Ergebnis zeigte jedoch, daß die Verschiebung um verschiedene Offsets die Bildqualität zumindest für das menschliche Auge nicht beeinflußt. Andere Maßnahmen (Pixelverdopplung, Parkettierung) zeigten hingegen deutlich sichtbare Veränderungen, so daß auf eine quantitative Untersuchung der Bildqualität (Vergleich der Simulation mit der Rekonstruktion mittels Root–Mean–Square Verfahren) verzichtet wurde.

Multipliziert man die Grauwerte mit einem Faktor kleiner als 1, so ändert man den Proportionalitätsfaktor zwischen Grauwert und Phasenschiebung. Gleichzeitig setzt man den clipping Winkel herab. Die Bildqualität wird erwartungsgemäß schlechter.

Multipliziert man die Grauwerte mit einem Faktor größer als 1 und ersetzt alle über den Maximalwert hinausgehenden durch den Maximalwert, so führt dies zu einer Verstärkung der nullten Ordnung, da der Mittelwert des Phasenhologramms durch diese Maßnahme von 0 verschieden wird.

Kapitel 6

Programmdokumentation

Für die Messungen und Auswertungen wurde eine Reihe von Programmen in C (Betriebssysteme DOS und UNIX) und als shell Skript (UNIX BOURNE–Shell /bin/sh) implementiert. Sie verwenden teilweise Unterprogramme aus der ITEX-100 Bibliothek für Bildspeicherkarten, wie zum Beispiel der Typ VFG. Die wichtigsten seien mit ihren Funktionen in der Absicht dokumentiert, zukünftige LCD Charakterisierungen zu erleichtern.

In der Reihenfolge ihres Gebrauchs sind das

- `sclear` ist ein C Programm und benutzt die ITEX-100 Bibliothek für die VFG–Karte. Es schreibt einen Grauwert homogen in die ganze Displayfläche ins LCD. Wird für die ellipsometrischen Messungen herangezogen.

- `sweep`, ist ein C Programm zur Bestimmung der Phasenverschiebung in Abhängigkeit des Grauwertes mit einem mechanischen Doppelspalt. Zwei Bereiche unterschiedlicher Grauwerte werden ins LCD geschrieben. Einer der Bereiche wird dabei von einem minimalen bis zu einem maximalen Grauwert variiert. Für jeden variierten Grauwert wird das Beugungsbild (etwa wie in Abbildung 4.1) als Intensitätsprofil abgespeichert. Nach Beendigung des Programms liegt eine Datei mit einem Satz von Intensitätsprofilen vor.

- `sweep-to-ps` ist ein shell Skript, das die Ausgabe von `sweep` bearbeitet. Ein Satz von Intensitätsprofilen wird in die einzelnen Profile zerlegt, dann Paare mit dem Referenzprofil gebildet. Unter Benutzung von `xcorr` werden die Kreuzkorrelationsfunktionen berechnet und aus diesen die Phasenverschiebungen in Abhängigkeit vom Grauwert ermittelt. Es ensteht ein Datensatz für einen Graphen, wie ihn zum Beispiel Abbildung 4.11 zeigt. Der Datensatz liegt in einem für das Plot–Programm `gnuplot` geeigneten Format vor. Nach Beendigung des Programms liegt ein Graph als PostScript Datei vor.

- `xcorr` ist ein C Programm, das eine Kreuzkorrelation zweier Funktionen berechnet. Vor der eigentlichen Korrelation wird der Gleichanteil der Funktionen abgezogen. Nach der Korrelation wird das Ergebnis ggfs. durch

Mittelwertbildung geglättet, damit die Extrema sicher bestimmt werden können. Nach Beendigung des Programms liegt ein Datensatz vor, wie ihn zum Beispiel Abbildung 4.10 zeigt.

- `holo2lcd` ist ein C Programm, das ein im PGM (Portable Gray Map) Format vorliegendes Hologramm auf dem VLCD wiedergibt. Die modifizierte Version `holo4lcd` kann zusätzlich die Größe der Pixel durch Pixelvervielfachung vergrößern.

- `parkett` bietet die Funktionalität von `holo2lcd` erweitert um interaktive Parkettierung. `parkett2` kann zusätzlich die Pixel vergrößern.

- `grab` ist ein C Programm, um ein Bild von der CCD–Kamera zu lesen. Nach Beendigung des Programms liegt eine Datei im PGM Format vor. Weiterverarbeitung und Konvertierung in andere Bildformate erlaubt das unter UNIX zu findende Bildbearbeitungsprogramm `xv`.

Es bleibt festzuhalten, daß die Programme `sclear`, `sweep`, `holo2lcd`, `parkett` und `grab` für eine bestimmte Bildspeicherkarte geschrieben wurden[1]. Bei zukünftigen Forschungen mit anderer Hardware wird eine Anpassung von Programmteilen erforderlich.

Die Programme zur Datenauswertung, `sweep-to-ps` und `xcorr` hingegen sind unabhängig von der Hardware, da sie lediglich Meßdaten verarbeiten. Sie können auch für Auswertungen, deren Messungen mit ganz anderer Hardware erfolgten, eingesetzt werden, sofern die Dateiformate beibehalten werden.

[1] Image Technology ITEX 100 Frame Grabber, mit Watcom C unter DOS

Kapitel 7

Ergebnis und Schluß

Die optischen Eigenschaften eines videoaddressierten LCDs wurden gemessen. Neben den geometrischen Parametern Auflösung und Pixelgröße wurde die Phasenvariation und Transmission untersucht, mit dem Ergebnis, daß das Display einen kleinen Keilfehler besitzt, was seiner Brauchbarkeit zur Hologrammwiedergabe aber keinen Abbruch tut.

Bei den Messungen wurde klar, daß auch die Eigenschaften der bilderzeugenden Hardware von wesentlicher Bedeutung sind und einer Untersuchung bedürfen. Insbesondere Elektronik, die physiologische Eigenheiten automatisch ausgleicht (Anpassung der Bildhelligkeit, des Kontrastes) oder nichtlineare Verstärkung benutzt, erschwerten die Messungen.

Es wurde die JONES–Matrix eines videoadressierten LCDs bestimmt. Ellipsometrische in Kombination mit phasensensitiven Messungen erlauben die vollständige Bestimmung der 4 komplexen Matrixelemente. Die ellipsometrischen Messungen (Intensität, Hauptschwingungsrichtung, Elliptizität) sind mit einfachen Aufbauten realisierbar. Die Umrechnung der Meßwerte in die Parameter der JONES–Matrix ist nicht aufwendig. Mit vergleichsweise hohem Aufwand mußten die Phasenverschiebungen gemessen werden. Sowohl der apparative Aufbau (Kamera, Bildspeicherkarte, Computer) als auch die Auswertung (Kreuzkorrelation, Glättung) erforderten einige Anstrengungen.

Die Rekonstruktion von Phasenhologrammen wurde erfolgreich demonstriert. Mehrere Ansätze zur Steigerung der Bildqualität wurden untersucht. Den deutlichsten Zugewinn bringt die Parkettierung. Pixelwiederholung bringt weniger Steigerung und ist zudem nur deshalb wirkungsvoll, weil die erforderliche Signalbandbreite reduziert wird. Außerdem wird die Rekonstruktion dadurch kleiner. Ein einfacher Aufbau für mehrfachen Durchgang durch das LCD brachte keine Verbesserung. Ein sinnvollerer Aufbau erfordert erheblichen Aufwand. Zusätzliche Rechenleistung zur Verringerung der Quantisierungsfehler bringt effektiv keine Vorteile. Die Geisterbilder werden vor allem durch die Unzulänglichkeiten des Wiedergabemediums bedingt (RGB–Fehler).

Für zukünftige Arbeiten auf dem Gebiet möchte ich folgende Hinweise geben:

- Anforderungen an Bildspeicherkarte. Ungünstig sind Karten, deren Dynamikbereich von der Bildhelligkeit abhängt. Falls man Nichtlinearitäten des

Displays mit Look–Up Tabellen ausgleichen wollte, müßten diese für jede Helligkeit neu geeicht werden.

- Anforderungen an Displays. Von Vorteil sind Displays mit variablen Einstellungen für RGB–Fehler sowie ohne automatische Anpassungen an physiologische Eigenheiten. Rechentechnisch praktisch sind Displays mit gleicher Auflösung in beiden Dimensionen.

- Voruntersuchungen. Man untersuche das LCD zunächst in einem MACH–ZEHNDER Interferometer auf großflächige Phasenvariation Schlechte Displays können so gleich erkannt werden. Auch für eine grobe Bestimmung der maximalen Phasenschiebung kann dieser Interferometertyp eingesetzt werden.

- Die Charakterisierung der Phasenschiebung erfolgt am günstigsten über die am LCD–Pixel anliegende *Spannung* und nicht über den *Grauwert* (d.h. den 8bit Wert eines Pixels in der Bildspeicherkarte). Der Zusammenhang zwischen Grauwert und Spannung am LCD–Pixel kann nämlich von einer ganzen Reihe von Faktoren abhängig sein, unter anderem von der Gesamthelligkeit des Bildes.

- Wichtig für Phasenhologramme ist ein möglichst großer Phasenschiebebereich, der sich auch noch für einzelne Pixel kontrolliert einstellen läßt. Digital adressierte LCDs könnten für letzteres eine vielversprechende Alternative zur analogen Adressierung über ein Videosignal darstellen.

- Wünschenswert ist eine quantitative Bestimmung der Bildqualität nach dem Root–Mean–Square Verfahren nicht nur für die rechnerische Rekonstruktion, sondern auch für die physikalische. Dazu sind allerdings genaue Kenntnisse der CCD–Kamera–Eigenschaften erforderlich, z.B. die Abbildung von Grauwerten in Intensitäten.

Kapitel 8

Ausblick

Welche Ziele werden mit der Nutzung von LCDs als Wiedergabemedium für Hologramme verfolgt? Ich will an dieser Stelle zwei Anwendungen beschreiben. Die erste steht kurz vor der Anwendbarkeit, die zweite ist Zukunftsmusik, um nicht zu sagen *science fiction*.

Am Institut läuft zur Zeit eine weitere Diplomarbeit[14], in der der Einsatz von CGHs zur Projektion dreidimensionaler Linienraster untersucht wird. Gedacht ist an eine Anwendung zur berührungslosen und schnellen Vermessung von Bauteilen, z.B. in der Qualitätskontrolle. Eine erprobte Meßtechnik stellt die Streifenprojektion dar. Hier wird ein Linienraster auf das Meßobjekt projiziert. Die Auswertung der Streifenform auf dem Objekt erlaubt Rückschlüsse über dessen Form und Orientierung im Raum. Erfolgt die Abbildung des Linienrasters mittels eines Linsensystems, so kann aufgrund der endlichen Tiefenschärfe das Raster nicht auf dem gesamten Objekt mit optimaler Schärfe projiziert werden.

Im Gegensatz zu Linsen unterliegen CGHs nicht dieser Einschränkung. Mit ihnen ist es möglich, auf gekrümmten und tiefen Objekten die Streifen mit optimaler Schärfe zu projizieren. Man verspricht sich hiervon einem Gewinn an Meßgenauigkeit.

Wohin könnte die SLM Technik uns langfristig führen? Die Entwicklung mag vielleicht nicht in dem rasanten Tempo wie bei der Halbleitertechnik voranschreiten. Der Trend zur Miniaturisierung ist dennoch abzusehen. Pixel werden kleiner, Auflösungen größer, Schaltzeiten kürzer, Phasenschiebungen kontrollierbarer. Ähnlich wie bei der Halbleitertechnologie wage ich die Behauptung, daß die Entwicklung einen mächtigen Schub erhalten wird, wenn Anwendungen für den Massenmarkt verkauft werden können. Einen Anstoß für diese Entwicklung bildet der Markt für Hardware auf dem *Virtual Reality* Sektor. Konkret denke ich an die helmartigen Konstruktionen, in denen hochauflösende Miniatur–Displays zum Einsatz kommen, um Bilder direkt vor den Augen zu erzeugen. Konsequent weitergedacht, könnte die Entwicklung auch in einen holographischen Fernseher münden, dessen Funktion nicht auf der Wiedergabe eines zweidimensionalen Farbbildes beruht, sondern durch Rekonstruktion der Wellenfront ein echtes dreidimensionales Bild liefert. Nimmt man als zufriedenstellende Auflösung des Bildschirms 1000 Linienpaare pro Millimeter an (Photoemulsion: 6000 LP/mm), also 2000 Pixel pro Millimeter, so braucht man für eine Bildschirmdiagonale von 50 cm für den gesamten Bildschirm $700.000 \times 700.000 = 5 \cdot 10^{11}$ Pixel. Setzt man 8 bits pro Farbkomponente und 50 Bilder pro Sekunde an, so ist für die Übertragung des Signals eine Bandbreite von $6 \cdot 10^{14}$ Hz (600.000 Gbit) notwendig, eine Frequenz, die schon im optischen Bereich liegt. Dereinst sind optoelektronische oder optische Computer vielleicht in der Lage, diese aus heutiger Sicht jeden Rahmen sprengenden Datenmengen zu erzeugen, zu speichern und zu verarbeiten. Es bleibt zu hoffen, daß die Display Technik mithalten kann.

Danksagungen

Diese Diplomarbeit ist in der vorliegenden Form nur möglich gewesen, weil viele Personen in meiner Umgebung mir immer wieder hilfreich zur Seite standen. Mein Dank gilt

Herrn Professor Tiziani für die Möglichkeit, am Institut für technische Optik diese interessante Diplomarbeit anzufertigen;

Herrn Professor Noack für die Übernahme des Mitberichts;

Herrn Martin Schönleber, für die kompetente Betreuung während des ganzen Jahres;

Herrn Tobias Haist, ohne dessen computer–generierte Hologramme die Verifizierung manch eines Ergebnisses nicht so schnell möglich gewesen wäre;

Herrn Jochen Bahnmüller für Diskussionen und Anregungen;

Herrn Herbert Vetter für seinen unermüdlichen Einsatz als Systemadministrator und Langfingerfänger;

Den Herren Pedrini, Zhou und Reisinger, die bei den großen und kleinen Problemen im Labor immer eine Lösung wußten;

Herrn Leonhardt für seine Vorlesung über Holographie;

und all den anderen guten Geistern am Institut.

Anhang A

Verzeichnisse

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

Literaturverzeichnis

[1] Wolfgang Bachmann, *Signalanalyse*, Vieweg, **1992**

[2] Thomas H. Barnes, Tomoaki Eiju, Kiyofumi Matsuda, Naotake Ooyama, *Phase–only modulation using a twisted nematic liquid crystal television*, Applied Optics, Vol. 28, No. 22, **4845**, **1989**

[3] Alain Bergeron, Jonny Gauvin, François Gagnon, Denis Gingras, Henri H. Arsenault, Michel Doucet, *Phase calibration and applications of a liquid–crystal spatial light modulator*, Applied Optics, Vol. 34, No. 23, **5133**, **1995**

[4] I. N. Bronstein, K. A. Semendjajew, *Taschenbuch der Mathematik*, Teubner, 2.5.2.1.3, **1989**

[5] Gregor Cedilnik, *Zeitsequentielle Holographie in photorefraktiven Kristallen*, Diplomarbeit (Physik) am Institut für technische Optik der Universität Stuttgart, **1995**

[6] Sivaramakrishna Chandrasekhar, *Liquid Crystals*, 2nd Ed., University Press, Cambridge, **1992**

[7] Robert J. Collier, Cristoph B. Burckhardt, Lawrence H. Lin, *Optical Holography*, Academic Press, New York, **1971**,

[8] W. J. Dallas, Edited by B. R. Frieden, *Topics in Applied Physics Vol. 41, The Computer in Optical Research*, Springer, **1980**

[9] W. J. Dallas, *Digest of Papers, IEEE Cat. No. 74CH0862-3C*, Intern. Opt. Comp. Conf, **1974**

[10] Hans Jörg Dirschmid, *Mathematische Grundlagen der Elektrotechnik*, 3. Auflage, **752**, Vieweg, Braunschweig, **1988**

[11] Elrad, *Grundlagen Flüssigkristallanzeigen*, Hefte 1/92, 2/92, 3/92, **1992**

[12] J. W. Goodman, A. M. Silvestri, *Some Effects of Fourier–domain Phase Quantization*, **478**, IBM J. Res. Development, **1970**

[13] Heinz Haferkorn, *Optik*, **29**, Barth Verlagsgesellschaft, Leipzig, **1994**

[14] Tobias Haist, *3D–Linienraster für die optische Formabtastung*, Diplomarbeit am Institut für technische Optik, Universität Stuttgart, **1996**

[15] Peter Heiß, *Holographie–Fibel*, 2. erw. Aufl., Wittig, **1987**

[16] Imaging Technology Inc., *FG-100-AT User's Manual*, Part Number 47-H10007-00, Woburn, Massachusetts, **1985**

[17] Horst Kiemle, Dieter Röss, *Einführung in die Technik der Holographie*, **191ff**, Akademische Verlagsgesellschaft, **1966**

[18] Peter M. Knoll, *Displays*, **158**, Hüthig, **1986**

[19] Klaus Leonhardt, *Kontrast, Helligkeit und Streifenversetzung in Interferometern mit unterschiedlich polarisierten Teilstrahlen*, **17**, Doktorarbeit, Universität Stuttgart, **1973**

[20] Klaus Leonhardt, *Optische Interferenzen*, Wissensch. Verlagsges., Stuttgart, **1981**

[21] Kanghua Lu, Bahaa E. A. Saleh, *Reducing Berreman's 4×4 formulation of LCD optics to 2×2 Jones vector equations*, J. Opt. Soc. Am. A, Vol. 17, No. 22, **1557**, **1992**

[22] Arnout De Meyere, *Light propagation and color variations in LCDs*, J. Opt. Soc. Am. A, Vol. 11, No. 2, **731**, **1994**

[23] George O. Reynolds et al, *The New Physical Optics Notebook*, SPIE, **1989**

[24] Michael A. Seldowitz, Jan P. Allebach, Donald W. Sweeney, *Synthesis of digital holograms by direct binary search*, Applied Optics, Vol. 26, No. 14, **2788**, **1992**

[25] U. Tietze, Ch. Schenk, *Halbleiter–Schaltungstechnik*, **13**, Springer, 10. Auflage, **1993**

[26] H. J. Tiziani, *Vorlesung Optische Informationsverarbeitung*, **2/12**, ITO, 3. Auflage, **1988**

[27] C.S. Vikram, R.S. Sihori, *Appl. Opt.*, Vol. 10, **2790, 1971**

Anhang B

Verwendete Formelzeichen

Lateinische Formelzeichen

A	Amplitude
A_i	Komponente einer Amplitude
$A(z)$	Doppelpeakfunktion
$\tilde{A}(x)$	FT der Doppelpeakfunktion
$A(x,y)$	reelle Transmission eines Amplitudenhologramms
$\bar{\boldsymbol{a}}$	reduzierte Amplitude, JONES–Vektor
$\boldsymbol{E}$	Elektrischer Feldstärkevektor
E_i	Komponenten des elektrischen Feldstärkevektors
f	Brennweite
f_x	Reduzierte Koordinate
f_y	Reduzierte Koordinate
G	Normierte Bildhelligkeit
$\boldsymbol{J}$	JONES–Matrix
J_{ij}	Komponenten einer JONES–Matrix
I	Intensität
k	Amplitudenfaktor
M	Anzahl der Abtastwerte in x–Richtung
N	Anzahl der Abtastwerte in y–Richtung
n	Brechungsindex
$\boldsymbol{P}$	JONES–Matrix eines Polarisationsfilters
R	Koordinate im Spektralraum
$u(x,y)$	Endlicher Ausschnitt der Objektebene (kontinuierlich)
u_{mn}	Endlicher Ausschnitt der Objektebene (diskretisiert)
$\tilde{u}(f_x,f_y)$	Wellenfront in Hologrammebene (kontinuierlich)
u_{mn}	$u(x,y)$ diskretisiert
$\tilde{u}_{jk}$	DFT von u_{mn}
$v(x,y)$	Amplitudenverteilung in der Objektebene

Griechische Formelzeichen

α	Polarisatorwinkel
β	Hauptschwingungsrichtung polarisierten Lichts
δ	Phasenfaktor, Phasenverschiebung
ϵ	Clipping Winkel
η	Beugungseffizienz
ϑ	Elliptizität
λ	Wellenlänge
ϕ	Phasendifferenz
$\psi(z)$	Amplitudenverteilung eines Spaltes
$\psi(x, y)$	Komplexe Transmission eines Phasenhologramms
$\tilde{\psi}(x)$	FT der Amplitudenverteilung eines Spaltes
ω	Kreisfrequenz

Anhang C

Akronyme

A/D	Analog nach Digital Wandlung
BNC	British Norm Connector
CCD	Charge Coupled Device (Camera)
CGH	Computer–generiertes Hologramm
D/A	Digital nach Analog Wandlung
DBS	Direct Binary Search
DCG	Dichromatic Gelatine
DFT	Diskrete FOURIER–Transformation
DSP	Digitaler Signalprozessor
FBAS	Farb–Bild Austastsignal
FFT	Fast FOURIER Transformation
FLCD	Ferro–electric Liquid Crystal Display
FG	Frame Grabber (Bildspeicherkarte)
FT	FOURIER–Transformation
HOE	Holographisch optisches Element
HSR	Hauptschwingungsrichtung
LC	Liquid Crystal
LCD	Liquid Crystal Display
LUT	Look–Up Tabelle
NSR	Nebenschwingungsrichtung
PC	Personal Computer
PGM	Portable Gray Map
POM	Phase–Only Modulator
SBWP	Space Bandwidth Product
SLM	Spatial Light Modulator
STN	Super Twisted Nematic
TN	Twisted Nematic
VLCD	Video–addressed Liquid Crystal Display
WLP	White Light Position

Diese Diplomarbeit wurde vom Verfasser, Jens Schweikhardt, selbständig erstellt.
Es wurden keine anderen als die aufgeführten Hilfsmittel benutzt.