

Photochemisch strukturierte  
computergenerierte Hologramme  
in Bakteriorhodopsin-Schichten

Dissertation

Zur Erlangung des Doktorgrades der Naturwissenschaften

dem

Fachbereich Chemie

der Philipps-Universität Marburg

vorgelegt von

Dipl. Ing. Fouad Guessous

Marburg/Lahn 2005

Vom Fachbereich Chemie

der Phillips-Universität Marburg als

Dissertation angenommen am: 18.10.2005

Tag der mündlichen Prüfungen: 24.10.2005

Erstgutachter: Prof. Dr. N. Hampp

Zweitgutachter: Prof. Dr. M. Motzkus

Prüfer im Nebenfach theoretische Chemie: Prof. Dr. Frenking

Prüfer im Nebenfach pharmazeutische Technologie und Biopharmazie: Prof. Dr. Bakowsky

<b>INHALTSVERZEICHNIS.....</b>	<b>3</b>
<b>1. EINLEITUNG.....</b>	<b>4</b>
<b>2. BAKTERIORHODOPSIN .....</b>	<b>8</b>
2.1.    NATÜRLICHES VORKOMMEN .....	9
2.2.    STRUKTUR VON BAKTERIORHODOPSIN.....	10
2.3.    PHOTOCHEMISCHE ANREGUNG VON BR .....	12
2.4.    PROTONENTRANSPORT VON BAKTERIORHODOPSIN.....	13
2.5.    BR-PHOTOZYKLUS.....	15
2.6.    „LASER-INDUZIERTER BLAUER MEMBRAN“-LIBM .....	17
2.7.    PHOTOCHROMIE VON BR.....	19
2.8.    GENTECHNISCHE MODIFIKATIONEN VON BR.....	20
<b>3. HOLOGRAPHIE .....</b>	<b>20</b>
3.1.    PRINZIP DER HOLOGRAPHIE .....	21
3.2.    PRINZIP DER AUFNAHME EINES HOLOGRAMMS.....	21
3.3.    REKONSTRUKTION EINES HOLOGRAMMS.....	23
3.4.    COMPUTERGENERIERTE HOLOGRAPHIE (CGH).....	25
3.5.    COMPUTERGENERIERTE HOLOGRAMMTYPEN.....	27
3.5.1 <i>Amplitudenhologramme</i> .....	27
3.5.2 <i>Phasenhologramme</i> .....	27
3.5.3 <i>Kombinierte Amplituden-Phasenhologramme</i> .....	28
3.6.    HOLOGRAMMEDIEN.....	28
3.6.1 <i>Silberhalogenidschichten</i> .....	29
3.6.2 <i>Diazo-Materialien</i> .....	30
3.6.3 <i>Dichromatische Gelatine</i> .....	30
3.6.4 <i>Fotoresist (Fotolack)</i> .....	31
3.6.5 <i>Ferromagnetische Medien</i> .....	31
3.6.6 <i>Fotochrome Medien</i> .....	32
3.6.7 <i>Thermoplastische Medien</i> .....	32
3.6.8 <i>Ferroelektrische Medien</i> .....	33
3.6.9 <i>Chalkogenid-Halbleiterfilme</i> .....	33
3.6.10 <i>Flüssigkristalle</i> .....	33
3.7.    BEISPIELE FÜR CGH'S ANWENDUNGEN.....	34
<b>4. COMPUTERGENERIERTE HOLOGRAPHIE (CGH).....</b>	<b>36</b>
4.1.    WIE AUFWENDIG IST ES EIN CGH HERZUSTELLEN?.....	36
4.2.    BERECHNUNGSVERFAHREN COMPUTERGENERierter HOLOGRAMME.....	37
4.3.    RIGOROSE BEUGUNGSTHEORIE.....	37
4.4.    SKALAREN BEUGUNGSTHEORIE.....	39
4.5.    FOURIER HOLOGRAMME.....	41
4.6.    FRESNEL HOLOGRAMME.....	43
4.7.    DISKRETISIERUNGSVERFAHREN .....	45
4.8.    ANALYTISCHE METHODE.....	46
4.8.1 <i>Ray-tracing-Methode</i> .....	46
4.8.2    „ <i>Y-Nu Ray-tracing-Methode</i> “ .....	47
4.8.3 <i>Berechnung elementarer Hologrammfunktionen</i> .....	49
4.8.3.1    Umwandlung eines Gausstrahls in einen rechteckförmigen Strahl.....	49
4.8.3.2    Umwandlung eines Gausstrahls in einen kreisförmigen Strahl.....	50
4.9.    NUMERISCHE METHODEN.....	52
4.9.1 <i>Iterative-Fourier Transformation Algorithmus (IFTA)</i> .....	52
4.9.2 <i>Simulated Annealing</i> .....	55
4.9.2.1    Fan out Elemente.....	55
4.9.2.2    Dammann-Gitter.....	55
<b>5. KODIERUNGSVERFAHREN VON CGH'S .....</b>	<b>58</b>
5.1.    OPTISCHE KODIERUNGSVERFAHREN.....	58
5.2.    CGH- MIT INDIREKTER WELLENFRONTAUFZEICHNUNG.....	59
5.3.    CGH- MIT DIREKTER WELLENFRONTAUFZEICHNUNG.....	61
5.4.    CGH- KODIERUNGSVERFAHREN (ALLGEMEINE FORMULIERUNG).....	63

5.5	FREIHEITSKRITERIEN DER KODIERUNGSVERFAHREN.....	64
5.5.1	Amplitudenhologramme.....	66
5.5.2	Phasenhologramme.....	67
5.6	PUNKT-UND ZELLENORIENTIERTE KODIERUNG.....	67
5.6.1	Punktorientierte –Kodierung „ point-oriented coding“.....	68
5.6.2	Zellenorientierte Kodierungsverfahren „cell-oriented coding“.....	69
5.7	HOLOGRAMMQUANTISIERUNG.....	73
5.8	BEWERTUNG DER CGH-KODIERUNGSVERFAHREN.....	74
5.8.1	Signal-Rausch-Verhältnis.....	74
5.8.2	Beugungseffizienz.....	74
<b>6.</b>	<b>SIMULATIONSVERFAHREN VON CGH'S.....</b>	<b>76</b>
6.1	SIMULATION MIT DER NUMERISCHEN METHODE „SIMULATED ANNEALING“.....	76
6.2	SIMULATION MIT DER NUMERISCHEN METHODE „ IFTA“.....	78
6.3	ABLAUFSTEUERUNG ZUR BERECHNUNG EINES CGHS MIT „IFTA-VERFAHREN“.....	78
6.4	SIMULATIONSERGEBNISSE DER NUMERISCHEN METHODEN „IFTA“.....	79
6.5	SIMULATIONSBILDER DER BINÄREN HOLOGRAMMATRIZEN (IFTA).....	81
6.6	SIMULATION MIT ANALYTISCHEN METHODEN „RAY-TRACING-METHODEN“.....	82
6.6.1	Simulation für das Rechteck.....	82
6.6.2	Simulation für den Kreis.....	87
<b>7.</b>	<b>HERSTELLUNGSVERFAHREN VON CGH'S.....</b>	<b>91</b>
7.1	EXPERIMENTELLE ERGEBNISSE.....	91
7.2	VERWENDETE MATERIALIEN.....	91
7.3	HERSTELLUNG DER BR-FILME.....	92
7.3.1	unbleichbare PM-Filme auf Glasplatten.....	92
7.3.2	bleichbare PM-Filme auf Glasplatten.....	93
7.3.3	unbleichbare PM-Folien.....	93
7.4	EXPERIMENTELLER AUFBAU FÜR DIE AUFZEICHNUNG DER CGH'S.....	93
7.5	OPTIMIERUNG LASERLEISTUNG VS. SCHREIBGESCHWINDIGKEIT.....	96
7.6	OPTIMIERUNG DER PARAMETER MITTELS MIKROSKOPISCHE UNTERSUCHUNGEN.....	98
7.7	UV-VIS SPEKTROSKOPISCHE MESSUNGEN.....	101
7.7.1	Transmissionsmessungen von BR-Filmen/ Glassubstrat.....	102
7.7.2	Transmissionsmessungen von BR-Folien.....	103
7.8	RASTERMIKROSKOPISCHE MESSUNGEN VON FLÄCHENPROFILIEN DER CGH'S.....	106
7.9	ERMITTLUNG DER RAUHIGKEIT DER UNBELICHTETEN BR-FILME.....	109
7.10	FEHLERQUELLEN IM HERSTELLUNGSPROZESS.....	110
7.11	ERMITTLUNG DES HÖHENPROFILS ALS FUNKTION DER LASERLEISTUNG.....	112
7.12	DER OPTISCHE AUFBAU ZUM AUSLESEN DER DATEN.....	113
7.13	ABSCHÄTZUNG DER SCHREIBDICHTEN VON CGH'S.....	114
7.14	ENERGIE UND LEISTUNG ZUM SCHREIBEN VON CGH'S.....	115
7.15	VERGLEICH ZWISCHEN SIMULIERTEN UND HERGESTELLTEN CGH'S.....	118
7.16	REKONSTRUKTIONSBILDER DER CGH'S (NUMERISCHE METHODEN).....	119
7.16.1	Simulated Annealing- Methode.....	119
7.16.2	IFTA-Methode.....	120
7.17	REKONSTRUKTIONSBILDER DER CGH'S (ANALYTISCHE METHODEN).....	122
7.18	BEUGUNGSEFFIZIENZMESSUNGEN.....	123
7.18.1	Bestimmung der relativen Beugungseffizienz.....	123
7.18.2	Bestimmung der absoluten Beugungseffizienz.....	125
7.19	ABSCHÄTZUNG DER INDUZIERTEN BRECHUNGSINDEXÄNDERUNG.....	125
7.20	POLARISATIONSELEKTIVE HOLOGRAMME.....	130
<b>8.</b>	<b>ZUSAMMENFASSUNG UND AUSBLICK.....</b>	<b>131</b>
<b>9.</b>	<b>LITERATURVERZEICHNIS.....</b>	<b>133</b>
	<b>DANKSAGUNG.....</b>	<b>141</b>

# 1. Einleitung

Die analoge und digitale optische Datenspeicherung mittels holographischen Verfahren ist in den letzten Jahrzehnten so intensiv wie keine andere Disziplin erforscht und untersucht worden. Die Holographische Datenspeicherung bietet die Möglichkeit die Information statt nur in flachen konventionellen magnetischen oder magnetooptischen Datenträger auch in dreidimensionalen Volumenmedien aufzuzeichnen. Dabei werden die Daten nicht seriell sondern parallel aufgezeichnet und ausgelesen. Diese parallelen Schreib- und Ausleseverfahren ermöglichen schnellere Datenverarbeitung und Datentransfer als die bisherigen konventionellen seriellen Verfahren.

Seit den 60er Jahren als P. J. van Heerden seine Konzepte und Ideen für neue und revolutionäre Methoden Daten zu speichern [1] veröffentlichte und mit der Entwicklung des *Lasers*, haben die optischen Methoden wie die Holographie einen enormen Bedeutungszuwachs erfahren. Mit Hilfe solcher Methoden lassen sich prinzipiell Speicherdichten bis zu  $100 \text{ Gbits/inch}^2$  und Datenübertragungsraten bis zu  $1.0 \text{ Gbits/s}$  erreichen. Zum Vergleich zwischen den heutigen besten verfügbaren (CD bzw. DVD) und den zukünftigen holographischen Speichermedien: auf einen Durchmesser von 120 mm solcher zukünftiger holographischer Speichermedien könnten einige 100 Gbyte optische Daten gespeichert werden. Dies übertrifft alle bis heute einsetzbaren CD- und DVD-Technologien. Andererseits ist die Möglichkeit optische Daten parallel zu speichern und auslesen nicht nur auf zwei Dimensionen beschränkt wie es bis jetzt der Fall war, sondern es besteht auch die Möglichkeit Daten in der dritten Dimension abzulegen. Dies wird sicherlich ein Meilenstein im Fortschritt der Informationstechnologie.

Als besonders interessant und auch sehr viel versprechend in Hinblick auf die Datenspeicherung gilt, ist eine neue Disziplin verwandt mit der Holographie die so genannte „*computergenerierte Holographie*“, die seit den 70 Jahren entstanden ist und mit rasanter Geschwindigkeit wächst. Mit dieser Disziplin lassen sich herkömmliche refraktive und reflektive Optiken durch eine ganze Reihe neuer Elemente, die so genannten „*computergenerierten Hologramme*“ (CGH's) bzw. durch „*diffraktive optische Elemente*“ (DOE's) ersetzen. CGH's und DOE's sind optische Elemente, deren Funktionsweise auf der Beugung von Licht basieren und die sich durch ihr geringes Gewicht und ihren kleinen Abmessungen auszeichnen. Sie sind deshalb für den Einsatz in mikrooptischen Systemen

prädestiniert und können einen wichtigen Beitrag zur weiteren Miniaturisierung von bestimmten optischen Systemen leisten.

Besonders ist in den optischen Technologien aber auch in weiteren Bereichen des täglichen Lebens der Bedarf an möglichst kleinen und hocheffizienten, gleichzeitig aber kostengünstigen optischen Systemen enorm gestiegen. Hier ist vor allem der Einsatz von CGH's bzw. von DOE's unausweichlicher denn je zuvor geworden. Kompakte, z. B. integrierte optische Systeme, so genannte mikrooptische Systeme, eröffnen über den Low-cost Bereich hinaus für einige Arbeitsfelder, z.B. in der Medizin (Endoskopie) völlig neue Möglichkeiten. Dem Trend der Miniaturisierung folgend wurden daher in den letzten Jahren Technologien entwickelt, die große refraktive und reflektive optische Komponenten, wie Linsen, Prismen und Spiegel, immer weiter zu reduzieren. So ist mit Hilfe der computergenerierten Holographie aber auch mit der diffraktiven Optik die Herstellung von Mikrolinsen hoher Qualität mit Durchmessern bis hinunter zu einigen Mikrometern heutzutage Realität geworden.

Dieses in den beiden Disziplinen (Holographie und computergenerierte Holographie) verborgene riesige Potential kann aber nur effizient ausgenutzt werden, wenn hervorragende Materialien für die Datenspeicherung zur Verfügung stehen. Da dies meist nicht der Fall ist, sind Wissenschaftler und Industrielle weltweit immer noch auf der Suche nach den besten in der Natur vorhandenen Materialien, mit den besten Eigenschaften für die optische Datenspeicherung. Als besten Materialien in Verbindung mit der optischen Datenspeicherung gelten nur diejenigen, die hervorragende physikalische Eigenschaften bezüglich Speicherdichte, dreidimensionaler Speicherung, physikalischer Schaltzeit, parallelem Zugriff, Datenübertragungsrate und Datensicherheit besitzen.

Bei der optischen Speicherung müssen Daten in der Form von Bildern, Zeichen usw. eingegeben werden. Filterinformationen müssen gespeichert werden, die verarbeitende Information muss als Bild herausgelesen werden, etc. Es existieren also eine Reihe Prozessschritte, bei denen das Lichtwellenfeld gespeichert werden muss. Bis dahin kann die photographische Emulsion immer noch als Basiskomponente der Speicherprozesse angesehen werden. Daneben existiert heute eine große Zahl anderer lichtempfindlicher Medien, welche die photographische Schicht ersetzen oder ergänzen können (z.B. als Kurzzeitspeicher, löschrare Speicher, etc). Diese neuen Materialien gewinnen zunehmend an Bedeutung.

In diesem Zusammenhang und im Hinblick auf die Verarbeitung und Speicherung von optischen Informationen hat sich der Trend neben dem Einsatz synthetischer Materialien auch biologischer Systeme zu untersuchen stark gewachsen. Als eines der besten Beispiele für solch einen Einsatz von Biomaterialien in den technischen Anwendungen ist das *Bakteriorhodopsin* (BR). Dies ist ein integrales Membran Protein, welches zu Beginn der 70er Jahre [2] in der Zellmembran von *Halobacterium salinarum* entdeckt wurde. Seitdem, wurde er für verschiedene optisch-technische Anwendungen intensiv erforscht [3][4][5][6] oder sogar eingesetzt.

Bakteriorhodopsin stellt ein von der Natur durch Jahrmillionen dauernde Evolution geschaffenes biologisches System dar, welches die optimalen Bedingungen für den Einsatz in verschiedenen technischen Anwendungen erfüllt. Neben diese hervorragenden Eigenschaften lässt sich dieses natürliches BR-System noch durch gentechnische Manipulationen gezielt beeinflussen. So lassen sich veränderte Systeme für bestimmte Anwendungen gewinnen.

Das Protein Bakteriorhodopsin weist Eigenschaften ähnlich zu denen der photochemischen reversiblen organischen Photochrome auf. Das aktive Chromophore in BR „Retinal“ durchläuft unter Lichteinfluss eine thermoreversible photochemische Reaktion von dem niedrigen all-trans-Zustand zu dem energetisch höheren 13-cis Isomer. Optische Filme, die aus dem Retinalprotein (BR) und einer Polymermatrix zusammengesetzt sind, weisen bezüglich der Datenspeicherung sehr hohe Auflösungsvermögen (>5000 Linien/mm) [7]. Damit lassen sich Daten Millionfach ohne Auftreten irreversibler Nebenreaktionen oder Ermüdungenserscheinungen wie z. B. bei einigen synthetischen Photochromen (Fulgiden) [8] schreiben und wieder löschen.

Neben der hervorragenden Eigenschaften der reversiblen optischen Datenspeicherung, weißt Bakteriorhodopsin die Besonderheit auf, dass es auch für irreversible optische Datenspeicherung, so genannte WORM („Write-Once-Read-Many“), geeignet ist. Im Rahmen dieser Arbeit soll diese Langzeitdatenspeicherung in Bakteriorhodopsin untersucht werden. Ziel dabei ist, mit Hilfe der computergenerierten Holographie Daten in Bakteriorhodopsin Schichten permanent zu speichern und sie später auslesen. Dabei wird die Tatsache genutzt, dass durch Bestrahlung mit energiereichen Laserpulsen ein permanenter Farbwechsel in Bakteriorhodopsin hervorgerufen werden kann. Dieser Farbwechsel ist durch die lichtinduzierte Brechungsindexänderungen innerhalb des BR-Materials verursacht worden.

Parallel zu dieser Brechungsindexänderungen treten aber auch Oberflächenprofiländerungen auf. Basierend auf diesen beiden physikalischen Effekten sollen CGH's als WORM-Daten gespeichert werden.

Ziel der vorliegenden Arbeit ist die Untersuchung des Photochemischen Aufzeichnungsprozesses von CGH's innerhalb des Biomaterials BR. Dabei werden folgende Schwerpunkte detailliert analysiert:

- Implementierung und Untersuchung verschiedener Algorithmen zur Berechnung von (CGH's) bzw. (DOE's). Die Algorithmen sind insbesondere hinsichtlich der Verwendung des Biomaterials BR als Hologrammedium zu beurteilen. Die auf „Skalaren Beugungstheorien“ basierenden analytischen und numerischen Berechnungsmethoden werden wegen ihrer Einfachheit und ihrer Eignung für das Hologrammedium gewählt. Auf „rigorose Beugungstheorien“ wie „Rigorous Coupled-Wave Analysis“ (RCWA) basierende Berechnungsverfahren, die für das Design von hochfrequenten Gitterstrukturen (Strukturen in der Größenordnung der Wellenlänge des Lichtes und darunter) geeignet sind, wurde verzichtet. Einige Gründe für diese Auswahl sind die charakteristischen Merkmale, die zur Verfügung stehenden Herstellungsprozesse, die Dynamik des BR-Materials, aber auch die Komplexität dieser Berechnungsverfahren.
- Untersuchung des Aufzeichnungsprozesses von CGH's mittels eines direkten Laserschreibsystems. Bei den CGH-Herstellungsverfahren werden die physikalischen und biochemischen Eigenschaften von BR gezielt ausgenutzt, um die für die CGH-Aufzeichnung optimale Oberflächenprofilierung und/oder Brechungsindexmodulation zu erreichen. Zur Beurteilung dieser Herstellungsverfahren werden dabei Aspekte der guten Herstellbarkeit und der Herstellungstoleranzen berücksichtigt. Anschließend werden die charakteristischen Eigenschaften von BR-Material wie die photochemische induzierte Brechungsindexänderung und der Beugungswirkungsgrad untersucht.



## 2. Bakteriorhodopsin

In diesem Kapitel werden die grundlegenden Eigenschaften von *Bakteriorhodopsin* (BR), einem Protein in der Zellmembran von *Halobacterium salinarum* (*H. salinarium*, früher *H. halobium*) vorgestellt. Durch den Einsatz molekularbiologischer, spektroskopischer, strukturaufklärender und Computersimulations-Verfahren konnte die Struktur und die Funktion von BR in detaillierter Weise recht gut aufgeklärt werden.

### 2.1. Natürliches Vorkommen

*Bakteriorhodopsin* (BR) ist ein Membranprotein. Das ist einer der wichtigsten Bestandteile der Zellmembran von *Halobacterium Salinarum*, welches zu den schon Anfang der achtziger Jahre entdeckten Archaeobakterien gehört [9].

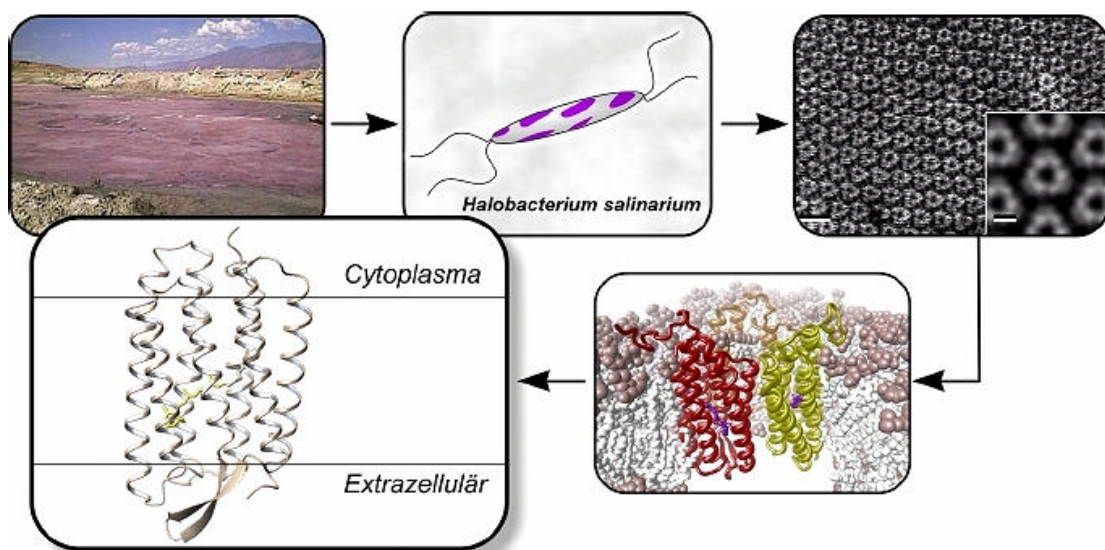


Abb. 2.1 Natürliches Vorkommen von *Halobacterium salinarum* (Salzseen)

Geringe Sauerstoffkonzentration und hohe Lichtintensität prägen das Habitat von *Halobacterium salinarum* ebenso wie starker osmotischer Stress bedingt durch eine außerordentlich hohe Konzentration an Natriumchlorid. Mit ca. 250g Salz pro Liter Lösung entspricht diese dem mehr als siebenfachen der Salzkonzentration in Meerwasser. Unterhalb drei molarer Konzentration ist das Bakterium nicht mehr lebensfähig [10] (Abb.2.1).

*Halobacterium salinarium* ist ein stäbchenförmiger, vier Flagellen tragender *Prokaryont*, der zu den extrem halophiler Archaeobakterien zählt. Bei einer Länge von ungefähr fünf Mikrometer weist seine Zelle einen Durchmesser von ca. einem halben Mikrometer auf.

## 2.2. Struktur von Bakteriorhodopsin

Bis zu 80 % der Zelloberfläche der Halobakterien bestehen aus, aufgrund ihrer purpurnen (Abb. 2.2) Farbgebung so genannter, Purpurmembran (PM). Setzt man die Zellen reinem Wasser aus, zerplatzen sie aufgrund des osmotischen Druckes und werden in ihre Bestandteile zerlegt: Zellwandproteine, Lipide und Membranfragmente. Die Auftrennung der Zell-Membranfragmente kann sowohl durch Ultrazentrifugation [16] als auch durch Filtration [17] erfolgen.

Innerhalb der Purpurmembran sind die einzelnen BR-Moleküle zu Trimeren organisiert (Abb. 2.4), die untereinander dicht gepackt und hexagonal angeordnet sind (Abb. 2.3). Die Zwischenräume sind mit Lipidmolekülen in einer Doppelschicht gefüllt [11]. Die PM-Patches sind zw. 4,5 und 5 nm dick und weisen einen Durchmesser von etwa 500 nm auf. Unter bestimmten Bedingungen kann BR auch eine orthorhombische Kristallform innerhalb der PM auftreten. [12]. Aus diesem Strukturaufbau der BR-Moleküle innerhalb der Zellmembran folgt eine hohe Stabilität des Proteins gegenüber physikalisch-chemischen Einflüssen.

In dieser praktisch kristallinen Konfiguration liegt der Umstand begründet, dass Bakteriorhodopsin das erste integrale Membranprotein war, dessen Struktur aufgeklärt werden konnte. Die mittels Kryoelektronenmikroskopie erreichte Auflösung lag bei 7Å in der Membranebene und 14Å in Richtung der

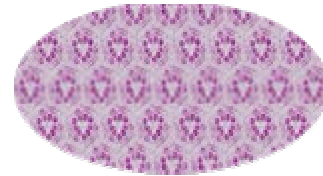


Abb. 2.2 Purpurmembran von BR (PM)

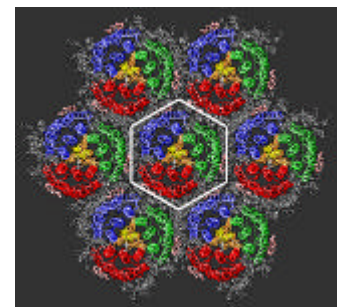


Abb. 2.3 hexagonale Struktur von BR

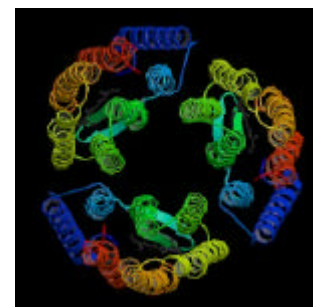


Abb. 2.4 Drei BR-Moleküle gruppiert zu einer Trimer

Membrannormalen. Im Laufe der Zeit konnte das Auflösungsvermögen stetig gesteigert werden, insbesondere nach Einführung des Konzeptes der kubischen Lipidphasen zur Kristallisation von Membranproteinen. Mittlerweile sind eine Vielzahl Röntgenstrukturmodelle verfügbar, sowohl für den Grundzustand als auch für einzelne Reaktionsintermediate des Proteins.

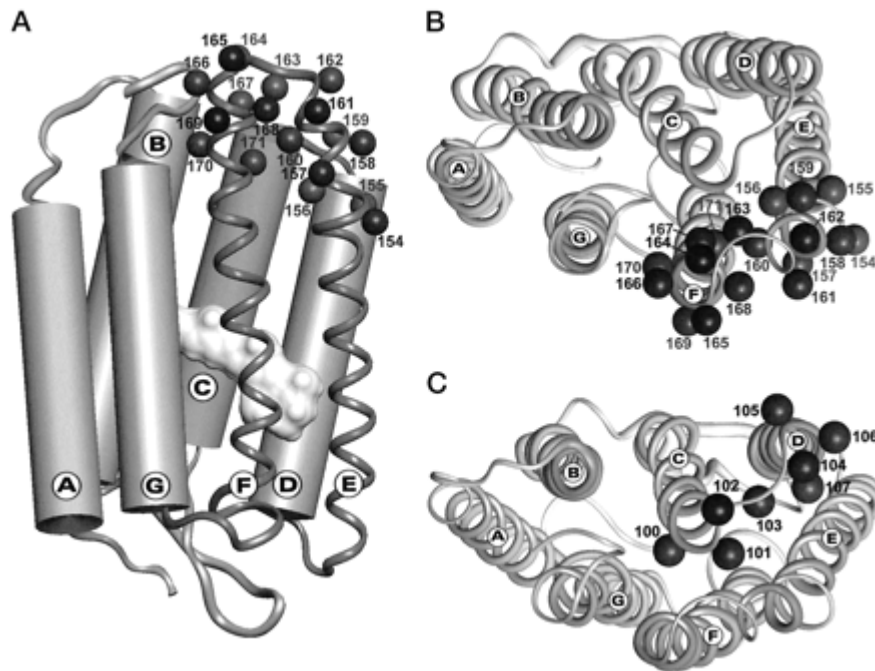
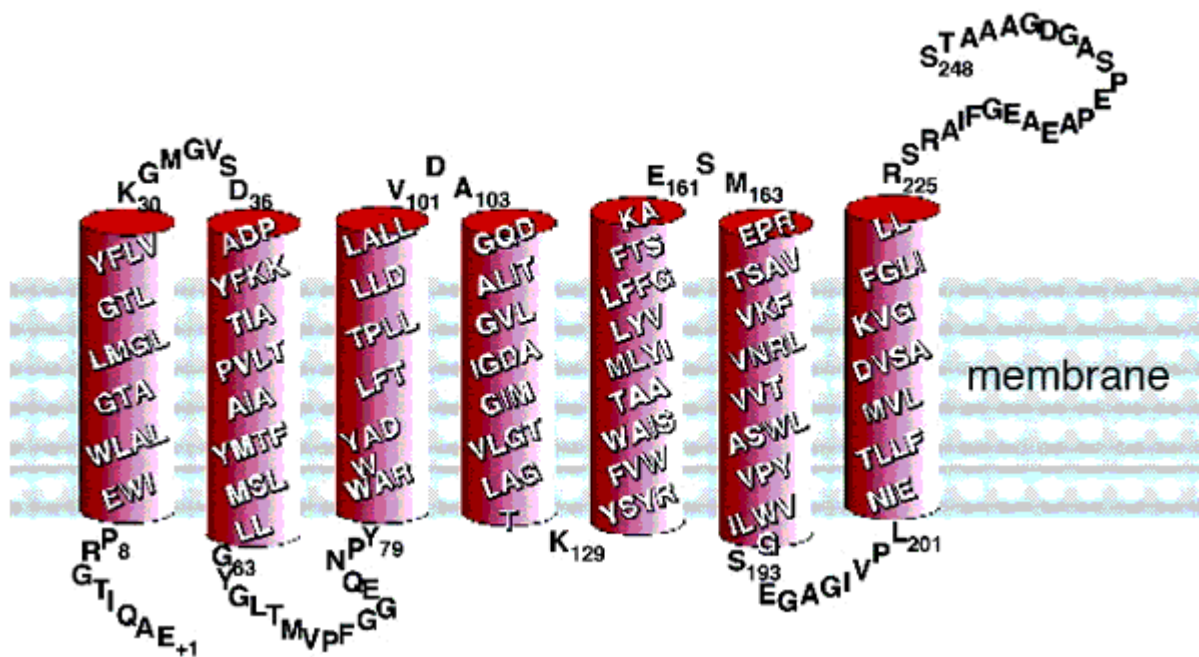


Abb. 2.5 BR-Molekül unter verschiedenen Aussichten

BR-Molekül (Abb. 2.5), das 1971 zum ersten Mal von Oesterhelt isoliert, stellt innerhalb der H. sal. ein kleines photosynthetisches Biosystem dar, das Licht in chemische Energie auch bei sauerstoffarmen Umgebungen umwandelt [18]. Durch diese von BR vollzogene Photosynthese ist die Lebenserhaltung des Bakteriums gewährleistet [13]. Die bei der Photosynthese auftretenden photochemischen Reaktionen werden von einem gerichteten Protonentransport durch die Zellmembran und einem Protonengradienten zw. intra- und extrazellulärer Seite des Bakteriums begleitet [14]. Anders als beim BR ist dagegen die Chlorophyll-basierte Photosynthese noch komplexer. Mittels Lichtenergie entsteht dort eine Separation von elektrischen Ladungen, die zu einer elektrochemischen Potentialdifferenz führt.

BR besteht aus 248 Aminosäuren [2] und hat ein Gewicht von 26 kDa. Die 284 Aminosäuren sind in sieben näherungsweise parallelen  $\alpha$ -Helices angeordnet (Abb. 2.5 und Abb. 2.6). Sie bilden eine Ionenpore. Bei dessen Strukturdaten weiß man genau, wie die  $\alpha$ -Helices die

Lipid-Doppelschicht durchqueren und wie sich verschiedene Proteimoleküle in der Membran zu funktionellen und Komplexen zusammenlagern können.



**Abb. 2.6** Die Aminosäuresequenz von Bakteriorhodopsin. Die Zylinder repräsentieren die  $\alpha$ -Helices. Der cytoplasmatische Raum befindet sich oben und der extrazelluläre Raum unten des Bildes. Die Polypeptidkette beginnt mit dem Aminoterminus auf der extrazellulären Seite und bildet dann die Helices in der alphabetischen Reihenfolge A-B-C-D-E-F-G (von Rechts nach Links). Die vier Helices A, E, F und G stehen in Wirklichkeit nicht senkrecht auf der Membranebene, sondern sind um einige Grad zu ihr geneigt.

Die Lipid-Doppelschicht füllt die Bereiche zwischen den BR-Molekülen aus und trägt zur Stabilisierung der Kristallstruktur bei [15]. Jedes BR besitzt ein einzelnes Molekül (Vitamin A Aldehyd), das so genannte Retinal, das dem Protein und dem Bakterium eine kräftige purpurrote Farbe verleiht. Retinal, das Schlüsselmolekül in BR ist kein Protein, sondern ein kleines hydrophobes Molekül, das mit einer der sieben Transmembran- $\alpha$ -Helices des Bakteriorhodopsins kovalent verknüpft ist. Es liegt in der Ebene der Lipid-Doppelschicht und wird vollständig von den sieben  $\alpha$ -Helices umgeben (siehe Abb. 2.8). Das Retinal ist über eine Imidbindung („Schiff’sche Base“) an die Aminfunktion der Aminosäure Lysin 216 (Lys216) mit dem Protein verbunden (Abb. 2.7).

## 2.3 Photochemische Anregung von BR

Das  $\pi$ -Elektronensystem des Chromophors Retinal reagiert, unter Einstrahlung eines Photons geeigneter Wellenlänge, mit einer reversiblen photochemischen Isomerisierung (siehe Abb.2.7). Das Chromophor, welches sich vorher im unbelichteten Zustand in der all-trans-Konfiguration befindet, isomerisiert nach Belichtung in der 13 cis-15anti Konfiguration. Dies löst eine räumliche Verschiebung der Schiffsbasis aus, so dass eine Protonabgabe von der Schiffsbasis an Aspartat erfolgen kann (Asp85). Diese Isomerisierungsprozess ist der Auslöser für die Kettenreaktion des Protonentransportes, der in der Abb. 2.8 dargestellt wird.

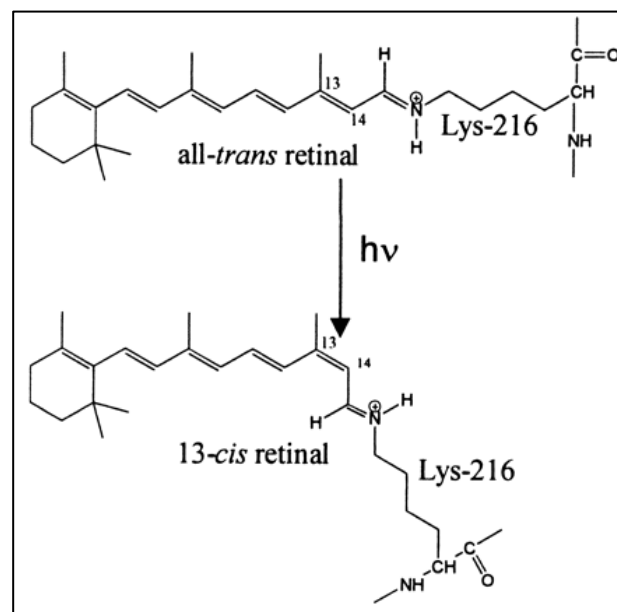


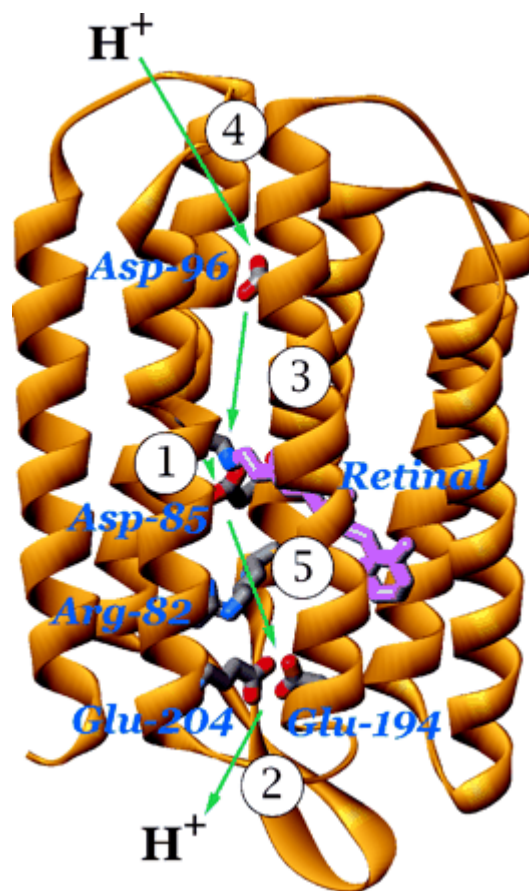
Abb. 2.7 photochemische Isomerisierung des Retinal-Chromophor von all-trans nach 13 cis -15 anti

## 2.4 Protonentransport von Bakteriorhodopsin

Wenn das Retinal ein Photon absorbiert, verändert es seine Gestalt. Dabei induziert es im Protein eine Folge von kleinen Konformationsänderungen, die zu einem  $H^+$ -Transfer vom Retinal zur Außenseite (Abb. 2.8) des Bakteriums führt. Dabei wandert das  $H^+$  durch die Doppelschicht entlang eines Weges von strategisch günstig gelegenen polaren Aminosäureketten. Das Retinal wird anschließend durch die Aufnahme eines  $H^+$  aus den

Cytosol regeneriert. Dabei erhält das Protein wieder seine ursprüngliche Konformationen, so dass der Zyklus wiederholt werden kann. Insgesamt wird ein  $H^+$  aus dem Bakterium hinaus transportiert und damit die  $H^+$ -Konzentration in der Zelle erniedrigt.

Die Abbildung 2.8 stellt schematisch dieses Modell des Protonentransports bei BR dar. Die aus Aminosäurenketten bestehenden sieben  $\alpha$ -Helices sind in Orange dargestellt und bilden eine Pore. In dieser Pore befindet sich das Retinal-Chromophor (Violet). Die wichtigsten Wechselwirkungselemente für den lichtinduzierten Protonentransport sind z.B. Asparaginsäure 85 (Asp85), Asparaginsäure 96 (Asp96), in blau dargestellt.



**Abb. 2.8** Lichtinduzierter Protonentransport in BR

Wie schon im Abschnitt 2.2 gezeigt wurde, erfolgt durch die photochemische Anregung des Chromophors eine cis/trans-Isomerisierung um die Doppelbindung zwischen  $C_{13}$  und  $C_{14}$  der Schiff'schen Base. Auf die Isomerisierung folgen fünf weitere unidirektionale Protonenverschiebungen innerhalb des BR-Moleküls, die durch die Zahlen (1) bis (5) dargestellt sind. Die grünen Pfeile zeigen die Bewegungsrichtungen der Protonen. Diese werden bei den nacheinander folgenden Protonierungs- und Reprotonierungsprozessen während eines photochemischen Zyklus durch die Ionenkanäle durchlaufen. Anschließend,

nach den Protonenverschiebungen wird der Ausgangszustand des Proteins wiederhergestellt und es folgt ein Nettoprotonentransport von der cytoplasmatischen zur extrazellulären Seite des BR-Moleküls.

Unter Lichteinfluss pumpen Tausende von Bakteriorhodopsinmolekülen  $H^+$  aus der Zelle und erzeugen über der Bakterienmembran einen  $H^+$ -Konzentrationsgradienten. Dieser  $H^+$ -Gradient dient, wie Wasser hinter einem Staudamm, als Energiespeicher. Mit dem aufgestautem Wasser kann man Elektrizität erzeugen, wenn man es abwärts durch eine Turbine laufen lässt. Analog dazu kann der  $H^+$ -Gradient zur ATP-Bildung benutzt werden: Dabei wandert das  $H^+$  durch ein zweites Membranprotein, die ATP-Synthase, in das Bakterium zurück. Der gleiche Synthase-Typ erzeugt einen großen Teil des ATP in Pflanzen- und Tierzellen.

## 2.5 BR-Photozyklus

Bakteriorhodopsin stellt wie schon erwähnt eine licht-gesteuerte Protonenpumpe dar. Unter Einfluss des Lichtes durchläuft das Protein eine Reihe spektroskopisch unterschiedlicher Übergänge bzw. Intermediate innerhalb eines so genannten Photozyklus. Ein solcher Photozyklus ist in Abb. 2.9 dargestellt. Er wird durch Belichtung in Gang gesetzt, und spielt eine große Rolle für das Verständnis der Funktion von BR und der Entstehung unterschiedlicher reversibler und irreversibler Zustände. Der im vorherigen Abschnitt 2.3 schematisch dargestellte Protonentransfer (Abb.2.8) und die damit verbundenen strukturellen Veränderungen des Proteins sind mit der zyklischen Folge spektroskopischer Zustände des Photozyklus sehr eng verknüpft. Die einzelnen Intermediate des Photozyklus sind durch Großbuchstaben abgekürzt. Die Indices an den einzelnen Großbuchstaben beziehen sich auf die entsprechenden Absorptionsmaxima. Graue Pfeile stellen photochemische, schwarze Pfeile thermische Übergänge dar.

Ohne Lichteinwirkung liegt der so genannte „dunkeladaptierte“ Zustand (DA) vor, der im Gleichgewicht aus einem Gemisch von 13-cis/15-syn ( $D_{548}$ ) und all-trans/15-anti ( $B_{570}$ ) besteht [19]. Unter Belichtung verschiebt sich das Gleichgewicht allmählich zur all-trans Form  $B_{570}$ . Dieser neu erreichte Zustand wird als lichtadaptiert (LA) bezeichnet.



Nach der Absorption eines Photons startet der Zyklus und BR geht nach 500 fs in den Zustand  $J_{610}$ . Über Im weiteren Verlauf erfolgen innerhalb weniger  $\mu\text{s}$  thermische Relaxationen, die zu den Intermediaten  $K_{590}$  und  $L_{550}$  führen. Während die Übergänge  $B_{570} \rightarrow J_{610} \rightarrow K_{590} \rightarrow L_{550}$  ihren Lauf nehmen, finden parallel dazu, die bedingt durch Isomerisierung, räumliche Veränderungen in der Struktur des Chromophors statt.

Bei dem nachfolgenden Übergang  $L_{550} \rightarrow M_{410}^I$  geschieht die erste Phase im Protonentransport, nämlich die Deprotonierung der Schiff'schen Base, die Protonenabgabe an Asp 85 und von dort über eine andere Aminosäure zur extrazellulären Seite.

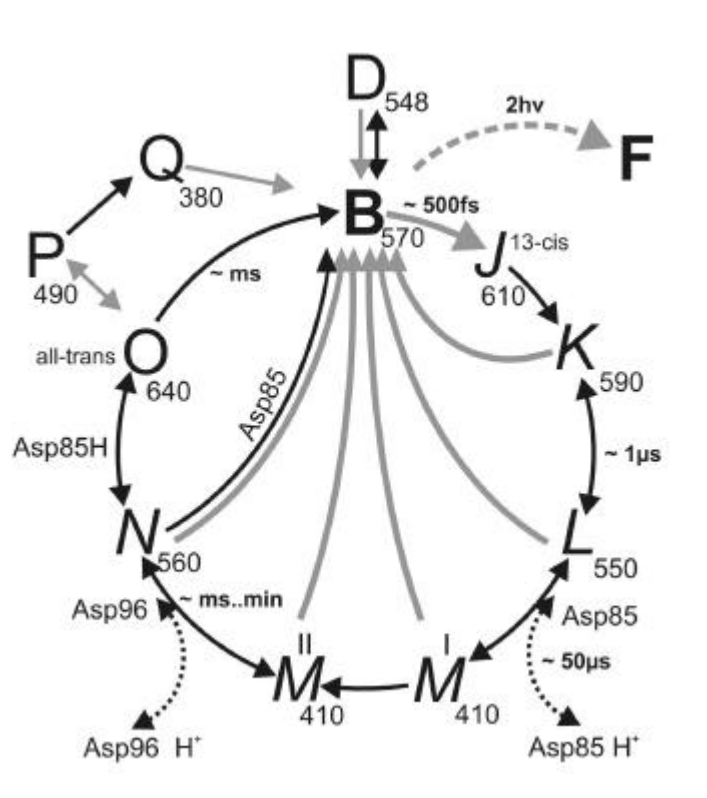


Abb. 2.9 BR-Photozyklus

Der irreversible Übergang [20][21][22] von  $M^I$  nach  $M^{II}$  ist mit einer sequentiellen Öffnung des extrazellulären und einer Schließung des intrazellulären Protonenkanals verbunden.

Beim Übergang von  $M_{410}^I \rightarrow N_{560}$  wird die Schiff'sche Base durch ein Proton von Asp 96 reprotoniert.



Der anschließende Übergang  $N_{560} \rightarrow O_{640}$  wird von einer cis/trans-Isomerisierung begleitet. Das  $O_{640}$ -Intermediat relaxiert letztlich wieder zum Ausgangszustand  $B_{570}$ .

Im Vergleich zu den bisher genannten reversiblen Übergängen, die mittlerweile spektroskopisch gut untersucht und bekannt sind, ist der irreversible Übergang von  $B_{570}$  nach F relativ wenig untersucht. Während die reversiblen Prozesse durch Licht mit geringer Intensität (Sonnenlicht, schwache Lichtquellen) induziert werden, fordert dagegen die Bildung des Photoproduktes F eine Anregung des lichtadaptierten Zustandes  $B_{570}$  mittels hochenergetischen Laserpulsen der Wellenlänge  $\lambda = 532\text{nm}$ . Nach [23] entspricht dieser Übergang einer in BR irreversible und außerhalb des Photozyklus biphotonische Absorption. Diese biphotonische Absorption wird als „*Laser-induced blaue Membran*“ kurz *LIBM* bezeichnet (laser induced blue membran). Der zum Teil noch nicht charakterisierte Zustand F wird bei Masthay et al. [23] als P bezeichnet, während bei Fischer et al. [24] als F bezeichnet.

## 2.6 „Laser-induzierte blaue Membran“-LIBM

Bestrahlt man *Bakteriorhodopsin* mit gepulstem Lasern der Wellenlänge  $\lambda = 532\text{nm}$ , werden irreversible photochemische Reaktionen induziert, die unter bestimmten Bedingungen zur Bildung zweier neuer Photoprodukte  $P_{360}$  und  $P_{605}$  mit den entsprechenden Absorptionsmaxima bei 360 nm und 605 nm führen. Dazu sind erstens Pulsenergien von mindestens  $10\text{ mJ/cm}^2$  [25] und zweitens Belichtungszeiten größer als  $200\text{ fs}$  [26] erforderlich. Nach dem Modell von Fischer et al. absorbieren die beiden Photoprodukte bei 360 und 620 nm, weswegen sie dort als  $F_{360}$  und  $F_{620}$  bezeichnet werden [24]. Der Mechanismus, der zur Bildung der beiden Photoprodukte führt, ist in der Literatur als „Laser-induzierte blaue Membran- „LIBM“ bekannt. Die Bildung der Photoprodukte  $P_{360}$  und  $P_{605}$  ist von irreversiblen Farbverschiebungen begleitet. Erstens von lila nach blau bei  $P_{360}$  und zweitens von blau nach gelb bei  $P_{605}$  bei weiterer Laserexposition der BR-Proben. Die zweistufige Farbänderung ist bei den BR- Suspensionen allerdings deutlicher erkennbar als bei dem in Polymermatrizen eingebundenen BR.

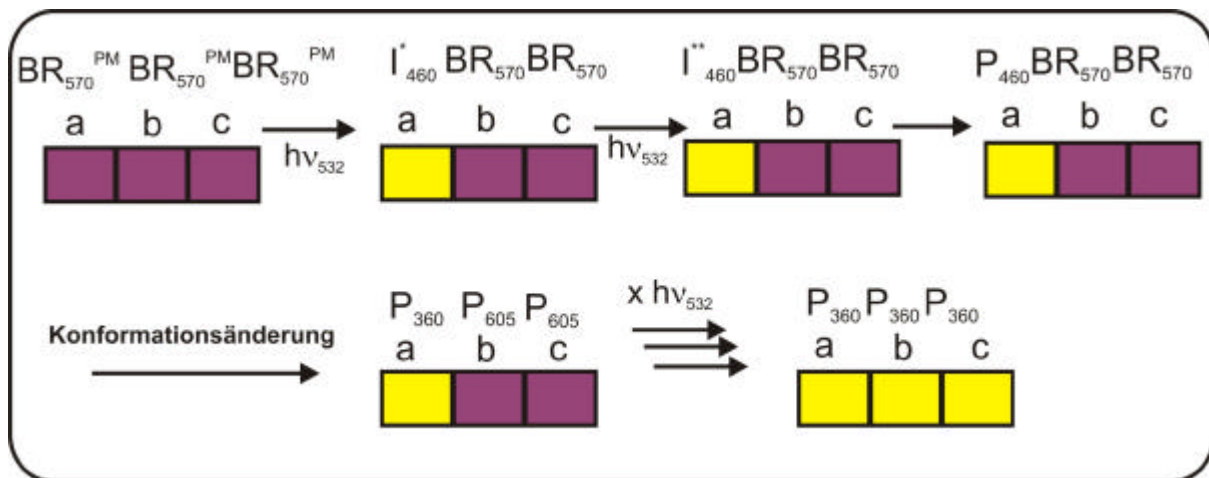


Abb. 2.10 Laserinduzierte blaue Membran (LIBM)

Der zur Bildung der Photoprodukte  $P_{360}$  und  $P_{605}$  führende biphotonische Mechanismus ist in Abb. 2.10 dargestellt und kann in den folgenden Schritten kurz zusammengefasst werden.

1. Die Absorption des ersten Photons vom lichtadaptierten  $B_{570}$ -Zustand eines BR-Monomers führt zur Bildung eines angeregten Zustandes  $I_{460}^*$ , dessen Lebensdauer mindestens  $0,5 \text{ ps}$  beträgt [26].
2. Die Absorption des zweiten Photons führt zur Besetzung des Zustandes  $I_{460}^{**}$ . Anschließend erfolgt eine konformative Strukturänderung innerhalb des BR-Trimers, die zur Bildung eines Mischproduktes führt. Dieses Mischprodukt setzt sich zusammen aus einem schwach-gelben Photoprodukt  $P_{360}$  und einem blauen Photoprodukt  $P_{605}$ .
3. Unter Einfluss anhaltender Belichtung werden auch die beiden verbleibenden BR-Monomere angeregt und in dem Zustand  $P_{360}$  überführt. Daraus folgen eine Abnahme des Absorptionsmaximums bei  $605 \text{ nm}$  und eine deutliche Gelb-Verfärbung. Am Ende des Prozesses verblasst die blaue Farbe der LIBM und nur der gelbe Zustand bleibt erhalten.

Da keine weiteren thermischen Relaxationen wie bei den anderen Zuständen des Photozyklus mehr möglich sind, ist die LIBM eine irreversible photochemische Reaktion. Dadurch kann mittels hochenergetischer Laserpulsen eine permanente Farbänderung von lila nach gelb in BR induziert werden.

Experimentelle Untersuchungen [23] haben ergeben, dass die für die Charakterisierung der Zwei-Photonen-Absorptionen ermittelten Goeppert-Mayer-Werte etwa  $10^6$  ( $1\text{GM} = 10^{-50} \text{cm}^4 \cdot \text{Photon}^{-1} \cdot \text{Molekül}^{-1}$ ) für die in BR induzierte biphotonische Absorption betragen. Die GM Werte für Zwei-Photonen-Absorption über virtuelle Zwischenstufe sind etwa drei Größenordnungen kleiner. Dies belegt die Annahme, dass die in dem postulierten Mechanismus dargestellten Übergänge keine virtuellen Zustände, wie beim Fall einer Zwei-Photonenreaktion sind, sondern der biphotonische Prozess abläuft sequentiell über physikalisch reell vorhandene Intermediate.

Wegen der thermischen Stabilität der zum Schluss erhaltenen Photoprodukte  $P_{360}$  ist dieser irreversible Prozess für die optische Datenspeicherung von großer Bedeutung und kann für den Einsatz permanenter optischer Datenaufzeichnung, die so genannte WORM ("Write-Once-Read-Many") Verfahren, ausgenutzt werden. Darauf wird in folgenden Kapiteln näher eingegangen.

## **2.7 Photochromie von BR**

Wie schon in den Abschnitten 2.3 und 2.4 beschrieben wurde, stellt BR durch seine besonderen Ladungstransporteigenschaften und sein Photozyklus eine gesteuerte Protonenpumpe, die durch Bestrahlung geschaltet werden kann dar. Diese auf molekular Ebene arbeitende Protonenpumpe macht sich makroskopisch durch einen Farbwechsel von lila nach gelb bemerkbar, der schon mit bloßen Augen leicht sichtbar ist. Das Retinalprotein Bakteriorhopsin zählt damit zu den klassischen photochromen Materialien wie Fulgide und Spiroverbindungen [27]. BR weist aufgrund seiner Struktur und seinen hervorragenden physikalisch-chemischen Eigenschaften im Vergleich zu üblichen Photochromen eine für lange Zeit dauernde Schaltbarkeit ( $> 1.000.000$ ) auf. Diese Besonderheit kann in technischen Anwendungen zu Nutze kommen.

Die in den BR-Photozyklus auftretenden Lebensdauern, sind aber in makroskopischer Hinsicht sehr kurz. Beispielsweise geschieht das Vollenden eines Photozyklus des in Halobakterium salinarum vorkommenden natürlichen BR (bezeichnet als Wildtyp WT), bei neutralen pH des umgebenden Mediums, in etwa 10 ms. 50  $\mu\text{s}$  davon werden insgesamt für

die früheren Intermediate J, K und L und wenige ms für die späteren Intermediate M, N und O. Dieses macht natürlich den Einsatz von BR-WT für technische Anwendungen der Photochromie unpraktisch.

Die für Forschung und technische Anwendung erwünschten Varianten von BR mit interessanten physikalischen Eigenschaften sind nur durch gezielte gentechnische Manipulationen einzelner Aminosäuren zugänglich.

## **2.8 Gentechnische Modifikationen von BR**

Als ein interessantes Beispiel für solche bereits angewandten gentechnologischen Methoden auf der Ebene der DNA-Sequenz, ist die Umwandlung des BR-WTs in den Mutant BR-D96N. Dabei wird das an Position 96 der Aminosäuresequenz befindliche Asparat (D) gegen Asparagin (N) ausgetauscht. Dieser Austausch kann eine deutliche Erhöhung der Population des  $M_{410}$  Intermediats und eine Verlängerung seiner Lebensdauer bewirken [28]. Dies hat eine Änderung der gesamten spektralen Eigenschaften des Photozyklus von BR zur Folge. Durch diese Änderung wird nun eine Verlängerung der gesamten Lebensdauer des Photozyklus von 10ms bis zu einigen Sekunden erreicht. Damit lässt sich den Farbwechsel von Violet ( $B_{570}$ ) nach gelbe ( $M_{410}$ ) sogar mit bloßem Auge wahrnehmen.

## 3. Holographie

Für ein tieferes Verständnis der computergenerierten Holographie (CGH) sind Grundkenntnisse der konventionellen Holographie unabdingbar. Aus diesem Grund soll dieses Kapitel einen kurzen Überblick über optische Hologramme und deren Eigenschaften geben.

### 3.1 Prinzip der Holographie

Mit Hilfe der Photographie kann man zweidimensionalen Szenen eines Objektes  $O(x, y) = |O(x, y)| \cdot \exp(j\Phi_0(x, y))$  auf einem photoempfindlichen Material Punktweise wiedergeben. Dabei wird die Information, die vom Objekt ausging, als Intensität  $I(x, y) = O(x, y) \cdot O^*(x, y)$  des Lichtfeldes aufgezeichnet. Die Phaseinformation  $\Phi_0(x, y)$  geht bei der fotografischen Aufnahme verloren. Je höher die Intensität der einfallenden Wellen auf einen bestimmten Teil des photoempfindlichen Materials ist, desto höher die Schwärzung der Fotoplatte an dieser Stelle. Während die Phaseninformation beim Photographieren verloren geht, erlaubt die Holographie dagegen eine komplette Aufzeichnung der Information, sowohl Amplitude  $|O(x, y)|$  als auch Phase  $\Phi_0(x, y)$  einer Szene eines Objekts. Das Wort Holographie ist aus diesem Grund aus dem Griechischen<sup>1</sup> abgeleitet und kann mit „vollständiger Aufzeichnung“ übersetzt werden. Diese vollständige aufgezeichnete Information kann ebenso vollständig rekonstruiert werden, worauf die dreidimensionale Objektdarstellung beruht, die mit normaler Photographie nicht möglich.

Die Holographie ist damit ein Verfahren, mit dem es möglich ist, die gesamte optische Information eines Objektes auf ein spezielles Filmmaterial dauerhaft aufzuzeichnen und wiederzugeben. Zur Aufnahme eines *Hologramms* ist es erforderlich, erstens eine kohärente und ausreichend starke Lichtquelle, wie es nur beim Laser der Fall ist, und zweitens ein Holographie-Filmmaterial mit wesentlich höheren Auflösungsvermögen (bis etwa 6000 l/mm) als ein normaler Film (zw. 200 und 400 l/mm) aus der Photographie, zu verwenden.

---

1. Das Wort Holographie setzt sich zusammen aus den griechischen Wörtern „*holos*“ (das Ganze) und „*graphein*“ und bezeichnet die Möglichkeit, Lichtwellen in ihrer Gesamtheit aufzuzeichnen.

### 3.2 Prinzip der Aufnahme eines Hologramms

Ein Hologramm wird hergestellt in dem man ein Interferenzmuster photographisch aufzeichnet, das durch die Überlagerung der Streuwelle eines Gegenstandes, der so genannten Objektwelle, mit einer kohärenten Referenzwelle Zustände kommt (Abb. 3.1). Durch die Überlagerung der beiden Wellen kommt es zur Interferenz, wobei sich die beteiligten Wellen gegenseitig verstärken oder auslöschen, je nachdem, ob sie gleichphasig oder gegenphasig aufeinander treffen. Es lässt sich zeigen, dass der Ort der durch die Interferenz gebildeten Maxima und Minima nur vom Gangunterschied und nicht von der Zeit abhängt. Nach Entwicklung des Filmmaterials erhält man ein Interferenzmuster, dass je nach Objektbeschaffenheit beliebig kompliziert sein kann. Ein einfaches Beispiel eines solchen Interferenzmusters ist z.B. die so genannte „Fresnelsche Zonenplatte“. Sie besteht aus konzentrischen Kreisen, deren Abstand zueinander sich verkleinert, je weiter man sich vom Mittelpunkt wegbewegt. Der einzige Unterschied zu einer klassischen *Zonenplatte* besteht darin, dass sich die Färbung nicht abrupt von Schwarz auf Weiß ändert, sondern ein fließender Übergang stattfindet, da der Übergang von einem Maxima zu einem Minima nicht sprunghaft, sondern kontinuierlich verläuft. Die durch diesen holographischen Aufnahmeprozess entstandene Struktur ist so fein, dass die Entfernung der einzelnen Maxima in der Größenordnung der verwendeten Wellenlänge  $\lambda$  liegt.

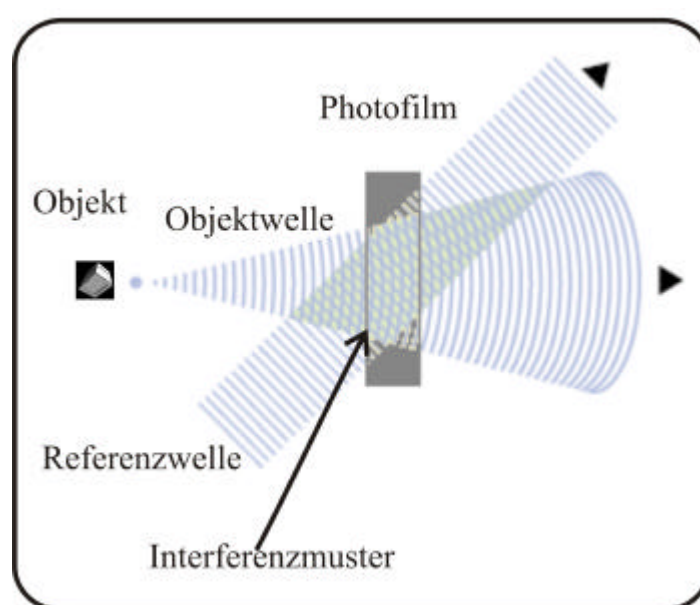


Abb. 3.1 Prinzip der Aufnahme eines Hologramms

### 3.3 Rekonstruktion eines Hologramms

Bringt man in den Referenzstrahl den holographischen Photofilm, in der vorher innerhalb eines Aufnahmeprozesses ein Interferenzmuster photographisch aufgezeichnet wurde, so trifft dieser Referenzstrahl auf Maxima und Minima Stellen. Da die Größe dieser Stellen nur Bruchteile der Wellenlänge beträgt, treten Beugungserscheinungen auf. Da die Fresnelsche Zonenplatte sich gleichzeitig wie eine Sammel- und ein Zerstreungslinse verhält, erhält man nach der Beugung zwei Bilder. Ein virtuelles Bild (*Orthoskopisches Bild*) das hinter der Photoplatte zu liegen scheint und ein reelles Bild (*Pseudoskopisches Bild*), das vor der Photoplatte schwebt (Abb.3.2).

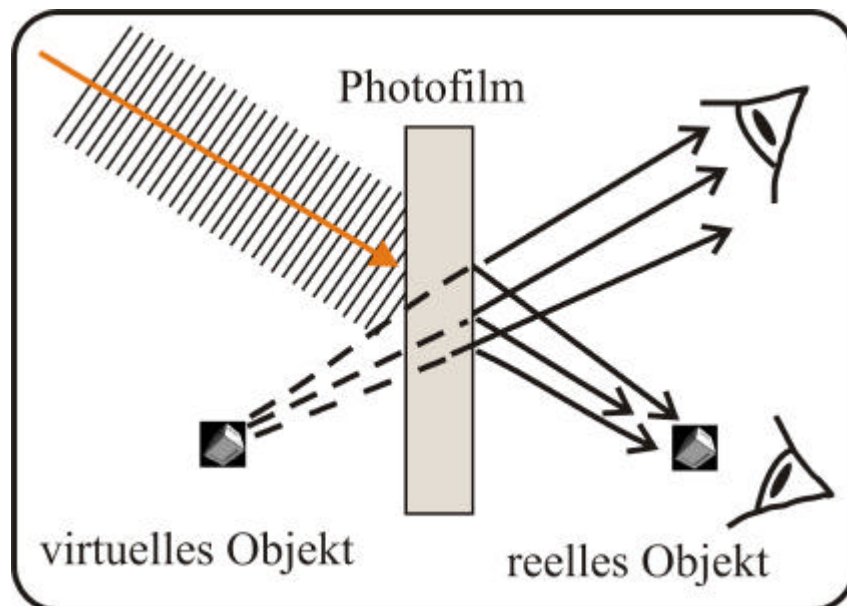


Abb. 3.2 Prinzip der Rekonstruktion eines Hologramms

Die ersten Hologramme sind dem Physik-Nobelpreisträger Denis Gabor zu verdanken. Seine Versuche galten damals der Verbesserung des Auflösungsvermögens und der Abbildungsqualität von Elektronenmikroskopen und nicht der Rekonstruktion von 3D-Bildern. Gabors größtes Problem bestand darin, die passende Lichtquelle für seine Versuche zu finden. Da er nicht über eine starke und kohärente Lichtquelle wie z.B. ein Laser verfügte, musste er sich mit einer Quecksilberdampfampe, einer Lochblende, Farbfiltern und einer normalen Fotoplatte behelfen. Wegen der geringen Intensität und der Inkohärenz dieser Lichtquelle konnte er nur zweidimensionale „In-Line-Hologramme“ („Gabor-Hologramme“) erzeugen.

Bei der In-Line-Holographie ist die Qualität der rekonstruierten Bilder sehr schlecht, da virtuelles Bild und reelles Bild sich überlappen.

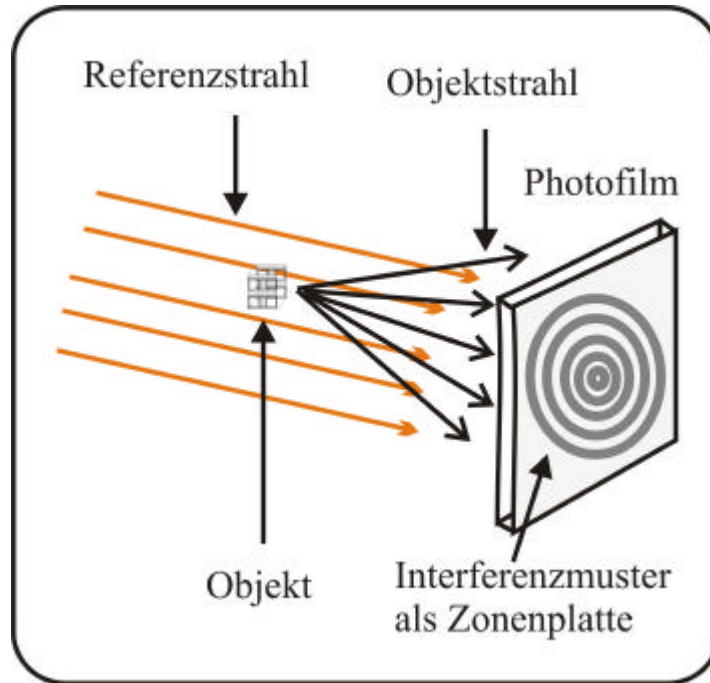


Abb. 3.3 In-Line Holographie

Nach diesen von Gabor durchgeführten Versuchen, vergingen 20 Jahre bis zur Realisation erster optische Hologramme, und zwar aus zwei Gründen. Zum einen gab es noch keine Laser- Lichtquellen [29] hinreichender räumlicher und zeitlicher Kohärenz, zum anderen erlaubte erst die Entwicklung der Trägerfrequenzholographie durch Leith und Upatnieks [30] eine räumliche Trennung der auftretenden Bilder (Orthoskopisches Bild und Pseudoskopisches Bild). Ihnen gelang auch die erste optische Rekonstruktion mit dem neuen Verfahren [31]. Anders als bei Gabors „*In-Line-Anordnung*“, bei der das konjugierte Bild lästigerweise vor dem wahren Bild lag, waren beide Bilder nun zufriedenstellend außerhalb der Achse getrennt. Dieses neue Verfahren wird manchmal als „*Nebenband-Fresnel-*“ aber auch „*Off-Axis-*“ oder „*Leith & Upatnieks-Anordnung*“ bezeichnet. Die mit dieser Anordnung erhaltenen Hologramme werden entsprechend benannt.



### 3.4 Computergenerierte Holographie (CGH)

Im Unterschied zur konventionellen optischen Holographie werden in der digitalen Holographie die Hologrammstrukturen nicht durch einen optischen Aufzeichnungsprozess erzeugt sondern berechnet und mit besonderen Ausgabegeräten synthetisch hergestellt. Die Berechnung erfolgt durch Simulation der Wellenausbreitung zwischen einem Gegenstand, der durch einen numerischen Datensatz spezifiziert ist, und der Hologrammebene. Für die Herstellung der Hologrammstrukturen stehen verschiedene Techniken zur Verfügung.

In den sechziger Jahren wurden die ersten Hologramme durch optische Aufzeichnungsverfahren von Interferenzmustern zweier kohärenten Lichtquellen auf ein Filmmaterial aufgenommen. Nur einige Jahre später konnten Lohmann und Brown[32] zeigen, dass es möglich ist, Interferenzstrukturen die ähnlich denen der Holographie sind, nicht nur optisch zu erzeugen, sondern ohne Anwendung eines physikalischen Aufnahmeprinzips und nur mit Hilfe von leistungsfähigen Rechnern zuerst zu berechnen und danach herzustellen. Der Vorgang der optischen Überlagerung einer Referenzwelle mit einer der aufzuzeichnenden Objektwelle kann einfach durch den Rechner nachgebildet werden, um ein Interferenzmuster mathematisch zu erzeugen. Das so genannte „*mathematische Hologramm*“, das danach in einen weiteren Schritt auf ein Hologrammedium hergestellt werden kann. Somit entstand 1966 ein neuer Zweig der Holographie, die so genannte „*Computergenerierte Holographie*“ (CGH), die den holographischen Aufnahmeprozess durch einen rechnerisch synthetischen ersetzt (Abb.3.4). Die durch diesen neuen Prozess entstandenen Interferenzmuster bzw. „*mathematische Hologramme*“ wurden als „*computergenerierte Hologramme*“ (CGH's) bezeichnet.

Die CGH's sind in den meisten Fällen komplexe Beugungsstrukturen in der Hologrammebene, die im Gegensatz zum traditionellen holographischen Ansatz nicht durch ein optisches Verfahren hergestellt, sondern unter Verwendung spezieller Algorithmen mit dem Computer berechnet und simuliert wurden. Es werden dabei Hologramme von nicht realen, computerberechneten Objekten bzw. Objektbildern hergestellt, die im Computer als mathematische Beschreibung vorliegen.

Obwohl die Möglichkeiten zur Berechnung von CGH's sehr vielseitig sind, beinhaltet der Prozess zur Erstellung von CGH's im wesentlichen die folgenden Schritte:

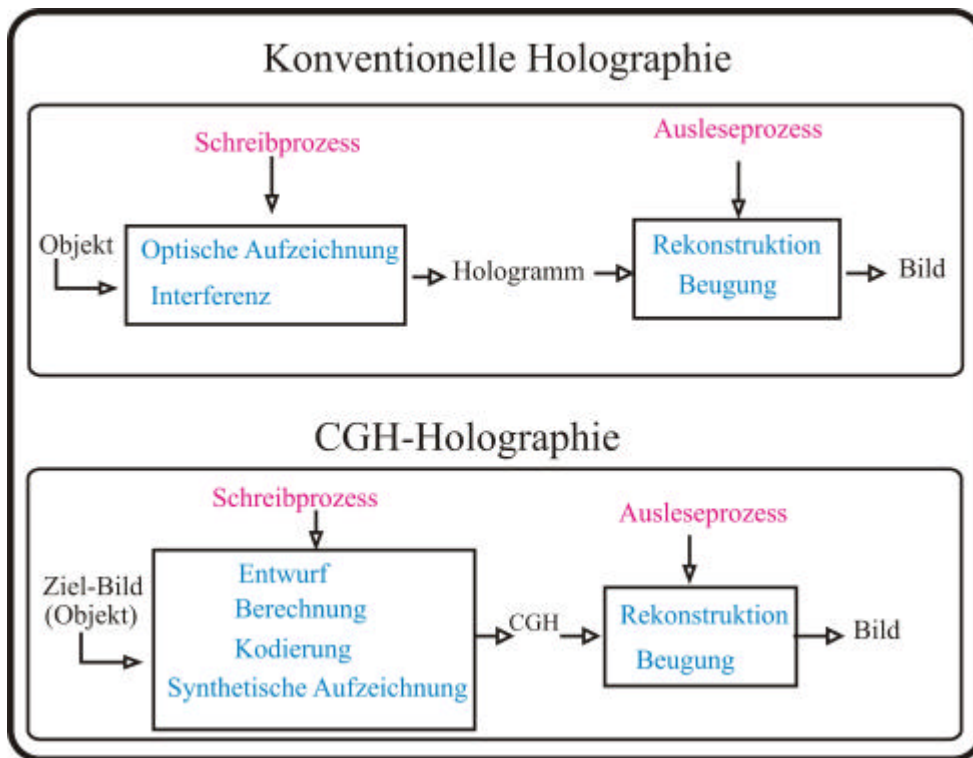


Abb. 3.4 Vergleich zwischen konventionale und CGH-Holographie

1. Das gewünschte Objekt (bzw. Ziel-Bild) wird digitalisiert, das heißt die Objektfunktion wird in einem digitalen Format gespeichert und liegt als Eingabe für den Berechnungsalgorithmus vor.
2. Die Ausbreitung der komplexen Amplitude vom Objekt zur Hologrammebene wird berechnet.
3. Die komplexe Amplitude wird kodiert. Dabei wird eine Transparenzfunktion berechnet, womit die Phasen- und/oder Amplitudeninformation in einem realen Hologrammedium gespeichert werden kann. Auf die Kodierungsverfahren wird in nächsten Kapiteln näher eingegangen.
4. Das CGH wird auf einem Ausgabegerät (Plotter, Laserschreibsystem, Lithographiesystem etc.) ausgegeben.

CGH's werden heute praktisch in allen Bereichen der Optik eingesetzt und ihre Bedeutung nimmt insbesondere in Verbindung mit Mikrooptik, Mikrosystemtechnik und Optoelektronik stark zu.

## 3.5 Computergenerierte Hologrammtypen

Ähnlich zur optischen Holographie spielt das Hologrammedium bei der CGH eine große Rolle. Schon bei dessen Wahl entscheidet man sich für eine Hologrammart. Abhängig vom Hologrammedium ergeben sich drei unterschiedliche Hologrammvariante: *Amplituden-, Phasen- und kombinierte Amplituden-Phasenhologramme*.

### 3.5.1 Amplitudenhologramme

In *Amplitudenhologrammen* wird die Amplitude (bzw. die Intensität) des Wellenfeldes als einziger durch das Hologrammedium beeinflussbarer Parameter betrachtet. Diese Beeinflussung der Amplitude des Lichtes kann durch Variation der Absorptions- (bzw. Transmission) Eigenschaften innerhalb des Mediums erreicht werden.

Bei Amplitudenhologrammen ist das Hologramm in Form von unterschiedlichen Schwärzungen gespeichert. Das transparente Medium wird an den stark belichteten Stellen geschwärzt und bleibt an den unbelichteten Stellen transparent.

Amplitudenhologramme sind die am meisten in der Praxis vorkommenden Hologramme. Wichtige Vertreter dieser Gruppe sind die Halogen-Kupfer-Emulsionen, die in der Photographie und der optischen Holographie zu finden sind.

### 3.5.2 Phasenhologramme

Bei den *Phasenhologrammen* dagegen moduliert das Hologrammedium statt der Amplitude die Phase des Lichtes. Dies kann durch Variation der optischen Dicke des Mediums erreicht werden. (Profilierung des Oberflächenmediums, Modulation des Brechungsindex oder beides). Als Hologrammedien können hier unterschiedliche Photopolymere, thermoplastische Materialien, bichromized-Gelatine basierte Medien, gebleichte photographische Materialien und Photoresists eingesetzt werden.

Reine Phasenhologramme (*Kinofoms*) haben eine deutlich höhere Beugungseffizienz. Das ist nicht überraschend. Aus dem einfachen Grund dass, Amplitudenhologramme Teile des einfallenden Lichtes einfach absorbieren, während bei Phasenhologramme keine Absorption im Hologrammedium stattfindet. Weiterhin vermeiden Phasenhologramme die oft störende (sowohl hinsichtlich einer Störung des Rekonstruktionsbildes als auch einer im allgemeinen

verminderten Intensität der Rekonstruktion) nullte Ordnung und der nutzbare Bereich ist doppelt so groß wie bei Amplitudenhologrammen.

### 3.5.3 Kombinierte Amplituden-Phasenhologramme

In den kombinierten *Amplituden-Phasenhologramme* sind Amplitude und Phase gleichzeitig durch das Medium beeinflussbar. In der Praxis kommen hier photographische Materialien zum Einsatz, die aus mehreren Schichten bestehend, in einem so genannten „Sandwich-Verfahren“ hergestellt wurden. Einige Schichten verhalten sich wie Amplitudenhologramme andere wie Phasenhologramme. Der Dreischichtenfilm wurde beispielsweise durch Kodak und Agfa erfunden. Bei diesem Dreischichtfarbfilm enthalten die Schichten Silberhalogenid-Kristalle und Farbkuppler. Nach dieser Art sind bis heute fast ausnahmslos alle Umkehr oder Negativ-Farbfilme – mit Ausnahme von Kodachrome – aufgebaut. Die oberste Schicht ist empfindlich für blaues Licht, die mittlere für grünes und blaues, die unterste für rotes und blaues Licht. Die oberste Schicht kuppelt im Farentwickler gelb, die mittlere purpur und die unterste blaugrün. Zwischen der oberen und der mittleren farbsensibilisierten Schicht liegt eine Filterschicht, die *Gelbfiltersperrschicht*, die den Blau- und Violettanteil des einfallenden Lichtes ausfiltert.

In solchen Dreischichtenfilm wird, z.B. unter Verwendung verschiedenfarbigen Laserlichts, die Amplitudenmodulation in die rotempfindliche Schicht und die Phasenmodulation in die blau/grüne Schicht selektiv eingeschrieben. Die Rekonstruktion erfolgt z.B. mit dem HeNe-Laser (633nm), wobei die Rotkomponente des Films amplitudensteuernd wirkt, die blau/grüne Komponente dagegen nur die Phase der Beleuchtungswelle beeinflusst. Man erhält Ergebnis mit diesem dreischichtigen Film eine austretende Lichtwelle, die Intensitäts- und Phasenmoduliert ist. (siehe ROACH-Verfahren im Abschnitt 5.3) [33].

## 3.6 Hologrammedien

Die holographischen Aufzeichnungsmedien lassen sich in ihren physikalischen und chemischen Eigenschaften durch externe Einflüsse wie z.B. Strahleneinwirkung bzw. thermische Einwirkung ändern. So treten am Ort der Wechselwirkung, z. B. zwischen Licht und Medium unterschiedliche optische Effekte wie Absorption, Dispersion, Polarisation

sowie elektro- und magneto-optische Effekte auf. Infolge dieser Effekte lassen sich reversible bzw. irreversible Veränderungen am Medium beobachten. Bei den holographischen Prozessen (sei es die Holographie oder die computergenerierte Holographie) werden diese orts- und zeitabhängigen physikalischen und chemischen Veränderungen ausgenutzt um verschiedene Arten von Informationen zu speichern. Die Aufzeichnungsmedien können anorganische oder organische Substanzen bzw. Verbindungen sein und haben kristalline oder amorphe Strukturen.

Abgesehen davon welche Ausgabegeräte bei den holographischen Aufzeichnungsprozessen zum Einsatz gekommen sind, wird die Datenspeicherung letztendlich nur von den wichtigsten charakteristischen Parametern des Mediums wie z.B. Auflösungsvermögen, Empfindlichkeit, Beugungseffektivität, Reversibilität und Stabilität abhängen.

Im Hinblick auf die optische Datenspeicherung ist das Auflösungsvermögen das wichtigste von den fünf genannten Parametern. Hologramme sollten Ortsfrequenzen bis etwa 4000 Linien/mm speichern können. Dies sind sehr hohe Anforderungen an das Hologrammspeichernde Medium. Kann ein Medium nicht alle im Hologramm vorkommenden Ortsfrequenzen aufnehmen, dann hat das Einschränkungen im übertragbaren *Space-Bandwidth-Produkt*<sup>1</sup> zur Folge.

Unabhängig mit welchen Verfahren und Ausgabegeräten das Hologramm erstellt wurde, wichtig bei der Auswahl von Hologrammedien ist letztendlich ihre Langzeitstabilität. Denn ein Hologramm gilt als einsatzfähiges optisches Element nur wenn es lange gelagert und eingesetzt werden kann.

Im Folgenden sollen einige Hologrammedien vorgestellt werden, die beim Einsatz in der Holographie bzw. der computergenerierte Holographie benutzt bzw. untersucht worden sind. Dabei werden die Nachteile und Vorteile solcher Materialien betrachtet.

### **3.6.1 Silberhalogenidschichten**

Das älteste und preiswerteste Aufzeichnungsmaterial für Hologramme sind sehr feinkörnige

---

1. *Space-Bandwidth-Product(SBP)*): Es gibt direkt die Anzahl der aufzuzeichnenden Punkte bzw. Photopigmente eines Hologrammediums an. Das SBP ist das Produkt aus Auflösung und Hologrammfläche.

konventionelle Silberhalogenidschichten (z.B. AgBr), wie sie für Mikrofilme verwendet werden. Das Auflösungsvermögen für Standardholoplatten (oder- Filme) kann bis zu 3000 Linien/mm erreichen, die optimale Belichtung beträgt 5 bis 100 mJ/cm<sup>2</sup> und der Beugungswirkungsgrad hat Werte unter 6,25 % (ungebleicht). Die Gründe für den Vorzug der Silberhalogenidschichten gegenüber anderen Speichermedien sind der günstig wählbare Empfindlichkeitsbereich und das notwendige Auflösungsvermögen (bis 2800 Linien/mm) [34]. Entwicklungen von aufgedampften Silberhalogenidschichten mit Dicken herab bis zu 0,1 µm sind in [35] beschrieben.

### **3.6.2 Diazo-Materialien**

Zu den Photochemischen Medien gehören die irreversiblen aromatischen Diazoverbindungen. Durch photoinduzierte Zersetzung von Aryldiazoniumsalzen verlieren diese die Möglichkeit zur Farbstoffbildung durch Azokupplung [36]. Damit werden Farbstoffe nur an den unbelichteten Gebieten beim Entwicklungsvorgang gebildet. Trotz ihres hohen Auflösungsvermögens (bis 3000 Linien/mm) und außerordentlichen geringer Empfindlichkeit (Energiedichten  $\approx 10^5 \mu\text{J}\cdot\text{cm}^{-2}$ ), haben sie bisher keine nennenswerte Anwendung in der Computerholographie gefunden. Das hängt mit der Instabilität des Azofarbstoffes und der geringen Empfindlichkeit zusammen.

### **3.6.3 Dichromatische Gelatine**

Innerhalb der dichromatischen Gelatineschicht findet unter Strahleinwirkung eine photosynthetische Reaktion statt, die eine Gerbung und teilweise Vernetzung (Aushärtung) der Gelatineketten hervorruft. Dies führt zu einer Brechungsindexänderung innerhalb des Materials. Als Speichermedien werden sie vor allem zur Speicherung von Phasenhologrammen wegen ihrer glasklaren und kornlosen Struktur, sehr geringen Absorption im sichtbaren Gebiet, relativ großen Änderung der Brechzahl ( $\Delta n$  etwa  $3 \cdot 10^{-3}$ ), hohen Auflösungsvermögen (4000 Linien/mm) [37] und sehr großen Beugungseffektivität bevorzugt.

Nachteil ist aber die Langzeitstabilität. Unter normalen Raumbedingungen ist die Stabilität der gespeicherten Daten auf viele Jahre gewährleistet. Überschreitet die relative Feuchte jedoch 80 %, tritt Zerstörung des Reliefbildes (bzw. Hologramms) ein.

### **3.6.4 Fotoresist (Fotolack)**

Sie bestehen aus lichtempfindlichen organischen Materialien; polymeren Verbindungen wie z.B. PMMA (Plexiglas), PMGI bzw. Epoxid-Harzen. Unter Bestrahlung mit Licht verändern sich ihre Strukturen. Dabei wird zwischen Positiv- und Negativ-Fotoresist unterschieden. Bei Positiv-Lacken werden die belichteten Bereiche mit einer geeigneten Entwicklungslösung herausgelöst. In diesem Fall bewirkt die Absorption des Lichtes eine Zerstörung von Molekülvernetzungen und als Folge eine bessere Löslichkeit der belichteten Bereiche der Schicht in der Entwicklungslösung. Bei Negativ-Lacken ist es umgekehrt, durch Absorption von Licht bilden sich -ähnlich wie bei Dichromatschichten- durch Vernetzungsreaktionen schwerer löslicher Gebiete im Fotoresist.

Vorteile für den Einsatz solcher Materialien als Hologrammedien sind: relativ niedrige Empfindlichkeiten (Energiedichten von etwa  $10^4 \mu\text{J}\cdot\text{cm}^{-2}$ ) und Auflösungsvermögen bis maximal 1500 Linien/mm.

Nachteile sind dagegen eine Beugungseffizienz von weniger als 10%, eine Materialabhängige Nichtlinearität bedingt durch die Belichtungscharakteristik des Fotoresists und aufwendige Herstellungsprozesse bedingt durch den Einsatz von nasschemischen Ätzprozessen.

### **3.6.5 Ferromagnetische Medien**

Reversiblen Aufzeichnungsmedien, die aus dünnen Schichten (etwa  $0,1\mu\text{m}$ ) ferromagnetischen Materials, z.B. MnBi, bestehen, sind senkrecht zur Oberfläche magnetisiert.

Die lokale Lage und die Ausrichtungen der magnetischen Moleküle dieser Medien ändern sich ständig unter dem Einfluss sehr kurzer Lichtimpulse (etwa 10 ns, bei  $\lambda < 700\text{nm}$ ), was zur Entstehung eines neuen gesamten Magnetisierungszustands und infolge dessen zur Ausbildung eines binären latenten Quasiphasenobjekts führt. Das Auslesen wird auf Grund des Faraday-Effektes bei Transmission und der Kerr-Effektes bei Reflexion erreicht. Das Löschen geschieht durch entsprechende Wärmezufuhr oder Anlegen eines Magnetfeldes.

Charakteristisch für solche Materialien: Beugungswirkungsgrad ist gering (etwa 0,01..0,05 %) [38], hohes Auflösungsvermögen ( $>1500$  Linien/mm), sehr große Energiedichte (etwa  $610^3 \mu\text{J}\cdot\text{cm}^{-2}$ ) innerhalb etwa 10 ns.

### **3.6.6 Fotochrome Medien**

Unter Lichteinwirkung treten innerhalb dieser Medien lokal reversible Farbänderungen auf. Diese können sowohl bei anorganischen (z.B. Alkali- und Erdalkalihalogenide, Fotochromglas) als auch bei organischen Substanzen (z.B. Spiropyrane, Aniline, Azofarbstoffe) auftreten.

Der Löschprozess kann entweder optisch oder thermisch erfolgen. Charakteristisch für solche Materialien sind: hohe Auflösungsvermögen (bis  $10^5$  Linien/mm), sehr geringe Empfindlichkeiten (Energiedichte etwa  $10^4 \mu\text{J}\cdot\text{cm}^{-2}$ ); und als Amplitudenhologrammmedien besitzen sie geringe Beugungseffizienzen (0,1...bis 3%).

Nachteil ist allgemein eine geringe Stabilität der ausgebildeten Färbung, insbesondere hervorgerufen durch thermische und optische Einflüsse. Ermüdungserscheinungen [39] durch Verringerung der Lichtempfindlichkeit bei aufeinanderfolgenden Aufzeichnungs- und Löschzyklen treten ebenfalls ein. Wegen dieser Eigenschaften sind bisher keine photochromen Medien als Hologrammaufnahmen und insbesondere nicht für die Computerholographie eingesetzt werden.

### **3.6.7 Thermoplastische Medien**

Der thermoplastische Film wird vor der Belichtung elektrostatisch aufgeladen und während der Belichtung durch Photonen kurzgeschlossen. Diese elektrische Beladung gefolgt von einer Hologrammstrukturierung durch Belichtung führt zu einer bildmäßigen Veränderung des vorher gleichmäßigen elektrischen Potentials [40] [41]. Aufgrund der Belichtung baut sich also ein Ladungsbild auf, das durch Wärmebehandlung in ein Oberflächenrelief umgewandelt wird, indem der thermoplastische Film an den belichteten Stellen abgetragen wird [42][43]. Aus diesem Weg entsteht ein Phasenhologramm. Dieses kann durch Wiedererwärmung der thermoplastischen Schicht gelöscht und eine neue Aufzeichnung eingeschrieben werden.



Charakteristisch für solche Materialien sind: Auflösungsvermögen  $>1000$  Linien/mm, Beugungseffizienzen bis 33% bei Sinusgittern, 40,4% bei Recheckgittern PH und 100% bei Volumenhologrammen [44] und niedrige Empfindlichkeiten ( $5 \dots 100 \mu\text{J}\cdot\text{cm}^{-2}$ ).

### **3.6.8 Ferroelektrische Medien**

Durch die Anwendung ferroelektrischer Medien lassen sich Volumenhologramme reversibel mit hoher Beugungseffizienz aufzeichnen. Bei Einstrahlung im sichtbaren Spektralbereich (etwa 450 bis 650nm) von ferroelektrischen Materialien wie z.B.  $\text{LiNbO}_3$ , SBN,  $\text{BaTiO}_3$ ,  $\text{LiTaO}_3$ , lassen sich Phasenhologramme herstellen. Diese werden unter Einwirken von Licht oder Wärme wieder gelöscht. Dabei ist  $\text{LiNbO}_3$  für solche Einsätze am intensivsten untersucht worden. Der Speicherprozess beruht auf optischer Anregung der Fotoelektronen und dem anschließenden Driften zu anderen Knotenpunkten des ferroelektrischen Kristalls [45]. Auf diese Weise entstehen Raumladungsfelder, die die Brechzahl infolge des elektrooptischen Effekts verändern. Charakteristisch für solche Materialien sind: die sehr hohen Beugungseffizienzen (bis 80%), sehr niedrigen Empfindlichkeiten (Energiedichte etwa  $10^3 \mu\text{J}\cdot\text{cm}^{-2}$ ), maximale Änderungen der Brechzahl von  $10^{-6}$  [46] und Auflösungsvermögen  $>1500$  Linien/mm.

### **3.6.9 Chalkogenid-Halbleiterfilme**

Sie sind Verbindungen, die Elemente der IV. bis VI. Gruppe des Periodensystems enthalten (meist As, Ge, Si, Te). Sie wurden auf optische Speichereffekte hin untersucht [47]. Der Speichereffekt wird durch eine belichtungsabhängige reversible Änderung einer amorphen Phase in eine kristalline (hauptsächlich bei auf Se beruhenden Verbindungen) hervorgerufen [48]. Charakteristisch für solche Materialien: Auflösungsvermögen von 500 bis 2700 Linien/mm, relativ hohe Beugungseffizienz zwischen 20 und 80%. Eine Entwicklung hinzu günstigeren Parametern für holographische Speicher stellen z.B. nach [49] auf Metall aufgebraute Chalkogenide dar.

### **3.6.10 Flüssigkristalle**

In der Bildwiedergabetechnik und für Lichtmodulatoren (LCDs) gewinnt der Einsatz von Flüssigkristallen (FK) an Bedeutung. Flüssigkristalle sind organische Substanzen, die sich wie

Flüssigkeiten verhalten, aber geordnete physikalische Eigenschaften von kristallinen Festkörpern besitzen. Prinzipiell haben alle LCDs folgenden Aufbau. Zwischen zwei Glasplatten befinden sich zwei um  $90^\circ$  zueinander orientierte Polarisationsfilter und darin eine Flüssigkristalllösung. Im einfachsten Fall sind die Kristalle im Ruhezustand ungeordnet; das linear polarisierte Licht wird nicht beeinflusst und kann die zweite Glasplatte nicht durchdringen. Der Abstand zw. dieser Glasplatten liegt in der Größenordnung von ungefähr  $10\mu\text{m}$  [50]. Legt man an die Elektroden eine Spannung an (Steuerspannung einige Volt, sehr geringer Leistungen etwa  $10\mu\text{W}\cdot\text{cm}^{-2}$ ), so beginnen die Kristalle sich im elektrischen Feld auszurichten. Dadurch wird der polarisierte Hintergrund (bei Farbdisplay) in seiner Ebene gedreht und kann passieren bzw. der schwarze Hintergrund wird freigelegt (z.B. Uhr-Display). Die hohe Beweglichkeit der Moleküle und die ausgeprägte Anisotropie der FK führen zu deutlichen optischen Effekte (z.B. Streu- und Doppelbrechungserscheinungen). Kombiniert man diese optoelektronischen Bauelemente mit Fotoleitern, dann besteht die Möglichkeit, diese Anordnungen nicht nur als Displays für reversible Speicherzwecke, sondern auch für Aufnahme von CGH's, einzusetzen. Charakteristisch für solche Materialien sind Auflösungsvermögen von etwa 120 Linien/mm und niedrige Empfindlichkeiten (Energiedichte  $0,1\mu\text{J}\cdot\text{cm}^{-2}$ ).

### 3.7 Beispiele für CGH's Anwendungen

Bevor man die Details der Erstellung von CGH's eingeht, sollte man sich Gedanken darüber machen, wozu sich der Aufwand lohnt, Hologramme mit Hilfe des Computers zu synthetisieren, wenn die Möglichkeit sie einfach optisch aufzunehmen besteht. Die Gründe für die synthetische Herstellung von CGH's können unterschiedlich sein. Hier sind einige davon angeführt:

1. Herstellung von Hologrammen für Objekte, die physikalisch nicht vorhanden sind, sondern nur in digitaler Form vorliegen. Beliebige Strukturen, die interferometrisch gar nicht, oder nur mit hohem Aufwand realisierbar wären, können mit Hilfe der CGH berechnet werden.
2. bessere Nutzung des Hologrammmediums.
3. Hologramme für Transformationen aller Art z.B. Umwandlung des *Gauß'schen* Strahlprofils in einen so genannte „*Flat-top- Profil*“. Solche Transformationen sind in

vielen Laseranwendungen von ganz besonderer Bedeutung, beispielsweise in der Materialbearbeitung, der Interferometrie, sowie der konventionellen Holographie. Durch Optimierung bekannter Rechentechniken kann die Homogenität der Ausleuchtung deutlich gesteigert werden.

Solche Elemente wurden auch in der vorliegenden Arbeit behandelt.

4. Implementierung komplizierter optischer Funktionen z.B. die Kombination verschiedener optischer Grundelemente z.B. Strahlablenkung und Fokussierung. Die Erfüllung mehrerer optischer Funktionen durch ein einziges optisches Element spart dabei Platz und Kosten und hilft bei der Miniaturisierung. Außerdem ist die Herstellung solcher komplexen optischen Elemente allein durch konventionelle refraktive bzw. reflektive Methoden schwierig, wenn nicht sogar unmöglich.
5. Verwendung von Medien, auf die nicht direkt holographisch gespeichert werden kann

Um nur einige Beispiele zu nennen, ist hier eine Liste von ein paar schon realisierenden Anwendungen zitiert.

1. Strahlformung und Strahldiagnose von Hochleistungs-Lasern [51-52]
2. Optische Verbindungen und Multiplexing für digitale Hochgeschwindigkeitskommunikation und optische Computer [53]
3. Ersatz herkömmlicher, komplizierter Optiken (z.B. Strahlformung und Steuerung in kommerziellen CD-Playern) [54]
4. Strahlsteuerung (z.B. konfokalen Mikroskopen) [55]
5. Qualitätskontrolle asphärischer Elemente [56]
6. Display-Anwendungen [57-58]
7. Scanning-Systeme (z.B. preiswerte Supermarkt-Scanner und Laser-Printer) [59]
8. Mikrooptische Elemente [60]
9. Sicherheitstechnik [61-62]
10. Analogoptische Bildverarbeitung [63]

## 4. Computergenerierte Holographie (CGH)

Im vorangegangenen Kapitel wurde ein kurzer Überblick über die konventionelle und die computergenerierte Holographie gegeben. Es soll nun im Folgenden über die einzelnen Arbeitsschritte, die zur Erstellung von CGH's notwendig sind, berichtet werden. Diese Arbeitsschritte können in drei Gruppen eingeteilt werden: Berechnung, Kodierung/Quantisierung und Herstellung. Für jeden dieser Schritte werden jeweils die physikalischen Grundlagen, sowie der aktuelle Stand der Forschung dargestellt. In diesem Kapitel werden zunächst die Berechnungsverfahren kurz besprochen. Kodierungs- und Herstellungsverfahren werden in den nächsten Kapiteln behandelt.

### 4.1 Wie Aufwendig ist es ein CGH Herzustellen?

Die Computerholographie basiert auf der Berechnung und Aufzeichnung von Beugungsstrukturen. Mit Hilfe dieser Beugungsstrukturen können optische Wellenfronten derart moduliert werden, dass sich die Wirkung einer Linse oder eines anderen optischen Elements ergibt. Prinzipiell kann mit einem Computerhologramm auch das Bild eines beliebigen 2- bzw. 3-dimensionalen Objekts gespeichert und rekonstruiert werden. Dabei können Hologrammdateien auch von nicht körperlich existierenden Objekten aufgezeichnet werden. Bei der Erzeugung von Hologrammen durch den Computer müssen beachtliche Hindernisse überwunden werden. Die Ursache liegt in der riesigen Informationsfülle die dabei verarbeitet und gespeichert werden muss. Um hier ein Beispiel zu nennen: Eine 2-stufige binäre Struktur mit einer Matrix der Größe  $1024 \times 1024$  auf einem  $1\text{cm}^2$  Hologramm entspricht eine Speicherbelegung von 1 MByte. Berücksichtigt man statt Binär Graustufenstrukturen, die für jeden Pixel unterschiedliche Helligkeitsstufen zuzuordnen, so ergibt sich, dass  $1\text{cm}^2$  dieses Hologramms eine Informationsfülle von mehreren MByte aufweisen kann. Von solchen ähnlichen Matrizen ist eine ganze Reihe davon innerhalb eines Routinenberechnungsprogramms zu finden. Aufgrund dieses Berechnungsaufwands stößt man bei der Erzeugung CGH's komplexerer Gegenstände selbst beim Einsatz von Großrechnern sehr schnell an die Grenzen von Rechenzeit und Speicherkapazität. Aus diesem Grund sind einfache Objektdarstellungen und vor allem kleine Formate beim ersten Entwurf eines CGHs besser geeignet. Bei der Auswahl des Berechnungsalgorithmus ist auch die verfügbare Rechenzeit zu berücksichtigen, da sich diese zwischen den unterschiedlichen

Algorithmen stark unterscheidet. Bei der Berechnung sollte möglichst schon klar sein, wie die berechneten Hologrammwerte später in das Hologrammedium kodiert werden sollen. Dabei sind die charakteristischen Eigenschaften des Hologrammediums zu berücksichtigen. Hologrammedien können unterschiedliche Auflösungen und verschiedene Dynamiken (Empfindlichkeiten) aufweisen. Verwendet man ein Laserschreibsystem mit 8 möglichen Belichtungsstufen und reagiert das Hologrammedium entsprechend mit 8 Empfindlichkeitsstufen, dann ergibt sich ein 8-Stufen bzw. *3-Bit Hologramm*. Hologramme mit nur zwei verschiedenen Stufen bzw. *2-Bit Hologramme* (binäre Hologramme) sind natürlich am einfachsten herzustellen und sind daher von besonderer Bedeutung. Wir werden später zeigen, dass sich mit Bakteriorhodopsin-Filmen beschichtete Glassubstrate und spezielle transparente Folien ganz gut für die Aufzeichnung CGH's und vor allem 2-Bit Hologrammen eignen.

## **4.2 Berechnungsverfahren computergenerierter Hologramme**

Mit Hilfe der Beugungstheorie wird die räumliche Beeinflussung der Ausbreitung vom Licht durch die Materie beschrieben. Diese Beugungstheorie lässt sich bei der Berechnung von computergenerierter Hologrammen CGH's bzw. diffraktiver optische Elemente DOE's einsetzen. Je nachdem ob man die elektrischen und magnetischen Wellenfelder des Lichtes als Vektor- oder Skalargrößen betrachtet, unterscheidet man zwischen zwei verschiedene Beugungstheorien. Die erste ist eine *vektorielle Beugungstheorie* „*vector diffraction theory*“ oder auch *rigorose Beugungstheorie* „*rigorous diffraction theory*“ genannt. Die zweite ist eine *skalare Beugungstheorie* „*scalar diffraction theory*“. Während die erst genannte Theorie bei der Berechnung von CGH's einsetzbar ist, deren Strukturen im Subwellenlängenbereich liegen, ist die zweite Theorie einsetzbar bei CGH's mit Strukturen in Mikrometerbereich.

## **4.3 Rigorose Beugungstheorie**

Die vektorielle (bzw. rigorose) Beugungstheorie beruht auf der elektromagnetischen Maxwell- Theorie [64] [65]. Der vektorielle Charakter des Lichts ist dabei berücksichtigt. Um mit dieser Theorie die Beugungserscheinungen beschreiben zu können, sollte man die Maxwell'schen Gleichungen exakt lösen.

$$\nabla \times \vec{E} = -\mathbf{m} \cdot \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}; \quad E(r, t) = \Re\{E(r) \cdot \exp(-j\mathbf{w}t)\} \quad (4.1.1)$$

$$\nabla \times \vec{H} = \mathbf{e} \cdot \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}; \quad H(r, t) = \Re\{E(r) \cdot \exp(-j\mathbf{w}t)\} \quad (4.1.2)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{e}\vec{E} = 0; \quad (4.1.3)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{m}\vec{H} = 0; \quad (4.1.4)$$

Hierbei bezeichnen  $E(r, t)$  und  $H(r, t)$  die zeitharmonischen elektromagnetischen Felder mit einer Frequenz  $\mathbf{w}$  und  $\mathbf{m}_0$  und  $\mathbf{e}_0$  die Permeabilitäts- und Permittivitätskonstante.

Von den Maxwell'schen Gleichungen können die Wellengleichungen für das elektrische und magnetische Feld hergeleitet werden

$$\nabla^2 \vec{E} - \frac{n^2}{c^2} \cdot \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0; \quad n = \left( \frac{\mathbf{e}}{\mathbf{e}_0} \right)^{1/2}; c = \frac{1}{\sqrt{\mathbf{m}_0 \mathbf{e}_0}} \quad (4.2.1)$$

$$\nabla^2 \vec{H} - \frac{n^2}{c^2} \cdot \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2} = 0; \quad (4.2.2)$$

Die exakte Lösung des Beugungsproblems und infolgedessen die Berechnung von CGH's lassen sich unter Berücksichtigung des fundamentalen vektoriellen Charakters der Lichtes nur durch komplexe analytische Berechnungen der Wellengleichungen durchführen. Damit ist mit dieser Theorie ein ziemlicher Rechenaufwand verbunden.

Zu den rigorosen Beugungstheorien zählt das numerische Berechnungsverfahren „*Rigorous Coupled-Wave Analysis*“ RCWA [66][67]. Mit einem solchen Verfahren lassen sich CGH's und DOE's mit Strukturen in Nanometerbereich berechnen und herstellen. Als Beispiel dafür sind hochfrequente Gitterstrukturen in der fachlichen Literatur in detaillierter Weise vorgestellt worden ([68] bis [78]). Solche hochfrequente Gitterstrukturen zeigen Eigenschaften, die für viele Anwendungen interessant sein können. Sie sind unter anderem dazu geeignet, Licht unter hohem Winkel abzulenken. Auf diesem Effekt basierend wurden kürzlich hochfrequente Gitter für Lichtfallen in Solarzellen [68] und als Ablenkelemente in Hochleistungslasersystemen [69] konzipiert und hergestellt. Weiterhin zeigen Gitter, deren Gitterperiode im Subwellenlängenbereich liegt, nur die nullte Beugungsordnung existiert (sog

*Zero-Order Gitter* „zero order grating“), sowie reflektionsmindernde Eigenschaften [70],[71]. Auf dieser Eigenschaft beruhend wurden kürzlich Oberflächen von Solarzellen [68] und Displays [73] mit solchen Gitterstrukturen entspiegelt. Da der Beugungswirkungsgrad eines solchen Gitters von der Wellenlänge sowie vom Winkel des einfallenden Lichtes abhängt, sind solche Gitterstrukturen auch für Anwendungen im Bereich des Fälschungsschutzes [74] interessant. Schließlich besitzen hochfrequente Gitterstrukturen eine starke Polarisationsabhängigkeit. Da die Wirkungsgrade und Phasen der an hochfrequenten Gitterstrukturen gebeugten Ordnungen von der Polarisation des einfallenden Lichtes abhängen, sind solche Elemente für den Einsatz als polarisationsoptische Elemente prädestiniert [75], [76], [77], [78].

Im Rahmen dieser Arbeit wurde auf die rigorosen Berechnungsverfahren komplett verzichtet, aus dem einfachen Grund, dass CGH's bzw. DOE's mit Strukturbreiten in Subwellenlängenbereich nur unter hohem Rechenaufwand, komplexen Schreibprozessen und passenden Hologrammedien (bezüglich der Dynamik) herstellen lassen.

#### **4.4 Skalaren Beugungstheorie**

Kirchhoff, Rayleigh und Sommerfeld konnten die Beugungstheorie in vielerlei Hinsicht vereinfachen. Indem sie zeigten, dass die rigorose Beugungstheorie durch eine einfache skalare Beugungstheorie ersetzt werden kann, wenn zum einen die beugenden Strukturen größer als die Wellenlänge des Lichtes sind, und zum anderen ein großer Abstand zwischen Hologramm- und Bildebene existiert. Peter et al. [79] geben als praktische Faustformel eine minimale Strukturbreite  $\Delta x \geq 10\lambda$  an, bei der die skalare Theorie noch ohne Bedenken verwendet werden kann. Für eine detaillierte Beschreibung der skalaren Beugungstheorie und ihrer Anwendungsbedingungen wird auf die Literatur [80] verwiesen. Trotz der Fülle der manchmal groben Annäherungen ist die skalare Beugungstheorie in fast allen Bereichen der Optik gut einsetzbar. In Mikrowellen Bereich konnte die Richtigkeit einer solchen Theorie bestätigt werden[81]. Selbst wenn die vektorielle Natur der elektromagnetischen Felder sich bemerkbar macht und daher nicht total ignoriert werden darf, ist eine vektorielle Verallgemeinerung dieser skalaren Theorie möglich und wurde erfolgreich von Kottler [82] durchgeführt. In der vorliegenden Arbeit wurden CGH's möglichst mit wenig Rechenaufwand und mit Hilfe der skalaren Beugungstheorie entworfen und berechnet.

Man spricht von einer skalaren Theorie, da lediglich noch ein Skalar (z.B.  $E_x$ ) zur vollständigen Beschreibung nötig ist. Aus dem skalaren Feld lassen sich dann alle anderen interessierenden Größen ermitteln. Man kann die Wellengleichungen (4.2) unter den oben genannten Betrachtungen folgendermaßen umformulieren:

$$\nabla^2 E - \frac{n^2}{c^2} \cdot \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = 0; \quad n = \left( \frac{\mathbf{e}}{\mathbf{e}_0} \right)^{1/2}; c = \frac{1}{\sqrt{\mathbf{m}_0 \mathbf{e}_0}} \quad (4.3.1)$$

$$\nabla^2 H - \frac{n^2}{c^2} \cdot \frac{\partial^2 H}{\partial t^2} = 0; \quad (4.3.2)$$

Kirchhoff hat sich darum bemüht, aus den qualitativen Aussagen des Hygens-Prinzips quantitative und exakte Lösungen für die Beugungstheorie zu formulieren und mit den Wellengleichungen (4.2.1) und (4.2.2) in Beziehung zu setzen. So konnte er mit Hilfe der Potentialtheorie aus der Mathematik und den Wellengleichungen (4.3.1) und (4.3.2) eine exakte und quantitative Formulierung der Beugungstheorie herleiten.

$$U_p = \frac{jkU_o e^{-j\omega t}}{4\mathbf{p}} \cdot \int_A \frac{e^{jk(r+r')}}{rr'} [\cos(\vec{n}, \vec{r}) - \cos(\vec{n}, \vec{r}')] dA \quad (4.4)$$

$U_p$  bezeichnet das skalare Feld  $E_x$  oder  $B_x$ . Der Term  $[\cos(\vec{n}, \vec{r}) - \cos(\vec{n}, \vec{r}')]$  wird als *obliquity factor* bezeichnet und kann in vielen praktischen Fällen (große Abstände) als 1 für die Vorwärtsstreuung angenommen werden (Für die Rückwärtsstreuung wird er dann 0).

Ein weiterer Unterschied – abgesehen vom obliquity factor- zum einfachen Hygens-Prinzip ist das Auftreten des Faktors  $j$ . Er bedeutet, dass die gebeugten Wellen um 90 Grad gegenüber den einfallenden Wellen phasenverschoben sind.

Die *Kirchhoff-Integral-Formel* (4.4) stellt das wichtigste Werkzeug einerseits für das Beugungsproblem im allgemeinen Fall andererseits speziell für die Berechnung der CGH's im Falle der skalaren Beugungstheorie dar. Ausgehend von dieser Formel werden Fresnel-, Fourier- und Fraunhofer-Beugung (resp. Nah-, Mittel- und Fernfeldbeugung) in eine für die computergenerierte Hologramme sinnvollen Form entwickelt.



Abhängig von den verschiedenen Beugungstypen ergeben sich entsprechend verschiedene Hologrammtypen. Wenn die Beziehung zwischen Objekt und Lichtwellenfront als Klassifikationskriterium für das Berechnungsverfahren betrachtet wird, kommen drei Hologrammtypen in Frage: Fresnel-, Fourier- und Fraunhoferhologramme, wobei man die Fraunhoferhologramme als Sonderfall der Fourierhologramme bezeichnen kann. Während Fresnelhologramme Nahfeldhologramme sind (d.h. der Abstand zw. Objekt und Hologramm klein ist), stellen Fourier- und Fraunhoferhologramme Mittel- und Fernfeldhologramme dar.

Fourierhologramme, also alle Hologramme bei denen durch Fourier-Transformation die Rekonstruktion eines gewünschten Objektes ermöglicht wird, spielen in der synthetischen Holographie eine wichtige Rolle.

## 4.5 Fourier Hologramme

Will man CGH's berechnen, so muss man zunächst die Beugung der Rekonstruktionswelle an der Hologrammstruktur mathematisch erfassen. Abb. 4.1 zeigt die der Rekonstruktion eines dünnen Hologramms zugrunde liegende Geometrie.

Der Prozess der Hologrammrekonstruktion gliedert sich in zwei Schritte:

- Wechselwirkung des einfallenden Lichtes mit dem Hologramm
- Ausbreitung des Lichtes von der Hologrammebene zur Bildebene

Um solche Arten von CGH's zu erzeugen, muss man die komplexe Amplitudenverteilung eines Hologramms in der Hologrammebene  $F_H(u, v)$  aus der komplexen Amplitudenverteilung des Objekts in der Objektebene  $f_o(u, v)$  durch eine Fourier-Transformation (Gleichung 4.5)

$$F_H(u, v) = \frac{1}{I \cdot f} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} f_o(x, y) \exp \left[ \frac{j \cdot 2\mathbf{p}}{I \cdot f} \cdot (u \cdot x + v \cdot y) \right] dx dy \quad (4.5)$$

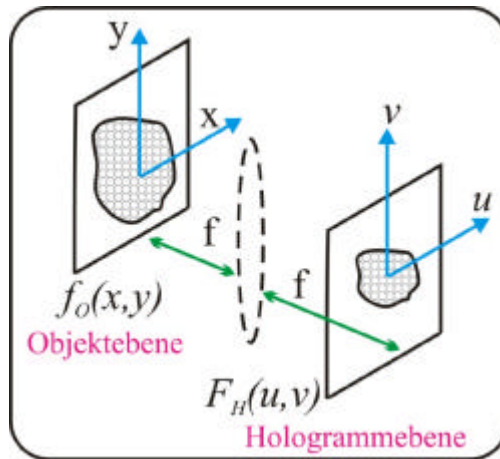


Abb. 4.1 Fourier Hologramme

berechnen. Dabei ist eine fiktive Linse mit unendlicher ausgedehnte Fläche und der Brennweite  $f$  zwischen Objekt und Hologramm zu betrachten. Die Anzahl der abgetasteten Punkte in der Hologrammebene  $(u, v)$  ergibt sich aus dem Ansatz des „Whittaker-Shannon sampling theorems“. Die lateralen Ausdehnungen des Objektes  $(L_x \times L_y)$  bestimmen das Spektrum und die Bandbreite des Hologramms. Wenn die Hologrammfläche durch  $(L_u \times L_v)$  definiert ist, ergibt sich für die minimale theoretische Anzahl der abgetasteten Punkte folgendes:

$$N_u = \frac{L_x \cdot L_u}{\lambda \cdot f} \quad (4.6.1)$$

$$N_v = \frac{L_y \cdot L_v}{\lambda \cdot f} \quad (4.6.2)$$

Und die minimale theoretische Hologrammauflösung lässt sich aus folgenden Gleichungen berechnen:

$$\Delta u = \frac{\lambda \cdot f}{L_x} \quad (4.7.1)$$

$$\Delta v = \frac{\lambda \cdot f}{L_y} \quad (4.7.2)$$

Diese berechneten Angaben der Anzahl der abgetasteten Punkte und der Auflösung stellen nur theoretische Werte dar. Die tatsächlichen später aufzuzeichnenden Pixel und die experimentelle Auflösung der CGH's lassen sich nur durch die Kodierungs-, Quantizierungs- und Herstellungsverfahren bestimmen.

Um aber eine gute Rekonstruktion der CGH's zu erhalten, ist eine gewisse minimale Speicherkapazität des Hologramms zu fordern. Üblicherweise verwendet man bei konventionellen und computergenerierten Hologrammen zur Beschreibung von Speicherkapazitäten das *Orts-Bandbreiten-Produkt* (*Space-Bandwidth-Product*(*SBP*)). Es gibt direkt die Anzahl der aufzuzeichnenden Punkte bzw. Photopigmente eines Hologrammediums an. Über die Dynamik des Aufzeichnungsprozesses (verschiedene Graustufen oder binäre Aufzeichnung) wird keine Aussage getroffen. Das SBP ist das Produkt aus Auflösung und Hologrammfläche. Unterschiedliche Hologrammtypen benötigen unterschiedliche Speicherkapazitäten und haben unterschiedliche SBPs.

## 4.6 Fresnel Hologramme

Mit dem in Abbildung 4.2 dargestellt Aufbau werden *Fresnel-Hologramme* aufgenommen. Zu ihrer Rekonstruktion in endlicher Entfernung sind keine weiteren Hilfsmittel (keine Linse) nötig. Hologramm und Objekt sind nicht mehr durch die einfache Fourier Transformation der Gleichung (4.5) miteinander verbunden. Die komplexe Amplitudenverteilung  $F_H(u,v)$  eines

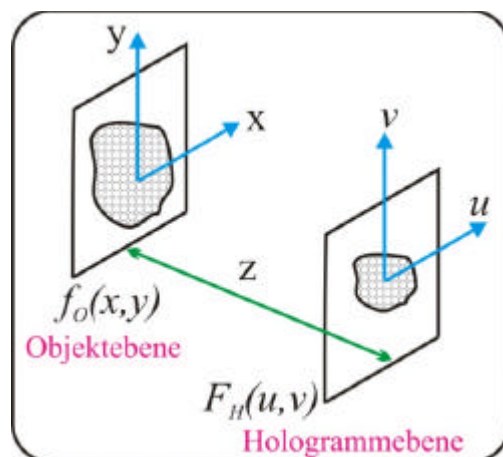


Abb. 4.2 Fresnel Hologramme

Fresnel-Hologramms in der Hologrammebene lässt sich nun aus der komplexen Amplitudenverteilung  $f_o(u, v)$  des Objekts in der Objektebene durch eine etwas kompliziertere *Fresnel-Transformation* (Gleichung 4.8) berechnen.

$$F_H(u, v) = e^{j \frac{p}{I \cdot z} (u^2 + v^2)} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} f_o(x, y) \cdot e^{j \frac{p}{I \cdot z} (x^2 + y^2)} \exp \left[ \frac{-j \cdot 2p}{I \cdot f} \cdot (u \cdot x + v \cdot y) \right] dx dy \quad (4.8)$$

Für die minimale theoretische Anzahl der abgetasteten Punkte gilt folgendes:

$$N_u = \frac{L_u \cdot (L_u + L_x)}{I \cdot z} \quad (4.9.1)$$

$$N_v = \frac{L_v \cdot (L_v + L_y)}{I \cdot f} \quad (4.9.2)$$

Und die minimale theoretische Hologrammauflösung lässt sich aus folgenden Gleichungen berechnen:

$$\Delta u = \frac{I \cdot z}{L_u + L_x} \quad (4.10.1)$$

$$\Delta v = \frac{I \cdot z}{L_v + L_y} \quad (4.10.2)$$

Bei Betrachtung der Gleichungen (4.6) und (4.9), stellt man fest, dass die theoretische Anzahl der abgetasteten Punkte der Fresnel-Hologramme größer ist als die der Fourier-Hologramme. Aus diesem Grund haben Fourier-Hologramme einige Vorteile gegenüber Fresnel-Hologrammen und werden in der fachlichen Literatur am meisten benutzt.

- Der Pixelabstand des Fourier-Hologramms spielt anders als beim Fresnel-Hologramm keine entscheidende Rolle.
- Eine beliebige Größenskalierung des Rekonstruktionsbildes durch eine einfache Abbildungsoptik ist möglich.
- Lokalisierte Defekte stören nicht.
- Bessere Nutzung des Orts-Bandbreiten-Produkts.
- Etwas einfachere mathematische Berechnung bzw. Handhabung (vergleich. (4.5) und (4.8)).

## 4.7 Diskretisierungsverfahren

Unsere bisherige Beschreibung des Beugungsproblems durch die Integralen-Gleichungen (4.5) und (4.8) der Fourier- bzw. Fresnel-Transformation war kontinuierlich. Sowohl in der Eingangs- als auch in der Ausgangsebene der Fourier- bzw. Fresnel-Transformation gab es unendlich viele Punkte bzw. Werte. In der Praxis wird nur eine endliche Anzahl von Punkten betrachtet und innerhalb eines Computers verarbeitet.

Die Gleichung (4.5) und (4.8) lassen sich mit Hilfe von den Gleichungen (4.6), (4.7), (4.9) und (4.10) in diskrete Form umwandeln. Als Beispiel, die Fourier-Intergrale der Gleichung (4.5) lässt sich in diskrete Form folgendermaßen umschreiben:

$$F_H(p\Delta u, q\Delta v) = \sum_{m=0}^{N_u-1} \sum_{n=0}^{N_v-1} f_o(m\Delta x, n\Delta y) \cdot \exp \left[ j2\mathbf{p} \cdot \left( \frac{pm}{N_u} + \frac{qn}{N_v} \right) \right] \quad (4.11)$$

wobei

$$f_o(m\Delta x, n\Delta y) = |a_{mn}| \cdot \exp(j\mathbf{j}_{mn}); \quad (4.12)$$

Solche Transformationen werden in der Fachliteratur diskrete Fourier Transformation „*discrete Fourier transform*“ (DFT) genannt. Die DFT kann mit Hilfe einen schnellen Berechnungsverfahren dem so genannten „*Fast fourier transform Algorithm*“ (FFT) berechnet werden. Für insgesamt  $N_x \times N_y$  abgetasteten Punkte werden  $N_x \times N_y \log_2(N_x \times N_y)$  komplexe Multiplikationen und Additionen bei diesem Algorithmus (FFT) durchgeführt. Das Berechnungsverfahren wird schneller, wenn für die Werte von  $N_x$  und  $N_y$  Zweierpotenzen ganzer Zahlen gewählt werden.

Die Stützstellen, auf denen die berechneten Punkte liegen sind in äquidistanten Abstand  $\Delta x$  bzw.  $\Delta y$  zueinander. Es gibt aber neue Methoden, die nicht nach einem uniformen Abtast-Verfahren funktionieren[83].

## 4.8 Analytische Methode

Als analytische Verfahren werden hier alle Berechnungsverfahren bezeichnet, die ohne das zufallsgesteuerte iterative Suchen einer Lösung auskommen. Die Lösungen werden aus geometrisch-optischen Überlegungen bzw. durch Analogien mit refraktiven Systemen gewonnen und sind eindeutig bestimmbar.

### 4.8.1 Ray-tracing-Methode

Bei analytischen Methoden erfolgen die Berechnungen von diffraktiven optischen Elementen (DOE's) durch die „geometrische Optik“. Eine zur Berechnung von DOE's einfache analytische Methode ist die „Ray-tracing-Methode“.

Bei dieser Methode geht man davon aus, dass vor dem Hologramm die Intensitäts- und/oder Phasenverteilungen  $I_{in}$  resp.  $\Phi_{in}$  bekannt sind. Trifft der Strahl auf das Hologramm, das durch eine Hologrammfunktion beschrieben wird, so entstehen durch Beugungserscheinungen neue Intensitäts- und Phasenverteilungen ( $I_{out}$  resp.  $\Phi_{out}$ ). Setzt man eine bestimmten Intensitäts- oder Phasenverteilung als gewünschtes Ziel fest, dann besteht die Hauptaufgabe dieser analytische Methode in der Berechnung einer geeigneten Hologrammfunktion ( $\Phi_H$ ), die das Ziel erfüllen kann. Das Ziel könnte z.B., die Erhaltung einer bestimmten Intensitätsverteilung oder einer bestimmten Phasenverteilung (siehe Abb.4.3)

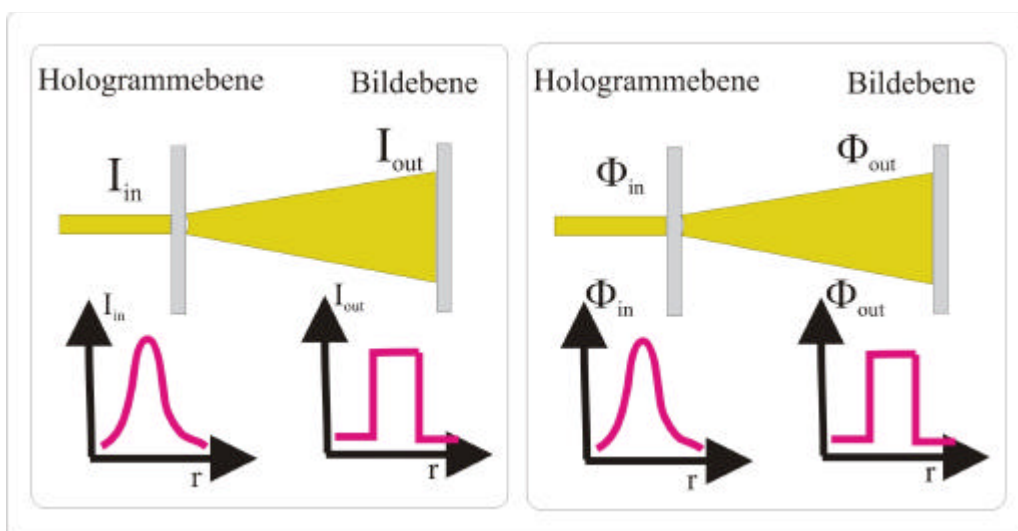


Abb. 4.3 Hologramme Transformationen

Unter Voraussetzung der Kirchhoff-Näherung kann die Wirkung des Hologramms auf den Laserstrahl einfach als Addition von Hologrammphase  $\Phi_H$  und Strahlphase  $\Phi_{in}$ , aufgefasst werden.

Es ergibt sich folgendes:

$$\Phi_{out} = \Phi_H + \Phi_{in} \quad (4.13)$$

Daraus lässt sich  $\Phi_H$  als Differenz von  $\Phi_{out}$  und  $\Phi_{in}$  berechnen [84]

$$\Phi_H = \Phi_{out} - \Phi_{in} \quad (4.14)$$

Unter Einführung der Wellenvektoren  $K_{in}(K_{x,in}, K_{y,in})$  und  $K_{out}(K_{x,out}, K_{y,out})$  lässt sich die Gleichung (4.14) umschreiben zu [85], [86]

$$\frac{\partial \Phi_H}{\partial x} = k_{x,out} - k_{x,in}; \text{ und } \frac{\partial \Phi_H}{\partial y} = k_{y,out} - k_{y,in}; \quad (4.15)$$

Diese Gleichungen gelten nur für die erste Beugungsordnung (m=1). Generell gilt:

$$m * (\vec{\nabla}_{\perp} \Phi_H) = \vec{k}_{out} - \vec{k}_{in} \quad (4.16)$$

#### 4.8.2 „Y-Nu Ray-tracing-Methode“

Als Spezialfall der Ray-tracing-Methode gilt die so genannte „Y-Nu Ray-tracing-Methode“ [87], [88]. Sie basiert sich auf der Tatsache, dass in der geometrischen Optik, der Strahl nur durch zwei wichtige Parameter beschrieben ist. Nämlich, die Höhe  $y$  (zur optischen Achse) und der Winkel Nu ( $\mathbf{n}$ ). (Abb.4.4)

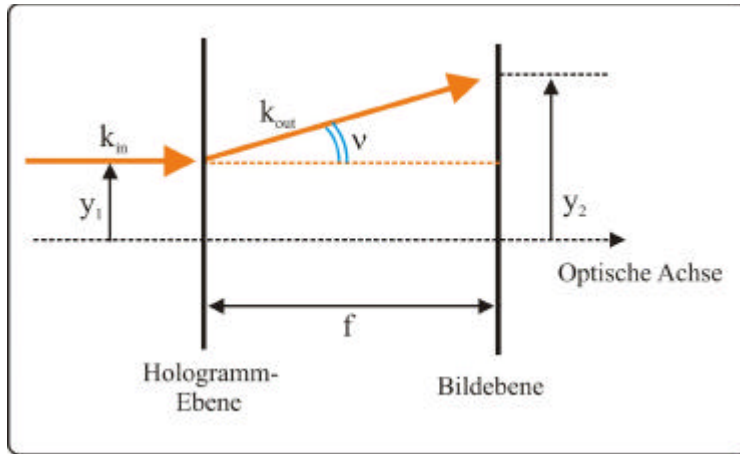


Abb. 4.4 Ray-Tracing-Methode

Paraxiale Näherung:

$$\sin(\mathbf{n}) = \tan(\mathbf{n}) = \mathbf{n}; \quad (4.17.1)$$

$$\sin(\mathbf{n}) = \frac{d\mathbf{y}}{\sqrt{f^2 + d\mathbf{y}^2}} = \frac{y_2 - y_1}{\sqrt{f^2 + (y_2 - y_1)^2}}; \text{ wobei } \vec{\nabla}_\perp = \left( \frac{\partial}{\partial x_1}, \frac{\partial}{\partial y_1} \right) \quad (4.17.2)$$

Betrachtet man die Y-Nu-Ray-tracing in dreidimensionalen Fall und unter Berücksichtigung der vorher eingeführten Wellenfrontänderung  $k_{out} - k_{in}$ , lässt sich die folgende Gleichung ableiten [89].

$$\vec{\nabla}_\perp \Phi_H(\vec{r}) \approx \frac{\vec{r}_2(\vec{r}_1) - \vec{r}_1}{f} \quad (4.18)$$

$\Phi_H$  ist der optische Lichtweg oder das so genannte Eikonal. Die Gleichung (4.18) ist eine wichtige Formel für die Berechnung von CGH's bzw. DOE's. Viele wichtige Beispiele lassen sich damit analytisch integrieren. Das Hauptproblem besteht nun in der Berechnung von der geeigneten Koordinatentransformation  $r_2(r_1)$ . Diese lässt sich aus dem Energieerhaltungssatz und einfachen geometrischen Überlegungen erhalten.

Die Gleichungen (4.17) folgen aus der Geometrie von Abb. 4.4 und der Tatsache, dass das Eikonal den optischen Lichtweg beschreibt und somit der Eikonalgleichung [89]



$$\left| \vec{\nabla}_{\perp} \Phi_H \right|^2 = n^2; \text{ wobei für das Medium Luft } n = 1 \text{ gilt.} \quad (4.19)$$

Die Eikonalgleichung lässt sich aus der Helmholtz'schen Gleichung ableiten

$$\left( \vec{\nabla}_{\perp} \Phi_H \right)^2 - \frac{n^2}{c^2} \cdot \frac{\partial^2 \Phi_H}{\partial t^2} = 0 \quad (4.20)$$

Rund um die Punkte  $r_1$  und  $r_2$  betrachtet man zwei infinitesimale Flächenelemente  $dx_1 \cdot dy_1$  und  $dx_2 \cdot dy_2$ . Innerhalb dieser sollen die Intensitäten  $I_{H1}(r_1)$  und  $I_{H2}(r_2)$  konstant sein. Aus dem Energieerhaltungssatz ergibt sich folgendes [90], [91]:

$$I_{H1}(\vec{r}_1) = I_{H2}(\vec{r}_2(\vec{r}_1)) \cdot \det \left( \frac{\partial \vec{r}_2}{\partial \vec{r}_1} \right) \quad (4.21)$$

Die bei der Integration auftretende Integrationskonstante bestimmt man aus der Forderung der globalen Energieerhaltung:

$$\int_{H1} (I_{H1}(\vec{r}_1)) \cdot dx_1 \cdot dy_1 = \int_{H2} (I_{H2}(\vec{r}_2(\vec{r}_1))) \cdot dx_2 \cdot dy_2 \quad (4.22)$$

### 4.8.3 Berechnung elementarer Hologrammfunktionen

Die Formel (4.18) stellt der Ausgangspunkt für die analytische Berechnung von CGH's bzw. DOE's. Mit Hilfe dieser Formel und unter der Berücksichtigung der Energieerhaltung (4.22) können Problemstellungen wie z.B. bei der Umwandlung eines Gauss-Profiles in ein homogen ausgeleuchtetes rechteckiges oder kreisförmiges Profil gelöst werden.

#### 4.8.3.1 Umwandlung eines Gausstrahls in einen rechteckförmigen Strahl

Als Eingangsintensität nimmt man eine Gauß'sche Funktion, definiert über ein Rechteck, an. Danach setzt man als Ziel eine konstante Funktion als Ausgangsintensitätsverteilung voraus.

$$I(x_1, y_1) = \exp\left[-2 \frac{x_1^2 + y_1^2}{\mathbf{s}^2}\right] \quad (4.23.1)$$

$$I(x_2, y_2) = \text{konstant} \quad (4.23.2)$$

Unter Verwendung der beiden Formeln (4.23.1) und (4.23.2) und mit Hilfe der Gleichungen (4.18), (4.21) und (4.22) des vorherigen Abschnitts, kann man zeigen, dass die Hologrammfunktionen, die eine Umwandlung einer Gauß'schen Verteilung in eine „Flat-top-beam“-Verteilung erlauben, wie folgt beschrieben werden können. [92], [93]

$$\Phi(x_1) = \frac{ka}{fA_x} \left[ x_1 \cdot \operatorname{erf}\left(\frac{x_1 \sqrt{2}}{\mathbf{s}}\right) - \frac{\mathbf{s}}{\sqrt{2p}} \cdot \left(1 - \exp\left(\frac{-2x_1^2}{\mathbf{s}^2}\right)\right) \right] \quad (4.24.1)$$

$$\Phi(y_1) = \frac{kb}{fA_y} \left[ y_1 \cdot \operatorname{erf}\left(\frac{y_1 \sqrt{2}}{\mathbf{s}}\right) - \frac{\mathbf{s}}{\sqrt{2p}} \cdot \left(1 - \exp\left(\frac{-2y_1^2}{\mathbf{s}^2}\right)\right) \right] \quad (4.24.2)$$

$$\operatorname{erf}(t) = \frac{2}{\sqrt{p}} \cdot \int_0^t \exp(-s^2) \cdot ds; \text{ wobei } A_x = A_y = \operatorname{erf}\left(\frac{2A\sqrt{2}}{\mathbf{s}}\right) \quad (4.24.3)$$

Bei einer separaten Problemstellung wo die beiden Variablen  $x$  und  $y$  total unabhängig voneinander sind, lassen sich die entsprechenden Phasenfunktionen (4.24.1) und (4.24.2) einfach summieren und es gilt folgendes:

$$\Phi(x_1, y_1) = \Phi(x_1) + \Phi(y_1) \quad (4.25)$$

#### 4.8.3.2 Umwandlung eines Gausstrahls in einen kreisförmigen Strahl

Das Prinzip der Berechnung ist dasselbe wie für das Rechteck-Problem, nur ist die Symmetrie hier ganz anders. Die Gleichungen (4.23.1) und (4.23.2) werden ersetzt durch

$$I(r) = \exp\left(-2 \cdot \frac{r_1^2}{\mathbf{s}^2}\right) \quad (4.26.1)$$

$$I(r_2) = \text{konstant} \quad (4.26.2)$$

Unter Benutzung der Gleichungen (4.26.1), (4.26.2), (4.18), (4.21) und (4.22) lässt sich die Phasenfunktion  $\mathbf{j}(r_1)$  des Hologramms ableiten. Es folgen daraus folgende Ergebnisse [92], [94]

$$\mathbf{j}(r_1) = -\frac{r_1^2}{f} + \Phi(r_1) \quad (4.27.1)$$

$$\Phi(r_1) = \int \frac{r_2(r_1)}{f} \cdot dr_1 \quad (4.27.2)$$

$$r_2(r_1) = \left( \frac{\mathbf{s}^2}{2 \cdot J} \right) \cdot \left[ \left[ 1 - \exp - \left( \frac{2 \cdot r_1^2}{\mathbf{s}^2} \right) \right] \right]^{1/2} \quad (4.27.3)$$

$$J = \frac{r_1^2}{2 \cdot r_2^2} \cdot \left[ \left[ 1 - \exp - \left( \frac{2 \cdot r_1^2}{\mathbf{s}^2} \right) \right] \right]^{1/2} \quad (4.27.4)$$

Bei Fourier- bzw. Fraunhoferhologrammen muss noch eine Linse der Brennweite  $f$  zwischen Objekt und Hologramm betrachtet werden. Aus diesem Grund wird der Phasenterm einer Kugelwelle (Linsenterm) noch zu  $\Phi(x_1, y_1)$  bzw  $\mathbf{j}(r_1)$  addiert werden. Schließlich erhält man eine aperiodische Hologrammfunktion  $\Phi_T(x_1, y_1)$  bzw  $\mathbf{j}_T(r_1)$  die dafür sorgt, dass sich das gewünschte Muster (Rechteckig bzw. Kreisförmig) in vorgegebener Entfernung  $f$  hinter dem Hologramm rekonstruieren lässt. Dieser Linsenterm ist folgendermaßen gegeben [95]:

$$\mathbf{y}_L(x_1, y_1) = \frac{2\mathbf{p}}{l} \cdot \left( \sqrt{(x_1^2 + y_1^2)} + f^2 \right) \quad \text{für den rechteckigen Fall;} \quad (4.28.1)$$

$$\mathbf{y}_L(r_1) = \frac{2\mathbf{p}}{l} \cdot \left( \sqrt{r_1^2} + f^2 \right) \quad \text{für den kreisförmigen Fall} \quad (4.28.2)$$

Die gesamte Hologrammfunktion ist also die Summe von  $\Phi(x_1, y_1)$  bzw  $\mathbf{j}(r_1)$  und  $\mathbf{y}_L$

$$F_T(x_1, y_1) = F(x_1, y_1) + \mathbf{y}_L(x_1, y_1) \quad \text{für den Rechteckigen Fall;} \quad (4.29.1)$$

$$\mathbf{j}_T(r_1) = \mathbf{j}(r_1) + \mathbf{y}_L(r_1) \quad \text{für den kreisförmigen Fall;} \quad (4.29.2)$$

Damit lassen sich mit Hilfe der *ray-tracing-Methoden* je nach Wunsch gezielte Hologrammfunktionen berechnet werden, die die erforderlichen Strahlungsformungsaufgaben durchführen. Das Ergebnis solcher analytischen Berechnungen ist zunächst ein refraktives Element, welches durch eine nachträgliche Reduktion der Hologrammfunktion auf das

Intervall  $[0, 2\mathbf{p}]$  „Phase unwrapping“ zu einem diffraktiven Element transformiert werden kann. Daraus folgt eine entsprechende diffraktive Hologrammfunktion,  $\Phi_d(x_1, y_1)$  für den Fall der Transformation (Gauß-rechteck „Flat-top-beam“) und  $\mathbf{j}_d(r_1)$  für den Fall der Transformation (Gauß- kreisförmig „Flat-top-beam“) die folgendermaßen definiert sind:

Gauß-rechteck-Transformation

$$\Phi_d(x_1, y_1) = \Phi_T(x_1, y_1); \quad \text{Falls } \Phi_T(x_1, y_1) < 2\mathbf{p}; \quad (4.30.1)$$

$$\Phi_d(x_1, y_1) = \Phi_T(x_1, y_1) - n \cdot 2\mathbf{p}; \quad \text{Falls } \Phi_T(x_1, y_1) \geq 2\mathbf{p} \quad n = 1, 2, 3, \dots \text{ganzzahlig}; \quad (4.30.2)$$

Gauß- kreisförmig-Transformation

$$\mathbf{j}_d(r_1) = \mathbf{j}_T(r_1); \quad \text{Falls } \mathbf{j}_T(r_1) < 2\mathbf{p}; \quad (4.31.1)$$

$$\mathbf{j}_d(r_1) = \mathbf{j}_T(r_1) - n \cdot 2\mathbf{p}; \quad \text{Falls } \mathbf{j}_T(r_1) \geq 2\mathbf{p} \quad n = 1, 2, 3, \dots \text{ganzzahlig}; \quad (4.31.2)$$

## 4.9 Numerische Methoden

Die Problemstellung hierbei besteht darin, eine Phasenfunktion  $\mathbf{j}(x, y)$  zu finden, welche auf eine Wellenfunktion aufmoduliert, im Beugungsbild eine beliebige Intensitätsverteilung liefert. Diese gesuchte Phasenfunktion kann leicht aus mehreren zehntausend Punkten bestehen. Wegen der hohen Komplexität des Problems kann hier kein zufallsgesteuerter Algorithmus zur Anwendung kommen, wie z.B. beim Simulated Annealing.

### 4.9.1 Iterative-Fourier Transformation Algorithmus (IFTA)

Die Berechnung der Phasenfunktion kann mit Hilfe iterativer Fourieralgorithmen erfolgen, wie dies ursprünglich von Gerschberg und Saxton [96] im Zusammenhang mit den Phase-Retrieval Algorithmen vorgeschlagen wurde. Dort ist auch ein mathematischer Beweis dafür zu finden, dass der Algorithmus tatsächlich konvergiert. Bei dem Verfahren wird versucht, durch in Objekt- und zugehöriger Fourierebene vorgegebene (bzw. gemessene) Intensitätswerte die vollständige Information des Wellenfeldes zu gewinnen. Diese Methode

Wurde u. a. von Wyrowsky [97] [98] und Fienup [99] verbessert und ist unter dem Namen *Iterative Fourier Transform Algorithm* (IFTA) in der Literatur bekannt. Die Annahme hierbei ist, dass die Bildebene im Fernfeld liegt, d.h. die Bedingungen für Fourier bzw. Fraunhofer-Beugung erfüllt sind.

Der so eben angesprochene IFT-Algorithmus nimmt in dieser vorliegenden Arbeit eine zentrale Rolle nicht nur bei unseren numerischen Berechnungsverfahren von CGH's sondern auch in der Literatur ein. Aus diesem Grund wird hier näher darauf eingegangen.

Das Iterationsschema des Algorithmus IFTA zeigt Abb. 4.5 Man beginnt mit der Rekonstruktionsebene  $(u, v)$ , bei der man als Amplitude die gewünschte Intensitätsverteilung  $B_0$ , die Phase zunächst zufällig wählt  $\mathbf{j}$  (siehe Definition von  $\bar{F} = B_o \cdot F \cdot |F^{-1}|$  rechts unten). Danach transformiert man das Feld in die Hologrammebene  $(x, y)$  und passt sie dort vorgegebenen Zwangsbedingungen an. Als Randbedingungen sind die Intensität in der Hologrammebene d.h. die Intensität des Beleuchtungsstrahls  $A_0$  und die gewünschte Intensität  $B_0$  in der Bildebene vorgegeben. Typischerweise strebt man ein reines Phasenhologramm an. In diesem Fall wird die Amplitudeninformation stets ersetzt, wobei die Phase unverändert bleibt. Die Verteilung wird nun wieder in die Fourierebene transformiert. Es entsteht eine Rekonstruktionsverteilung, die wiederum nach Amplitude und Phase zerlegt werden kann. Man ersetzt die Amplitude wieder durch die eigentlich gewünschte, behält die Phase bei und der Prozess beginnt von neuem. Bei diesem Iterationszyklus wird zwischen Objekt- und Hologramm-Ebene hin- und zurück transformiert. Dies wird solange fortgeführt, bis ein Konvergenzkriterium bezüglich der Rekonstruktion des Bildes erreicht ist (d.h. bis bei einem Durchlauf keine Verbesserung der Rekonstruktionsqualität mehr erreicht werden kann). Dieser Kreislauf kann typischerweise 100- bis 1000-mal durchlaufen, bzw. so lange, bis eine bestimmte Fehlerschranke (z.B. die Standardabweichung von berechneter zu vorgegebener Intensität) unterschritten wird.

$$d^2_F = \frac{\int_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} \int_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} [|F(u, v)| - |B_o(u, v)|]^2 dudv}{\int_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} \int_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} B_o^2(u, v) dudv}; \quad (4.32.1)$$

$$d^2_W = \frac{\int_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} \int_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} [|W(x,y)| - |A_o(x,y)|]^2 dx dy}{\int_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} \int_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} B_o^2(x,y) dx dy}; \quad (4.32.2)$$

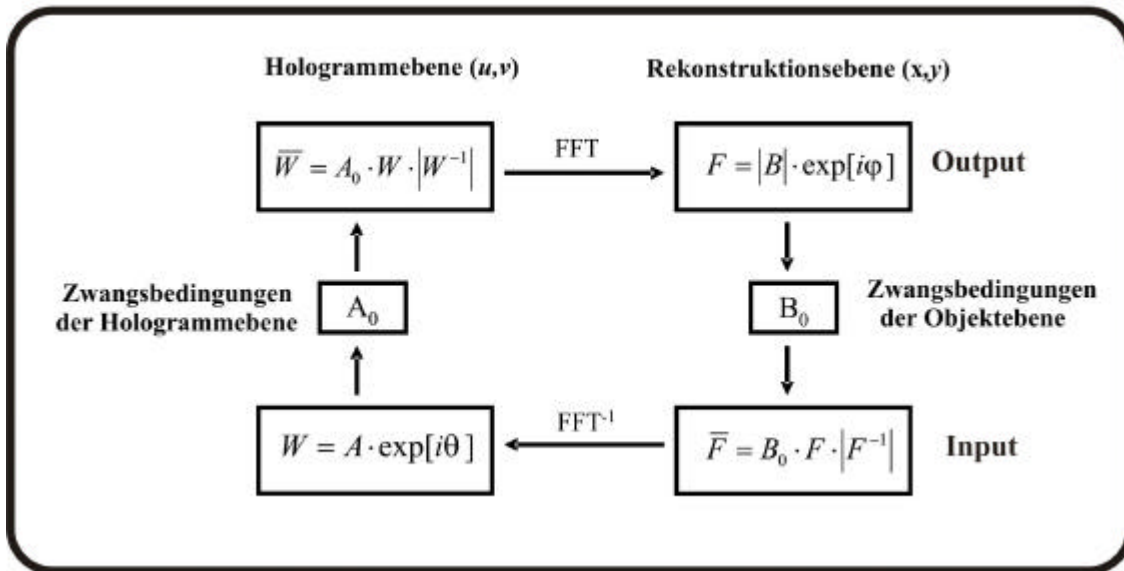


Abb. 4.5 Iterative Fourier Transformation Algorithmus

Die Anfangsphase  $j$  ist für die optische Qualität des späteren Elements maßgeblich. Reine Zufallsphasen führen zu Intensitätsmodulationen (Speckles) im Beugungsbild und beeinträchtigen die optische Qualität des CGHs stark. Es gibt Ansätze, um bessere Startphasen zu erzeugen, beispielsweise durch Glättung der zunächst zufälligen Startphase, d.h. der teilweisen Elimination von Phasensprüngen. Eine andere Möglichkeit ist die vorherige Anwendung eines anderen Berechnungsverfahrens und die Verwendung des Resultats als Startphase. Dennoch gelingt die Beseitigung der Speckles nie vollständig, was der entscheidende Nachteil dieses Verfahren ist.

Der IFT-Algorithmus ist sehr effizient und erlaubt es, große Datenmengen zu verarbeiten. Andererseits ist der Algorithmus sehr empfindlich auf Variation der Startwerte. Es ist sehr schwierig zu verhindern, dass der Prozess in einem lokalen Minimum der Gewinnfunktion stagniert. Globale Optimierungsmethoden hingegen hängen nicht von der Wahl der Startwerte ab und können so eingesetzt werden, dass Stagnation in lokalen Minima vermieden wird. Das Hauptproblem bei diesen Methoden ist jedoch der enorme Rechenaufwand. Ein Beispiel für

ein globales Optimierungsverfahren ist das im nächsten Abschnitt beschriebene Simulated Annealing.

## 4.9.2 Simulated Annealing

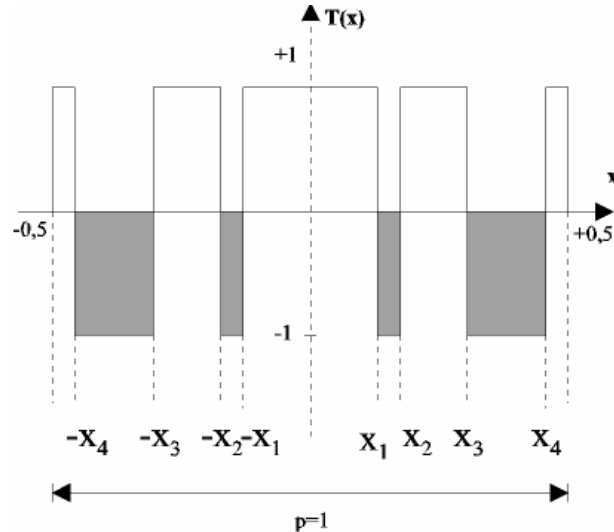
Eines der wichtigsten globalen Optimierungsverfahren ist das *Simulated Annealing* das zur Berechnung von Fan-out Elementen verwendet wurde. Dieser Algorithmus basiert auf einem physikalischen Modell der langsamen Abkühlung eines Systems, die es in den Zustand kleinster Energie (der Grundzustand entspricht dem Optimum) bringen soll. Dabei kann die thermische Energie das System auch in energetisch höhere Zustände bringen und damit aus einem lokalen Minimum heben, was die Stärke dieses Algorithmus ausmacht. Bei abnehmender Temperatur lässt diese Eigenschaft zunehmend nach und das System kommt in einem Minimum zur Ruhe, das in der Regel besser ist, als bei fast allen anderen Algorithmen, die leicht in einem lokalen Minimum konvergieren.

### 4.9.2.1 Fan out Elemente

Fan-Out Elemente spalten den einfallenden Strahl in eine Matrix von Beugungsordnungen gleicher Intensität auf und finden beispielsweise als Bildvervielfacher oder zur Beleuchtung von Modulatoren Anwendung. Die Beugungsordnungen werden durch die übergeordnete Gitterstruktur bestimmt, während die Strukturierung innerhalb einer Periode die Beugungseffizienz in den verschiedenen Ordnungen bestimmt. Sie können als binäre Dammann-Gitter, sowie als kontinuierliche Fan-Out Elemente hergestellt werden.

### 4.9.2.2 Dammann-Gitter

Das Dammann Gitter ist das älteste und das meist benutzte Fan out Element. Es ist ein binäres Beugungsgitter. Die Abbildung 4.6 zeigt eindimensionales Dammann Gitter. Einfachheit halber ist das Gitter nur für eine Periode ( $p=1$ ) dargestellt, wobei eine symmetrische Transmissionsfunktion angenommen wurde. Diese Transmissionsfunktion  $T(x)$  kann nur zwei Werte  $-1$  und  $+1$  annehmen. Die entsprechen resp.  $0$  und  $p$  als Phasenwerte. Das Phasenprofil ist durch die Übergangspunkte  $x_1, x_2, x_3$ , und  $x_4$  charakterisiert. Diese Punkte werden im Entwurf des Dammann-Gitters definiert: Sie hängen mit der Effizienz und der Uniformität der verschiedenen Beugungsordnung zusammen. Die



**Abb. 4.6** Transmissionsfunktion eines eindimensionalen Damman Gitters (Periode  $p=1$ )

Transmissionsfunktion ist für  $N$  Beugungsordnungen folgendermaßen definiert [100] [101] [102]:

$$T(x) = \sum_{n=0}^N (-1)^n \operatorname{rect}\left(\frac{x - (x_{n+1} + x_n)/2}{x_{n+1} - x_n}\right) \quad (4.33)$$

Dabei ist  $\operatorname{rect}$  so definiert :  $\operatorname{rect}(x) = 1$ , falls  $|x| < 1/2$   
 $\operatorname{rect}(x) = 0$ , falls  $|x| \geq 1/2$  (4.34)

Die Amplituden der gebeugten Strahlen ergeben sich aus der Fouriertransformation der Formel (4.33).

$$t_o = 2 \cdot \sum_{n=0}^N (-1)^n \cdot (x_{n+1} - x_n) \quad (4.35)$$

$$t_m = \frac{1}{p \cdot m} \cdot \sum_{n=0}^N (-1)^n \cdot [\sin(2 \cdot p \cdot m \cdot x_{n+1}) - \sin(2 \cdot p \cdot m \cdot x_n)] \quad (4.36)$$

Da die Transmissionsfunktion als symmetrisch angenommen wurde, haben die negativen und positiven Beugungsordnungen die gleiche Zahl  $N$ , daraus ergeben sich für  $N$  Übergangspunkte  $2N+1$  Beugungsordnungen ( $-N, \dots, -1, 0, 1, \dots, N$ ). Durch Optimierung der



Amplituden mit einem Simulated Annealing Verfahren ist ein hoher Beugungswirkungsgrad und eine hohe Uniformität durch geeignete Wahl von Testfunktionen möglich. Die Beugungseffizienz ist durch das Verhältnis des gebeugten zum einfallenden Licht gegeben und durch folgende Formel definiert:

$$\mathbf{h} = |t_0|^2 + 2 \cdot \sum_{m=1}^N |t_m|^2 \quad (4.37)$$

## 5. Kodierungsverfahren von CGH's

Im vorangegangenen Kapitel wurde ein kurzer Überblick über mögliche theoretische Modelle und Ansätze, die bei der Berechnung von den verschiedenen CGH's eingesetzt werden, gesprochen. Da diese nun beschrieben worden sind, wird es in den nächsten Arbeitsschritten bei der Erstellung von CGH's um die Frage gehen: wie speichert man die Information eines Wellenfeldes, die z.B. als numerischer Datensatz vorliegt, in einer Hologrammtransparenz? Später sollte mit Hilfe dieser Hologrammtransparenz eine möglichst ungestörte optische Rekonstruktion des ursprünglichen Wellenfeldes möglich sein. Um diese Frage zu beantworten wurden seit der Frühzeit der Computerholographie verschiedene Kodierungsverfahren vorgeschlagen und untersucht. Am Anfang der computergenerierten Holographie wurden zwar Verfahren von der konventionellen optischen Holographie einfach eins zu eins übertragen und nachgemacht. Heutzutage dagegen gilt die computergenerierte Holographie als eine selbständige und umfangreiche Disziplin in der Optik und Informationsverarbeitung. In der Tat, es sind immer mehr neue selbständige Ideen und Kodierungsverfahren aufgetaucht, die mit der konventionellen optischen Holographie wenig zu tun haben.

### 5.1 Optische Kodierungsverfahren

Wie schon im vorangegangenen Kapitel erwähnt wurde, basiert die optische Holographie auf der Tatsache, dass die gesamte optische Information eines Objektes  $|O(u, v)| \cdot \exp^{j(\Phi^o(u, v))}$  (Amplitude und Phase) mit Hilfe eine Trägerwelle  $|R(u, v)| \cdot \exp^{j(\Phi^r(u, v))}$  aufmoduliert und auf ein spezielles Filmmaterial dauerhaft aufgezeichnet wird. Das optische Kodierungsverfahren kann durch die Gleichung beschrieben werden.

$$I(u, v) \approx |R(u, v)|^2 + |O(u, v)|^2 + 2 \cdot |R(u, v)| \cdot |O(u, v)| \cdot \cos\{\Phi^o(u, v) - \Phi^r(u, v)\} \quad (5.1)$$

Vom physikalischen Standpunkt aus ist die Gleichung (5.1) deshalb so interessant, weil die gesamte Information über das Objektwellenfeld, d.h. Amplitude und Phase, in einer reellen und positiven Funktion gespeichert ist. Man spricht daher von „*kodierten Wellenfronten*“. Das Auslesen des Hologramms kann als Dekodierung der gespeicherten Information aufgefasst

werden. Interferometrisch Aufgenommene Hologramme benutzen immer eine durch Interferenz entstandene Intensitätsverteilung nach Gleichung (5.1) zur Aufzeichnung, unabhängig davon, ob ein Amplituden-, Phasen- oder Volumenhologramm entsteht. Eine andere Art interferometrischer Wellenfrontkodierung ist nicht bekannt.

## 5.2 CGH- mit indirekter Wellenfrontaufzeichnung

In der Anfangszeit der computergenerierten Holographie hat man einfach in inspirativer Weise die optische Wellenfrontkodierung nach Gleichung (5.1) mit dem Computer simuliert und das daraus resultierende Interferenzmuster später auf ein Hologrammedium übertragen. Dabei wurde die Gleichung (5.1) bereits als eine Form der Kodierung betrachtet. Die beiden ersten Summanden wurden nur als Störterme betrachtet. Sie wurden in den meisten Fällen konstant gesetzt (Bias-Term). Der dritte Summand wurde als der eigentliche informationstragende Interferenzterm betrachtet, der den Verlauf und die Form der Interferenzstreifen bestimmt. Der Verlauf der Interferenzmaxima lässt sich aus der Gleichung (5.1) ableiten, wobei nachfolgend die Referenzwelle als eine ebene Welle mit der Trägerfrequenz  $m_0$  gewählt wurde.

$$\Phi^0(u, v) - 2\mathbf{p} \cdot \mathbf{m}_0 \cdot u = 2\mathbf{p} \cdot \mathbf{m}; \quad (\mathbf{m} = 0, \pm 1, \dots); \quad (5.2)$$

Bei einer zusätzlichen Vernachlässigung der Amplitudenfunktion  $|O(u, v)|$  lässt sich der informationstragende Interferenzterm durch Vorzeichenprüfung der Gleichung (5.2) gewinnen. Abhängig nur vom Vorzeichen des Interferenzterms könnte die Information auf ein äquidistantes Punktraster gespeichert werden. Dabei wurden Hologrammpunkte je nach Vorzeichen geschwärzt oder transparent aufgezeichnet. Derartige binäre Amplitudenhologramme konnten in eine Frühzeit der computergenerierte Holographie zB. mit Hilfe von Laserdruckern, -scannern, etc. geschrieben und gegebenenfalls anschließend verkleinert werden.

Die indirekten Aufzeichnungsverfahren der CGH's lassen sich (wie schon im oberen Abschnitt beschrieben wurde) aus den konventionellen optischen Verfahren ableiten. Diese indirekten Aufzeichnungsverfahren lassen sich durch eine *Referenzwellen-* bzw. *Trägerwellenkodierung* charakterisieren. Die auf diese Art gewonnenen Hologramme werden

als *CGH's mit indirekter Wellenfrontaufzeichnung*, bzw. *CGH's mit Referenzwellenkodierung* genannt.

Im allgemeinen Fall könnte man bei der computergenerierten Holographie die folgende Aufgabe zum Ziel setzen:

Es soll die gewünschte Wellenfrontänderung, die durch die komplexe Signalfunktion  $f(u, v)$  in eine Hologrammfunktion  $H(u, v)$  kodiert, in einem Hologrammedium aufgezeichnet werden. D.h. die Amplitude und /oder Phase der geforderten Signalfunktion  $f(u, v)$  werden in eine Amplitude und/oder Phase der Hologrammfunktion  $H(u, v)$  umgesetzt. Die Aufgabeumsetzung der Signalfunktion in eine Hologrammfunktion kann durch die folgende Gleichung beschrieben werden:

$$H(u, v) = F[f(x, y)]$$

Wobei die Funktion  $F$  drückt die Kodierungsvorschrift aus. Um die gewünschte Wellenfrontänderung  $f(u, v)$  zu erfüllen brauchte man später eine physikalische Dekodierung, die sich z.B. mittels Ortsfrequenzfilterung durchführen lässt.

Beim oben genannten Beispiel der optischen Kodierung der Gleichung (5.1) kann die Funktion  $H(u, v)$  durch den Interferenzterm  $2|R(u, v)||O(u, v)|\cos\{\Phi^0(u, v) - \Phi^r(u, v)\}$  und die gewünschte Wellenfrontänderung  $f(u, v)$  durch die Objektfunktion  $O(u, v)$  beschrieben werden. Die Kodierungsvorschrift lässt sich als eine durch die Referenzwelle  $R(u, v)$  Aufmodulierung der Signalfunktion  $O(u, v)$  auffassen.

Prinzipiell lassen sich durch Anwendung solcher Kodiervverfahren folgende Hologrammtypen gewinnen:

1. Amplitudenhologramme (AH) mit „kosinusförmigen“ oder binären Grauwertprofilen, d.h. AH mit positiver reeller Transmission
2. Phasenhologramme (PH) mit analog wie bei (1) geformten Phasenprofilen (gebleichte AH); die Hologrammtransparenz ist mit Ausnahme des binären Phasenhologramms komplexwertig.

### 5.3 CGH- mit direkter Wellenfrontaufzeichnung

Es ist einer der großen Vorteile der computergenerierte Holographie, dass für die Umsetzung der Hologrammfunktion in eine Mikrostruktur eine Fülle verschiedener Kodierungsverfahren zur Verfügung stehen, man also nicht an Gleichung (5.1) gebunden ist. Bei der direkten Wellenfrontaufzeichnung z.B. benötigt man keine Referenzwelle. Solche Verfahren sind ausschließlich über die computergenerierte Holographie erreichbar. Hier ist die Hologrammfunktion bis auf herstellungsbedingte Einfluss-Faktoren (Sampling, Phasenquantisierung) mit der Objekt-Signalfunktion identisch.

Bei diesen Hologrammtypen wird einer Wellenfront die erforderliche Phasen- und Amplitudenmodulation direkt aufgeprägt, d.h. die Wellenfront, die das Hologramm verlässt, ist bis auf fertigungs- und berechnungsbedingte Einschränkungen mit der gewünschten (Objekt-) Signalfunktion identisch.

$$H(u,v) = f(u,v)$$

Die geforderten Phasen- und Amplitudenmodulation sind durch physikalische Effekte erreichbar: Absorption bzw. Transmission (evtl. wellenlängenselektiv), Polarisation und durch Änderung der Brechzahl oder Dicke des Hologrammediums.

Da zur Berechnung und Aufzeichnung keine Referenzwelle verwendet wird, beruhen diese Verfahren nicht auf dem ursprünglichen Prinzip der holographischen Wellenfront-Speicherung (Interferenz von Objekt- und Referenzwelle). Entsprechende optische Elemente lassen sich als Hologramme im weiteren Sinne auffassen. Daher sind für sie zum Teil auch andere Namen gebräuchlich: Optische Filter, Phasenplatten oder Kinoforms. Die Hologrammkodierung erfolgt bei solchen Elementen ohne Trägerwelle. Dadurch ergeben sich möglicherweise Erleichterungen für den Herstellungsprozess, da man sich das Einschreiben hochfrequenter Gitter erspart. Gleichzeitig wird eine Rekonstruktion auf der optische Achse ermöglicht („*on-axis-Rekonstruktion*“).

Direkte Kodierungsverfahren generieren keine Störterme (*Bias-Term*) wie in Gleichung (1.2), sondern hier erfolgt die Wellenfrontänderung auf direktem Wege. Da jedoch durch Quantisierungsfehler, Herstellungsfehler, sowie räumliche Rasterung der Hologrammfunktion

bei der Ausgabe höhere Beugungsordnungen auftreten, kann es auch bei direkter Wellenfrontkodierung sinnvoll sein, mit Trägerfrequenz und spatialer Filterung zur Dekodierung zu arbeiten

Mit solchen direkten Kodierungsverfahren werden die so genannten „*Kinoforms*“ erstellt. Die störende Absorption von Licht, die unter Umständen auch zur Erwärmung und Zerstörung des Hologramms führen kann, wird vermieden, da hier nur die Phasenfunktion  $\Phi^H(u,v)$  der Wellenfront aufgezeichnet wird, nicht die Amplitudenfunktion  $|H(u,v)|$ .

Ein weiterer Vertreter der direkten Kodierungsverfahren ist das so genannte „*Referenceless-On-axis-Complex-Hologram*“ *ROACH*-Kodierungsverfahren, bei dem beide Parameter Phase  $\Phi^H(u,v)$  und Amplitude  $|H(u,v)|$  gleichzeitig kodiert werden.

Die komplexe Amplitudentransmission solcher *ROACH*-Hologramme kann prinzipiell durch zwei getrennt voneinander hergestellte Masken realisiert werden, wobei die erste lichtabsorbierend und damit amplitudensteuernd wirkt, während die zweite transparente Maske die Phase der Welle beeinflusst. Beide Masken, korrekt zueinander positioniert, erzielen dann die geforderte Amplituden- und Phasenmodulation.

Derartige „Sandwich-Verfahren“ haben bisher keine anwendungstechnische Bedeutung erlangt. Die Genauigkeitsansprüche zur Herstellung und Positionierung der beiden Masken in Verbindung mit dem teilweise absorptiven Wirkungsprinzip des Hologramms machen dieses Verfahren relativ unattraktiv.

Das Problem der Maskenpositionierung wird bei dem so genannten „*ROACH-Verfahren*“ [103] umgegangen. In einen konventionellen Dreischichten-Film wird, z.B. unter Verwendung verschiedenfarbigen Laserlichts, die Amplitudenmodulation in die rotempfindliche Schicht, die Phasenmodulation in die blau/grüne Schicht selektiv eingeschrieben. Die Rekonstruktion erfolgt z.B. mit dem HeNe-Laser (633nm), wobei die Rotkomponente des Films amplitudensteuernd wirkt, die blau/grüne Komponente dagegen nur die Phase der Beleuchtungswelle beeinflusst. Als Ergebnis kriegt man mit diesem dreischichtigen Film eine austretende Lichtwelle, die Intensitäts- und Phasenmoduliert ist.

## 5.4 CGH- Kodierungsverfahren (allgemeine Formulierung)

Man kann das Hologrammkodierungsverfahren nicht immer (wie schon im Abschnitt (5.1) beim optischen Aufzeichnungsverfahren beschrieben wurde) als eine Aufzeichnung eines Interferenzmusters beschreiben, das durch die Interferenz zweier Wellenfronten entsteht. Noch allgemeiner z.B. im Fall der Fourier-Hologramme wäre, das Hologrammkodierungsverfahren gemäß der Situation der Abbildung 4.1 (Kapitel 4) zu betrachten. Dieses Verfahren ist ein weiterer Arbeitsschritt bei der Erstellung von CGH's, bei dem eine Funktion  $F_H(u,v)$ , die vornherein als inverse Fouriertransformierte von dem gewünschten Objektfunktion  $f_0(u,v)$  (bekannt) berechnet und als Hologrammfunktion  $H(u,v)$  umgesetzt werden soll. Die Umsetzung des berechneten Wellenfeldes  $F_H(u,v)$  zur einer Transmissionsfunktion des Hologramms  $H(u,v)$  kann durch die folgende Gleichung beschrieben werden

$$R(u,v) * H(u,v) = F_H(u,v)$$

wobei  $R(u,v)$  die komplexe Amplitudenfunktion des Rekonstruktionstrahls ist.  $H(u,v)$  bezeichnet den komplexen refraktiven Brechnungsindex des Hologrammediums. Mit der Auswahl einer planeren ebenen Welle  $R(u,v)=1$  beim Rekonstruktionsverfahren wird das Berechnungsverfahren ziemlich vereinfacht. Da die berechnete komplexe Amplitudenfunktion gleich den komplexen refraktiven Brechnungsindex des Hologramm-Materials ist.  $H(u,v) = F_H(u,v)$

Meistens ist es nicht praktisch, die Phasen- und Amplitudenwerte der komplexen Amplitudenfunktion  $F_H(u,v)$  gleichzeitig in eine Hologrammfunktion zu kodieren. Eine Ausnahme ist jedoch das schon erwähnte *ROACH-Kodierungsverfahren*, wo beide Parameter Phase und Amplitude gleichzeitig kodiert werden.

Die berechnete komplexe Amplitudenfunktion  $F_H(u,v)$  kann aufgrund ihres komplexen Charakters nicht direkt in eine Hologrammfunktion umgesetzt werden. Es ist nötig ein Kodierungsverfahren anzuwenden, um die komplexe Funktion in eine einfachere Darstellung zu transformieren (Blockdiagramm). Dabei muss das Kodierungsverfahren nicht immer wie

das schon durch die Gleichung (1.2) beschriebene Verfahren aussehen. Die computergenerierte Holographie bietet an dieser Stelle eine Fülle unterschiedlicher Kodierungsverfahren, auf die im Rahmen dieser Arbeit nicht in detaillierter Weise eingegangen werden kann. Jedoch können die zur Erstellung der computergenerierte Hologramme notwendigen Arbeitsschritte folgendermaßen beschrieben werden (siehe Abb.5.1).

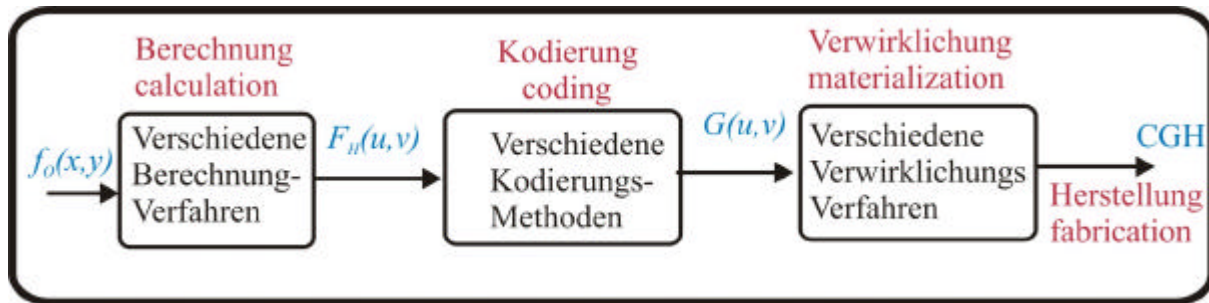


Abb. 5.1 Kodierungsverfahren der CGH's (allgemeine Formulierung)

Bei den meisten Kodierungsverfahren wird im Falle eines Amplitudenhologrammes nach einem reellen positiven Paar  $G_1(u) \rightarrow g_1(x)$  gesucht. Im Falle eines Phasenhologramms sucht man stattdessen nach einem komplexen Paar  $G_2(u) \rightarrow g_2(x)$ , das Werte innerhalb eines Einheitskreises besitzen muss. In beiden Fällen sollen das reelle positive und das komplexe Paar das alte Fourier-paar  $F_H(u) \rightarrow f_o(x)$  ohne Verletzung der Grenzbedingungen ( $\Delta G_i < \infty; \Delta g_i < \infty$ , wobei  $i = 1$  bzw.  $2$ ) ersetzen. Einfachheit halber wurde hier nur der eindimensionale Fall weiter betrachtet, die Verallgemeinerung auf den 2D-Fall kann ohne Probleme durchgeführt werden.

## 5.5 Freiheitskriterien der Kodierungsverfahren

Dieses soeben angesprochene Kodierungsverfahren wird unter Berücksichtigung der Grenzbedingungen und der Verwendung der folgenden Berechnungsfreiheitskriterien durchgeführt.

### (1) Amplitudenfreiheit außerhalb des Objekt-Fensters

Die gewünschte Intensitätsverteilung ist nur innerhalb des Objektes-Fensters bekannt gegeben. Außerhalb dieses Rahmens ist  $g_i(x), i := 1, \text{ bzw. } 2$  frei wählbar. Diese



Problemstellung trifft z.B. auf die Strahlformer zu. Bei diesen Elementen sind die Intensitätswerte außerhalb des Rahmens des Objektes ohne Belang und infolgedessen frei zu wählen. Solche Amplitudenfreiheit wird z.B. beim sog. „*coding by symmetrization*“ verwendet. (s.u. Amplitudenhologramme)

(2) Amplitudenfreiheit zw. den intermediären Punkten innerhalb des Objekt-Fensters

Diese Amplitudenfreiheit wird vor allem sehr nützlich sein, wenn die Intensitätsverteilung des Objekts diskret ist. Diese Problemstellung trifft z.B. auf die Vielfachstrahlteiler zu. Bei diesen sind normalerweise die Amplituden der Teilstrahlen bekannt sind. Die Räume zwischen den abgetasteten Punkten der Teilstrahlen sind aber unbekannt und können frei gewählt werden. Ihre richtigen Auswahl tragen zur optimalen Lösung des Kodierungsproblems bei.

(3) Phasenfreiheit innerhalb und außerhalb des Objekt-Fensters:

In den meisten Fällen ist die zu erzielende Intensitätsverteilung gegeben, die Phase der Objektwelle ist zunächst nicht näher spezifiziert, stellt also ein Freiheitsgrad für das zu synthetisierende CGH-Element dar. Diese Problemstellung trifft z.B. auf die Vielfachstrahlteiler zu. Bei diesen sind normalerweise die Phasen der Teilstrahlen ohne Belang. Ähnliche Probleme treten übrigens häufig in der Physik auf, denn bei fast allen Streuexperimenten kann nur die Streuintensität, jedoch nicht die Streuphase gemessen werden. Aus den Intensitäten lässt sich jedoch das eigentliche Streupotential nicht eindeutig bestimmen, so dass für viele Strukturuntersuchungen schwierige Modellrechnungen und immer wieder Vergleiche mit experimentellen Daten nötig sind (sog. *inverse source problems*).

Wird bei der Phasenfreiheit eine Zufallsphase (die sog. Difusorfunktion) gewählt, kann dies zu Speckle-Rauschen in der späteren Rekonstruktion führen. Die Abtastung des Objektes an wenigen Stellen z.B. an 1000 x 1000 Punkten (1000 x 1000 Punkte sind eine geringe Zahl verglichen mit den Orts-Bandbreite-Produkten interferometrischer Hologramme  $10^6$  bis  $10^9$ ) mit einer Zufallsphase wird dazu führen, dass das Rekonstruktionsmuster eine grobe Körnigkeit, eben das so genannte Speckle-Rauschen aufweist.

Die oben genannten verschiedenen Freiheitskriterien können entweder alle einzeln im Kodierungsverfahren oder alle drei zusammen angewendet werden. Alle drei

Freiheitskriterien in einem im Kodierungsverfahren angewendet, ist allerdings einfacher zu bewerkstelligen und liefert darüber hinaus bessere Ergebnisse.

### 5.5.1 Amplitudenhologramme

Als einfacher Ansatz für die Amplitudenhologramme wählt man an dieser Stelle die Funktion als folgendes:

$g_1(x) = f(x - x_o) + f^*(-(x + x_o))$  mit der Bedingung dass,  $g_1(x) = g_1^*(-x)$  unbedingt erfüllt sein muss (damit ist  $g_1(x)$  eine reelle Funktion). Das heißt an dieser Stelle wurde das Amplitudenfreiheitskriterium (1) (Addition von Zwillingsbildern „coding by symmetrization“) verwendet um die komplexe Funktion  $F_H(u, v)$  in eine reelle Funktion  $G_1(u, v)$  umzuwandeln. Um die beiden Bilder beim Rekonstruktionsverfahren räumlich zu trennen, müssen noch folgende Bedingungen erfüllt sein:

$$x_o \geq \frac{1}{2} \Delta x, \quad y_o \geq \frac{1}{2} \Delta y,$$

Mit diesen Bedingungen ergibt sich folgendes für die entsprechende reelle Funktion  $G_1(u)$ :

$G_1(u) = 2|F(u)| \cdot \cos[2\mathbf{p} \cdot \mathbf{u} \cdot x_o - \Phi(u)]$ . Dies entspricht die Überlagerung einer Referenzwelle mit der Objektwelle bei der optischen konventionellen Holographie. Um die Bedingung  $G_1(u, v) \geq 0$  zu erfüllen, muss noch eine konstante positive „Bias-Funktion“  $B(u)$  dazu addiert werden, daraus folgt

$$G_1(u) = 2|F(u)| \cdot \cos[2\mathbf{p} \cdot \mathbf{u} \cdot x_o - \Phi(u)] + B(u)$$

Unterschiedliche *bias functions* “ wurden von verschiedenen Autoren verwendet. z.B. bei Burch [Literatur] wurde  $B(u) = \max_u \{2|F(u)| \cdot \cos[2\mathbf{p} \cdot \mathbf{u} \cdot x_o - \Phi(u)]\} = const$ , während bei Huang und Prasada [Literatur]  $B(u) = 2|F(u)|$  als *Bias Funktion* verwendet werden.

Je nach Anwendung könnte man, falls es notwendig ist, die anderen Freiheitskriterien (2) und /oder (3) parallel zum Freiheitskriterium (1) verwenden, um das Kodierungsproblem zu lösen.

### 5.5.2 Phasenhologramme

Im Fall des Phasenhologramms wird nach einem Paar  $G_2(u) \rightarrow g_2(x)$  gesucht, dass die folgende Bedingung  $|G_2(u)| = 1$  erfüllt.

In diesem Zusammenhang und unter Berücksichtigung der Grenzbedingungen kann einerseits eine pure Phasenfunktion  $G_2(u) = \exp[jG(u)]$  in der Hologrammebene und andererseits als Objektfunktion je nach Anwendung entweder  $g_2(x) \approx f(x - x_o)$  oder  $|g_2(x)|^2 \approx |f(x - x_o)|^2$  in der Objektebene gewählt werden.

### 5.6 Punkt- und Zellenorientierte Kodierung

Als Letztes ist bei den computergenerierten Hologrammkodierungsverfahren zwischen punkt- und zellenorientierten Kodierung zu unterscheiden. Je nachdem wie man die Reihenfolge der zwei letzten Arbeitsschritte der Erstellung CGH's durchführt, redet man von punkt- bzw. zellenorientierter Kodierung. In Abbildung 5.2 ist ein punktorientiertes Kodierungsverfahren dargestellt. Die Konvertierung von einer diskreten reellen Funktion  $G(k)$  in eine kontinuierliche Form  $G_r(k)$ , die sog. Verwirklichung („materialization“), wird nach dem Kodieren durchgeführt.

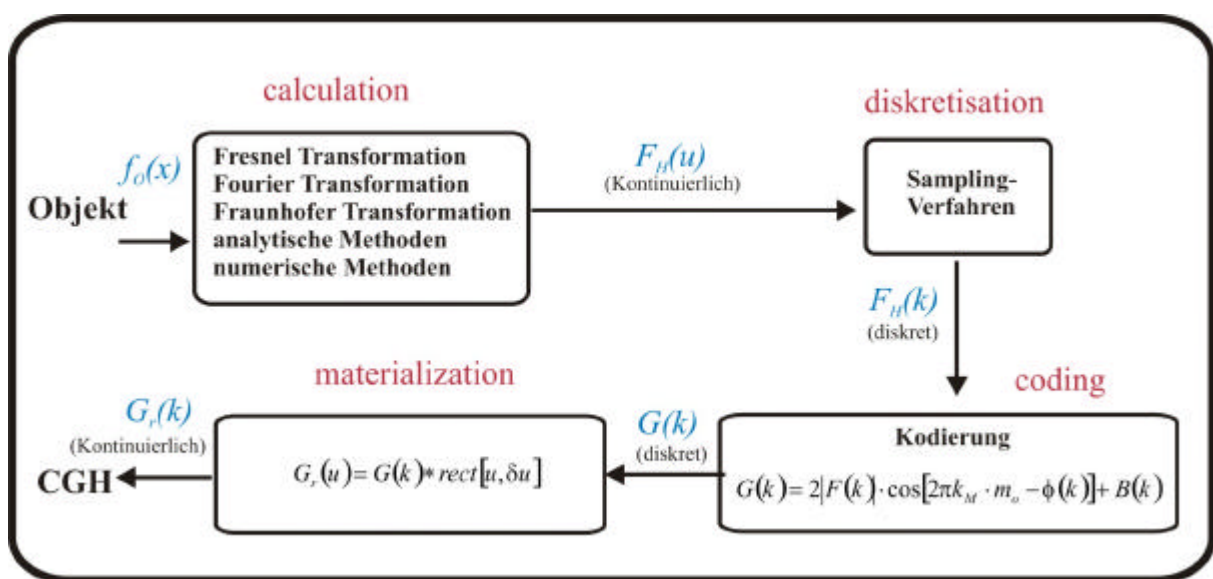


Abb. 5. 2 Puntorientierte Kodierungsverfahren der CGH's

Im Gegensatz dazu wird beim zellenorientierten Kodierungsverfahren die Reihenfolge von Kodierung und Verwirklichung (coding, materialization) umgedreht. Die Konvertierung einer diskreten reellen Funktion  $F_H(k)$  in eine kontinuierliche Form  $F_r(k)$  wird vor dem Kodieren durchgeführt (siehe Abb. 5.3).

Das in Abb. 5.3 dargestellte zellenorientierte Kodierungsverfahren wird bevorzugt, wenn für jeden berechneten Hologrammwert  $n$  Ausgabepixel wünschenswert sind. Das heißt, die Anzahl der zu berechnenden Hologrammwerte wird in diesem Fall um den Faktor  $n$  kleiner als die Anzahl der später aufgezeichneten Hologrammpixel. Diese Freiheit kann zur Erhöhung der Dynamik oder zur Kodierung komplexer Amplituden (also Phase und Amplitude) in einem reellen Medium (z.B. einfacher Film) verwendet werden.

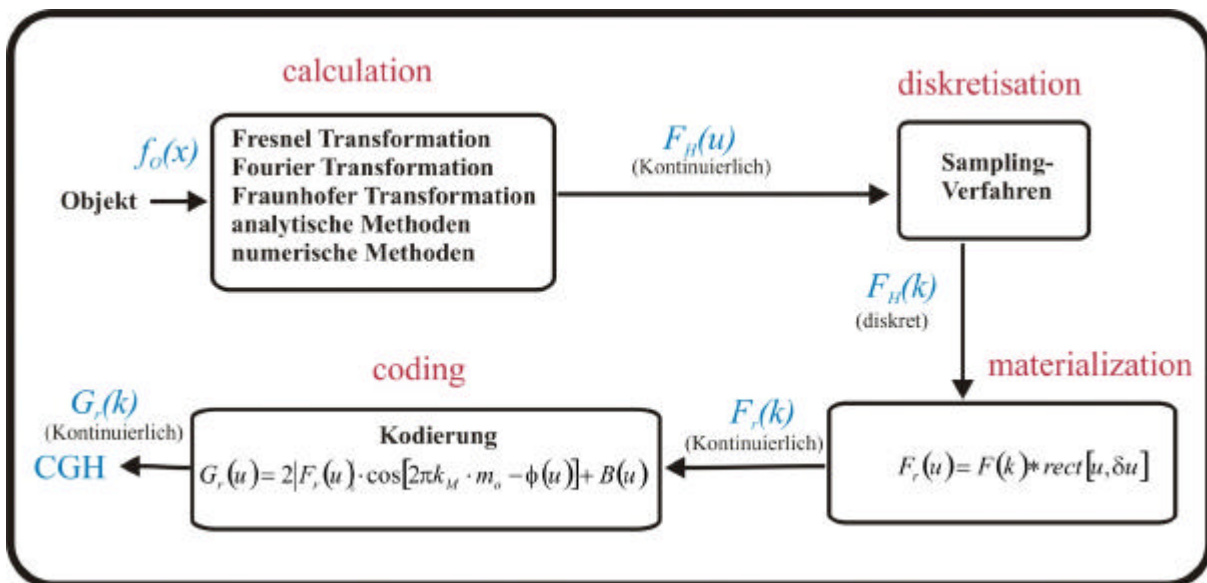


Abb. 5.3 Zellenorientierte Kodierungsverfahren

### 5.6.1 Punktorientierte –Kodierung „ point-oriented coding“

#### Kodierung nach Burch

Zu den punktorientierten Kodierungsverfahren zählt die Kodierung nach Burch. Das ist eine der gebräuchlichsten Kodierungen für Amplitudenhologramme überhaupt [104][105].

Kodiert werden soll  $F(u, v) \cdot e^{if_0(u,v)}$ . Die Amplitudentransmission  $H(u, v)$  des Hologramms ist dann gegeben durch

$$H(u, v) = \frac{1}{2} \cdot \{1 + F(u, v) \cdot \cos[2\mathbf{p} \cdot \mathbf{a} \cdot u \cdot x_o - \mathbf{f}_o(u, v)]\}$$

$\alpha$  gibt dabei den Winkel zwischen der Referenz- und Objektwelle- also die Trägerfrequenz an. Für *on-axis Hologramme* wählt man diesen Winkel zu null. In diesem Fall genügt es also, einfach den Realteil des komplexen Lichtfelds zur Kodierung zu verwenden. Die Kodierung nach Burch zählt auch zu den *indirekten Kodierungsverfahren*.

#### *Kodierung nach Huang und Prasada*

Bei der Kodierung nach Huang und Prasada handelt es sich um eine Variation der Kodierung nach Burch, die einen verbesserten Kontrast erzielen soll [104]. Diese Verbesserung ist allerdings mit einer starken Anfälligkeit der Kodierung hinsichtlich eventueller Nichtlinearitäten des Mediums verbunden.

$$H(u, v) = \frac{F(u, v)}{2} \cdot (1 + \cos[2\mathbf{p} \cdot \mathbf{a} \cdot u - \mathbf{f}_o(u, v)])$$

### **5.6.2 Zellenorientierte Kodierungsverfahren „cell-oriented coding“**

Die ersten computergenerierten Hologramme waren *Detour-Phasen Hologramme* (siehe [106], [107]). Sie gehören zur Klasse der „*zellenorientierten Hologramme*“. Jede Komplexe Amplitude in der Hologrammebene wird dabei von einer relativ großen und recht komplizierten Zelle beschrieben. Eine Zelle besteht dabei aus mehreren Pixeln.

Während bei punktorientierten Hologrammen die  $N_u \times N_v$  aufzuzeichnenden Hologrammelemente direkt zur Kodierung von  $N_u \times N_v$  Amplituden in der Hologrammebene genutzt werden, werden bei zellenbasierten Hologramme lediglich  $N_u \times N_v / m$  Amplituden kodiert. Dabei ist  $m$  die Anzahl der Pixel pro Zelle.

In der Regel wird ein zellenbasiertes Hologramm dementsprechend eine wesentlich schlechtere Qualität als das punktorientierte Hologramm aufweisen, weil eben viel weniger komplexe Amplituden in der Hologrammebene gespeichert werden.

Warum kann trotzdem ein zellenbasiertes Hologramm eine gute Wahl für eine praktische CGH-Anwendung darstellen? Da nur  $N_u \times N_v / m$  Amplituden kodiert werden, müssen (bei den meisten Kodierungsmethoden) auch nur  $N_u \times N_v / m$  Amplituden berechnet werden. Der Rechenaufwand reduziert sich also ganz erheblich. Viele Hologrammedien (z.B. Laserprinter mit nachfolgender Photoreduktion) bieten  $10.000 \times 10.000$  oder mehr aufzuzeichnende Pixel. Die Berechnung eines entsprechenden Hologramms ist in der Praxis extrem zeit- und speicherplatzintensiv. Hier bieten sich zellenbasierte Hologramme an.

Bei der Verwendung von *Bakteriorhodopsin* als Hologrammedien ergibt sich dieses Problem allerdings kaum. Im vorliegenden Fall, wegen dem Dynamikumfang der Hologrammfunktion und dem verfügbaren Ausgabegerät, wünscht man sich im Gegensatz mehr Pixel schreiben zu können. Aus diesem Grund sind Detour-Phasen Hologramme für den Einsatz im Zusammenhang mit *Bakteriorhodopsin* nicht geeignet.

Wird die Wahl auf eine zellenbasierten Kodierung getroffen, müsste darauf geachtet werden, dass die Zelle möglichst einfach auf das Hologrammedium ausgegeben werden. In unserer Situation und im Zusammenhang mit *Bakteriorhodopsin* als Hologrammedium ist allerdings eine punktorientierte Kodierungsverfahren von praktischer Anwendung her passender. Aus diesem Grund wurde auch mit Absicht ein punktorientierte Kodierungsverfahren in unserem Berechnungsprogramm implementiert.

Insgesamt gibt es eine sehr große Zahl möglicher Kodierungen, die alle heute nur noch Bedeutung für Ausgabemedien mit sehr großen Orts-Bandbreite-Produkten haben und daher hier nicht dargestellt werden. Allein für Amplitudenhologramme führt Schreier 19 verschiedene Grundvarianten auf. Dort finden sich auch ausführliche Besprechungen der Eigenschaften und Fehler dieser Kodierungen und weitere Literaturhinweise.

### Lohmann-Kodierung

Bei dem von A. Lohmann begründeten Kodierverfahren wird das Hologramm aus quadratischen bzw. rechteckförmigen Zellen aufgebaut, in denen jeweils eine oder mehrere Öffnungen angebracht sind („*zellenorientiertes Kodierverfahren*“- „cell-oriented-coding“). Die Größe und Position der Öffnungen kodieren die Amplitude bzw. die Phase des

Wellenfeldes Abb. 5.4 und bilden so eine binäre Amplitudenmaske. Solche Hologramme werden in der Literatur häufig auch als „*Detourphasenhologramme*“ bezeichnet.

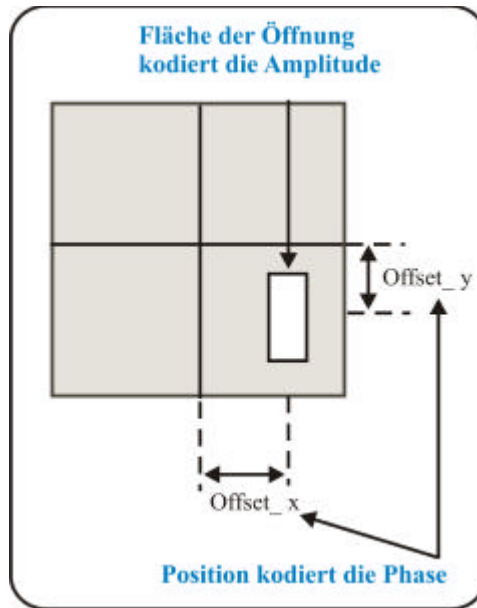


Abb. 5.4 Lohmann Kodierungsverfahren

### Lee-Kodierung

Eine andere Variante eines Detourphasenhologramms wurde von LEE (1970) vorgeschlagen. Hierbei wird die zu kodierende komplexe Wellenfunktion  $H(u, v)$  in einen positiven und negativen Realteil zerlegt. Gleiches gilt für den Imaginärteil. Dadurch erhält man vier reelle Komponenten, die sich durch vier Teilflächen pro Hologrammzelle darstellen lassen (Abb. 5.5). Die Größe einer Öffnung innerhalb jeder Teilfläche ist proportional der jeweiligen Komponente. In der Regel sind zwei Teilflächen vollständig lichtundurchlässig.

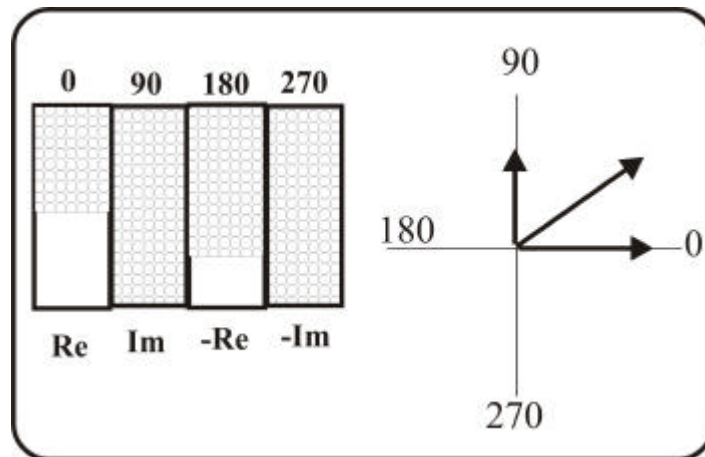


Abb. 5.5 Lee-Kodierungsverfahren

### Kodierung nach Haskell

Bei Haskell-Kodierung [108] kann gegenüber einfacheren Kodierungen wie der Lohmann-Kodierung die Qualität etwas verbessert werden. Dazu werden in einem ersten Schritt Zellen (bestehend aus  $k$  Unterzellen) berechnet und in einer Tabelle abgelegt. Da es insgesamt  $2^k$  verschiedene Zellen gibt, wird man in der Regel nicht alle möglichen Unterzellenkombinationen berücksichtigen. Stattdessen wählt man die Zellen, die den Bereich der nötigen komplexen Amplituden möglichst gut abdecken. Bei der eigentlichen Kodierung des Hologramms wird dann einfach für jeden komplexen Wert, der kodiert werden soll über die angelegte Tabelle die entsprechende Zelle verwendet. In Abbildung 5.6 ist beispielhaft eine Zelle dargestellt.

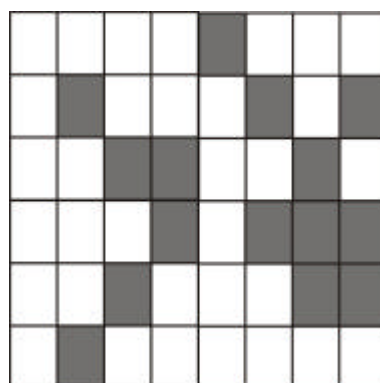


Abb. 5.6 Haskell-Kodierung



## 5.7 Hologrammquantisierung

Nachdem eine Hologrammfunktion in eine Mikrostruktur mittels der so eben angesprochenen verschiedenen Kodierungsverfahren umgesetzt worden ist, wird das Hologramm nun das Quantisierungsprozess untergezogen. Unter Quantisierung „*quantization*“ wird die Einteilung des im Hologramm darzustellenden Amplituden- und Phasenbereichs in eine bestimmte Anzahl gestufter Werte und das Runden der berechneten Hologrammwerte auf die in der Nähe liegenden Stufenwerte verstanden (Abb. 5.7).

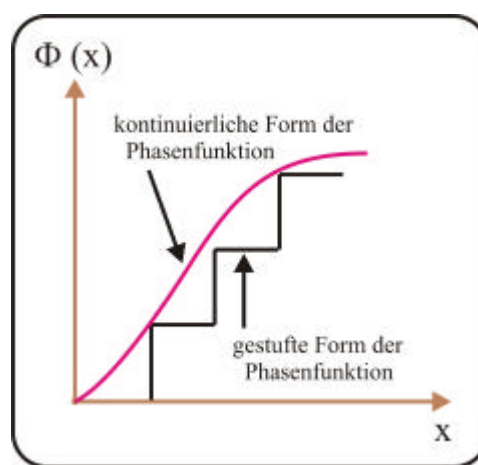


Abb. 5.7 Quantisierungsverfahren

Dieser Prozess geschieht meistens unter Berücksichtigung der vorhandenen Ausgabegeräte und des Hologrammediums. Trotz des hohen Standes der Technik werden Hologramme mit Hilfe der heutzutage verfügbaren Ausgabegeräte nur in seltenen Fällen in kontinuierlicher Form aufgezeichnet. In den meisten Fällen wird einfach die Hologrammfunktion in eine diskrete Form z.B. durch zwei- bzw. wenigen Phasenstufenfunktion angenähert werden.

Je nach Anzahl der Quantisierungsstufen unterscheidet man grobe und feine Quantisierung. Ein extremes Beispiel grober Amplitudenquantisierung stellt die *Zweistufenquantisierung* dar, bei der nur die Amplitudenwerte Null und Eins auftreten. Dieses so genannte „hard clippig“ hat Auswirkungen auf die spätere Rekonstruktion des Holograms. z.B. Ein geringfügiger Abfall des Signal-Rausch-Verhältnisses und ein stärkeres Hervortreten höherer Beugungsordnungen werden sich bei der Rekonstruktion bemerkbar machen.

## 5.8 Bewertung der CGH-Kodierungsverfahren

Die Hologramme unterscheiden sie sich, abhängig vom Kodierverfahren, in ihrem Rekonstruktionsbild und ihren Eigenschaften und es stellt sich prinzipiell die Frage, nach welchen Kriterien ein Kodierverfahren ausgewählt ist. Relevante Parameter sind zum Beispiel die erzielbare Beugungseffizienz und das Signal-Rausch-Verhältnis.

### 5.8.1 Signal-Rausch-Verhältnis

Als Fehlermaß für die „korrekte Lichtverteilung“ wird meist die mittlere quadratische Abweichung  $E$  der rekonstruierten Amplitude  $h$  von der gewünschten Amplitude  $f$  verwendet. Dabei gibt  $B$  den Bereich der gewünschten Intensitätsverteilung an und  $\lambda$  ist ein Skalierungsfaktor, der berücksichtigt, dass die Beugungseffizienz nicht 1 ist. Dieser Faktor wird so gewählt, dass der Rekonstruktionsfehler minimal wird.

$$E = \sum_{f_x, f_y \in B} \left( f(f_x, f_y) - \lambda |h(f_x, f_y)| \right)^2$$
$$\lambda = \frac{\sum_{f_x, f_y \in B} |f(f_x, f_y)| |h(f_x, f_y)|}{\sum_{f_x, f_y \in B} |h(f_x, f_y)|^2}$$

$E$  ist ein Maß für die erzielbare Bildqualität.

### 5.8.2 Beugungseffizienz

Mit Beugungseffizienz wird das Verhältnis der in eine bestimmte Beugungsordnung gelenkten Intensität zur Gesamtintensität bezeichnet. Bestimmte Algorithmen zur Erzeugung CGH's optimieren nur Teilbereiche innerhalb einer Beugungsordnung. In diesem Fall ist dieser Teilbereich  $B$  für die Definition der Beugungseffizienz von Belang.

$$h = \frac{1}{k} \cdot \int_{f_x, f_y \in B} |h(f_x, f_y)|^2 dx dy$$

**$h$**  gibt an, welcher Anteil der auf das Hologramm treffenden Strahlungsleistung zum gewünschten Bild transformiert wird.

Offensichtlich macht es keinen Sinn, wenn die einfallende Intensität in ein bestimmtes Gebiet gelenkt wird, in diesem Gebiet aber nicht das gewünschte Objekt rekonstruiert. In diesem Sinn macht die Angabe einer Beugungseffizienz ohne Angabe des Rekonstruktionsfehlers keinen Sinn.

Von Interesse ist ferner die Frage, welchen Aufwand die Hologrammherstellung erfordert, insbesondere ob sich dabei kodierungsbedingt wesentliche Unterschiede bezüglich der Beugungseffizienz und des Rausch-Signal-Verhältnis ergeben. Die Hauptaufgabe des Kodiervorgangs besteht darin, die optimale Kodiermethode zu finden und sie später an den verfügbaren Herstellungsprozess und den verwendeten Hologrammedium anzupassen.

## 6. Simulationsverfahren von CGH's

Die Qualität eines Verfahrens zur Hologrammberechnung hängt stark vom zu kodierenden Objekt ab. In dieser Arbeit wird sich ausschließlich auf reine Intensitätsobjekte beschränkt. Folgende Parameter bestimmen ganz entscheidend die Rekonstruktionsqualität des Hologramms:

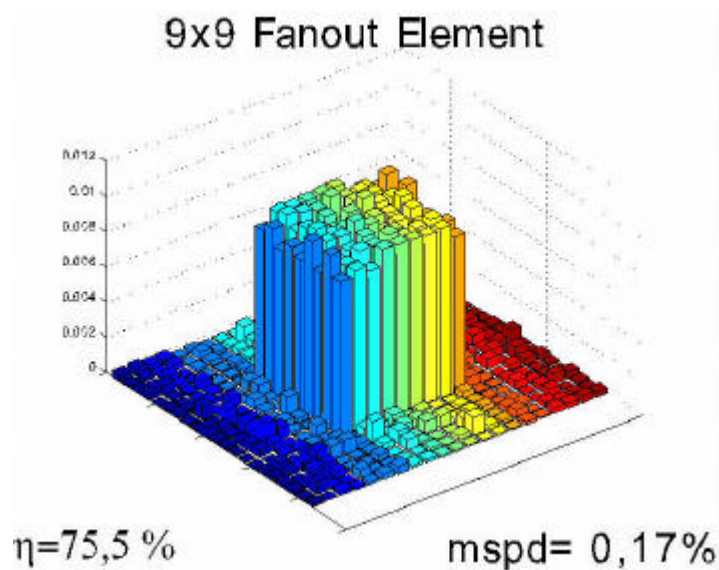
1. wieviele Graustufen enthält das Objekt (ist es binär)?
2. Spektrum des Objektes (viele feine, hochfrequente Details?)
3. Bereichsgröße und Bereichsposition des Objektes
4. Eigenschaften des Hologrammediums

In der vorliegenden Arbeit wurden drei Simulationsmethoden verwendet, um die CGH's zu erstellen. Dabei handelt es sich um: Simulated Annealing, IFTA und die Ray-tracing Methode. Es hat sich gezeigt, dass Simulated Annealing zu komplexen Hologrammen führt, die mit den zur Verfügung stehenden Methoden gar nicht herstellbar sind. Aus diesem Grund wurde auf diese Art der Simulation verzichtet und nur auf die beiden anderen Methoden näher eingegangen.

### 6.1 Simulation mit der numerischen Methode „Simulated Annealing“

Beim Simulated Annealing-Verfahren, simuliert man zunächst ein eindimensionales Dammann Gitter. Um ein zweidimensionales Gitter zu erzeugen, werden zwei eindimensionale Dammann Gitter gekreuzt. (siehe 4.9.2).

Wichtig bei der Simulation ist der Versuch, die höheren Beugungsordnungen zu unterdrücken und eine Uniformität der gewünschten Beugungsordnungen zu bekommen. In der Abbildungen 6.1 sind die Intensitätsverteilung von einem zweidimensionalen „Fan out Element“ dargestellt. Dieses Element soll ein  $9 \times 9$  Array von Strahlen generieren.



**Abb. 6.1** simulierte Intensitätsverteilung eines Dammann Gitters (9×9)

Als Beispiel wurde die Beugungseffizienz ( $\eta=75,5\%$ ) des 9×9 Fan out Elementes angegeben, um zu zeigen, welche gesamte Effizienz man (im Falle eines reinen Phasenhologramms) bei solchen Elementen bekommt. Die Differenz der Intensitäten der stärksten und der schwächsten Beugungsordnungen beträgt absolut 0,17%. (mspd: maximum signal power deviation).

Es hat sich später bei den Herstellungsverfahren herausgestellt, dass die theoretischen Voraussagen mit den erhaltenen experimentellen Ergebnisse nicht in Übereinstimmung waren und die mit dieser Berechnungsmethode erhaltenen Hologrammatrizen mit den verwendeten Ausgabegeräten nicht leicht herstellbar sind. An dieser Stelle kann nur vermutet werden, dass die bei Berechnungsverfahren auftretenden Quantisierungsfehler (Binarisierung) so groß sind, dass sie nicht vernachlässigt werden können und dadurch die komplexen Hologrammfunktionen nicht den zur Verfügung stehenden Mitteln herzustellen sind. Aus diesem Grund wurden in der vorliegenden Arbeit nur die iterativen (IFTA) und analytischen (Ray-Tracing) Methoden detailliert behandelt.

## 6.2 Simulation mit der numerischen Methode „IFTA“

Im Rahmen dieser Arbeit sollen binäre Strukturen projiziert werden. Als übliche Testmuster wurden daher ebenfalls binäre Objekte verwendet. Es sind dies in erster Linie die in Abbildung 6.2 dargestellten Objekte, also ein Textausschnitt „B-SAFE“, ein Institutslogo, ein Smiley-Zeichen und als Testbild für komplizierte Objekte (Grauenstufenbild) wurde ein Foto von Prof. Norbert Hampp verwendet.



Abb. 6.2 Verwendete Testmuster zur Erstellung computergenerierter Hologramme (CGH's)

## 6.3 Ablaufsteuerung zur Berechnung eines CGHs mit „IFTA-Verfahren“

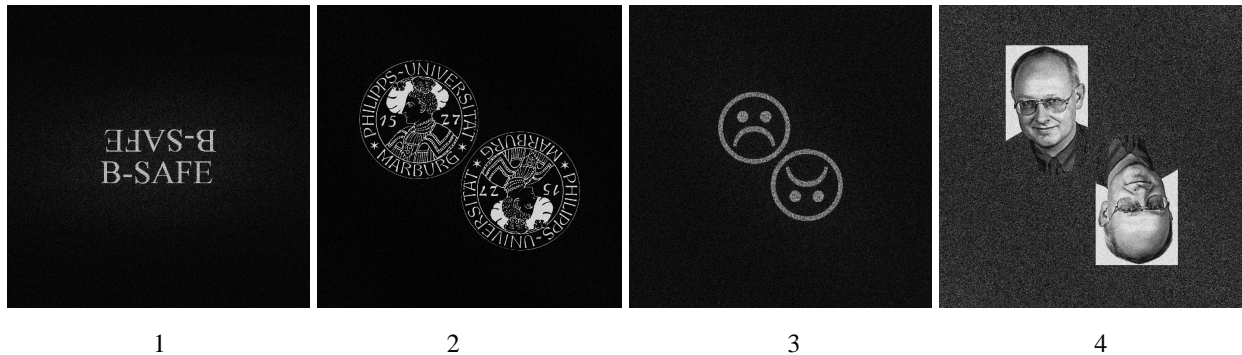
Die Originalbilder haben eine Größe von etwa 200 KB bis 257 KB und besitzen eine Pixelzahl von 200 x 200 bis 250 x 250. Als erster Schritt wurde um alle Bilder mittels eines Konvertierungsprogramms ein Rand zugefügt. Damit ergeben sich Objekte, die eine Matrix von insgesamt 1024 x 1024 Punkten füllen. Durch dieses Hinzufügen eines Randbildes lässt sich die Amplitudenfreiheit (siehe 5.5) besser durchführen. Da das numerische iterative Verfahren nur binäre bzw. Grautonbilder bearbeiten kann, müssen die farbigen Originalbilder vor diesem Schritt in entweder in Schwarz/Weiß- bzw. in Graustufen-Format umgewandelt werden. Um die Farbe Schwarz (0) in der Helligkeit etwas anzuheben und die Berechnungen der FFT leichter zu machen, wurde ein Offset-Programm verwendet. Meistens wurden je nach Objekt Offsetwerte von 0.01 bis 0.05 verwendet. Danach werden alle benötigten Parameter und Variablen definiert. Einige davon sind: Wellenlänge  $\lambda$ , Strahldurchmesser des vermuteten Gauß-Profiles  $\sigma$ , Brennweite der verwendeten Linsen  $f$ , Anzahl der Iterationsschritte  $N$ , die äquidistanten Abstände  $\Delta x$  und  $\Delta y$  des Abtast-Verfahrens (Sampling Verfahren), die Anzahl der Stufen bei dem Herstellungsverfahren ( $n=2$  bei binären und  $n>2$  bei so genannten mehrstufigen Herstellungsverfahren). Andererseits müssen die wichtigsten Funktionen durch geeignete Programme definiert werden. Beispiele sind die Verschiebungs-Funktionen in x-

bzw.  $y$ -Richtung (so genannte Keilfunktionen) und die Linsenfunktionen. Durch Verwendung der Keilfunktionen kann eine angepasste Off-Axis-Trennung der entstandenen verschiedenen Beugungsordnungen erreicht werden. Die Linsen dienen einer optimalen Fokussierung der Rekonstruktionsbilder bei einem bestimmten Abstand der Hologramme. Vor allem bei Fourier-Hologrammen ist der Einsatz von solchen Linsen unerlässlich. Eine wichtige Funktion ist die Strahlfunktion, welche die Rekonstruktion der Hologrammbilder in einer bestimmten Entfernung ermöglicht. Bei dem verwendeten Programm wurde ein Gaußstrahl zum Auslesen der Hologramme verwendet. Erst wenn alle diese Parameter, Variablen und Funktionen definiert sind, kann das Routine Programm „IFTA“ gestartet sein. Dieses Programm ist eine direkt Implementierung der in Abschnitt 4.11 dargestellten Gerschberg-Saxton-Iterationsverfahren. Er wurde im Programm *Matlab* von *Mathworks Inc.* geschrieben. Das Iterationsverfahren „IFTA“ kann je nach Komplexität des Bildes z.B. 50- bis 100-Mal durchlaufen, bzw. so lange (manchmal mehr als 100-Mal) bis eine bestimmte Fehlerschranke (z.B. die Standardabweichung von berechnetem zu vorgegebenem Bild) unterschritten wird (siehe Gleichungen 4.32.1 und 4.32.2).

## **6.4 Simulationsergebnisse der numerischen Methoden „IFTA“**

Der Computer ist das zentrale Hilfsmittel zur Berechnung der CGH's. In der Praxis ist die Entscheidung zu treffen, welche Algorithmen auf welchem Computer zur Lösung eines bestimmten Berechnungsproblems zu verwenden sind. Es gibt z.B. neuerdings einige spezielle Anwendungen wie z.B. die 3D-CGH's für den Einsatz in Echtzeit-digital-Holographie, die eine möglichst schnelle Berechnung erfordert. Hier ist sogar der Einsatz von speziellen Beschleunigern (Großrechnern bzw. „Clusters“) notwendig. Meistens aber ist zur Berechnung 2D-Strahlformungselementen (wie hier der Fall ist) ein herkömmlicher general-purpose Computer vollkommen ausreichend. Die Zeitdauer zur Optimierung von speziellen 2D-CGH's kann Stunden bis Tage betragen, für leichtere Aufgaben aber auch nur einigen Minuten. Alles hängt nur von den optischen Elementen ab, die eingesetzt werden.

Abbildung 6.3 stellt einige computersimulierte Ergebnisse der Berechnungen eines solchen iterativen FFT-Algorithmus dar. Die benötigte Zeit bei jedem Iterationsschritt des „IFTA-Programms“ hängt nur von der verwendeten Hardware ab. Es waren 50-100 Iterationen für die Optimierung der CGH's notwendig. Jeder Iterationsschritt wurde in einer durchschnittlichen Zeitdauer von etwa 40-80 Sekunden durchgeführt.



**Abb. 6.3** Simulation der Rekonstruktionsbilder von den Testbildern der Abb. 12

Die Berechnung der diskreten Fourier-Transformationen (DFT)<sup>1,2</sup> hat in den meisten Fällen die Hauptrechenzeit in Anspruch genommen. Die gesamte Zeit zum Generieren von CGH's und die nachfolgende Speicherung der Daten betrug in 1800 bis 2600 Sekunden. Alle von „IFTA-Programm“ erzeugten Daten wurden als „Bitmaps“ konvertiert gespeichert.

Die Entstehung von umgekehrten Zwillingsbildern in Abb. 6.3 ist eine Folge der schon in der Abschnitt 5.5.1 beschriebenen Amplitudenfreiheitskriterien und der Art der verwendeten Kodierung „coding by symmetrization“. Die Off-Axis-Trennung der Beugungsordnungen wurde auf verschiedene Weise durchgeführt. Während die Trennung der Beugungsordnungen beim Bild 1 axial in z-Richtung, so wurde diese dagegen bei allen restlichen Bildern 2-4 diagonal durchgeführt.

1- Die Berechnung eines DFT bedeutet im zweidimensionalen Fall einen Berechnungsaufwand der Ordnung  $N^2$

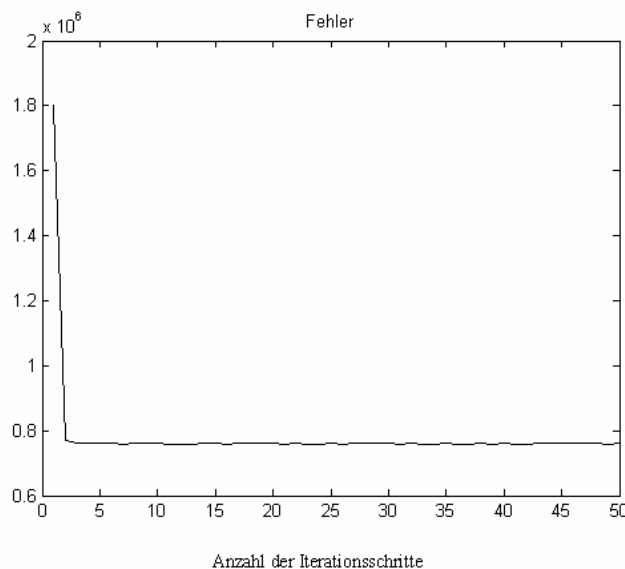
2- Durch den Einsatz von *Fast-Fourier-Transformation* (FFT) reduziert sich der Aufwand auf die Ordnung  $2N^2 \ln N$ . Insbesondere für große N bedeutet das eine erhebliche Beschleunigung.



## 6.5 Simulationsbilder der binären Hologrammatrizen (IFTA)

Die Iterationsschritte wurden solange durchgeführt, bis die Konvergenzkriterien der Gleichungen 32.1 und 32.2 (Seite 54) erreicht wurden. Ein Maßstab für die Konvergenz des Verfahrens ist die bei den Iterationsschritten auftretende Standardabweichung (Fehler) zwischen berechneten und gewünschten Daten. Diese Standardabweichung bzw. Fehler ist in Abbildung 6.4 dargestellt.

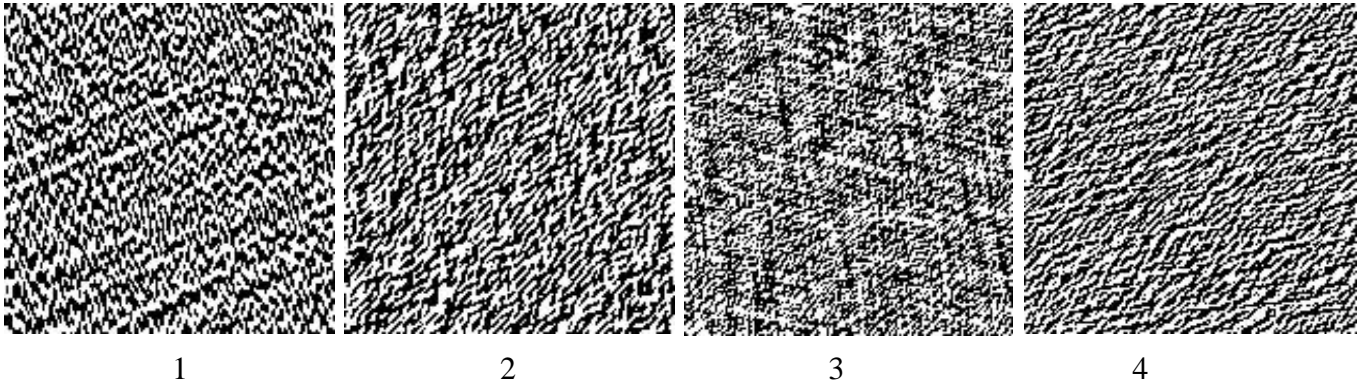
In den meisten Fällen wurde die Konvergenz bei einer Anzahl der Iterationen von etwa 50- 60 erreicht, wie in Abb. 6.4 dargestellt ist. Schon bei den ersten 5-10 Iterationsschritten sinkt dieser Parameter stark und variiert dann nur sehr langsam.



**Abb. 6.4** Berechnungsfehler beim IFTA-Verfahren als Funktion der Anzahl der Iterationsschritte

Die durch dieses Berechnungsverfahren gewonnenen Ergebnisse wurden danach als binäre Matrizen in Bitmaps gespeichert. Abbildung 6.5 stellt einige Ergebnisse dieser Methode dar. Die CGH's sind ähnlich nummeriert wie die originalen Testmuster in Abb. 6.2.

Die in der Abb. 6.5 dargestellten binären Strukturen wurden direkt zum Steuercomputer (Abb. 7.1 siehe Kapitel 7) gegeben und direkt bzw. indirekt in BR-Film eingeschrieben. Direkt bzw. indirekt bedeutet, dass je nach Auflösung und Feinheit der Hologrammatrix, die Struktur mit oder ohne eine weitere Größenänderung auf den BR-Film übertragen wird.



**Abb.6.5** binäre, mit Hilfe der „IFTA-Verfahren“ berechnete CGH's für die Testbilder der Abb. 12

Aufgrund des Aufbaus (siehe Abb. 7.1) und des durch Fokussierung vorgegebenen Pixel-Durchmessers des Schreiblasers, der etwa 20  $\mu\text{m}$  beträgt, wurde manchmal das Schreiben feinerer Hologrammstrukturen erschwert.

## 6.6 Simulation mit analytischen Methoden „Ray-tracing-Methoden“

Im Kapitel 3 wurden mit Hilfe der Ray-tracing-Methode die Phasenfunktionen berechnet, die nach der Rekonstruktion ein rechteckiges und kreisförmiges Muster generieren. Diese Phasenfunktionen sind kontinuierliche Phasenprofile, die sich noch nicht direkt zur Ausgabe eines Hologramms eignen, weil das Aufzeichnungsgerät nur diskrete Punkte auf einem Substrat schreiben kann, die in einen bestimmten Abstand voneinander getrennt sind. Deswegen wird beim Simulationsverfahren die Durchführung einer räumlichen Quantisierung aller Funktionen durch eine bestimmte Anzahl von Stützpunkten notwendig sein. Diese Quantisierung muss den Adressraster Rechnung tragen. (im vorliegenden Fall ist dies ungefähr 10 $\mu\text{m}$ ).

### 6.6.1 Simulation für das Rechteck

Bei einer separaten Problemstellung, lassen sich die Phasenfunktionen der Gleichungen 6.1 und 6.2 einfach summieren. Es ergibt sich folgendes:

$$\Phi(x_1) = \frac{k \cdot a}{f \cdot A_x} \cdot \left[ x_1 \cdot \operatorname{erf} \left( \frac{x_1 \cdot \sqrt{2}}{s} \right) - \frac{s}{\sqrt{2} \cdot p} \cdot \left( 1 - \exp \left( \frac{-2 \cdot x_1^2}{s^2} \right) \right) \right] \quad 6.1$$

$$\Phi(y_1) = \frac{k \cdot b}{f \cdot A_y} \cdot \left[ y_1 \cdot \operatorname{erf} \left( \frac{y_1 \cdot \sqrt{2}}{s} \right) - \frac{s}{\sqrt{2 \cdot p}} \cdot \left( 1 - \exp \left( \frac{-2 \cdot y_1^2}{s^2} \right) \right) \right] \quad 6.2$$

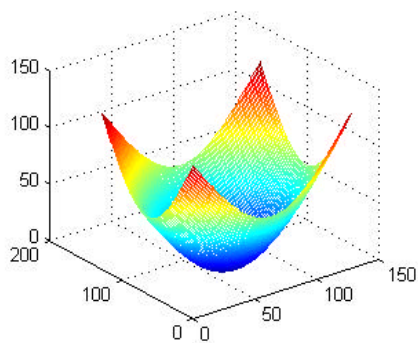
$$\Phi(x_1, y_1) = \Phi(x_1) + \Phi(y_1) \quad 6.3$$

Durch Hinzufügen der Phasenfunktion einer Kugelwelle (Linsenterm) kann man schließlich eine aperiodische Phasenfunktion erhalten, die das gewünschte Muster in vorgegebener Entfernung  $f$  hinter dem Hologramm rekonstruiert. Dieser Linsenterm ist folgendermaßen gegeben: [95]

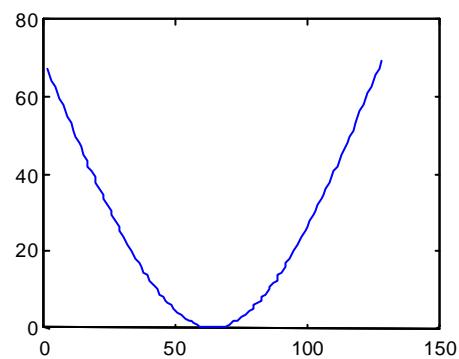
$$\Phi_L(x_1, y_1) = \frac{2p}{l} \cdot \left( \sqrt{(x_1^2 + y_1^2) + f^2} \right) \quad 6.4$$

Die gesamte Phasenfunktion ist also die Summe von  $\Phi$  und  $\Phi_L$

$$\Phi_T = \Phi + \Phi_L \quad 6.5$$



**Abb. 6.6** Simulierte Phase eines rechteckigen Strahlformers (3-dimensionale Darstellung)



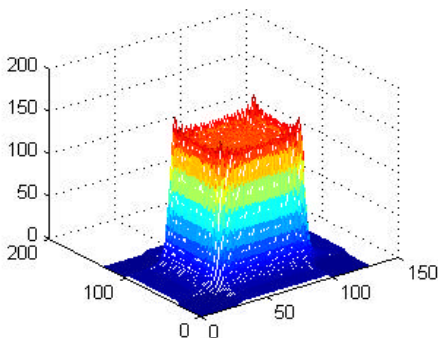
**Abb. 6.7** Simulierte Phase eines rechteckigen Strahlformers (1 D- Darstellung)

Abbildung 6.6 zeigt das Phasenprofil der Summe  $\Phi_T$  beider Funktionen  $\Phi$  und  $\Phi_L$ . Bei allen folgenden Simulationsabbildungen wird zunächst eine räumliche Quantisierung mit einer kleinen Zahl von Stützpunkten durchgeführt, um einen schnellen Ablauf der Simulation zu ermöglichen. So ist beispielsweise diese Zahl in der nebenstehenden Abbildung 6.7 gleich 128. Wird die Simulation erfolgreich durchgeführt, so wird diese Zahl erhöht, um eine bessere Darstellung der Funktionen zu ermöglichen. Aus der 3-dimensionalen Darstellung des Phasenprofils sieht man deutlich, dass es sich hierbei um eine defokussierende Linse handelt (Abbildung 6.6). Abb. 6.7 zeigt eine eindimensionale Darstellung der Phasenfunktion  $\Phi_T$ .

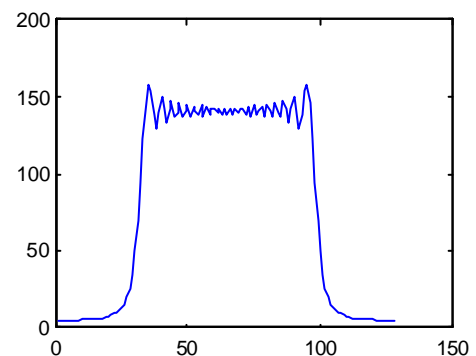
Im nächsten Schritt muss man die Wirkung dieser Linse überprüfen, ob tatsächlich die gewünschte Aufgabe erfüllt ist, nämlich die Generation eines rechteckigen Intensitätsmuster in der Bildebene, wie es die Berechnung voraussagt. Man berechnet deswegen die Fouriertransformation der gesamte Phasenfunktion  $\Phi_T$  wie folgt:

$$E(\mathbf{m}, \mathbf{n}) = \iint \exp(i \cdot \Phi_T(x_1, y_1)) \cdot \exp(i \cdot 2\mathbf{p} \cdot (x_1 \cdot \mathbf{m} + y_1 \cdot \mathbf{n})) dx_1 \cdot dy_1 \quad 6.6$$

Die Berechnung der Fouriertransformation geschieht mit Hilfe eines *fast fourier transform* Algorithmus (fft2), der im Programm *Matlab* vorhanden ist. Wie man in Abbildung 6.8 sieht, erzeugt die Phasenfunktion  $\Phi_T$  ein dreidimensionales rechteckiges Intensitätsmuster. Dieses ist aber nur approximativ erreicht worden



**Abb. 6.8** Simuliertes Ausgangssignal eines rechteckigen Strahlformers (Dreidimensionale Darstellung)



**Abb. 6.9** Simuliertes Ausgangssignal eines rechteckigen Strahlformers (eindimensionale Darstellung)

Abbildung 6.9 zeigt das Ausgangssignal in einer eindimensionalen Darstellung. Es tritt wegen Interferenzerscheinungen Speckle-Rauschen am Rand des Musters auf, das bei allen Problemen unvermeidbar ist.

In den meisten Fällen fällt das Bild, das in der ersten Ordnung entsteht, mit der nullten Beugungsordnung zusammen und dies macht die Rekonstruktion des Musters besonders schwer. Dieses Problem lässt sich vermeiden, indem man eine Trennung der ersten Beugungsordnung von den nullten Beugungsordnungen durch eine Verschiebungsfunktion (so genannte Keilfunktion) durchführt. Diese Keilfunktion ist wie folgt definiert:

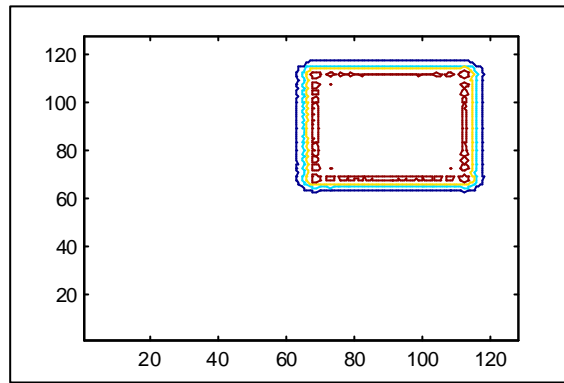
$$Ver(x_1, y_1) = \frac{2p}{\lambda \cdot f} \cdot (V_x \cdot x_1 + V_y \cdot y_1) \quad 6.7$$

Wobei  $V_x$  und  $V_y$  zwei Konstanten sind, die so gewählt werden, dass die Trennung erreicht wird. Diese Funktion muss zu der totalen Phasenfunktion addiert werden und das ganze mit Hilfe der *fft2* transformiert werden. In der Abbildung (6.10) ist dies angedeutet. Hier sieht man die Konturen des rechteckigen Musters nach der Durchführung dieser Operation getrennt von der nullten Frequenz.

Wenn die Phasenfunktion  $\Phi_T$  ihre Aufgabe erfüllt, müssen einige Schritte getan werden, um sie auf einem Substrat zu kodieren. Zunächst wird wegen der Periodizität der Transmissionsfunktion  $\exp(i \cdot \Phi_T)$  im weiteren die Phasenfunktion  $\Phi_T$  auf dem Bereich  $[0, 2\pi]$  skaliert. Man bildet aus  $\Phi_T$  eine neue Funktion  $\Phi_d$  wie im folgenden gezeigt wird:

$$\Phi_d(x_1, y_1) = \Phi_T(x_1, y_1); \quad \text{Falls } \Phi_T(x_1, y_1) < 2 \cdot p; \quad (6.8.1)$$

$$\Phi_d(x_1, y_1) = \Phi_T(x_1, y_1) - n \cdot 2p; \quad \text{Falls } \Phi_T(x_1, y_1) \geq 2 \cdot p; \quad n = 1, 2, 3, \dots \text{ ganzzahlig}; \quad (6.8.2)$$



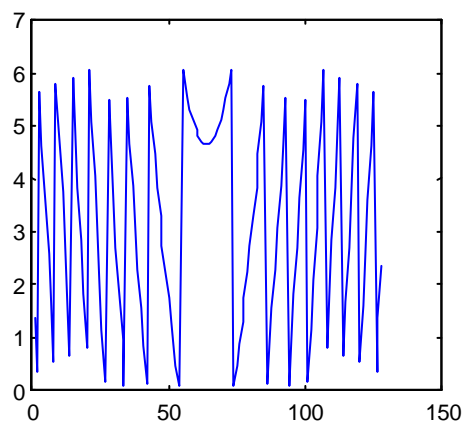
**Abb. 6.10** Schnitt durch Abb.6.8 ergibt die Konturen des rechteckigen Musters

Die Abbildung 6.11 zeigt einen eindimensionalen Ausschnitt dieser neu gebildeten Phasenfunktion  $\Phi_d$ . Eigentlich stellt  $\Phi_d$  die später zu kodierende Phasenfunktion des CGHs dar. Hier sieht man die verschiedenen beugenden Zonen, die typisch für ein DOE sind. Das sind solche Zonen, die das einfallende Licht in Phase und Amplitude modulieren und folglich für die Erzeugung eines rechteckigen Musters verantwortlich sind. Es ist heutzutage noch mit viel Aufwand verbunden, solche Profile direkt mit einem einzigen Prozess herzustellen, da nur wenige Ausgabegeräte vorhanden existieren, die in der Lage sind, solche Profile abzubilden. Aus diesem Grund, werden sie durch entweder ein binäres oder mehrstufiges Phasenprofil angenähert. In diesem Fall wurde nur eine binäre Struktur berechnet und simuliert.

Die Abbildung 6.12 zeigt ein eindimensionales binarisiertes Phasenprofil für den Rechteck-Strahlformer. Die Binarisierung geschieht, indem man aus  $\Phi_d$  eine neue binäre Phasenfunktion  $\Phi_b$  erzeugt, die auf das Intervall  $[0,1]$  beschränkt ist. Es ergibt sich folgende Formel:

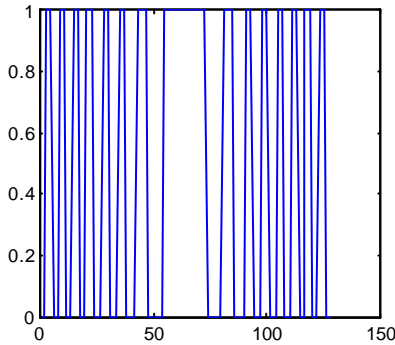
$$\Phi_b(x_1, y_1) = 0, \quad \text{Falls } \Phi_d(x_1, y_1) < p; \quad (6.9.1)$$

$$\Phi_b(x_1, y_1) = 1, \quad \text{Falls } \Phi_d(x_1, y_1) \geq p; \quad (6.9.2)$$

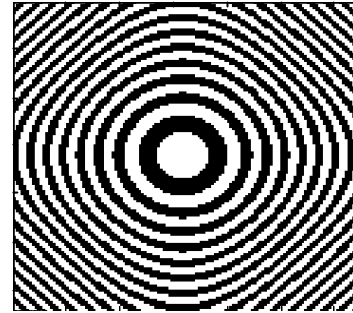


**Abb. 6.11** : Simulierte eindimensionale Phase eines rechteckigen Strahlformers (reduziert auf  $2\pi$ )

Die entsprechende Matrix von Nullen und Einsen, die man aus der Phasenfunktion  $\Phi_b$  erhält, wird später bei der Herstellung in einem Messcomputer gespeichert und auf einem Substrat kodiert. Abbildung 6.13 zeigt ein simuliertes Oberflächenprofil eines rechteckigen Strahlformers. Es sind fast konzentrische Ringe in der Mitte des DOEs, die bis zum Rand immer stärker nach außen verzerrt werden, wo sie fast die Form eines Rechteckes annehmen. So sollte später das hergestellte Element aussehen.



**Abb. 6.12** : Simulierte binarisierte eindimensionale Phase eines rechteckigen Strahlformers



**Abb. 6.13**: binäres 2D-Phasenprofil eines rechteckigen Strahlformers

Es wurden 512 x 512 Pixel große Matrizen berechnet und die zugehörigen Hologramme mit einem direkten Laserschreibprozess hergestellt. Experimentelle Ergebnisse werden später gezeigt (siehe Kapitel 7).

## 6.6.2 Simulation für den Kreis

$$\mathbf{j}(r_1) = \frac{-r_1^2}{f} + \Phi(r_1); \quad (6.10)$$

$$\Phi(r_1) = \int \frac{r_2(r_1)}{f} \cdot dr_1; \quad (6.11)$$

$$r_2(r_1) = \left( \frac{\mathbf{s}^2}{2 \cdot J} \right) \cdot \left[ \left( 1 - \exp - \left( \frac{2 \cdot r_1^2}{\mathbf{s}^2} \right) \right) \right]^{1/2}; \quad (6.12)$$

$$J = \frac{r_1^2}{2 \cdot r_2^2} \cdot \left[ \left( 1 - \exp - \left( \frac{2 \cdot r_1^2}{\mathbf{s}^2} \right) \right) \right]^{1/2}; \quad (6.13)$$

Wie für das Rechteck, soll hier die Simulation weiter für den Kreis durchgeführt werden. Man nimmt die oben angegebenen Formeln für die Phasenfunktion, die eine Umwandlung eines

Gauß'schen Strahls in einen kreisförmigen Strahl konstanter Intensität beschreiben. Die Abbildung 6.14 zeigt diese Funktion (Gleichung 6.10) nachdem man den Linsenterm addiert hat.

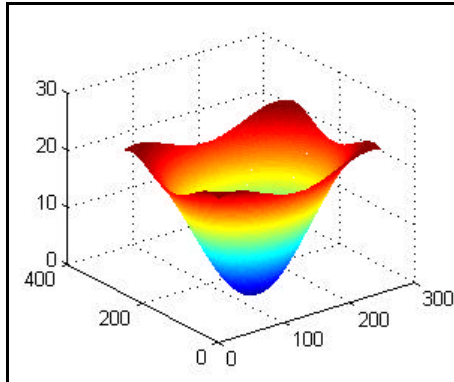


Abb. 6.14: Simulierte Phase eines kreisförmigen Strahlformers 3D-Darstellung

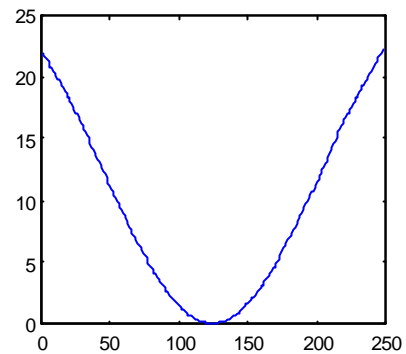


Abb. 6.15 : Simulierte eindimensionale Phase eines zirkularen Strahlformers

In Abbildung 6.15 ist der vertikale Querschnitt der dreidimensionalen Phasenfunktion der Abbildung 6.14 dargestellt. Die Abbildung 6.16 zeigt die Wirkung des Hologramms auf den Gauß'schen Strahl. Wenn man einen Vergleich zwischen dem rechteckigen- und dem kreisförmigen Fall zieht, merkt man, dass die Simulation für den ersten besser aussieht als für den zweiten. Dies kann nur an der Einfachheit der Formeln für das Rechteck im Vergleich zu denen des Kreises liegen (siehe die Formeln 6.1 bis 6.2 und die Formeln 6.10 bis 6.13).

Um im Falle des Kreises gute Ergebnisse bei der Simulation zu bekommen, muss man eine höhere Zahl von Stützpunkten bei der räumlichen Quantisierung nehmen, damit eine bessere

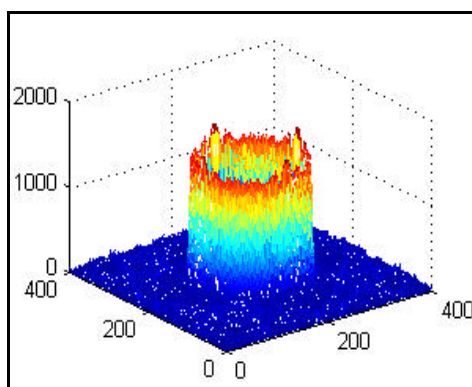


Abb. 6.16: Simuliertes Ausgangssignal eines kreisförmigen Strahlformers

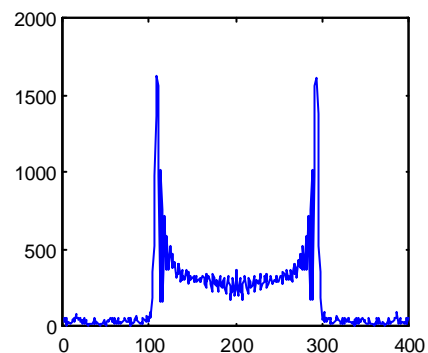
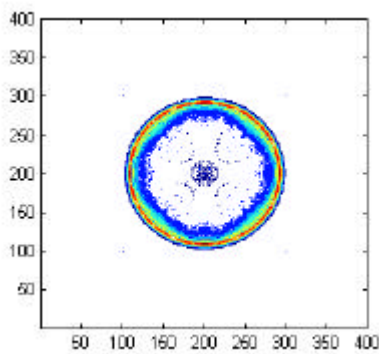


Abb. 6.17: Simuliertes eindimensionales Ausgangssignal eines zirkularen Strahlformers.

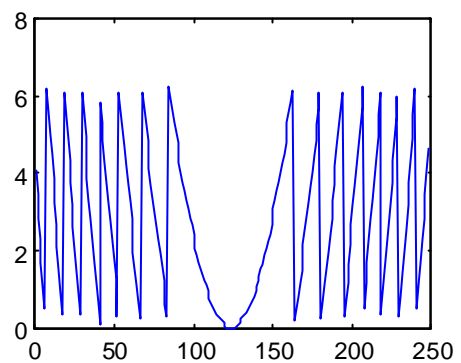


Annäherung der Formeln bei der Integration möglich wird. Ein vertikaler Schnitt von Abbildung 6.16 ist in Abbildung 6.17 zu sehen. Hier sieht man, dass die Generierung einer kreisförmigen Intensitätsverteilung nur näherungsweise erreicht worden ist.

Um die Trennung des Musters von der nullten Beugungsordnung zu erreichen, wird wieder die Formel der Verschiebung angewendet (6.7). Man erhält das Bild, das in Abb. 6.18 dargestellt ist. Nun, da es scheint, dass die Phasenfunktion ihre Aufgabe erfüllt, kann man diese Funktion auf ein Intervall  $[0, 2\pi]$  reduzieren, gemäß der Formeln der Gleichungen 6.8.1 und 6.8.2. Als Ergebnis bekommt man, was in Abbildung 6.19 dargestellt ist.

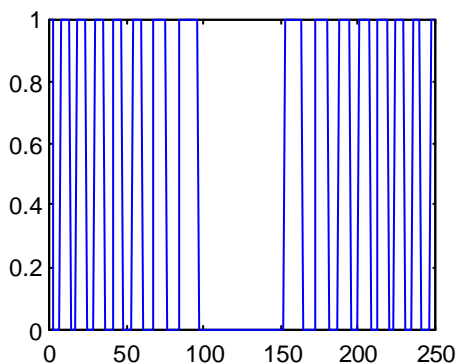


**Abb. 6.18** Schnitte durch Abb.6.16 ergibt die Konturen des zirkularen Musters

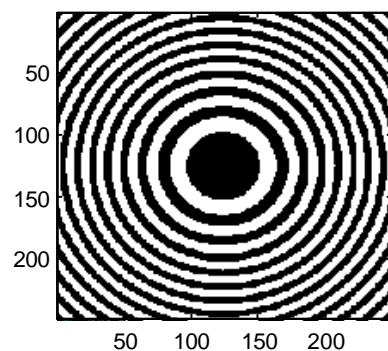


**Abb. 6.19:** Simulierte eindimensionale Phase eines zirkularen Strahlformers (reduziert auf  $2\pi$ )

Um eine binäre Matrix zu konstruieren, die später auf einem Substrat kodiert werden kann, wird die Phasenfunktion von Abbildung 6.19 mit Hilfe der oben genannten Formeln 6.9.1 und 6.9.2 binarisiert. Die entsprechende binarisierte Phasenfunktion ist in Abbildung 6.20 dargestellt.



**Abb. 6.20** Simulierte binarisierte eindimensionale Phase eines kreisförmigen Strahlformers



**Abb. 6.21:**binäres Phasenprofil eines kreisförmigen Strahlformers

Schließlich zeigt die Abbildung 6.21 das simulierte Oberflächenprofil eines kreisförmigen Strahlformers. Es sind konzentrische Ringe in der Mitte des DOEs zu sehen. Es sieht ähnlich wie eine Fresnel-Zonen-Linse aus. So sollte das DOE unter dem Mikroskop nach dem Herstellungsprozess aussehen.

## 7. Herstellungsverfahren von CGH's

### 7.1 Experimentelle Ergebnisse

In diesem Kapitel sollen einige experimentelle Ergebnisse von den schon in letzten Kapiteln berechneten und simulierten computergenerierten Elementen gezeigt werden. Es wurden verschiedene Strahlformer, Strahlteiler als Testbilder für die mit Hilfe analytischen und numerischen Methoden optimiert und danach mittels eines direkten Laserschreibprozess hergestellt. Bevor auf die Herstellungsverfahren von solchen Elementen eingegangen wird, sollen zuerst die verwendeten Materialien und Methoden zur Vorbereitung der optischen BR-Filme kurz angesprochen werden.

### 7.2 Verwendete Materialien

Bakteriorhodospin Wildtyp sowie die Mutante D96N wurden von der Firma *Munich Innovative Biomaterials*, Marburg sowie von der Arbeitsgruppe Prof. Dr. D. Oesterhelt, *MPI für Biochemie*, Martinsried bereitgestellt. Die Purpormembran PM wird mit der in beschriebenen Arbeitsmethode hergestellt, nach welcher *Halobacterium salinarum* gezüchtet und aus der erhaltenen Zellmasse nach Behandlung mit Deoxyribonuclease durch Dialyse und Zentrifugation ein als „*crude PM*“ bezeichnetes Material gewonnen wird. Dieses Material enthält neben PM insbesondere Anteile „roter Membran“, welche nach bei aerobem Wachstum verstärkt gebildet wird und sich durch enthaltene Carotinoide auszeichnet. Dieser Typ PM verfügt aufgrund der nicht photochromen roten Membran über einen verminderten Gamut im Farbraum und ist deshalb nicht für die Anwendung als Farbpigment geeignet.

Die Isolierung der reinen PM erfolgt mittels Dichtegradientenzentrifugation (Kontron T 1080) im Zuehergradienten und anschließender Entfernung der Zueherreste durch Zentrifugation (Sorvall Super T 21) mit Wasser durchgeführt. Das so gewonnene reine BR wurde filtriert (5 µm Nylon-Filter, Whatman), schockgefroren und in einem Lyophilisator (Christ, Alpha, 2-4) gefriergetrocknet. Durch diese Aufreinigung kann die so genannte „*PM rein*“ gewonnen werden, die frei von störender roter Membran ist. Dieser PM weitgehend von roter Membran freie PM Typ wird als „PM technisch“ bezeichnet und muss nicht durch die zeitintensive

Dichtegradientenzentrifugation aufgereinigt werden. Die im Rahmen dieser Arbeit verwendete Purpurmembran war vom Typ PM rein, sofern nicht anders vermerkt.

### **7.3 Herstellung der BR-Filme**

Für die Aufzeichnung und Verarbeitung optischer Informationen sind BR-Filme eine wichtige Voraussetzung. Mit Hilfe solcher Proben kann man leicht die Eigenschaften des biologischen Materials in genau definierter und reproduzierter Weise untersuchen. Diese lässt sich natürlich nicht bei den wässrigen Systemen durchführen. Durch Diffusion- und Konvektionsprozesse bewegen sich die PM-Fragmente (und dadurch auch die chromophoren Gruppen) innerhalb des Probenvolumens. Dieses Problem der BR-haltiger Suspensionen lässt sich mit dem Einsatz von BR innerhalb eines Matrixmaterials umgehen. Durch Einbettung des BRs innerhalb eines Matrixmaterials lässt sich die Bewegungsfreiheit der BR-Chromophore stark einschränken oder ganz unterbinden. Zu diesem Zweck wurden die in der vorliegenden Arbeit verwendeten BR-Proben als *Bakteriorhodopsin* in dünnen Schichten und Filmen verwendet. Matrixmaterialien wie Gelatine und Polyvinylalkohol wurden verwendet, da sie wasserlöslich und transparent sind und sich inert gegenüber BR verhalten. Beide Polymere sind in getrockneter Form resistent gegenüber organischen Lösungsmitteln. Aus wässriger Lösung werden nach dem Eintrocknen klare Filme erhalten. In dieser Arbeit wurde hauptsächlich die Gelatine (Typ Fotogelatine, Firma DSD Stöss) als Matrix für BR-Filme verwendet.

#### **7.3.1 unbleichbare PM-Filme auf Glasplatten**

Zur Herstellung eines BR-Fotogelatine-Filmes wurde lyophilisiertes BR in einer 6-%igen (w:w) Fotogelatinelösung suspendiert, die Suspension entgast, auf eine Glasplatte (BK 7, Firma Käfer bzw. Quarzglas SUPRASIL<sup>R</sup>; Firma Hellma) aufgetragen und mittels einer Rakel vom Typ Film Applicator 2100 (Byk Gardner, Geretsried) eine gleichmäßige Schichtdicke erzeugt (knife-coating). Die gewünschte optische Dichte (OD) kann durch Wahl der BR-Konzentration und der Rakelgröße erzielt werden. Anschließend wurden die Filme für 12 Stunden an der Luft getrocknet.

PM(D96N)	Firma MIB oder MPI	200mg
Fotogelatine	Firma Stress	600mg
Wasser	-	10mL
Nassschicht-Auftrag 1,0 mm		

### 7.3.2 bleichbare PM-Filme auf Glasplatten

Für eine gezielte Einstellung der photochromischen Eigenschaften und der Bleichbarkeit der BR-Filmen wurde zusätzlich zur Fotogelatine *Arginin* (Firma Across) verwendet.

PM(D96N)	Firma MIB oder MPI	200mg
Fotogelatine	Firma Stress	600mg
Arginin	Firma Across	200mg
Wasser	-	10mL
Nassschicht-Auftrag 1,0 mm		

### 7.3.3 unbleichbare PM-Folien

Diese Folien wurden von der Firma AGFA GmbH bereitgestellt. Ihre Hauptbestandteile sind:

- Triacetat-Folie (als Trägermaterial)
- Fotogelatine (als Beschichtungsmaterial)
- PM(D96N)

## 7.4 Experimenteller Aufbau für die Aufzeichnung der CGH's

Zur Herstellung der CGH's bzw. DOE's, die im Rahmen dieser Arbeit berechnet wurden, wurde ein Laserschreibsystem, das am Institut für Physikalische Chemie entwickelt und aufgebaut wurde, verwendet. Dessen optischer Aufbau und Technische Daten werden im Folgenden beschrieben. Die Abb. 1 stellt schematisch das direkte Laserschreibsystem dar. Mit diesem System kann man auf eine sequenzielle Weise optische Daten aufzeichnen. Er erlaubt eine rasterförmige Belichtung photoempfindlicher BR-Filmen mit Hilfe eines fokussierten Laserstrahls.

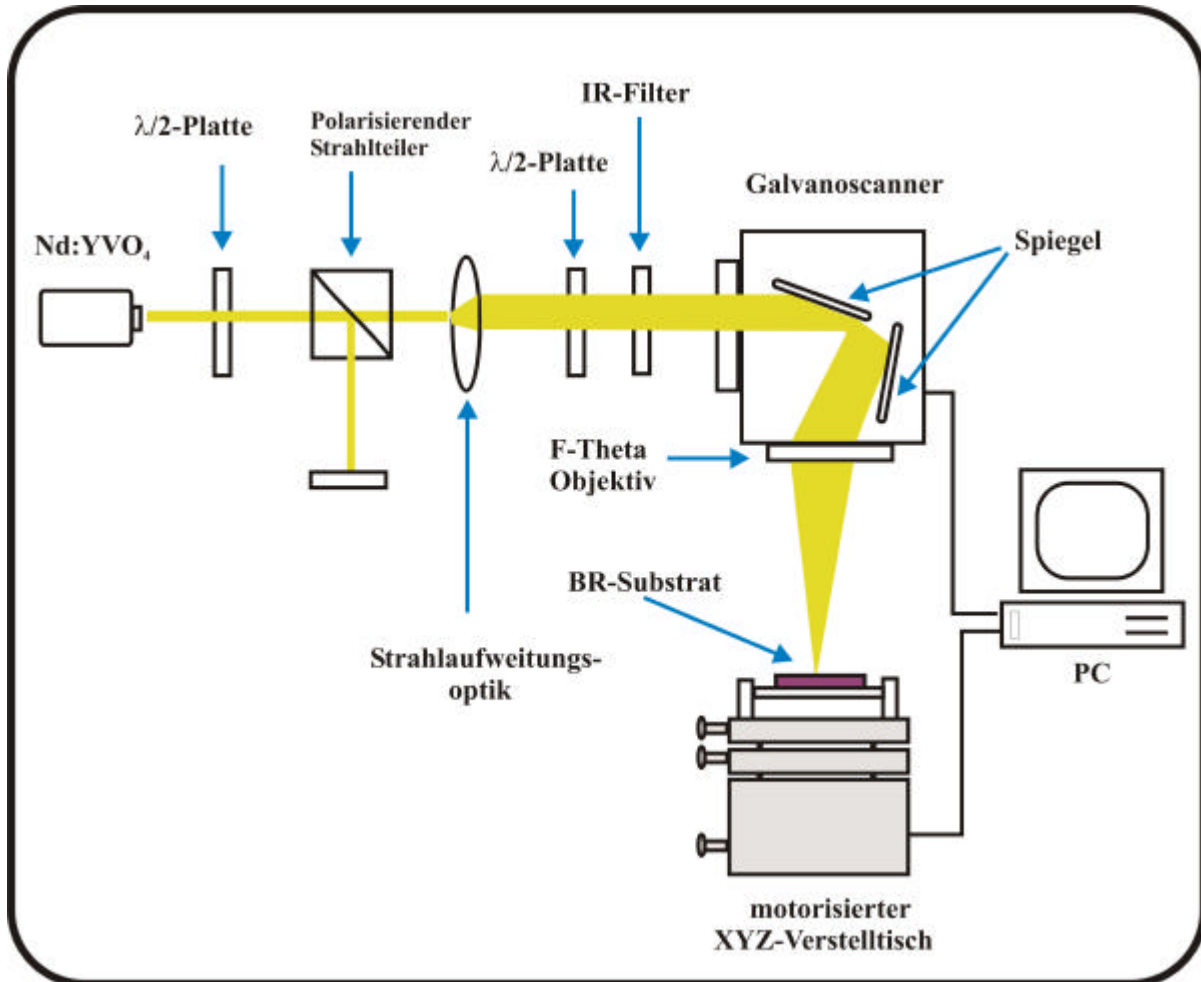


Abb. 7.1 optischer Aufbau zur Herstellung CGH's

Für die photochemische Strukturierung der CGH's in BR-Filmen mittels des in Abb.1 dargestellten Aufbaus wurde die Linie 532 nm eines Frequenzverdoppelten Nd:YVO<sub>4</sub>-Lasers (VECTOR 532-1000-20, Firma Coherent) im Pulsbetrieb verwendet. Mit diesem Lasersystem kann die Ausgangsintensität 1W bei einer Repetitionsrate von 20kHz erreicht werden. Für die Schreibprozesse der CGH's wurden Typischerweise Pulsfrequenzen von 20 kHz und Ausgangsleistungen von zwischen 10mW/cm<sup>2</sup> und 400 mW/cm<sup>2</sup> gewählt. Mit einer Anordnung bestehend aus einer λ/2-Platte und einem polarisierenden Strahlteilerwürfel wurde die Laserintensität präzise eingestellt.

Um eine nahezu homogene Intensitätsverteilung zu erhalten wurde die TEM<sub>00</sub> des Lasers unter Verwendung der Strahlaufweitung parallel aufgeweitet und mittels eines Infrarotsperrefilters (IR) vom Infrarotanteil (1064 nm) getrennt. Optional wurde, das charakteristisch für BR-Filmen anisotropische Verhalten manchmal ausgenutzt um verschiedene Mikrostrukturen mit unterschiedlichen Polarisierungen aufzuzeichnen, indem man zusätzlich durch Verwendung einer zweiten λ/2-Platte vor dem Scannerkopf die

Polarisationswinkel des Schreibstrahls gedreht wurde. Nachfolgend wurde der aufgeweitete Laserstrahl mittels des computergesteuerten aus zwei Spiegel bestehenden *Galvanoscanners* (SCANgine 14<sup>®</sup>, SCANLAB AG, Puchheim) gezielt in x- und y-Richtung ausgelenkt und danach durch eine an der unteren Seite des Scannerkopfes befindende *F-Theta-Objektiv* auf das BR-Substrat fokussiert. Die spezielle Optik dieses Objektivs ermöglicht eine Strahlfokussierung auf die zu bearbeitende Fläche des Substrates in einer Art, dass sich ein einfacher Zusammenhang zwischen Auslenkungswinkel  $\theta_1$  und  $\theta_2$  der Spiegel und tatsächliche Auslenkung in x- und y-Richtung ergibt. Es kommt allerdings zu kissenförmigen Verzerrungen in der Schreibebeine, welche durch die entsprechende Software korrigiert werden müssen.

Die Ansteuerung des Scanners wurde von einem mit passender angeschlossener Ansteuerungskarte (RTC3, Firma SCANLAB AG, Puchheim) aufgerüsteten PC und entsprechenden Software (SAM2D, Firma SCAPS, München) durchgeführt.

Der Nd: YVO<sub>4</sub>-Strahl wurde mit Hilfe eines zusätzlich an der Schnittstelle zwischen dem Galvanoscanner und dem Rechner aufgebauten Q-Switch shutter binär in der Intensität moduliert, d.h. ein- und ausschaltet.

Die Feinpositionierung des BR-Films innerhalb des Glassubstrats wurde durch die motorisierte Bewegung eines dreien Linearverstellers vom Typ SM32 (Owis, Staufen) durchgeführt. Die Ansteuerung des XYZ-Verstellers erfolgte durch einen Controller vom Typ DC500 (Owis, Staufen) und einen PC. Die Ansteuerung des XYZ-Verstelltisches wurde durch die Schrittmotorsteuerkarte (PCI-SM32, Firma Owis, Staufen) durchgeführt.

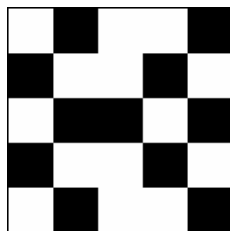
Das so eben beschriebene Laserschreibsystem erlaubt das direkte Belichten von Mikrostrukturen auf planare Glassubstrate bzw. Folien, die vorher mit Bakteriorhodopsin beschichtet wurden (siehe (6.3)). Mögliche Substratgrößen waren 5 x 5 cm<sup>2</sup>, 10 x 10 cm<sup>2</sup>. Nach genauen Betrachtungen der geschriebenen optischen Daten unter dem Mikroskop wurde die Schärfentiefe des F-Theta Objektivs (bzw. des Scanners) auf etwa 5-10µm abgeschätzt. Da Schichtdicke der BR-Filme in der Größenordnung von etwa 40-50 µm liegt, kann man Problemlos die Mikrostrukturierung in verschiedenen Lagen mit unterschiedlichen Höhen des BR-Films durchführen. Meistens wurde aber eine in die obere Schichte des Substrats Mikrostrukturierung mit Absicht erzielt.

Mit dem so eben beschriebenen Laserschreibersystem wurden binäre Mikrostrukturen hergestellt. Zur Berechnung der Strukturdaten wurden mehrere mittels *Matlab* von *Mathworks Inc.* geschriebenen Routinenberechnungsprogrammen verwendet. Die Daten wurden im Bitmap Format an einen Messcomputer übergeben, der den weiteren Prozessverlauf steuert. Die Belichtungswerte (bei binären Strukturen nur Nullen und Einsen) sind in großen Matrizen abgelegt.

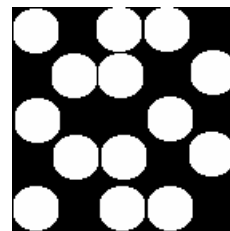
Die hellen Stellen entsprechen den durch das Laserschreibersystem belichteten Pixeln. Die dunklen dagegen den nicht belichteten. Aufgrund des Strahlprofils des Lasers sieht die Struktur in Wirklichkeit etwa so, wie in Abb. 7.2 (c) gezeigt:

$$\begin{bmatrix} 1 & 0 & 1 & 1 & 0 \\ 0 & 1 & 1 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 1 & 1 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 1 & 1 & 0 \end{bmatrix}$$

(a)



(b)



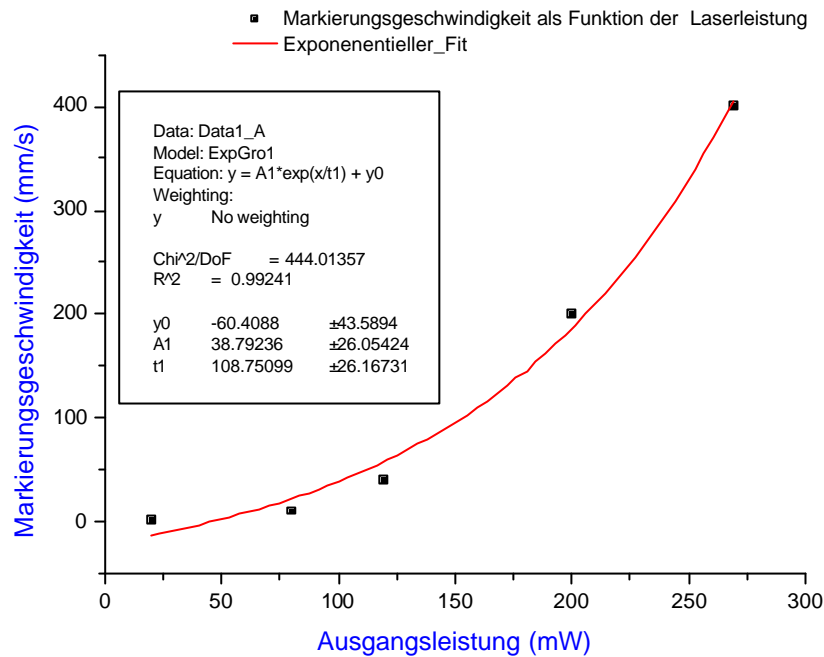
(c)

**Abb. 7.2** (a) binäre Matrix, (b) entsprechende binäre Struktur, (c) bedingt durch Strahlprofil Formänderung der binären Struktur

## 7.5 Optimierung Laserleistung vs. Schreibgeschwindigkeit

Zur Optimierung von BR-Filmen für die Aufzeichnung von CGH's wurde der Einfluss der in den Aufzeichnungsprozessen verschiedenen vorkommenden Schreibparameter und ihre unterschiedliche Kombinationen untersucht. Dabei wurden bei Variation dieser verschiedenen Parameters vor allem auf die Qualität der geschriebenen Daten, ihre Packungsdichte, ihre Beugungseffektivität und ihre gute Funktionalität geachtet. Diese zu optimierenden Schreibparameter können in zwei Kategorien eingeteilt werden. Die erste besteht aus Laserparametern: Laserintensität bzw. Laserleistung, Repetitionsrate und Polarisation. Die zweite beinhaltet mehrere Scannerparameter. Da die meisten davon keine bedeutende Rolle in der vorliegenden Arbeit spielen, werden im nachfolgenden nur drei davon, die wichtig sind betrachtet: Markierungsgeschwindigkeit<sup>1</sup>, Sprunggeschwindigkeit<sup>2</sup> und Dither Step<sup>3</sup> des Galvanoscanners.





**Abb. 7.3** Markierungsgeschwindigkeit als Funktion der Laserleistung

Aufgrund der großen aufzuzeichnenden binären Matrizen der CGH's, ist meistens ihre Herstellung mit viel Zeit verbunden. Aus diesem Grund wurde zunächst ihre Anfertigung bezüglich der Schnelligkeit des Schreibprozesses optimiert. Bei diesem Optimierungsprozess wurde nach den Parametern gesucht, die eine gute Herstellbarkeit der CGH's zuzulassen aber gleichzeitig von der Herstellungszeitdauer her akzeptabel sind. In diesem Zusammenhang wurde die Variation der Markierungsgeschwindigkeit in Abhängigkeit der Intensität des Schreiblasers gemessen (Abb.7.3). Dabei wurden alle anderen Scannerparameter konstant und die Sprunggeschwindigkeit auf eine optimale maximale Wert gehalten. Prinzipiell kann man den Schreibprozess bei 1W maximale Leistung des Schreiblasers und maximale Markierungsgeschwindigkeiten bis zu 600 mm/s durchführen. In einem hohen Leistungsbereich treten aber meistens Belichtungsfehler auf, die auf die Präsenz neben TEM<sub>00</sub> auch von höheren Moden des Lasers zurückzuführen sind.

---

1-Die *Markierungsgeschwindigkeit* (mark speed) bezeichnet die Geschwindigkeit mit der der Laserstrahl über die Probe ohne Variation der Fokusslage geführt wird.

2-Der Parameter Sprunggeschwindigkeit gibt die Geschwindigkeit der Fokusslageänderung an.

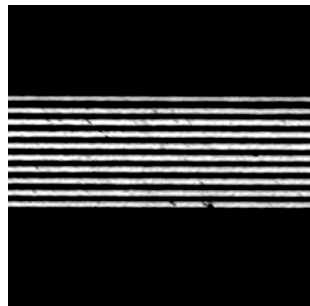
3- Dither Step Parameter, der die Auflösung des Schreibprozesses bestimmt und die Pixelgröße- und die Pixelabstandseinstellung beim Schreiben ermöglicht.

Solche Belichtungsfehler können später Rekonstruktionsfehler (Gesiterbilder) während des praktischen Einsatzes des Hologramms verursachen. Um eine hohe optische Qualität der hergestellten CGH's zu erreichen, ist es aus diesem Grund empfehlenswert im niedrigen Intensitätsbereich von 10 bis 50 mW·cm<sup>-2</sup> zu arbeiten.

## 7.6 Optimierung der Parameter mittels Mikroskopische Untersuchungen

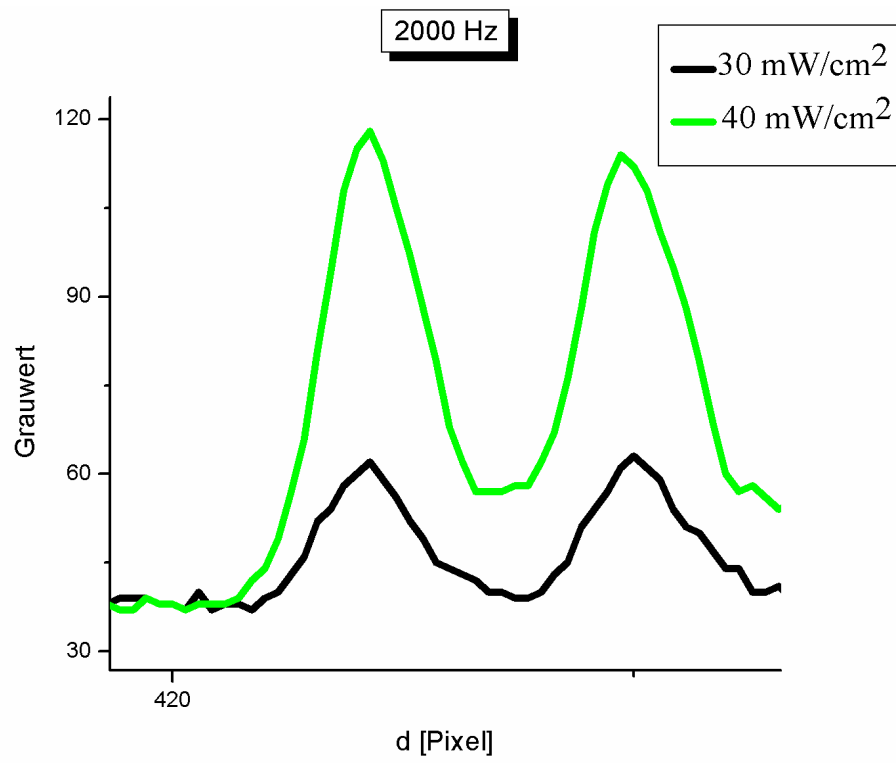
Die beschriebenen BR-Filmen wurden unter einem Mikroskop mit einem Interferenzfilter (durchlässig bei 568 nm) untersucht und mit einer digitalen Kamera (Hamamatsu) photographiert. Die weitere Auswertung erfolgte mit dem Programm „*Image Tool*“.

Am einfachsten zum Auswerten waren Gitterlinien. Die Abb. 7.4 stellt als Beispiel einzelne in

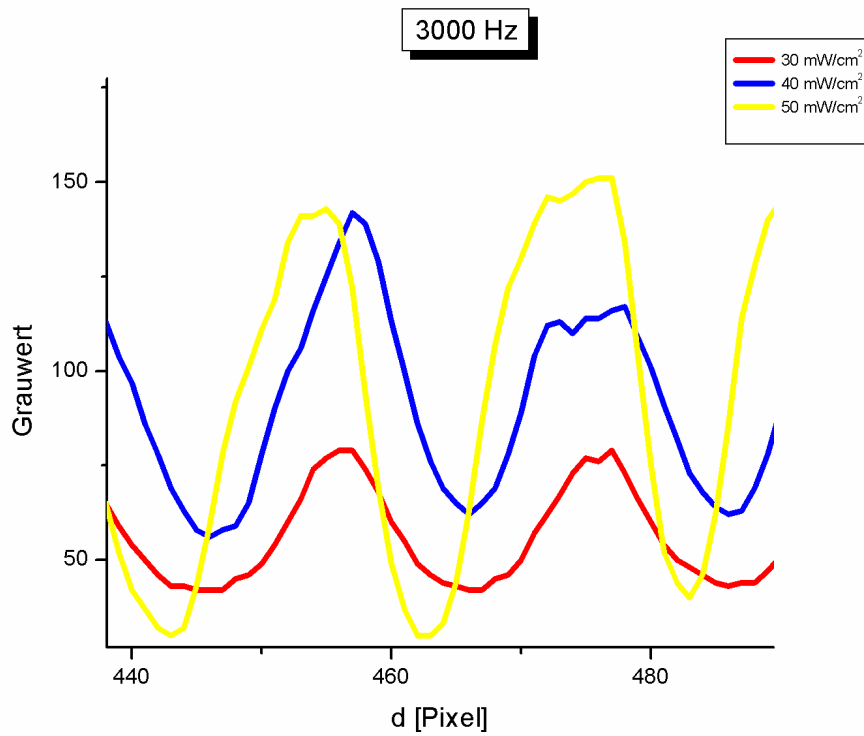


**Abb. 7.4** Einzelne Linien erzeugt in BR-Filmen durch laterale Überlappung von Laserpulsen

BR-Schichten mittels eines Nd:YVO<sub>4</sub>-Lasers beschriebenen Linien. Solche periodische Linienmuster wurden mit unterschiedlichen Laserleistungen und Pulsfrequenzen in BR-Filmen beschrieben und ihr Profil unter dem Mikroskop untersucht. Von den Linien wurde ein Profil des Grauwertes erstellt und so die relative Linienbreite und Höhe der Peaks ausgewertet und verglichen. Auf diese Weise wurden Graphiken wie die Abbildungen 7.5 und 7.6 für die jeweiligen Frequenzen als Beispiele erhalten:

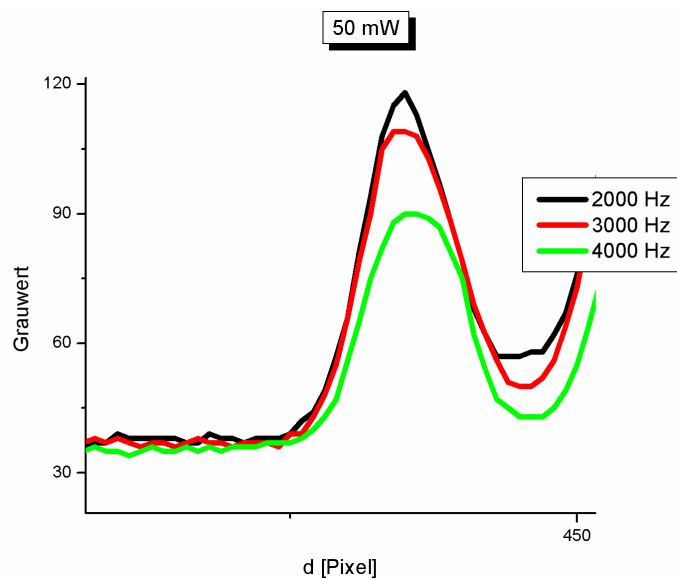


**Abb. 7.5** Linienprofil von Gitterstrukturen geschrieben bei Pulsfrequenz von 2kHz und bei verschiedenen Laserleistungen in mW · cm<sup>-2</sup>



**Abb. 7.6** Linienprofil von Gitterstrukturen geschrieben bei Pulsfrequenz von 3kHz und bei verschiedenen Laserleistungen in  $\text{mW} \cdot \text{cm}^{-2}$

Aus den abgebildeten Graphen geht hervor, dass im allgemein die optimalen Laserleistungen für die Erzeugung von Linien, in niedrigen Bereich z.B.  $40\text{-}60 \text{ mW} \cdot \text{cm}^{-2}$  liegen. Andererseits zeigt es sich, dass der Repetitionsrate bzw. Pulsfrequenz nur eine zweite untergeordnete Rolle bei der Qualität des Schreibens spielte (siehe Abb. 7.7).



**Abb. 7.7** Einfluss der Repetitionsrate auf die Grauwert der eingeschriebenen Gitterlinien

Bei den höheren Laserleistungen tritt teilweise Verbrennung der BR-Schichten auf. Dies führt dazu, dass der Grauwert unter den des Hintergrundes absinkt. Als ein Beispiel für eine solche Messung sind die ermittelten Werte in folgender Tabelle zusammengestellt:

Leistung [mW.cm <sup>-2</sup> ]	Peakhöhe		
	2000 Hz	3000 Hz	4000 Hz
30	62	54	-
40	89	79	66
50	118	112	103
60	103	117	142
70	74	123	127
80	63	119	122
90	-	151	120
100	-	174	139
110	-	-	157
120	-	-	132
130	-	-	99

**Tab. 7.1** Peakhöhe der Grauwert der beschriebenen Linien als Funktion der Laserleistung

## 7.7 UV-Vis spektroskopische Messungen

Die Transmissionsspektren der BR-haltigen Proben wurden mittels eines UV-Vis Zweistrahl-Spektrometer Kontron Uvikon 922 gemessen. Das Spektrometer ist in der Lage in einem Bereich von 190-900 nm zu messen. Es arbeitet mit einer Deuteriumlampe für den UV-Bereich und eine Xenonlampe für den sichtbaren Bereich. Hier wurde für das Auslesen der computergenerierten Hologramme der spektrale interessante Bereich von etwa 380-780 nm ausgewählt. Die außerhalb von 380-780nm liegenden spektralen Bereiche wurden in den meisten Fällen nicht berücksichtigt, da sie keine besondere Rolle für die Rekonstruktion der Hologramme spielen.

### 7.7.1 Transmissionsmessungen von BR-Filmen/ Glassubstrat

In den mit BR (D96N-Mutante) beschichteten Filmglassubstraten wurden einfache Gitterstrukturen, welche mit unterschiedlichen Leistungen und Frequenzen aufgezeichnet wurden, gemessen.

Es wurden nur die Gitterproben, die eine gute Rekonstruktion liefern untersucht. Die anderen, die Rekonstruktionsfehler (bzw. gar nicht auslesbar sind) verursachen, wurden nicht betrachtet. Beispiel für solche Messungen ist in der Abb. 7.8 dargestellt.

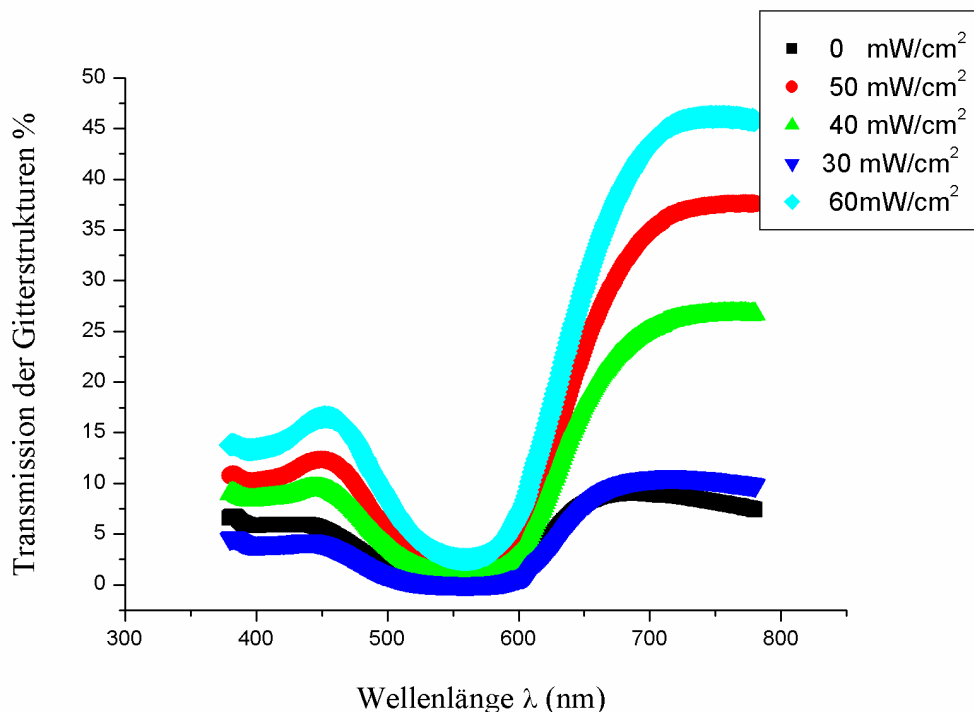


Abb. 7. 8 Transmissionsmessungen von Gitterstrukturen (BR-Filme/Glassubstrate)

Die Auswertung der Spektren gestaltete sich als schwierig, da es kein Trend zu erkennen war. Vor allem gab es meistens Spektrenüberlappungen. Die Ergebnisse erlauben daher nur eine qualitative Betrachtung. Dennoch wurde festgestellt, dass im allgemeinen das Schreiben von CGH's im niedrigen Leistungsbereich z.B. 40-60 mW am günstigsten ist. Und die Variation der Frequenz hat nur einen geringeren Einfluss auf die Änderung der Transmissionspektren. Die Schwierigkeit bei der Messung dieser Transmissionspektren liegt darin begründet, dass die BR-Glassubstrate aufgrund ihrer Herstellungsmethode unterschiedliche Schichtdicke-

Schwankungen (ein paar  $\mu\text{m}$ ) aufweisen. Dies hat den Vergleich zwischen den verschiedenen Proben besonders schwierig gemacht. Sogar ein Vergleich zwischen einzelnen an verschiedenen Stellen auf einer Probe ( $5\text{ cm} \times 5\text{ cm}$ ) sich befindenden Strukturen war wegen der starken Schichtdickeschwankungen innerhalb der jeweiligen Proben unmöglich.

Dieses Problem konnte gelöst werden, indem man statt BR-Filme auf Glassubstrat BR-Folien verwendet hat, diese mit BR beschichteten Substratfolien wurden von der Firma AGFA angefertigt (Abschnitt 7.3.3).

Die Transmissionsmessungen bestätigen die bereits erhaltenen Ergebnisse. Es ist sinnvoll die Messungen bei der Wellenlänge zu betrachten bei der die Gitter (bzw. CGH's) später auch ausgelesen werden ( $632\text{ nm}$ ). Zu diesem Zweck wurden im Fall der mit niedrigen Energieleistungen eingeschriebenen Gitterstrukturen Spektren um den Bereich rund um  $632\text{ nm}$  beobachtet. Es zeigte sich, dass die Transmission der mit  $50\text{ mW}\cdot\text{cm}^{-2}$  geschriebenen Strukturen am höchsten ist.

## 7.7.2 Transmissionsmessungen von BR-Folien

Genau wie im 7.7.1 wurden Gitterstrukturen in BR-Folien eingeschrieben und gemessen. Die Abbildung 7.11 stellt eine solche Messung dar. Im Gegenteil zu 7.7.1 tritt keine Spektrenüberlappung auf und ein Trend ist zu erkennen.

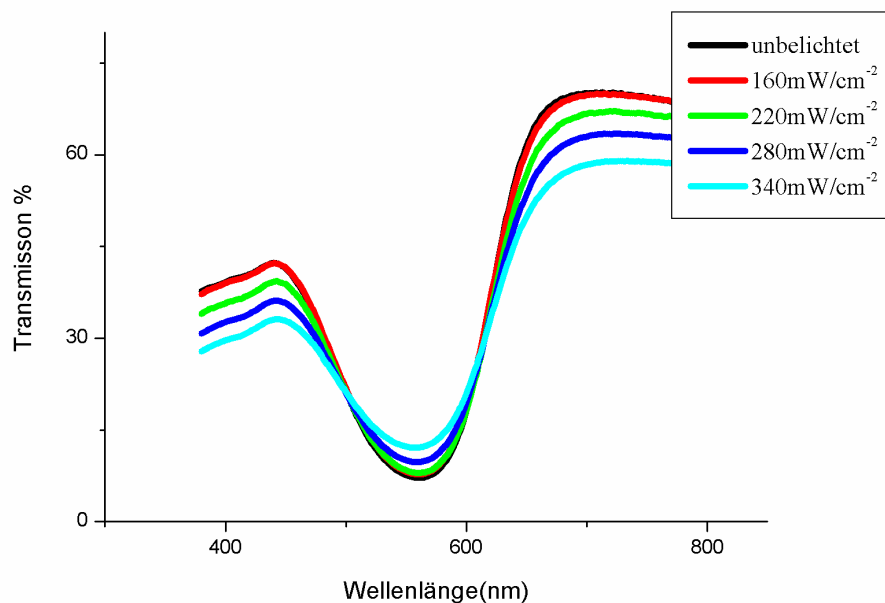
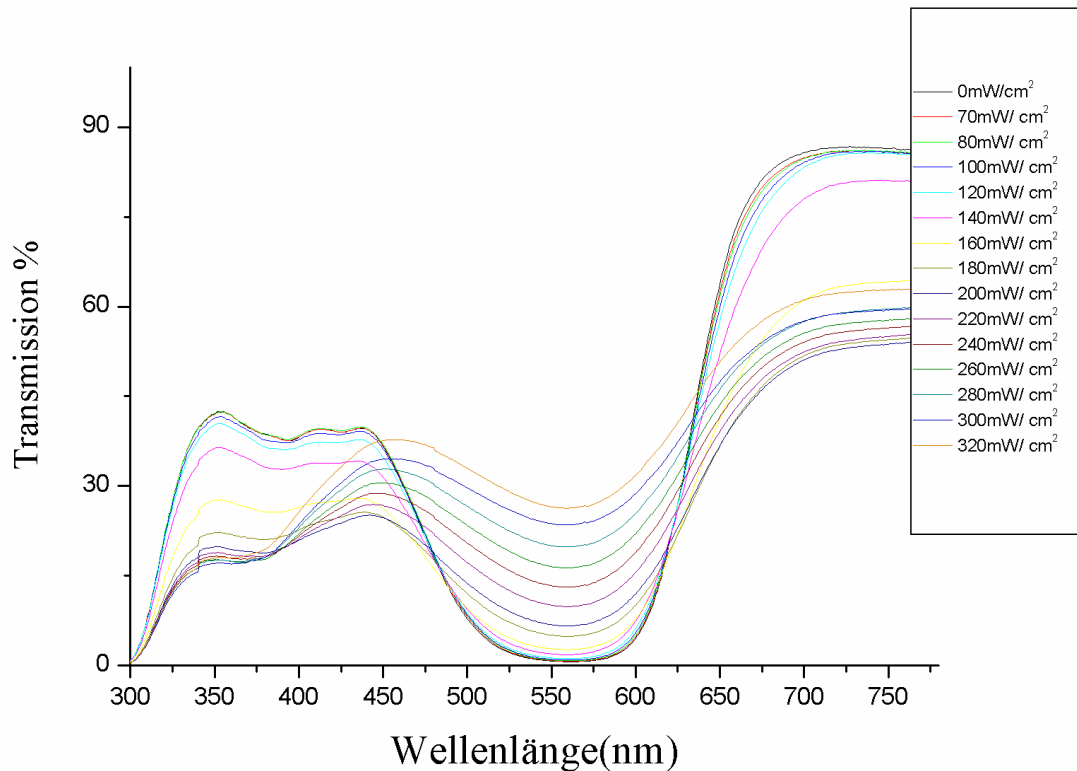


Abb. 7.9 Transmissionspektren von BR-Folien bei zunehmender Intensität des Schreiblasers

In der Abb. 7.9 bei steigender Laserleistung ist eine deutliche Abnahme der Transmission in den äußeren Bereichen 380-500 nm und 630-780 nm und eine Zunahme der Transmission im zentralen Bereich des Spektrums 500-630nm zu sehen. Je nach dem mit welcher Energieleistung die Hologramme beschrieben worden sind, gibt es ein für das Ausleseverfahren passender entsprechender Wellenlängenbereich. Prinzipiell, zeigte es sich folgendes: die CGH's, die mit niedrigen Energieleistungen beschrieben worden sind, lassen sich mit Wellenlängen von den äußeren Bereichen 380-500 nm und 630-780 nm besser auslesen. Das Gegenteil gilt für den mittleren Wellenlängenbereich 500-630nm. Diese Tatsache lässt sich aber schwer in der Praxis feststellen, wenn man bei unterschiedlichen Rekonstruktionsbedingungen die unter verschiedenen Wellenlängen ausgelesenen CGH's beobachtet bzw. ihre Beugungseffizienzen misst. Grund hierfür könnten die niedrigen (1,4-3%) Beugungseffizienzen der BR-Filme sein (siehe Abschnitt 7.18.2).

Um das Transmissionsverhalten der BR-Proben zu untersuchen und die spätere Rekonstruktion der CGH's zu erleichtern war der sichtbare Wellenlängenbereich (380-780nm) vollkommen ausreichend. Für die Untersuchung der bei der LIBM entstandenen kurzlebigen Intermediate ( $P_{605}$  nach [23] bzw.  $F_{620}$  [24]) und stabilen Photoprodukten ( $P_{360}$ ) musste man dagegen einen größeren Wellenlängenbereich auswählen. Zu diesem Zweck wurden erneut CGH-Spektren in dem Wellenlängenbereich 190 nm bis 900 nm aufgenommen, um spektroskopische Veränderungen in diesem Bereich zu untersuchen. In Abb. 7.10 ist eine solche Messung dargestellt. Bei den strukturellen Transformationen von BR und der Entstehung seiner Zwei-Photonenprodukte ist neben den Veränderungen am Absorptionsband des Chromophors bei 570 nm auch dessen hypsochrome Verschiebung in den Bereich bei 605 nm von großer Bedeutung. Bei einer weiteren Betrachtung des Spektrums um den Bereich rund um 360 nm können zusätzliche Rückschlüsse auf die Charakterisierung des Zustands  $P_{360}$  gewonnen werden.



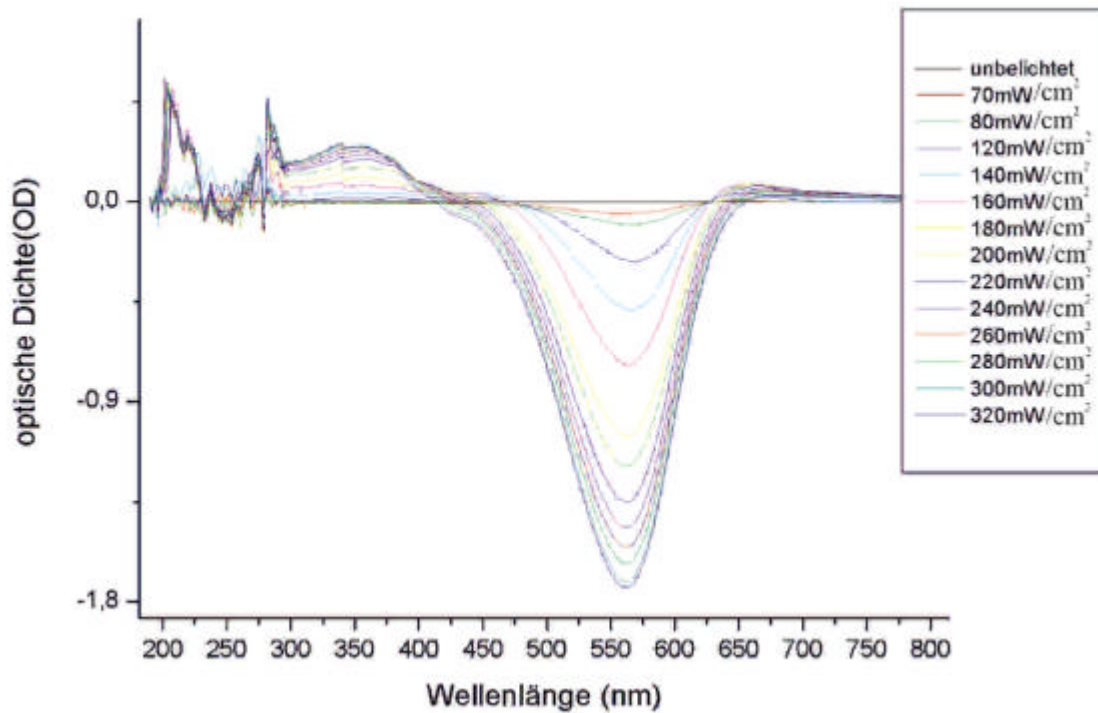


**Abb. 7.10** Transmissionsmessungen von Gitterstrukturen (BR-Filme auf Glassubstrat)

In der Abb. 7.11 wo Differenzspektren dargestellt sind, zeigt sich:

- eine deutliche Abnahme der OD im Wellenlängenbereich zwischen 460 und 650 nm mit einem Absorptionsminimum um etwa 565 nm, was mit den Veränderungen am Absorptionsband des Chromophors bei 570 nm in Verbindung steht.
- eine deutliche Zunahme der OD im Wellenlängenbereich zwischen 300 nm und 390 nm mit einem Absorptionsmaximum um 356 nm, was auf die Bildung des Photoproduktes  $P_{360}$  zurückzuführen ist.

- eine schwere nachweisbare Absorptionsband im Wellenlängenbereich oberhalb 600nm mit einem Absorptionsmaximum um etwa 635 nm.



**Abb. 7.11** Absorptionsmessungen (Differenzspektren) als Funktion der optischen Dichte (OD)

### 7.8 Rastermikroskopische Messungen von Flächenprofilen der CGH's

Die in den Abb. 7.12. und 7.13 dargestellten rastermikroskopischen Aufnahmen eines CGHs zeigen die Ausbildung von Mikrostrukturen mit komplizierten Oberflächenprofilen. Je nach Art des zu beschreibenden CGH ist ein einfaches bzw. komplexes Profil zu erwarten. Bei Variation der Intensität des Schreiblasers von etwa 10 mW bis 350 mW wird die Tiefe der

Laserleistung (mW/cm <sup>2</sup> )	0	160	200	220	240	280	300	320
Höhenprofil (nm)	30	100	237	268	484	523	625	644

**Tab. 7.2** Gemessene Höhenprofile als Funktion der Laserleistung

ausgebildeten „Tälern“ entsprechend von etwa 50 bis 650 nm zunehmen (siehe Tab. 7.2). In den meisten Fällen ist ein sinusförmiger Trend bei dieser Mikrostrukturen zu erkennen. Das Auftreten von manchmal Unregelmäßigkeiten bei den Profilen ist auf Staubbildung auf der Oberfläche des BR-Substrats oder eine bedingt durch die Herstellungsverfahren der BR-Filme Rauigkeit des Materials zurückzuführen.

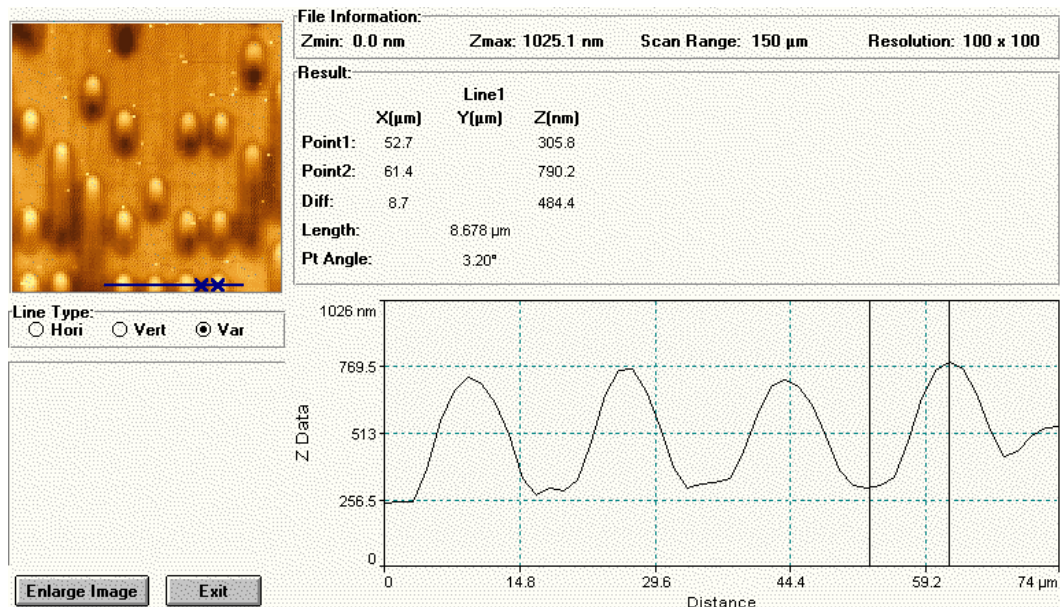


Abb. 7.12 Rasterkraftmikroskopische Aufnahme eines in BR-Film geschriebenen (CGH's)

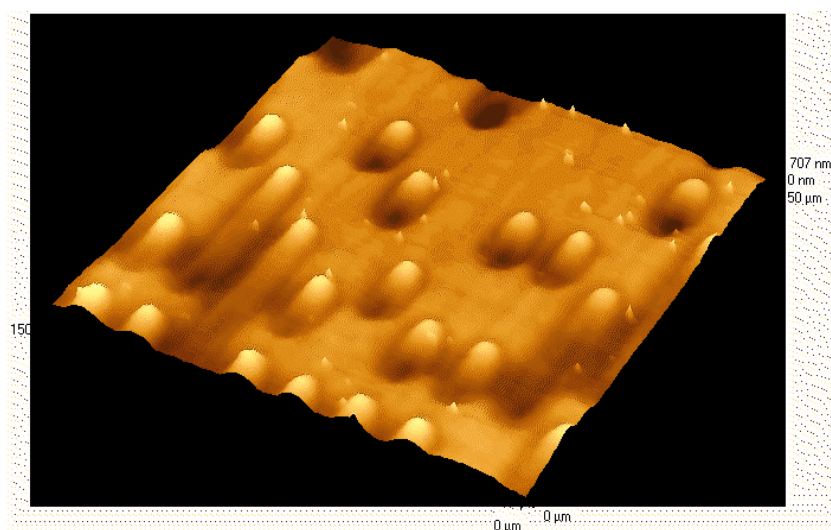


Abb. 7.13 Topographie zur AFM-Aufnahme der Abb. 7.12

In der vorliegenden Arbeit wurden Einfachheit halber keine graustufigen Matrizen die aufwendigere Schreibverfahren benötigen, stattdessen nur die von Nullen und Einsen

bestehenden einfachen binären Matrizen hergestellt. Normalerweise würde man aufgrund solcher binären Matrizen und unter der Voraussetzung einer linearen Antwort des Hologrammediums ein fast rechteckiges Oberflächenprofil mit scharfen Rändern erwarten. Was aber mit den experimentellen Ergebnissen nicht in Übereinstimmung ist.

Für die eben besprochene Uneinigkeit zwischen den experimentellen Ergebnisse und die theoretischen Voraussagen könnten zwei Gründe geben. Erstens: Die Antwort des Hologrammediums auf das vermutete perfekte binäre Signal des Schreibprozess ist nicht linear. (Wohlgermerkt an dieser Stelle: ein nur von Nullen und Einsen erzeugtes binäres Signal des Schreiblasers bedeutet, dass nur die zwei Möglichkeiten nämlich ein ausgeschaltetes oder eingeschaltetes Zustand für den Schreiblaser geben darf). Zweitens, das Hologrammedium antwortet zwar linear zum Schreibsignal des Lasers (zumindest in einem definierten Laserleistungsbereich), aber ein bedingt durch die Ansteuerung des Galvanoscanners erzeugtes Signal ist nicht 100%ig binär.

Eine genauere Untersuchung von BR-Filmen im Bezug auf die Speicherung digitaler Daten hat ergeben, dass BR-Filme innerhalb eines für die Erstellung von CGH's interessanten kleinen Lichtleistungsbereich eine lineare Antwort gegenüber des Schreiblasers besitzen. Diese wurde anhand von mehreren Absorption-, Transmission- und Beugungseffizienzmessungen öfters bestätigt. Dies gilt aber nur für die niedrigeren Laserleistungsbereiche. Bei den höheren Laserleistungsbereichen treten komplexe Profilierungseffekte innerhalb der BR-Filme auf (für diese können jedoch an diese Stelle keine Erklärung gegeben werden), die eine photochemische lineare Antwort verhindern. Da aber das Schreiben von CGH's nur in den relativ kleinen Leistungsbereich möglich ist, kann man von der zweiten vorher genannten für die komplexen auftretenden Oberflächenprofile Grunderklärung ausgehen.

Die statt rechteckige eine unerwartete erhaltene Form des CGH-Profils ist auf die Ansteuerung des Schreiblasers durch den Galvanoscanner zurückzuführen. Um dies zu sehen, sollte man das Funktionsprinzip des Scanners verstehen. Der Galvanoscanner bewirkt eine gezielte Ablenkung des Schreibstrahls in x- und y-Richtung und zudem eine Strahlfokussierung auf die Arbeitsebene. Dies lässt sich durch einfache mechanische Bewegungen von zwei an jeweils zwei durch Motoren betriebenen Scannereinheiten befestigten Spiegel erreichen. Die Auslenkung des Strahl um x bzw. y bedarf eine Drehung

um  $\theta_1$  bzw.  $\theta_2$  der beiden Motoren. Um den Strahl kontinuierlich mit einer konstanten Geschwindigkeit entlang des Substrats zu bewegen und ihn gleichzeitig auf die Arbeitsebene fokussiert zu halten, steuert der Galvanoscanner die beiden Scannereinheiten so, dass sie möglich ohne Beschleunigungen eine konstante Drehbewegung durchführen. Eine Drehbewegung ohne Beschleunigung lässt sich aber in der Praxis nicht realisieren, wenn von unbelichteten zu belichteten Stellen übersprungen werden muss. Infolge solcher Beschleunigungseffekte resultieren statistische Schwankungen der Drehbewegungen der Spiegel und damit auch Abweichungen von den optimalen Werten der Lichtleistungen des Schreiblasers. Diese Effekte machen sich vor allem in den Übergänge zwischen belichteten und unbelichteten Stellen bemerkbar.

Andererseits der Q-Switch Schalter, der zuständig für das Einschalten bzw. Ausschalten des Lasers an den belichteten bzw. den unbelichteten Stellen ist, bekommt ständig in jeder 10  $\mu\text{s}$  Zeitfenster Signale von der Ansteuerungskarte (RTC3). Anhand von dieser Signale wird er entsprechend reagieren, d.h. einschalten bzw. ausschalten. Meistens sind solche Umschaltvorgänge mit Verzögerungszeiten die so genannten „laser delays“ verbunden. Diese Verzögerungszeiten sind auch für die Umwandlung des rechteckigen idealen einfachen Schreibsignals in ein kompliziertes Signal Verantwortlich.

## 7.9 Ermittlung der Rauigkeit der unbelichteten BR-Filme

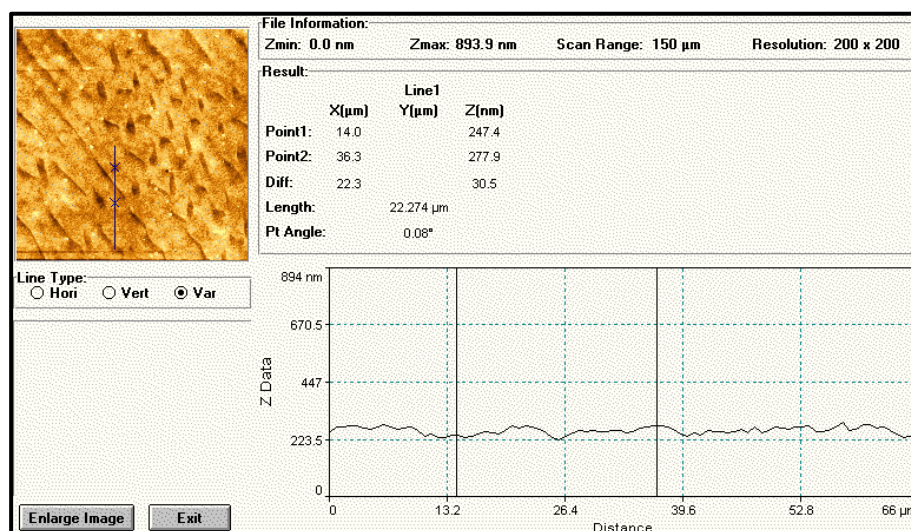


Abb. 7.14 AFM-Aufnahme einer unbelichteten BR-Folie (geliefert von Firma AGFA)

Um die durchschnittlichen Schichtdickeschwankungen bei den BR-Filmen zu ermitteln, wurden mehreren BR-Proben an verschiedenen Stellen mit einem Rasterkraftmikroskop im

tapping mode gemessen. Als ein Beispiel für solche Messungen ist die Aufnahme der Abbildung 7.14 gezeigt. In dieser Aufnahme beträgt die Oberflächenrauigkeit der BR-Probe etwa 30 nm.

Im allgemein stellt sich heraus, dass die von der Firma AGFA zu uns gelieferten BR-Folien ein gleichmäßigeres Oberflächenprofil als die auf Glassubstrat durch die Rake-Methode bei uns hergestellten BR Filme besitzen.

## 7.10 Fehlerquellen im Herstellungsprozess

Hier sollen Fehler besprochen werden, die zusätzlich zu den in der Berechnung berücksichtigten Quantisierungs- und Samplingfehler beim Herstellungsprozess auftreten. Besprochen werden Fehler als Folge von:

1. lokalen Störungen bedingt durch das Herstellungsverfahren der BR-Filme
2. Positionierungsgenauigkeiten des Laserstrahls durch den Galvanoscanner
3. Belichtungsfehler durch die Modulation der Laserintensität durch Q-Switch Schalter

1) Eine lokale Abweichung der Schichtdicke bedingt durch den Herstellungsprozess (siehe 7.3) kann nicht ignoriert werden. Sie bewirkt eine lokale Verminderung des Beugungswirkungsgrad und damit Intensitätsschwankungen in der Ausgabeebene. Insbesondere erscheint die störende nullte Beugungsordnung besonders intensiv. Es zeigt sich folgendes: die auf Glassubstraten durch die *knife-coating-Methode* aufgetragenen BR-Filme wesentlich schlechter als die von der Firma AGFA gelieferten BR-Folien sind. Die durch Profilometer und Rasterkraftmikroskop durchgeführten lokalen Höheschwankungsmessungen haben dies bestätigt. Während die Schichtdickeschwankungen bei den BR-Folien 30-50 nm (siehe Abb. 14) betragen, sind sie bei den auf Glassubstrat aufgetragene n BR-Filmen um den Faktor 3 bzw. 4 und sogar mehr höher.

2) Die Effekte einer Positionierungsgenauigkeit des Schreiblasers durch den Galvanoscanner sind schwer vorauszusagen, da die mechanischen Abläufe der Galvanospiegel komplex und damit nicht leicht erfassbar sind. Qualitativ kann jedoch gesagt werden:

- Ein statistisches Schwanken der Punktpositionen führt zu einem zusätzlichen Rauschuntergrund und damit zu einer Verschlechterung des Signal-Zu-Rausch-Verhältnisses
- Schwingt nur einer der Scannerspiegel statistisch, so tritt im Fourierspektrum des Hologramms Rauschen entlang einer der zugehörigen Koordinatenachse auf.
- Eine systematische Verzerrung des Samplinggitters führt zu einer Verschmierung der höheren Gitterordnungen des Samplinggitters.

3) Die durch Q-Switch Schalter Laserintensitätsmodulation verursachten Fehler sind auch zu berücksichtigen. Es hat sich gezeigt, dass eine perfekte Binarisierung des Schreiblasersignals und damit eine Binarisierung der aufzuschreibenden Matrixhologramm mit dem rechnergestützten Galvanoscanner nicht möglich ist. Als Folge solcher Belichtungsfehler ist auch hier eine Verminderung des Beugungswirkungsgrads und eine Verschlechterung der Rekonstruktionsfehler zu erwarten.

## 7.11 Ermittlung des Höhenprofils als Funktion der Laserleistung

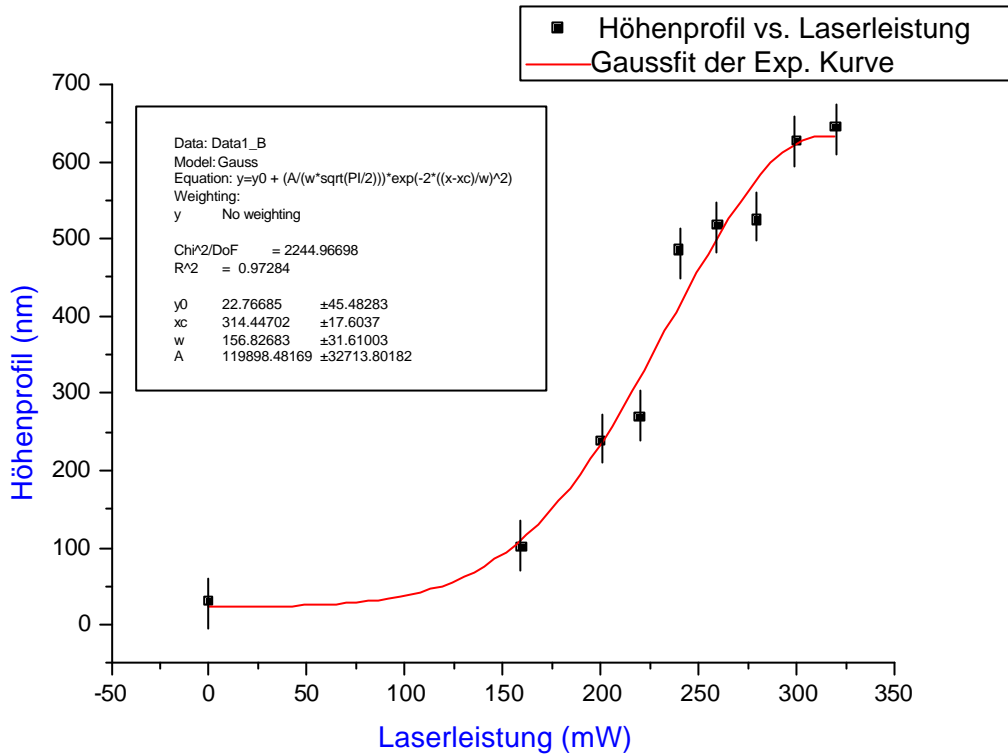


Abb.7.15 Höhenprofiländerungen (nm) in Abhängigkeit von der Intensität des Schreiblasers (mW)

Genau wie in der Abschnitt 7.8 gezeigt wurde, wurden für die zuvor mit unterschiedlichen Laserleistungen belichteten BR-Proben rasterkraftmikroskopische Aufnahmen aufgenommen und die Höhenprofile gemessen. Die Abbildung 7.15 fasst die Ergebnisse solchen Messungen zusammen. Die gemessenen Werte sind in der Abbildung mit schwarzen rechteckigen Punkten dargestellt. Die rote Kurve mit der folgenden Gleichung

$$y = y_0 + \left( \frac{119898.48}{156.83} * \sqrt{\frac{P}{2}} \right) * \exp\left( -\frac{(x - 314.45)^2}{156.83} \right)$$

stellt eine Gaussfit für die gemessenen Punkte dar.

Bei der Abschätzung von Fehlerbalken wurde nur die schon ermittelte durchschnittliche Schichtdickeschwankung der unbelichteten BR-Proben als Messfehler betrachtet (siehe Abb. 7.14). Sie beträgt etwa 30-50nm.

Bei steigenden Laserleistungen nimmt die Höhenprofile der in BR-Filme eingeschriebenen Daten zu, zunächst langsam und danach schnell bis eine Sättigung erreicht wird.



In der vorliegenden Arbeit kann zurzeit noch keine vernünftige Erklärung für die mikroskopischen Prozesse gegeben werden, die zur Höhenprofiländerungen führen. Eine notwendige detaillierte Untersuchung, die diese Abläufe innerhalb der BR-Fotogelatine Systeme erklärt, muss durchgeführt werden.

## **7.12 Der optische Aufbau zum Auslesen der Daten**

Zum Auslesen der geschriebenen Hologramme und zur Bestimmung der Beugungseffizienz der hergestellten Gitter wurde ein Aufbau der Abbildung 7.16 verwendet. Als Strahlungsquelle diente ein He-Ne-Laser, der Licht mit einer Wellenlänge von 632 nm emittierte. Der Laserstrahl wurde mittels eines Mikroskop-Objektives (20x) und einer Lochblende (10 $\mu$ m) räumlich gefiltert. Um eine homogene Intensitätsverteilung zu erhalten, wurde der Laser unter Verwendung Linse (f=200mm) parallel aufgeweitet und danach direkt auf die etwa 1 cm<sup>2</sup> groß in der BR-Schicht beschriebene Fläche des Hologramms projiziert. Zwei weitere Linsen (f=300mm bzw. f=400mm) sorgten dafür, dass das entstandene Bild mit einer Digitalkamera (Coolpix 950, Nikon) und einem s/w-Monitor (TP 200, Philips) oder einem Farbmonitor (MMK10, Kathrein) abgebildet werden kann. Die Digitalkamera wurde durch einen Graufilter vor zu starker Intensität geschützt. Optional wurden zwei Polarisationsfilter eingesetzt, um die unter unterschiedlichen Polarisierungen entstehenden Polarisationsselektive Rekonstruktionsbilder zu betrachten.

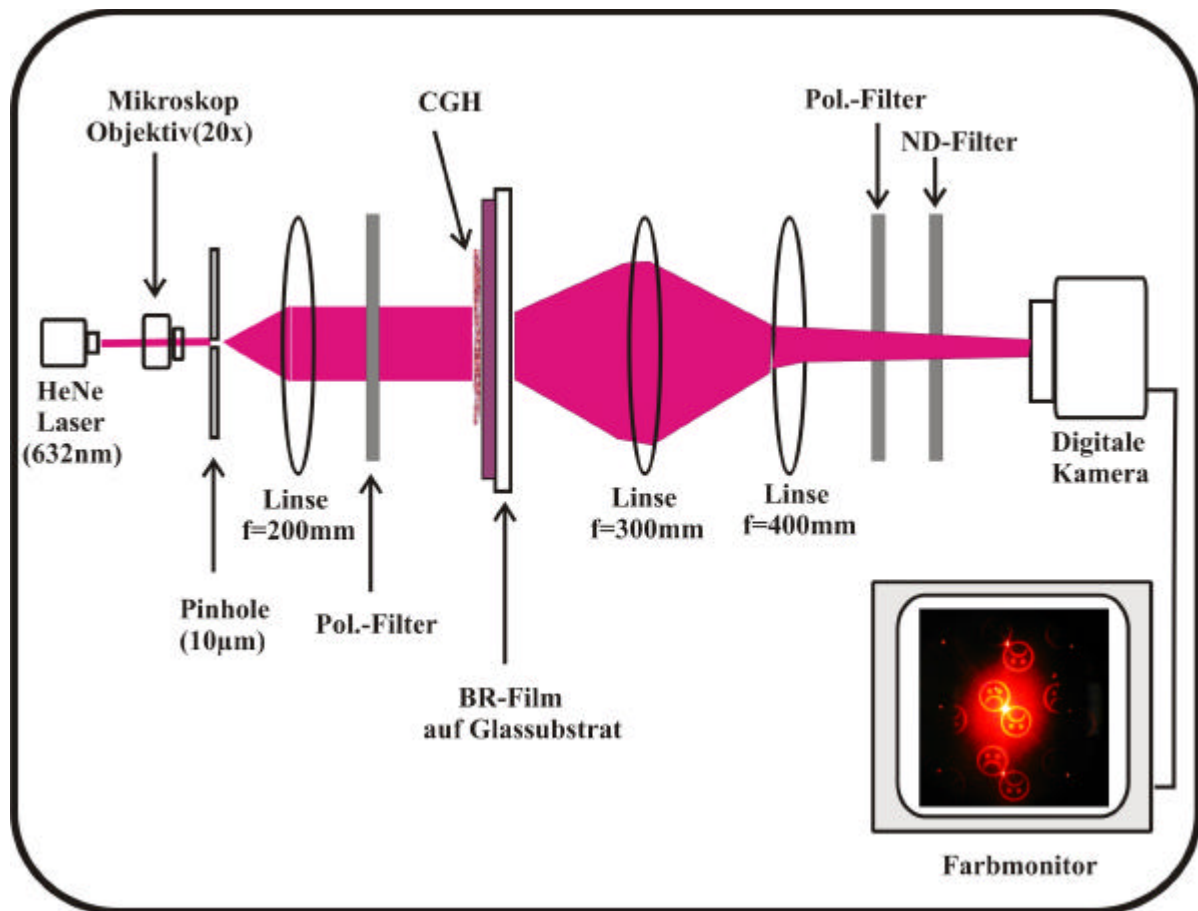


Abb. 7.16 optischer Aufbau zur Rekonstruktion von CGH's

Die Rekonstruktionsbilder wurden ebenfalls auf einen Schirm projiziert. Hierzu wurden die Linsen ( $f=300$  durch  $f=400$  bzw.  $f=400$  durch  $f=50$ ) ausgetauscht. Wobei ihr Abstand entsprechend verändert wurde.

### 7.13 Abschätzung der Schreibdichte von CGH's

Von großer Bedeutung bei der optischen Datenspeicherung von CGH's ist die Datendichte. Diese hängt von der Pixelgröße ab. Diese Größe wurde folgendermaßen ermittelt: Mikroskopische Aufnahmen von einfachen CGH's wurden mittels einer digitalen Kamera (Hamamatsu) aufgenommen. Die Matrixhologramme von solcher CGH's weisen eine durchschnittliche Pixelanzahl von  $512 \times 512$  auf, welche auf einer Fläche von  $12 \times 12 \text{ mm}^2$  verteilt sind. Der Pixeldurchmesser lässt sich ermitteln, indem man das Strukturhologramm mit einem Vergleichsmaßstab (Mikrometermaßstab) vergleicht. Die Ergebnisse solche Messung sind in der Tabelle 7.3 zusammengefasst.

Pixelanzahl innerhalb eines CGHs	512 x 512
Pixelgröße	23,4 $\mu\text{m}$
gesamte Matrixgröße	12 x 12 $\text{mm}^2$
Datenmenge	248 kB

**Tab. 7.3** wichtige Parameter für die Datenspeicherung von CGH's

## 7.14 Energie und Leistung zum Schreiben von CGH's

In dieser Abschnitt werden die Laserleistungen und die Energien des Schreiblasers (Nd:YVO<sub>4</sub>) berechnet, die notwendig zur Erzeugung der irreversiblen photochemischen Prozessen der so genannten „Laser-induzierte blaue Membran“-LIBM (siehe 2.5) sind. Zu diesem Zweck wurde die in der Tabelle 7.3 dargestellte Reihe von Messungen durchgeführt, bei denen verschiedenen CGH's in BR-Folien unter unterschiedlichen Laserleistungsbedingungen geschrieben, unter der Mikroskop beobachtet und danach mit dem Aufbau der Abb.7.18 ausgelesen wurden. Die Laserleistungen wurden mit einem externen Leistungs- und Energiemessgerät (FieldMaster, Coherent) gemessen. Bei allen dieser Messungen wurde die Repetitionsrate bzw. Pulsfrequenz des Schreiblasers konstant gehalten  $f = 20\text{kHz}$ . Die Pulsdauer des Nd:YVO<sub>4</sub>-Lasers ist vom Hersteller bekannt und beträgt  $t = 6\text{ns}$ .

Zunächst wurden die Ausgangsleistungen direkt am Netzgerät des Vector-Lasers abgelesen. Sie sind in der ersten Spalte der Tabelle 7.4 dargestellt. Die optischen Komponenten des Aufbaus verursachen einen nicht vernachlässigbaren Verlust an Lichtleistung, deswegen wurden die Laserleistungen in einen zweiten Schritt vor der Scannerapertur mit dem FieldMaster bestimmt.

Die gesamte Anzahl der benötigten Laserpulse  $n_{CGH}$  zum Schreiben eines Kompletten CGHs der Fläche  $12 \times 12\text{mm}^2$  lässt sich experimentell durch die Messung der gesamten Scanzeit der Hologrammatrix  $t$  wie folgt bestimmen:

$$n_{CGH} = t * \frac{1}{t}, \quad (7.1)$$

wobei

$n_{CGH}$  = Anzahl der Pulse zum Schreiben eines CGHs

$t = \text{gesamte Scanzzeit zum Schreiben eines CGHs}$

$f = \text{Pulsfrequenz des Schreiblasers} = 20\text{kHz}$

$t = \text{Pulsdauer des Schreiblasers} = 6\text{ns}$

Die Matrixhologramme weisen eine gesamte Pixelanzahl von 512 x 512 auf, welche auf eine Fläche von 12 x 12 mm<sup>2</sup> verteilt sind. Die gesamte Scanzzeit  $t$  für das sequenzielle Schreiben des Matrixhologramms lässt sich experimentell bestimmen. Sie hängt nur von den zwei wichtigen Scannerparametern Markierungs- und Sprunggeschwindigkeit ab. In den meisten Fällen wurde eine Markierungsgeschwindigkeit von 10 mm/s und eine Sprunggeschwindigkeit von 300 mm/s gewählt. Unter diese Bedingungen beträgt  $t \approx 600$  s .

Schließlich bei Verwendung der Gleichung (7.1) erhält man für  $n_{CGH}$  einen Wert von etwa  $10^{11}$  Pulsen. Das ist die Anzahl der Pulse, die zum Schreiben ein kompletten Hologramm notwendig sind. Damit lässt sich auch die Anzahl der Pulse zum Schreiben einen einzigen Pixel wie folgt bestimmen:

$$n_1 = \frac{n_{CGH}}{512 \times 512} = \frac{10^{11}}{512 \times 512} = 3,81 \times 10^6 \text{ (Pulse)} \quad (7.2)$$

$n_1$  ist die Anzahl der Pulse, die zum Schreiben ein einziger Pixel der Fläche  $p * (23,4)^2 \text{ mm}^2$  (Pixeldurchmesser= 23,4µm; siehe 6.10).

Die Energie pro Puls und pro Fläche vor der Scannerapertur lässt sich wie folgt berechnen:

$$E_{Pulse} \text{ (J / Puls.cm}^{-2}\text{)} = \frac{\text{Laserleistung (W.cm}^{-2}\text{)}}{f \text{ (Hz)}} \quad (7.3)$$

Daraus folgt die Energie pro eingeschriebene Pixel und pro Fläche

$$E_{Pixel} \text{ (J.cm}^{-2}\text{)} = E_{Pulse} * n_1 \quad (7.4)$$


Die letzten beiden Parameter in der Tabelle 7.4, wurden unter Verwendung der Gleichungen (7.2), (7.3), (7.4) von den Laserleistungen vor der Scannerapertur rechnerisch abgeleitet.

Um die die Erzeugung von LIBM und damit optische Daten Schreiben zu können, benötigt man ziemlich hohe Energien. Beispielsweise braucht man eine Energie  $E_{pixel}$  zum Schreiben eines einzigen Pixels im CGH

$$1,69 \text{ J.cm}^{-2} \leq E_{pixel} \leq 19,23 \text{ J.cm}^{-2} \quad (7.5)$$

Und um ein aus 512 x 512 Pixel gesamte bestehende Matrixhologramm eines CGHs aufzuzeichnen, sind diese Zahlenwerte noch mit einem Faktor von 512 x 512 zu multiplizieren. Es ergibt sich folgendes:

$$443 \text{ kJ.cm}^{-2} \leq E_{512 \times 512 \text{ Pixel}} \leq 5 \text{ MJ.cm}^{-2} \quad (7.6)$$



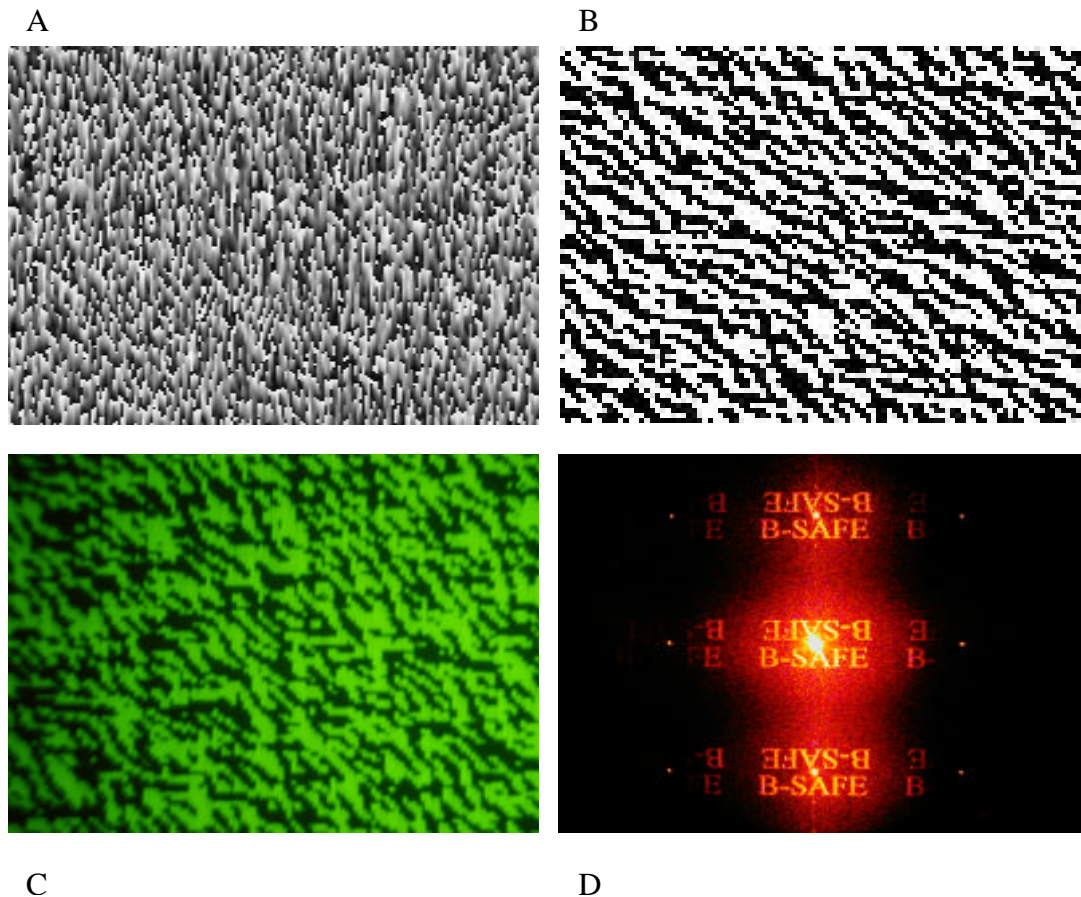
Laserleistung (mW·cm <sup>-2</sup> ) / 20 kHz (Vector, Coherent)	Laserleistung vor der Scannerapertur (mW·cm <sup>-2</sup> )	Energie pro Pulse und pro Fläche vor der Scannerapertur (μJ/Puls·cm <sup>-2</sup> )	Energie pro eingeschriebene Pixel und pro Fläche (J·cm <sup>-2</sup> )
30	2,57	0,128	0,49
<b>50</b>	<b>8,84</b>	<b>0,442</b>	<b>1,69</b>
<b>80</b>	<b>19,25</b>	<b>0,963</b>	<b>3,67</b>
<b>100</b>	<b>26,40</b>	<b>1,320</b>	<b>5,04</b>
<b>120</b>	<b>33,70</b>	<b>1,685</b>	<b>6,43</b>
<b>140</b>	<b>41,20</b>	<b>2,060</b>	<b>7,86</b>
<b>160</b>	<b>48,60</b>	<b>2,430</b>	<b>9,26</b>
<b>180</b>	<b>56,15</b>	<b>2,807</b>	<b>10,71</b>
<b>200</b>	<b>63,90</b>	<b>3,195</b>	<b>12,19</b>
<b>220</b>	<b>71,70</b>	<b>3,585</b>	<b>13,68</b>
<b>240</b>	<b>79,20</b>	<b>3,960</b>	<b>15,11</b>
<b>260</b>	<b>86,70</b>	<b>4,335</b>	<b>16,54</b>
<b>280</b>	<b>94,20</b>	<b>4,710</b>	<b>17,97</b>
<b>300</b>	<b>100,80</b>	<b>5,040</b>	<b>19,23</b>
400	139,80	6,975	26,61
500	176,52	8,826	33,67
1000	254,30	12,700	48,45

**Tab. 7.4** Laserleistungen & Energien zur Erzeugung von LIBM

Verglichen mit einigen Hologrammspeichermedien (siehe 3. 6), die außerordentliche geringe Empfindlichkeiten aufweisen (μJ·cm<sup>-2</sup> Bereich bis mJ·cm<sup>-2</sup> Bereich), besitzen BR-Filme geringe Sensitivität im Hinblick auf die irreversiblen Datenspeicherung.

## 7.15 Vergleich zwischen simulierten und hergestellten CGH's

Es ist von großer Bedeutung für die Herstellung von CGH's, dass die optimierten berechneten und die entsprechenden hergestellten Mikrostrukturen von der Form her identisch bzw. ähnlich sind. Ein zu großer Unterschied zwischen berechneten und hergestellten Strukturen würde die CGH's in Ihrer Funktionalität sehr stark beeinträchtigen. In diesem Zusammenhang



**Abb. 7.17** A: Mikrostruktur eines in Graustufen berechneten CGH's. Die Struktur wurde mit Hilfe des numerischen Iterationsverfahren „IFTA“ optimiert. B: berechnete binäre Mikrostruktur des CGH's aus A. Die Struktur wurde mit Hilfe des Binarisierungsverfahren *hard clipping*“ aus A generiert. C: Mikroskopische Aufnahme der durch den direkten Laserschreibprozess in den BR-Film eingeschriebenen Mikrostruktur des CGHs aus B. Laserschreibprozess siehe Abb. 1; Nd: YVO<sub>4</sub>-Laser (Vector, Coherent) als Lichtquelle und zur sequentiellen Adressierung Galvanoscanner (SCANgine 14<sup>®</sup>, SCANLAB AG, Puchheim). D: entsprechendes Rekonstruktionsbild des CGHs aus C, aufgenommen mit der Aufbau der Abb.14, 632 nm als Rekonstruktionswellenlänge.

wurde eine Reihe von Mikroskopischen Untersuchungen durchgeführt. Ziel dabei war, die Qualität des CGH-Schreibens beurteilen zu können. Die Abbildung 7.17 stellt einen Vergleich zwischen Theorie und Experiment dar. Es ist erstaunlich, trotz allen erwähnten Fehlerquellen im Herstellungsprozess der BR-Filmen und der Hologramme (siehe Abschn. 7.10), dass eine treue Abbildung und Ähnlichkeit zwischen berechneten und hergestellten Struktur besonders auffällig sind. Die Aufnahmen in der Bilder B und C belegen dies. Dennoch ist die hier vorgestellte CGH-Herstellungsmethode noch nicht optimal, sonst würde man die graustufigen Strukturen wie der Aufnahme A auch abbilden können. Es wurden mehreren Versuche mit Hilfe der Scanner-Software unternommen, um vielleicht auch die Grautonbilder A abzubilden, sie sind aber alle gescheitert. Die einzige Möglichkeit um dies zu erreichen, wäre den Schreiblaser in der Intensität kontinuierlich zu modulieren. Das heißt, den Schreiblaser so zu steuern, dass er nicht nur binäre sondern auch graustufige Signale generiert.

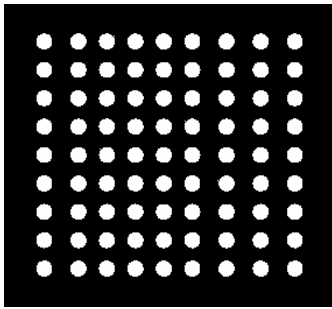
## **7.16 Rekonstruktionbilder der CGH's (numerische Methoden)**

Zwei numerische Methoden wurden ausprobiert, um CGH's mit BR als Hologrammedien herzustellen. Nämlich die „Simulated Annealing-Methode“ und die „IFTA-Methode“. Mit der „Simulated Annealing Methode“ war es schwierig Hologramme herzustellen. Nur mit IFTA-Verfahren könnten qualitativ hochwertige CGH's erzeugt werden.

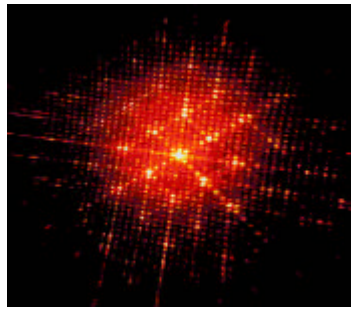
### **7.16.1 Simulated Annealing- Methode**

Aufgrund der Komplexität der Strukturen der mit Simulated Annealing Methode berechneten CGH's, war ihre Herstellung ziemlich schwer. Die auftretenden Strukturgrößen sind dabei kleiner als beim IFTA-Verfahren.

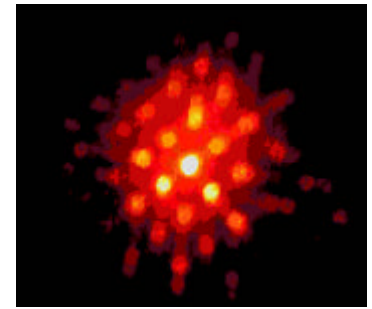
Die Abbildung 7.19 und 7.20 zeigen zwei photographischen Aufnahmen der Rekonstruktionsbilder von einem „Fan out Element“, welche eigentlich eine Matrix von 9 x 9 Punkten gleicher Intensität erzeugen soll. Die CGH's wurden unter verschiedene Schreibbedingungen hergestellt. In beiden Fällen wurde der Versuch gescheitert, ein ähnliches Bild zu der in Abb. 7.18 dargestellten Simulation zu rekonstruieren.



**Abb. 7.18** theoretische Antwort eines nach Simulated Annealing-Verfahren berechneten Fun out Element mit 9x9 Spots



**Abb. 7.19** experimentelle erhaltene Antwort eines 9x9 Fun out Elements



**Abb. 7.20** experimentelle erhaltene Antwort eines 9x9 Fun out Elements

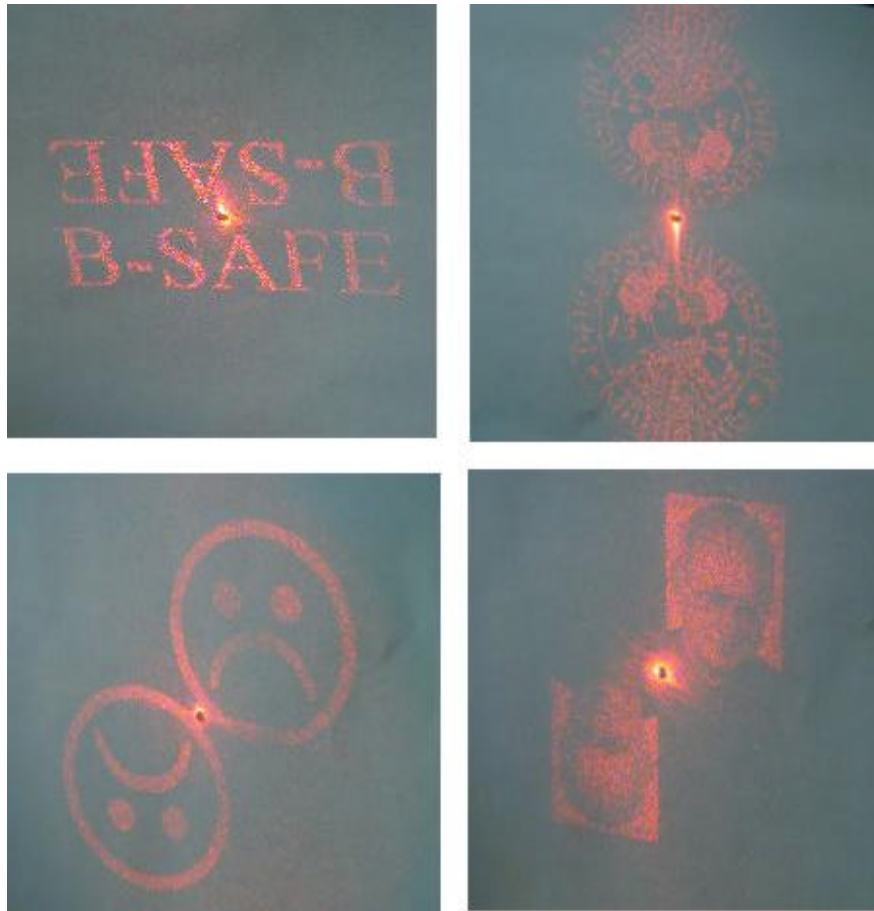
### 7.16.2 IFTA-Methode

Während CGH's, die über analytische Verfahren berechnet werden, eine regelmäßige Struktur (Abb. 6.13 und 6.21) haben, weisen iterative berechnete CGH's unregelmäßige Strukturen (Abb. 6.5) mit häufiger Sprungstellen auf. Die auftretenden Strukturgrößen sind bei iterativ berechneten Elementen in aller Regel kleiner, was sie für die Herstellung anspruchsvoller macht. Ein großer Nachteil bei den iterativen Methoden ist aber das Auftreten der Speckles in den Rekonstruktionsbildern (Abb. 7.21). Diese Speckles in den Bildern vermindern die Qualität deutlich. Dieses Problem ist auch allen anderen ähnlich arbeitenden Algorithmen gemein, die, ausgehend von Zufallslösungen, eine Optimierung durchführen.

Die Abbildung 7.21 zeigt die photographischen Aufnahmen der Rekonstruktionsbilder von den in der Abb.6.2 dargestellten Testbildern. Besonders schwierig war das Auslesen der Bilder 2 und 4.

Als Ursache der hohen Intensitätsschwankungen in der Rekonstruktionsebene und der in der Mitte starke nullte Beugungsordnung kommt einerseits manchmal die beobachtete Trübung der BR-Schicht in Frage, die zu einem hohen Streuuntergrund führt und so die Konstanz der Intensitätsverteilung stören kann. Andererseits können Inhomogenitäten in der präparierten BR-Filmen zu lokalen unterschiedlichen Beugungswirkungsgraden führen, wodurch ebenfalls Intensitätsschwankungen in der Rekonstruktion hervorgerufen werden. Noch dazu kommen die Fehler, die durch den Schreibprozess verursacht werden.





**Abb. 7.21** Fotografierte Aufnahmen der Rekonstruktionsbilder von den Testbildern der Abb. 6.12

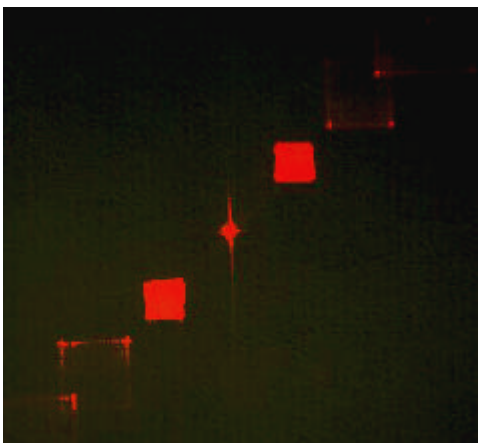
In einigen Fällen kann es hilfreich sein, statt eines einzigen Hologramms mit den  $512 \times 512$  Pixel auf eine Fläche  $F$ ,  $m$  Hologramme mit den gesamten Pixelanzahl  $m \times 512 \times 512$  auf eine um eine  $m$ -Fach größeren Fläche herzustellen. Dabei wird das ursprüngliche Hologramm periodisch wiederholt. Je öfter das Hologramm wiederholt wird, desto diskreter wird die Rekonstruktion sein und desto stärker werden die Speckles reduziert. Dieses beschriebene Verfahren ist unter der Namen „Parkettierung“, genannt.

Da die Rekonstruktion der Bilder 2 und 4 wegen der Speckles- Erscheinungen schwierig waren, wurde diese Parkettierungsmethode mit einem  $m$ -Parameter von 2 bzw. 3 durchgeführt und die entsprechenden Bilder ausgelesen. Dennoch ohne das gewünschten Ziel zu erreichen. Darüber hinaus wurden auch Hologramme mit einer größeren Pixeldichte geschrieben, wie z. B. das Universitätslogo mit  $768 \times 768$  Pixel und einer Datenmenge von 578 kB. Allerdings war die Rekonstruktion dieser Strukturen nicht möglich.

## 7.17 Rekonstruktionbilder der CGH's (analytische Methoden)

Die Analytische Berechnungsmethoden für CGH's liefern im Gegensatz zu den iterativen Verfahren meistens glatte Hologrammfunktionen, die im Beugungsbild fast keine Speckles enthalten und die nullte Beugungsordnung ist nicht so störend wie vorher (Vergleich zw. Bilder 7.21 und die Bilder 7.22, 7.23). In den Abschnitten. 6.6.1 und 6.6.2 wurde auf ein in der Praxis wichtiges Beispiel eingegangen, die Umwandlung eines Laserstrahls mit gaussförmiger Intensitätsverteilung in ein homogen ausgeleuchtetes Rechteck bzw. ausgeleuchteten Kreis.

In den Abbildungen 6. 13 und 6.21 wurden simulierten CGH's gezeigt, die entworfen worden sind, um diese Umwandlung vorzunehmen. In den Abb. 7.25 und 7.26 sind die optischen Antworten der Elemente bei gaussförmiger Eingangsintensität gezeigt. Die Ausleuchtung der quadratischen bzw. kreisförmigen Flächen in der ersten und minus ersten Beugungsordnung ist sehr homogen. Im rechteckigen Fall ist allerdings noch die zweite und minus zweite Beugungsordnung noch zu sehen.



**Abb. 7.22** Rekonstruiertes Bild eines rechteckigen Strahlformers



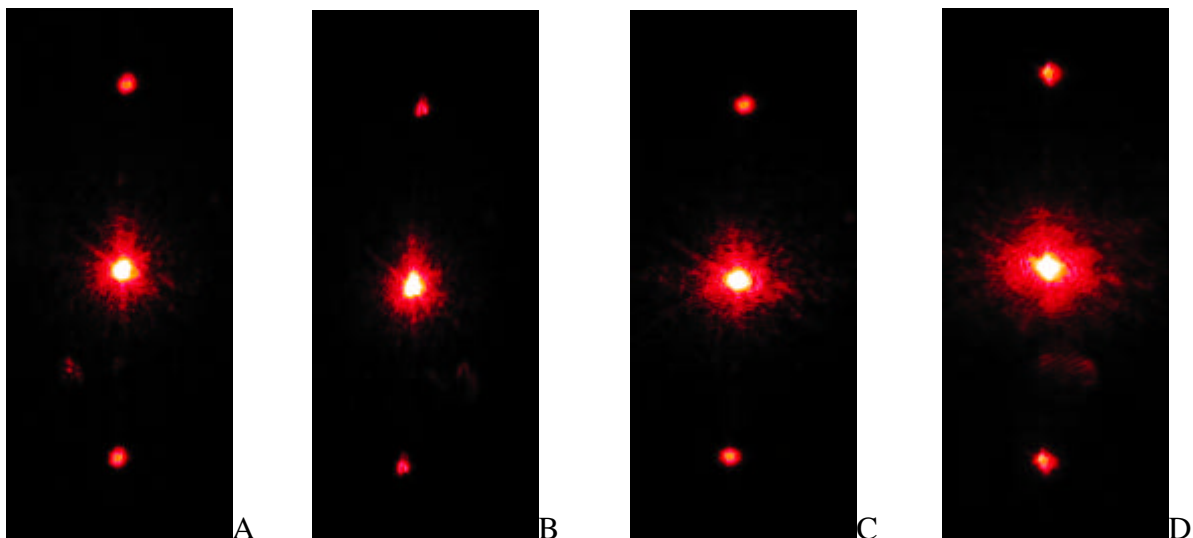
**Abb. 7.23** Rekonstruiertes Bild eines zirkularen Strahlformers

## 7.18 Beugungseffizienzmessungen

### 7.18.1 Bestimmung der relativen Beugungseffizienz

Die relative Beugungseffizienz wird ermittelt, indem die Intensitäten der 1. Beugungsordnung der verschiedenen Gitter verglichen werden. Die Auswertung der mit einer Digitalkamera gemäß Aufbau 7.16 aufgenommenen Bilder erfolgt erneut mit dem Programm „Image Tool“. Es wurden jeweils vier Bilder aufgenommen und der Mittelwert der 1. Ordnung gebildet.

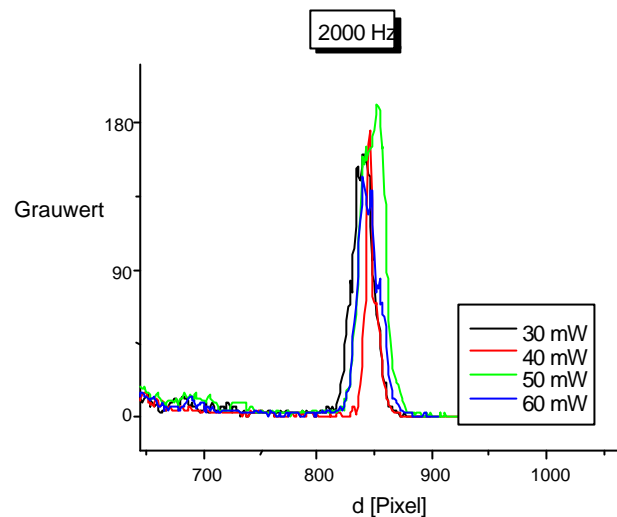
Schreibparameter	
Markierungsgeschwindigkeit	10 mm/s
Sprunggeschwindigkeit	300 mm/s
Pulsfrequenz	2000 Hz
Winkel $\lambda/2$ -Platte 1	$0^\circ$
Winkel $\lambda/2$ -Platte 2	$90^\circ$
Laserleistung	30 – 60 mW/cm <sup>2</sup>



**Abb. 7.24:** Photographische Aufnahmen mit verschiedenen Gittern erzeugter Beugungsmuster: A 30 mW.cm<sup>-2</sup>, B 40 mW.cm<sup>-2</sup>, C 50 mW.cm<sup>-2</sup>, D 60 mW.cm<sup>-2</sup>. Die Beugungsordnungen -1, 0, +1 sind in den Bildern zu sehen.

Entsprechende Aufnahmen der Beugungsordnungen wurden für Gitterstrukturen, welche mit einer Frequenz von 3000 und 4000 Hz geschrieben wurden, gemacht. Diese werden aufgrund der Ähnlichkeit zu den hier abgebildeten Bildern nicht dargestellt.

Die Auswertung der Aufnahmen liefert folgendes Grauwertprofil:



**Abb. 7.25** Grauwert der 1. Beugungsordnungen

Leistung [mW/cm <sup>2</sup> ]	Mittlerer Grauwert
30	165,75
40	149,25
50	199,13
60	150,38

Die Auswertung gestaltete sich schwierig, da es starke Schwankungen der Intensitäten gab. Die Ergebnisse erlauben daher nur eine qualitative Betrachtung. Dennoch werden die zuvor gewonnenen Daten bestätigt, da die Schreibprozesse der CGH's mit niedrigen Laserleistungen z.B. 40-60 mW.cm<sup>-2</sup> Für BR-Filme auf Glassubstrat am besten zu sein scheint.

Eine ähnliche Prozedur wurde durchgeführt um herauszufinden, welche Schreibparameter für die BR-Folie (AGFA-Folien) am besten geeignet sind. Das Ergebnis ist ähnlich. Nur die CGH's, die mit den niedrigen Laserleistungen z.B. 80-120 mW.cm<sup>-2</sup> aufgezeichnet wurden, liefern gute Rekonstruktionsbilder.

### 7.18.2 Bestimmung der absoluten Beugungseffizienz

Um die absolute Beugungseffizienz zu bestimmen werden die Intensitäten der Beugungsordnungen mit einem Photodetektor (Optical Power Meter, Modell 835, Newport) gemessen. Auch diese Messung gestaltet sich als schwierig, da die angezeigten Werte stark schwanken und nur ungenau abgelesen werden können. Zudem sind die Messungen schlecht reproduzierbar, was wahrscheinlich darauf zurückgeführt werden kann, dass die Ausgangsleistung des Lasers nicht konstant ist. Die absolute Beugungseffizienz war für das Gitter mit den Parametern 50 mW bei 2000 Hz am größten.

Beugungsordnung	-2	-1	0	1	2
gemessene Intensität	0,017	0,55	73	0,54	0,02

Die Beugungseffizienz in der 1. Ordnung errechnet sich aus der Intensität in der 1. Ordnung geteilt durch die Summe der Intensitäten aller anderen Ordnungen und beträgt maximal 1,4 %. Dieser Wert ist sehr gering und auf das verwendete BR-Material zurückzuführen.

Weitere physikalische Eigenschaften der BR-Schichten wurden ermittelt und sind in folgender Tabelle zusammengefasst:

Transmission BR unbeschrieben	42 %
Transmission BR vollständig beschrieben	52 %
Beugungswirkungsgrad	$\leq 1,4$ %

### 7.19 Abschätzung der induzierten Brechungsindexänderung

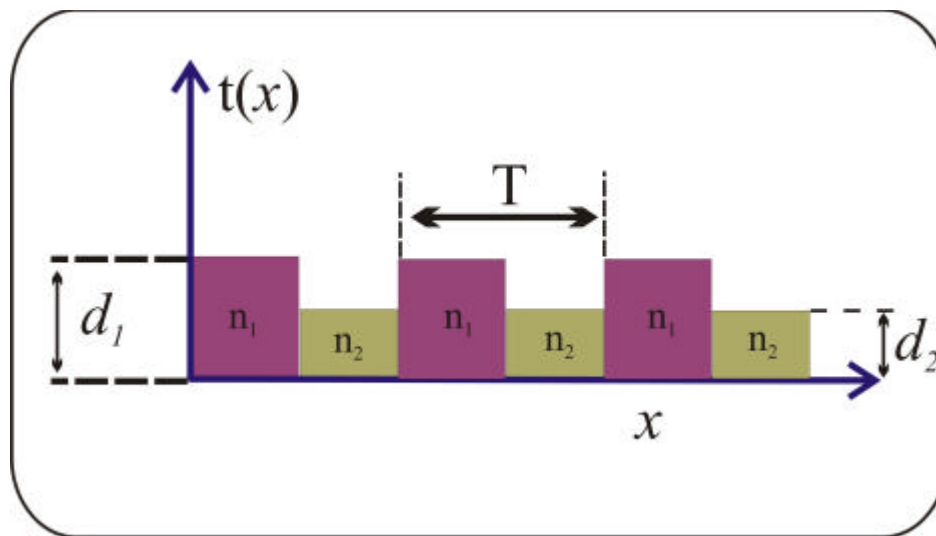
Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde ein Modell zur Bestimmung der durch den Laserschreibprozess innerhalb der BR-Filme hervorgerufenen Brechungsindexänderung konzipiert. Bei diesem Modell wurde folgendes angenommen:

Durch die „LIBM“ (siehe Abschnitt 2.6) werden irreversible photochemische Prozesse innerhalb der BR-Filmen angeregt, die Oberflächenstruktur- und Brechungsindexänderungen verursachen. In Abbildung 7.26 sind diese Veränderungen schematisch dargestellt. Die unbelichteten Stellen besitzen einen unveränderten Brechungsindex ( $n_I$ ) (bei BR beträgt  $n_I$

1,45). Durch die Belichtung ändert sich der Brechungsindex der belichteten Stellen um  $\Delta n$  und es erfolgt gleichzeitig eine Absenkung der Oberfläche um  $\Delta d$ .

$$d_1 - d_2 = \Delta d \quad (7.7.1)$$

$$n_1 - n_2 = \Delta n \quad (7.7.2)$$



**Abb. 7.26** Modell zur Berechnung der laserinduzierten Brechungsindexänderung innerhalb eines BR-Films

Die in der Abbildung 7.26 dargestellte Mikrostruktur kann mathematisch folgendermaßen ausgedrückt werden.

$$f(x) = \exp\left(i \cdot \frac{2p}{l} \cdot n_1 \cdot d_1\right); \quad 0 \leq x \leq \frac{T}{2} \quad (7.8.1)$$

$$f(x) = \exp\left(i \cdot \frac{2p}{l} \cdot n_2 \cdot d_2\right); \quad \frac{T}{2} \leq x \leq T \quad (7.8.2)$$

Die Gleichungen, die in den Formeln 7.8.1 und 7.8.2 dargestellt sind, können als Fourierreihen entwickelt werden

$$f(x) = \frac{a_0}{2} + \sum_{m=1}^{+\infty} b_m \cdot \sin(m \cdot \omega \cdot T \cdot x) \quad (7.9)$$

wobei gilt:

$$\mathbf{w} = \frac{2\mathbf{p}}{T}; \quad (7.10.1)$$

$$\mathbf{f}_1 = \frac{2\mathbf{p}}{l} \cdot n_1 \cdot d_1 \quad (7.10.2)$$

$$\mathbf{f}_2 = \frac{2\mathbf{p}}{l} \cdot n_2 \cdot d_2 \quad (7.10.3)$$

$$a_0 = \exp(i\mathbf{f}_1) + \exp(i\mathbf{f}_2) \quad (7.10.4)$$

$$b_m = \frac{4}{m \cdot \mathbf{w} \cdot T} (\exp(i\mathbf{f}_1) - \exp(i\mathbf{f}_2)) \quad (7.10.5)$$

Man erhält das Beugungsbild bzw. die Transmissionsfunktion zu dem in der Abb. 7.26 dargestellten Profil indem man die Fouriertransformation der Gleichung (7.9) berechnet. Es ergibt sich folgendes:

$$FT[f(x)] = FT\left[\frac{a_0}{2} + \sum_{m=1}^{+\infty} b_m \cdot \sin(m \cdot \mathbf{w} \cdot T \cdot x)\right] \quad (7.11)$$

$$FT[f(x)] = \frac{a_0}{2} FT[1] + \sum_{m=1}^{+\infty} b_m \cdot FT[\sin(m \cdot \mathbf{w} \cdot T \cdot x)] \quad (7.12)$$

$$FT[f(x)] = \frac{a_0}{2} \cdot \mathbf{d}(Y) + \sum_{m=1}^{+\infty} b_m \cdot \mathbf{p} \cdot i \cdot [\mathbf{d}(Y + m \cdot 2\mathbf{p}) - \mathbf{d}(Y - m \cdot 2\mathbf{p})] \quad (7.13)$$

$C_m$  wird folgendermaßen definiert:

$$C_m = i \cdot \mathbf{p} \cdot b_m \quad (7.14.1)$$

$$C_0 = \frac{a_0}{2} \quad (7.14.2)$$

Die zum Bild gehörigen Beugungskoeffizienten ergeben sich gemäß Gleichung (7.15).

$$|C_m|^2 = |b_m|^2 \cdot \mathbf{p}^2 = \left(\frac{2}{\mathbf{p} \cdot m}\right)^2 \cdot |\exp(i \cdot \mathbf{f}_1) - \exp(i \cdot \mathbf{f}_2)|^2 \quad (7.15)$$

Dabei gilt:

$$(\text{Beugungseffizienz})_m = |C_m|^2 \quad (7.16)$$

Nach Einsetzen von Gleichung 7.10.1 bis 7.10.5 in Gleichung 7.15 erhält man für die erste Beugungsordnung:

$$(\text{Beugungseffizienz})_1 = |C_1|^2 = 16 \cdot \sin^2 \left[ \frac{\mathbf{p}}{\mathbf{l}} \cdot (n_1 \cdot d_1 - n_2 \cdot d_2) \right] \quad (7.17)$$

Setzt man schließlich noch Gleichung 7.7.1 und 7.7.2 in Gleichung 7.17 ein, so erhält man die gesuchte Gleichung für die Brechungsindexänderung:

$$\Delta n = \left| \frac{\mathbf{l}}{\mathbf{p} \cdot (d_1 - \Delta d)} a \sin \left( \frac{|C_1|}{4} \right) - \frac{\Delta d \cdot n_1}{d_1 - \Delta d} \right| \quad (7.18)$$

Durch Messung der Beugungseffizienz der ersten Beugungsordnung,  $|C_1|^2$  und der Oberflächenprofilierung kann man  $\Delta n$  bestimmen.

#### Beispielrechnung mit gewonnenen Messwerten

$$d_1 = 50 \text{ nm}$$

$$\Delta d = 600 \text{ nm}$$

$$n_1 = 1,45$$

$$|C_1|^2 = 0,01$$

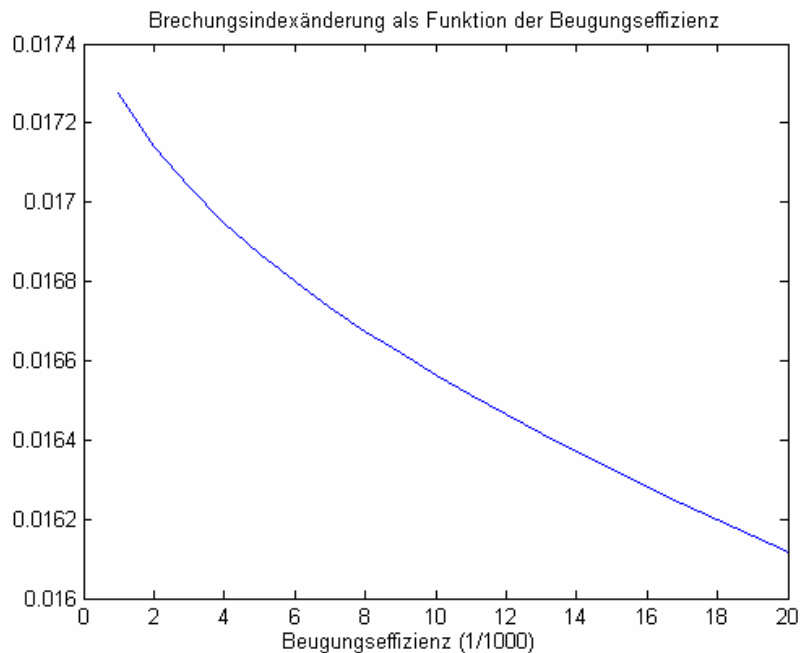
$$\mathbf{l} = 632 \text{ nm}$$

$$\Delta n = 0,0175$$



Die graphische Darstellung von Gleichung 7.18 ist in Abbildung 7.27 gezeigt.

$\Delta n$



**Abb. 7.27** simulierte laserinduzierte Brechungsindexänderung als Funktion von der Beugungseffizienz (Nach vereinfachten Modell der Abb. 7.26)

Diese berechnete Brechungsindexänderung setzt sich zusammen aus zwei Termen:

1. reine Brechungsindexänderung<sup>1</sup>  $\Delta n_1$ , hier gilt: ( $d_1=d_2$ =konstant, und  $n$  variabel)
2. reine Brechungsindexänderung<sup>2</sup>  $\Delta n_2$ , verursacht durch Strukturprofiländerung, hier gilt: ( $n_1=n_2$ =konstant und  $d$  variabel)

$\Delta n_1$  lässt sich einfach berechnen, indem man  $d_1=d_2$  und  $\Delta d=0$  in der Gleichung 7.18 setzt. Es ergibt sich folgendes:

$$\Delta n_1 = \left| \frac{\mathbf{I}}{\mathbf{p} \cdot (d_1)} a \sin \left( \frac{|C_1|}{4} \right) \right| \quad (7.19)$$

Unter Verwendung derselben Messwerten ergibt sich:  $\Delta n_1 = 10^{-4}$

Dies ist etwa 6/1000 der gesamten Brechungsindexänderung.

Die durch Schichtdickenänderung bewirkte Brechungsindexänderung  $\Delta n_2$  stellt also mehr als 99% der gesamten berechneten Brechungsindexänderung.

Aufgrund der Vereinfachung dieses Modells, stimmen natürlich diese Aussagen nicht 100%ig mit der Wahrheit. Die mit diesem Modell gewonnenen Ergebnisse liegen um einige

(5 bis 10%) Prozente über den realen Werten. Für eine genauere Bestimmung dieser Parameter sollte man ein Modell auswählen, das möglichst mit den experimentellen gewonnenen Daten (Rastermikroskopische Aufnahmen) übereinstimmt. Bessere Ergebnisse sollte man entweder mit experimentell gemessenen Daten oder mit einem sinusförmigen Profil-Modell erhalten, welche dem realen System deutlich näher kommt als das in der Abb. 7.26 dargestellte rechteckige Profil-Modell. Da aber eine ziemlich hohe Rechenaufwand und Komplexität der Lösungen in beiden Fällen stecken, wurde auf beiden Methoden verzichtet.

## 7.20 Polarisationsselektive Hologramme

Bei der Datenspeicherung wurde auch die Besonderheit von BR, optische Anisotropie durch linear polarisiertes Pulslaserlicht zu erzeugen, untersucht. Es wurden auf die gleiche Fläche zwei unterschiedliche CGH's mit unterschiedlicher Polarisation geschrieben, indem das erste Hologramm bei einer Stellung der  $\lambda/2$ -Platte 2 von  $0^\circ$  und das zweite Hologramm bei einer Stellung der gleichen  $\lambda/2$ -Platte 1 von  $45^\circ$  erzeugt wurde. Das Auslesen mit polarisiertem Licht zeigte je nach Stellung des Polarisationsfilters eines der beiden Hologramme oder beide zugleich. Diese Polarisationsselektiven Hologramme zeigt Abb. 7.28

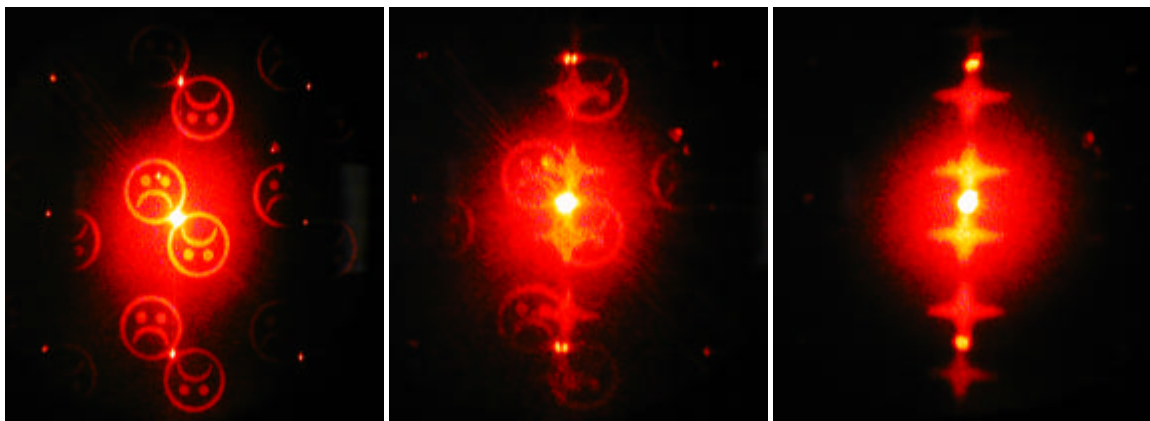


Abb. 7.28 Aufnahmen Polarisationsselektiver Hologramme

Mit dem Schreiben von Polarisationsselektiven Hologrammen hat sich die Datenmenge, welche in BR-Filme geschrieben werden kann, von etwa  $180 \text{ kB/cm}^2$  auf  $360 \text{ kB/cm}^2$  erhöht.

---

1- Dies entspricht dem Fall von reinen Amplituden Hologrammen

2- Dies entspricht dem Fall von reinen Phasenhologramme

## 8. Zusammenfassung und Ausblick

Ziel der vorliegenden Arbeit war, die Funktionspalette des Biomaterials Bakteriorhodopsin (BR) um eine weitere Anwendungsmöglichkeit zu erweitern und den Einsatz für Anwendungen auf dem Gebiet der digitalen optischen Datenspeicherung am Beispiel der computergenerierten Hologramme (CGH') zu untersuchen. Zu diesem Zweck wurden erstmals selbst entwickelte Simulationssoftwareprogramme, die auf der Grundlage von analytischen und numerischen Verfahren basieren, konzipiert und getestet. Dabei wurden insbesondere Algorithmen untersucht, die unter Verwendung von *Bakteriorhodopsin* für einen Einsatz als Hologrammedium in Frage kommen. Das Design von CGH's wurde am Beispiel der Strahlformungs- und Strahlteilungssysteme konzipiert. Bei der Berechnung und dem Design solcher Elemente wurden die Herstellungsbeschränkungen der Ausgabegeräte im Rechenverfahren mitberücksichtigt und eingearbeitet.

Strahlformungselemente, deren Aufgabe es ist, einen Gausstrahl in eine auf einer quadratischen bzw. kreisförmigen Grundfläche in der Amplitude konstanten Lichtverteilung umzuformen - einen so genannten „flat-top-beam“, wurden aufgrund ihrer Einfachheit mit Hilfe von analytischen Methoden wie den Ray-Tracing-Methoden entwickelt. Für die Berechnung komplizierter Figuren und Bilder für Strahlformungsaufgaben wurden stattdessen numerische Methoden wie „iterative Fourier-Transformations-Algorithmen“, kurz IFTA genannt, verwendet. Mit der Verwendung der numerischen „*simulated annealing*“-Ansätze konnten keine zufrieden stellenden Ergebnisse bei der Erstellung von Strahlteilersystemen erreicht werden. Den Problemen iterativ arbeitender Verfahren (Speckles) stehen die bekannten Einschränkungen analytischer Verfahren (keine beliebige Intensitätsverteilungen) gegenüber. Als Grundlage für alle Methoden diene die skalare Beugungstheorie und die Grundgesetze der Optik.

Nach erfolgtem Design bestand der nächste Schritt in der Herstellung der berechneten computergenerierten Hologrammprofile. Zu diesem Zweck wurde im Rahmen dieser Arbeit ein Laserschreibsystem aufgebaut, mit dem es möglich war, qualitativ hochwertige CGH's mit mittlerer Auflösung (Durchmesser des Schreibstrahls ca. 20  $\mu\text{m}$ ) herzustellen. Die Strahladressierung erfolgte durch einen Galvanoscanner mit einem Adressraster von etwa 10  $\mu\text{m}$ . Obwohl das System bei der Herstellung binärer Strukturen ausreichend und funktionsfähig war, bestand ein Mangel im Hinblick auf die Herstellung von nicht binären

Daten. Grund dafür ist die einfache Laseransteuerung, die nur eine binäre Modulation des Lasersignals generieren kann. Es wird deshalb in der Zukunft interessant sein, noch Verbesserungen in das Schreibsystem einzuführen. So ist es z.B. von großer Bedeutung, statt einer binären auch eine mehrstufige Signalansteuerung des Schreibsignals anzustreben. Damit lassen sich komplexere CGH-Strukturen mit Grauwerten besser herstellen und der Beugungswirkungsgrad der hergestellten CGH's erhöhen.

Mit der CGH-Herstellung ist der Aspekt der Oberflächenvermessung der hergestellten Mikrostrukturen untrennbar verbunden, da sie Rückschlüsse auf den Herstellungsprozess erlaubt und so zu dessen Optimierung herangezogen werden kann. Für diese Vermessungsaufgabe kam Rasterkraftmikroskopie zur bildgebenden Darstellung von Filmoberflächen zum Einsatz.

Neben der AFM-Vermessung der CGH's war die Charakterisierung des in einer Polymermatrix eingebetteten BR-Materials im Hinblick auf die laserinduzierte Photochemie wichtig. Dabei war es von großer Bedeutung, für diese permanente Datenspeicherung zu bestimmen, in wieweit die physikalische Veränderungen der Biomaterialparameter, wie Absorption, Transmission, Schichtdicken- und Brechungsindexänderung, durch die Variation der Herstellungsbedingungen wie eingestrahelter Energie, Repetitionsrate oder Polarisation des Lichtes beeinflussen lassen.

Bei der Speicherung von polarisationsselektiven computergenerierten Hologrammen in BR-Filmen, die sich in der Anfangsphase befindet, steht die experimentelle Erforschung der Grundlagen noch aus. Es ist zu klären, inwieweit die Anisotropie des Materials zur gleichzeitigen Kodierung unterschiedlicher optischer Daten herangezogen werden kann. Ein lohnendes Zukunftsziel ist es, geeignete Entwurfsstrategien zu erforschen, bzw. bekannte Verfahren nutzbringend zu modifizieren, um die interessanten Charakteristika des BR-Materials möglichst voll auszunutzen und die optische Datenspeicherung effizienter zu machen.

## 9. Literaturverzeichnis

- [1] van Heerden P. J.: „*Theory of optical information storage in solids*“, Appl. Opt., 2 (4),(1963), S. 393-400
- [2] Oesterhelt D., Stoeckenius W.: „*Rhodopsin-Like Protein from the Purple Membrane of Halobacterium Halobium*“, Nature, New Biol. 233, (1971), S.149-152
- [3] Bräuchle C., Hampp N., Oesterhelt D.: „*Optical Applications of Bacteriorhodopsin and its Mutated Variants*“, Adv. Mater. 3, (1991), S. 420-428
- [4] Hampp N., Zeissel D.: „*Mutated bacteriorhodopsins - versatile media in optical image processing*“, IEEE Eng. Med. Biol. ,13, (1994), 67-74
- [5] Oesterhelt D., Bräuchle C., Hampp N.: „*Bacteriorhodopsin: a Biological Material for Information Processing*“, Q. Rev. Biophys. 24, (1991), S. 425-478
- [6] Birge R. R.: „*Photophysics and Molecular Electronics Applications of the Rhodopsin*“, Annu. Rev. Phys. Chem. 41, (1990), S. 683-733
- [7] Barnhart D. H., Koek W. D., Juchem T., Hampp N., Coupland J. M., Halliwell N.A.: „*Bacteriorhodopsin as a high-resolution, high-capacity buffer for digital holographic measurements*“, Meas. Sci. Technol., 15, (2004), S. 639-646
- [8] Wolak M. A., Thoma C. J., Gillespie N. B., Birge R. R., Lee W. J.: „*Tuning the Optical Properties of Fluorinated Indolyfulgimides*“, 68,(2), (2003), S. 319-326
- [9] Woese, C. R.: „*Archaeobacteria*“, Sci. Am., 244 (1981), S. 94-106
- [10] Wagner, G: „*Halobakterien: Vordringen in Biotische Grenzbereiche*“, Biol. Unserer Zeit, 9, (1979),S.171-179
- [11] Henderson R., Baldwin J. M., Zemlin F., Beckmann E., Downing K. H.: „*Model for the structure of bacteriorhodopsin based on high-resolution electron cryo-microscopy*“, J. Mol. Biol., 213, (1990), S. 899-929
- [12] Michel H., Oesterhelt D., Henderson R.: „*Orthorhombic two-dimensional crystal form of purple membrane*“, Proc. Natl. Acad. Sci. U. S. A., 77, (1980), S. 338-342
- [13] Oesterhelt D.: „*Bacteriorhodopsin as a light-driven ion exchanger*“, FEBS Lett. 64, (1976), S. 20-22
- [14] Oesterhelt D., Tittor J.: „*Two pumps, one principle: light-driven ion transport in halobacteria*“, Trends Biochem. Sci. (Pers. Ed.), 14, (1989), S. 57-61
- [15] Szundi I., Stoeckenius W.: „*Purple-to-Blue Transition of Bacteriorhodopsin in a neutral Lipid Environment*“, Biophys. J. 54, (1988), S. 227-232
- [16] Oesterhelt D., Stoeckenius W.: „*Isolation of the Cell Membrane of Halobacterium*

- Halobium and its Fractionation into Red and Purple Membrane*“, Academic Press, London, (1974), S. 667-678
- [17] Neumann S., Leigebler H.: „Process for the preparation of purple membrane containing bacteriorhodopsin“, US-Patent 5079149(1992-01-07)
- [18] Oesterhelt D.: „Bacteriorhodopsin as a light-driven ion exchanger?“, FEBS Lett. 64, (1976), S. 20-22
- [19] Smith S. O., Myers A. B., Pardo J. A., Winkel C., Mulder P. P. J., Lugtenburg J., Mathies R.: „Determination of retinal Schiff base configuration in bacteriorhodopsin“, Proc. Natl. Acad. Sci., USA, 81 (1984), S. 2055-2059
- [20] Varo G., Lanyi J. K.: „Pathways of the rise and decay of the M photointermediate(s) of bacteriorhodopsin“, Biochemistry 29, (1990), S. 2241-2250
- [21] Varo G., Lanyi J. K.: „Thermodynamics and energy coupling in the bacteriorhodopsin photocycle“, Biochemistry 30, (1991), S. 5016-5022
- [22] Varo G., Lanyi J. K.: „Kinetic and spectroscopic evidence for an irreversible step between deprotonation and reprotonation of the Schiff base in the bacteriorhodopsin photocycle“, Biochemistry 30, (1991), S. 5008-5015
- [23] Masthay M. B., Sammeth D. M., Helveston M. C., Buckman C. B., Li W., Cde-Baca M. J., Kofron J. T.: „The laser-induced blue state of bacteriorhodopsin: mechanistic and color regulatory roles of protein-protein interactions, protein-lipids interactions, and metal ion“, J. Am. Chem. Soc., 124, (2002), S. 3418-3430
- [24] Fischer T., Hampp N.: „Two-Photon-Absorption of Bacteriorhodopsin: Formation of a red-shifted thermally stable photoproduct F<sub>620</sub>“, Biophys. J., 89, (2005), S. 1175-1182
- [25] Govindjee R., Balashov S. P., Ebray T. G.: „Quantum efficiency of the photochemical cycle of bacteriorhodopsin“, Biophys. J., 58, (1990), 597-608
- [26] Chizhov I. V., Engelhard M., Sharkov A. V., Hess B.: „Two quantum absorption of ultrashort laser pulses by bacteriorhodopsin chromophore. In Structures and Functions of Retinal Proteins“, Rigaud J. L., Ed., John Libbey Eurotext, Ltd: Paris, (1992), S. 171-173
- [27] Heller H. G., Oliver S. N., Whittall J., Tomlinson I.: „Photochromic spiropyran compounds“, Patent U.K. 2 190 379 (1987)
- [28] Tittor J., Schweiger U., Oesterhelt D., Bamberg E.: „Inversion of proton translocation in bacteriorhodopsin mutants D85N, D85T and D85,96N“, Biophys. J., 67, (1994), S.1682-1690

- [29] Miaman T. H.: „ *Simulated optical radiation in Ruby*”, Nature, 187, (1960), S. 493-494
- [30] Leith E. N., Upatnieks J.: „ *Reconstructed Wavefronts and Communication Theory*”, J. Opt. Soc. Am., 52, (1962), S.1123-1130
- [31] Leith E. N., Upatnieks J.: „ *Wavefront Reconstruction with Diffused illumination and Three-dimensional Objects*”, J. Opt. Soc. Am., 54, (1964), S. 1295-1301
- [32] Brown B. R., Lohmann A. W.: „ *Complex spatial filtering with binary masks*”, Appl. Opt. 5, (1966), S. 967-969
- [33] Chu D. C., Fienup J. W., Goodman W.: „ *Multiemulsion On-Axis Computer Generated Hologram*”, Appl. Opt., 12, (1973), S. 1386-1388
- [34] Mednikarov B., Malinowsky J.: „*Signalaufzeichnungsmat.5*”,(1977), S.405
- [35] Schmidt I.: „Bild und Ton”, 33, (1980), 10, S.303-306
- [36] Fricke M.: „Bild und Ton”, 24, (1971), S. 82-89
- [37] Mayerhoffer D.: „*Dichromated Gelatin*”, in „Holographic Recording Materials”, Ed. Smith H.M., Berlin, (1977), S. 75-98
- [38] Borgdogna J., Keneman S.A.: „*Other materials and devices*”, „Holographic Recording Materials”, Ed. Smith H.M., Berlin, (1977), S. 229-241
- [39] Ducan R. C, Staebler D.L.: „*Inorganic Photochromic Materials*”, Holographic Recording Materials, Ed. Smith H.M., Berlin, (1977), S. 133-159
- [40] Telle W., Freyer R., Hinz W.: „*Bild und Ton*”, 33, (1980), 10, S. 298- 302
- [41] Hinz W., Freyer R., Telle W.: „Bild und Ton”, 31, (1978)11, S.325-328
- [42] Freyer R., Frenzel R.: „*Signalaufzeichnungsmat.*”, 7, (1979), 3, „S.225-239
- [43] Freyer R., Hinz W.: „*Signalaufzeichnungsmat.*”, 8, (1980), 3, S.183-190
- [44] Bergen R.F.: „*Photogr. Sci. Eng.* ”, 17, 5, S.437-479,(1973)
- [45] Chen F.S., La Macchia J.T., Fraeser D.B. : „*Appl.Phys. Lett.*”, 13, (1968), 7, S.223-225
- [46] Staebler D. L., Phillips W.: „*Appl.Opt.*”, 13, (1974), 4, S.788-794
- [47] Ovshinsky S. R.: „*Phys. Rev. Letters*”, 21, (1968), 20, S. 1450-1453
- [48] Igo T., Zembutsu S., Toyoshima Y., Noguchi Y.: „*Rev Electr. Commun. Lab.*”, 23, (1975), 5-6, S. 559-563
- [49] Kostyshin M.T., Krasnojonov E. P., Makeev V.A., Sobolev G.A.: „*Int. Conf. Holography*”, Besanson, (1970), paper 11.7
- [50] Meier G.: „*Intern. Kongr. Reprographie und Information*”, Hannover,(1975), S.200-204

- [51] Haupt C., Pahlke M., Jäger M, Tiziani J. H.: „*Design of diffractive optical elements for CO<sub>2</sub> –laser material processing*“,in F. Wyrowsky: „ Workshop on Digital Holography“, Proc. Of the SPIE Vol. 1718, (1992), S.175
- [52] Hembd C., Tiziani H.J.: „*Diffractive optical elements for CO/sub/2 laser beam diagnostics*“, Optics and Lasers Technology, 26, (1994), S.9
- [53] Keller P. E., Gmitro A. F.: „*Computer-generated holograms for optical neural networks: on-axis versus off-axis geometry*“, Appl.Opt., 32, (1993), S.1304
- [54] Kato M., Kadowaki S., Komma Y., Hori Y.: „*Recent advances in optical head with holographic optical elements*“, Proc. Of the SPIE Vol.1507: „Holographic Optics 3: Principles and Applications“, (1993), S.36
- [55] Yin S., Lu G., Zhang J., Yu F. T. S., Mait J. N.: „ *Kinoform-based Nipkow disk for a confocal microscope*“, Appl.Opt. 34, (1995), S. 5695
- [56] Tiziani H. J.: „*Prospects of testing aspheric surfaces with computer-generated holograms*“, Proc. Of the SPIE Vol. 235: „ Aspheric Optics: Design, Manufacture, testing“, (1980), S.72
- [57] Lucente M.: „*Optimization of Holograms Computation for Real-Time Display*“, SPIE Vol. 1667 „Practical Holography 6“, Ed. S. A. Benton, (1992), S.32
- [58] Watlington J. A., Lucente M., Sparell C., Bove V. M.: „*A hardware architecture for rapid generation of electro-holography fringe patterns*“, SPIE Vol. 2406 „Practical Holography 9“, (1995), S.172
- [59] Iwata S., Hasegawa S., Maeda S., Kayashima S., YAmagishi F.: „*Holographic straight line scanner using a holoplate*“, SPIE Vol. 1667 „ Practical Holography 6“, Ed. S. A. Benton, (1992), S.284
- [60] Spaulding K. E., Morris G. M.: „*Achromatization of optical waveguide components*“, Proc. Of the SPIE Vol. 1507: „Holographic Optics 3: Principles and Applications“, (1991), S.45
- [61] Gale M.: „*Diffractive microstructure for security applications*“, 3rd international Conference on Holographic Systems,Components and Applications, IEE Proc. No. 342, (1991), S.205
- [62] Soares O. D. D., Bernardo L. M., Morais F. P., Pinto M. I., Lage L.A.: „*Holotags for security applications*“, 3<sup>rd</sup> international Conference on Holographic Systems, Components and Applications, IEE Proc. No. 342, (1991), S.213
- [63] Carender N., Casasent D., Coetzee F., Yu D.: „*Hough Transform Computer Generated Holograms: New Output Format*“, in I. Cindrich, S. H. Lee: „ Computer and Optically



- generated Holographic Optics“, Proc. Of the SPIE, Vol. 1555, (1991), S.182
- [64] Petit R.: „*Electromagnetic Theory of Grating*“, Springer-Verlag, Berlin, (1980)
- [65] Loewen E. G., Popov E., in: „*Diffraction Grating and Application*“, Chap. 10, Review of Electromagnetic Theories of Grating Efficiencies, Marcel Dekker, Inc., New York, (1997)
- [66] Moharam M. G., Grann E. B., Pommet D. A., Gaylord T. K.: „*Formulation for stable and efficient implementation of the rigorous coupled-wave analysis of binary gratings*“, J. Opt. Soc. Am., 12, (1995), S. 1068-1076
- [67] Li, L.: „*New formulation of the Fourier modal method for crossed surface-relief gratings*“, J. Opt. Soc. Am., A 14, (1997), S. 2758-2767
- [68] Morf R. H., Kiess H., Heine C.: „*Diffraction optics for Industrial and Commercial Applications*“, Chap. 13 Diffraction optics for solar cells, Akademie Verlag, Berlin, (1977)
- [69] Lightbody M. T. M., Layet B., Taghizadeh M. R.: „*Application of resonance domain diffractive optics beam deflectors to high-power laser systems*“, J. Mod. Opt. 43 (1996), S. 229-244
- [70] Enger R. C., Case S. K.: „*Optical elements with ultrahigh spatial-frequency surface corrugations*“, Appl. Opt. 22 (1983), S. 3220-3228
- [71] Wilson S. J., Huley M. C.: „*The optical properties of moth eye antireflection surfaces*“, Opt. Acta 29 (1982), S. 993-1009
- [72] Ono Y., Kimura Y.: „*Antireflection effect in ultrahigh spatial-frequency holographic relief grating*“, Appl. Opt. 32 (1995), S.1154-1167
- [73] Gombert A.: „*Mikrooptik im großen Stil*“, Physik Journal (2002), S. 37-41
- [74] van Renesse R. L.: „*Diffraction optics for Industrial and Commercial Applications*“, Chap. 12 Security applications, Akademie Verlag, Berlin, (1997)
- [75] Young B. J. B., Graham H. A.: „*Wire grid infrared polarizer*“, Appl. Opt. 4 (1965), S. 1023-1026
- [76] Haggans C. W., Fujita L. Li, T., Kostuk R. K.: „*Lamellar gratings as polarization components for specularly reflected beam*“, J. Mod. Opt. (1993), S. 675-686
- [77] Ferstl M., Steingrüber R., Dias D., Stankovic S., Haidner H.: „*High frequency gratings as polarization elements*“, Proc. of SPIE 3879 (1999), S.138-146
- [78] Dias D., Stankovic S., Haidner H., Wang L.L., Tschudi T., Ferstl M., Steingrüber R.: „*High-frequency gratings for applications to DVD pickup systems*“, J. Opt. A.: Pure Appl. Opt. 1 (1999), S. 215-219

- [79] Peter T., Wyrowsky F., Bryngdahl O.: „*Relation between angles of diffraction and diffraction efficiency of diffractive elements*“, 4th international Conference on Holographic Systems, Components and Applications, IEE Proc. No. 379, Neuchatel 1993, **(1993)**, S.80
- [80] Goodmann J. W.: „*Introduction to Fourier Optics*“, The McGraw-Hill Comp. Inc., New York, **(1976)**, S.32-61
- [81] Silver S.: „*Microwave aperture antennas and diffraction theory*“, J. Opt. Soc. Am., 52,**(1962)**, S.131
- [82] Kottler F.: „*Elektromagnetische Theorie der Beugung an schwarzen Schirmen*“, Ann. Physik, (4), **(1923)**, 70
- [83] Ravikanth S. P.: „*Minimum Information Holograms*“, Dissertation, Massachusetts Institute of Technology, **(1995)**, S. 14-16
- [84] Herzig H. P.: „*Micro-optics, Elements, systems and applications*“, Chap.1 Design of Refractive and Diffractive Mico-Optics, **(1997)**, Taylor and Francis, London
- [85] Haidner H., Morris G. M.: „*Wavefront quality of optimized diffractive lenses*“, Pure Appl. Opt., 6, **(1997)**, S. 191–202
- [86] S. Matellucci and A.N. Chester: „*Diffractive Optics and Optical Microsystems*“, Plenum Publishing Corporation, **(1997)**
- [87] Ditteon R.: „*Modern Geometrical Optics*“, ISBN: 0-471-16922-6, 1 edition **(1997)**, John Wiley & Sons Canada, Ltd
- [88] Bryndahl O.: „*Geometrical transformation in optics*“, J. of Opt. Soc. of A., 64(8), **(1974)**, S.1092- 1099
- [89] Goodman J. W.: „*Introduction to fourier optics*“, McGraw-Hill Companies, Inc., USA, **(1996)**, ISBN 0-07-024254-2
- [90] Arieli Y., Eisenberg N., Lewis A., Glaser I.: „*Geometrical-transformation approach to optical two-dimensional beam shaping*“, Applied Optics, V. 36, Issue 35, **(1997)**, S.9129-9131
- [91] Turunen J., Wyrowsky F.: „*Diffractive Optics for Industrial Applications*“, Chap.1 Introduction in diffractive optics, **(1997)**, Akademie Verlag, Berlin
- [92] Duparre M., Ludge B., Golub M. A., Soifer V. A, Pavelyev V. S., Uspleniev G. V., Volotovskii S. G.: „*Investigation of computer-generated diffractive beam shapers for flattening of single-modal CO2 laser beams*“, Applied Optics, Volume 34, Issue 14, **(1995)**, S. 2489
- [93] Doskolovich L. L., Golub M. A., Kazanskiy N. L., Kharitonov S. I., Soifer V. A.

- : „Diffraction investigation of Focusators into plane Area“, 6th Congress of the Int. Commission. for Optics: Optics as a Key to High Technology. SPIE Proceedings, Vol. 1983, (1993), S.656
- [94] Han C.Y., Ishii Y., and Murata K.: „Reshaping collimated laser beams with Gaussian Profile to uniform profiles“, Appl. Opt. 22, (1983), S.3644-3647
- [95] Haidner H., Morris G. M.: „Wavefront quality of optimized diffractive lenses“, Pure Appl. Opt., 6, (1997), S. 191–202
- [96] Gerchberg R.W., Saxton W.O.: „A practical algorithm for the determination of phase from image and diffraction plane pictures“, Optik, Vol. 35, No.2, (1972)
- [97] Wyrowsky F., Bryngdahl O.: „Iterative Fourier-transform algorithm applied to computer holography“, J. Opt. Soc. Am. A, Vol. 5, No. 7, (1988)
- [98] Peter T., Wyrowsky F., Bryngdahl O.: „Importance of the initial distribution for iterative calculations of quantized diffractive elements“, J. mod. Opt. 40, (1993)
- [99] Fienup J. R.: „Iterative method applied to image reconstruction and to computer-generated holograms“, Opt. Eng. 19, (1980)
- [100] Krackhardt U., Streibel N.: „Design of Dammann-gratings for Array generation“, Optics Communications, V. 74, Issue 1-2,(1989) S. 31-36.
- [101] Mait J. N.: „Design of Dammann gratings for two-dimensional, nonseparable, noncentrosymmetric responses“, Optics Letters, Volume 14, Issue 4, (1989)
- [102] Turunen J, Vasara A, Westerholm J., Jin G., Salin A.: „Optimisation and fabrication of grating beamsplitters“, Appl. Phys. Lett., Vol.54, No. 16, (1989)
- [103] Chu D. C., Fienup J. R., Goodman J. W.: „Multiemulsion On-Axis Computer Generated Holograms“, Appl. Opt., 12, (1973), S. 1386-1388
- [104] Lee W. H.: „Making Computer generated holograms“, in E. Wolf: „Progress in Optics“, Vol. 16, (1978), S. 121-229
- [105] Fahoosh H., Feldman M.R., Lee S. H., Guest C. C., Fainman Y., Eschbach R. : „Comparison of binary encoding schemes for electron-beam fabrication of computer generated holograms“, Appl. Opt., 26, (1987), S. 4361
- [106] Brown B.R., Lohmann A.W.: „Complex Spatial Filtering with Binary Masks“, Appl. Optics 5, (1966), S.967
- [107] Lohmann A.W., Paris D. P.: „Binary Fraunhofer Holograms, Generated by Computer“, Appl. Optics, 6, (1967), S. 1739
- [108] Schreier D.: „Synthetische Holographie“, Physik Verlag Weinheim, (1984)

Die vorliegende Arbeit wurde am Fachbereich Chemie  
der Philipps-Universität Marburg unter Anleitung von

Herrn Prof. Dr. Norbert Hampp

in der Zeit von Dezember 2002 bis September 2005 angefertigt

## Danksagung

Herrn Prof. Dr. N. Hampp danke ich für die freundliche Aufnahme in seiner Arbeitsgruppe, die Bereitstellung des interessanten Themas, seine Unterstützung und das entgegengebrachte Vertrauen waren für mich von größter Bedeutung.

Bei der gesamten Arbeitsgruppe von Prof. Dr. N. Hampp möchte ich mich für die herzliche Aufnahme und die stets freundliche Unterstützung während der Arbeit danken.

Mein besonderer Dank gilt:

Dr. T. Juchem für ihr fachkundige Unterstützung und großes Engagement zu Beginn meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter.

Dr. M Neebe und T. Fischer, die sich für alle Fragen Zeit genommen und mit vielen hilfreichen Tips zum Gelingen beigetragen haben.

Andreas Schönafinger und Daniel Rhinow für die technische Unterstützung und die Erarbeitung vieler Rasterkraftmikroskopische Aufnahmen.

Christof Cristophis für die große Hilfsbereitschaft bei der UV-Vis Spektroskopische Aufnahmen.

Frau Nina Schromczyk für die Bereitstellung der BR-Filmen.

Frank N., für die große Hilfsbereitschaft bei allen Literaturrecherchen.

Ganz besonders herzlich danke ich den Mitarbeiter unserer Arbeitsgruppe für das produktive und freundliche Klima, das für den Spaß an der Arbeit und damit auch für deren Erfolg entscheidend war: Hee-Cheol Kim, Jens Böttcher, Diana Braga, Sebastian Härtner, Markus Mickel, Zijiang Yang, Jens Träger, Sabine Kümpel, Anja Mohn, Jasmin Heinzer, Carmen Preisig, Katja Keller, Sandra Noll , Jutta Hennen.

Den Mitarbeitern der Feinmechanik- und Elektronikwerkstatt.