

Fortgeschrittenenpraktikum der Physik
Universität Ulm

Holographie

Dominik Fritz
dominik.fritz@wirtschaftsphysik.de

Stefan Fischer
stefan.fischer@wirtschaftsphysik.de

Gruppennummer: 529

Durchgeführt am 5./6. Dezember 2002

Betreuer: Marcin Michalski

Aktuelle Version vom 19. Dezember 2002

Inhaltsverzeichnis

1	1.Theorie	2
1.1	Grundlagen der Wellenoptik	2
1.1.1	Die Maxwellgleichungen und die Wellengleichungen	2
1.1.2	Ebene Wellen	2
1.1.3	Kugelwellen	3
1.1.4	Besselwellen	3
1.1.5	Intensität	4
1.2	Kohärenz	5
1.2.1	Zeitliche Kohärenz, Kohärenzzeit, Kohärenzlänge	5
1.2.2	Räumlichen Kohärenz:	6
1.3	Holographie	7
1.3.1	Der Aufnahmevorgang	7
1.3.2	Fresnelsche Zonenplatte	9
1.3.3	Die Bildrekonstruktion	9
1.4	Holographische Interferometrie	10
1.4.1	Einführung	10
1.4.2	Holographische Aufnahmemethoden	10
2	Versuchsbeschreibung	15
2.1	Doppelbelichtungsverfahren	15
2.2	Echtzeitholographie	16
2.3	Weißlichthologramm	16
2.4	Der Laser	17
3	Auswertung	20
3.1	Holographisches Bild einer Schachfigur und einer 20 Cent Münze	20
3.2	Berechnung des Biegepeiles im Doppelbelichtungsverfahren	20
3.3	Messung der Verdrehung einer Platte (Doppelbelichtungsverfahren)	21
3.4	Eigenschwingungen einer Aluminiumplatte	23
3.5	Weißlichthologramme	24

1 1.Theorie

1.1 Grundlagen der Wellenoptik

Licht besitzt, wie wir heute wissen, einen Wellen- und einen Quantencharakter. Der Wellencharakter dominiert bei der Ausbreitung von Licht. Die zugehörige Theorie ist die klassische Theorie elektromagnetischer Felder, die sich in den Maxwell-Gleichungen widerspiegelt.

Der Teilchen- oder Quantenaspekt des Lichtes ist für diesen Versuch mit Ausnahme der Beschreibung des Lasers nicht relevant.

1.1.1 Die Maxwellgleichungen und die Wellengleichungen

Die Grundgleichungen für die Wellenoptik sind die Maxwellgleichungen:

$$\operatorname{div} \vec{D} = \rho \quad (1)$$

$$\operatorname{div} \vec{B} = 0 \quad (2)$$

$$\operatorname{rot} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (3)$$

$$\operatorname{rot} \vec{H} = \varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \vec{j} \quad (4)$$

Die Maxwellgleichungen lassen sich im Vakuum ($\varepsilon_r = \mu_r = 0$ und $\vec{j} = 0$) auf zwei gekoppelte Gleichungen zurückführen, die sogenannten Wellengleichungen für das magnetische und das elektrische Feld:

$$\Delta \vec{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0 \quad (5)$$

$$\Delta \vec{B} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{B}}{\partial t^2} = 0 \quad (6)$$

Die Lösung der Wellengleichungen kann mit dem Ansatz für eine harmonische Welle - im Falle des Lichts spricht man von einer monochromatischen Welle - erfolgen:

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{a}(\vec{r}) \cdot e^{i(\varphi(\vec{r}, \omega) - \omega t)} \quad (7)$$

mit $\vec{a}(\vec{r})$: Vektoramplitude

$(\varphi(\vec{r}, \omega) - \omega t)$: Phase

ω : Kreisfrequenz der Welle

Im Folgenden sollen spezielle Lösungen der Wellengleichung betrachtet werden.

1.1.2 Ebene Wellen

Unter einer ebenen Welle im Raum versteht man eine Welle, die bei fester Zeit t in allen Ebenen senkrecht zur Ausbreitungsrichtung eine konstante Phase besitzt.

Dies bedeutet, dass das Skalarprodukt $\vec{k} \cdot \vec{r} = \text{konstant}$ ist¹.

Der Ansatz für eine monochromatische, ebene Welle lautet somit:

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_0 \cdot e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} \pm \omega t)}. \quad (8)$$

“+”: Welle breitet sich entgegen der Richtung des Wellenvektors aus

“-”: Welle breitet sich in Richtung des Wellenvektors aus

1.1.3 Kugelwellen

Eine andere, oft gebrauchte Wellenform ist die Kugelwelle. Ihre Bedeutung erhält sie durch das Huygens'sche Prinzip, nach dem jeder von einer Welle erregte Raumpunkt Ausgangspunkt einer Kugelwelle ist. Die Phasen der Kugelwellen sind für alle Punkte konstant, die sich im Abstand r vom Ursprung befinden.

Schreibt man die Wellengleichung in Kugelkoordinaten (r, ϑ, φ) um, so erhält man:

$$\frac{\partial^2}{\partial r^2}(\vec{r} \vec{E}) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2}(\vec{r} \vec{E}) = 0. \quad (9)$$

Da die Kugelwelle sphärisch symmetrisch ist, zeigt sie keine Abhängigkeit von ϑ und φ .

Von besonderer Bedeutung ist wieder die harmonische Lösung:

$$\vec{E}(r, t) = \frac{\vec{E}_0}{r} \cdot e^{i(kr \pm \omega t)}. \quad (10)$$

Die Amplitude $\frac{\vec{E}_0}{r}$ fällt proportional zu $\frac{1}{r}$ ab. Es ist ersichtlich, dass man für große Entfernungen vom Ursprung die Kugelwelle lokal als eine ebene Welle betrachten kann.

1.1.4 Besselwellen

Eine besondere Lösung für die Wellengleichung sind die sogenannten Besselwellen. Hierbei handelt es sich um beugungsfreie Wellen, d.h. dass die Welle bei der Ausbreitung im freien Raum in z-Richtung ihre Intensitätsverteilung in der x,y-Ebene unabhängig von z beibehält.

$$I(x, y, z) = I(x, y, 0). \quad (11)$$

Das einfachste nicht triviale Beispiel einer beugungsfreien Welle ist die fundamentale Besselwelle.

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_0 \cdot J_0(\alpha \rho) \cdot e^{-i(\omega t - \beta z)} \quad (12)$$

mit:

$$\beta^2 = k^2 - \alpha^2, \beta \geq 0; 0 < \alpha \leq k = 2\pi/\lambda$$

¹Wellenvektor $\vec{k} = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \vec{e}_k$, Ortsvektor \vec{r}

$$\rho^2 = x^2 + y^2, \vec{r} = (x, y, z).$$

Die Besselfunktion J_0 ist definiert durch

$$J_0(\alpha\rho) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} e^{i\alpha\rho\sin\xi} d\xi. \quad (13)$$

Aus Abbildung 1 erkennt man, dass die Welle quer zur Ausbreitungsrichtung rotationssymmetrisch ist. Der Parameter α beschreibt die Breite des zentralen Lichtbündels.

Für $\alpha = 0$ erhält man die ebene Welle. Besselwelle und ebene Welle besitzen keine endliche

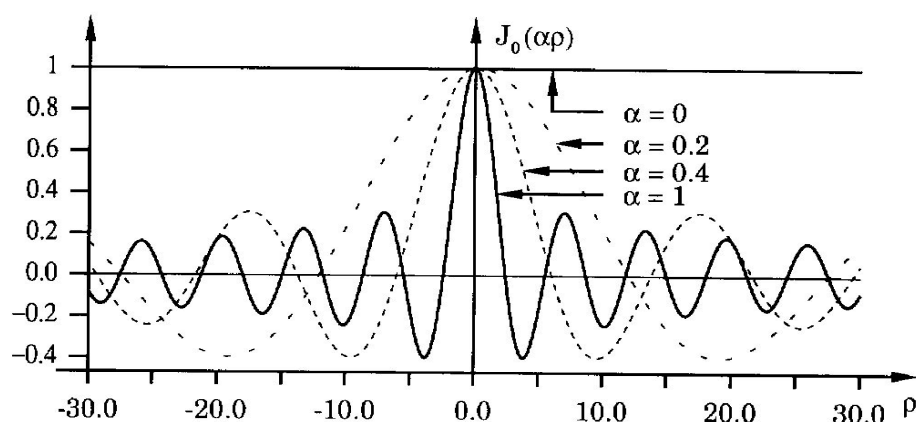


Abbildung 1: Radiale Feldstärkeverteilung von Besselwellen [3]

Energie. Die Besselwelle besitzt jedoch eine endliche Energiedichte. Man kann ebene Welle und Besselwelle in der Praxis daher auch nur näherungsweise verwirklichen.

1.1.5 Intensität

In der Holographie beschäftigt man sich mit der Aufzeichnung von Wellenfeldern. Daher soll hier kurz das Wesen der Registrierung der elektrischen Feldstärke skizziert werden.

Lichtwellen sind uns in ihrem Verlauf leider noch nicht direkt zugänglich, sondern nur in Form der Intensität einer Lichtwelle. Unter Intensität versteht man eine Größe, die aus der Energie, die durch eine Fläche pro gegebener Zeit strömt, gebildet wird:

$$\text{Intensität} = \frac{\text{Energie}}{\text{Fläche} \cdot \text{Zeitintervall}} \quad (14)$$

Eine harmonische Welle besitzt eine räumlich und zeitlich konstante Intensität. Daher definiert man ohne Proportionalitätsfaktoren die Intensität durch

$$I = \vec{E}_0 \vec{E}_0^* = |\vec{E}_0|^2. \quad (15)$$

Man beachte, dass diese Definition eine zeitliche Mittelwertbildung enthält. Die Definition der Intensität für allgemeine Wellenfelder lautet bei Vorliegen eines stationären Wellenfeldes wie folgt, wobei T_m die Messdauer bedeutet:

$$I(\vec{r}) = \lim_{T_m \rightarrow \infty} \frac{1}{T_m} \int_{-\frac{T_m}{2}}^{\frac{T_m}{2}} \vec{E}(\vec{r}t) \vec{E}^*(\vec{r}t) dt = \langle \vec{E} \vec{E}^* \rangle_{\infty} \quad (16)$$

1.2 Kohärenz

Aus historischer Sicht gesehen bedeutet Kohärenz die Fähigkeit von Strahlung, Interferenzerscheinungen hervorzurufen.

Zur Messung der zeitlichen Kohärenz lässt sich das Michelson-Interferometer heranziehen, zur Erläuterung der räumlichen Kohärenz zieht man den Youngschen Doppelspaltversuch heran.

1.2.1 Zeitliche Kohärenz, Kohärenzzeit, Kohärenzlänge

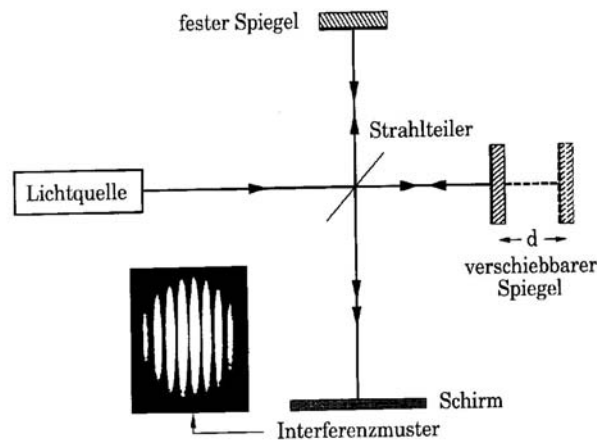


Abbildung 2: Michelsoninterferometer [3]

Lichtwellen, die von einem Emissionszentrum ausgehen, brauchen nicht unbedingt kohärent zu sein. Dies kommt dadurch zustande, dass auch die von einem Emissionszentrum zeitlich hintereinander ausgestrahlten Wellenzüge eine statistische Phasenlage zueinander haben. Kohärent sind also nur Teilwellenzüge, die von einem einzigen Emissionsakt stammen. Dies bedingt, dass die Wegdifferenz zwischen den beiden Wellen nicht größer sein darf als die Länge eines Wellenzuges. Die maximal zulässige Wegdifferenz, die etwa gleich der Länge eines Wellenzuges ist, wird als Kohärenzlänge l bezeichnet. Die zugehörige Zeit

$$\tau = \frac{l}{c} \quad (17)$$

die das Licht braucht, um die Kohärenzlänge zurückzulegen, heißt entsprechend Kohärenzzeit. Zeitliche Kohärenz kann mit Hilfe des Michelson-Interferometers (Abbildung 2) gemessen werden. Das zu untersuchende Licht wird in einem Strahlteiler in zwei Strahlen aufgeteilt. Ein Strahl wird von einem feststehenden Spiegel in sich zurückreflektiert, der andere Strahl wird ebenfalls an einem Spiegel, der aber verschoben werden kann, in sich zurückreflektiert. Die beiden reflektierten Strahlen werden am Strahlteiler jeweils wieder aufgeteilt, wobei je ein Teil in dieselbe Richtung läuft und auf einem Schirm aufgefangen wird. Der Sinn dieser Anordnung besteht darin, einen Lichtstrahl zeitverschoben mit sich selbst zu überlagern. Je nach Kohärenzlänge erhält man ein unterschiedliches Interferenzmuster.

1.2.2 Räumlichen Kohärenz:

Das grundlegende Experiment hierzu ist der Youngsche Doppelspaltversuch (siehe Abbildung 3).

Eine ausgedehnte Lichtquelle mit Durchmesser L beleuchtet eine Doppellochblende. Die ausge-

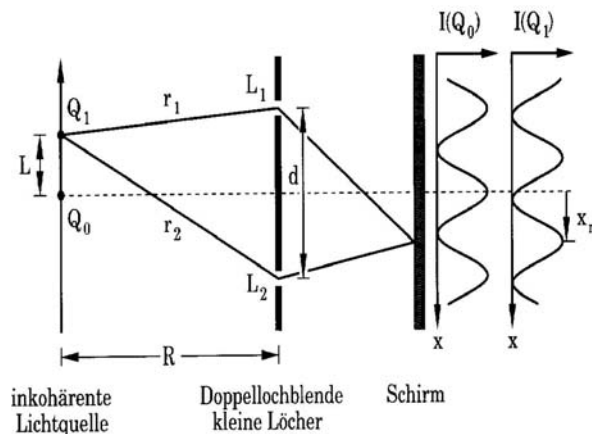


Abbildung 3: Youngsches Interferometer [3]

dehnte Lichtquelle kann man sich aus einzelnen, unabhängigen Lichtpunkten zusammengesetzt denken, die jeweils Ausgangspunkt harmonischer Kugelwellen sein sollen. Auf dem Beobachtungsschirm entsteht ein Interferenzmuster, das durch Überlagerung der von den beiden Lochblenden L_1 und L_2 ausgehenden Sekundärwellen zustande kommt.

Von einem Lichtpunkt Q_0 geht eine Kugelwelle aus, die gleichphasig auf L_1 und L_2 trifft. Auf dem Schirm erhält man daher ein Interferenzmuster mit einem Maximum auf der optischen Achse. Ein Lichtpunkt Q_1 erzeugt ein Interferenzmuster, das seitlich verschoben ist, da jetzt r_1 und r_2 nicht mehr gleichlang sind. Daher existiert eine Phasendifferenz zwischen den beiden von L_1 und L_2 neu ausgesandten Sekundärwellen:

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{2\pi}{\lambda}(r_1 - r_2). \quad (18)$$

Für die seitliche Verschiebung der Interferenzstreifen ergibt sich nach längerer Rechnung:

$$x_m = \frac{a}{\lambda}(r_1 - r_2). \quad (19)$$

Die Bedingung für die Sichtbarkeit von Interferenzstreifen ist, dass die von Q_0 und Q_1 erzeugten Interferenzmuster nicht zu weit gegeneinander verschoben sein dürfen, z.B. nicht Maximum und Minimum aufeinander fallen dürfen. Aus dieser Überlegung folgt für eine ausgedehnte Strahlungsquelle

$$\frac{d \cdot L}{R} < \frac{\lambda}{2}. \quad (20)$$

Diese Gleichung gilt für alle Punkte Q_i einer ausgedehnten Lichtquelle, da wir ja die äußersten Punkte der Lichtquelle mit der größten Verschiebung der zu überlagernden Interferenzmuster betrachtet haben.

1.3 Holographie

Fällt Licht auf einen Körper und gelangt ein Teil der von ihm reflektierten oder gestreuten Lichtwellen in unser Auge, so sprechen wir davon, dass wir diesen Körper sehen. Durch die Wechselwirkung des Lichtes mit dem Körper kommt es zu einer Modifizierung des Wellenfeldes, die optisch übertragbaren, charakteristischen Größen des Körpers sind dem Lichtfeld sozusagen aufgeprägt worden.

Die Leistungsfähigkeit eines optischen Abbildungsverfahrens misst man daran, in welchem Maße die im Wellenfeld gespeicherte Information fehlerfrei übertragen und registriert werden kann. Ein herkömmlicher Empfänger gestattet lediglich die Registrierung von Intensitäten, die proportional zum Quadrat der Amplitude sind. Die Phaseninformation geht also verloren. Dadurch erhalten wir eine zweidimensionale Darstellung eines dreimensionalen Körpers (herkömmliche Photographie). In der Holographie ist es nun möglich, die im Wellenfeld enthaltene Information vollständig zu übertragen und zu speichern.

1.3.1 Der Aufnahmevorgang

Wir benötigen zwei kohärente Wellen, die über ihre komplexen Amplituden beschrieben werden:

Die Objektwelle $A_O(\vec{r}) = a_O(\vec{r})e^{i\varphi_O(\vec{r})}$ dient als Träger der Information und wird der Referenzwelle $A_R(\vec{r}) = a_R(\vec{r})e^{i\varphi_R(\vec{r})}$ überlagert (Abbildung 4).

Für die Intensitätsverteilung des resultierenden Interferenzfeldes ergibt sich:

$$I(x, y) = AA^* = a_O(x, y)^2 + a_R(x, y)^2 + 2a_O(x, y)a_R(x, y)\cos(\varphi_O(x, y) - \varphi_R(x, y)) \quad (21)$$

Die im Wellenfeld infolge der räumlichen Ausdehnung des Objekts auftretenden Phasendifferenzen werden also einer optischen Speicherung zugänglich gemacht, indem sie durch den Aufzeichnungsprozess in entsprechende Intensitätsänderungen übergeführt werden. Da diese Intensitätsmodulationsfunktion eine gerade Funktion ist, kann das Hologramm nicht zwischen

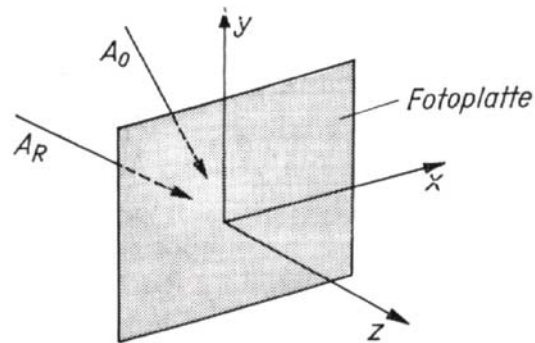


Abbildung 4: Überlagerung von Objekt- und Referenzwelle in der Ebene einer Fotoplatte [5]

Phasenvor- und Phasennachlauf unterscheiden. Als Folge erhält man bei der Rekonstruktion der Wellenfronten i.a. zwei Bilder des Objekts.

Ziel ist es, diese Intensitätsverteilung auf der Fotoplatte derart zu speichern, dass nach deren Entwicklung ein Hologramm des Objekts vorliegt, dessen Amplitudentransmission äquivalent mit der ursprünglichen Intensitätsverteilung ist. Dadurch erhält man einen Zusammenhang zu den Eigenschaften der verwendeten Photoschicht.

Der analytische Ausdruck für die Tangente in Abbildung 5 lautet: $S = \log \left(\frac{B}{B'} \right)^\gamma$. Mit der De-

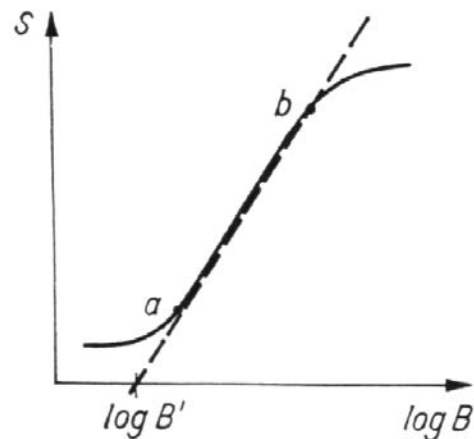


Abbildung 5: Schwärzung einer Photoschicht in Abhängigkeit vom Logarithmus der Belichtung [5]

finition der Schwärzung $S = \log \left(\frac{I_E}{I_D} \right)$ (I_E und I_D bezeichnen einfallende bzw. durchgelassene Intensität) und der Belichtung $B = It_B$ gelangt man zu einem Zusammenhang zwischen Inten-

sitätstransmission $T_I = I_D/I_E$ und der Belichtung $T_I = \left(\frac{B}{B'}\right)^{-\gamma}$. Aus der Beziehung zwischen Intensitätstransmission T_I und Amplitudentransmission T_A , $T_I = T_A^2$ erhält man die gesuchte Relation zwischen Intensitätsverteilung im Interferenzfeld und der Amplitudentransmission der Photoschicht:

$$T_A \propto I^{-\gamma/2}. \quad (22)$$

Für $\gamma = -2$ ergibt sich ein linearer Zusammenhang, den wir für unsere weiteren Betrachtungen voraussetzen.

Für die Amplitudentransmission des Hologramms gilt dann:

$$T_A \propto a_0^2 + a_R^2 + 2a_0a_R \cos(\varphi_0 - \varphi_R). \quad (23)$$

1.3.2 Fresnelsche Zonenplatte

Betrachtet man einen einzigen leuchtenden Punkt, so ist die Objektwelle eine Kugelwelle. Durch Interferenz der Kugelwelle mit einer Referenzwelle entstehen konzentrische Ringe mit maximaler Intensität². Man spricht von der sogenannten Fresnelschen Zonenplatte (siehe auch Abbildung 6).

Ein beliebiges Objekt besteht aus vielen einzelnen solchen Punkten. Nach dem Huygensschen Prinzip wird somit die Objektwelle eine Überlagerung von Kugelwellen. Man kann also sagen, dass das Hologramm insgesamt durch eine Überlagerung Fresnelscher Zonenplatten dargestellt wird.

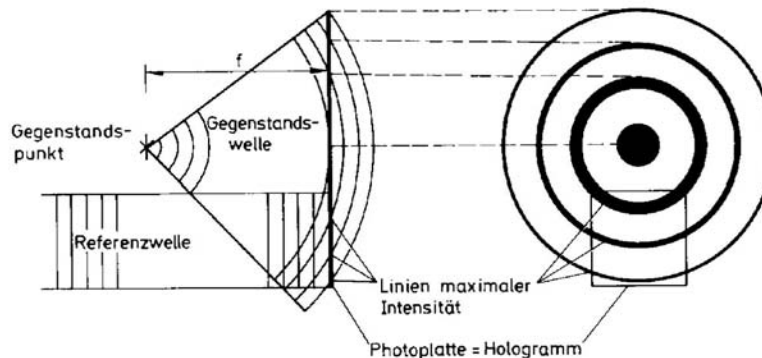


Abbildung 6: Fresnelsche Zonenplatte [3]

1.3.3 Die Bildrekonstruktion

Um das Bild des Objektes wiederzugeben, beleuchten wir das Hologramm mit einer Rekonstruktionswelle A_C , in unserem Fall mit dem Referenzstrahl. Dieser wird an der Gitterstruktur

²Durch punktförmige Verschmutzung auf den Linsen unserer Versuchsanordnung erhielten wir derartige Ringe auf unseren Photoplaten.

des Hologramms gebeugt. Die Amplitudenverteilung der durch das Hologramm tretenden Welle berechnet sich aus

$$A_B = a_C(\vec{r})e^{i\varphi_C(\vec{r})}T_A. \quad (24)$$

Für den Fall eines punktförmigen Objektes mit schräg einfallender, ebener Referenzwelle erhalten wir nach einigen Umformungen:

$$A_B \propto (a_O^2 + a_R^2) a_R e^{ikx \sin \theta} + a_O e^{ikr} a_R^2 + a_O e^{-ikr} a_R^2 e^{i2kx \sin \theta}. \quad (25)$$

Mit dem ersten Summand bezeichnet man den Gleichlichtterm, der keine Information über die Objektwelle enthält. Der zweite Summand, der sog. erste Bildterm, verkörpert eine auslaufende Welle, die ein virtuelles Bild des Punktes liefert. Schaut man durch das Hologramm, so erscheint das virtuelle Bild so, als ob sich dort der reale Punkt befände. Der zweite Bildterm beschreibt eine einlaufende Welle, die zum reellen Bildpunkt, der auf einer Photoplatte oder einem Schirm in der Bildebene abgebildet werden kann, konvergiert.

1.4 Holographische Interferometrie

1.4.1 Einführung

Über die holographische Interferometrie wird die Möglichkeit gegeben, mehrere vom Objekt ausgehende Wellenfelder, welche zueinander kohärent sind, zu vergleichen und somit Informationen über Veränderungen am Objekt zu gewinnen. Diese Wellenfelder können unter verschiedenen Winkeln und zu verschiedenen Zeiten als Hologramm aufgenommen worden sein. Bei der holographischen Interferometrie werden verschiedene Wellen von verschiedenen Zuständen des Objekts zur Interferenz gebracht, so dass Interferenzmuster entstehen. Diese Muster entstehen je nach Untersuchungsverfahren als Bild des Objekts oder auf dem Objekt selber. Eine Voraussetzung dabei ist, dass es sich um ein diffus streuendes Objekt handelt.

Es werden drei verschiedene Aufnahmeverfahren angewandt:

1. Die Doppelbelichtung
2. Das Zeitmittelverfahren (Zeitmittelholographie)
3. Die Echtzeitholographie

1.4.2 Holographische Aufnahmemethoden

Doppelbelichtungsverfahren Hierbei werden von dem Objekt zwei Aufnahmen auf einer Photoplatte gemacht, wobei das Objekt zwischen den beiden Aufnahmen eine leichte Bewegung oder eine kleine Deformation erfährt. Das bei der Rekonstruktion erhaltene Bild zeigt nun die beiden gespeicherten Wellenfelder, wie wenn sie beide bei der Aufnahme vorhanden gewesen wären → Das Bild ist ein Interferenzbild der Wellenfelder. Das Objekt erscheint mit Interferenzstreifen; das sind Linien an Stellen mit gleicher Verschiebungsrichtung wie die Beobachtungsrichtung (2 aufeinander folgende Linien machen eine Verschiebung von ca. $\frac{\lambda}{2}$ sichtbar). Da diese Auflösung recht hoch ist, können schon kleinste Veränderungen sichtbar gemacht

werden. Das Interferenzmuster ist auf das Objekt ‐aufgeblendet‐ und die Gr‐o‐e h‐angt von der Verschiebung am jeweiligen Ort ab, da nur die Wellenfelder zweier sich entsprechender Punkte zur Interferenz an dieser Stelle beitragen. Da bei dieser Methode nur sehr kleine Objektver‐anderungen betrachtet werden, kann die Intensit‐at bei beiden Aufnahmen in etwa als gleich angesehen werden.

F‐ur die Amplituden gilt also:

$$\hat{a}_1 = ae^{i\varphi_1}, \hat{a}_2 = ae^{i\varphi_2}. \quad (26)$$

Da die Intensit‐at mit dem Amplitudenquadrat proportional ist hat man f‐ur beide Wellen folgende Intensit‐atsverteilung:

$$I = 2a^2 (1 + \cos(\varphi_2 - \varphi_1)). \quad (27)$$

Das Argument des cos wird als Phasendifferenz $\Delta\varphi$ bezeichnet und ist eine Funktion des Wegunterschiedes der Lichtstrahlen, entstanden durch die Ver‐anderungen am Objekt. Bei senkrechter Verschiebungsrichtung zur Objektoberfl‐ache l‐asst sich der Wegunterschied d aus Abbildung 7 ermitteln.

M ist ein Punkt des Objekts, der um D verschoben wird, Θ_1 und Θ_2 sind die Winkel der ein-,

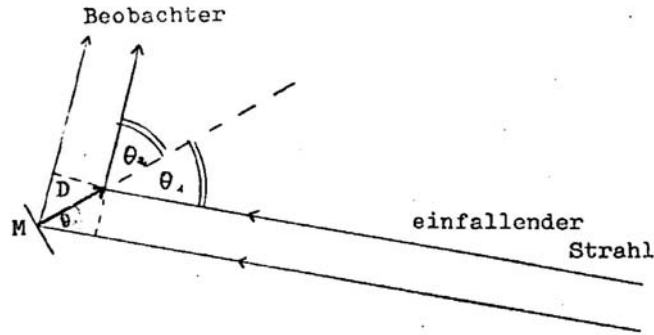


Abbildung 7: Berechnung des Wegunterschieds bei Objektverschiebung [6]

und ausfallenden Strahlen zum Lot auf die Oberfl‐ache des K‐orpers. F‐ur den Wegunterschied d gilt dann:

$$d = D (\cos \Theta_1 + \cos \Theta_2). \quad (28)$$

Daraus ergibt sich f‐ur die Phasendifferenz

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} D (\cos \Theta_1 + \cos \Theta_2) \quad (29)$$

und damit f‐ur die Intensit‐at

$$I = 2a^2 \left\{ 1 + \cos \left[\frac{2\pi}{\lambda} D (\cos \Theta_1 + \cos \Theta_2) \right] \right\}. \quad (30)$$

Mit einem Additionstheorem des Kosinus $\cos^2(c) = \frac{(1+\cos(2c))}{2}$ folgt f‐ur die Intensit‐at:

$$I = 4a^2 \cos^2 \left[\frac{\pi}{\lambda} D (\cos \Theta_1 + \cos \Theta_2) \right]. \quad (31)$$

Die Intensität verändert sich also mit $\cos^2 x$, wobei x bis auf einen konstanten Faktor, nämlich die Verschiebung D , bestimmt ist. Zwei Interferenzstreifen haben also eine Verschiebung um

$$D = \frac{\lambda}{\cos \Theta_1 + \cos \Theta_2} \quad (32)$$

als Ursache.

Zeitmittelmethode Die Zeitmittelholographie ist eine Verallgemeinerung der Interferometrie durch Doppelbelichtung. Hierbei wird das Hologramm eines bewegten Objektes aufgenommen. Die Belichtungszeit während der Bewegung wird als viele infinitesimale Belichtungen, während denen sich der Körper nicht bewegt, betrachtet. Bei dieser Art von Hologramm werden alle Zustände des Körpers gespeichert, somit ist auch das rekonstruierte Wellenfeld eine Überlagerung aller Zustände. Hierbei sind in erster Linie Analysen von Schwingungen von Bedeutung, da mit dieser Methode z.B. gut die Schwingungsbüchse und Knoten einer Platte (siehe Versuch) bestimmt werden können.

Die komplexe Amplitude einer Welle, die von einem Punkt gestreut wird, wird über die Belichtungszeit gemittelt:

$$\hat{a} = \frac{1}{T} \int_0^T \hat{a}(t) dt. \quad (33)$$

Es gelte für die komplexe Amplitude zur Zeit t :

$$\hat{a}(t) = a e^{i\varphi(t)}. \quad (34)$$

Bei kleinen Veränderungen wird a wieder als konstant angesehen (Doppelbelichtung), dadurch wird die Funktion $\varphi(t)$ von der Bewegung des Objekts abhängig. Schwingt ein Objekt mit einer harmonischen Auslenkung

$$D(t) = D \sin(\omega t) \quad (35)$$

ergibt sich $\varphi(t)$ zu (siehe Doppelbelichtung)

$$\varphi(t) = \frac{2\pi}{\lambda} D \sin \omega t (\cos \Theta_1 + \cos \Theta_2), \quad (36)$$

wobei D die Amplitude der Schwingung ist. Alles in die Gleichung zur Zeitmittelung eingesetzt erhält man (Mittelung über eine Schwingungsdauer):

$$\hat{a} = \frac{1}{T} \int_0^T a e^{i \frac{2\pi}{\lambda} D \sin \omega t (\cos \Theta_1 + \cos \Theta_2)} dt. \quad (37)$$

Für die Intensität als Amplitudenquadrat gilt:

$$I = |\hat{a}|^2 = a^2 \left| \frac{1}{T} \int_0^T e^{i \frac{2\pi}{\lambda} D \sin \omega t (\cos \Theta_1 + \cos \Theta_2)} dt \right|^2 \quad (38)$$

$$= a^2 \left| J_0 \left(\frac{2\pi}{\lambda} D (\cos \Theta_1 + \cos \Theta_2) \right) \right|^2 \quad (39)$$

a^2 stellt die Intensität des Wellenfeldes des ruhenden Objekts dar, die durch das Quadrat der Besselfunktion 0. Ordnung moduliert wird. Die Funktion $|J_0|^2$ ist in Abbildung 8 dargestellt. Die Nullstellen der Besselfunktion sind die Stellen mit verschwindender Intensität, d.h. schwar-

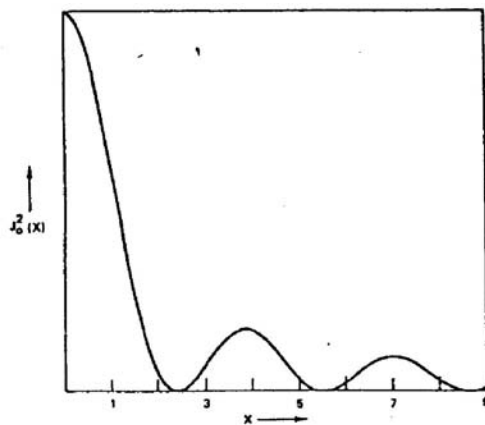


Abbildung 8: Verlauf der Funktion $|J_0|^2$ [8]

ze Streifen. Sei x_n eine Nullstelle, so gilt für die Schwingungsamplitude an der Stelle des entsprechenden schwarzen Streifens:

$$D_n = \frac{x_n}{\cos \Theta_1 + \cos \Theta_2} \frac{\lambda}{2\pi}. \quad (40)$$

Die Knoten der Schwingung sind Stellen maximaler Intensität, deren Ordnung n von den schwarzen Streifen aus gezählt wird. Die Amplitude D_n gibt die Amplitude des dunklen Streifens neben dem n -ten Schwingungsknoten an. Über Berechnung der Nullstellen der Besselfunktion lassen sich also Schwingungsamplituden berechnen, allerdings nimmt der Kontrast der Streifen mit zunehmender Ordnung ab.

Echtzeitverfahren Hierbei wird ein vorher aufgenommenes holographisches Bild so positioniert, dass es beim Betrachten mit dem reellen Objekt übereinander liegt. Dazu muss das Objekt genau an der selben Stelle stehen, an der es auch bei der Aufnahme stand (Repositionierung). Die Rekonstruktion des Bildes erfolgt mit dem selben Referenzstrahl, der auch bei der Aufnahme verwendet wurde. Ebenso wird auch das Objekt wie bei der Aufnahme beleuchtet. Werden nun Veränderungen am Objekt vorgenommen, so führen diese direkt zu Interferenzmustern mit dem projizierten Bild. Es kann ein interferometrischer Vergleich zwischen dem ursprünglichen Zustand des Objekts, der auf dem Bild festgehalten wurde und dem veränderten Zustand vorgenommen werden, wobei ein direkter Vergleich im Augenblick der Zustandsänderung möglich ist. Der wesentliche Vorteil dieser Art von Interferometrie ist es, dass mit einem Bild mehrere Änderungen untersucht werden können. Bei der Durchführung, stellt das größte Problem die Repositionierung dar, wenn das Objekt oder die Photoplatte seit der Aufnahme bewegt wurden.

Um die auftretenden Interferenzmuster analysieren zu können, muss man die momentane Intensitätsverteilung kennen und diese bei bewegten Objekten noch über die Integrationszeit des menschlichen Auges mitteln. Wird das Objekt hingegen statisch deformiert, so erhält man das selbe Bild wie bei der Doppelbelichtungsmethode. Durch ähnliche Überlegungen wie bei den anderen Verfahren erhält man auch hier für die Intensität (Bezeichnungen wie bei der Zeitmittelmethode)

$$I = 2a^2 \left(1 + J_0 \left(\frac{2\pi}{\lambda} (\cos \Theta_1 + \cos \Theta_2) \right) \right). \quad (41)$$

Hier tritt noch ein konstanter Term auf, welcher durch den vorhandenen Objektstrahl erzeugt wird. Außerdem tritt die Besselfunktion nicht quadratisch auf, was einen geringeren Kontrast der Interferenzstreifen zur Folge hat. Dies hat zur Folge, dass das Echtzeitverfahren in seiner Messempfindlichkeit nicht so gut wie das Zeitmittelverfahren ist.

2 Versuchsbeschreibung

2.1 Doppelbelichtungsverfahren

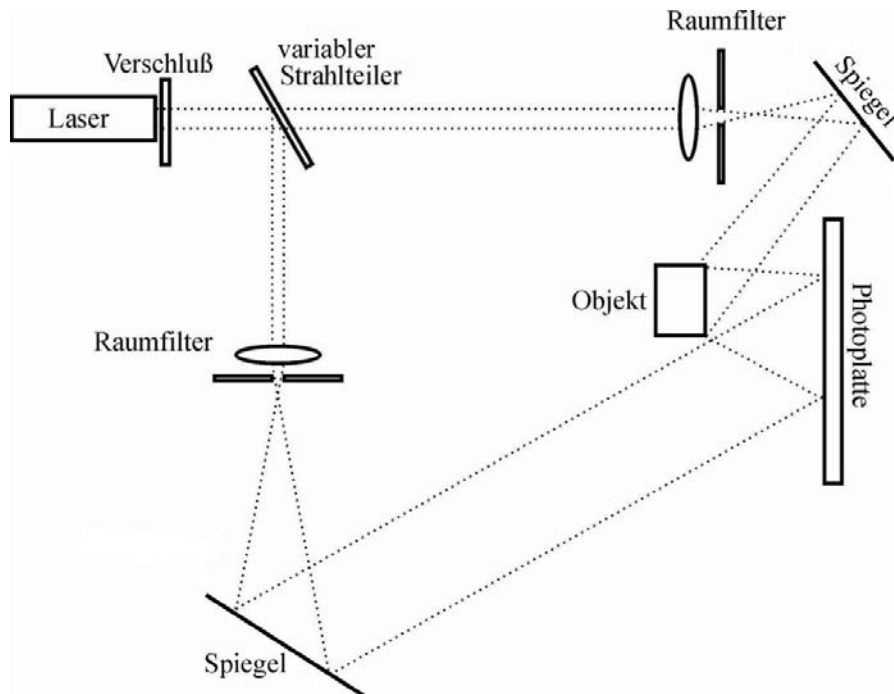


Abbildung 9: Versuchsaufbau

Für das Doppelbelichtungsverfahren hatten wir obigen Versuchsaufbau. Der Laser bleibt über den gesamten Versuch eingeschaltet, damit er mit konstanter Leistung strahlt. Um den Raum völlig verdunkeln zu können, ist direkt vor dem Laser ein Verschluss angebracht, der nur während der Belichtungszeit geöffnet wurde. Im weiteren Strahlengang folgt dann ein Strahlteiler, den wir zum Belichten beim Doppelbelichtungsverfahren auf 5% Reflektion und 95% Transmission eingestellt hatten. Im weiteren Verlauf des Referenzstrahles (in obiger Skizze der untere Strahlengang) folgt dann ein Raumfilter, der nur die erste Ordnung durchlässt. Danach dann ein Hohlspiegel, der den aufgeweiteten Laserstrahl auf die Photoplatte weiterleitet.

Der Belichtungsstrahl durchläuft ebenfalls einen Raumfilter und trifft auf einen Hohlspiegel, der den aufgeweiteten Laserstrahl auf das Objekt lenkt. Das daraus resultierende Streulicht fällt ebenfalls auf die Photoplatte und interferiert dort mit dem Referenzstrahl.

Für die Doppelbelichtung öffneten wir also im völlig verdunkelten Raum für 45 Sekunden den Verschluss. Darauf veränderten wir bei Dunkelheit des Objektes, d.h. verdrehten zum Beispiel eine Schraube. Dann wurde wiederum für 45 Sekunden belichtet. Die Photoplatte wurde dann für eine fixe Zeit (2 1/2 Minuten) in die Entwicklerflüssigkeit gelegt, dann kurz gespült und daraufhin für einige Minuten (3-5) in den Fixierer gelegt. Anschließend für 10 Minuten nochmal gewässert und danach getrocknet.

Angeschaut wird das Hologramm dann wieder in der Apparatur eingebaut und betrachtet. Allerdings wird hier ausschließlich der Referenzstrahl verwendet.

2.2 Echtzeitholographie

Anschließend machten wir Echtzeitholographie. Dafür wurde 90 Sekunden belichtet. Nach dem Entwickeln muss die Photoplatte wieder exakt eingesetzt werden, so dass das Bild des Hologramms deckungsgleich mit dem Objekt ist. Bei der Beobachtung des Hologramms mit Hilfe des Referenzstrahles wurde nun der Lautsprecher hinter dem Objekt eingeschaltet. Ist am Lautsprecher nun die Eigenfrequenz des Stabes eingestellt, lassen sich Interferenzeffekte beobachten. Diese Interferenzeffekte versuchten wir dann mit dem Zeitmittelverfahren festzuhalten und dann mit der Digitalkamera abzufotografieren.

2.3 Weißlichthologramm

Am Schluss versuchten wir unser Glück noch mit einem Weißlichthologramm. Ein Weißlichthologramm zeichnet sich dadurch aus, dass es sich nicht nur mit kohärentem Laserlicht betrachten lässt, sondern auch zum Beispiel mit Sonnenlicht. Hierfür verwendeten wir folgenden Versuchsaufbau.

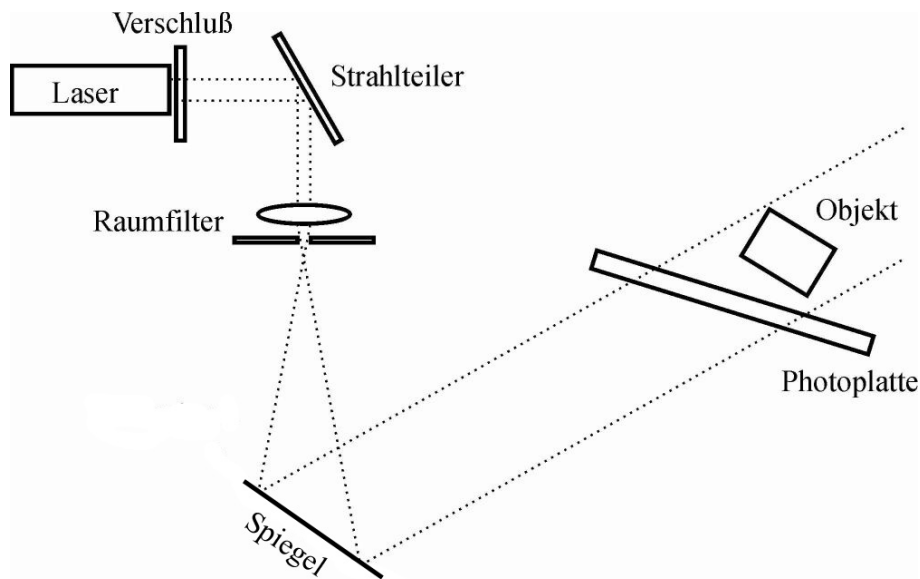


Abbildung 10: Versuchsaufbau für ein Weißlichthologramm

Hier wird das Laserlicht komplett auf die Photoplatte gelenkt, wobei auch hier wiederum die beschichtete Seite der Photoplatte in Richtung des Objekts zeigt. Dieses befindet sich hier hinter der Photoplatte. Das Laserlicht, das auf die Photoplatte trifft, interferiert also wieder mit

dem vom Objekt gestreuten Licht.

Beobachten lässt sich das Weißlichthologramm dann am besten im starken Sonnenlicht. Wir konnten das Hologramm auch ganz gut beobachten, auswerten ließ sich hierbei allerdings nichts.

2.4 Der Laser

Das Wort Laser ist eine Abkürzung von *light amplification by stimulated emission of radiation*. Die hervorstechenden Eigenschaften des Lasers sind:

1. hohe Monochromasie (zeitliche Kohärenz)
2. starke Bündelung des Lichtes
3. hohe Strahlungsintensität.

Zum besseren Verständnis betrachten wir den schematischen Aufbau eines Lasers. Der Laser besteht aus einem Stück sogenanntem laseraktiven Material, welches ein Festkörper, ein Gas, ein Halbleiter oder eine Farbstofflösung sein kann. An den Endflächen wird der Laser von zwei Spiegeln, den sogenannten Resonatoren begrenzt.

Stellt man sich das Licht als Welle vor, so sieht man, dass sich zwischen den Spiegeln stehende

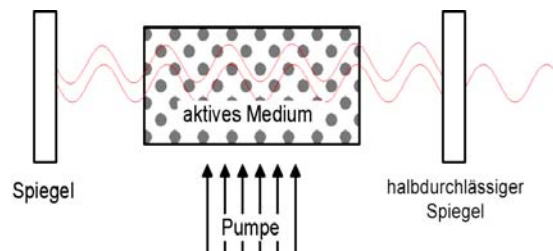


Abbildung 11: Schematischer Aufbau eines Lasers [8]

Wellen nur so ausbilden können, wenn ein halbzahliges Vielfaches der Wellenlänge zwischen den Spiegeln hineinpasst.

Beim Photonenbild hingegen haben die Spiegel eine andere Eigenschaft: Entlang der optischen Achse fliegende Photonen werden sehr oft reflektiert und bleiben daher sehr lange im Laser. Der Laser muss von außen her durch Energiezufuhr angeregt werden, z.B. durch Lichteinstrahlung auf die Atome des laseraktiven Materials.

Betrachtet man ein Zweiniveauschema sind folgende Arten von Übergängen denkbar:

Spontane Emmission Ein Teilchen das sich in Zustand 2 befindet fällt spontan in Zustand 1 zurück und emittiert dabei ein Photon.

induzierte Emmission Ein einfliegendes Photon veranlasst ein Teilchen im Zustand 2 in den Zustand 1 überzuwechseln und dabei ein Photon zu emittieren, dass sich in Kohärenz zum einfliegenden Photon befindet.

induzierte Absorption Ein Teilchen absorbiert ein einfliegendes Teilchen und geht vom Zustand 1 in den Zustand 2 über.

Um nun eine Lichtverstärkung zu erzielen müssen mehr Emissionen als Absorptionen stattfinden wobei wegen der Kohärenz die induzierten Emissionen erwünschter sind. Dies wird auf verschiedene Arten realisiert.

Bei einem 3-Niveau-Pumpschema beispielsweise (siehe Abbildung 12) wird der Laser durch (z.B. optisches) Pumpen in den Zustand 2 gebracht. Von dort aus kann er optisch rekombinieren, d.h. das Atom fällt wieder in Zustand 1 und sendet dabei ein Lichtquant aus.

Die Idee ist nun folgende: Durch das (optische) Pumpen seien viele Atome im angeregten

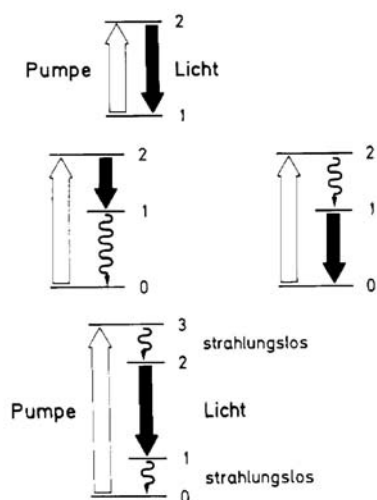


Abbildung 12: Typische Pumpschemata [2]; Oben: Atom mit 2 Niveaus; Mitte: Atom mit 3 Niveaus: links: oberer opt. Übergang ist laseraktiv; rechts: unterer opt. Übergang ist laseraktiv; Unten: Atom mit 4 Niveaus, der mittlere optische Übergang ist laseraktiv

Zustand. Es können spontan Photonen emittiert werden. Trifft ein solches Photon auf ein angeregtes Atom, sie kann es zu einer sogenannten induzierten Emission kommen, das zweite angeregte Atom sendet also ein zusätzliches Photon aus. Durch Fortsetzung dieses Prozesses kommt es zu einer Photonenlawine.

Im folgenden soll nun der von uns im Versuch verwendete Helium-Neon-Laser kurz anhand Abbildung 13 erläutert werden.

Durch Zusammenstöße zwischen Elektronen und den Heliumatomen in einer Gasentladungsröhre werden die Heliumatome im 1S - bzw. 3S -Zustand angeregt. Diese Anregungsenergien entsprechen denen der $2s$ - bzw. $3s$ -Zustände beim Neon. Aus diesem Grund kann die Energie vom Helium auf Neon durch Stöße übertragen werden. Das Elektron im $3s$ - bzw. $2s$ -Zustand des Neons geht dann in den $3p$ - bzw. $2p$ -Zustand über, wobei die Lichtausstrahlung mit Lasertätigkeit verknüpft sein kann (Übergang $3s$ nach $2p$). Unter Ausstrahlung eines weiteren Quants rekombiniert das Elektron in den $1s$ -Zustand. Durch Zusammenstöße mit anderen Atomen und vor allem den Wänden gibt das Neonatom seine Energie in Form von kinetischer Energie ab

2 VERSUCHSBESCHREIBUNG

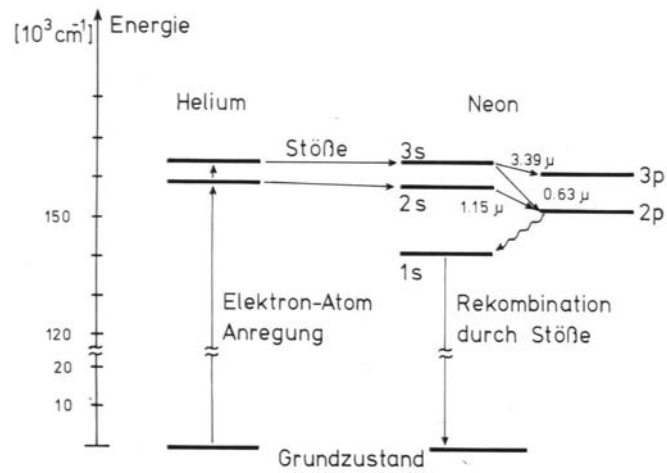


Abbildung 13: Termschema des Helium-Neon-Lasers [2]

und geht in den Grundzustand über.

Die Wellenlänge des vom Helium-Neon-Lasers ausgesendeten Lichtes beträgt beim verwendeten Modell: $\lambda = 632,8 \text{ nm}$.

3 Auswertung

3.1 Holographisches Bild einer Schachfigur und einer 20 Cent Münze

Zuerst haben wir, um uns mit dem Versuchsablauf vertraut zu machen, einen Springers zusammen mit einer 20 Cent Münze aufgenommen. Man kann in Abbildung 14 schön erkennen wie sich das Bild abhängig vom Betrachtungswinkel mitdreht. Bei den Photographien war im allgemeinen eine Belichtungszeit von 4 Sekunden eingestellt um eine ausreichende Helligkeit zu erlangen. Die Schärfstellung der Kamera erfolgte ebenso manuell.

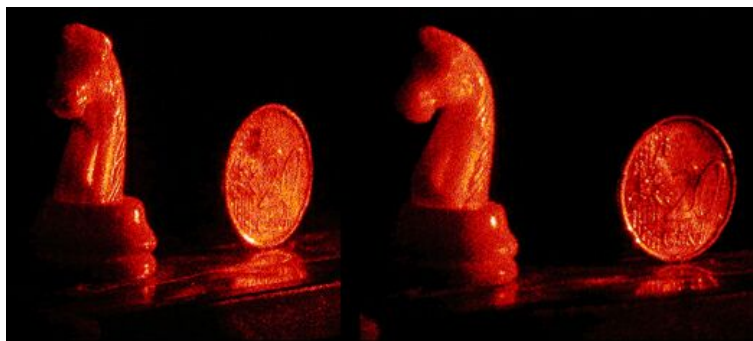


Abbildung 14: Rekonstruktion von Pferd und Münze bei verschiedenen Blickwinkeln auf die Photoplatte (es handelt sich hier beide mal um die selbe Platte!). Bei korrekter Einstellung der Bildschärfe kann man auch schön die Details auf Münze und Pferd erkennen. Wie man erkennt sieht man die Gegenstände mehr oder weniger von der Seite, je nach Blickwinkel auf die Photoplatte.

3.2 Berechnung des Biegepeiles im Doppelbelichtungsverfahren

Es wurde ein Stahlbalken am oberen Ende fest eingespannt und am unteren Ende eine Mikrometerschraube so justiert, dass der Balken durch Verdrehen der Schraube leicht deformiert werden kann.

Nach 45 Sekunden Belichtungszeit des Stahlbalkens mit dem Laser wurde die Mikrometerschraube um ca. 1,2 Skalenteile (ca. $12 \mu\text{m}$) verdreht und der deformierte Balken weitere 45 Sekunden mit dem Laser belichtet.

Bei der Rekonstruktion des so aufgenommenen Hologrammes zeigen sich auf dem Balken Interferenzstreifen (siehe Abbildung 15). Aus der Anzahl dieser Streifen lässt sich nun der Biegepeil berechnen.

Nach Gleichung 32 gilt für die Differenz der Auslenkung zwischen N Streifen:

$$\frac{(N - 1) \lambda}{\cos \Theta_1 + \cos \Theta_2}. \quad (42)$$

Mit der Abschätzung für die Auslenkung vom Einspannpunkt bis zum ersten Streifen und vom letzten Streifen bis zum Balkenende von jeweils

$$\frac{1}{2} \frac{\lambda}{\cos \Theta_1 + \cos \Theta_2} \quad (43)$$

ergibt sich für den Biegefeil die Form:

$$D = N \frac{\lambda}{\cos \Theta_1 + \cos \Theta_2}. \quad (44)$$

Für den Größtfehler gilt, mit der Annahme einer exakten Wellenlänge λ :

$$\Delta D = N \frac{\lambda}{(\cos \Theta_1 + \cos \Theta_2)^2} \left(|\cos(\Theta_1 + \Delta\Theta_1) - \cos(\Theta_1)| + |\cos(\Theta_2 + \Delta\Theta_2) - \cos(\Theta_2)| + \frac{\Delta N}{N} \right) \quad (45)$$

Mit diesen Gleichungen erhalten wir mit unseren Messwerten:

Anzahl der gezählten Streifen $N = 16$ $\Delta N = 1$

Winkel $\Theta_1 = 25^\circ$ und $\Theta_2 = 25^\circ$ $\Delta\Theta_i = 3^\circ$ $i = 1, 2$.

folgendes Ergebnis für die gesamte Auslenkung:

$$D = (11,98 \pm 2,23) \mu\text{m}$$

Vergleicht man diesen Wert mit dem von uns an der Mikrometerschraube eingestellten Wert von ca. $12 \mu\text{m}$, kann man mit dem Ergebnis sehr zufrieden sein.

3.3 Messung der Verdrehung einer Platte (Doppelbelichtungsverfahren)

Die Vorgehensweise zur Aufnahme des Hologrammes entspricht im wesentlichen derjenigen in Kapitel 3.2. Anstatt eines Stahlbalkens wurde hier jetzt eine Platte aufgenommen, die nach 45 Sekunden Belichtung über eine Mikrometerschraube verdreht wurde und dann in dieser Position weitere 45 Sekunden belichtet wurde.

Dem Anleitungsheft "Praktikum der Physik für Fortgeschrittene" entnimmt man folgende Beziehung für den Drehwinkel:

$$\alpha = \frac{N}{r} \frac{\lambda}{\cos \Theta_1 + \cos \Theta_2} [\text{rad}]. \quad (46)$$

Für den Größtfehler gilt:

$$\Delta\alpha = \frac{N}{r} \frac{\lambda}{\cos \Theta_1 + \cos \Theta_2} \left(\frac{|\cos(\Theta_1 + \Delta\Theta_1) - \cos(\Theta_1)| + |\cos(\Theta_2 + \Delta\Theta_2) - \cos(\Theta_2)|}{\cos \Theta_1 + \cos \Theta_2} + \frac{\Delta N}{N} + \frac{\Delta r}{r} \right) [\text{rad}] \quad (47)$$

Bei der Messung wurden von uns die folgenden Werte ermittelt:

Anzahl der Streifen: $N = 17$, $\Delta N = 0$ (auf der Photographie waren die Interferenzstreifen sehr gut abzuzählen: siehe Abbildung 16)

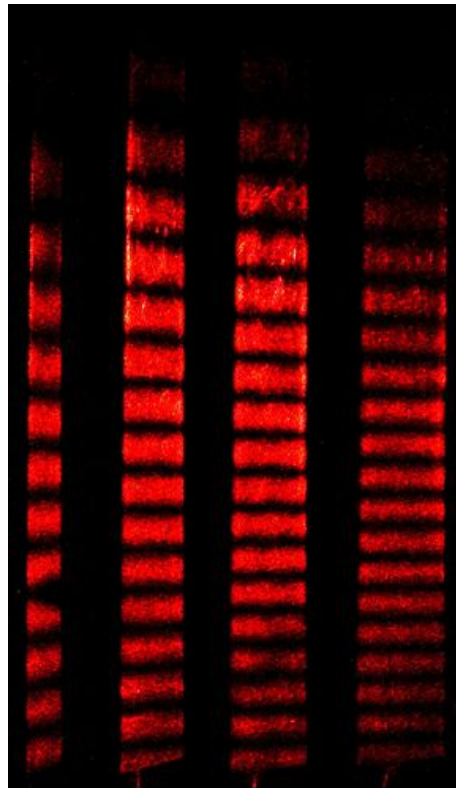


Abbildung 15: Rekonstruktion des Interferenzmusters das entsteht wenn man einen Balken biegt. Hier ist schön zu erkennen, dass sich das Interferenzmuster abhängig vom Betrachtungswinkel ändert. Die zweite Aufnahme von links verwendeten wir zur Auswertung.

Winkel: $\Theta_1 = 58^\circ$ und $\Theta_2 = 58^\circ$ $\Delta\Theta_i = 3^\circ$ $i = 1,2$

Breite der Platte: $r = 60,3\text{mm}$, $\Delta r = 0,1\text{ mm}$

Damit erhält man für den Drehwinkel:

$$\alpha = (1,69 \pm 0,48) \cdot 10^{-4} \text{rad} \quad (48)$$

Um nun den interferometrische ermittelten Wert mit der an der Mikrometerschraube vorgenommenen Verstellung um 3 Skalenteile vergleichen zu können, müssen wir die Verstellung auf einen Drehwinkel umrechnen.

15 Umdrehungen der Milimeterschraube zu je 50 Skalenteile ergab einen Drehwinkel von $2,5^\circ$. Umgerechnet auf 3 Skalenteile erhalten wir damit einen Drehwinkel im Versuch von

$$\alpha = 1,75 \cdot 10^{-4} \text{rad} \quad (49)$$

Mit unserem Ergebnis können wir also sehr zufrieden sein. Aus der holographischen Interferometrie lässt sich sehr gut der eingestellte Wert wieder berechnen.

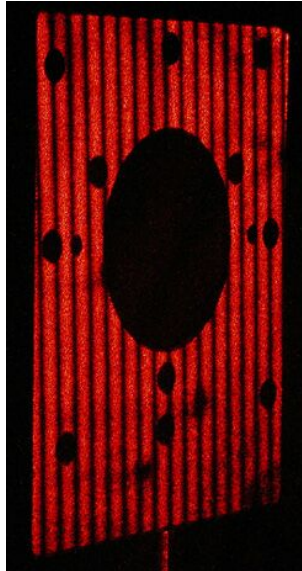


Abbildung 16: Rekonstruktion des Interferenzmusters das durch Doppelbelichtung Platte entsteht welche gedreht wird.

3.4 Eigenschwingungen einer Aluminiumplatte

Nachdem die Aluminiumplatte holographisch aufgenommen wurde, wurden die Eigenfrequenzen mit Hilfe des Echtzeitverfahrens holographisch bestimmt. Die Platte wurde dabei durch einen Lautsprecher mit der entsprechenden Frequenz zu Schwingungen angeregt.

Aus dem Anleitungsheft entnehmen wir für die Berechnung der Eigenfrequenzen:

$$v_{j,k} = \frac{\pi h}{4} \sqrt{\frac{E}{3\rho(1-\mu^2)}} \left\{ \left(\frac{j}{a}\right)^2 + \left(\frac{k}{b}\right)^2 \right\}. \quad (50)$$

3 AUSWERTUNG

Mit den folgenden Größen:

Kantenlängen der Platte: $a = (89,1 \pm 0,5)$ mm

$b = (38,5 \pm 0,5)$ mm

Dicke der Platte : $h = (0,31 \pm 0,01)$ mm

Dichte von Aluminium: $\rho = 2,707 \cdot 10^3 \text{kg/m}^3$

Elastizitätsmodul: $E = 6,85 \cdot 10^{10} \text{N/m}^2$

Querkontraktionszahl: $\mu = 0,34$

Hieraus können wir nun eine Tabelle (siehe Tabelle 3.4) mit einigen theoretischen Werten aufstellen (Angaben der Eigenfrequenzen in Hz).

Folgende Eigenfrequenzen wurden von uns ausgemessen:

		1	2	3	4	j	5	6	7	8	9
	1	602	886	1360	2023	2875	3917	5148	6569	8179	
	2	2124	2408	2882	3545	4397	5439	6670	8091	9701	
	3	4660	4944	5418	6081	6933	7975	9206	10627	12237	
k	4	8211	8495	8969	9632	10484	11526	12757	14178	15788	
	5	12777	13061	13534	14197	15050	16092	17323	18744	20354	
	6	18357	18641	19114	19777	20630	21672	22903	24324	25934	
	7	24951	25235	25709	26372	27224	28266	29498	30918	32528	
	8	32561	32845	33318	33981	34834	35876	37107	38527	40138	
	9	41184	41468	41942	42605	43457	44499	45731	47151	48761	

339 Hz, 985 Hz, 1060 Hz, 2053 Hz, 3048 Hz, 4412 Hz, 5537 Hz.

Wie man unschwer erkennen kann, zeigen sich kaum Übereinstimmungen der theoretischen Werte mit den gemessenen.

Die Abweichungen lassen sich eventuell dadurch rechtfertigen, dass die Platte schon ziemlich starke Beschädigungen aufwies (Beulen). Man kann ebenfalls annehmen, dass es durch die Einspannung der Platte innere Verspannungen gab. Des weiteren hängen die Ergebnisse des Versuches wohl auch stark von der Aufstellung des Lautsprechers ab. Wir vermuten auch, dass "schwingende Breite und Höhe" der Platte nicht genau bestimmt werden können. Schwingt die Platte wirklich nur innerhalb des Rahmens oder auch noch unter den Befestigungsstreifen? Diese Frage konnten wir während des Versuchs nicht befriedigend klären. Eine weitere Fehlerquelle ist wohl die Beschichtung auf der Rückseite der Aluminiumplatte.

Wir stellten nach Bestimmung der Eigenfrequenzen 2050 Hz am Frequenzgenerator ein. Von der jetzt sich in einer Eigenschwingung befindenden Platte nahmen wir durch das Zeitmittelverfahren ein Bild auf (siehe Abbildung 17).

3.5 Weißlichthogramme

Die Weißlichthogramme sind uns sehr gut gelungen und man konnte im Sonnenlicht mehrere unserer Objekte sehr gut erkennen. Wichtig ist, dass der Laserstrahl nicht senkrecht auf



Abbildung 17: Rekonstruktion der angeregten Schwinung einer Aluminiumplatte. Dieses Bild wurde im Zeitmittelverfahren aufgenommen.

die Photoplatte trifft, da sich dann das Hologramm außerhalb des reflektierten Sonnenlichtes betrachten lässt. Wir haben bei unseren Aufnahmen mit verschiedenen Belichtungszeiten experimentiert. Bei ca. 15 Sekunden Belichtung erhielten wir die besten Ergebnisse.

Literatur

- [1] Gerthsen / Vogel: *Physik*, Springer-Verlag, 2000
- [2] Haken / Wolf: *Atom- und Quantenphysik*, Springer-Verlag
- [3] Lauterborn: *Kohärente Optik*, Springer-Verlag, 1993
- [4] Stöcker: *Taschenbuch der Physik*, Verlag Harry Deutsch
- [5] Wernicke / Osten: *Holographische Interferometrie*, Physik-Verlag Weinheim, 1982
- [6] Hans-Leo Kaupp: *Aufbau und Inbetriebnahme eines holographischen Messplatzes*, Staatsexamensarbeit, 1978
- [7] Birnesser / Wagner: *Versuchsprotokoll Holographie*, August 2002
- [8] Brieger / Rill: *Versuchsprotokoll Holographie*, November 2002