

Versuch 4.4: Holographie

Praktikanten: Carl Böhmer, Maxim Singer

Betreuer: Stefan Breuer

Durchführung: 2.05.2011

Inhaltsverzeichnis

1 Grundlagen	2
1.1 Holographie	2
1.2 Kohärenz	3
1.3 He-Ne-Laser	3
1.4 Abschätzung der Anzahl schwingungsfähiger Moden	3
1.5 Kontrastfunktion	4
1.6 Kontrastfunktion bei n Moden	6
1.7 Anzahl der Beugungsordnungen	8
2 Versuchsziel	9
3 Durchführung und Auswertung	9
3.1 Versuchsaufbau	9
3.2 Abbildungsgesetz	11
4 Fazit	13
5 Quellen	14
6 Eigenständigkeitserklärung	14

1 Grundlagen

1.1 Holographie

Während bei der Photographie auf der Fotoplatte ein Bild entsteht, das lediglich die Information über die Intensität des eingefallenen Lichtes enthält, hält ein Hologramm noch Informationen über die Phase des Lichtes bereit. Um ein Hologramm zu erstellen, wird kohärentes Licht, welches von einem Objekt ausgeht mit dem kohärenten Licht der Referenzwelle überlagert. In der Ebene des Hologramms entsteht so ein Interferenzmuster aus dieser Überlagerung. Dieses in der Fotoplatte gespeicherte Interferenzmuster enthält nun alle Informationen über das ursprünglich vom Objekt ausgehende Wellenfeld. Indem man sie mit kohärentem Licht bestrahlt, der Rekonstruktionswelle, (beispielsweise einer Welle gleich der Referenzwelle) entsteht durch Beugung an dem in der Fotoplatte gespeicherten Interferenzmuster als 1. und -1. Beugungsordnung zwei Bilder des Objektes; es wird sowohl das ursprüngliche Objektwellenfeld als auch sein komplex konjugiertes abgebildet. Wie für eine Linse, so gibt es auch für ein Hologramm

eine Abbildungsgleichung

$$\left(\frac{1}{z_B} - \frac{1}{z_C}\right) = \pm \left(\frac{1}{z_G} - \frac{1}{z_R}\right)$$

mit z_B der Bildweite, z_G der Gegenstandsweite (d.h. dem Ort des Objekts), sowie z_R und z_C den Mittelpunkten der kugelförmigen Referenzwelle und der Rekonstruktionswelle. Für ebene Wellen sind die z_i jeweils ∞ .

1.2 Kohärenz

Für jegliche Interferenzphänomene ist die Kohärenz des verwendeten Lichtes von entscheidender Bedeutung. Nur zueinander kohärente Wellen können miteinander interferieren. Dabei unterscheidet man zeitlicher von räumlicher Kohärenz. Zeitliche Kohärenz ist gegeben, wenn Wellen in einer festen Phasenbeziehung zu Wellen zu einem anderen Zeitpunkt stehen. Räumliche Kohärenz beschreibt hingegen das Verhalten, das Wellen in einer festen Phasenbeziehung zu räumlichen verschobenen Wellen stehen. Für die Holographie sind idealerweise beide Kohärenzen vorhanden, da es jedoch einen entscheidenden Laufzeitunterschied durch die Strahlteilung kommt ist besonders eine ausreichende zeitliche Kohärenz unabdingbar.

1.3 He-Ne-Laser

Der Helium-Neon-Laser ist ein Gaslaser, bei dem Helium als Pumpgas und Neon als Lasergas fungiert. Durch eine an das Gasgemisch angelegte Spannung werden die Helium-Atome in Zustände höherer Energie angeregt, die metastabil, d.h. relativ langlebig sind. Durch Stöße geben die Helium-Atome die Energie an die Neon-Atome ab, die dadurch in angeregte Zustände übergehen. Von den beiden so angeregten Zuständen des Neons gibt es insgesamt drei mögliche optische Übergänge, aus denen die drei charakteristischen Lichtwellenlängen 632.8 nm, 1153.2 nm und 3391.2 nm resultieren. Die Emission erfolgt dabei stimuliert, also durch ein Photon gleicher Energie angeregt. Dadurch ist das emittierte Licht relativ kohärent.

1.4 Abschätzung der Anzahl schwingungsfähiger Moden

Prinzipiell wird im Laserresonator nur eine Wellenlänge von den dortigen Atomen verstärkt. Aufgrund der thermischen Bewegung der Atome kommt es jedoch zu einer Dopplerverbreiterung des Frequenzbandes. Je nach Modenabstand kann es somit im Laser durch diese Verbreiterung zu einem Mehrmodenbetrieb kommen, der sich, wie weiter unten noch geklärt wird negativ auf die Kontrastfunktion und

somit Qualität des Hologramms auswirken kann. Man kann von der eindimensionalen Boltzmannverteilung für die Geschwindigkeit der Atome ausgehen, da nur die Bewegung in Richtung der Laserlichtemission zu einer Frequenzbandverbreiterung führt.

$$p(v) = \sqrt{\frac{m}{2\pi k_B T}} e^{-\frac{mv^2}{2k_B T}}$$

Für die Frequenzverschiebung durch den Dopplereffekt gilt

$$f = f_0 \frac{1}{1 - v/c}$$

Dies aufgelöst nach v wird in die Boltzmannverteilung eingesetzt wodurch man eine Verteilung der Frequenz erhält:

$$p(f) = \sqrt{\frac{m}{2\pi k_B T}} e^{-\frac{mc^2(f_0/f-1)^2}{2k_B T}}$$

Um eine Abschätzung für die Breite dieser Verteilung zu bekommen wird die volle Breite auf halber Höhe des Maximums (FWHM) bestimmt. Da das Maximum bei f_0 liegt, gilt für die FWHM

$$\frac{1}{2}p(f_0) = \sqrt{\frac{m}{8\pi k_B T}} = \sqrt{\frac{m}{2\pi k_B T}} e^{-\frac{mc^2(\frac{f_0}{f_0 - \frac{1}{2}FWHM} - 1)^2}{2k_B T}} = p(f_0 - \frac{1}{2}FWHM)$$

Die Temperatur T des Lasers beträgt im Betrieb 1000 K, f_0 ist 474 THz. Somit ergibt sich als Wert für die Halbwertsbreite FWHM der Verteilung

$$FWHM = 2.382GHz$$

Am Laser konnte ein Modenabstand von $\delta f = 1364$ Mhz abgelesen werden. Für die Zahl der schwingungsfähigen Moden des verwendeten Lasers gilt

$$\frac{FWHM}{\delta f} = 1.75$$

womit nach dieser Abschätzung zu erwarten ist, dass es sich um einen Zweimodenlaser handelt.

1.5 Kontrastfunktion

Die Kontrastfunktion ist als

$$K = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}}$$

definiert. I_{max} ist die Intensität eines Maximums und I_{min} die Intensität eines dazu benachbarten Minimums der einfallenden Wellen in der Hologrammebene. Für den Fall, dass nur eine Mode im Laser auftritt, er also perfekt monochromatisch ist, ist theoretisch perfektes Interferenzverhalten möglich, es gibt Orte vollständig destruktiver Interferenz ($I_{min} \equiv 0$). Im Fall von Multimodenlasern ist dies nicht mehr möglich und $K \neq 1$

Für einen Zweimodenlaser treffen die beiden Wellen der zwei Moden als Referenzwelle sowie nochmals diese beiden mit einem gewissen Gangunterschied vom Objekt gestreut auf die Hologrammebene (Fotoplatte). Diese vier E-Felder werden alle mit gleicher Amplitude E_0 angesetzt und so lautet das resultierende elektrische Feld auf der Fotoplatte:

$$E = E_{R1} + E_{O1} + E_{R2} + E_{O2} =$$

$$E_0(\cos(\omega_1 t) + \cos(\omega_1 t + k_1 x) + \cos(\omega_2 t) + \cos(\omega_2 t + k_2 x))$$

Die Intensität ist als $I = |E|^2$ definiert, es gilt somit

$$\begin{aligned} I &= (E_0(\cos(\omega_1 t) + \cos(\omega_1 t + k_1 x) + \cos(\omega_2 t) + \cos(\omega_2 t + k_2 x)))^2 \\ &= E_0^2(\cos(\omega_1 t) + \cos(\omega_1 t + k_1 x) + \cos(\omega_2 t) + \cos(\omega_2 t + k_2 x))^2 \\ &= E_0^2(2\cos(\frac{2\omega_1 t + k_1 x}{2})\cos(\frac{k_1 x}{2}) + 2\cos(\frac{2\omega_2 t + k_2 x}{2})\cos(\frac{k_2 x}{2}))^2 \\ &= E_0^2(4(\cos^2(\frac{2\omega_1 t + k_1 x}{2})\cos^2(\frac{k_1 x}{2}) + \cos^2(\frac{2\omega_2 t + k_2 x}{2})\cos^2(\frac{k_2 x}{2})) + \\ &\quad 8\cos(\frac{2\omega_1 t + k_1 x}{2})\cos(\frac{2\omega_2 t + k_2 x}{2})\cos(k_1 x)\cos(k_2 x)) \end{aligned}$$

Mit dem Auge beobachtet wird jedoch stets das zeitliche Mittel der Intensität $\langle I \rangle$. Zeitabhängige \cos^2 -Terme nehmen gemittelt den Wert $\frac{1}{2}$ an, zeitabhängige \cos verschwinden dabei.

$$\begin{aligned} \langle I \rangle &= 2E_0^2(\cos^2(\frac{k_1 x}{2}) + \cos^2(\frac{k_2 x}{2})) \\ &= E_0^2(\cos(k_1 x) + \cos(0) + \cos(k_2 x) + \cos(0)) = 2 + 2\cos(\frac{k_1 + k_2}{2}x)\cos(\frac{k_1 - k_2}{2}x) \end{aligned}$$

Der erste Kosinus mit $k_1 + k_2$ im Argument weist eine sehr starke Oszillation in Abhängigkeit des Gangunterschieds x auf, die mit dem Auge nicht zu erkennen sein wird. Wir schätzen ihn mit seinen Extrema ± 1 ab und erhalten:

$$\langle I \rangle_{min} = 2 - 2 \left| \cos(\frac{k_1 - k_2}{2}x) \right|$$

$$\langle I \rangle_{max} = 2 + 2 \left| \cos\left(\frac{k_1 - k_2}{2}x\right) \right|$$

So lässt sich die Kontrastfunktion schreiben als:

$$K = \frac{2 + 2 \left| \cos\left(\frac{k_1 - k_2}{2}x\right) \right| - 2 + 2 \left| \cos\left(\frac{k_1 - k_2}{2}x\right) \right|}{2 + 2 \left| \cos\left(\frac{k_1 - k_2}{2}x\right) \right| + 2 - \left| \cos\left(\frac{k_1 - k_2}{2}x\right) \right|} = \left| \cos\left(\frac{k_1 - k_2}{2}x\right) \right|$$

Da für die Moden k_1, k_2 gilt:

$$k_1 = n\pi/L, \quad k_2 = (n - 1)\pi/L$$

mit L der Resonatorlänge wird der Kontrast maximal für einen Gangunterschied $x=2nL$; n ist dabei eine ganze Zahl.

1.6 Kontrastfunktion bei n Moden

Für einen Laser mit n Moden setzt sich das elektrische Feld in der Hologrammebene zusammen aus der Summe der E-Felder der Referenzwellen der i-ten Mode E_{Ri} sowie die jeweiligen Objektwellen E_{Oi} , die wiederum eine Phasenverschiebung aufweisen:

$$E_{ges} = \sum_{i=1}^n E_{Ri} + E_{Oi} = \sum_{i=1}^n E_i \cos(\omega_i t) + E_i \cos(\omega_i t + k_i x)$$

Für die Intensität gilt damit wiederum

$$\begin{aligned} I &= \left(\sum_{i=1}^n E_i \cos(\omega_i t) + E_i \cos(\omega_i t + k_i x) \right)^2 \\ &= \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^n E_i E_j (\cos(\omega_i t) \cos(\omega_j t + k_j x) + \cos(\omega_i t) \cos(\omega_j t) + \\ &\quad \cos(\omega_i t + k_i x) \cos(\omega_j t) + \cos(\omega_i t + k_i x) \cos(\omega_j t + k_j x)) \end{aligned}$$

Weiterhin folgt

$$\begin{aligned} &= \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^n \frac{1}{2} E_i E_j (\cos(\omega_i t - \omega_j t - k_j x) + \cos(\omega_i t + \omega_j t + k_j x) + \cos(\omega_i t - \omega_j t) + \cos(\omega_i t + \omega_j t) + \\ &\quad \cos(\omega_i t + k_i x - \omega_j t) + \cos(\omega_i t + k_i x + \omega_j t) + \cos(\omega_i t + k_i x - \omega_j t - k_j x) + \cos(\omega_i t + k_i x + \omega_j t + k_j x)) \end{aligned}$$

und daraufhin

$$= \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^n E_i E_j \frac{1}{2} (2 \cos\left(\frac{k_i + k_j}{2}x\right) \cos(\omega_i t - \omega_j t + \frac{k_i - k_j}{2}x) +$$

$$\begin{aligned}
& 2\cos\left(\frac{k_i - k_j}{2}x\right)\cos\left(\omega_i t + \omega_j t + \frac{k_i + k_j}{2}x\right) + \\
& 2\cos\left(\frac{k_i - k_j}{2}x\right)\cos\left(\omega_i t - \omega_j t + \frac{k_i - k_j}{2}x\right) + \\
& 2\cos\left(\frac{k_i + k_j}{2}x\right)\cos\left(\omega_i t + \omega_j t + \frac{k_i + k_j}{2}x\right)
\end{aligned}$$

Durch die zeitliche Mittelung werden alle Summanden Null, für die nicht $i=j$ gilt sowie die Terme deren zweites Cosinus-Argument $\omega_i t + \omega_j t$ enthalten. Übrig bleibt letztlich

$$\begin{aligned}
\langle I \rangle &= \sum_{i=1}^n |E_i|^2 \left(\cos\left(\frac{k_i + k_i}{2}x\right)\cos\left(\frac{k_i - k_i}{2}x\right) + \cos^2\left(\frac{k_i - k_i}{2}x\right) \right) \\
&= \sum_{i=1}^n |E_i|^2 (\cos[k_i x] + 1)
\end{aligned}$$

Es wird dieselbe Amplitude des E-Feldes für alle Moden angenommen.

$$\begin{aligned}
&= n |E_0|^2 + |E_0|^2 \frac{1}{2n} \sum_{i,j=1}^n \cos(k_i x) + \cos(k_j x) \\
&= |E_0|^2 \left(n + \frac{1}{n} \sum_{i,j=1}^n \cos\left(\frac{k_i - k_j}{2}x\right)\cos\left(\frac{k_i + k_j}{2}x\right) \right)
\end{aligned}$$

Bereits an dieser Stelle lässt sich durch die Abschätzung des hochfrequenten Cosinus durch ± 1 $\langle I \rangle_{max}$ bzw. $\langle I \rangle_{min}$ und damit eine Kontrastfunktion angeben:

$$\begin{aligned}
\langle I \rangle_{max/min} &= |E_0|^2 \left(n \pm \frac{1}{n} \sum_{i,j=1}^n \left| \cos\left(\frac{k_i - k_j}{2}x\right) \right| \right) \\
K &= \frac{1}{n^2} \sum_{i,j=1}^n \left| \cos\left(\frac{k_i - k_j}{2}x\right) \right|
\end{aligned}$$

Dieses Ergebnis zeigt bereits deutlich den Abfall des Kontrasts für steigende Modenzahl.

Man kann auch die Summation über i und j ändern und dadurch andere Vorfaktoren in der Kontrastfunktion erhalten.

$$\begin{aligned}
& |E_0|^2 \left(n + \frac{1}{n} \sum_{i,j=1}^n \cos\left(\frac{k_i - k_j}{2}x\right)\cos\left(\frac{k_i + k_j}{2}x\right) \right) \\
&= |E_0|^2 \left(n + \frac{1}{n} \sum_{i \neq j}^n \cos\left(\frac{k_i - k_j}{2}x\right)\cos\left(\frac{k_i + k_j}{2}x\right) + \sum_{i=1}^n \cos(k_i x) \right) \equiv |E_0|^2 \left(n + \sum_{i=1}^n (\cos(k_i)) \right)
\end{aligned}$$

Somit entspricht $\sum_{i=1}^n \cos(k_i)$ gerade $1/(n-1) \sum_{i \neq j}^n \cos((k_i - k_j)x/2) \cos((k_i + k_j)x/2)$ und es folgt

$$\begin{aligned} \langle I \rangle &= |E_0|^2 \left(n + \frac{1}{n-1} \sum_{i \neq j}^n \cos\left(\frac{k_i - k_j}{2}x\right) \cos\left(\frac{k_i + k_j}{2}x\right) \right) \\ &= |E_0|^2 \left(n + \frac{2}{n-1} \sum_{i < j}^n \cos\left(\frac{k_i - k_j}{2}x\right) \cos\left(\frac{k_i + k_j}{2}x\right) \right) \end{aligned}$$

Jetzt lässt sich wieder der schnell oszillierende Term in beiden obigen Zeilen durch ± 1 abschätzen und wir erhalten für die maximale bzw. minimale Intensität der oberen

$$\langle I \rangle_{max/min} = |E_0|^2 \left(n \pm \frac{1}{n-1} \sum_{i \neq j}^n \left| \cos\left(\frac{k_i - k_j}{2}x\right) \right| \right)$$

und für die untere Zeile, bei der die Summation nur für $i < j$ ausgeführt wird

$$\langle I \rangle_{max/min} = |E_0|^2 \left(n \pm \frac{2}{n-1} \sum_{i < j}^n \left| \cos\left(\frac{k_i - k_j}{2}x\right) \right| \right)$$

und damit diese beiden Kontrastfunktionen (die natürlich äquivalent zu der oben angeführten sind)

$$K = \frac{1}{n^2 - n} \sum_{i \neq j}^n \left| \cos\left(\frac{k_i - k_j}{2}x\right) \right|$$

$$K = \frac{2}{n^2 - n} \sum_{i < j}^n \left| \cos\left(\frac{k_i - k_j}{2}x\right) \right|$$

Auch hier ist zu sehen, dass sich der Interferenzkontrast mit steigender Zahl der Moden deutlich verringert.

1.7 Anzahl der Beugungsordnungen

Um die Beugungsordnung abzuschätzen verwenden wir das Beugungskriterium für eine runde Öffnung.

$$\sin(\alpha_n) = c_n \frac{\lambda}{d}$$

$$d = c_n \frac{\lambda}{\sin(\alpha_n)}$$

Dabei ist α der Öffnungswinkel, d der Öffnungsdiameter ($54 \mu\text{m}$) und $\lambda = 632.8 \text{ nm}$ die Wellenlänge des Lasers. Die Konstante c_n entspricht den Nebenmaxima der ersten quadrierten Besselfunktion, die 0.59, 1.70, 2.72, 3.73, 4.73, 5.74, 6.74 für die ersten sechs Beugungsordnungen lauten [WOLF].

Aus dem Aufbau der Aufweitoptik bekommt man einen Zusammenhang zwischen dem Öffnungswinkel und dem aufgeweiteten Laserstrahl ($D=38 \text{ mm}$).

$$\sin(\alpha) = \frac{D/2}{\sqrt{(D/2)^2 + f_1^2}}$$

Dabei ist $f_1 = 25 \text{ cm}$ die Brennweite der Kollimatorlinse und gleichzeitig der Abstand dieser Linse zur Blende (in der Abbildung als Raumteiler bezeichnet). Das Gleichsetzen der beiden Winkel führt auf die Berechnungsgleichung für c_n .

$$c_n = \frac{Dd}{2\lambda\sqrt{(D/2)^2 + f_1^2}} = 6.47$$

Das Ergebnis entspricht etwa der fünften Beugungsordnung, d.h. es kommen mit dem Hauptmaximum insgesamt sechs Ordnungen durch.

2 Versuchsziel

Ziel des Versuches ist die Erstellung zweier Hologramme, eins von einem Punkt und ein 3D-Volumenhologramm. Zudem wird die abbildende Eigenschaft des Hologramms eines Punktes untersucht, also die Gültigkeit der Abbildungsgleichung geprüft.

3 Durchführung und Auswertung

3.1 Versuchsaufbau

Als Versuchsaufbau diente eine in der Abbildung 1 schematisch dargestellte Anordnung. Ein durch einen HeNe-Laser erzeugter Laserstrahl wird durch eine Sammellinse L_1 gebündelt, um danach mit einem Raumfilter ($54 \mu\text{m}$ Öffnung) die höheren Beugungsordnungen herauszufiltern. Anschließend wird der Strahl mit einer Kollimatorlinse wieder parallel gemacht. Aus dem aufgeweiteten Laserstrahl wird mit Hilfe eines Strahlteilers, eines Spiegels und einer Sammellinse L_2 ein zweiter Strahl auf die Hologrammaufnahmemontierung (mit einem Stück Papier als Schirm) so ausgerichtet, dass er mit dem ursprünglichen Laserstrahl genau übereinander liegt. Mit einem Mikroskop konnten wir auf der Rückseite des Papierschirms Interferenzstreifen beobachten.

Um das Hologramm einer durch die Sammellinse L_2 erzeugten Punktquelle aufzunehmen, wurde in absoluter Dunkelheit die Fotoplatte in die entsprechende Halterung eingesetzt und 2 s mit dem Laser belichtet. Anschließend wurde die Fotoplatte ebenfalls in der Dunkelheit zu einem Hologramm entwickelt.

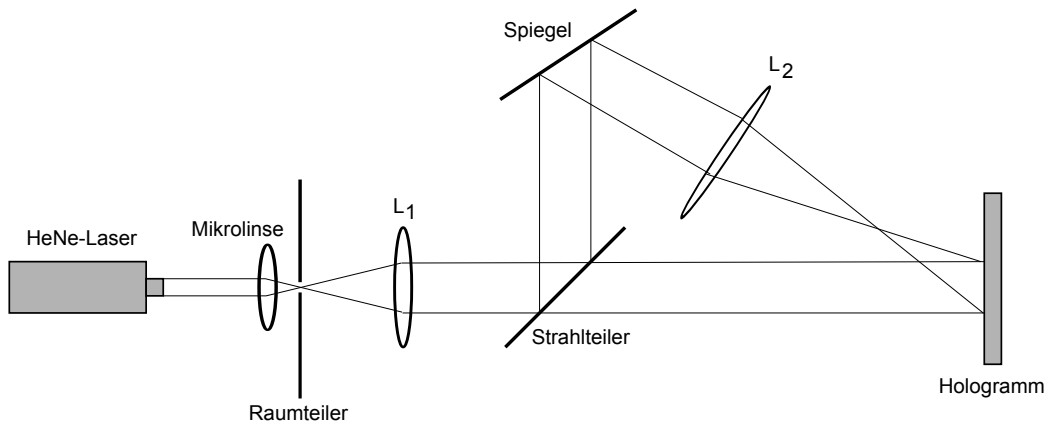


Abbildung 1: Aufnahme eines Punkt-Hologramms.

Um das erstellte Hologramm zu betrachten wurde die Hologrammplatte in den aufgeweiteten Laserstrahl, der der Rekonstruktionswelle entspricht, eingesetzt. Der abgezwigte Strahlengang wurde abgedeckt (Abb. 2). Als Resultat konnte man unter einem bestimmte Winkel auf beiden Seiten vom zentralen Laserstrahl aus, einen Lichtpunkt (das Punkthologramm) betrachten. Der eine Punkt entsprach einem reellen, der andere dem virtuellen Bild.

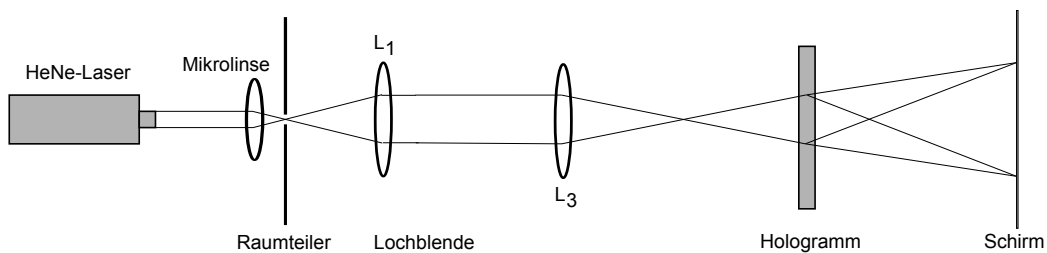


Abbildung 2: Wiedergabe eines Punkt-Hologramms. Dieser Aufbau wurde auch zur Überprüfung des holografischen Abbildungsgesetzes verwendet.

Am Ende des Versuchs haben wir ein Hologramm eines dreidimensionalen Objekts (eine Überraschungsei-Figur) aufgenommen. Dazu wurde das Objekt hinter der Hologrammplatte positioniert (Abb. 3). Wiederrum in völliger Dunkelheit wurde die Hologrammplatte in die Montierung eingesetzt, 5 s lang belichtet und dann entwickelt.

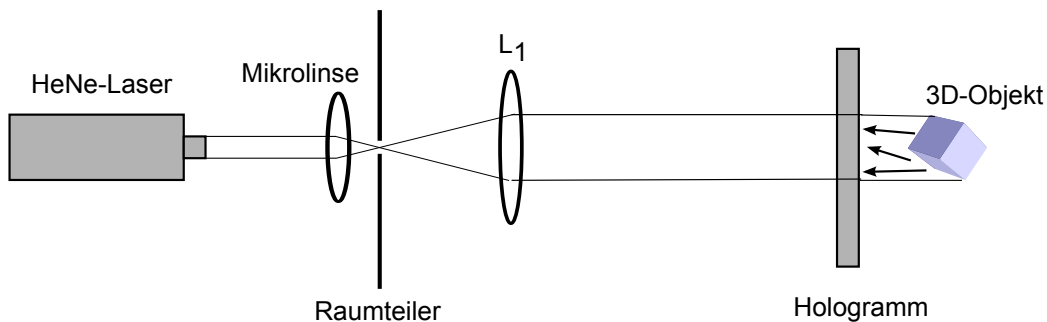


Abbildung 3: Aufnahme eines 3D-Hologramms.

Die Wiedergabe des 3D-Hologramms ging genauso, wie bei dem Punkthologramm. Man konnte dreidimensionale schemenhafte Formen des Objektes beobachten. Ohne das ursprüngliche Objekt zu kennen, würde man aber aus dem Hologramm nicht ablesen können, um was es sich handelt.

3.2 Abbildungsgesetz

Bei dieser Aufgabe wurde das holografische Abbildungsgesetz überprüft. Dazu wurde das vorher aufgenommene Punkthologramm mit einer Kugelwelle auf einen Schirm projiziert. Gemessen wurde der Abstand zwischen dem Hologramm und dem Schirm für beide Bilder, wenn diese möglichst scharf dargestellt wurden (Z_B), sowie der Abstand zwischen der eingesetzten Linse und dem Hologramm (d). Nach $Z_C = [BrennweitederLinse] - d$ bestimmt sich die Lage des Krümmungsmittelpunktes der Rekonstruktionswelle. Der Krümmungsradius der Referenzwelle ist als ∞ anzunehmen, da wir mit einer ebenen Welle arbeiten.

Die Messdaten für beide verwendeten Linsen (Tab. 1 & 2) wurden mit einem theoretischen Verlauf zusammen eingezeichnet (Abb. 4 & 5).

d in cm	$-Z_B$ (-1. Maximum) in cm	$+Z_B$ (1. Maximum) in cm
33	10.5	29
34	10	28
35	9.5	25
36	8.5	23
38	8.5	17.5
40	7	15.5
42	6	11.5

Tabelle 1: Messwerte für das Abbildungsgesetz. Linse mit Brennweite von 50 cm.

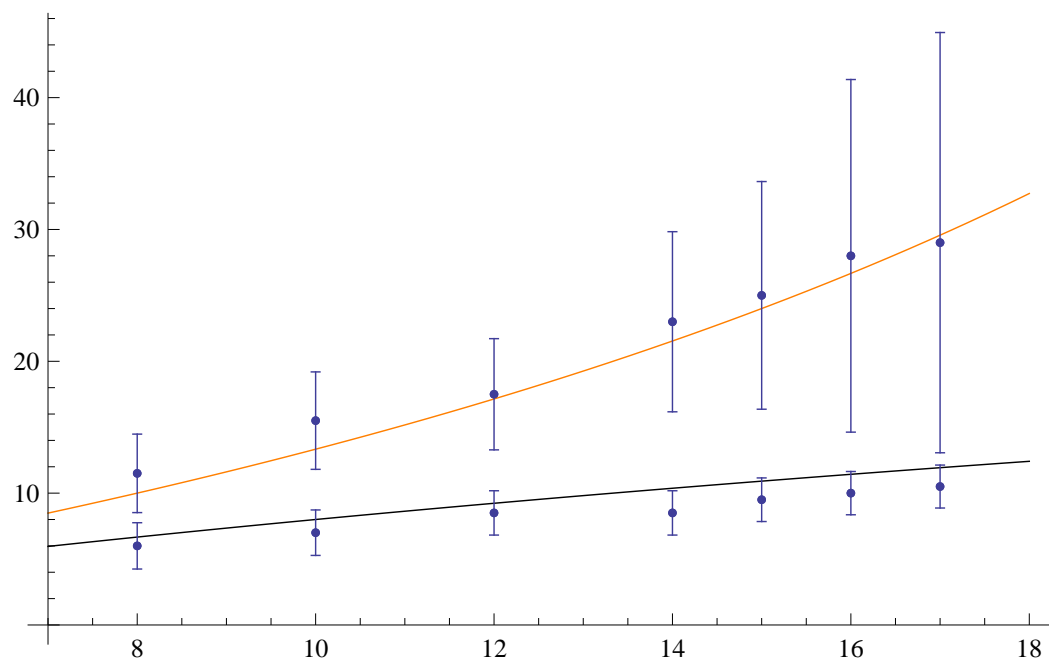


Abbildung 4: Messpunkte für $f=50$ cm Linse. Die eingezeichnete Funktion entspricht dem theoretischen Verlauf: Schwarz gehört zur -1. Ordnung, Orange zur +1. Ordnung.

d in cm	$-Z_B$ (-1. Maximum) in cm	$+Z_B$ (1. Maximum) in cm
29	6	9.5
28	7	11.5
27	7	13
26	8	15
25	8	17
24	8.5	18.5
23	8.5	21
22	9.5	29.5

Tabelle 2: Messwerte für das Abbildungsgesetz. Linse mit Brennweite von 35 cm.

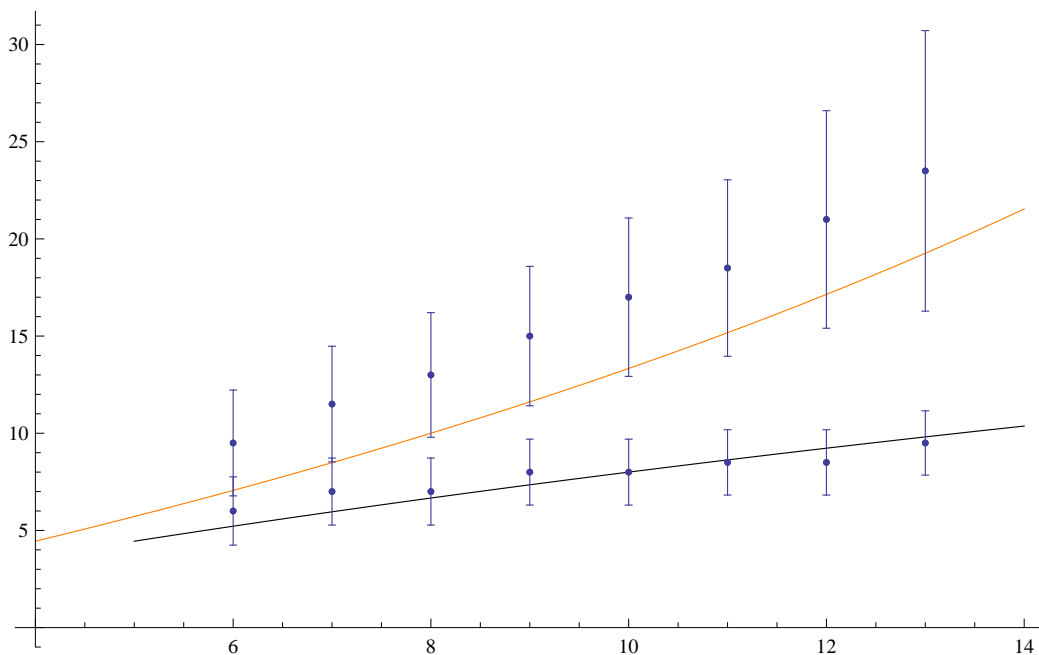


Abbildung 5: Messpunkte für $f=35$ cm Linse. Die eingezeichnete Funktion entspricht dem theoretischen Verlauf: Schwarz gehört zur -1. Ordnung, Orange zur +1. Ordnung.

Für den Ablesefehler haben wir 1 cm genommen, weil als Ableseinstrument ein Zollstock verwendet wurde und auch sonst die Lage für die maximale Fokussierung der Bilder nicht exakt angegeben werden konnte. Die Unsicherheiten, die in den Plots dargestellt sind, entsprechen dem Ablesefehler und dem Fehler für den theoretischen Verlauf, der mit Gaußschen Fehlerfortpflanzung errechnet wurde.

Im Rahmen der Messunsicherheiten lässt sich das holografische Abbildungsgesetz bestätigen, wenn auch auffallend ist, dass es bei der $f=35$ cm Linse starke Abweichungen gibt, die einen systematischen Charakter aufweisen.

4 Fazit

Insgesamt stellt der Versuch einen brauchbaren Einstieg in die Holografie dar, wenn die erzeugten Hologramme auch nicht unseren Erwartungen entsprachen. Bei der Messung der Abstände musste per Auge entschieden werden, wo genau die Positionsprojektion der Linse bzw. des Hologramms genau auf der Tischplatte liegt, was in großen Ableseunsicherheiten resultiert ist. Diesen Punkt könnte man verbessern, in dem man Positionsmarkierungen an den Objekthaltern anbringt. Trotz dieser Schwierigkeiten konnte das Ziel das holografische Abbildungsgesetz

zu überprüfen und zwei verschiedene Hologramme zu erzeugen und wiedergeben, erreicht werden.

5 Quellen

Literatur

- [ANLEITUNG] Anleitung zum Versuch 4.4
- [MAPPE] Literaturmappe zum Versuch 4.4
- [WIKI] <http://de.wikipedia.org/wiki/Helium-Neon-Laser>,
10.05.2011
- [WOLF] [http://www.wolframalpha.com/input/?i=root+J1%
282+Pi+x%29%2F+%28Pi+x%29](http://www.wolframalpha.com/input/?i=root+J1%282+Pi+x%29%2F+%28Pi+x%29), 20.05.2011

6 Eigenständigkeitserklärung

Wir versichern hiermit, dass wir die vorliegende Ausarbeitung selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Hilfsmittel benutzt haben. Die Stellen, die anderen Werken dem Wortlaut oder dem Sinn nach entnommen wurden, haben wir durch die Angabe der Quelle kenntlich gemacht.

Darmstadt, 26.07.2011

Carl Böhmer, Maxim Singer