

Lichtwellen können sich gegenseitig auslöschen, nämlich dann, wenn ein Berg der Welle auf ein Tal derselben trifft. Um das zu zeigen, benötigt man zwei im gleichen Takt und mit möglichst gleicher Leistung schwingende Lichtquellen, deren Strahlung man zusammenführt („überlagert“). In dem Gebiet, das von beiden Quellen ausgeleuchtet wird, beobachtet man dann auf einem Schirm ein Muster („Interferenzmuster“) von Stellen, die dunkel bleiben, während an anderen Stellen Helligkeit herrscht.

Die Schwierigkeit des Experiments besteht darin, die beiden gleichartig („kohärent“) schwingenden Lichtquellen herzustellen. Denn ein Atom, das in der Regel als Quelle dient, schwingt mit konstanter Amplitude, Phasenlage und Polarisation nur über Zeitspannen von der Größenordnung 10^{-8} Sekunden. Danach ändern sich diese Größen. Ein Interferenzmuster, das durch Überlagerung des Lichts zweier unabhängiger Quellen entsteht, würde sich nach der gleichen Zeit ändern. Diesem schnellen Wechsel kann unser Lichtdetektor, das Auge, nicht folgen. Es mittelt über längere Zeiten und sieht daher ein völlig „verraushtes“

Interferenzmuster. Abhilfe schafft ein Trick: Man spaltet das Licht einer einzigen Quelle so auf, dass es im Überlagerungsgebiet aussieht, als würde es von zwei räumlich getrennten Quellen herrühren. Eine dieser Methoden, benannt nach dem irischen Physiker *H. Lloyd*¹ bedient sich eines einfachen Planspiegels („Lloydscher Spiegel“).

Als Lichtquelle benutzen wir einen einfachen *He-Ne-Laser*. Sein Strahl wird durch eine Linse kleiner Brennweite auf eine Lochblende fokussiert. Die beleuchtete Blende wird dadurch zu einer nahezu punktförmigen Lichtquelle, von der aus ein schwach divergentes Bündel mit kugelförmigen Wellenfronten ausgeht². Ein Teil dieses Lichtbündels fällt unter sehr kleinem Winkel streifend auf einen Planspiegel und wird dort reflektiert. Das reflektierte Licht scheint von einer (virtuellen) Quelle auszugehen, die das Spiegelbild der realen Quelle bezüglich der Planspiegelebene ist. Da das Licht der virtuellen Quelle von dem der realen Quelle „abgezweigt“ wird, sind die Quellen kohärent.

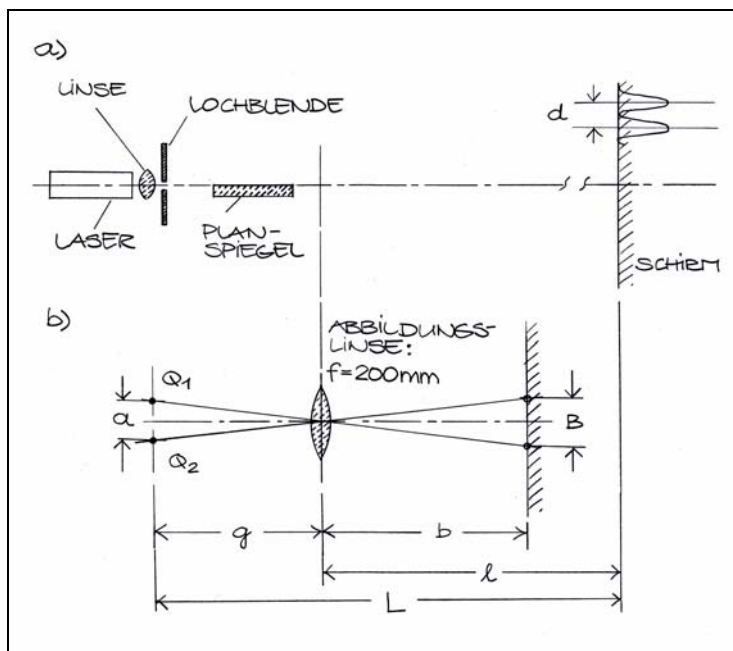


Abbildung 1 Versuchsanordnung

Im Überlappungsbereich der Lichtbündel von realer und virtueller Quelle entsteht durch Interferenz eine zeitlich konstante Intensitätsverteilung mit Maxima und Minima der Helligkeit. Diese wird auf einem weit entfernten Schirm beobachtet. Abbildung 1 zeigt im Teil a) die

der Entfernung L von diesen Quellen. Die optische Achse der Anordnung ist die Mittelsenkrechte auf Q_1Q_2 , sie liegt in der Ebene des Planspiegels (strichpunktierte Gerade). Wir berechnen den Gangunterschied Δs der Wellenzüge, die von Q_1 und Q_2 ausgehen, in einem Punkt P auf dem Schirm. Dieser Punkt ist von den Lichtquellen so weit entfernt, dass die beiden von Q_1 und Q_2 ausgehenden und in P zusammentreffenden Strahlen praktisch parallel sind (Fraunhofersche Näherung). Der Punkt P erscheint daher, von Q_1 und Q_2 aus gesehen, unter demselben Winkel relativ zur optischen Achse. Diesen Winkel nennen wir α . Dann gilt

$$(1) \quad \Delta s = a \cdot \sin \alpha + \frac{\lambda}{2},$$

wobei λ die Wellenlänge des Laserlichts ist. Der Term $\lambda/2$ auf der rechten Seite rührt her vom Phasensprung bei der Reflexion des von Q_2 ausgehenden „virtuellen“ Wellenzugs. Maxima der Intensität gibt es dann, wenn der Gangunterschied nach Gl. (1) ein ganzzahliges Vielfache der Wellenlänge λ ist, wenn also gilt

$$(2) \quad \Delta s = n\lambda \quad \text{mit} \quad n \in N.$$

Die Größe n ist dabei die Ordnung des Maximums. Setzen wir $\Delta s = n\lambda$ in Gl. (1) ein, folgt für die Winkel α , unter denen Maxima erscheinen

$$(3) \quad \sin \alpha = \frac{\lambda}{a} \left(n - \frac{1}{2} \right).$$

Bezeichnen wir den Abstand des Interferenzmaximums der Ordnung n von der optischen Achse auf dem Schirm mit $x(n)$, dann ist andererseits

$$(4) \quad \tan \alpha = \frac{x(n)}{L},$$

wobei L die Entfernung des Schirms von den Quellen ist. Unsere zweite Näherung besteht darin, die Winkel α als klein vorauszusetzen. Dann dürfen wir $\sin \alpha \cong \tan \alpha \cong \alpha$ setzen, so dass $x(n)$ schließlich gegeben ist durch

$$(5) \quad x(n) = \frac{\lambda L}{a} \cdot \left(n - \frac{1}{2} \right) \quad \text{mit} \quad n \in N.$$

Gemessen wird der Abstand d benachbarter Maxima, also $d = x(n+1) - x(n)$. Für diese Größe erhalten wir aus Gl. (5)

$$(6) \quad d = \frac{\lambda L}{a}.$$

Wir benutzen diese Gleichung, um unsere theoretischen Überlegungen im Experiment nachzuprüfen. Dazu messen wir d in Abhängigkeit von a und tragen d als Funktion von $1/a$ in ein Koordinatensystem ein. Nach Gl. (6) erwarten wir, dass die Messpunkte auf einer Geraden durch den Nullpunkt liegen, deren Steigung λL ist. Das heißt, wir können aus der Steigung der Geraden und der Größe L die Wellenlänge λ des Laserlichts bestimmen.



Abbildung 4 Foto der Interferenzstreifen auf dem Schirm

Abbildung 4 zeigt einen Ausschnitt aus dem Interferenzmuster, das auf dem Schirm zu sehen ist. Den Abstand d benachbarter Maxima messen wir direkt mit Hilfe eines Lineals. Somit bleiben

die Größen a und L zu bestimmen. Da a nicht direkt messbar ist, greifen wir auch hier zu einem (gängigen) Trick: Wir bilden die beiden Lichtquellen Q_1 und Q_2 durch eine Linse bekannter Brennweite ab und berechnen aus den Bilddaten die Größen a und L . Mit Hilfe der Linsenformel

$$(7) \quad \frac{1}{g} + \frac{1}{b} = \frac{1}{f}$$

und des Strahlensatzes

$$(8) \quad \frac{a}{B} = \frac{g}{b}$$

erhält man (Abbildung 1 b)

$$(9) \quad a = \frac{Bf}{b-f}$$

und

$$(10) \quad L = l + \frac{fb}{b-f}.$$

Dabei ist B der Abstand der Bilder der Lichtquellen Q_1 und Q_2 , g die Gegenstandsweite, b die Bildweite und f die Brennweite der Linse. Mit l ist der Abstand der Linse vom Schirm bezeichnet (Abbildung 1b).

Gemessen wurden die in der nachfolgenden Tabelle aufgeführten Werte für b , B und d . Aus diesen Werten und $f = 200$ mm berechnen wir nach Gl. (9) a und $1/a$ in den Spalten 3 und 4 der Tabelle.

Tabelle der Messdaten

b/m	B/mm	a/mm	$1/a$ in $1/\text{mm}$	d/mm
1,25	$3,0 \pm 0,5$	$0,57 \pm 0,10$	$1,75 \pm 0,29$	$9,35 \pm 0,71$
1,26	$5,0 \pm 0,5$	$0,94 \pm 0,09$	$1,06 \pm 0,11$	$6,63 \pm 0,51$
1,25	$7,0 \pm 0,5$	$1,33 \pm 0,10$	$0,75 \pm 0,05$	$4,45 \pm 0,50$
1,25	$7,5 \pm 0,5$	$1,43 \pm 0,10$	$0,70 \pm 0,05$	$4,25 \pm 0,55$
1,23	$10,0 \pm 0,5$	$1,94 \pm 0,10$	$0,52 \pm 0,03$	$4,03 \pm 0,46$
1,22	$16,0 \pm 0,5$	$3,14 \pm 0,10$	$0,32 \pm 0,01$	$2,02 \pm 0,28$

Wir tragen, wie oben im Anschluss an Gl. (6) angekündigt, d als Funktion von $1/a$ in ein Koordinatensystem ein, legen eine Ausgleichsgerade durch die Messpunkte und bestimmen deren Steigung K . Abbildung 5 zeigt das Ergebnis. Die (horizontalen) Fehlerbalken der Größe $1/a$ werden, wie erwartet, für kleine Werte von a recht groß. Alle Messpunkte liegen dennoch recht gut in der Nähe der Ausgleichsgerade. Die Anpassung der Geraden nach der Methode der kleinsten Quadrate ergab als Steigung $K = (5,988 \pm 0,244) \text{ mm}^2$. Dabei wurden die Punkte entsprechend dem Fehler von d gewichtet (vertikale Fehlerbalken). Der Quotient $\chi^2/\text{Anzahl der Freiheitsgrade}$ liegt nahe bei Eins, so dass die Anpassung nahezu perfekt ist.

Für die Steigung gilt, wie schon festgestellt, $K = \lambda L$. Also erhalten wir λ , indem wir K durch L dividieren. Bei allen Messungen war $l = (8,95 \pm 0,02) \text{ m}$. Aus Gl. (10) folgt dann für die Entfernung zwischen den Quellen und dem Schirm $L = (9,188 \pm 0,021) \text{ m}$, wobei für b der Mittelwert $b = 1,243 \text{ m}$ eingesetzt wurde. Damit ergibt sich für die Wellenlänge des He-Ne-Lasers

$$\lambda = (652 \pm 28) \text{ nm}.$$

Dieser Wert stimmt innerhalb der Fehlergrenzen mit dem Literaturwert $\lambda = 632,8 \text{ nm}$ überein.

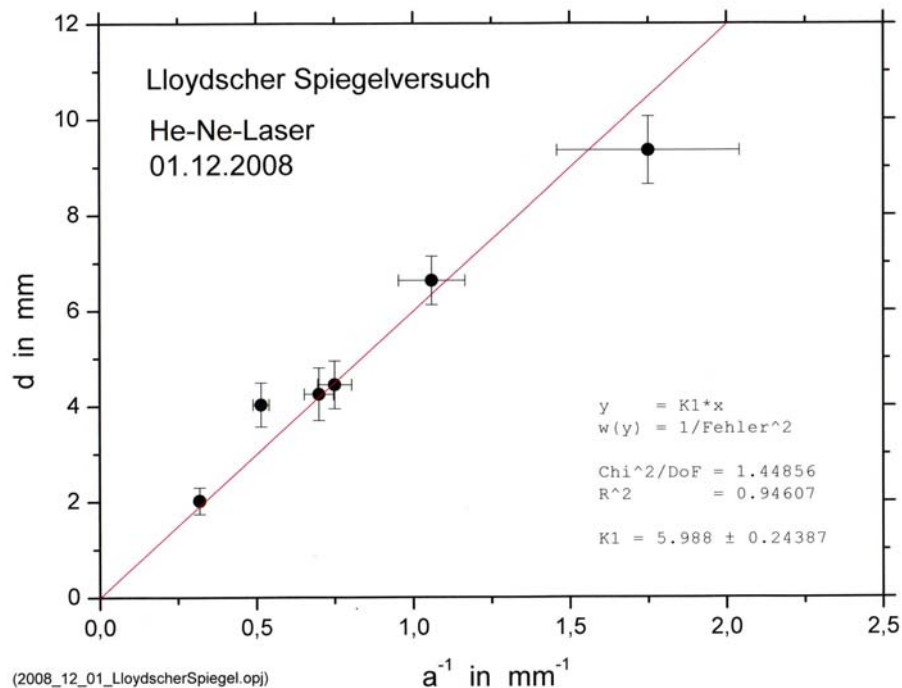


Abbildung 5 Auswertung des Lloydschen Spiegelversuchs, siehe Text

Es sollte nicht verschwiegen werden, dass der Versuch ein wenig Geduld beim Justieren erfordert. Erstaunlich ist, dass sich trotz des improvisierten Aufbaus (Abbildung 2) die Wellenlänge des Lasers mit einem Fehler von etwa 4% bestimmen lässt. Für ein Experiment, das mit den Mitteln einer Schul-Physiksammlung³ ausgeführt wird, ist das kein schlechter Wert.

Anmerkungen

- ¹ Humphrey Lloyd, irischer Physiker (1800 – 1881)
- ² Eine Anordnung aus einer Linse und einer Lochblende im Brennpunkt der Linse heißt in der professionellen Lasertechnik *Raumfilter* (spatial filter). Der Blendendurchmesser ist dabei von der Größenordnung $10 \mu\text{m}$ (Mikrometer). Ein Raumfilter beseitigt Störungen hoher Frequenzen am Intensitätsprofil des Lasers, das im Idealfall eine Gaußkurve ist. Störungen hoher Frequenzen erscheinen als konzentrische Ringe um die optische Achse herum. Unsere Anordnung ist eine sehr einfache Version eines solchen Filters.
- ³ Die Lehrmittelindustrie stellt für den Versuch einen kompletten Satz von aufeinander abgestimmten Bauteilen zur Verfügung, beispielsweise: Leybold, Handblätter Physik, P5.3.2.2. www.ld-didactic.de/literatur/hb/d/p5/p5322_d.pdf