

V401

Das Michelson-Interferometer

Jonas Osterholz

Moritz Rempe

Durchführung: 28.05.2019

Abgabe: 04.06.2019

TU Dortmund – Fakultät Physik

Inhaltsverzeichnis

1 Zielsetzung	3
2 Theorie	3
2.1 Interferenz von Licht	3
2.2 Michelson-Interferometer	4
3 Aufbau und Durchführung	6
4 Auswertung	6
4.1 Bestimmung der Wellenlänge	6
4.2 Bestimmung des Brechungsindizes	7
5 Diskussion	8
Literatur	9

1 Zielsetzung

In dem folgenden Versuch soll die Wellenlänge eines Lasers, sowie der Brechungsindex von Luft, mithilfe des Michelson-Interferometers, bestimmt werden.

2 Theorie

2.1 Interferenz von Licht

Da es sich bei Licht um eine elektromagnetische Welle handelt, kann ihre Feldstärke E am Ort x zum Zeitpunkt t mithilfe der Gleichung

$$E(x, t) = E_0 \cos(kx - \omega t - \delta) \quad (1)$$

dargestellt werden. Dabei ist $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ mit der Wellenlänge λ die Wellenzahl, ω die Kreisfrequenz und δ eine beliebige Phase. Hier gilt das Superpositionsprinzip, das elektrische Feld \vec{E} summiert sich also in einem Raumpunkt. Aufgrund der Schwierigkeit die Feldstärke bei hohen Lichtfrequenzen zu messen, wird die Intensität I gemessen. Die Intensität kann bestimmt werden über

$$I = \text{const} \cdot |E_0|^2. \quad (2)$$

Bei Addition zweier Wellen ergibt sich somit

$$I_{\text{ges}} = \text{const} \cdot 2|E_0|^2(1 + \cos(\delta_2 - \delta_1)). \quad (3)$$

Der letzte Term ist der sogenannte Interferenzterm. Er ist abhängig von den Phasen der beiden einzelnen Wellen. Der Interferenzterm verschwindet bei ungeraden Vielfachen von π .

Im Allgemeinen kann bei verschiedenen Lichtquellen keine Interferenzen auftreten. Dies ist mithilfe der statistischen Entstehung von Licht erklärbar. Wenn zuvor angeregte Atome in ihren Grundzustand übergehen, emittieren Elektronen Lichtquanten in Form von Wellen endlicher Länge. Diese entstehen jedoch verteilt über einen gewissen Zeitraum, weshalb sie auch zu unterschiedlichen Zeitpunkten am Beobachtungsort ankommen. Solches Licht wird als inkohärent bezeichnet.

Somit wird für Interferenzeffekte kohärentes Licht benötigt, also Licht das sich nach 1 mit festem k , ω und δ beschreiben lässt. Dies ist mithilfe von Lasern realisierbar.

Mithilfe des Aufbaus aus Abbildung 1 lässt sich aber auch bei "gewöhnlichen" Lichtquellen ein Interferenzmuster beobachten. Das Licht wird dabei in zwei Lichtstrahlen aufgeteilt und dann an einem Punkt P wieder zusammengeführt. Durch verschieden lange Wege besitzen sie zueinander eine Phasendifferenz, wodurch es zu Interferenzen kommt. Diese Interferenzen sind jedoch nicht so klar wie bei kohärentem Licht. Zudem ist aufgrund der Kohärenzlänge l nicht immer eine Interferenz sichtbar. Da, wie bereits erwähnt, die Lichtwelle nur eine endliche Länge besitzt, ist auch der Emissionsvorgang nur endlich lang. Ist der Wegunterschied größer als die Länge der Wellen, so kann keine Interferenz stattfinden, da die Lichtwellen zu unterschiedlichen Zeiten auf den Punkt P treffen.

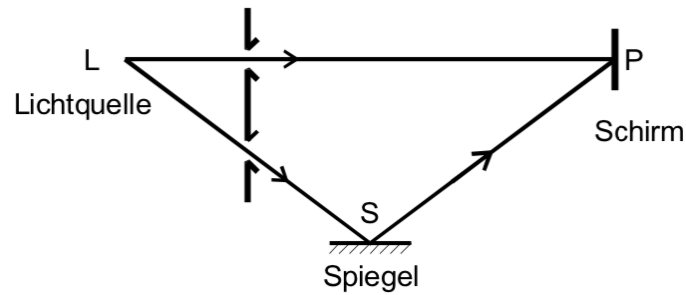


Abbildung 1: Prinzipieller Aufbau zur Beobachtung von Interferenzen bei gewöhnlichen Lichtquellen [1].

Somit bezeichnet die Kohärenzlänge l den maximalen Wegunterschied, bei dem noch Interferenz festgestellt werden kann. Mit der Anzahl N der bei P maximal beobachtbaren Intensitätsmaxima ergibt sich somit

$$l = N \cdot \lambda \quad (4)$$

2.2 Michelson-Interferometer

Bei dem Michelson-Interferometer teilt sich ein Lichtstrahl an einem semipermeablen Material, wie in Abbildung 2 dargestellt. Ein Teil des Lichtes geht durch das Material

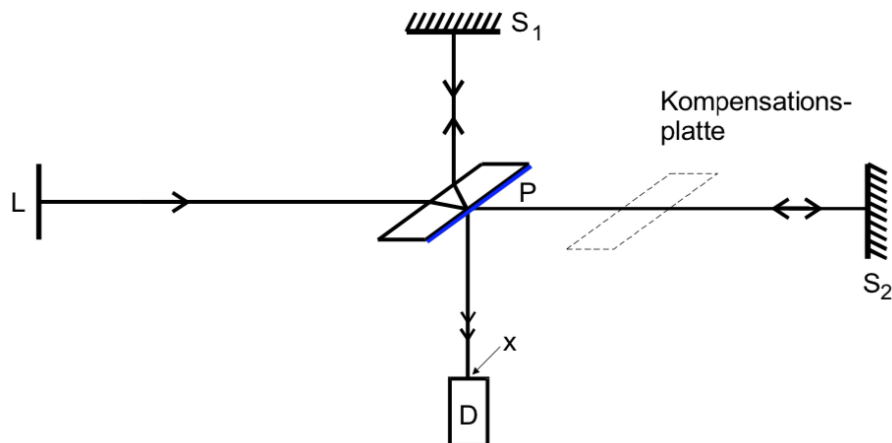


Abbildung 2: Aufbau eines Michelson-Interferometers [1].

und läuft zum Spiegel S2, der andere Teil wird reflektiert und läuft zum Spiegel S1. An den Spiegeln werden die Strahlen erneut reflektiert und treffen an der Platte P erneut zusammen. Dort wieder aufgeteilt, laufen die jeweiligen Teile der Strahlen parallel zum Detektor D. Diese Strahlen sind nun kohärent, sofern ihr Wegunterschied kleiner der Kohärenzlänge ist. Dies ist erfüllt, wenn die Abstände $\overline{S_1P}$ und $\overline{S_2P}$ fast gleich sind und zwischen P und S2 eine Kompensationsplatte angebracht wird. Diese Platte

gleicht die Weglängen der Strahlen aus. Sind die Abstände gleich, so herrscht an D eine Gangunterschied von $\frac{\lambda}{2}$ und es kommt zur Auslöschung. Wird ein Spiegel um die Strecke Δd verschoben, so ändert sich die Intensität, die der Detektor bei D aufnimmt. Somit lässt sich die Wellenlänge λ der Lichtquelle bestimmen

$$\Delta d = z \cdot \frac{\lambda}{2}. \quad (5)$$

z ist dabei die Anzahl der beobachteten Interferenzmaxima.

Ein Wegunterschied kann auch mithilfe eines Mediums der Länge b mit dem Brechungsindex $n + \Delta n$ erreicht werden (siehe Abb. 3). Aus 5 ergibt sich dann

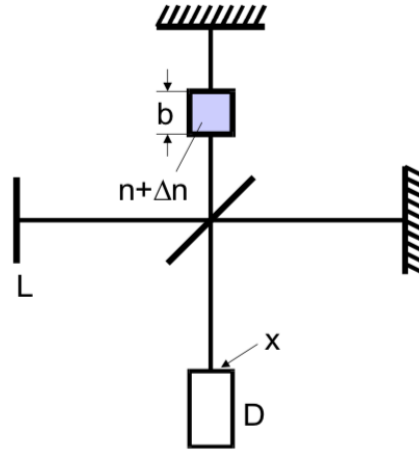


Abbildung 3: Erzeugung eines Wegunterschiedes mithilfe eines Mediums [1].

$$b \cdot \Delta n = z \cdot \frac{\lambda}{2} \quad (6)$$

Der Brechungsindex kann zum Beispiel bei Gas mithilfe des Drucks gesteuert werden.

Über den Brechungsindex ergibt sich die Gleichung

$$n(p_0, T_0) = 1 + \Delta n(p, p') \frac{T}{T_0} \frac{p_0}{\Delta p} \quad (7)$$

3 Aufbau und Durchführung

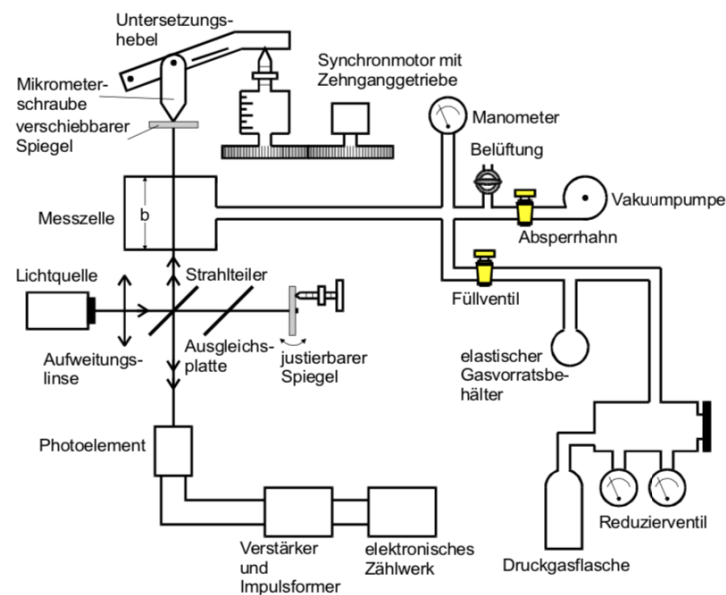


Abbildung 4: Versuchsaufbau.

In Abbildung 4 ist der Versuchsaufbau abgebildet. Er besteht aus dem Michelson-Interferometer, einem Laser und der Messzelle mit Impulszähler. Für den zweiten Versuchsteil ist zudem eine Vakuumpumpe mit Manometer angeschlossen mit der der Druck in der Laufbahn des Lasers verändert werden kann.

Zu Beginn wird das Michelson-Interferometer so justiert, dass an der Messzelle kreisförmige Interferenzen zu sehen sind. Dazu wird vor die gebündelten Laserstrahlen eine Zerstreuungslinse gestellt.

Nun wird der verschiebbare Spiegel um 5 mm kontinuierlich verschoben und dabei die Licht-Impulse an der Messzelle aufgenommen. Dies wird sechs Mal wiederholt.

Zur Bestimmung des Brechungsindex der Luft wird ein Bereich in der Laufbahn des Lasers evakuiert und dann wieder langsam mit Luft befüllt. Dabei werden erneut die Impulse gezählt. Auch hier wird die Messung sechs mal wiederholt.

4 Auswertung

4.1 Bestimmung der Wellenlänge

Die Wellenlänge des Lasers wird über die Anzahl der Maxima z bei einer Verschiebung eines Spiegels um Δd bestimmt. Dazu werden die in Tabelle 1 aufgelisteten Wertepaare gemessen, wobei der angezeigte Wert eine Hebeluntersetzung von 1 : 5,017 zur wirklichen Verschiebung des Spiegels hat.

angezeigte Verschiebung [mm]	übersetzte Verschiebung Δd [mm]	Anzahl der Maxima z
5,0	0,997	3042
5,0	0,997	3069
5,0	0,997	3061
5,0	0,997	3093
5,0	0,997	3080
5,0	0,997	3113

Tabelle 1: Anzahl der Maxima bei Verschiebungen des Spiegels um Δd .

Über die Gleichungen

$$\bar{x} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x_i \quad \text{und} \quad \Delta \bar{x} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N (x_i - \bar{x})^2}{N(N-1)}}. \quad (8)$$

wird der Mittelwert und der daraus resultierende Fehler der Anzahl der Maxima z bestimmt. Es ergibt sich ein Mittelwert von

$$\bar{z} = 3076,34 \pm 10,17,$$

woraus sich nach Gleichung 5 die Wellenlänge durch

$$\lambda = \frac{2 \cdot \Delta d}{z}$$

bestimmen lässt. Über die Gaußsche Fehlerfortpflanzung nach

$$\Delta \lambda = \sqrt{\left(-\frac{2 \cdot \Delta d}{z^2} \Delta z\right)^2}$$

wird die Wellenlänge auf

$$\lambda = (647,922 \pm 2,142) \text{ nm}$$

bestimmt.

4.2 Bestimmung des Brechungsindizes

Zur Bestimmung des Brechungsindizes werden die Werte aus Tabelle 2 aufgezeichnet.

Druckunterschied Δp [bar]	Anzahl der Maxima z
0,8	33
0,8	32
0,8	32
0,8	32
0,8	29
0,8	31

Tabelle 2: Anzahl der Maxima bei Veränderung des Brechungsindizes.

Dabei ergibt sich nach den Gleichungen 8 ein Mittelwert und der dazugehörige Fehler von

$$\bar{z} = 31,50 \pm 0,57.$$

Mittels Gleichung 5, der Herstellerangabe der Wellenlänge von $\lambda = 635$ nm und einer Länge des zu durchlaufenden Mediums von $b = 50$ mm ergibt sich

$$\Delta n = 0,000200 \pm 0,0000004.$$

mit der Gaußschen Fehlerfortpflanzung

$$\Delta(\Delta n) = \sqrt{\left(\frac{\lambda}{2b} \Delta z\right)^2}.$$

Zur Bestimmung des Brechungsindizes von Luft bei Normalbedingungen werden folgende Werte benötigt:

$$p_0 = 1,0132 \text{ bar}$$

$$T_0 = 273,15 \text{ K}$$

$$T = 293,15 \text{ K}.$$

Nach Gleichung 7 lässt sich nun der Brechungsindex für Luft bei Normalbedingungen auf

$$n_{\text{Luft}} = 1,000272 \pm 0.000005$$

bestimmen. Der Fehler dabei ergibt sich auf der Gaußschen Fehlerfortpflanzung

$$\Delta n = \sqrt{\left(\frac{T}{T_0} \frac{p}{\Delta p} \Delta(\Delta n)\right)^2}.$$

5 Diskussion

Es fällt auf, dass der berechnete Wert der Wellenlänge eine gute Übereinstimmung mit der Herstellerangabe hat. Der experimentelle Wert $\lambda_{\text{exp}} = (647,922 \pm 2,142)$ nm hat dabei eine Abweichung von 2% zur Herstellerangabe von $\lambda_{\text{Her}} = 635$ nm.

Des Weiteren fällt auf, dass der Unterschied des Brechungsindizes sehr gering ist. Das kann trotz des hohen Druckunterschiedes auf die systematischen Fehler der Messgeräte zurückgeführt werden. Trotzdem kann auf gleichmäßige Messungen geschlossen werden, da die Fehler der Mittelwerte jeweils relativ gering sind.

Der bestimmte Brechungsindex von Luft bei Normalbedingungen liegt bei $n_{\text{exp}} = 1,000272 \pm 0.000005$ und hat zum Literaturwert von $n_{\text{Lit}} = 1,000292$ eine Abweichung von 0,002% und ist somit vernachlässigbar gering.

Literatur

- [1] TU Dortmund. *Versuchsanleitung zum Experiment V401 - Das Michelson-Interferometer*. 2019.