

V401

Das Michelson-Interferometer

Julian Hochhaus
julian.hochhaus@tu-dortmund.de

Niko Salewski
niko.salewski@tu-dortmund.de

Durchführung: 18.04.2017

Korrekturabgabe: 04.05.2017

TU Dortmund – Fakultät Physik

Inhaltsverzeichnis

1 Zielsetzung	3
2 Theorie	3
2.1 Interferenz	3
2.1.1 Der Begriff der Interferenz	3
2.1.2 Diskussion über die Voraussetzungen zur Messung von Interferenz- erscheinungen	4
2.2 Interferenzeffekte mit kohärentem Licht	4
2.3 Die Theorie des Michelson-Interferometers	6
3 Durchführung	7
3.1 Versuchsaufbau	7
3.2 Versuchsbeschreibung	8
4 Auswertung	9
4.1 Bestimmung der Wellenlänge des Lasers	9
4.2 Bestimmung des Brechungsindex von Luft	10
4.3 Bestimmung des Brechungsindex von CO_2	11
5 Diskussion	11
Literatur	12

1 Zielsetzung

Im vorliegenden Versuch wird mittels des Michelson-Interferometers die Wellenlänge eines Lasers bestimmt. Zudem werden die Brechungsindizes von Luft und CO₂ ermittelt.

2 Theorie

Die Theorie wird in drei Abschnitte gegliedert: Zum Einen in den Begriff der Interferenz und die Voraussetzungen für Interferenzeffekte, weiterhin in die Interferenzeffekte mit kohärentem Licht und zuletzt in die Theorie des Michelson-Interferometers.

2.1 Interferenz

2.1.1 Der Begriff der Interferenz

Die Interferenz beschreibt das Phänomen, das auftritt, wenn Wellen – hier Licht als elektromagnetische Welle – überlagert werden. Die Intensitäten der Wellen werden nicht nur addiert, sondern zusätzlich mit einem Interferenzterm multipliziert. Daher können sich Wellen verstärken, was **konstruktive Interferenz** genannt wird und gegenseitig auslöschen (**destruktive Interferenz**).

Die Lichtausbreitung im Vakuum lässt sich durch ebene elektromagnetische Wellen

$$\vec{E}(x, t) = \vec{E}_0 \cos(kx - \omega t - \delta) \quad (1)$$

beschreiben, wobei \vec{E} der elektrischen Feldstärke, x dem Ort, t der Zeit, $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ der Wellenzahl, λ der Wellenlänge, ω der Kreisfrequenz und δ dem Phasenunterschied bezüglich eines festen Bezugspunktes entspricht.

Die Beschreibbarkeit der Ausbreitung des Lichts durch elektromagnetische Wellen impliziert die Gültigkeit der Maxwell'schen Gleichungen. Diese sind lineare Differentialgleichungen. Daher gilt das Prinzip der linearen Superposition, welches besagt, dass ein elektrisches Feld \vec{E} , das aus mehreren einzelnen elektrischen Feldern \vec{E}_i zusammengesetzt wird, der Summe dieser, also $\vec{E} = \sum \vec{E}_i$, entspricht.

Weiterhin ist die Feldstärke von Licht, aufgrund der hohen Frequenz, von Messgeräten nicht messbar. Daher wird die Intensität von Licht, die Lichtleistung pro Fläche, betrachtet. Aus den Maxwell'schen Gleichungen ergibt sich diese zu

$$I = C \cdot |\vec{E}|^2, C = \text{const.} \quad (2)$$

Mit den Gleichungen (1) und (2) und der linearen Superposition ergibt sich für die Gesamtintensität I_{GES} von zwei Lichtwellen mit der gleichen Amplitude \vec{E}_0 , die an einem festen Ort x einfallen,

$$I_{\text{GES}} = \frac{C}{t_2 - t_1} \int_{t_1}^{t_2} |\vec{E}_1 + \vec{E}_2|^2(x, t) dt, \quad (3)$$

wobei das Beobachtungsintervall $t_2 - t_1$ groß gegen die Periodendauer $T = \frac{2\pi}{\omega}$ sein soll. Einsetzen und Ausmultiplizieren liefert schließlich

$$I_{\text{GES}} = 2C \vec{E}_0^2 (1 + \cos(\delta_2 - \delta_1)), \quad (4)$$

den Interferenzterm. Die Intensitäten weichen bei einem Phasenunterschied von $\delta_2 - \delta_1 = n \cdot 2\pi$ um $2C \vec{E}_0^2$ vom Mittelwert ab und verschwinden bei einem Phasenunterschied von $(2n + 1) \cdot \pi$, mit $n \in \mathbb{N}$.

2.1.2 Diskussion über die Voraussetzungen zur Messung von Interferenzerscheinungen

Werden Lichtwellen aus verschiedenen Quellen überlagert, sind keine Interferenzeffekte zu beobachten. Dies hat die Ursache, dass bei der Emission von Lichtwellen Elektronen Emissionszentren darstellen: Die Elektronen werden durch hinzugefügte Energie in einen angeregten Zustand versetzt und emittieren bei der Rückkehr in den Grundzustand Energie in Form eines Wellenzuges endlicher Länge, also einer Wellengruppe.

Des Weiteren treten diese Emissionen statistisch verteilt in der Elektronenhülle des Atoms bzw. Moleküls auf und daher sind die Phasen δ_1 bzw. δ_2 statistische Funktionen der Zeit.

Daraus folgt, dass die Mittelung über die Zeit

$$\frac{1}{t_2 - t_1} \int_{t_1}^{t_2} C \cos(\delta_2(t) - \delta_1(t)) dt \quad (5)$$

verschwindet, da das Beobachtungsintervall $t_2 - t_1$ groß gegen die Periodendauer T ist und der Phasenunterschied $\delta_2 - \delta_1$ beliebige Werte annimmt.

Licht aus verschiedenen Quellen ist also nicht interferenzfähig, es ist **inkohärent**. Interferenzeffekte lassen sich also nur erzeugen, wenn das Licht aus der selben Quelle stammt, sogenanntes **kohärentes** Licht.

2.2 Interferenzeffekte mit kohärentem Licht

Um Interferenzeffekte mit kohärentem Licht erzeugen zu können, muss die Quelle Licht mit festem k , ω und δ (vergleiche Gleichung (1)) emittieren.

Weiterhin muss der Strahlengang des Lichtes getrennt werden, damit sich die beiden Teilwellen an einem Punkt P überlagern können.

Der Unterschied der Weglängen der beiden Teilwellen wird **Wegunterschied** Δ genannt. Hierbei ist zu beachten, dass der Wegunterschied Δ nicht zu groß gegen die Länge eines Wellenzuges sein darf. Dies liegt daran, dass ein Emissionsakt eine endliche Dauer τ und der emittierte Wellenzug somit eine endliche Länge hat. Ist der Wegunterschied Δ zu groß gegen die Länge dieses Wellenzuges, treffen Teilwellen aus unterschiedlichen Wellenzügen zeitgleich am Punkt P auf und können aufgrund der inkonstanten Phasenbeziehung zueinander nicht interferieren. Der Wegunterschied Δ , ab dem keine Interferenzeffekte auftreten, heißt **Kohärenzlänge** ℓ .

Sie ergibt sich aus der Anzahl N der im Interferenzbild auftretenden Intensitätsmaxima und der Wellenlänge λ zu

$$\ell = N\lambda. \quad (6)$$

Außerdem ergibt sich aus dem **Fourier'schem Theorem**, dass ein Wellenzug endlicher Länge nicht monochromatisch ist und ein Frequenz- und Wellenlängenspektrum hat. Dieses Spektrum sorgt für ein unklares Interferenzbild, weil eine Frequenz aus dem Spektrum in einem Punkt bei einem gewissen Wegunterschied Δ ein Maximum haben kann, während eine andere Frequenz aus dem Spektrum destruktiv interferiert. Daher muss entweder das Spektrum oder der Wegunterschied sehr klein sein, damit sich Maxima und Minima nicht in einem Punkt überschneiden.

Das Frequenzspektrum eines Wellenzuges ergibt sich durch eine Fourier-Transformation der Feldstärke zu

$$g(\omega) = 2E_0 \frac{\sin(\omega - \omega_0) \cdot \frac{\tau}{2}}{\omega - \omega_0} \quad (7)$$

und damit die Intensität als Betragsquadrat zu

$$G(\omega) = |g(\omega)|^2 = 4E_0^2 \frac{\sin^2(\omega - \omega_0) \frac{\tau}{2}}{(\omega - \omega_0)^2}. \quad (8)$$

Die Intensitätsverteilung (8) hat ein Maximum bei $\omega = \omega_0$ und als Verteilungsfunktion die Breite $\Delta\omega = \frac{2\pi}{\tau}$. Mit dem Zusammenhang

$$\lambda_0 := \frac{2\pi c}{\omega_0}, \quad (9)$$

der Breite $\Delta\omega = \frac{2\pi}{\tau}$ der Verteilungsfunktion $G(\omega)$ und Differentiation ergibt sich

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda_0^2}{c\tau} \quad (10)$$

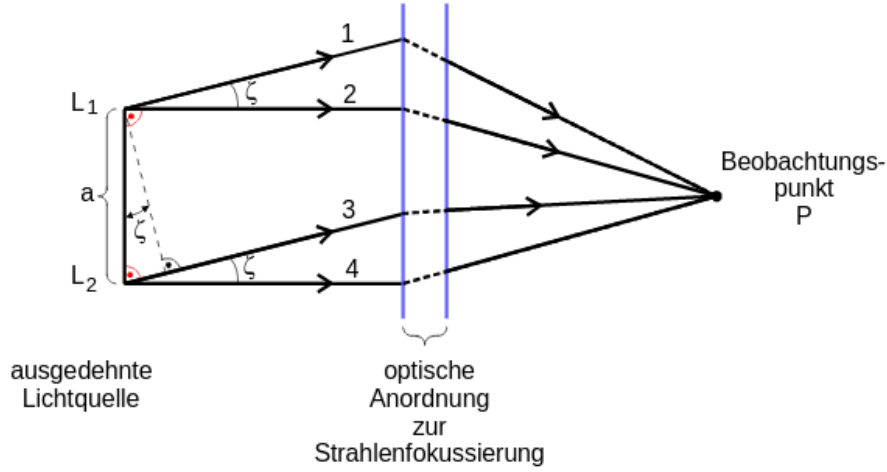
und wegen der Dauer eines Wellenzuges $\tau = \frac{\ell}{c}$ (auch **Kohärenzzeit**) ein Zusammenhang zwischen der Kohärenzlänge ℓ , der Dauer eines Wellenzuges τ und der Breite $\Delta\lambda$ der Wellenlängen- und Frequenzverteilung zu

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda_0^2}{\ell}. \quad (11)$$

Des Weiteren zu beachten ist, dass in der Realität verwendete Lichtquellen nicht punktförmig sind, sondern eine endliche Ausdehnung haben. Strahlen, die von einer ausgedehnten Lichtquelle (siehe Abbildung 1) aus durch eine Linse auf einen Beobachtungspunkt P fokussiert werden, können paarweise interferieren, wenn sie aus dem gleichen Punkt emittiert wurden.

Durch den Winkel ζ in Abbildung 1 tritt eine zusätzliche Phasenverschiebung $\Delta\phi$ zwischen den Strahlen 3 und 4 auf, sodass das Interferenzbild im Punkt P zerstört werden

Abbildung 1: Versuchsanordnung zur Kohärenzbedingung ausgedehnter Lichtquellen



kann, wenn die Phasenverschiebung $\Delta\phi$ durch den Winkel ζ nicht viel kleiner als π ist. Somit ergibt sich mit

$$\Delta\phi = \frac{2\pi}{\lambda} a \sin(\zeta), \quad (12)$$

die **Kohärenzbedingung für ausgedehnte Lichtquellen** zu

$$a \sin(\zeta) \ll \frac{\lambda}{2}. \quad (13)$$

2.3 Die Theorie des Michelson-Interferometers

Das Michelson-Interferometer erlaubt, mithilfe der Betrachtung von Interferenzeffekten, die Messung optischer Größen. Um Interferenzen zu erhalten, ist es nötig, einen Lichtstrahl in zwei Teilbündel zu zerteilen und diese, nachdem ein Teilbündel beispielsweise einer Variation seines optischen Wegs erfahren hat, wieder zusammenzuführen.

Beim Michelson-Morley Experiment erfolgt die Strahlteilung mittels einer semipermeablen Platte P . Eines der Strahlbündel geht dabei ohne Richtungsänderung durch den Strahlteiler zu Spiegel S_2 , der Rest wird senkrecht zum ursprünglichen Strahl hin zu Spiegel S_1 gebrochen.

Beide Strahlbündel werden an den Spiegeln reflektiert und treffen am Strahlteiler P wieder zusammen. Jeweils ein Teil der Strahlbündel läuft nun zurück zur Quelle L und wird auch nicht weiter betrachtet. Die anderen Teile der beiden Strahlbündel laufen parallel zum Beobachtungsort D .

Sofern der optische Wegunterschied der beiden Strahlbündel kleiner ist als die Kohärenzlänge der Lichtquelle, sind die am Beobachtungsort ankommenden Strahlbündel kohärent. Im Strahlweg des Strahlbündels S_2 wird eine zusätzliche Kompensationsplatte eingebracht, da das Strahlbündel S_1 dreimal die semipermeable Platte passiert, während selbige durch das Strahlbündel S_2 nur einmal passiert wird.

Sind beide Strahlwege exakt gleich lang realisiert, kommt es dennoch am Beobachtungsort D zur destruktiven Interferenz, da das Strahlbündel S_2 bei der Reflexion am Strahlteiler einen Phasensprung erfährt.

Wird einer der Spiegel um das Wegstück Δd verschoben, besteht ein Wegunterschied von $2\Delta d$ zwischen beiden Strahlwegen. Mit den bereits angestellten Überlegungen wird nach Formel (4) folglich also die Intensität am Beobachtungsort immer zwischen 0 und einem Maximalwert schwanken. Werden die Intensitätsmaxima pro Verschiebestrecke Δd gezählt, ergibt sich die Wellenlänge zu:

$$\lambda = \Delta d \cdot \frac{2}{z}. \quad (14)$$

Eine Variation der optischen Weglänge lässt sich außerdem erreichen, indem eines der Teilbündel beispielsweise durch eine Messzelle mit einem Medium mit geänderten Brechungsindex läuft.

Das Michelson-Interferometer kann damit auch zur Bestimmung des Brechungsindex eines Gases verwendet werden. Dazu wird die Messzelle bestmöglichst auf den Druck p' evakuiert und das zu untersuchende Gas wird in die Messzelle strömen gelassen, bis wieder der Umgebungsdruck p erreicht ist. In der Messzelle herrsche der Brechungsindex $n + \Delta n$. Der Umgebungsdruck sei n .

Der optische Wegunterschied zwischen beiden Strahlwegen beträgt $b \cdot \Delta d$. Hierbei ist b die Breite der Messzelle.

Die Anzahl z der gezählten Intensitätsmaxima am Beobachtungsort multipliziert mit der halben Wellenlänge ist gleich dem optischen Wegunterschied.

Die Differenz des Brechungsindex bestimmt sich daher nach

$$\Delta n = \frac{z\lambda}{2b}. \quad (15)$$

Der Brechungsindex unter Normalbedingungen eines zu untersuchenden Gases in der Messzelle ergibt sich mit der Dispersionstheorie und der Idealen Gasgleichung zu

$$n(p_0, T_0) = 1 + \Delta n \cdot \frac{T}{T_0} \frac{p_0}{\Delta p}. \quad (16)$$

Hierbei ist T die Umgebungstemperatur, Δp die Druckdifferenz $p - p'$ und Δn ergibt sich nach Formel (15).

3 Durchführung

3.1 Versuchsaufbau

Das Michelson-Interferometer ist wie in Abbildung 2 aufgebaut.

Um Interferenzen beobachten zu können, wird der Laserstrahl zunächst durch einen Strahlteiler, realisiert als eine semipermeable Platte, in zwei Teilbündel aufgeteilt.

Für die spätere Messung ist einer der Strahlwege von variabler Länge. Dazu ist der Spiegel des oberen Strahlwegs durch einen Synchronmotor mit Zehnganggetriebe

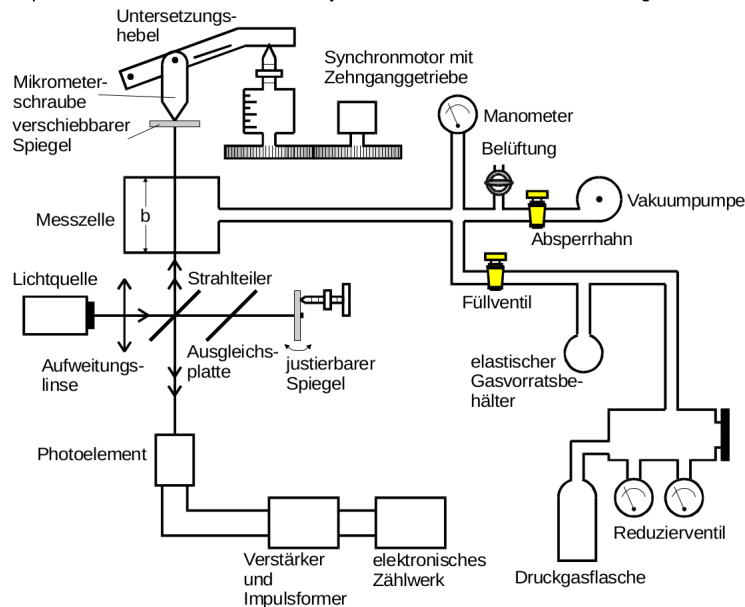


Abbildung 2: Schematischer Aufbau der Messapparatur. [1]

verschiebbar.

Zusätzlich ist im oberen Strahlweg eine Messzelle mit Breite $b = 50 \text{ mm}$ installiert. Diese lässt sich sowohl evakuieren, als auch mit verschiedenen Gasen befüllen, sodass durch den geänderten Brechungsindex in der Messzelle ebenso ein optischer Wegunterschied zwischen beiden Strahlwegen entsteht.

Im rechten Strahlweg ist zudem eine Ausgleichsplatte angebracht, da dieser Strahlweg im Gegensatz zum anderen Strahlweg nicht dreimal, sondern nur einmal durch den in der Mitte angebrachten Strahlteiler führt.

Beide Strahlwege treffen schließlich auf das Photoelement, an welchem die ankommenden Lichtsignale registriert werden und über einen Verstärker und einen Impulsformer an ein elektronisches Zählwerk gegeben wird.

3.2 Versuchsbeschreibung

Zu Beginn des Versuchs muss das Michelson-Interferometer für die Messung justiert werden. Dazu wird der Laser eingeschaltet und an die Position des Photoelements (vgl. Abbildung 2) eine Mattscheibe eingebracht.

Der justierbare Spiegel wird so ausgerichtet, dass die beiden hellsten Intensitätsmaxima der beiden ankommenden Strahlen möglichst genau zur Deckung gebracht werden. Das Photoelement wird entsprechend so ausgerichtet, dass das Intensitätsmaxima beider Strahlen genau auf den Eintrittspalt des Photoelements liegt.

Für die Messung der Wellenlänge des Lasers wird der verschiebbare Spiegel genutzt. Dazu wird der Synchronmotor eingeschaltet und eine Verschieberichtung ausgewählt. Zu beachten ist hierbei, dass der Motor nicht zu schnell bewegt wird, da sonst das Photo-

element nicht alle ankommenden konstruktiven Interferenzen, also Intensitätsmaxima der ankommenden Strahlen, als getrennte Intensitätsmaxima eindeutig zählen kann und somit das falsche Ergebnis liefert.

Bei Bedarf muss ein kleinerer Gang ausgewählt werden. Im vorliegenden Experiment wurde die Messung im kleinsten Gang durchgeführt. Nachdem etwa 1000 konstruktive Interferenzen der Teilstrahlen am Photoelement registriert wurden, wird die exakte Anzahl an registrierten Interferenzen notiert sowie die Verschiebestrecke des Spiegels über die Verschiebung der Mikrometerschraube bestimmt. Dazu wird die Position zu Beginn und zum Ende der Verschiebung an der Mikrometerschraube abgelesen und mittels der Hebelübersetzung die Verschiebestrecke Δd berechnet.

Die Messung wird etwa sieben- bis zehnmal durchgeführt.

Zur Bestimmung des Brechungsindex von Luft wird der verschiebbare Spiegel nicht mehr bewegt.

Die Messzelle wird mittels der Vakuumpumpe auf den Druck p evakuiert, welcher notiert wird. Beim langsamen Wiedereinlassen der Luft werden erneut die konstruktiven Interferenzen am Photoelement gezählt und sobald wieder der Normaldruck p_0 in der Messzelle herrscht, wird deren Anzahl z notiert.

Die Messung wird sieben-bis zehnmal wiederholt.

Für die Messung des Brechungsindex von CO_2 wird die Messzelle evakuiert und der Druck p notiert.

Es wird langsam CO_2 in die Messzelle strömen gelassen und erneut die Anzahl an beobachteten Intensitätsmaxima z notiert sobald in der Messzelle wieder der Normaldruck p_0 vorliegt.

Da sich noch Luftrückstände in der Messzelle befinden könnten, wird die Messung ebenso etwa sieben-bis zehnmal wiederholt.

4 Auswertung

4.1 Bestimmung der Wellenlänge des Lasers

Zur Bestimmung der Wellenlänge des Lasers werden Datenpaare aus den gezählten Interferenzmaxima z am Photoelement und der Verschiebestrecke des Spiegels Δd benötigt. Die Verschiebestrecke ergibt sich über die abgelesene Verschiebung an der Mikrometerschraube multipliziert mit dem Faktor $\frac{1}{H}$. Dabei ist $H = 5.046$ die Hebelübersetzung.

Ebenso wie die Datenpaare befinden sich die aus ihnen nach Formel (14) berechneten Wellenlängen λ in Tabelle 1.

Die Wellenlängen werden mittels python/numpy [2] gemittelt und es ergibt sich:

$$\lambda = (829 \pm 23) \text{ nm.} \quad (17)$$

Tabelle 1: Datenpaare zur Berechnung der Wellenlänge des Lasers.

$\Delta d/10^{-4}\text{m}$	Anzahl z der Intensitätsmaxima	Wellenlänge λ/nm
4.16	1028.0	809.67
4.18	1006.0	831.32
4.08	999.0	817.31
4.24	979.0	866.39
4.1	984.0	833.79
4.26	991.0	859.9
4.2	1023.0	821.38
4.06	1025.0	792.71

4.2 Bestimmung des Brechungsindex von Luft

Für die Bestimmung der Brechungsindizes werden folgende Werte verwendet:

$$T_0 = 273,15 \text{ K} \quad (18)$$

$$p_0 = 1,0132 \text{ bar} \quad (19)$$

$$T = 293,15 \text{ K} \quad (20)$$

$$b = 50 \text{ mm} \quad (21)$$

$$\lambda = 635 \text{ nm} \quad (22)$$

Tabelle 2: Messwerte für die Berechnung des Brechungsindex von Luft.

p / bar	Anzahl z der Intensitätsmaxima	Brechungsindex
0.75	25	1.000230
0.80	25	1.000216
0.80	32	1.000276
0.80	34	1.000293
0.80	32	1.000276
0.80	34	1.000293
0.80	33	1.000285
0.80	33	1.000285
0.80	34	1.000293

In Tabelle 2 sind die Messwerte zur Bestimmung des Brechungsindex von Luft und der jeweils bestimmte Brechungsindex aufgetragen. Der Brechungsindex wird mit Formel (16) berechnet, wobei sich Δn aus Formel (15) ergibt.

Es ergibt sich der Brechungsindex für Luft mit dem Fehler des Mittelwerts von

$$n_{\text{LUFT}} = (1,000272 \pm 0.000027), \quad (23)$$

$$\Delta n_{\text{LUFT}} = n_{\text{LUFT}} - n_{\text{Vakuum}} = 0.000272 \pm 0.000027 \quad (24)$$

4.3 Bestimmung des Brechungsindex von CO_2

Analog zur Bestimmung des Brechungsindex von Luft verläuft die Berechnung des Brechungsindex von CO_2 .

Tabelle 3: Messwerte für die Berechnung des Brechungsindex von CO_2 .

p / bar	Anzahl z der Intensitätsmaxima	Brechungsindex
0.80	54	1.000466
0.75	42	1.000387
0.85	59	1.000479
0.80	56	1.000483
0.85	58	1.000471
0.80	54	1.000466
0.82	58	1.000488
0.80	53	1.000457
0.80	56	1.000483
0.80	52	1.000449

Die Messwerte mit zugehörigem Brechungsindex sind in Tabelle 3 aufgetragen. Es ergibt sich der Brechungsindex zu

$$n_{\text{CO}_2} = 1.000463 \pm 0.000028. \quad (25)$$

$$\Delta n_{\text{CO}_2} = n_{\text{CO}_2} - n_{\text{Vakuum}} = 0.000463 \pm 0.000028 \quad (26)$$

5 Diskussion

Allgemein lässt sich sagen, dass der Versuchsaufbau sehr empfindlich gegenüber Erschütterungen war. Bereits Unruhe am Nebentisch führte zur Zählung von Impulsen durch das Zählwerk, ohne dass eine Variation der optischen Weglänge vollzogen wurde.

Auffällig ist, dass die Bestimmung des Brechungsindex für beide Gase mit hoher Genauigkeit gelang. Die Abweichungen zum Theoriewert liegen unter der Auflösung des Experiments und jeweils auch im Bereich der Messunsicherheit (vergleiche dazu Tabelle 4).

Im Gegensatz dazu ist die Abweichung in der Wellenlängenmessung mit über 30% sehr groß.

Eine mögliche Erklärung wäre, dass die Intensitätsmaxima zu schnell an der Öffnung des Photoelements vorbeizogen, sodass einige Maxima nicht korrekt gezählt wurden. Allerdings wurde für die Messreihe bereits der kleinste Gang des Spiegelantriebs verwendet.

Bereits zuvor zeigte sich bei Messungen in höheren Gängen, welche nicht im Rahmen der Messreihe der Auswertung stattfanden, dass für die angegebene Wellenlänge des Lasers jeweils etwa ein Viertel zuwenig Intensitätsmaxima am Photoelement festgestellt wurden. Auch ein mehrfaches Nachjustieren des Photoelements brachte keine Verbesserung.

Da die Messung der Intensitätsmaxima für die Berechnung der Brechungsindizes allerdings sehr genau war, ist eine generelle Fehlfunktion des Photoelements und der Zählapparatur aber auszuschließen.

Ein Problem mit dem verschiebbaren Spiegel oder ein Ablesefehler an der Mikrometerschraube wäre auch denkbar.

Ein Ablesefehler an der Mikrometerschraube ist aber recht unwahrscheinlich, da auch für verschieden große Verschiebestrecken in verschiedenen Messbereichen immer etwa die gleiche Abweichung zum Theoriewert festgestellt wurde.

Am wahrscheinlichsten ist also, dass am Photoelement dauerhaft ein Teil der Interferenzen nicht erfasst wurden und daher ein ungenaues Ergebnis zustande kam. Als Theoriewert für den verbauten Laser für Tabelle 4 wurde der am Laser angegebene Wert benutzt.

Tabelle 4: Vergleich der experimentell bestimmten Größen mit den Theoriewerten sowie die zugehörigen relativen Fehlern.

	Experimenteller Wert	Theoriewert	relativer Fehler
Wellenlänge λ des Lasers	$(829 \pm 23) \text{ nm}$	635 nm	30.6%
Δn_{LUFT}	0.000272 ± 0.000027	0.0002765 [3]	1.63%
Δn_{CO_2}	0.000463 ± 0.000028	0.0004476 [3]	3.44%

Literatur

- [1] TU Dortmund. *Versuch 401: Das Michelson-Interferometer*. 2017. URL: <http://129.217.224.2/HOME PAGE/PHYSIKER/BACHELOR/AP/SKRIPT/V401.pdf> (besucht am 23.04.2017).
- [2] Travis E. Oliphant. „NumPy: Python for Scientific Computing“. Version 1.9.2. In: *Computing in Science & Engineering* 9.3 (2007), S. 10–20. URL: <http://www.numpy.org/>.
- [3] Mikhail N. Polyanskiy. *Refractive index database*. URL: <https://refractiveindex.info> (besucht am 22.04.2017).