

V64

Moderne Interferometrie

Samuel Haefs

samuel.haefs@tu-dortmund.de

David Venker

david.venker@tu-dortmund.de

Durchführung: 30.1.2023

Abgabe: 20.2.2023

TU Dortmund – Fakultät Physik

Inhaltsverzeichnis

1 Zielsetzung	3
2 Theorie	3
2.1 Interferenz und Kohärenz	3
2.2 Polarisation	3
2.3 Kontrast eines Interferometers	4
2.4 Brechungsindex von Glas	5
2.5 Brechungsindex von Luft	5
3 Aufbau	6
3.1 Das Sagnac-Interferometer	6
3.2 Aufbau zur Messung von Brechungsindizes	7
4 Durchführung	8
4.1 Justage	8
4.2 Kontrastbestimmung	8
4.3 Brechungsindex von Glas	9
4.4 Brechungsindex von Gas	9
5 Auswertung	9
5.1 Kontrast	9
5.2 Brechungsindex von Glas	11
5.3 Brechungsindex von Luft	12
6 Diskussion	15
Literatur	15

1 Zielsetzung

In diesem Versuch wird mittels Ausnutzung von Interferenzeffekten der Brechungsindex von Glas und des Gasgemisches Luft mithilfe eines Sagnac-Interferometers bestimmt. Ebenfalls liegt der Fokus auf der Justage des Interferometers, die mittels Kontrastbestimmung quantifiziert wird.

2 Theorie

2.1 Interferenz und Kohärenz

Interferenz beschreibt den Effekt der bei der Überlagerung zweier oder mehrerer Wellen auftritt. Die resultierende Welle entspricht nicht der Summe der Intensitäten der Einzelwellen, sondern der vektoriellen Summe. Dabei wird die Auslenkungsrichtung der Welle berücksichtigt. Destruktive Interferenz tritt auf, wenn die Auslenkung am betrachteten Orts- und Zeitpunkt entgegengesetzt gleich groß sind. Dabei löschen sich beide Wellen aus.

Damit zwei elektromagnetische Wellen miteinander interferieren, müssen sie kohärent sein. **Kohärenz** heißt, dass eine feste Phasen- und Amplitudenbeziehung zwischen beiden Wellen besteht. Die Kohärenz nimmt ab, wenn die Phase oder Amplitude der Wellen fluktuieren. Das Interferenzmuster wird zerstört.

Die Phasenbeziehung kann zum einen zeitlich konstant sein, hier spricht man von zeitlicher Kohärenz. Zum anderen ist eine zeitlich verändernde Phase möglich, die an jedem Raumpunkt konstant ist. Dies wird als räumliche Kohärenz bezeichnet.

2.2 Polarisation

Grundsätzlich beschreibt die Polarisation optischer Wellen die Auslenkungsrichtung des elektrischen bzw. magnetischen Feldes der Welle. Ist die Auslenkungsrichtung einer Welle konstant, so handelt es sich um **linear polarisiertes** Licht. Die Auslenkung liegt in einer Ebene, der sog. Polarisationsebene.

Ändert sich die Auslenkungsrichtung um einen konstanten Wert, so rotiert die Polarisationsebene mit einer konstanten Winkelgeschwindigkeit um den Ausbreitungsvektor (Wellenzahlvektor \vec{k}). Licht mit dieser Eigenschaft wird als **zirkular polarisiertes** Licht bezeichnet.

Das Fresnel-Arago-Gesetz[3] beinhaltet vier Aussagen zur Interferenz von polarisiertem Licht. Die für diesen Versuch relevanten Aussagen sind zum einen, dass zwei linear polarisierte Lichtstrahlen nur bei einer parallelen Ausrichtung der Polarisationsebenen interferieren. Zum anderen interferieren zwei senkrecht zueinander linear polarisierte Lichtstrahlen, wenn sie Teilstrahlen eines Lichtstrahls mit gleicher Polarisation sind und anschließend wieder in dieselbe Polarisationsebene gebracht werden.

2.3 Kontrast eines Interferometers

Der Kontrast oder auch Sichtbarkeit ist ein Maß für den Intensitätsunterschied zwischen zwei abgebildeten Punkten. Im Bezug auf ein Interferometer ist der Kontrast als

$$\nu = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} \quad (1)$$

definiert. Dabei beschreibt I_{\max} die maximale und I_{\min} die minimale Intensität eines Interferenzmusters. Liegt das Intensitätsminimum bei Null, so nimmt der Kontrast den maximal möglichen Wert $\nu = 1$ an. Der kleinst mögliche Wert des Kontrasts $\nu = 0$ wird für $I_{\max} = I_{\min}$ erreicht.

Die Intensität der resultierenden Welle bei einer Überlagerung zweier Wellen mit Amplitude E_1 bzw. E_2 ist durch

$$I \propto \langle |E_1 \cos(\omega t) + E_2 \cos(\omega t + \delta)|^2 \rangle$$

mit der Kreisfrequenz der Welle ω und Phasenverschiebung δ gegeben. Die mittlere Intensität eines Lichtstrahls wird über die zeitliche Mittelung $\langle f(t) \rangle = \frac{1}{T} \int_{t_0}^{t_0+T} f(t) dt$ bestimmt. Beide interferierende Strahlen sind Teilstrahlen des vom Laser ausgesendeten Strahls mit Amplitude E_0 . Abhängig von der Einstellung des Polarisationswinkels ϕ wird die Amplitude nach

$$E_1 = E_0 \cdot \cos(\phi), \quad E_2 = E_0 \cdot \sin(\phi)$$

aufgeteilt. Nach einsetzen in die Intensität

$$I \propto \langle |E_0 \cos(\phi) \cos(\omega t) + E_0 \sin(\phi) \cos(\omega t + \delta)|^2 \rangle$$

und auflösen des Quadrats kann jeweils das zeitliche Mittel der drei resultierenden Terme bestimmt werden. Mittels Additionstheorem kann die Intensität auf den Ausdruck

$$I \propto \frac{1}{2} E_0^2 (1 + 2 \sin(\phi) \cos(\phi) \cos(\delta))$$

reduziert werden. Die maximale bzw. minimale Intensität

$$I_{\max/\min} = I_{\text{ges}} (1 \pm 2 \sin(\phi) \cos(\phi))$$

folgt für die Phasenverschiebung $\delta_{\max} = 2\pi N$ bzw. $\delta_{\min} = 2\pi(N + 1)$, wobei $N \in \mathbf{N}_0$. Eingesetzt in Gleichung 1 kann der Kontrast

$$\nu(\phi) = 2 \sin(\phi) \cos(\phi) \quad (2)$$

in Abhängigkeit der Einstellung des Polarisationsfilters (Polarisationswinkel ϕ) ausgedrückt werden.

2.4 Brechungsindex von Glas

In diesem Versuch soll mithilfe des Interferometers Brechungsindizes verschiedener Materialien ermittelt werden. Die Lichtgeschwindigkeit im Medium c_m ist über den materialabhängigen Brechungsindex n durch $c_m = \frac{c}{n}$ definiert. Ein Lichtstrahl der durch das Medium geleitet wird, benötigt für den gleichen Weg den ein Lichtstrahl im Vakuum zurücklegt mehr Zeit ($n > 1$). Zwischen dem Lichtstrahl im Medium und im Vakuum existiert eine Phasenverschiebung δ .

Das in diesem Versuch untersuchte Glas befindet sich in einem Doppelglashalter. Beide Teilstrahlen verlaufen jeweils durch eine Glasplatte, die in einem Winkel von $\theta_0 = \pm 10^\circ$ zueinander verkippt sind. Abhängig vom Winkel des Doppelglashalters θ durchlaufen die Strahlen unterschiedliche Streckenlängen im Glas. Die Phasenverschiebung für das Doppelglas ist für kleine Drehwinkel θ gegeben durch

$$\Delta\delta(\theta) = \frac{2\pi}{\lambda_{\text{vac}}} T \frac{n-1}{2n} \{(\theta + \theta_0)^2 - (\theta - \theta_0)^2\} ,$$

wobei λ_{vac} die Vakuumwellenlänge des vom Laser ausgesandten Strahls und T die Dicke der Glasplatte angibt. Die Phasenverschiebung zwischen zwei interferierenden Wellen ist unmittelbar mit der Anzahl der Interferenzmaxima bzw. -minima über $M = \frac{\Delta\delta}{2\pi}$ verknüpft. Weiter folgt für den Brechungsindex von dem Doppelglas

$$n = \frac{1}{1 - \frac{M\lambda_{\text{vac}}}{2T\theta\theta_0}} . \quad (3)$$

2.5 Brechungsindex von Luft

Ein Lichtstrahl der eine evakuierte Gaszelle mit Länge L durchläuft erfährt eine Phasenverschiebung

$$\Delta\delta = \frac{2\pi L}{\lambda_{\text{vac}}} (n - 1)$$

gegenüber einem Lichtstrahl im Medium Luft mit Brechungsindex n . Die Phasenverschiebung wird erneut durch die Anzahl der Interferenzmaxima bzw. -minima ausgedrückt und es folgt für den Brechungsindex von Luft

$$n = \frac{M\lambda_{\text{vac}}}{L} + 1 . \quad (4)$$

Das Lorentz-Lorenz-Gesetz setzt den Brechungsindex mit der Polarisierbarkeit des Mediums in Beziehung. Für den Brechungsindex von Gas gilt

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 1} = \frac{Ap}{RT}$$

mit Temperatur T und Druck p des Gases, der allgemeinen Gaskonstante R und Molrefraction A . Näherungsweise für Gase mit $n \approx 1$ (Taylorentwicklung 1. Ordnung um $n = 1$) kann der Brechungsindex über

$$n \approx \frac{3}{2} \frac{Ap}{RT} + 1 \quad (5)$$

bestimmt werden.

3 Aufbau

3.1 Das Sagnac-Interferometer

Eine schematische Darstellung des Sagnac-Interferometers ist in Abbildung 1 dargestellt. Als Lichtquelle dient ein HeNe-Laser, der linear polarisiertes Licht mit einer Wellenlänge von $\lambda = 632,990 \text{ nm}$ emittiert. Über die Spiegel **M1** und **M2** wird der Lichtstrahl auf einen Strahlteilerwürfel (**PBSC**) gelenkt. Der PBSC erzeugt zwei orthogonal zueinander

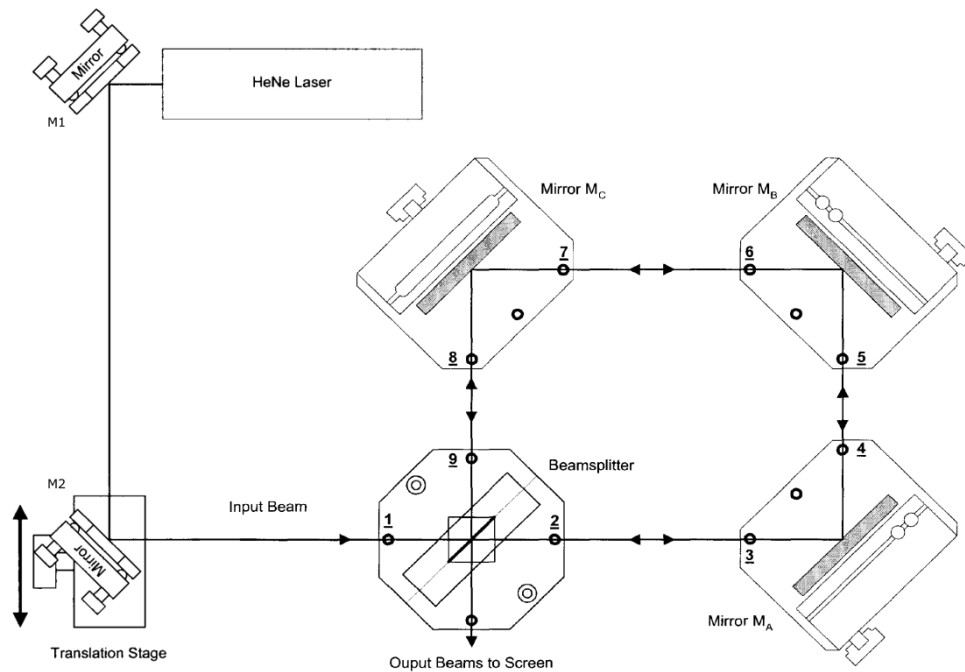


Abbildung 1: Schematische Darstellung des Aufbaus eines Sagnac-Interferometers. [2]

linear polarisierte Lichtstrahlen. Ein Teilstrahl wird transmittiert und trifft auf Spiegel **M_A**, ein weiterer Teilstrahl wird an der Grenzfläche des PBSC auf den Spiegel **M_C** reflektiert. Bei optimaler Justage treffen die Teilstrahlen beide Spiegel mittig unter 45° und erreichen anschließend den gleichen Punkt auf Spiegel **M_B**. Weiter werden die Teilstrahlen erneut auf den PBSC reflektiert. Beide Strahlen verlassen den PBSC und können über das Interferenzmuster auf eine Phasendifferenz untersucht werden. Sie durchlaufen also die gleichen Wege im Interferometer in entgegengesetzter Richtung. Dies hat den Vorteil, dass beide Strahlen den gleichen Umwelteinflüssen, wie beispielsweise Luftdruckschwankungen ausgesetzt sind. Das Interferenzmuster ist besonders stabil.

3.2 Aufbau zur Messung von Brechungsindizes

Zur Messung von Brechungsindizes wird das in Unterabschnitt 3.1 beschriebene Sagnac-Interferometer verwendet. In Abbildung 1 ist eine Aufnahme des vollständigen Versuchsaufbaus zu sehen. Der Laserstrahl durchläuft einen Polarisationsfilter bevor dieser auf den PBSC trifft. In einer Kontrastmessung wird der optimale Polarisationswinkel ermittelt. Ziel ist eine gleichmäßige Aufteilung des vom Laser ausgesandten linear polarisierten Strahls in senkrechte und parallele Anteile. Dazu muss der Polarisationsfilter in einem Winkel von 45° zu der Polarisationsebene des Lasers eingestellt sein. Die Teilstrahlen weisen eine gleich hohe Intensität auf. Um im nächsten Schritt den Brechungsindex einer

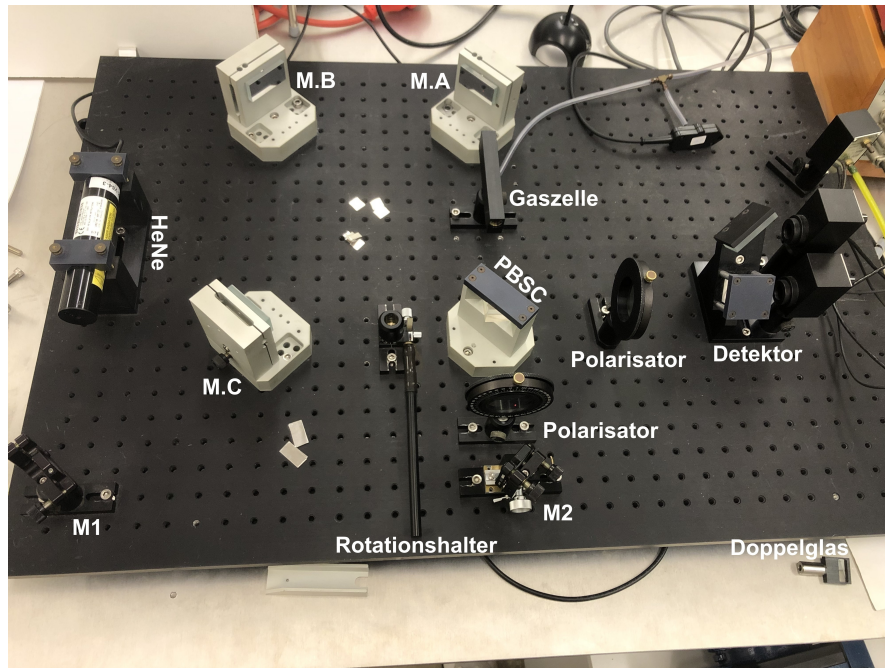


Abbildung 2: Originalaufnahme des Versuchsaufbaus mit einem Sagnac-Interferometer.

beliebigen Probe zu bestimmen, müssen die beiden Teilstrahlen getrennt werden. Dazu wird der Spiegel **M2** parallel zu dem einfallenden Strahl verschoben. Beide Strahlen durchlaufen nun getrennte Wege und treffen dennoch auf den gleichen Punkt im PBSC. Eine Gasprobe wird untersucht indem die Gaszelle in einen der Teilstrahle montiert wird. Aufgrund einer geringeren Geschwindigkeit des Lichts innerhalb des Gases, benötigt das Licht eine längere Zeit um den gleichen Weg zurückzulegen. Es kommt zu einer Phasendifferenz.

Zum anderen kann der Brechungsindex von einem Doppelglas in einem Rotationshalter bestimmt werden. Das Doppelglas besteht aus zwei Glasplättchen die um $\pm 10^\circ$ zueinander verkippt sind. Dieses befindet sich im Rotationshalter, welcher um den Winkel θ gedreht werden kann. Abhängig vom eingestellten Winkel durchlaufen die Teilstrahlen unterschiedlich lange Strecken im Glasplättchen.

Das Fresnel-Arago-Gesetz (siehe Unterabschnitt 2.2) sagt, dass zwei senkrecht zueinander linear polarisierte Strahlen nicht interferieren. Für die Justage wird ein weiterer Polarisator unter 45° in die Ausgangsstrahlen des PBSC platziert. Auf einem dahinterstehenden Schirm sollte ein Interferenzmuster zusehen sein.

Für die Messung der Brechungsindizes wird die Intensität des Lichtstrahls mit einer Photodiode bzw. bei der Differenzspannungsmethode mit zwei Photodioden detektiert. Der Polarisationsfilter wird dafür durch einen zweiten PBSC ausgetauscht. Beide Teilstrahlen des PBSC treffen jeweils auf eine Photodiode. Die beiden Ausgangssignale der Photodioden können auf einem Oszilloskop direkt sichtbar gemacht werden oder in ein Modern Interferometry Controller gegeben werden.

Der Ausgang des Controllers ist proportional zu der Differenz der Eingangssignale und kann auf einem Oszilloskop abgebildet werden. Konstante Störungen, wie externe Lichtquellen im Raum liefern bei der Differenzspannungsmethode keinen Beitrag. Die Anzahl der Interferenzmaxima und -minima können so systematisch untersucht werden. Um das Experiment bestmöglich vor äußeren Einflüssen zu schützen, wird der Aufbau während einer Messung mit einer Haube abgedeckt.

4 Durchführung

4.1 Justage

Das Sagnac-Interferometer wird, wie in Abbildung 1 dargestellt aufgebaut. Im vom PBSC ausgehenden Strahl befindet sich ein Polarisator und anschließend ein Schirm, auf dem das Interferenzmuster abgebildet wird.

Ziel bei der Einstellung der Spiegel ist, dass diese mittig und unter einem Winkel von 45° getroffen werden. Justageplatten mit einer kleinen Öffnung können dazu vor die Spiegel oder den PBSC platziert werden. Die Position des Spiegels wird dann so gewählt, dass der Lichtstrahl die Öffnung durchläuft und den Spiegel mittig trifft.

Die Spiegelpositionen können teilweise nur horizontal oder vertikal mit einer Feinjustierschraube variiert werden. Mithilfe von Justageplättchen wird die horizontale Komponente der vertikal verstellbaren Spiegel angepasst. Metallplättchen werden dazu unter die Bodenplatte der Spiegel platziert und ermöglichen den Winkel der Spiegelebene zu variieren. In den Rotationshalter wird die Doppelglasplatte eingesetzt. Unter Beobachtung des Interferenzmusters werden die Spiegelpositionen angepasst. Das Doppelglas kann in einem Winkel bis 10° gedreht werden und dabei das Interferenzmuster beobachtet werden. Es sollten im Interferenzmuster keine Streifen mehr zu sehen sein. Wenn weiter nur ein heller bzw. dunkler Punkt auf dem Schirm zu sehen ist, verlaufen beide Teilstrahlen im Sagnac-Interferometer auf der gesamten Länge parallel zueinander. Die Justage ist somit abgeschlossen.

4.2 Kontrastbestimmung

Bevor die Messung der Brechungsindizes beginnen kann, wird der Kontrast des Interferometers maximiert. Dazu wird in Abhängigkeit der Polarisierung des auf den PBSC treffenden

Strahls der Kontrast bestimmt. Der Winkel des Polarisationsfilters wird dazu im Bereich von 0° bis 180° in 15° -Schritten variiert. Nahe des Maximums wird die Schrittweite auf 5° reduziert, um eine höhere Auflösung im relevanten Bereich zu erzielen.

Der Kontrast ergibt sich aus den Intensitätsmaxima und -minima. Dazu wird der Schirm durch eine Photodiode ausgetauscht. Die Ausgangsspannung ist proportional zu der gemessenen Intensität des interferierenden Strahls und wird mit einem Multimeter gemessen.

Weitere Messungen werden unter dem Polarisationswinkel durchgeführt, für den der Kontrast maximal ist.

4.3 Brechungsindex von Glas

Die Messung der Brechungsindizes wird über die Differenzspannungsmethode durchgeführt. Der Polarisationsfilter vor der Photodiode wird dazu durch einen weiteren um 45° gedrehten PBSC ersetzt. Über zwei Photodioden werden die senkrecht und parallel polarisierten Teilstrahlen detektiert.

Beide Photodioden sind an die Eingänge des Modern Interferometry Controller angeschlossen. Der Ausgang ist dabei proportional zu der Differenz der Eingangssignale und wird auf einem Oszilloskop dargestellt. Ebenfalls detektiert der Modern Interferometry Controller die Anzahl an Nulldurchgängen. Dies entspricht der Anzahl Interferenzmaxima bzw. -minima und tritt auf, wenn beide Dioden die gleiche Lichtintensität messen.

Der Winkel des Doppelglashalter wird gleichmäßig von 0° bis 10° variiert. Anschließend wird die Anzahl der Nulldurchgänge vom Modern Interferometry Controller abgelesen. Die Messung wird 10 mal wiederholt.

4.4 Brechungsindex von Gas

Der Doppelglashalter wird aus dem Experiment entfernt und die Gaszelle in einen der Teilstrahle gesetzt. Die Gaszelle wird zunächst mit einer Pumpe evakuiert. Über ein Luftventil kann die Menge der einströmenden Luft angepasst werden. Der Druck wird mit einem Digitalmanometer überwacht.

In 50 mbar-Schritten wird die Anzahl der Nulldurchgänge in Abhängigkeit des Luftdrucks aufgenommen bis wieder Normaldruck erreicht ist. Es werden drei Messreihen aufgenommen.

5 Auswertung

5.1 Kontrast

Die zur Bestimmung des Kontrasts gemessene maximale und minimale Intensität bzw. Spannung in Abhängigkeit des Polarisationswinkels ϕ ist in Tabelle 1 aufgeführt. Daraus lässt sich über Gleichung 1 der Kontrast für jede Winkeleinstellung berechnen. Durch die Messwerte wird ein Fit der Form

$$K(\phi) = A \cdot |\sin \phi \cdot \cos \phi|$$

Tabelle 1: Winkeleinstellung des Polarisationsfilters ϕ und die entsprechenden maximalen und minimalen Spannungen an der Photodiode. Der Kontrast K des Interferometers ergibt sich aus den Intensitäten.

$\phi / ^\circ$	I_{\min} / V	I_{\max} / V	K
0	0.80 ± 0.01	0.99 ± 0.01	0.11 ± 0.01
15	0.48 ± 0.01	0.82 ± 0.01	0.26 ± 0.01
30	0.13 ± 0.01	0.77 ± 0.01	0.71 ± 0.02
45	0.10 ± 0.01	0.74 ± 0.01	0.76 ± 0.02
50	0.06 ± 0.01	0.84 ± 0.01	0.87 ± 0.02
55	0.04 ± 0.01	0.91 ± 0.01	0.91 ± 0.02
60	0.05 ± 0.01	0.97 ± 0.01	0.90 ± 0.02
65	0.09 ± 0.01	1.07 ± 0.01	0.84 ± 0.02
80	0.43 ± 0.01	1.20 ± 0.01	0.47 ± 0.01
95	0.92 ± 0.01	1.22 ± 0.01	0.14 ± 0.01
110	0.54 ± 0.01	1.95 ± 0.01	0.57 ± 0.01
125	0.20 ± 0.01	2.85 ± 0.01	0.87 ± 0.01
130	0.15 ± 0.01	3.00 ± 0.01	0.90 ± 0.01
135	0.14 ± 0.01	2.80 ± 0.01	0.90 ± 0.01
140	0.14 ± 0.01	2.89 ± 0.01	0.91 ± 0.01
145	0.23 ± 0.01	2.55 ± 0.01	0.83 ± 0.01
160	0.56 ± 0.01	2.16 ± 0.01	0.59 ± 0.01
170	0.78 ± 0.01	1.54 ± 0.01	0.32 ± 0.01
180	0.81 ± 0.01	1.01 ± 0.01	0.11 ± 0.01

gelegt. Der Fit-Parameter A wird auf

$$A = (1,823 \pm 0,501)$$

bestimmt und der entsprechende Fit ist in Abbildung 3 dargestellt.

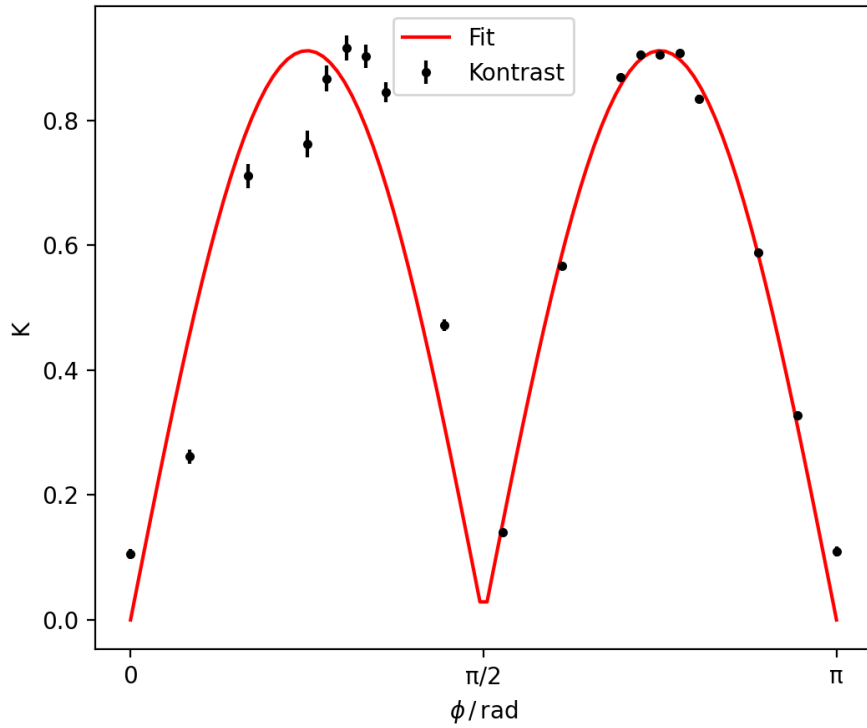


Abbildung 3: Der experimentell bestimmte Kontrast mit Ausgleichsfunktion in Abhängigkeit des Polarisationswinkels ϕ .

5.2 Brechungsindex von Glas

Die Anzahl der Interferenzmaxima M bei Drehung des Doppelglases von 0° bis 10° wird 10 mal gemessen. Für jedes M wird über Gleichung 3 der Brechungsindex n_{Glas} berechnet. Das Ergebnis dieser Messreihen ist in Tabelle 2 aufgeführt. Über die Brechungsindizes wird gemittelt und der Brechungsindex von Glas kann auf

$$n_{\text{Glas}} = (1,549 \pm 0,008).$$

bestimmt werden.

Tabelle 2: Anzahl gemessener Maxima M und der daraus berechnete Brechungsindex n_{Glas} .

M	n_{Glas}
32 ± 1	1.498 ± 0.023
35 ± 1	1.571 ± 0.026
33 ± 1	1.522 ± 0.024
37 ± 1	1.625 ± 0.027
32 ± 1	1.498 ± 0.023
38 ± 1	1.652 ± 0.028
29 ± 1	1.431 ± 0.021
36 ± 1	1.598 ± 0.027
34 ± 1	1.546 ± 0.025
34 ± 1	1.546 ± 0.025

5.3 Brechungsindex von Luft

In drei voneinander unabhängigen Messreihen wird die Anzahl der Interferenzmaxima M in Abhängigkeit des Drucks p bestimmt. Über Gleichung 4 wird der Brechungsindex für jeden Messpunkt ermittelt. Die Ergebnisse sind in Tabelle 3 aufgelistet. Für jeden der drei Messreihen wird entsprechend Gleichung 5 ein Fit der Form

$$n(p) = a \cdot \frac{p}{TR} + b$$

durchgeführt. Dabei ist $T = 293,05 \text{ K}$ die vorherrschende Raumtemperatur und R die allgemeine Gaskonstante. Die ermittelten Parameter sind

$$\begin{aligned} a_1 &= (642 \pm 12) \cdot 10^{-8} \frac{\text{m}^3}{\text{mol}} & b_1 &= (1,000\,003\,5 \pm 0,000\,002\,9) \\ a_2 &= (657 \pm 12) \cdot 10^{-8} \frac{\text{m}^3}{\text{mol}} & b_2 &= (0,999\,999\,5 \pm 0,000\,002\,9) \\ a_3 &= (657 \pm 12) \cdot 10^{-8} \frac{\text{m}^3}{\text{mol}} & b_3 &= (0,999\,999\,0 \pm 0,000\,002\,9). \end{aligned}$$

Die entsprechenden Fits sind in Abbildung 4 dargestellt. Der Brechungsindex wird zudem über das Lorentz-Lorenz-Gesetz bei Normatmosphäre berechnet. Für jede Messreihe werden die Parameter a und b zusammen mit den der Normatmosphäre definierenden Eigenschaften ($T_0 = 288,15 \text{ K}$ und $p_0 = 1013 \text{ mbar}$) in Gleichung 5 eingesetzt. Somit ergibt sich für die Brechungsindizes der einzelnen Messreihen

$$\begin{aligned} n_1 &= (1,000\,275 \pm 0,000\,006) \\ n_2 &= (1,000\,277 \pm 0,000\,006) \\ n_3 &= (1,000\,277 \pm 0,000\,006). \end{aligned}$$

Im Mittel folgt für den Brechungsindex von Luft

$$n_{\text{Luft}} = (1,000\,276\,4 \pm 0,000\,003\,4).$$

Tabelle 3: Brechungsindex n in Abhängigkeit des Drucks p in der Gaskammer und der Anzahl der Nulldurchgänge M für drei Durchläufe.

p / mPa	M_1	n_1	M_2	n_2	M_3	n_3
50	3.0 ± 1.0	1.000019	2.0 ± 1.0	1.000013	2.0 ± 1.0	1.000013
100	5.0 ± 1.0	1.000032	4.0 ± 1.0	1.000025	4.0 ± 1.0	1.000025
150	7.0 ± 1.0	1.000044	6.0 ± 1.0	1.000038	6.0 ± 1.0	1.000038
200	9.0 ± 1.0	1.000057	9.0 ± 1.0	1.000057	8.0 ± 1.0	1.000051
250	11.0 ± 1.0	1.000070	11.0 ± 1.0	1.000070	11.0 ± 1.0	1.000070
300	13.0 ± 1.0	1.000082	13.0 ± 1.0	1.000082	13.0 ± 1.0	1.000082
350	15.0 ± 1.0	1.000095	15.0 ± 1.0	1.000095	15.0 ± 1.0	1.000095
400	17.0 ± 1.0	1.000108	17.0 ± 1.0	1.000108	17.0 ± 1.0	1.000108
450	19.0 ± 1.0	1.000120	19.0 ± 1.0	1.000120	19.0 ± 1.0	1.000120
500	21.0 ± 1.0	1.000133	21.0 ± 1.0	1.000133	21.0 ± 1.0	1.000133
550	23.0 ± 1.0	1.000146	23.0 ± 1.0	1.000146	23.0 ± 1.0	1.000146
600	25.0 ± 1.0	1.000158	25.0 ± 1.0	1.000158	25.0 ± 1.0	1.000158
650	27.0 ± 1.0	1.000171	27.0 ± 1.0	1.000171	27.0 ± 1.0	1.000171
700	30.0 ± 1.0	1.000190	30.0 ± 1.0	1.000190	30.0 ± 1.0	1.000190
750	32.0 ± 1.0	1.000203	32.0 ± 1.0	1.000203	32.0 ± 1.0	1.000203
800	34.0 ± 1.0	1.000215	34.0 ± 1.0	1.000215	34.0 ± 1.0	1.000215
850	36.0 ± 1.0	1.000228	36.0 ± 1.0	1.000228	36.0 ± 1.0	1.000228
900	38.0 ± 1.0	1.000241	39.0 ± 1.0	1.000247	38.0 ± 1.0	1.000241
950	41.0 ± 1.0	1.000260	41.0 ± 1.0	1.000260	41.0 ± 1.0	1.000260
1000	42.0 ± 1.0	1.000266	42.0 ± 1.0	1.000266	42.0 ± 1.0	1.000266

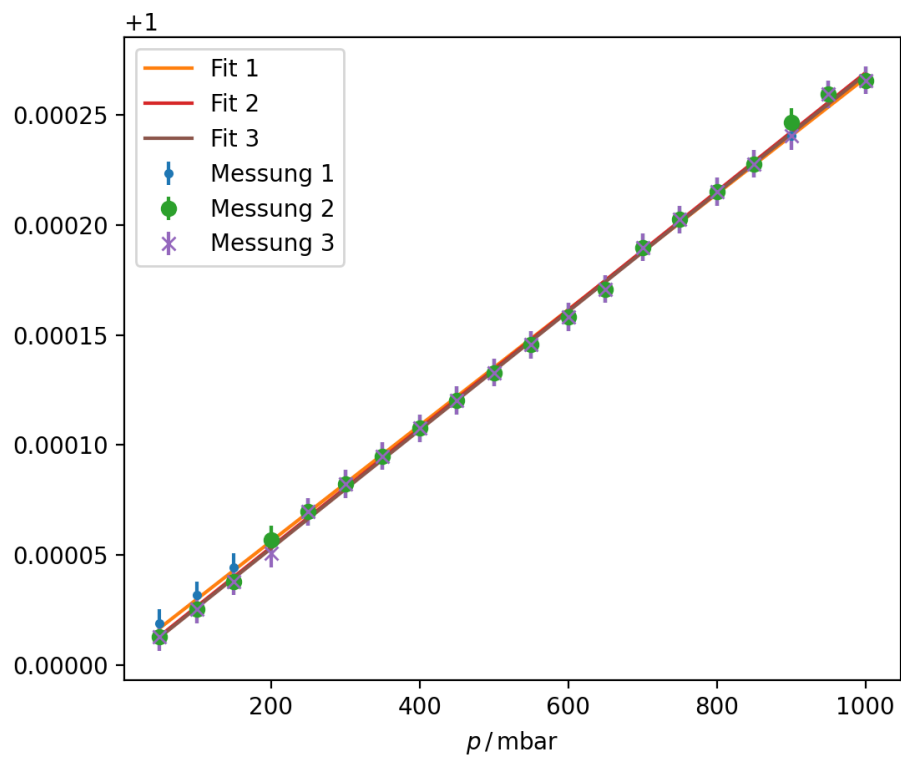


Abbildung 4: Brechungsindizes in Abhängigkeit des Luftdrucks in drei verschiedenen Messreihen.

6 Diskussion

Der berechnete Brechungsindex von Glas beträgt $n_{\text{Glas}} = (1,549 \pm 0,008)$. Die genaue Zusammensetzung des verwendeten Glases ist nicht bekannt, allerdings liegt der Brechungsindex von Glas üblicherweise im Bereich 1,46 bis 1,65.[1] Somit liegt der bestimmte Wert im zu erwartenden Bereich.

Der Brechungsindex von Luft $n_{\text{Luft}} = 1,000\,292$ wird der Literatur entnommen. [1] Bei Normatmosphäre liegt der experimentell ermittelte Wert bei $n_{\text{Glas}} = (1,000\,276\,4 \pm 0,000\,003\,4)$. Im Bezug auf die signifikanten Stellen des Brechungsindex beträgt die Abweichung vom Literaturwert 4,45 %.

Dahingehend erfüllen die Ergebnisse die Erwartungen. Auffallend ist, dass alle drei Messreihen zur Berechnung des Brechungsindex von Luft ähnliche Werte aufweisen. Dadurch ist das gemittelte Ergebnis nur wenig von Schwankungen betroffen. Dies zeigt, dass das Interferometer stabil gegenüber äußeren Einflüssen ist.

Literatur

- [1] Chemie.de. *Brechzahl*. URL: <https://www.chemie.de/lexikon/Brechzahl.html>.
- [2] TU Dortmund. *V64 - Interferometrie*. 2022.
- [3] Eugene Hecht. *Optik*. Walter de Gruyter GmbH & Co KG, 2018.