



Institut für Experimentalphysik der Technischen Universität
Graz

&

Institut für Physik der Universität Graz

FORTGESCHRITTENPRAKTIKUM 2

Übungstitel: Interferenz und Polarisation

Betreuer: Assoz. Prof. Mag. Dr.rer.nat. Georg Koller

Gruppennummer: 4

Name: Martin Klotz, Philipp Werhounig

Kennzahl: 678

Matrikelnummer: 11909170, 11842163

Datum: 06.04.2022

SS 2022

Inhaltsverzeichnis

1 Aufgabenstellung	1
1.1 Young'scher Doppelspalt, Beugungsgitter	1
1.2 Wellenfront-Analyse	1
1.3 Polarisation	1
1.4 Michelson Interferometer	1
2 Voraussetzungen und Grundlagen [1]	2
2.1 Doppelspalt	2
2.2 Shearing-Interferometer	2
2.3 Polarisation	3
2.4 Michelson-Interferometer	3
3 Beschreibung der Versuchsanordnung	4
3.1 Young'scher Doppelspalt, Beugungsgitter	4
3.2 Wellenfront-Analyse	5
3.3 Polarisation	5
3.4 Michelson-Interferometer	6
4 Geräteliste	6
5 Versuchsdurchführung und Messergebnisse	7
5.1 Doppelspalt	7
5.2 Shearing-Interferometer	8
5.3 Polarisation	8
5.4 Michelson-Interferometer	9
6 Auswertung	12
6.1 Doppelspalt	12
6.1.1 Interferenzmuster	12
6.1.2 Wellenlänge des Lasers	12
6.1.3 Gitterabstand eines Beugungsgitters	13
6.2 Shearing-Interferometer	13
6.3 Polarisation	13
6.4 Michelson-Interferometer	14
7 Diskussion	15
7.1 Doppelspalt	15
7.2 Shearing-Interferometer	15
7.3 Polarisation	15
7.4 Michelson-Interferometer	15
8 Zusammenfassung	16

1 Aufgabenstellung

1.1 Young'scher Doppelspalt, Beugungsgitter

- Bestimmen Sie das Beugungsmuster von vier Doppelspalten mit (bekannten) unterschiedlichen Spaltbreiten und Spaltabständen. Berechnen Sie aus den Messwerten die Wellenlänge des Lasers.
- Erklären Sie die Details der beobachteten Beugungsmuster durch Vergleich mit den berechneten Mustern.
- Bestimmen Sie das Beugungsmuster eines Liniengitters und vergleichen Sie mit berechneten Werten. Berechnen Sie aus den Messwerten die Gitterkonstante.

1.2 Wellenfront-Analyse

- Untersuchen Sie mit dem Shearing Interferometer die Wellenfront des verwendeten Lasers.

1.3 Polarisation

- Verifizieren Sie das Gesetz von Malus.
- Untersuchen Sie den Einfluss des Durchlasswinkels eines weiteren Polarisators zwischen zwei gekreuzten Polarisatoren.

1.4 Michelson Interferometer

- Justieren Sie das Interferometer und generieren Sie ein konzentrisches Interferenzmuster. Bestimmen Sie durch Weglängenänderung die Wellenlänge des Lasers. Wiederholen Sie dies für ein paralleles Interferenzmuster.
- Untersuchen Sie den absoluten Weglängenunterschied in den beiden Interferometerarmen, sowie Auflösung und Stabilität des Interferometers.
- Untersuchen Sie die Rolle der Polarisation auf die Interferenzfähigkeit des Laserlichts.

2 Voraussetzungen und Grundlagen [1]

2.1 Doppelspalt

Wird ein Spalt auf einem ansonsten undurchsichtigen Schirm von Licht beschienen, so wirkt dieser wie eine kohärente Lichtquelle. Bei einem Doppelspalt gibt es nun zwei solcher Spalte mit der Spaltbreite D , die um einen Spaltabstand d voneinander entfernt sind. Die Wellen aus den beiden Spalten überlagern sich und es kommt abhängig vom Beobachtungswinkel zu konstruktiver/destruktiver Interferenz. Dies kann man auf einem Schirm abgebildet als Interferenzmuster beobachten. Der optische Gangunterschied in die durch den Winkel φ definierte Richtung ergibt sich zu:

$$\Delta = \frac{2\pi d}{\lambda} \sin(\varphi) \quad (1)$$

Für kleine Winkel gilt die Näherung $\sin(\varphi) \approx \frac{x}{z}$. Diese Voraussetzung ist erfüllt, wenn der Abstand z zwischen Doppelspalt und Schirm weit größer ist als die Abstände x am Schirm. Es erscheint ein periodisches Interferenzmuster abhängig vom Abstand x am Schirm:

$$I(x)_{\text{Interferenz}} = I_0 \left(1 + \cos \left(\frac{2\pi x d}{\lambda z} \right) \right) \quad (2)$$

Diese Formel gilt unter Vernachlässigung der Breite des Spaltes. In der Realität überlagert sich noch das Beugungsmuster des Einzelpalts. Dieses ist gegeben durch:

$$I(x)_{\text{Beugung}} = \frac{\sin^2 \left(\frac{\pi x D}{\lambda z} \right)}{\left(\frac{\pi x D}{\lambda z} \right)^2} \quad (3)$$

Das Beugungsmuster des endlich breiten Doppelspalts ergibt sich dann als

$$I(x) = I(x)_{\text{Interferenz}} I(x)_{\text{Beugung}} \quad (4)$$

2.2 Shearing-Interferometer

Das Shearing-Interferometer ist ein Interferometer, mit dem sich bestimmen lässt, ob ein Lichtstrahl kollimiert, konvergent oder divergent ist. Licht trifft unter 45° auf eine keilförmige Glasplatte. Es kommt zu Reflexionen auf der Vorder- und Rückseite. Die verschiedenen reflektierten Strahlen interferieren miteinander und es kommt zu einem Interferenzmuster in deren Überlappungsbereich (siehe Abbildung 1a). Bei einem kollinierten Strahl kommt es aufgrund der keilförmigen Platte zu einem Interferenzmuster, das parallel zur Einfallsalebene ist. Ist der Strahl hingegen konvergierend oder divergierend, so kommt es zu einer Verdrehung des Interferenzmusters (siehe Abbildung 1b). Mit dem lateralen Versatz l der beiden reflektierten Strahlen, dem Streifenabstand s und dem Winkel des Interferenzmuster Θ bezogen auf die Senkrechte, lässt sich der Radius r der Wellenfront bestimmen:

$$r = \frac{ls}{\lambda \sin(\Theta)} \quad (5)$$

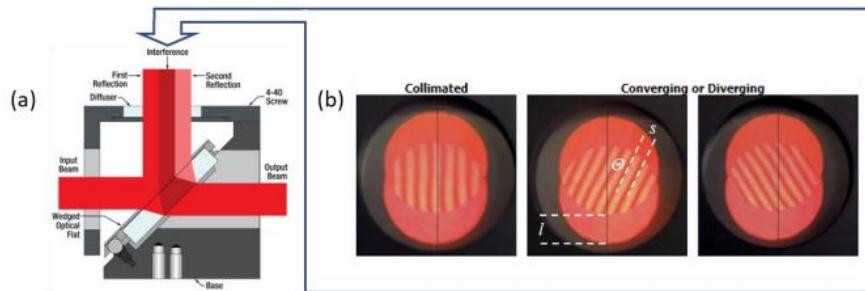


Abb. 1: (a) Schematischer Aufbau in Seitenansicht, (b) beobachtete Interferenzmuster (in Aufsicht) für kollimierte, konvergierende und divergierende Wellenfronten, im mittleren Bild sind die im Text besprochenen Bestimmungsgrößen eingezzeichnet, entnommen aus [1]

2.3 Polarisation

Im Falle linearer Polarisation gilt für die durch einen Polarisator transmittierte Intensität das Gesetz von Malus. Der Winkel α ist der Winkel zwischen ursprünglicher Polarisationsrichtung des Lichts und Polarisationsrichtung des Polarisators. Die transmittierte Intensität ist nach Malus gegeben durch:

$$I(\alpha) = I_0 \cos^2 \alpha \quad (6)$$

Die Polarisation ist entscheidend für die Interferenzfähigkeit von Licht, es gelten die vier Gesetze nach Fresnel und Arago:

- In dieselbe Richtung linear polarisierte Lichtstrahlen interferieren (wie nicht polarisiertes Licht).
- Zueinander senkrecht linear polarisierte Lichtstrahlen interferieren nicht (mit den nachfolgenden Einschränkungen).
- Zueinander senkrecht linear polarisierte Lichtstrahlen interferieren, wenn sie ursprünglich dieselbe Polarisationsebene besaßen und wieder in diese zurückgeführt werden.
- Zueinander senkrecht linear polarisierte Lichtstrahlen interferieren nicht, wenn sie in dieselbe Polarisationsebene zurückgeführt werden, diese aber nicht ursprünglich besaßen.

2.4 Michelson-Interferometer

Das Michelson-Interferometer teilt den Lichtstrahl einer Lichtquelle mithilfe eines halbdurchlässigen Spiegels in zwei rechtwinklig zueinander verlaufende Teilstrahlen auf. Diese werden an zwei in der Ebene verstellbare Spiegel, den sogenannten Interferometerarmen reflektiert und treffen am halbdurchlässigen Spiegel wieder aufeinander.

Durch das Verstellen der Position der Interferometerarme ist es möglich die Wegdifferenz Δs zwischen den beiden Teilstrahlen zu verstehen und dadurch unter anderem konstruktive bzw. destruktive Interferenz auf einem Schirm zu erzeugen. Alternativ kann auch die Brechzahl des Materials verändert werden, um die Wegdifferenz zu ändern. Tritt auf dem Schirm konstruktive Interferenz auf, ist bei der Lichtquelle destruktive Interferenz zu beobachten und umgekehrt. Dies beruht auf der Tatsache, dass der Lichtstrahl beim Übergang vom optisch dünneren (Glas vom halbdurchlässigen Spiegel) in das optisch dichtere Material (aufgedampfte Metallschicht des halbdurchlässigen Spiegels) einen Phasensprung von π macht und im umgekehrten Fall nicht. Dadurch haben der am Schirm und der an der Lichtquelle ankommende Strahl eine Phasendifferenz von π , was nach Abbildung 2 konstruktive bzw. destruktive Interferenz bei den Strahlen am Schirm bzw. der Lichtquelle verursachen.

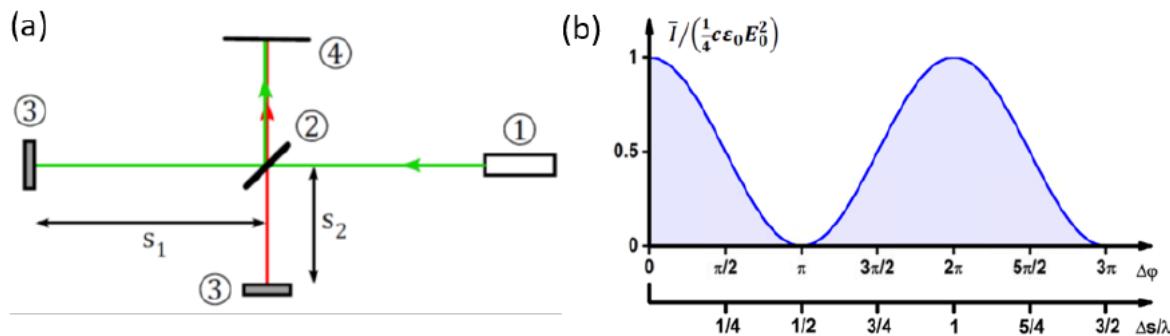


Abb. 2: (a) Aufbau des Michelson-Interferometers, (b) Intensität I über der Phasendifferenz $\Delta\varphi$, entnommen aus [1]

Die Amplitude der ebenen Wellen in Abhängigkeit von Zeit und Ort lässt sich wie folgt berechnen

$$E(x, t) = E_0 \cdot e^{\omega t - kx} \quad (7)$$

Daraus ergibt sich für die Intensität am Schirm

$$I = \frac{1}{4}c\epsilon_0 E_0(1 + \cos(\Delta\varphi)) \quad (8)$$

wobei E_0 der Amplitude der elektromagnetischen Welle, ω der Kreisfrequenz, k der Wellenzahl entspricht und $\Delta\varphi$ der Phasendifferenz entspricht. Bei einer Phasendifferenz von π kommt es nach Formel 8 zur destruktiven Interferenz. Diese Phasendifferenz kann in eine Wegdifferenz umgerechnet werden.

$$\Delta s = \Delta\varphi \frac{\lambda}{2\pi} \quad (9)$$

3 Beschreibung der Versuchsanordnung

Den Grundbestandteil der Aufbauten bilden ein Laser mit einer Wellenlänge von (532 ± 1) nm, einer Leistung von (4.5 ± 0.5) mW und ein Filter zur Abschwächung. Des Weiteren werden in den Experimenten Spiegel zur Umlenkung des Lichtstrahls verwendet.

3.1 Young'scher Doppelspalt, Beugungsgitter



Abb. 3: Versuchsaufbau Young'scher Doppelspalt, Beugungsgitter

Beim Versuch zur Bestimmung der Spaltbreite eines Doppelspalts bzw. der Gitterkonstante eines Beugungsgitters wird neben den oben genannten Komponenten die Probe mit 4 verschiedenen Doppelspalten bzw. das Beugungsgitter im Strahlengang befestigt. Das später auftretende Beugungsmuster hat eine ausreichend hohe Intensität, sodass eine Wand als Schirm ausreichend ist.

3.2 Wellenfront-Analyse

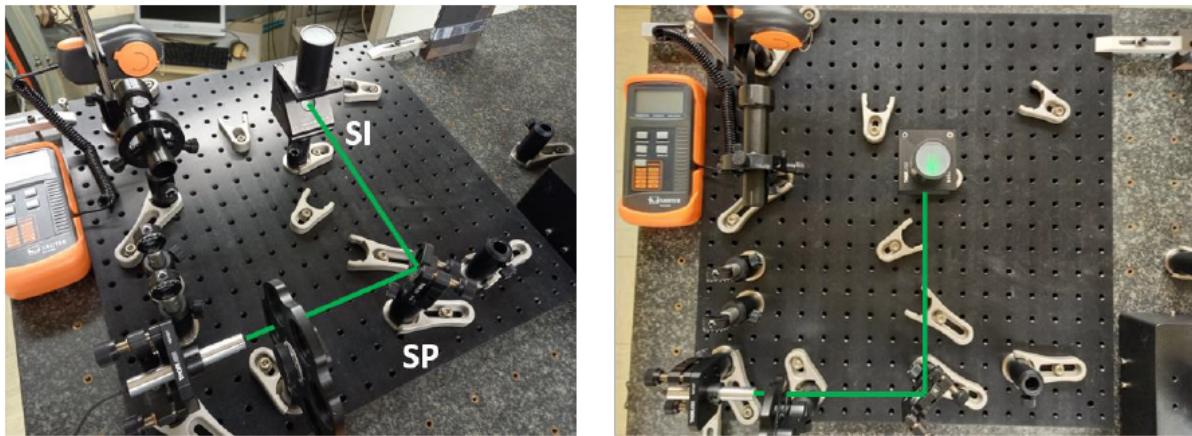


Abb. 4: Versuchsaufbau Wellenfront-Analyse

Hier wird nach einem Spiegel das Shearing Interferometer platziert.

3.3 Polarisation

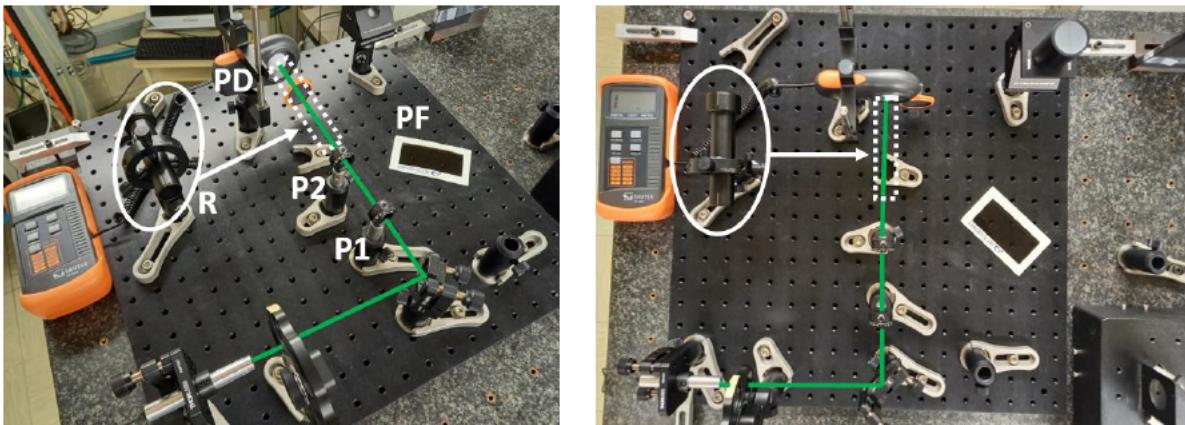


Abb. 5: Versuchsaufbau Polarisation

Um die Intensität in Abhängigkeit von der Polarisationsrichtung zu bestimmen, wird nach dem Spiegel ein Polarisator platziert, um das Licht in eine Polarisationsebene zu bringen und ein weiterer mit dem relativ zum ersten Polarisator die Polarisationsrichtung eingestellt werden kann. Das Licht wird mit einem Rohr auf ein Belichtungsmessgerät gebündelt.

3.4 Michelson-Interferometer

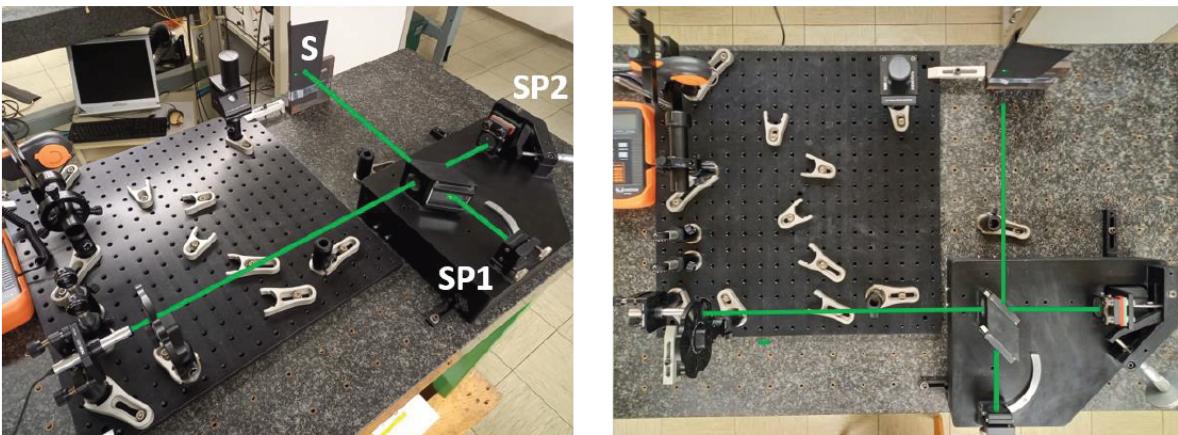


Abb. 6: Versuchsaufbau Michelson-Interferometer

Das Michelson-Interferometer wird im Strahlengang platziert und der Lichtstrahl mit der Sammel- ($f = (40 \pm 1)$ mm) bzw. Zerstreuulinse ($f = (-16 \pm 1)$ mm) auf einem Blatt Papier, das als Schirm dient, gelenkt. Der Spiegel SP1 ist horizontal und vertikal verstellbar. SP2 ist mithilfe einer Mikrometerschraube nur horizontal verstellbar. Die Mikrometerschraube hat eine Übersetzung von 5.3.

4 Geräte liste

Folgende Geräte wurden im Aufbau verwendet:

Tab. 1: Geräte liste

Abk.	Gerät	Type	Inventar Nr.
L	Diodengepumpter Festkörperlaser	554800 LD Didactics	—
S	Spiegel	524058 LD Didactics	—
P1	Polarisator 1	360 ° drehbar	—
P2	Polarisator 2	360 ° drehbar	—
PF	Polarisatorfolie	—	—
DS1	Doppelspalt 1	Spaltabstand $d = 0,25$ mm, Spaltbreite $D = 0,20$ mm	—
DS2	Doppelspalt 2	$d = 0,25$ mm, $D = 0,10$ mm	—
DS3	Doppelspalt 3	$d = 0,50$ mm, $D = 0,10$ mm	—
DS4	Doppelspalt 4	$d = 1,00$ mm, $D = 0,10$ mm	—
SI	Shearing-Interferometer	—	—
MI	Michelson-Interferometer	—	—

5 Versuchsdurchführung und Messergebnisse

5.1 Doppelspalt

Es sind vier verschiedene Doppelspalte gegeben. Um in weiterer Folge die Wellenlänge des Lasers bestimmen zu können, gilt es die Abstände der Beugungsmaxima für jeden dieser vier Doppelspalte zu bestimmen. Da die Messung der Abstände mit einem Lineal erfolgt und die einzelnen Beugungsmaxima aufgrund der nicht vernachlässigbaren Spaltbreite sehr weit ausgedehnt sind, wird der Ansatz gewählt, den Abstand zwischen nulltem und N-tem Beugungsmaximum zu bestimmen, um die Unsicherheit gering zu halten.

Tab. 2: Doppelspalt - Abstände der Interferenzmaxima

x_R ... Abstand zwischen nulltem Beugungsmaximum und dem N-tem Beugungsmaximum nach rechts, $\Delta x_R = 1 \text{ mm}$
 x_L ... Abstand zwischen nulltem Beugungsmaximum und dem N-tem Beugungsmaximum nach links, $\Delta x_L = 1 \text{ mm}$
 N ... Ordnung des Interferenzmaximums, zu dem der Abstand bestimmt wurde

Spalt Nr.	x_R / mm	x_L / mm	N / 1
1	57	58	10
2	50	49	9
3	42	41	15
4	40	39	30

Nun soll noch das Beugungsmuster eines Beugungsgitters aufgenommen werden, um dessen Gitterkonstante bestimmen zu können. Hierzu wird wieder der Abstand zwischen nulltem und N-tem Beugungsmaximum bestimmt.

Tab. 3: Beugungsgitter - Abstände der Interferenzmaxima

x_R ... Abstand zwischen nulltem Beugungsmaximum und dem N-tem Beugungsmaximum nach rechts, $\Delta x_R = 1 \text{ mm}$
 x_L ... Abstand zwischen nulltem Beugungsmaximum und dem N-tem Beugungsmaximum nach links, $\Delta x_L = 1 \text{ mm}$
 N ... Ordnung des Interferenzmaximums, zu dem der Abstand bestimmt wurde

x_R / mm	x_L / mm	N / 1
55	56	5

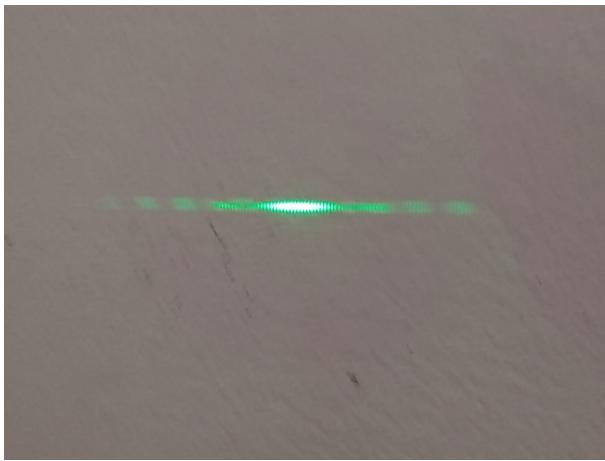


Abb. 7: Interferenzmuster des Doppelspalts mit $(1.0 \pm 0.1) \text{ mm}$ Spaltabstand

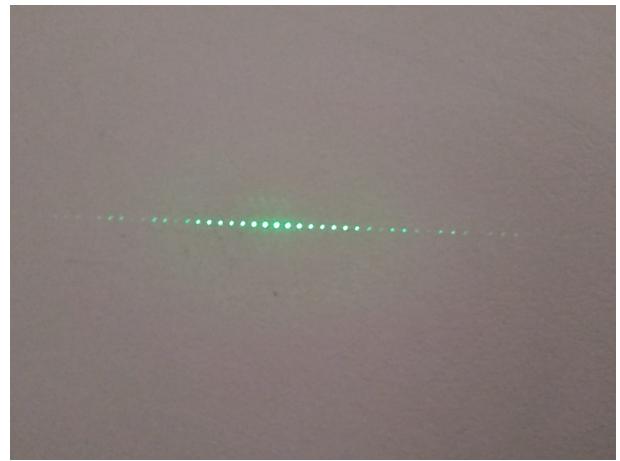


Abb. 8: Interferenzmuster des Beugungsgitters

5.2 Shearing-Interferometer

Das Licht des Lasers wird in diesem Versuch über einen Spiegel auf das Shearing-Interferometer gelenkt. Es ergibt sich beim verwendeten Licht ein um $\Theta = (10 \pm 2)^\circ$ verdrehtes Interferenzmuster mit einem lateralen Versatz von $l = (9 \pm 1) \text{ mm}$ und vier Streifenabstände haben eine Länge von $4s = (15 \pm 1) \text{ mm}$.

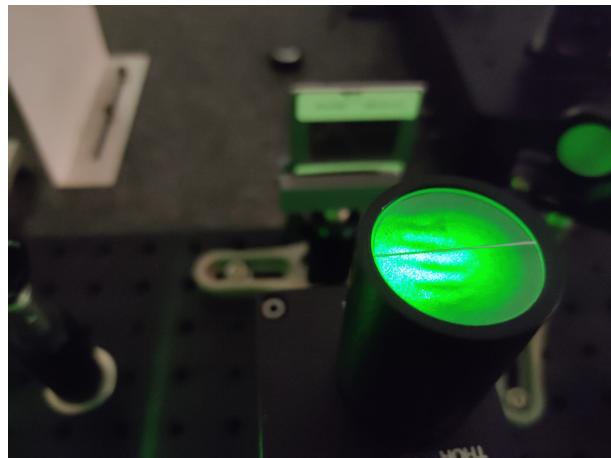


Abb. 9: Shearing-Interferometer mit Streifenmuster mit lateralem Versatz

5.3 Polarisation

Ziel dieses Versuchs ist es das Gesetz von Malus nachzuweisen. Hierzu werden 2 Polarisatoren benötigt: ein Polarisator P1, der linear polarisiertes Licht erzeugt und ein zweiter Polarisator P2 der relativ zum ersten Polarisator verdreht wird. Somit kann die transmittierte Intensität abhängig vom Winkel zwischen den beiden Polariatoren gemessen werden. Zur Messung der Intensität bzw. Beleuchtungsstärke wird ein Photodetektor mit einem davor befindlichen Rohr im Strahlengang nach den beiden Polarisatoren befestigt. Das Rohr dient zur Ausblendung von Umgebungslicht.

Die Vorgangsweise ist wie folgt: Der Polarisator P1 wird bei $\varphi_{P1} = (0 \pm 2)^\circ$ fixiert. Der Polarisator P2 wird solange sorgfältig verdreht, bis das Messgerät 0 lux anzeigt. Dies benötigt man als Referenzpunkt, da bekannt ist, dass die beiden Polarisatoren in dieser Stellung zueinander um 90° verdreht sein müssen. Dieser Referenzpunkt ergibt sich bei $\varphi_{P2} = (-8 \pm 2)^\circ$.

Tab. 4: Messergebnisse für die Intensität abhängig vom Winkel des zweiten Polarisators, der Winkel des ersten Polarisators P1 ist fixiert mit $\varphi_{P1} = (0 \pm 2)^\circ$.
 φ_{P2} ...Winkel des zweiten Polarisators, $\Delta\varphi_{P1} = 2^\circ$
 I ...Beleuchtungsstärke, $\Delta I_{rel} = 3\%$ reading + 0,5% full scale

$\varphi_{P2} / {}^\circ$	I / lux
-8	0
0	17
10	81
20	182
30	297
40	427
50	548
60	649
70	717
80	735
90	718
100	669
110	576
120	459
130	337
140	212
150	107
160	35
170	0

In einem weiteren Versuch werden die beiden Polarisatoren wieder auf die Referenzstellung eingestellt, bei der die beiden Polarisatoren rechtwinklig zueinander polarisieren. Diese ist gegeben bei $\varphi_{P1} = (0 \pm 2)^\circ$ und $\varphi_{P2} = (-8 \pm 2)^\circ$. Nun wird zusätzlich eine Polarisationsfolie zwischen den beiden Polarisatoren eingefügt. Diese ist beliebig im Vergleich zu den beiden anderen Polarisatoren orientiert. Man kann erkennen, dass es zu einer Ausgangsintensität kommt, wenn die Polarisationsfolie nicht gerade parallel zu einem der beiden Polarisatoren orientiert ist.

5.4 Michelson-Interferometer

Zu Beginn wird ohne die Sammel- bzw. Zerstreuulinse die Ausrichtung des Spiegels SP1 in Abbildung 6 des Interferometers so adjustiert, dass die beiden, am Schirm als Punkte sichtbaren, Teilstrahlen, zur Deckung kommen. Danach wird die Sammellinse vor dem Schirm platziert und ein aus konzentrischen Kreisen bestehendes Interferenzmuster wird sichtbar. Vor dem Filter wird ein Blatt Papier platziert, um das gegengleiche Muster bei der Lichtquelle nach 2.4 zu erkennen.

Für die Bestimmung der Wellenlänge des Lasers, wird die horizontale Position in Richtung des Lasers vom Spiegel SP2 verändert und die Anzahl der Wechsel von destruktiver und konstruktiver Interferenz gezählt.

Es ergaben sich folgender Messwert für die Wegdifferenz des Spiegels SP2 bei 100 wechselnden Interferenzmustern

$$n = 100 \pm 10$$

$$\Delta x = (0.14 \pm 0.01) \text{ mm}$$

Nun wird die Zerstreuulinse anstelle der Sammellinse platziert. Nach Adjustierung des Spiegels SP1 ist am Schirm nun ein parallel verlaufendes Streifenmuster zu erkennen.

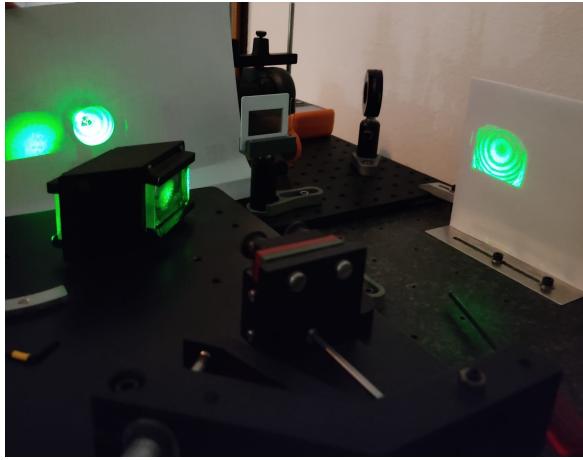


Abb. 10: Sammellinse mit konzentrisch verlaufendem Interferenzmuster

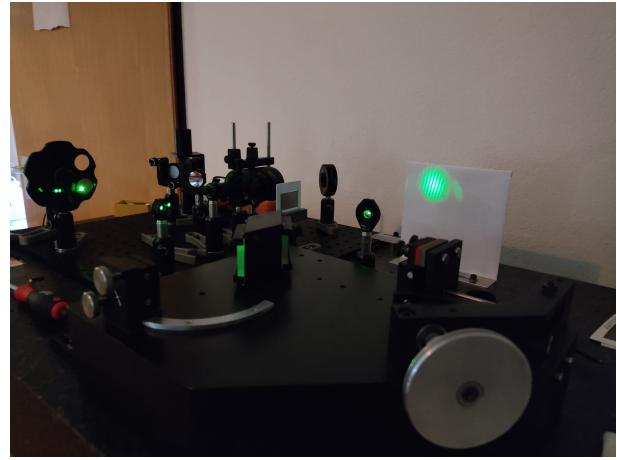


Abb. 11: Zerstreuulinse mit parallel verlaufendem Interferenzmuster

Um das in 2.3 erste Gesetz von Fresnel und Arago zu beobachten, wird vor jedem Teilstrahl eine Polarisator-Folie platziert. Sie werden so ausgerichtet, dass sie dieselbe Polarisationsrichtung besitzen. Am Schirm ist weiterhin das Interferenzmuster zu beobachten.

Für die Veranschaulichung des zweiten Gesetzes wird eine der Polarisator-Folien um 90° gedreht. Das Interferenzmuster verschwindet nun.

Beim dritten Gesetz wird zusätzlich jeweils ein Polarisator vor dem Eingang bzw. beim Ausgang des Michelson-Interferometers platziert. Die Polarisatoren werden gleich ausgerichtet. Am Schirm ist ein Interferenzmuster zu sehen.

Um das vierte Gesetz anzuwenden, wird der Polarisator vor dem Eingang des Interferometers entfernt. Das Interferenzmuster verschwindet wieder.

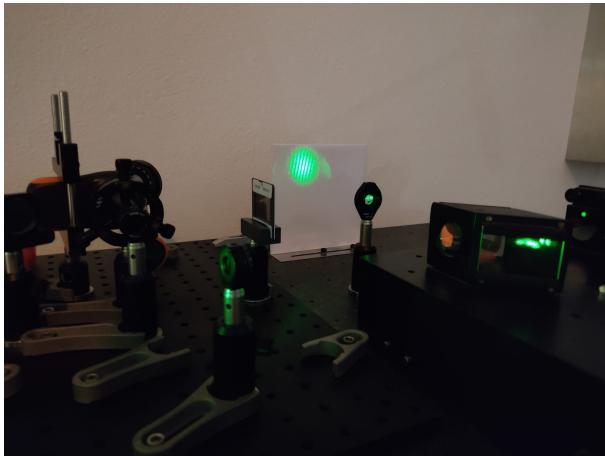
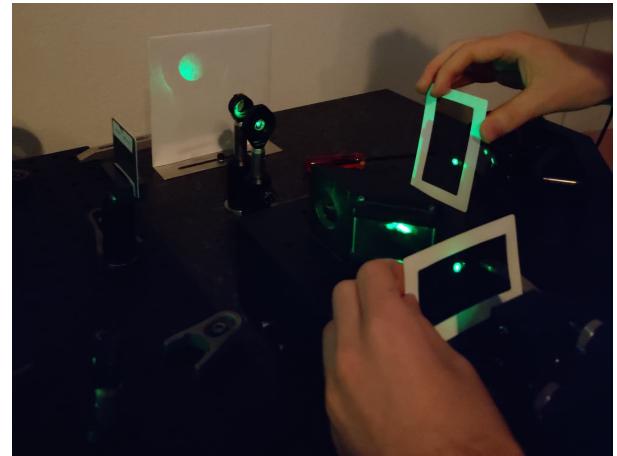


Abb. 12: Veranschaulichung des 1. Gesetzes von Fresnel und Arago **Abb. 13:** Veranschaulichung des 2. Gesetzes von Fresnel und Arago



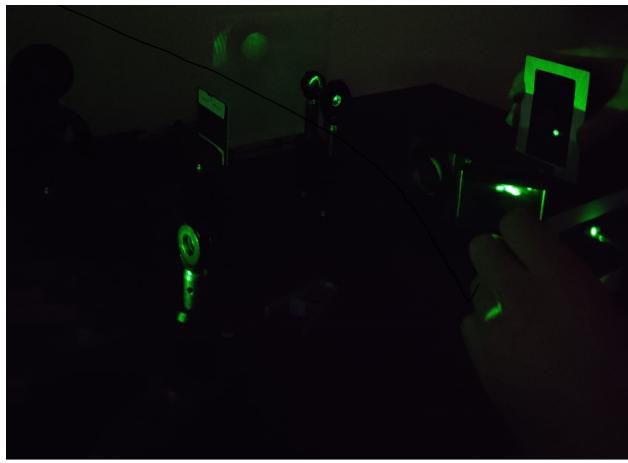


Abb. 14: Veranschaulichung des 3. Gesetzes von Fresnel und Arago

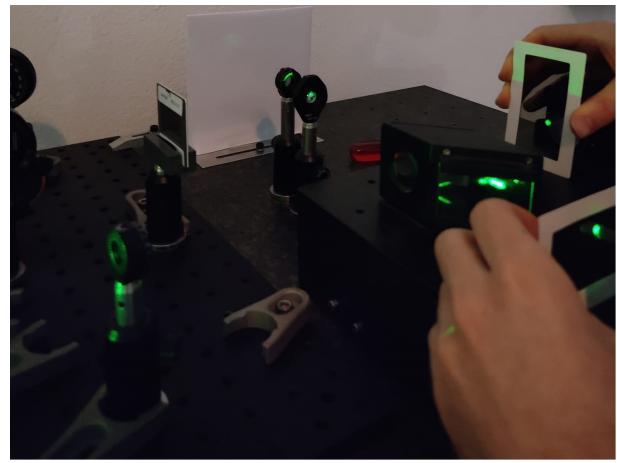


Abb. 15: Veranschaulichung des 4. Gesetzes von Fresnel und Arago

Zusätzlich zu den Gesetzen von Fresnel und Arago wird eine Polarisationsrichtung von 45° zwischen den beiden Polarisatoren gewählt. Dadurch erscheint das ursprünglich parallele Streifenmuster verzerrt.

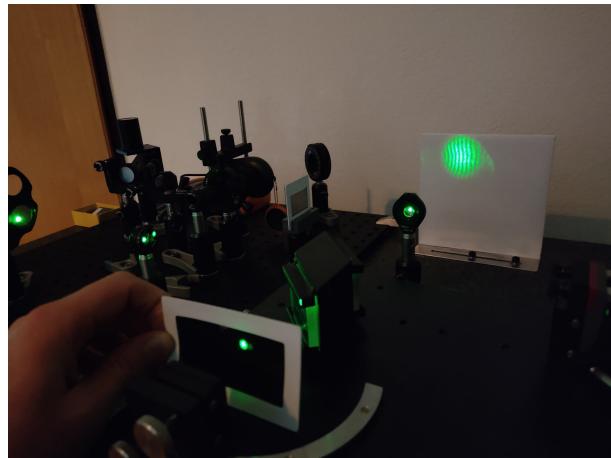


Abb. 16: Interferenzmuster bei einer relativen Ausrichtung von 45° zwischen den beiden Polarisatoren

6 Auswertung

Sämtliche Unsicherheiten aufgrund von Unsicherheitsfortpflanzung werden mit der Größtunsicherheitsmethode berechnet.

6.1 Doppelspalt

6.1.1 Interferenzmuster

Zuerst gilt es die gemessenen Interferenzmuster mit den theoretischen Interferenzmustern zu vergleichen. Hierzu wurde mittels Formel (4) das theoretische Beugungsmuster berechnet. Bei den Positionen $x_{max} = n \frac{\bar{x}}{N}$ ergeben sich jeweils die gemessenen Maxima, wobei $\bar{x} = \frac{x_R + x_L}{2}$ und n eine ganze Zahl ist. Der Übersichtlichkeit halber werden die Kurven so zugeschnitten, dass man die Maxima bis zur dritten Ordnung sieht.

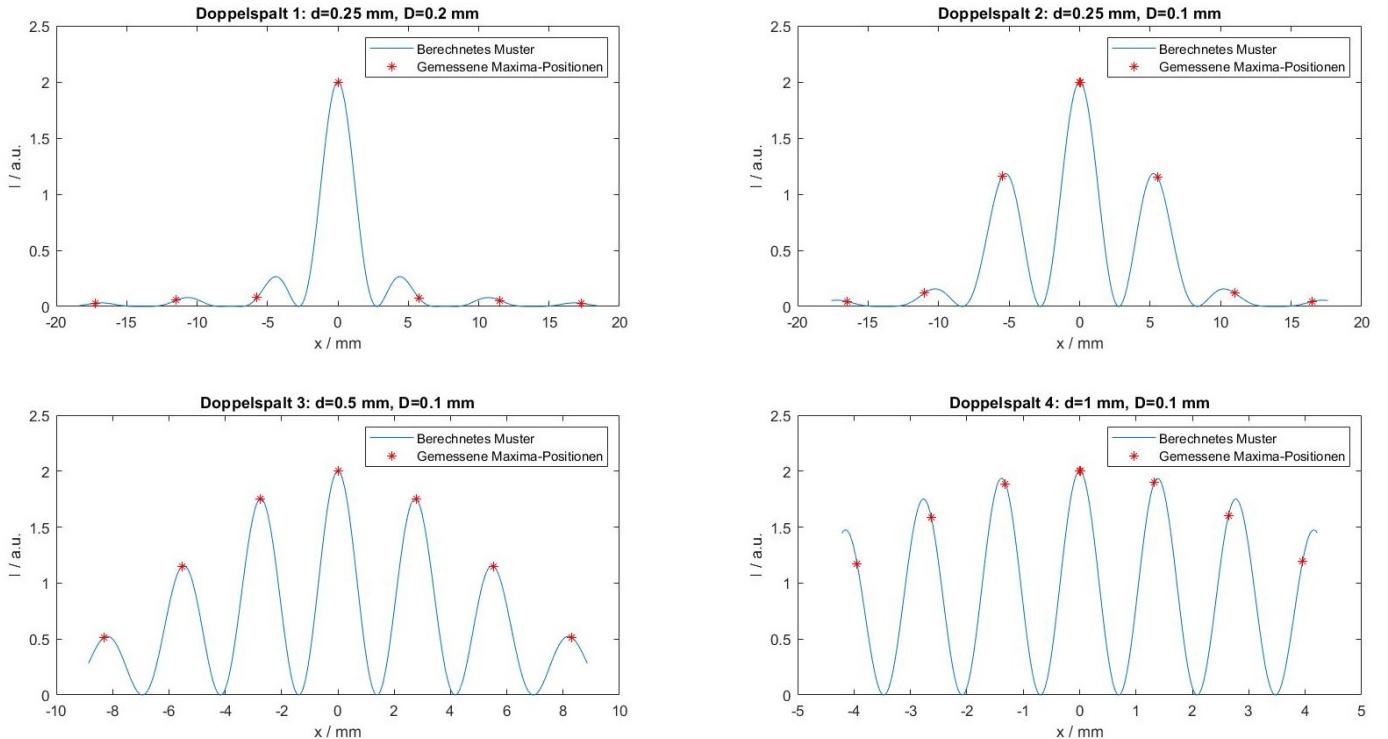


Abb. 17: Gegenüberstellung zwischen theoretischen Kurven für die Interferenzmuster (blau) und den Messwerten für die Abstände der Interferenzmaxima (rot)

Es lässt sich erkennen, dass beim Doppelspalt 1 die Abstände zwischen den Maxima nicht gleich groß sind. Der Abstand zwischen nulltem und erstem Maximum ist sichtbar kleiner als jener zwischen erstem und zweitem Maximum. Der Grund hierfür ist die Überlagerung zwischen Beugung am Einzelpunkt und Beugung am Doppelspalt. Bei Doppelspalt 1 hat die Beugung am Einzelpunkt einen besonders großen Einfluss, da hier die Spaltbreite besonders groß ausgeprägt ist.

6.1.2 Wellenlänge des Lasers

Mit Hilfe der bestimmten Abstände der Interferenzmaxima lässt sich die Wellenlänge λ des Lasers bestimmen. Aus Formel (2) lässt sich erkennen, dass für ein Interferenzmaximum die Bedingung: $2\pi N = \frac{2\pi\bar{x}d}{\lambda z}$ erfüllt sein muss. Damit folgt:

$$\lambda = \frac{\bar{x}d}{Nz} \quad (10)$$

$$\Delta\lambda = \frac{d}{Nz}\Delta\bar{x} + \frac{\bar{x}}{Nz}\Delta d + \frac{\bar{x}d}{Nz^2}\Delta z \quad (11)$$

Damit folgen die Werte für die Wellenlänge des Lasers für jeden der Doppelspalte:

Tab. 5: Aus den Positionen der Interferenzmaxima berechnete Wellenlänge des Lasers für die einzelnen Doppelspalte. λ ...berechnete Wellenlänge des Lasers

Spalt Nr.	λ / nm	$\Delta\lambda / \text{nm}$
1	551	34
2	527	34
3	530	25
4	504	20

Durch Bildung des Mittelwerts sowie dessen Standardabweichung ergibt sich $\lambda = (528 \pm 9) \text{ nm}$.

6.1.3 Gitterabstand eines Beugungsgitters

Ersetzt man in (10) den Spaltabstand d mit dem Gitterabstand a , so erhält man die Gleichung für den Gitterabstand:

$$a = \frac{N\lambda z}{\bar{x}} \quad (12)$$

$$\Delta a = \frac{Nz}{\bar{x}} \Delta\lambda + \frac{N\lambda}{\bar{x}} \Delta z + \frac{N\lambda z}{\bar{x}^2} \Delta \bar{x} \quad (13)$$

Damit erhält man durch Verwendung der im vorherigen Punkt ermittelten Wellenlänge einen Gitterabstand von $a = (124 \pm 5) \mu\text{m}$.

6.2 Shearing-Interferometer

Durch Einsetzen der ermittelten Werte für l , s und Θ in Gleichung (5) ergibt sich der Wellenfrontradius, die zugehörige Unsicherheit ergibt sich zu:

$$\Delta r = \frac{l}{\lambda \sin(\Theta)} \Delta s + \frac{s}{\lambda \sin(\Theta)} \Delta l + \frac{ls \cos(\Theta)}{\lambda \sin^2(\Theta)} \Delta \Theta + \frac{ls}{\lambda^2 \sin(\Theta)} \Delta \lambda \quad (14)$$

Damit ergibt sich ein Wellenfrontradius von $r = (320 \pm 130) \text{ m}$.

6.3 Polarisation

Zuerst gilt es den ermittelten Referenzpunkt zu nützen, um die jeweiligen Differenzwinkel $\varphi = \varphi_{P2} + \varphi_{offset} - \varphi_{P1}$ zwischen den beiden Polarisatoren zu ermitteln. Beim Referenzpunkt muss gelten $\varphi_{P2} + \varphi_{offset} - \varphi_{P1} = -90^\circ$. Damit ergibt sich $\varphi_{offset} = (-82 \pm 4)^\circ$.

Zum Zeigen der Gültigkeit des Gesetzes von Malus werden nun die gemessenen Intensitäten I abhängig vom Differenzwinkel φ in einem Diagramm gegenüber der nach dem Gesetz von Malus berechneten Kurve aufgetragen.

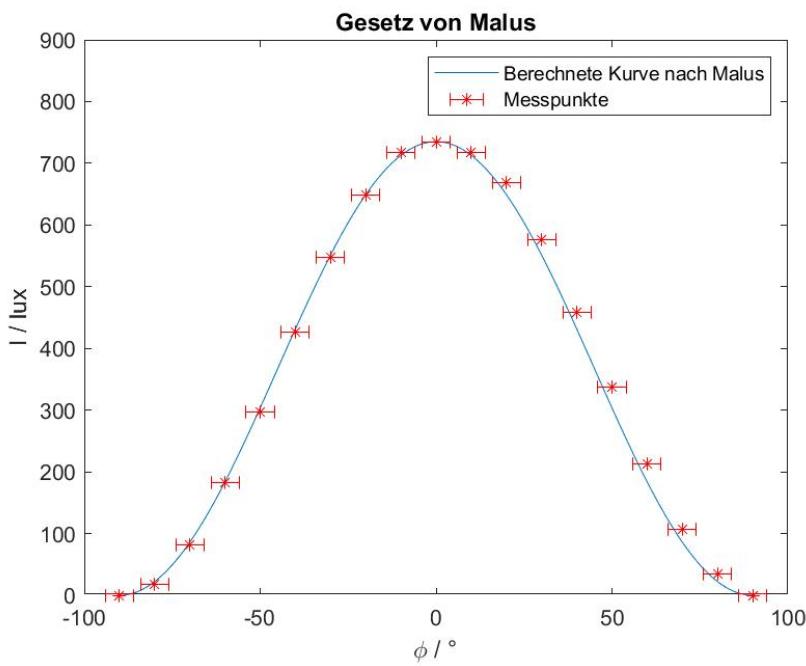


Abb. 18: Überprüfung der Gültigkeit des Gesetzes von Malus: Die berechnete Kurve nach dem Gesetz von Malus (blau), gemessene Punkte (rot)

In Abbildung 18 lässt sich erkennen, dass die Messpunkte innerhalb der Unsicherheit mit dem Gesetz von Malus übereinstimmen. Es zeigt sich also die Gültigkeit des Gesetzes von Malus in diesem Fall.

Beim Versuch mit der zwischen den rechtwinklig orientierten Polarisatoren eingefügten Polarisationsfolie zeigt sich ebenfalls die Gültigkeit des Gesetzes von Malus. Es kommt hier zwei Mal nacheinander zur Anwendung des Gesetzes von Malus: $I = I_0 \cos^2(\varphi_1) \cos^2(\varphi_2)^2$, wobei φ_1 der Winkel zwischen den Polarisationsrichtungen von Polarisator 1 und Polarisationsfolie ist und φ_2 der Winkel zwischen den Polarisationsrichtungen von Polarisator 2 und Polarisationsfolie. Es kommt also immer zu einer Ausgangsintensität, solange nicht zwei direkt aufeinander folgende Polarisatoren rechtwinklig zueinander polarisieren.

6.4 Michelson-Interferometer

Die Wellenlänge des Lasers kann aus der Bedingung für konstruktive bzw. destruktive Interferenz in Formel 1 berechnet werden.

Als Wegdifferenz des Lichtstrahl muss der doppelte Wert der in 5.4 bestimmten Wegdifferenz des Spiegels verwendet werden, da der Lichtstrahl reflektiert wird. Mit der in 3.4 angegebenen Übersetzung der Mikrometerschraube ergibt und Formel 1 ergibt sich für die Wellenlänge des Lasers

$$\lambda = \frac{2 \cdot \Delta x}{5.3 \cdot N}$$

$$\Delta \lambda = \frac{2}{5.3 \cdot 100} \cdot \delta \Delta x + \frac{2 \cdot \Delta x}{5.3 \cdot N^2} \cdot \Delta N$$

$$\lambda = (530 \pm 90) \text{ nm}$$

7 Diskussion

7.1 Doppelspalt

Mit Hilfe von vier verschiedenen Doppelspalten konnte die Wellenlänge eines Lasers mit $\lambda = (528 \pm 9)$ nm bestimmt werden. Diese stimmt innerhalb der Unsicherheit mit der vom Hersteller angegebenen Wellenlänge von $\lambda = (532 \pm 1)$ nm überein [1]. Bei den Versuchen mit den verschiedenen Doppelspalten zeigte sich, dass die Spaltbreite einen großen Einfluss auf das Interferenzmuster hat. Ist die Spaltbreite etwa so groß wie der Spaltabstand, so kommt es aufgrund der Überlagerung von Beugung an Einzelpunkt und Doppelpunkt zu sichtbar unregelmäßigen Abständen der Interferenzmaxima. Weiters konnte mit Hilfe der bestimmten Wellenlänge die Gitterkonstante eines Beugungsgitters bestimmt werden.

7.2 Shearing-Interferometer

Bei diesem Versuch konnte die Wellenfront des Lasers analysiert werden. Es ergab sich ein sehr großer Wellenfrontradius von $r = (320 \pm 130)$ m. Dieser Wert scheint sinnvoll, da ja gerade das Ziel von Lasern ist eine möglichst ebene Wellenfront zu erzielen. Je größer der Wellenfrontradius ist, desto ebener ist auch die Wellenfront. Blöderweise wurde bei diesem Versuch vergessen den Abstand zwischen dem Shearing-Interferometer und dem Laser zu bestimmen. Dies wäre eine wichtige Zusatzinformation, da sich der Wellenfrontradius abhängig vom Abstand von der Lichtquelle verändert. So bleibt aber immerhin die quantitative Aussage, dass dieser Laser annähernd ebene Wellenfronten erzeugt.

7.3 Polarisation

Das Gesetz von Malus konnte quantitativ mittels zweier Polarisatoren gezeigt werden. Außerdem konnte mittels Einfügen einer Polarisationsfolie zwischen den beiden Polarisatoren qualitativ gezeigt werden, dass das Gesetz von Malus auch bei Anwendung mehrerer Polarisatoren gültig ist. Aufgrund von Reflexionen bzw. Streuung, die von der Polarisierung des Lichtes abhängig sind tritt ein systematischer Messfehler auf. Dieser ist allerdings so gering, dass er nicht maßgeblich in die Messergebnisse mit einfließt.

7.4 Michelson-Interferometer

Das Messergebnis für die Wellenlänge des Lasers stimmt im Rahmen der Unsicherheit mit der im Datenblatt angegebenen Wellenlänge des Lasers überein [1]. Die im Vergleich zu den restlichen Versuchen hohe Unsicherheit der Wellenlänge des Lasers lässt sich auf die hohe Unsicherheit der Zählungen zurückführen. Für genauere Messergebnisse sollte das Zählen über eine noch größere Länge durchgeführt werden, um den relativen Fehler der Längenmessung zu minimieren.

Bei diesem Versuch konnte gezeigt werden, wie sensibel Längen mittels eines Interferometers gemessen werden können. Theoretisch lassen sich mit diesem Aufbau in der verwendeten Konfiguration Abstände von bis zu einer halben Wellenlänge bestimmen (Abstand: Interferenzminimum zu Interferenzmaximum). Durch Intensitätsmessungen am Beugungsmuster könnten aber auch leicht Abstände von Bruchteilen der Wellenlänge ebenfalls aufgelöst werden.

Weiters konnte durch die Verwendung von zwei bzw. drei Polarisatoren die Gültigkeit der vier Gesetze von Fresnel und Arago bestätigt werden.

8 Zusammenfassung

In diesem Versuch wurde ein Interferenz-/Beugungsmuster mithilfe eines Doppelspalts bzw. eines Beugungsgitters erzeugt. Aus den Spaltabständen und Spaltbreiten der Doppelspalte wurde die Wellenlänge des verwendeten LED-Lasers bestimmt. Mithilfe derer wurde die Gitterkonstante des Beugungsgitters bestimmt. Im zweiten Teil des Experiments wurde der laterale Versatz der konvergierenden Lichtquelle bestimmt. Des Weiteren wurde mithilfe von Polarisatoren und eines Lichtintensitäts-Messgeräts das Gesetz von Malus experimentell überprüft. Als letztes wurde mit einem Michelson-Interferometer die Wellenlänge des Lasers bestimmt und die Gesetze von Fresnel und Arago veranschaulicht und bestätigt.

Tab. 6: Messergebnisse

λ_1 ...Wellenlänge des Lasers 1. Doppelspalt, $\Delta\lambda_1 = 34 \text{ nm}$

λ_2 ...Wellenlänge des Lasers 2. Doppelspalt, $\Delta\lambda_2 = 34 \text{ nm}$

λ_3 ...Wellenlänge des Lasers 3. Doppelspalt, $\Delta\lambda_3 = 25 \text{ nm}$

λ_4 ...Wellenlänge des Lasers 4. Doppelspalt, $\Delta\lambda_4 = 20 \text{ nm}$

a ...Gitterkonstante, $\Delta a = 5 \mu\text{m}$

r ...Wellenfrontradius, $\Delta r = 130 \text{ m}$

λ_M ...Wellenlänge des Lasers Michelson-Interferometer, $\Delta\lambda = 90 \text{ nm}$

λ_1 / nm	λ_2 / nm	λ_3 / nm	λ_4 / nm	$a / \mu\text{m}$	r / m	λ_M / nm
551	527	530	504	124	320	530

Literatur

- [1] Aufgerufen am 19.03.2022. URL: <https://moodle.uni-graz.at/mod/resource/view.php?id=1011954>.