



KARL-FRANZENS-UNIVERSITÄT GRAZ  
INSTITUT FÜR PHYSIK

23S PHY.L02UB FORTGESCHRITTENPRAKTIKUM 2  
678 Bachelorstudium Physik, UG2002/2021W

## II. Interferometrie

Wachmann Elias      Zach Andreas  
12004232            12004790  
Gruppe 12

Betreut von  
Thomas Georg BONÉ, BSc MSc

10.03.2023

## Inhaltsverzeichnis

<b>1 Aufgabenstellung . . . . .</b>	<b>3</b>
<b>2 Grundlagen . . . . .</b>	<b>4</b>
2.1 Young'scher Doppelspalt und Gitter . . . . .	4
2.2 Shearing-Interferometer / Wellenfront-Analyse . . . . .	5
2.3 Polarisation . . . . .	6
2.4 Michelson-Interferometer . . . . .	7
2.5 Unsicherheitsanalyse . . . . .	8
<b>3 Geräteliste . . . . .</b>	<b>8</b>
<b>4 Versuchsaufbau . . . . .</b>	<b>10</b>
4.1 Young'scher Doppelspalt und Gitter . . . . .	10
4.2 Shearing-Interferometer . . . . .	10
4.3 Polarisation . . . . .	11
4.4 Michelson-Interferometer . . . . .	12
<b>5 Versuchsdurchführung . . . . .</b>	<b>13</b>
5.1 Young'scher Doppelspalt und Gitter . . . . .	13
5.2 Shearing-Interferometer . . . . .	15
5.3 Polarisation . . . . .	16
5.4 Michelson-Interferometer . . . . .	17
<b>6 Auswertung . . . . .</b>	<b>20</b>
6.1 Young'scher Doppelspalt und Gitter . . . . .	20
6.2 Shearing-Interferometer . . . . .	24
6.3 Polarisation . . . . .	24
6.4 Michelson-Interferometer . . . . .	25
<b>7 Diskussion . . . . .</b>	<b>25</b>
7.1 Young'scher Doppelspalt und Gitter . . . . .	25
7.2 Shearing-Interferometer . . . . .	26
7.3 Polarisation . . . . .	26
7.4 Michelson-Interferometer . . . . .	27
<b>8 Zusammenfassung . . . . .</b>	<b>28</b>

## 1 Aufgabenstellung [1]

Der folgende Laborversuch besteht aus vier separaten Teilversuchen, welche sich abermals wie folgt in Unterversuche gliedern:

- **Young'scher Doppelspalt**
  - Aufzeichnen des Beugungsmusters von vier Doppelspalten mit unterschiedlichen Spaltbreiten und Spaltabständen
  - Berechnen der Wellenlänge des Lasers
  - Erklären der aufgezeichneten Beugungsmuster durch Vergleich mit theoretisch errechneten Mustern
  - Aufzeichnen des Beugungsmusters eines Liniengitters
  - Bestimmen der Gitterkonstante
- **Wellenfront-Analyse / Shearing Interferometer**
  - Vermessen des Interferenzmusters
  - Berechnen des Wellenfrontradius
- **Polarisation**
  - Darstellen der winkelabhängigen Transmission zusammen mit dem theoretischen Verlauf
  - Verifizieren des Gesetzes von Malus
  - Untersuchen des Einflusses des Durchlasswinkels eines weiteren Polarisators zwischen zwei gekreuzten Polarisatoren
- **Michelson Interferometer**
  - Justieren und generieren von konzentrischen Interferenzmustern
  - Bestimmen der Wellenlänge des Lasers durch Weglängenänderung
  - Untersuchen des absoluten Weglängenunterschieds in den beiden Interferometerarmen sowie Auflösung und Stabilität des Interferometers
  - Justieren und generieren von streifenförmigen Interferenzmustern
  - Untersuchen der Rolle der Polarisation auf die Interferenzfähigkeit des Laserlichts

## 2 Grundlagen [1]

### 2.1 Young'scher Doppelspalt und Gitter

Bescheint man mit einer Lichtquelle zwei eng beieinanderliegende Spalte mit dem Abstand  $d$  und projiziert das Bild auf einen ansonsten undurchsichtigen Schirm, so wirkt der Spalt als kohärente Lichtquelle. Dies ist evident für eine kohärente Lichtquelle, gilt für eine thermische Lichtquelle aber nur unter der Bedingung räumlicher Kohärenz. Die Wellen aus den Spalten überlagern sich in Abhängigkeit vom Beobachtungswinkel konstruktiv oder destruktiv, was auf einen Schirm projiziert eine Abfolge an Intensitätsmaxima und -minima ergibt.

Konstruktive Interferenz tritt bei ganzzahlig Vielfachen  $n$  der Wellenlänge  $\lambda$  auf, dies nennt man auch den *optischen Gangunterschied*  $\Delta$ .

$$\Delta = n\lambda \quad (1)$$

Unter der Bedingung, dass der Abstand zwischen Doppelspalt und Beobachtungsebene  $z$  viel größer als der Spaltabstand  $d$  ist, ergibt sich der optische Gangunterschied in die durch den Winkel  $\varphi$  definierte Richtung als

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

mit  $\lambda$  der Wellenlänge. Mit der Näherung  $\sin(\varphi) \approx x/z$  (erfüllt für große Abstände  $z$  zwischen Doppelspalt und Schirm,  $x$  Abstand vom 0. Maximum zum n. Maximum) ergibt sich ein Streifenmuster mit der Periode  $x$  der Form

$$I_{\text{Interferenz}}(x) = I_0 \left( 1 + \cos\left(\frac{2\pi x d}{\lambda z}\right) \right) \quad (3)$$

Dafür wurde die endliche Breite des Spalts vernachlässigt bzw. ein unendlich schmaler Spalt angenommen. Tatsächlich überlagert sich dem Interferenzmuster das Beugungsmuster des Einzelspalts, das i.A. symmetrisch mit zu größeren Winkeln hin abnehmender Intensität ist. Ein einzelner rechteckiger Spalt der Breite  $D$  führt zu einem Beugungsmuster der Form

$$I_{\text{Beugung}}(x) = I_0 \cdot \frac{\sin^2\left(\frac{\pi D x}{\lambda z}\right)}{\left(\frac{\pi D x}{\lambda z}\right)^2} \quad (4)$$

Das Beugungsmuster des Doppelspalts ergibt sich multiplikativ als

$$I(x) = I_{\text{Interferenz}}(x) \cdot I_{\text{Beugung}}(x). \quad (5)$$

Möchte man abschließend noch den optischen Gangunterschied mit den Abständen vom und auf dem Schirm in Verbindung bringen, so ergibt sich Gleichung 6.

$$n\lambda = d \cdot \frac{x}{z} \quad (6)$$

Ein Liniengitter ist de facto nur eine Ansammlung vieler Spalte, gewissermaßen ein  $N$ -fachspalt. Allgemein treten bei einem Gitter Beugungs- und Interferenzeffekt auf (wie bei Gleichung 5), dies beschreibt Gleichung 7.  $N$  beschreibt dabei die Anzahl an Spalten, die mit der Intensität  $I_0$  bestrahlt werden,  $D$  die Breite des Spaltes,  $d$  den Abstand zwischen den benachbarten Spalten,  $\lambda$  die Wellenlänge des Lichtes und  $\theta$  den Winkel zur Flächennormale.

$$I(\theta) = I_0 \cdot \underbrace{\left[ \frac{\sin(N\pi \cdot d/\lambda \cdot \sin(\theta))}{\sin(\pi \cdot d/\lambda \cdot \sin(\theta))} \right]^2}_{\text{Gitterfunktion}} \cdot \underbrace{\left[ \frac{\sin(\pi \cdot D/\lambda \cdot \sin(\theta))}{(\pi \cdot D/\lambda \cdot \sin(\theta))} \right]^2}_{\text{Einzelspaltfunktion}} \quad (7)$$

Möchte man abschließend noch den optischen Gangunterschied mit den Abständen vom und auf dem Schirm in Verbindung bringen, so ergibt sich Gleichung 6.

$$n\lambda = g \cdot \frac{x}{z} \quad (8)$$

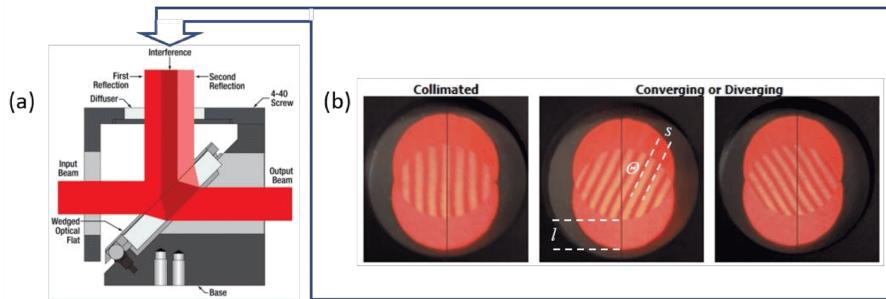
wobei  $g$  die Gitterkonstante bezeichnet.

## 2.2 Shearing-Interferometer / Wellenfront-Analyse

Das Erscheinungsbild von optischen Interferenzmustern ist sowohl durch die Natur der Lichtwelle als auch der optischen Grenzflächen bestimmt, man denke an die färbigen Interferenzen auf Seifenblasen. Entsprechend ist es möglich, aus der Beobachtung von Interferenzen an Grenzflächen bekannter Geometrie auf die Eigenschaften der Lichtwelle zu schließen. Beim Shearing-Interferometer handelt es sich um ein simples Interferometer, mit dem bestimmt werden kann, ob ein Lichtstrahl kollimiert, konvergent oder divergent ist. Dazu trifft das Licht unter  $45^\circ$  auf eine Glasplatte (in Seitenansicht, siehe Abbildung 2.1a), welche keilförmig ausgeführt ist. Durch die Reflexion an der vorderen und hinteren Fläche der Glasplatte entstehen zwei reflektierte Strahlen (Abbildung 2.1a), in deren Überlappungsbereich Interferenz auftritt (Abbildung 2.1b). Durch die keilförmige Geometrie führt dies für einen kollimierten Strahl zu einem zur Einfallsebene des Lichts parallelen Streifenmuster (Abbildung 2.1b). Ein konvergierender bzw. divergierender Strahl führt dagegen nach Abbildung 2.1b zu einem gedrehten Streifenmuster. Aus dem lateralen Versatz der beiden reflektierten Strahlen  $l$ , dem Streifenabstand  $s$  und dem (auf die Senkrechte bezogenen) Winkel der Interferenzstreifen  $\Theta$  (siehe Abbildung 2.1b) lässt sich der Radius  $r$  der Wellenfront mit

$$r = \frac{ls}{\lambda \cdot \sin(\Theta)} \quad (9)$$

berechnen.



**Abbildung 2.1:** Shearing-Interferometer. (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 eingezeichnet. © Thorlabs, Quelle: [1]

### 2.3 Polarisation

Für den Fall linearer Polarisation gilt für die transmittierte Intensität durch einen Polarisator mit der Durchlassrichtung entlang der durch den Winkel Null definierten Richtung das Gesetz von Malus.

$$I(\alpha) = I_0 \cos^2(\alpha) \quad (10)$$

Die nicht transmittierte Intensität wird je nach Art des Polarisators absorbiert oder reflektiert. 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 nachfolgend aufgelisteten zwei 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

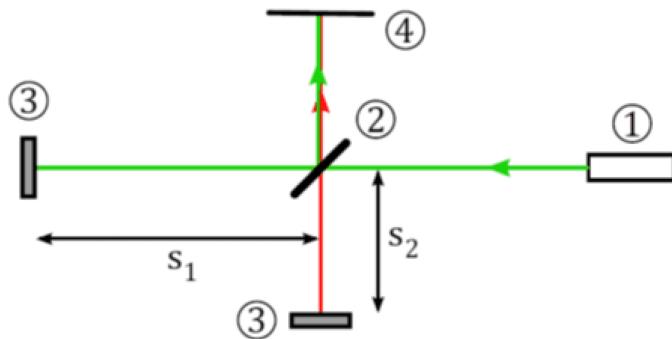
Der prinzipielle Strahlengang eines Michelson-Interferometers ist in Abbildung 2.2 dargestellt. Ein Lichtstrahl aus einer (Laser-)Quelle (1) wird an einem Strahlteiler (2) aufgeteilt. Der Strahlteiler ist ein dünnes Glasplättchen mit einer teilreflektierenden Schicht auf einer Fläche. Die beiden resultierenden Lichtstrahlen werden an zwei Spiegeln reflektiert und am Strahlteiler wieder vereint. Die Lichtstrahlen im Detektorarm treffen auf den Schirm (4), wo sie sich in Abhängigkeit vom Unterschied der Weglängen  $s_1$  und  $s_2$  überlagern. Für ebene Wellen der Form

$$E(x,t) = E_0 e^{\omega t - kx} \quad (11)$$

ist die Lichtintensität am Beobachtungsschirm gegeben durch

$$I = 1/4 \cdot c \cdot \varepsilon_0 \cdot E_0^2 \cdot (1 + \cos(\Delta\varphi)) \quad (12)$$

wobei  $\Delta\varphi$  die Phasendifferenz bezeichnet, die mit dem Unterschied der Weglängen  $\Delta s = |s_1 - s_2|$  nach  $\Delta\varphi = (2\pi/\lambda)\Delta s$  zusammenhängt.



**Abbildung 2.2:** Michelson-Interferometer. Strahlengang im Michelson-Interferometer. Ein Laserstrahl aus der Quelle (1) wird am Strahlteiler (2) aufgeteilt, die beiden Teilstrahlen durchlaufen die beiden Interferometerarme der Länge  $s_1$  und  $s_2$ . Nach ihrer Reflexion an den Spiegeln (3,4) werden die Teilstrahlen am Strahlteiler wieder überlagert und interferieren am Beobachtungsschirm (4). © Thorlabs, Quelle: [1]

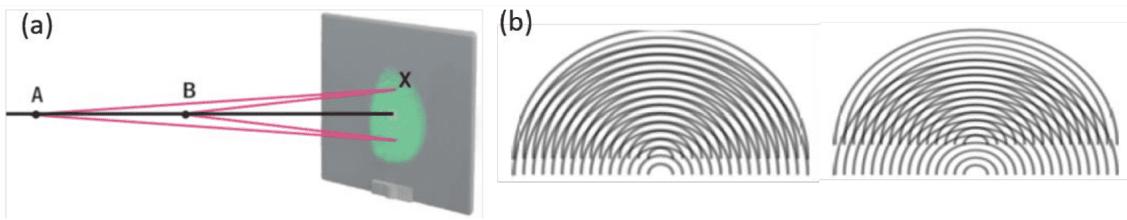
Es stellt sich die Frage, wo bei destruktiver Interferenz im Detektorarm die Energie der Lichtwellen bleibt. Tatsächlich hat das Interferometer ja zwei „Ausgänge“, wobei einer eben zum Beobachtungsschirm, der zweite zurück zum Laser führt. Tatsächlich beobachtet man in zweiterem konstruktive Interferenz, wenn am Schirm destruktive Interferenz (also keine Lichtintensität) zu beobachten ist.

Das am Schirm beobachtete Interferenzmuster reagiert empfindlich auf kleine Änderungen in der Richtung des einfallenden Laserstrahls und in der Ausrichtung der Spiegel. Gleichzeitig sind diese Änderungen durch den nur wenige Millimeter durchmessenden Strahl schwer zu beobachten. Deshalb wird der Strahl durch eine Linse aufgeweitet, was zwischen Laser und Strahlteiler oder zwischen Strahlteiler und Schirm geschehen kann. Ersteres führt zu

einem konzentrischen Interferenzmuster, zweiteres zu parallelen Interferenzstreifen. Wie in Abbildung 2.3a skizziert, können divergierende Strahlen auf (bei Vorliegen eines Weglängenunterschieds  $\Delta s$  zwischen den beiden Interferometerarmen) auf zwei virtuelle Lichtquellen A und B zurückgeführt werden, wodurch sich das Auftreten eines konzentrischen Interferenzmusters erklärt. Gleichzeitig kann dieses genutzt werden, um die Interferometerarme auf die gleiche Länge einzustellen (im Prinzip auf einen Bruchteil der Wellenlänge), da sich dabei nach Abbildung 2.3b die Größe des zentralen Interferenzspots maximiert.

Ändert man den Weglängenunterschied der Interferometerarme, so ändern sich auch das Interferenzmuster und wandern nach innen bzw. außen (für die Interferenzringe, je nach Richtungsänderung) bzw. nach links oder rechts (für die Interferenzstreifen, wieder je nach Richtungsänderung), wo sie dann letztlich „verschwinden“. Die Anzahl an generierten bzw. vernichteten (gekrümmten oder geraden) Interferenzstreifen bei einem bestimmten Weglängenunterschied ist indirekt proportional zur Wellenlänge  $\lambda$  des Lasers nach Gleichung 13:

$$\Delta s = n \cdot \frac{\lambda}{2} \quad (13)$$



**Abbildung 2.3:** Zum kreisförmigen Interferenzmuster beim Michelson-Interferometer.  
 (a) Skizze zur Erklärung seiner Entstehung, (b) Skizze zur Erklärung der Größe des zentralen Maximums (oder Minimums). © Thorlabs, Quelle: [1]

## 2.5 Unsicherheitsanalyse

Die Fehlerfortpflanzung der berechneten Werte basiert auf der Größtunsicherheitsmethode nach Gauß. Um diese Berechnungen zeiteffizient durchführen zu können, wird für jeden Unterpunkt der Laborübung ein Skript in Python implementiert. Kernstück dessen ist das package `uncertainties` [2], das intern die Fehlerfortpflanzung berechnet. Gerundet wird nach den Angaben des Skriptums der Lehrveranstaltung „Einführung in die physikalischen Messmethoden“ [3].

## 3 Geräteliste

Für den praktischen Aufbau und die Messungen der geforderten Größen wurden die in Tabelle 3.1 aufgelisteten Geräte und Hilfsmittel verwendet.

**Tabelle 3.1:** Verwendete Geräte und wichtige Materialien

Gerät	Hersteller	Modell	Messbereich / Unsicherheit	Inventar-Nr.
Laser	Thorlabs	CPS532	$\lambda = 532 \text{ nm}$	22442-S01
diverse Spiegel	Thorlabs	KM100	-	-
Graufilter	Thorlabs	NX1N/M	-	-
Doppelpalte	Phywe	0852300	-	-
Gitter	Phywe	0852400	-	-
Optischer Tisch	-	-	-	-
diverse Halterungen	Thorlabs	-	-	-
Sammellinse	Thorlabs	FMP1/M	$f = 40 \text{ mm}$	-
Zerstreuungslinse	Thorlabs	FMP1/M	$f = -16 \text{ mm}$	-
Shearing-Interferometer	Thorlabs	nicht vorhanden	-	-
Lichtintensitätsmesser	Sauter	SO 200k	$\Delta I = (\pm 3\% \text{rdg} \pm 0,5\% \text{fs}) \cdot I$	51152203
Polarisationsfolie	Nitto denko	-	-	-
Maßband	Schuller Eh klar	Power Tape 3 m	Klasse II	-
Michelson Interferometer	-	-	-	-
Rohr	-	-	-	-
diverse Abbildungsschirme	Wand, Papier, Tür, etc.	-	-	-
Mobiltelefon	OnePlus	8 Pro	-	-

Die verwendeten Doppelpalte haben die in Tabelle 3.2 vermerkten Abmessungen.

**Tabelle 3.2:** Verwendete Doppelpalte mit der jeweiligen Nummer  $i$ , der Spaltbreite  $D$  in mm und dem Spaltabstand  $d$  in mm. Quelle: [1]

$i / 1$	$D / \text{mm}$	$d / \text{mm}$
1	0,2	0,25
2	0,1	0,25
3	0,1	0,50
4	0,1	1,00

**Anmerkung zu den Unsicherheiten:** Zur Unsicherheitsangabe werden die jeweiligen Unsicherheitsmaße der Geräte, welche aus den Datenblättern (sofern vorhanden) entnommen werden, verwendet. Für die analogen Messgeräte wird eine kombinierte Ablese- und Messunsicherheit von  $\pm 1$  Skalenstrich verwendet.

Alle Teilversuche wurden bei einer Umgebungstemperatur von  $(24 \pm 1)^\circ\text{C}$  einem Luftdruck von  $(1000 \pm 10)$  hPa und einer relativen Luftfeuchtigkeit von  $(33 \pm 1)\%$  durchgeführt.

## 4 Versuchsaufbau

### 4.1 Young'scher Doppelspalt und Gitter

Für den Aufbau zum Versuch *Young'scher Doppelspalt* wird der Laser mittels zwei Spiegel auf das Plättchen mit den vier verschiedenen (siehe Tabelle 3.2) Doppelspalten gelenkt. Der Abstand vom Doppelspalt wird mit  $(2520 \pm 5)$  mm bestimmt – wobei hier noch zur vom Maßband gegebenen Unsicherheit von 1,1 mm eine weitere Unsicherheit durch das Messen in der Luft hinzukommt. Der Aufbau in Abbildung 4.1 zeigt den optischen Tisch, der Schirm ist rechts, außerhalb des Bildes, im oben angeführten Abstand an der Wand befestigt.



Abbildung 4.1: Aufbau Young'scher Doppelspalt

### 4.2 Shearing-Interferometer

Der Aufbau des Shearing-Interferometers ist in Abbildung 4.2 gegeben. Dabei wird der untere Spiegel aus dem vorhergehenden Versuch wiederverwendet und der Laserstrahl auf die Frontalebene gelenkt, welche um  $45^\circ$  zur Tischebene geneigt ist.



Abbildung 4.2: Aufbau Shearing Interferometer. Quelle: [1]

**Anmerkung zum Versuch:** Da sich das Shearing Interferometer leider zum Zeitpunkt der Übung in Reparatur befand, wird der Versuch im folgenden hypothetisch abgehandelt.

### 4.3 Polarisation

Anstelle des Shearing Interferometers werden jetzt zwei Polarisationsfilter in den Pfad des Lasers eingebracht. Nach dem zweitem Filter trifft der Laser auf einen Lichtintensitätsmeser, welcher wie in Abbildung 4.3 ersichtlich, durch ein Rohr von sonstigen Lichteinflüssen abgeschirmt wird.



Abbildung 4.3: Aufbau Polarisation

#### 4.4 Michelson-Interferometer

Nun wird auch der letzte verbleibende Spiegel aus dem Strahlengang des Lasers gegeben und der Laserstrahl trifft so direkt auf das in Abbildung 4.4 rechts gezeigte Michelson-Interferometer. Wie in der Abbildung ersichtlich ist, wird der Strahl im Michelson-Interferometer in die beiden Arme aufgeteilt. Nach letztlicher Zusammenführung der beiden Strahlen trifft der resultierende Strahl auf den Schirm. Zur Untersuchung verschiedener Effekte wird je eine Sammel- bzw. Zerstreuungslinse in den Strahlengang zwischen Laser und Michelson-Interferometer eingebracht.



**Abbildung 4.4:** Aufbau Michelson-Interferometer

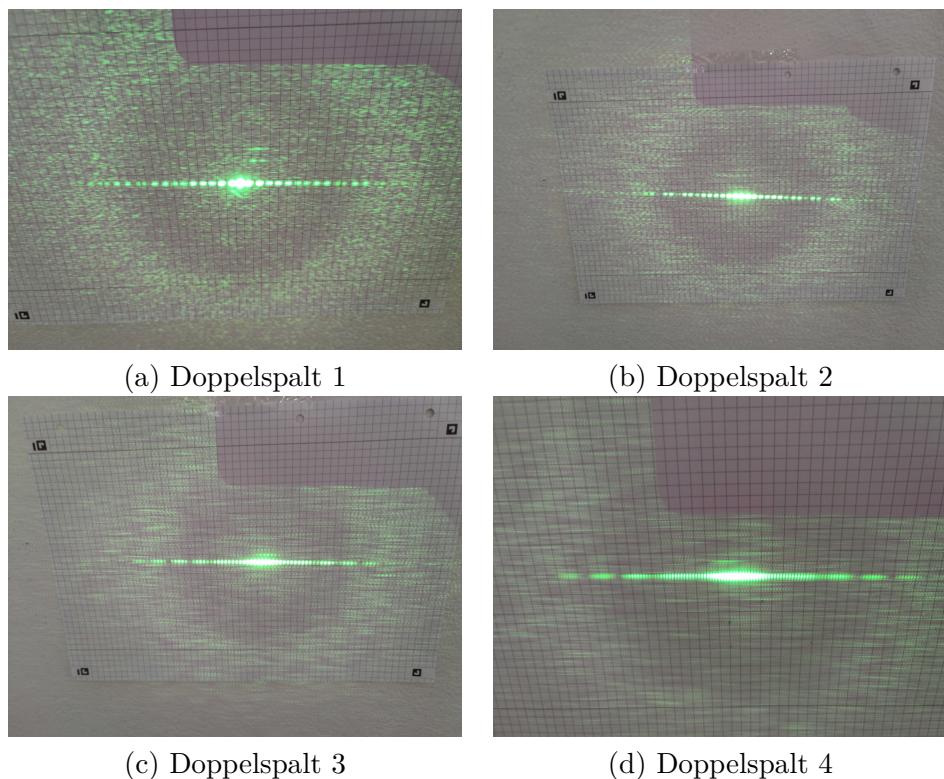
## 5 Versuchsdurchführung

Vor jedem Teilversuch wird nochmals überprüft, ob sich der gewünschte optische Weg ergibt und der Laser nicht unkontrolliert oder ungewollt in nicht beabsichtigte Richtungen abgelenkt wird. Weiters wird stets darauf geachtet, dass man nicht mit reflektierenden Gegenständen (z.B. Ring, Schraubenzieher) im Strahlengang hantiert.

### 5.1 Young'scher Doppelspalt und Gitter

Der Versuch wird gemäß der Beschreibung in Unterabschnitt 4.1 aufgebaut und die in Tabelle 3.2 angeführten Doppelspalte werden der Reihe nach vom Laser durchstrahlt. Der  $l_{\text{Schirm}} = (2520 \pm 5) \text{ mm}$  entfernte Schirm – ein karriertes A4-Blatt an der Wand – wird nun vom sich ergebenden Interferenzmuster beleuchtet.

Es ergeben sich für die vier Doppelspalte folgende Interferenzbilder in Abbildung 5.1.



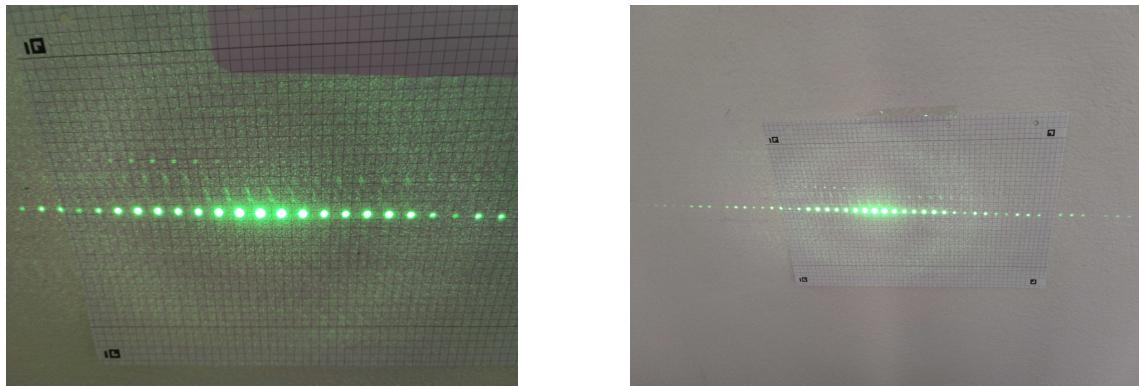
**Abbildung 5.1:** Interferenzmuster der Doppelspalten aus Tabelle 3.2

Neben der fotografischen Dokumentation werden auch die Abstände der Maxima mittels Lineal vermessen. Die Messungen ergeben die in Tabelle 5.1 angeführten Werte.

**Tabelle 5.1:** Messwerte der Doppelspalten. Unsicherheit der Messung:  $\Delta l_i = 0,5 \text{ mm}$ 

$i$	$l_{1,i} / \text{mm}$	$l_{2,i} / \text{mm}$	$l_{3,i} / \text{mm}$	$l_{4,i} / \text{mm}$
0	0,0	0,0	0,0	0,0
1	5,0	5,0	2,5	1,5
2	11,0	11,0	5,0	2,5
3	16,0	16,0	8,0	4,0
4	21,0	22,0	10,5	5,5
5	27,0	27,0	13,0	6,5
6	33,0	32,0	16,0	8,0
7	38,0	38,0	18,5	9,5
8	43,0	43,0	21,0	10,5
9	49,0	48,0	24,0	12,0
10	55,0	54,0	26,5	13,5
11	58,0	-	29,0	15,0

Die eben beschriebene Messung wird nun in analoger Weise nochmals mit dem Gitter durchgeführt (Abbildung 5.2). Die Messungen ergeben die in Tabelle 5.2 angeführten Werte. Dabei bleibt der Abstand zum Schirm  $l_{\text{Schirm}} = (2520 \pm 5) \text{ mm}$  unverändert.

**Abbildung 5.2:** Interferenzmuster des Gitters mit Gitterkonstante  $g = 8' / \text{mm}$ . Links: Nahaufnahme, rechts: Übersicht über das gesamte Interferenzmuster.

**Tabelle 5.2:** Messwerte des Gitters. Unsicherheit der Messung:  $\Delta l_i = 0,5 \text{ mm}$ 

$i / 1$	$l_i / \text{mm}$
0	0,0
1	11,0
2	21,5
3	32,5
4	43,0
5	53,5
6	64,5
7	75,0
8	86,0
9	97,0
10	108,0
11	118,0
12	128,0
13	139,0
14	151,0

## 5.2 Shearing-Interferometer

Nachdem der Versuchsaufbau ordnungsgemäß hergestellt ist, wird der Laser eingeschaltet. Am optischen Ausgang am oberen Ende des Shearing-Interferometers erscheint dadurch ein streifenförmiges Interferenzmuster. Aus diesem Interferenzmuster werden der Versatz in laterale Richtung  $l$ , der Abstand der Interferenzstreifen  $d$  und der Winkelversatz zur einfallenden Ebene  $\theta$  vermessen. Vermessen wurde direkt am optischen Ausgang mit einem handelsüblichen durchsichtigen Geodreieck. Für die Längenmessung wird eine Ableseunsicherheit von 0,5 mm angenommen, die Winkelmessung wird mit einer Ungenauigkeit von 3° abgeschätzt. Aufgrund der hohen Messungenauigkeit dieser Methodik wird die Messung zwei weitere Male wiederholt, um so zumindest eine geringfügige statistische Aussage treffen zu können. Die Messergebnisse werden notiert und tabelliert.

**Tabelle 5.3:** Gemessene Größen beim Versuchsaufbau *Shearing-Interferometer* mit  $i$  dem Laufindex der einzelnen Messungen,  $l$  dem Versatz in laterale Richtung,  $d$  dem Abstand der Interferenzstreifen  $\theta$  und dem Winkelversatz zur einfallenden Ebene. Unsicherheiten:  $\Delta l = \Delta s = 0,5 \text{ mm}$ ,  $\Delta \theta = 3^\circ$

$i / 1$	$l / \text{mm}$	$d / \text{mm}$	$\theta / {}^\circ$
1	$10,0 \pm 0,5$	$3,0 \pm 0,5$	$22 \pm 3$
2	$9,5 \pm 0,5$	$3,5 \pm 0,5$	$20 \pm 3$
3	$10,0 \pm 0,5$	$3,0 \pm 0,5$	$25 \pm 3$

### 5.3 Polarisation

Der Strahl wird für den ersten Unterpunkt dieses Versuchs durch zwei Polarisationsfilter geführt. Für den ersten der beiden Filter wurde  $70^\circ$  als Ausgangswinkel gewählt, der zweite wird im folgenden Versuch einmal um  $360^\circ$  gedreht, wobei die Ausgangsstellung hier so gewählt wird, dass zuerst die höchste Lichtintensität am Messgerät abgelesen werden kann. So stehen die Polarisationsfilter gleich, dies ist bei  $330^\circ$  des zweiten Filters der Fall. Die Messung wurde zweimal durchgeführt und die gemessenen Werte des Lichtintensitätsmessers sind in Tabelle 5.4 angeführt.

**Tabelle 5.4:** Messwerte nach Durchgang durch zwei Polarisationsfilter. Winkel des ersten Filters:  $70^\circ$ , Winkel des zweiten Filters  $\alpha$  mit  $\Delta\alpha = 3^\circ$ , Intensität  $I_i$  mit Index  $i = 1, 2$  für die beiden nacheinanderfolgenden Messungen,  $\Delta I_i$  Unsicherheit der Messung.

$\alpha$	$I_1 / \text{lx}$	$\Delta I_1 / \text{lx}$	$I_2 / \text{lx}$	$\Delta I_2 / \text{lx}$
330	1020	50	1070	50
340	990	50	1050	50
350	910	40	960	40
0	780	40	820	40
10	610	30	640	30
20	440	30	450	30
30	270	20	280	20
40	130	20	140	20
50	30	20	30	20
60	0	10	0	10
70	20	20	20	20
80	100	20	110	20

Fortsetzung auf nächster Seite

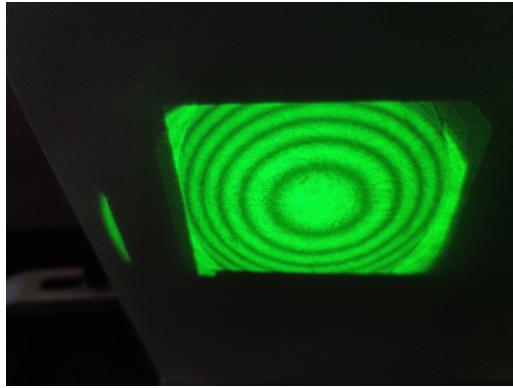
**Tabelle 5.4:** Messwerte nach Durchgang durch zwei Polarisationsfilter. Winkel des ersten Filters:  $70^\circ$ , Winkel des zweiten Filters  $\alpha$  mit  $\Delta\alpha = 3^\circ$ , Intensität  $I_i$  mit Index  $i = 1, 2$  für die beiden nacheinanderfolgenden Messungen,  $\Delta I_i$  Unsicherheit der Messung. (Fortsetzung)

90	230	20	250	20
100	390	30	410	30
110	570	30	600	30
120	750	40	790	40
130	890	40	940	40
140	1000	50	1040	50
150	1040	50	1090	50
160	1020	50	1070	50
170	950	40	990	50
180	810	40	840	40
190	650	40	670	40
200	470	30	490	30
210	280	20	300	20
220	150	20	150	20
230	30	20	40	20
240	0	10	0	10
250	20	20	20	20
260	110	20	120	20
270	250	20	260	20
280	420	30	440	30
290	600	30	630	30
300	740	40	810	40
310	920	40	970	40
320	1020	50	1070	50
330	1060	50	1100	50

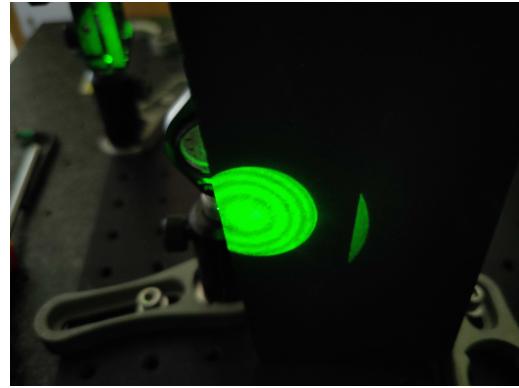
## 5.4 Michelson-Interferometer

Das Michelson-Interferometer wird wie in Abbildung 4.4 beschrieben in den Strahlengang eingebracht. Nun werden die beiden Spiegel des Michelson-Interferometers so justiert, dass die beiden Strahlen, die durch die beiden Arme des Interferometers laufen, überlagert am Schirm auftreffen. Nun wird eine Sammellinse vor dem Interferometer eingebracht,

dies führt zur Ausbildung von Interferenzmustern, welche in konzentrischer Anordnung abwechselnd Maxima und Minima am Schirm, aber auch neben dem Laser aufweisen. Beispielhaft finden sich in Abbildung 5.3 und Abbildung 5.4 die Interferenzmuster am Schirm und neben dem Laser.



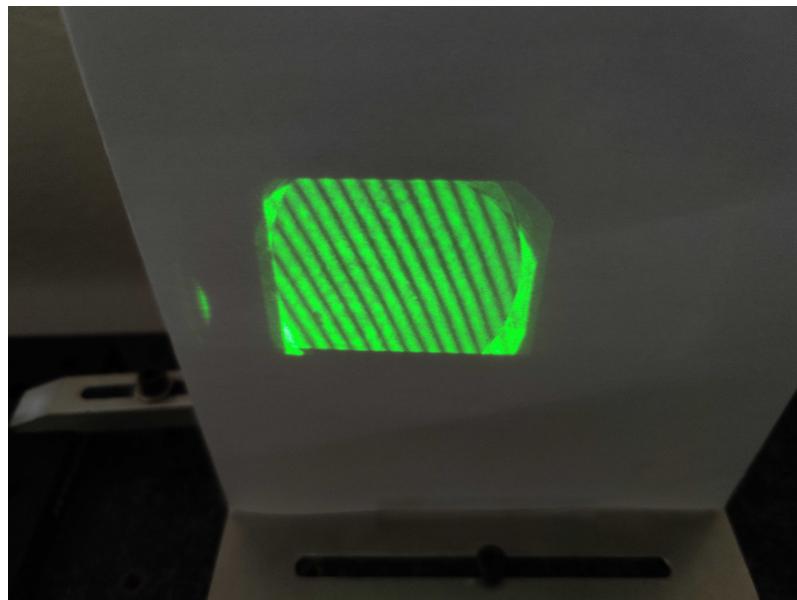
**Abbildung 5.3:** Interferenzmuster des Lasers nach Durchgang durchs Michelsoninterferometer am Schirm



**Abbildung 5.4:** Interferenzmuster des Lasers nach Durchgang durchs Michelsoninterferometer neben dem Laser

Zur Bestimmung der Wellenlänge des Lasers wird nun mittels Mikrometerschraube ein Spiegel im Michelson-Interferometer verschoben. Dies führt nun dazu, dass sich das Interferenzmuster am Schirm ändert, da der Gangunterschied zwischen den beiden Teilstrahlen geändert wird. Die Wellenlänge des Lasers kann nun durch die Verschiebung des Spiegels bestimmt werden, indem man die Anzahl der Maxima/Minima beim Verschieben um eine gewisse Distanz misst. Konkret wurde so lange an der Mikrometerschraube gedreht, bis am Schirm  $n = 100 \pm 1$  neue Maxima/Minima zu sehen waren. Dabei verschiebt sich der Spiegel um eine Distanz von  $d_{\text{Spiegel-S}} = (26,4 \pm 1,0) \mu\text{m}$ , wobei hier schon die Übersetzung der Mikrometerschraube zur tatsächlichen Spiegelbewegung (Faktor 5,3) berücksichtigt wurde. Die Unsicherheit der Mikrometerschraube beläuft sich hier auf  $5 \mu\text{m}$  (nicht untersetzt!). Die Unsicherheit am Start und am Ende der Messung – um eben möglichst die gleiche Intensität zu erreichen – wird auf etwa  $0,3 \mu\text{m}$  geschätzt.

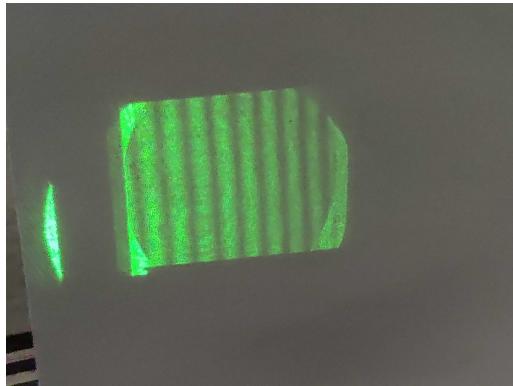
Nun wird statt der Sammellinse eine Zerstreuungslinse eingesetzt und die Interferenzmuster erneut beobachtet. Es ergeben sich nun mit der Zerstreuungslinse keine konzentrischen Kreise im Interferenzbild, sondern Linien-Interferenzmuster, wie auch in Abbildung 5.5 dargestellt. Analog zum Versuch mit der eingesetzten Sammellinse werden nun auch 100 Wechsel zwischen Maxima und Minima gezählt. Es ergibt sich für eine Distanz von  $d_{\text{Spiegel-Z}} = (26,6 \pm 1,0) \mu\text{m}$  für die  $n = 100 \pm 1$  Wechsel zwischen Maxima und Minima. Die Unsicherheit dieser Messung wird ebenso analog zum vorherigen Versuch mit der konzentrischen Linse angenommen.



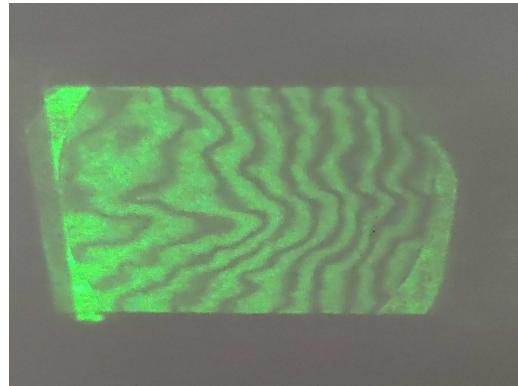
**Abbildung 5.5:** Interferenzmuster des Lasers nach Durchgang durchs Michelsoninterferometer mit Zerstreuungslinse

Nun werden noch externe Änderungen, wie etwa die Auswirkungen der Stellschrauben untersucht. Dabei verstellt eine Schraube die Dichte – sprich die Anzahl an sichtbaren Maxima/Minima – und die andere die Ausrichtung, es erfolgt quasi eine Drehung der Maxima/Minima um die Flächennormale. Die Auswirkungen von Wärmeeinflüssen ist im [Video](#) zu sehen.

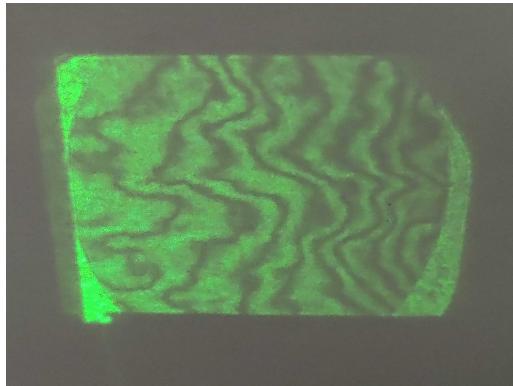
Zudem wird noch untersucht, wie sich Polarisationsfilter im Strahlengang des Michelsoninterferometers auf das Interferenzbild auswirken. Dazu wird zuerst, wie in Abbildung 5.6 ersichtlich, nur ein Filter ( $45^\circ$  zur Senkrechten gedreht) vor dem Interferometer platziert. Anschließend wird ein Filter in horizontaler Anordnung in einem der beiden Arme platziert, wie in Abbildung 5.8 dargestellt. In Abbildung 5.7 ist ein Filter in horizontaler Anordnung in beiden Armen zu sehen und in Abbildung 5.9 ein Filter in vertikaler und einer in horizontaler Anordnung pro Arm.



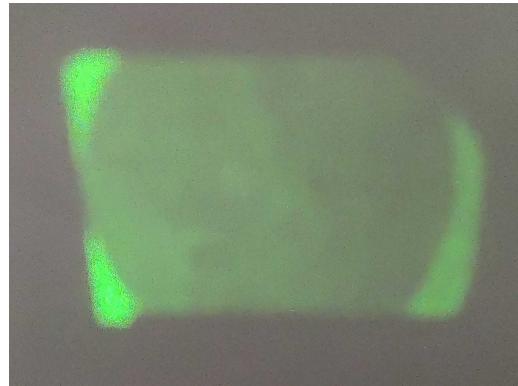
**Abbildung 5.6:** Interferenzmuster mit einem Polarisator vor dem Interferometer



**Abbildung 5.8:** Interferenzmuster mit einem Polarisator in horizontaler Anordnung in einem Arm



**Abbildung 5.7:** Interferenzmuster mit jeweils einem Polarisator in horizontaler Anordnung pro Arm



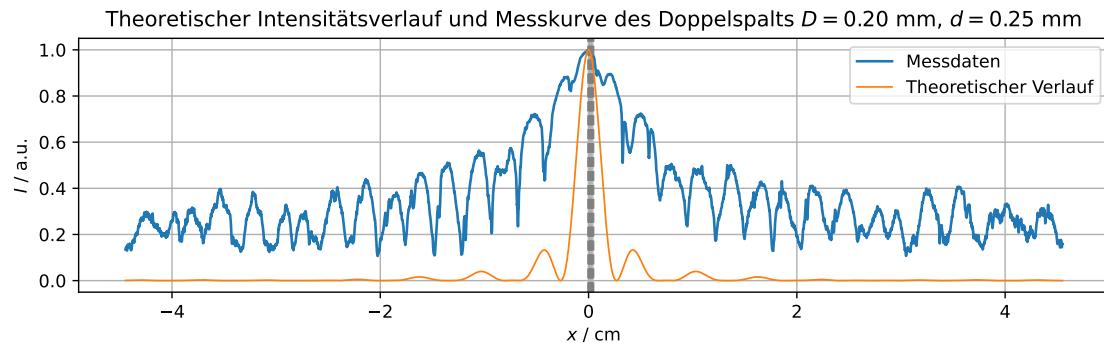
**Abbildung 5.9:** Interferenzmuster mit einem Polarisator in horizontaler Anordnung im ersten Arm und einem mit vertikaler im zweiten Arm

## 6 Auswertung

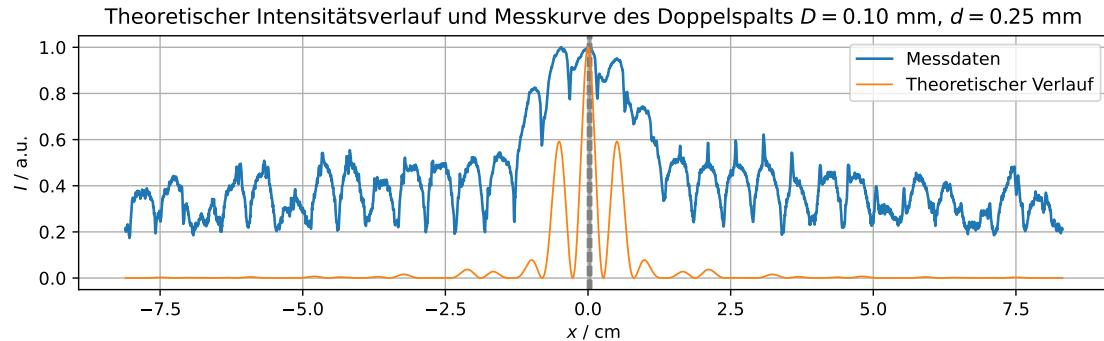
### 6.1 Young'scher Doppelspalt und Gitter

Aus den aufgenommenen Interferenzmuster der vier Young'schen Doppelspalte aus der Abbildung 5.1 können Intensitätskurven gewonnen werden. Dafür wird zuerst ein Bereich von Interesse ausgeschnitten und zusätzlich mit einem Graufilter belegt, sodass die Intensitätsunterschiede zulasten der Farbdarstellung besser ersichtlich werden. Dies erfolgt mit der Bildbearbeitungssoftware *paint.net*. Aus diesen bearbeiteten Bildern werden mithilfe der Software *ImageJ* Intensitätskurven extrahiert. Da die einzelnen Intensitätsmaxima auch direkt im Labor mit einem Lineal gemessen worden sind, ist die Umrechnung von Pixelpositionen in reale relative Abstände ein leichtes. Hierfür wird pro Doppelspaltintensitätskurve je das 0. und 1. Maximum herangezogen, wobei das 0. Maximum als Koordi-

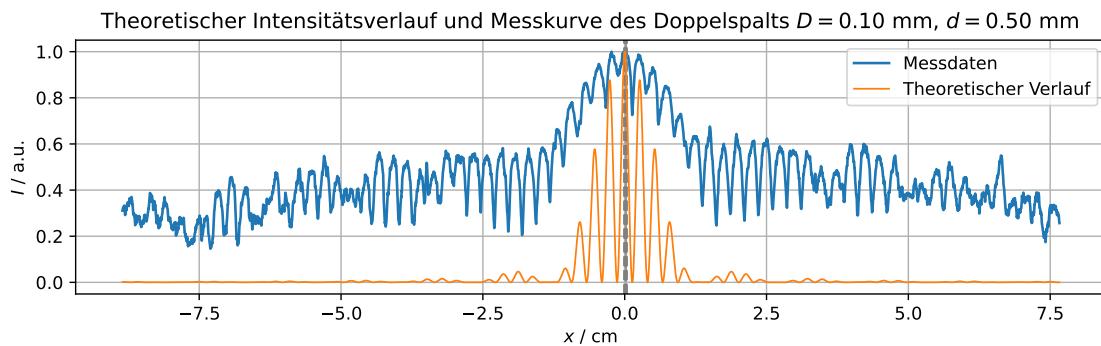
natenursprung gewählt wird. Die extrahierten Intensitätskurven sowie die theoretischen Verläufe (Produkt aus Intensität für Beugung und Interferenz, Gleichung 5) aufgrund der Abmessungen des jeweiligen Doppelspalts werden gegen relative Abstände zum 0. Maximum aufgetragen und sind in den Abbildungen 6.1 bis 6.4 ersichtlich. Die mit dem Lineal gemessenen Position der Maxima sind zusätzlich mit einem vertikalen Balken inklusive Unsicherheitsband eingezeichnet.



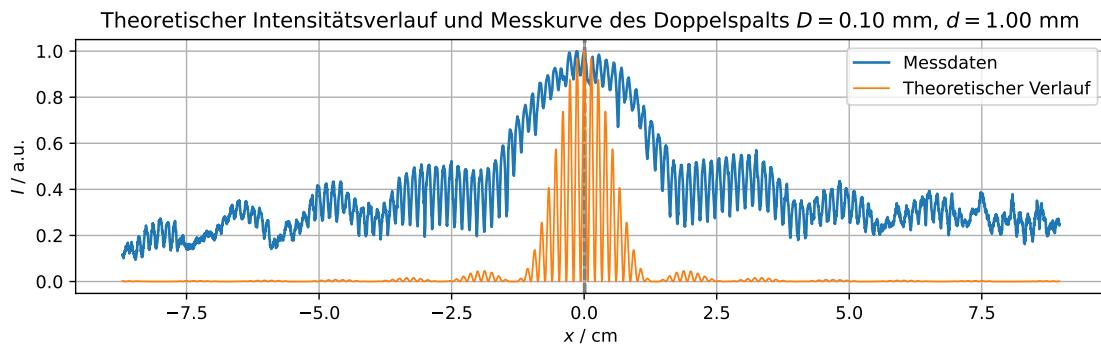
**Abbildung 6.1:** Gemessener und theoretischer Intensitätsverlauf des Doppelspalts 1, Messkurve aus Abbildung 5.1 (a) extrahiert.



**Abbildung 6.2:** Gemessener und theoretischer Intensitätsverlauf des Doppelspalts 2, Messkurve aus Abbildung 5.1 (b) extrahiert.



**Abbildung 6.3:** Gemessener und theoretischer Intensitätsverlauf des Doppelspalts 3, Messkurve aus Abbildung 5.1 (c) extrahiert.



**Abbildung 6.4:** Gemessener und theoretischer Intensitätsverlauf des Doppelspalts 4, Messkurve aus Abbildung 5.1 (d) extrahiert.

Nach Gleichung 6 und den per Lineal gemessenen Abständen zwischen 0-tem und  $n$ -tem Intensitätsmaximum lassen sich je Doppelspalt  $n$  Wellenlängen  $\lambda_n$  berechnen. Es wird  $n = 8$  gewählt. Die so erhaltenen Werte werden statistisch gemittelt und mit einem Student-t-Korrekturfaktor mit Signifikanzniveau  $1\sigma$  versehen. Pro Doppelspalt ergibt sich so eine resultierende berechnete Wellenlänge, diese sind in Tabelle 6.1 zusammengefasst.

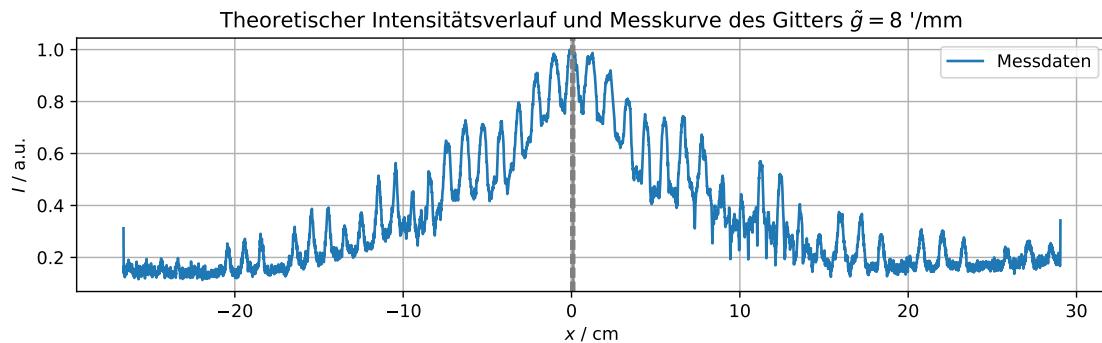
**Tabelle 6.1:** Berechnete Werte der Wellenlängen  $\lambda_i$  in nm je Doppelspalt  $i$  nach Gleichung 6 aus je den ersten  $n = 8$  Intensitätsmaxima. Unsicherheit  $\Delta\lambda_i$  in nm mit Student-t-Korrekturfaktor mit Signifikanzniveau  $1\sigma$ .

$i / 1$	$\lambda_i / \text{nm}$	$\Delta\lambda_i / \text{nm}$
1	531	7
2	532	7
3	517	7
4	534	12

Mittelt man diese Tabelle erneut und korrigiert sie mit einem Student-t-Korrekturfaktor mit Signifikanzniveau  $1\sigma$ , so ergibt sich eine berechnete Wellenlänge von:

$$\lambda = (528 \pm 5) \text{ nm}$$

Derselbe Prozess wie für die vier Doppelstufen wird nun abermals für das Gitter wiederholt. Ein Plot der Messdaten auf Basis der Auswertung durch die Software *ImageJ* findet sich auf Abbildung 6.5. Auf die Darstellung des theoretischen Verlaufs wird verzichtet.



**Abbildung 6.5:** Gemessener Intensitätsverlauf des Gitters, Messkurve aus Abbildung 5.2 (rechts) extrahiert.

Durch Äquivalenzumformung von Gleichung 7 kann schließlich die Gitterkonstante  $g$  in m aus den gemessenen Positionen der Intensitätsmaxima aus Tabelle 5.2 berechnet werden. Die resultierenden Werte werden wieder mit Hilfe einer Student-t-Verteilung statistisch gemittelt und korrigiert. Die Gitterkonstante ergibt sich zu:

$$g_{\text{exp}} = (96 \pm 9) \mu\text{m}$$

## 6.2 Shearing-Interferometer

Die in Tabelle 5.3 tabellierten Größen werden zur statistischen Auswertung gemittelt und deren Standardabweichung mit einem Student-t-Korrekturfaktor mit Signifikanzniveau  $1\sigma$  versehen. Daraus ergeben sich die folgenden Werte:

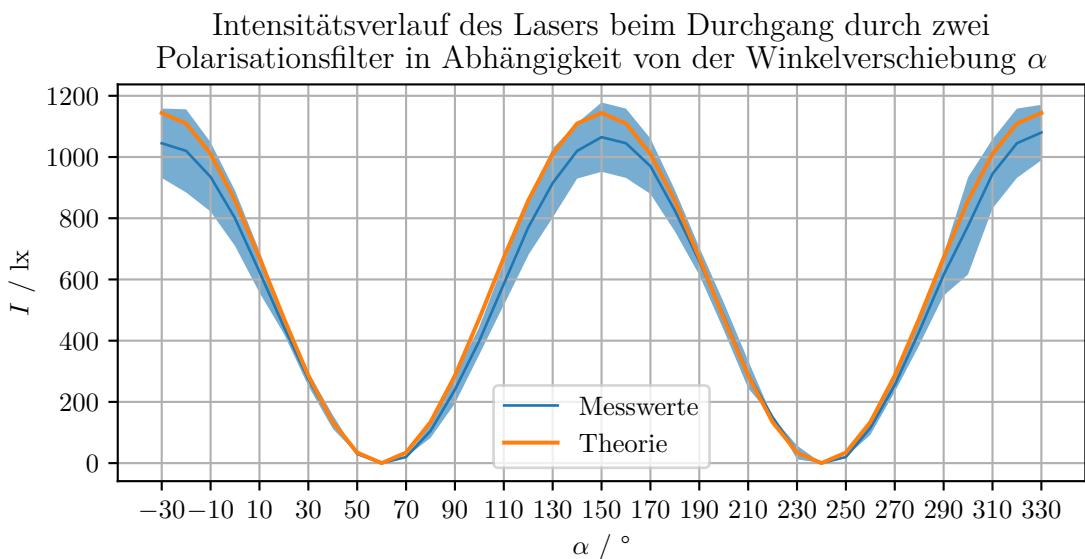
$$\begin{aligned}l &= (9,8 \pm 0,3) \text{ mm} \\d &= (3,2 \pm 0,3) \text{ mm} \\\theta &= (22 \pm 2)^\circ\end{aligned}$$

Für die Wellenlänge des Lasers wird der vom Hersteller spezifizierte Wert aus Tabelle 3.1 herangezogen. Nun lässt sich der Radius  $r$  der Wellenfront nach Gleichung 9 berechnen und ergibt sich zu:

$$r = (153 \pm 18) \text{ m}$$

## 6.3 Polarisation

Die am Lichtintensitätsmesser abgelesenen Intensitätswerte beider Messreihen werden pro Winkel statistisch gemittelt und mit einem Student-t-Korrekturfaktor versehen. Die so erhaltenen Werte werden inklusive ihrer Unsicherheiten (in Form einer halbdurchsichtigen  $2\sigma$ -Unsicherheits-Bands um den Graph) in Abbildung 6.6 dargestellt. Ebenfalls auf dieser Abbildung ist der theoretische Verlauf der Intensitätskurve gezeichnet, welche mit einem initialen  $I_0 = 1144 \text{ lx}$  errechnet wurde.



**Abbildung 6.6:** Statistische Intensitätswerte am Lichtintensitätsmesser für die Messreihen des Laserdurchgangs durch zwei Polarisator. Die Messwerte sind mit einem Student-t-Korrekturfaktor versehen. Die Unsicherheit wird in Form eines  $2\sigma$ -Unsicherheits-Bands dargestellt. Zusätzlich der errechnete theoretische Verlauf der Kurve.

## 6.4 Michelson-Interferometer

Mithilfe der Anzahl der generierten bzw. vernichteten Interferenzstreifen für sowohl Sammellinse als auch Streulinse und der währenddessen notierten Weglängenunterschiedsänderung der Interferometerarme kann schließlich nach Gleichung 13 die Wellenlänge des Lasers berechnet werden. Diese ergibt sich sowohl aus den Messdaten der Sammellinse (Interferenzringe) als auch der Streulinse (Interferenzstreifen) zu:

$$\lambda_{\text{Sammellinse}} = \lambda_{\text{Streulinse}} = (530 \pm 30) \text{ nm}$$

# 7 Diskussion

## 7.1 Young'scher Doppelpalt und Gitter

Betrachtet man die Abbildungen 6.1 bis 6.4, so lässt sich erkennen, dass sich die Theorie wider Erwarten nicht mit den gemessenen Daten deckt. Die gemessenen Intensitätsmaxima weichen teils signifikant von den theoretischen Peaks ab. Dies kann auf mehrere Faktoren zurückgeführt werden: Einerseits wurden die Bilder mit einer Smartphonekamera in einem lichtverschmutzten Raum aufgenommen. Es konnte nicht gewährleistet werden, dass die Aufnahme sowohl immer im selben Abstand, als auch parallel zur Flächennormale der Projektionsebene aufgenommen wurden. Weiters war der Hintergrund, auf den die grünen Lichtpunkte projiziert wurden, nicht homogen gefärbt und aufgrund der weißen Färbung auch leicht reflektierend. Andererseits könnte der Fehler auch am anderen Ende des Projektionswegs beheimatet sein: Falls die Doppelpalten nicht genau parallel zur Normalebene getroffen werden, beeinflusst dies selbstverständlich die an der Wand anlangende Projektion. Was darüberhinaus auffallend ist: Die von *ImageJ* ausgewerteten Intensitätskurven haben ihre lokalen Maxima nicht immer an denselben Stellen wie die von Hand vermessenen Werte darauf schließen lassen würden. Einerseits lässt sich ein additiver Fehler erkennen, der etwa daher führen kann, dass das Lineal nicht perfekt parallel zur Geraden, auf welcher die Intensitätsmaxima ersichtlich waren, gehalten wurde. Sowohl ein initialer Winkel, als auch ein zeitabhängiges Verrutschen ist denkbar. Darüberhinaus war es durchaus kein Leichtes, die exakte Mitte des Interferenzspots zu eruieren und zu vermessen, da die Spots eine Ausdehnung haben, die etwa auch aus Reflexionen von der Projektionsfläche stammt. Alles in allem sind so an mehreren Stellen die Daten nicht ganz stimmig, wohingegen die Berechnung der Wellenlänge des Lasers aus diesen Daten wieder erwartbare Werte liefert. Betrachtet man Tabelle 6.1, so wird ersichtlich, dass alle Messdaten berechnete Wellenlängen innerhalb ihres Unsicherheitsintervalls liefern, die mit der spezifizierten Wellenlänge von  $\lambda_{\text{spez}} = 532 \text{ nm}$  übereinstimmen. Dies spricht wieder für korrekte Messergebnisse.

Das im letzten Subteil verwendete Gitter wies laut Beschriftung eine Gitterkonstante von

$$\tilde{g}_{\text{spez}} = 8' / \text{mm}$$

auf. Rechnet man dies in SI-Einheiten um, so ergibt sich ein Wert von

$$g_{\text{lit}} = 125 \mu\text{m}$$

Der errechnete Wert von  $g = (96 \pm 9) \mu\text{m}$  weicht signifikant vom spezifizierten Wert ab, was nur auf dieselben Gründe wie bereits bei den Abweichungen der Doppelspaltdaten zurückgeführt werden kann.

## 7.2 Shearing-Interferometer

Beim Versuch zum Shearing-Interferometer sei abschließend nur noch einmal erwähnt, dass sich das Interferometer zum Zeitpunkt des Laborversuchs in Reparatur befand und alle Handgriffe sowie Berechnungen nur hypothetisch durchgeführt wurden. Die Werte wurden dementsprechend plausibel gewählt, eine Fehleranalyse ist demnach weder möglich noch sinnvoll, da im Gedankenexperiment selbstverständlich fehlerfrei gearbeitet wurde.

## 7.3 Polarisation

Da die genaue Polarisationsrichtung der Polarisatoren aufgrund bereits abgenutzter Stellschrauben nicht gezwungenermaßen mit der Beschriftung der Schrauben übereinstimmen muss, wurde diese Ausgangsstellung über das Maximum der transmittierten Intensität am Lichtintensitätsmesser eruiert. Die in Tabelle 5.4 tabellierten Messwerte sprechen dafür, dass die beiden Stellungen von  $\alpha_1 = 70^\circ$  beim Polarisator 1 und  $\alpha_2 = 330^\circ$  beim Polarisator 2 tatsächlich die maximale Intensität erzeugen, da bei den Stellungen  $\alpha = 60^\circ, 240^\circ$  keine messbare Intensität mehr beim Lichtintensitätsmesser angelangt, wonach darauf zu schließen ist, dass sich diese Stellung beider Polarisatoren tatsächlich auf eine Winkel-differenz von  $90^\circ$  beläuft. Vergleicht man nun die gemessenen Werte mit den theoretisch berechneten in Abbildung 6.6, so decken sich die gemessenen Werte beinahe immer mit der Theorie. Gerade im Bereich der lokalen Maxima weichen die Messwerte signifikant von der Theorie ab und liegen absolut stets unter der theoretischen Kurve. Dieser zusätzliche Intensitätsverlust kann etwa durch Reflexionen oder Inhomogenitäten in den Polarisatoren erklärt werden. Im Großen und Ganzen stimmen die Werte jedoch überein, vor allem die generelle Form der Kurve – ergo der Trend – stimmt definitiv überein, wonach das Gesetz von Malus (Gleichung 10) verifiziert wurde.

Um die Gesetze von Fresnel und Arago zu überprüfen, wurde anschließend ein dritter Polarisator in den Strahlengang gebracht. Die einhüllenden Polarisatoren sind dabei nach wie vor gekreuzt, also um  $90^\circ$  zueinander verdreht. Bringt man nun den dritten Polarisator parallel ein, also um  $0^\circ$  zum zweiten versetzt, so ändert dies nichts an der transmittierten Intensität, die Anordnung lässt keine Intensität hindurch. Es zeigt sich jedoch, dass selbst bei gekreuzten einhüllenden Polarisatoren transmittierte Intensität am Lichtintensitätsmesser angelangt, sofern man den dritten Polarisator um  $45^\circ$  oder  $135^\circ$  gegen den Polarisator 2 verdreht. Hierbei sind zwischen je zwei Polarisatoren wieder gemeinsame Komponenten vorhanden und das Licht kann hindurchgelangen. Dies wird durch die Gesetze von Fresnel und Arago vorausgesagt.

## 7.4 Michelson-Interferometer

Mit dem Versuchsaufbau zum Michelson-Interferometer wurde abermals die Wellenlänge des verwendeten Laserlichts bestimmt. Der Wert ergab sich zu  $\lambda_{\text{Sammellinse}} = \lambda_{\text{Streulinse}} = (530 \pm 30) \text{ nm}$ , was sich signifikant mit dem vom Hersteller spezifizierten Wert von  $\lambda_{\text{spez}} = 532 \text{ nm}$  deckt. Auffallend ist, dass die Messungen mit beiden Linsen dieselben Werte liefern, was jedoch nicht weiter verwunderlich ist, da (innerhalb der Unsicherheit) dieselben Distanzen an der Mikrometerschraube abgelesen wurden.

Besonders heikel war der Umgang mit dem Interferometer bezüglich Erschütterungen und Temperaturänderungen. Bereits zu Beginn des Experiments fiel sofort auf, dass das Interferometer extrem sensibel auf bereits kleinste Erschütterungen reagiert. Auch das bloße Berühren der Spiegelhalterung verschiebt diese insofern als dass es auf der Projektion klar ersichtlich ist. Auch aufgewirbelte Luft destabilisiert das Bild, weswegen darauf Augenmerk während des Experimentierens gelegt wurde. Der Aufbau befand sich jedoch dankenswerterweise hinter einer geöffneten Tür, sodass diese gewissen Schutz gegen Luftzüge bot.

Zusätzlich zur Projektion auf der Bildfläche des Interferometers (Abbildung 5.3) wird auch eine Projektion zum Eingang – dem Teil des Interferometers, bei dem der Laserstrahl eintritt – (Abbildung 5.4) zurückgeworfen. Das zum Eingang zurückgeworfene Muster ist genau komplementär zum gewünscht projizierten.

Die Position des Spiegels bei möglichst exakt gleich langen Armen des Interferometers beläuft sich laut Messung auf  $(2470 \pm 10) \mu\text{m}$  (untersetzungsfaktorbereinigt).

Anschließend wurden Polarisationsfolien in die Interferometerarme eingebracht und die Reaktion der Projektion darauf untersucht. Bringt man zuerst nur einen Filter, der das Licht  $45^\circ$  zur Senkrechten polarisiert, verändert sich die Projektion nicht merkbar (Abbildung 5.6), da sich der Lichtstrahl am Strahlenteiler weiterhin wie gewohnt aufteilen kann. Wird darauffolgend ein Filter in horizontaler Anordnung in einem der beiden Arme platziert, verzerrt die Projektion deutlich (Abbildung 5.7), da der vertikale Teil eines Strahls nun nicht mehr transmittiert wird. Bringt man auch noch einen zweiten horizontalen Polarisator in den zweiten Arm, ändert sich das Bild relativ zum vorangegangenen nur geringfügig (Abbildung 5.8), beide Teilstrahlen besitzen nun nur mehr eine horizontale Komponente. Als vorletzter Versuch wurde nun eine der beiden eingebrachten Polarisationsfolien um  $90^\circ$  gedreht (Abbildung 5.9), wonach kein Interferenzmuster mehr auf der Projektionsebene erkennbar ist, da die beiden Teilstrahlen keine gleich polarisierten Anteile mehr aufweisen. Bringt man nun als letzten Versuch noch eine dritte Polarisationsfolie P3 ins Ende des Strahlengangs ein und dreht diese um  $45^\circ$ , so ist wieder ein Interferenzmuster erkennbar, was auch durch die Gesetze von Fresnel und Arago vorausgesagt wird.

Es wurde darüberhinaus beobachtet, dass der Wechsel zwischen Maximum und Minimum bei der Änderung des Interferometerarmes bei der halben Wellenlänge  $\lambda/2$  erfolgt, was theoretisch belegbar ist.

## 8 Zusammenfassung

Im vorliegenden Laborversuch zur Interferometrie wurden vier separate Teilversuche behandelt.

Beim Versuch zum Young'schen Doppelspalt inklusive Liniengitter wurde die Auswertung von Spaltbreite sowie -abstand auf das Interferenzmuster grünen Laserlichts untersucht. Aus den vermessenen Positionen der Interferenzmaxima wurde je Doppelspalt die Wellenlänge des Lasers berechnet. Diese wurden abermals über die vier Doppelspalte hinweg gemittelt, so ergibt sich die resultierende experimentell bestimmte Wellenlänge aus dem Versuch zum Young'schen Doppelspalt zu  $\lambda = (528 \pm 5) \text{ nm}$ . Dieser Wert stimmt mit dem vom Hersteller spezifizierten Wert von  $\lambda_{\text{spez}} = 532 \text{ nm}$  überein. Weiters wurde die Gitterkonstante des verwendeten Gitters zu  $g = (96 \pm 9) \mu\text{m}$  bestimmt.

Beim zweiten Versuch zum Shearing-Interferometer wurde der Radius der Wellenfront experimentell bestimmt und mit  $r = (153 \pm 18) \text{ m}$  berechnet.

Beim dritten Teilversuch zur Polarisation des Lichts wurde die Winkelabhängigkeit der durch einen Polarisator transmittierten Intensität aufgezeichnet und mit dem Gesetz von Malus theoretisch verglichen. Der Trend der Kurven stimmte überein.

Beim letzten Teilversuch wurde mit einem Michelson-Interferometer experimentiert, dessen Reaktion auf Vibratoren und thermische Schwankungen beobachtet sowie der Einfluss von unterschiedlich orientierten Polarisationsfolien in den beiden Strahlengängen untersucht. Weiters wurde abermals die Wellenlänge des verwendeten Laserlichts berechnet und mit  $\lambda_{\text{Michelson}} = (530 \pm 30) \text{ nm}$  beziffert.

## Literaturverzeichnis

- [1] J. Krenn. Interferenz und Polarisation. 2022.
- [2] E. O. Lebigot. Uncertainties: a Python package for calculations with uncertainties. Website. o. D. URL: <https://pythonhosted.org/uncertainties/>.
- [3] R. Dämon u. a. „Einführung in die physikalischen Messmethoden“. In: Bd. 7. 2021.

## Abbildungsverzeichnis

2.1	Shearing-Interferometer	6
2.2	Michelson-Interferometer	7
2.3	Interferenzmuster Michelson-Interferometer	8
4.1	Aufbau Young'scher Doppelspalt	10
4.2	Aufbau Shearing Interferometer	11
4.3	Aufbau Polarisation	11
4.4	Aufbau Michelson-Interferometer	12
5.1	Interferenzmuster der Doppelspalten aus Tabelle 3.2	13
5.2	Interferenzmuster des Gitters	14
5.3	Interferenzmuster Michelsoninterfereometer Schirm	18
5.4	Interferenzmuster Michelsoninterfereometer Reflexion	18
5.5	Interferenzmuster Michelsoninterfereometer Zerstreuungslinse	19
5.6	Interferenzmuster Polarisator davor	20
5.7	Interferenzmuster ein Polarisator horizontal pro Arm	20
5.8	Interferenzmuster ein Polarisator horizontal ein Arm	20
5.9	Interferenzmuster zwei Polarisatoren gekreuzt	20
6.1	Intensitätskurve DS 1	21
6.2	Intensitätskurve DS 2	21
6.3	Intensitätskurve DS 3	22
6.4	Intensitätskurve DS 4	22
6.5	Intensitätskurve Gitter	23
6.6	Messkurve Polarisation	24

## Tabellenverzeichnis

3.1	Geräteliste	9
3.2	Doppelspaltmaße	9
5.1	Messwerte Doppelspalten	14
5.2	Messwerte Gitter	15
5.3	Messung Shearing	16
5.4	Messwerte nach zwei Polarisationsfiltern	16
5.4	Messwerte nach zwei Polarisationsfiltern	16
6.1	Berechnete Werte der Wellenlängen je Doppelspalt	23