



**TECHNISCHE  
UNIVERSITÄT  
DRESDEN**

**Fakultät Physik**

Physikalisches Grundpraktikum

Versuch: **IF2**

Aktualisiert: am 15.02.2024

# Mach-Zehnder-Interferometer

## Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Motivation</b>	<b>2</b>
<b>2</b>	<b>Aufgabenstellung</b>	<b>2</b>
<b>3</b>	<b>Grundlagen</b>	<b>2</b>
3.1	Zur Physik von elektromagnetischen Wellen . . . . .	2
3.2	Zweistrahl-Interferenz . . . . .	3
3.3	Zeitliche Kohärenz . . . . .	3
3.4	Das Mach-Zehnder Interferometer . . . . .	4
3.4.1	Interferenzen mit Aufweitungslinse am Eingang . . . . .	5
3.4.2	Interferenzen mit Aufweitungslinse am Ausgang . . . . .	7
3.5	Interferenz von polarisierten Teilstrahlen . . . . .	8
3.5.1	Polarisation durch Filterung . . . . .	8
3.5.2	Optische Aktivität . . . . .	9
3.5.3	Ein Analogie-Experiment zum Quantenradierer . . . . .	9
<b>4</b>	<b>Versuchsdurchführung</b>	<b>10</b>
4.1	Vorversuche . . . . .	10
4.2	Aufbau und Justage des Mach-Zehnder-Interferometers . . . . .	10
4.3	Brechungsindex von Luft und Plexiglas . . . . .	12
4.4	Interferenzen mit polarisiertem Licht . . . . .	12
<b>5</b>	<b>Fragen zum Versuch</b>	<b>13</b>
<b>6</b>	<b>Anhang</b>	<b>14</b>
6.1	Übersicht über die Einzelkomponenten . . . . .	14
	<b>Literatur</b>	<b>15</b>

## 1 Motivation

Das Mach-Zehnder-Interferometer ist ein hochempfindliches optisches Messinstrument und wurde von Ludwig Mach und Ludwig Zehnder in den neunziger Jahren des 19. Jahrhunderts unabhängig voneinander entwickelt. Das Einsatzgebiet reicht über ein weites Spektrum von Messungen der Dichteschwankungen innerhalb strömender Gase bis zur Beobachtung von Plasmen während thermonuklearer Reaktionen (Scylla IV, Los Alamos). Weiterhin findet dieser Aufbau Anwendung in der optischen Nachrichtenübertragung zur Modulation von Laserlicht durch hochfrequente elektrische Signale (Mach-Zehnder-Modulator).

## 2 Aufgabenstellung

1. Justierung eines Mach-Zehnder-Interferometers.
2. Bestimmung des Brechungsindex von Luft und Plexiglas.
3. Untersuchung der Interferenzfähigkeit von relativ zueinander polarisierten Teilstrahlen.
4. Realisierung und Verständnis des klassischen Analogons zum „Quantenradierer“.

## 3 Grundlagen

### 3.1 Zur Physik von elektromagnetischen Wellen

Licht breitet sich in Form von elektromagnetischen Wellen aus, welche sich mathematisch als Lösung der Maxwell'schen Gleichungen beschreiben lassen. Für die Ausbreitung im ladungs- und stromfreien Raum ergibt sich die Wellengleichung für das elektrische Feld:

$$\left( \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \Delta \right) \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = 0 \quad (1)$$

mit der Vakuumlichtgeschwindigkeit  $c$ . Hierbei handelt es sich für jede Komponente um eine homogene hyperbolische partielle Differentialgleichung zweiter Ordnung. Die Lösung dieser Gleichungen ist folglich ungedämpft und erfordert räumliche Randbedingungen sowie Anfangsbedingungen. Infolge der Linearität ist die Linearkombination zweier Lösungen wieder Lösung dieser Wellengleichung – essentiell für die Beschreibung von Interferenzphänomenen.

Von besonderem Interesse sind ebene periodische Wellen, welche eine Klasse einfacher Lösungen der Wellengleichung darstellen. Für die Ausbreitung einer harmonischen ebenen Welle in Richtung des Wellenvektors  $\mathbf{k}$  lässt sich der folgende Ausdruck finden:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \hat{\mathbf{E}} e^{i(\omega t \mp \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})} \quad (2)$$

Somit sind die Orte konstanter Feldstärke/Phase ( $\omega t \mp \mathbf{k} \cdot \mathbf{r} = \text{konst}$ ) zueinander parallele Ebenen, welche sich mit der Geschwindigkeit  $c = \omega/|\mathbf{k}|$  in Richtung  $\pm \mathbf{k}$  ausbreiten. Diese Phasenflächen haben zueinander den räumlichen Abstand  $\lambda = 2\pi/|\mathbf{k}|$  (Wellenlänge) und zeitlichen Abstand  $T = 2\pi/\omega$  (Periodendauer). Durch Einsetzen von Gl. 2 in die Maxwell'schen Gleichungen zeigt man weiterhin, dass elektrischer und magnetischer Feldvektor zueinander und zur Ausbreitungsrichtung senkrecht stehen sowie in Phase schwingen.

Der Energietransport durch ein Flächenelement senkrecht zu  $\mathbf{k}$  wird durch die Energiestromdichte (Intensität) beschrieben. Die mittlere Intensität ist proportional zum Quadrat der Amplitude  $I \propto \dot{\mathbf{E}}^2$ , welches der Länge des  $\mathbf{E}$ -Vektors in der Gaußschen Zahlenebene entspricht.

### 3.2 Zweistrah-Interferenz

Aufgrund der oben angesprochenen Linearität der Wellengleichung können sich beliebige elektromagnetische Wellen überlagern. Der resultierende momentane Feldstärkevektor ergibt sich als Summe über alle beitragenden Feldstärken. Für die Zweistrahinterferenz betrachten wir dazu zwei monochromatische ebene elektromagnetische Wellen mit unterschiedlicher Amplitude ( $\mathbf{E}_1, \mathbf{E}_2$ ) und Phase ( $\varphi_1, \varphi_2$ ), welche sich in Richtung  $\mathbf{k}_1$  bzw.  $\mathbf{k}_2$  ausbreiten:

$$\mathbf{E}_1(\mathbf{r}, t) = \hat{\mathbf{E}}_1 e^{i(\omega t - \mathbf{k}_1 \mathbf{r} - \varphi_1)} \quad (3)$$

$$\mathbf{E}_2(\mathbf{r}, t) = \hat{\mathbf{E}}_2 e^{i(\omega t - \mathbf{k}_2 \mathbf{r} - \varphi_2)}. \quad (4)$$

Nach Überlagerung ergibt sich der folgende Ausdruck:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_1(\mathbf{r}, t) + \mathbf{E}_2(\mathbf{r}, t) \quad (5)$$

$$= \hat{\mathbf{E}}_1 e^{i(\omega t - \mathbf{k}_1 \mathbf{r} - \varphi_1)} + \hat{\mathbf{E}}_2 e^{i(\omega t - \mathbf{k}_2 \mathbf{r} - \varphi_2)} \quad (6)$$

Für die z.B. mit Photodioden detektierte mittlere Intensität ergibt sich demnach:

$$I = |\mathbf{E}_1(\mathbf{r}, t) + \mathbf{E}_2(\mathbf{r}, t)|^2 \quad (7)$$

$$= |\hat{\mathbf{E}}_1 e^{i(\omega t - \mathbf{k}_1 \mathbf{r} - \varphi_1)} + \hat{\mathbf{E}}_2 e^{i(\omega t - \mathbf{k}_2 \mathbf{r} - \varphi_2)}|^2 \quad (8)$$

$$= |\hat{\mathbf{E}}_1|^2 + |\hat{\mathbf{E}}_2|^2 + 2\hat{\mathbf{E}}_1 \hat{\mathbf{E}}_2 \cos((\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2)\mathbf{r} + \varphi_1 - \varphi_2) \quad (9)$$

Neben den Amplitudenquadrat der beiden sich überlagernden ebenen Wellen trägt ein dritter Term – der sog. Interferenzterm – zur Gesamtintensität bei. Dieser Interferenzterm ist nur dann ortsabhängig, wenn die Differenz der Wellenzahlvektoren von null verschieden ist. Der Betrag dieser Differenz ist proportional zur Trägerfrequenz des Interferenzmusters. Die Phasenlage der Interferenzmaxima/-minima hängt von der Differenz der absoluten Phasen ( $\varphi_1 - \varphi_2$ ) ab und erlaubt somit die genaue Messung von Gangunterschieden zwischen zwei Teilstrahlen. Eine weitere wichtige Einflussgröße ist der Vorfaktor, welcher sich aus dem Skalarprodukt der Amplituden  $\hat{\mathbf{E}}_1$  und  $\hat{\mathbf{E}}_2$  ergibt. Dieser Vorfaktor bestimmt den Kontrast des Interferenzmusters  $\mu$  (auch „Sichtbarkeit“ genannt) durch

$$\mu = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} = \frac{2\hat{\mathbf{E}}_1 \hat{\mathbf{E}}_2}{|\hat{\mathbf{E}}_1|^2 + |\hat{\mathbf{E}}_2|^2}. \quad (10)$$

Der Kontrast wird demnach durch den Abgleich der Amplituden und der relativen Orientierung der  $\mathbf{E}$ -Feldvektoren (Polarisation) zueinander bestimmt. Letzteres erschließt sich intuitiv durch die vektorielle Eigenschaft des elektrischen/magnetischen Feldes und soll in diesem Versuch genauer untersucht werden.

### 3.3 Zeitliche Kohärenz

Anhand Gl. 9 wird ersichtlich, dass das Interferenzmuster stationär ist, wenn die beiden Wellen zum einen in der exakt gleichen Frequenz oszillieren ( $\omega_1 = \omega_2$ ) und zum anderen die Phasendifferenz

$\varphi_1 - \varphi_2$  zeitlich konstant ist. Sind diese Bedingungen nicht gegeben, wird das Interferenzmuster folglich zeitabhängig, wodurch es aufgrund der Integration über den Zeitraum der Beobachtung bei bereits geringfügiger Verstimmung praktisch zum Verschwinden kommt. Mit einem Interferometer (siehe unten) können durch geschicktes Aufteilen einer Welle zwei Teilwellen mit fester Phasenbeziehung zueinander erzeugt und zur Überlagerung gebracht werden.

Das Licht ist aufgrund des Emissionsprozesses niemals exakt monochromatisch, sondern weist ein Frequenzspektrum mit einer endlichen Breite  $\Delta\omega$  auf. Nach obiger Argumentation können nur solche Teilwellen einen stationären Beitrag zum Interferenzmuster liefern, welche zueinander ausreichend monochromatisch sind (siehe Farbsäume bei den Weißlichtinterferenzen im Versuch IF3) – alle anderen Überlagerungsmöglichkeiten (z.B. „rot“ mit „grün“) liefern keinen Beitrag zum Interferenzterm.

Hinzukommt, dass aufgrund der endlichen Frequenzbreite Wellenzüge mit endlicher zeitlicher Ausdehnung  $\Delta t \sim 1/\Delta\omega$  entstehen, innerhalb derer sie sich annähernd wie sinusförmige Wellen verhalten. Aufgrund der Ausbreitung mit der Lichtgeschwindigkeit  $c$  ergibt sich ein Raumbereich, innerhalb dessen die Wellenzüge aufeinander treffen müssen, um wie im oben beschriebenen Sinne beobachtbare Interferenzen zu erzeugen. Somit ergibt sich ein maximal möglicher Gangunterschied  $\Delta l$  zwischen den Wellenzügen, bei welchem Interferenzen gerade so beobachtet werden können. Dieser wird als Kohärenzlänge bezeichnet.

$$\Delta l = c\Delta t \sim \frac{c}{\Delta\omega} \quad (11)$$

Die Auswirkungen der zeitlichen Kohärenz auf die Sichtbarkeit der Streifen lassen sich im Rahmen der allgemeinen Kohärenztheorie mit der wechselseitigen Kohärenzfunktion beschreiben (Siehe Hecht Kap. 12.3). Für partiell kohärentes Licht ergibt sich der sogenannte komplexe (zeitliche) Kohärenzgrad  $\mu_c(\tau)$ , welcher den Streifenkontrast Gl.10 in folgender Weise modifiziert:

$$\mu = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} = \frac{2\hat{\mathbf{E}}_1\hat{\mathbf{E}}_2}{|\hat{\mathbf{E}}_1|^2 + |\hat{\mathbf{E}}_2|^2} |\mu_c(\tau)|. \quad (12)$$

Die Variable  $\tau$  beschreibt dabei den zeitlichen Abstand zwischen den Wellenzügen und ist somit proportional zum Gangunterschied. Abschließend sei bemerkt, dass die räumliche Kohärenz, welche mit der räumlichen Ausdehnung der Quelle zusammenhängt, in diesem Rahmen nicht berücksichtigt wird. Sie geht in Gl. 12 ebenso als Produkt mit der Funktion  $|\mu_s(\beta)|$  in Abhängigkeit vom Überlagerungswinkel ein.

### 3.4 Das Mach-Zehnder Interferometer

Mit einem Mach-Zehnder-Interferometer (MZI) werden mittels Amplitudenteilung an zwei halbdurchlässigen Spiegeln phasenkorrelierte Wellenzüge in räumlich getrennten Teilstrahlen erzeugt und zur Überlagerung gebracht. Diese Separation der Teilstrahlen ermöglicht es, mit verschiedenen optischen Komponenten die Teilstrahlen zu manipulieren und den Einfluss auf die Interferenzmuster zu untersuchen. Der prinzipielle Aufbau ist in Abb. 1 dargestellt.

Der einfallende Lichtstrahl wird am Strahlteiler  $T_1$  in zwei Teilstrahlen so aufgespalten, dass sie exakt senkrecht zueinander verlaufen. Die zwei vollständig reflektierenden Spiegel  $S_1$  und  $S_2$  richten die Teilstrahlen wiederum aufeinander, so dass der Strahlengang die Form eines Rechtecks annimmt. Im Kreuzungspunkt wird nun der Strahlteiler  $T_2$  positioniert, der die beiden Teilbündel sowohl in vertikaler als auch in horizontaler Richtung zur Überlagerung bringt. Die Strahlteiler bestehen aus einem Glassubstrat, welches auf einer Seite mit einer reflektierenden Schicht bedampft wurde. Bei

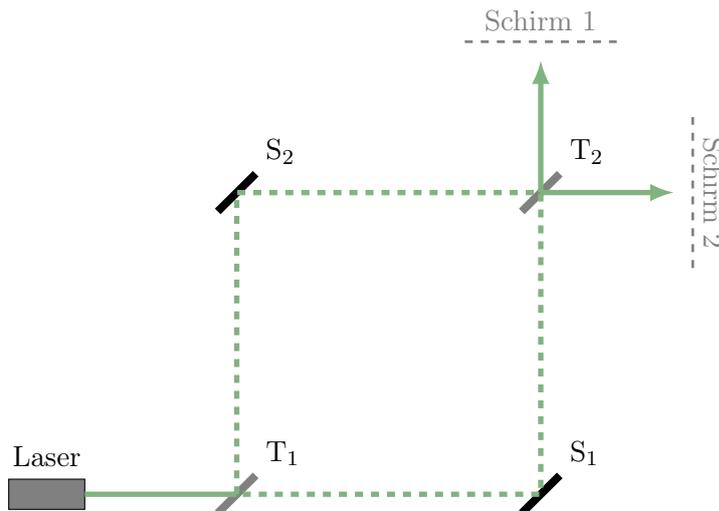


Abb. 1: Schematischer Aufbau eines Mach-Zehnder-Interferometers.

der direkten Reflexion an dieser Schicht tritt ebenso wie am metallischen Spiegel ein Phasensprung von  $\pi$  auf. Läuft der Lichtstrahl vor der Reflexion allerdings zunächst durch das Glassubstrat erfolgt kein Phasensprung.

Aufgrund der separierten Wege der Teilstrahlen, ist die Ausrichtung dieses Interferometers sehr anspruchsvoll und erfordert konzentriertes Arbeiten. Im Abschnitt zur Versuchsdurchführung werden genauere Hinweise zum Aufbauen des MZIs gegeben.

### 3.4.1 Interferenzen mit Aufweitungslinse am Eingang

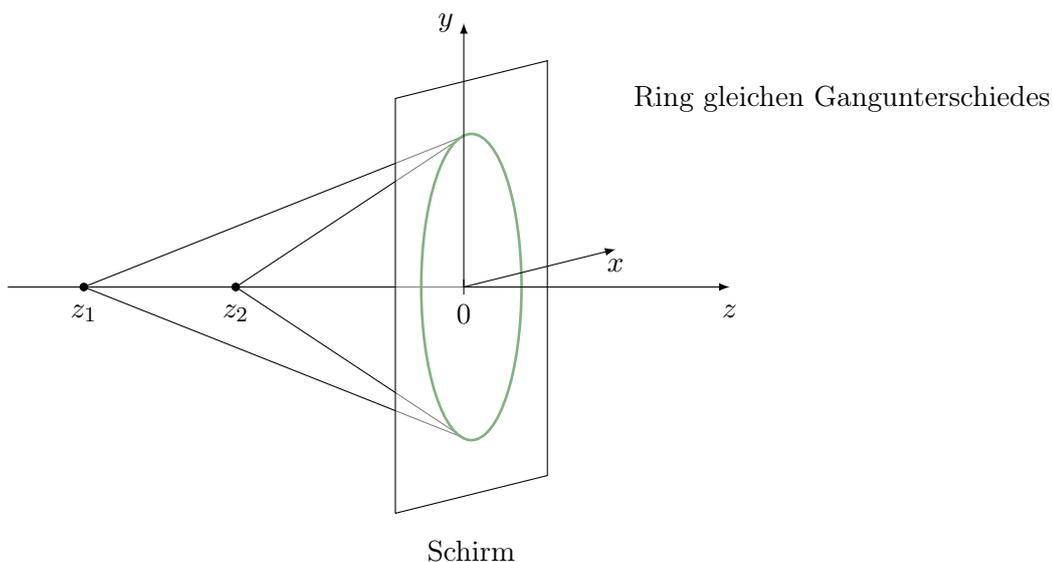
Im Falle absolut paralleler Strahlen ( $\mathbf{k}_1 = \mathbf{k}_2$ ) in den Beobachtungsebenen kommt nach Gl. 9 kein Interferenzmuster zustande. Mit einer Aufweitungslinse, welche zwischen Lichtquelle und dem Strahlteiler  $T_1$  positioniert wird, entstehen divergente Teilbündel, welche von Sekundärquellen vor den Beobachtungsschirmen ausgehen. Da nun die Pfade der Teilbündel nie exakt gleich lang sind, überlagern sind diese auf dem Schirm aus unterschiedlichen Richtungen und erzeugen somit ein kreisförmiges Interferenzmuster (Fig. 2).

Mithilfe einer kurzen geometrischen Betrachtung wird klar, was das Ziel einer guten Justage des Interferometers ist. Dabei gehen wir davon aus, dass die Sekundärquellen exakt auf der optischen Achse liegen. Wir betrachten den Term in der Kosinusfunktion des Interferenzterms, welcher von dem Wellenvektor abhängt, legen die Beobachtungsebene (Schirm) auf  $z = 0$  und diskutieren den Strahlenverlauf in der  $xz$ -Ebene. Somit wird dieser Ausdruck von den  $x$ -Komponenten der entsprechenden Wellenvektoren getragen, welche von den Winkeln  $\alpha_1$  und  $\alpha_2$  abhängen ( $y = 0$ ).

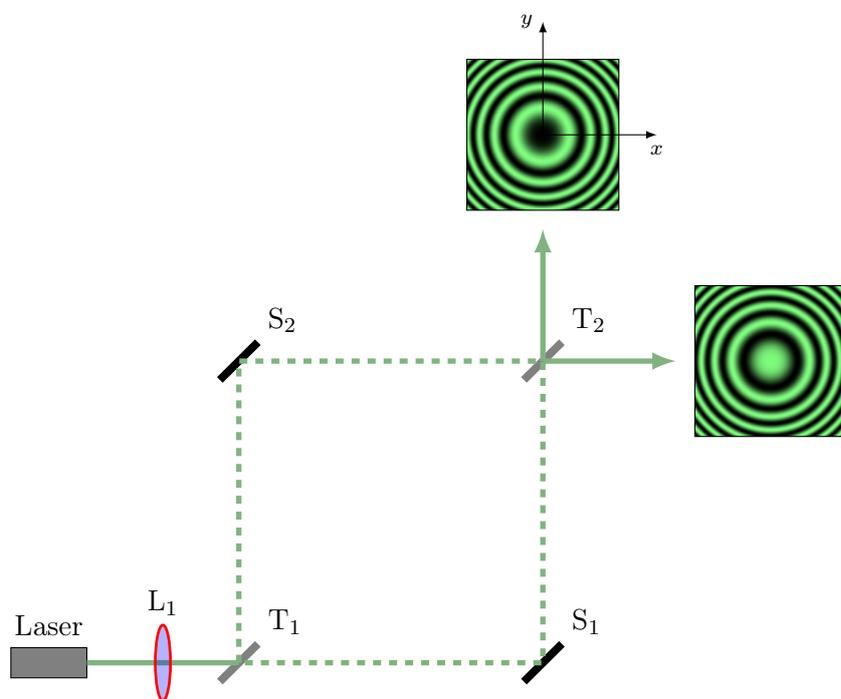
$$\begin{aligned}
 (\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2)\mathbf{r} &= (k_{1x} - k_{2x})x \\
 &= (\sin \alpha_1 - \sin \alpha_2)k_0x
 \end{aligned}
 \tag{13}$$

$$\tag{14}$$

Diese Winkel ergeben sich aus den Abständen der Sekundärquellen auf der  $z$ -Achse ( $z_1, z_2$ ) zum Beobachtungsschirm und der Position des Lichtstrahls auf dem Schirm ( $x, 0$ ) durch  $\tan \alpha_i = x/z_i$ . Zusammenfassend ergibt sich die folgende eindimensionale Intensitatverteilung in  $x$ -Richtung:



**Abb. 2:** Strahlengang im Falle von divergenten Teilbündeln, welche von zwei Sekundärquellen ausgehen, die infolge der Aufweitungslinse  $L_1$  vor dem Strahlteiler  $T_1$  auf die Positionen  $z_1$  bzw.  $z_2$  abgebildet wurden. Die beiden Teilpfade sind in dieser Abbildung vereinfacht übereinandergelegt.



**Abb. 3:** Mach-Zehnder-Interferometer mit langbrennweitiger Aufweitungslinse  $L_1$  vor dem Strahlteiler  $T_1$ . Für die Berechnung der Interferenzmuster nach Gl. 16 wurden die folgenden Parameter zugrunde gelegt:  $\lambda = 532 \text{ nm}$ ,  $z_1 = -0,25 \text{ m}$ ,  $\varphi_1 - \varphi_2 = 0,2$ ,  $z_2 - z_1 = 75 \mu\text{m}$ . Die Schirmbreite beträgt  $10 \text{ cm}$ .

$$I(x) = I_0 \left( 1 + \mu \cos \left( \left( \frac{k_0 x^2}{\sqrt{z_1^2 + x^2}} - \frac{k_0 x^2}{\sqrt{z_2^2 + x^2}} \right) + \varphi_1 - \varphi_2 \right) \right) \quad (15)$$

$$\stackrel{z_i \gg x}{\cong} I_0 \left( 1 + \mu \cos \left( \left( \frac{1}{z_1} - \frac{1}{z_2} \right) k_0 x^2 + \varphi_1 - \varphi_2 \right) \right) \quad (16)$$

Anhand der Intensitätsverteilung für das divergente Strahlenbündel (16) wird klar, dass identische optische Wege der Teilstrahlen (d.h.  $z_1 = z_2$ ) zu einer konstanten Intensitätsverteilung führen. Soll jedoch der erste Ring innerhalb der Schirmbegrenzung ( $x_{\max}$  liegen, muss ein endlicher longitudinaler Versatz  $d$  zwischen den Sekundärquellen vorliegen. Für das erste Minimum mit  $\varphi_1 - \varphi_2 = 0$  ergibt sich aus dieser Überlegung folgender Versatz:

$$d_{\min} = z_2 - z_1 \approx \frac{\lambda}{2} \frac{z_1^2}{x_{\max}^2}. \quad (17)$$

Für einen Abstand der Sekundärquellen zum Schirm von etwa einem Viertelmeter und einer Schirmbreite von  $2x_{\max} = 10$  cm ergibt sich bei  $\lambda = 532$  nm ein Mindestversatz von  $d_{\min} = 6,7 \mu\text{m}$ . Sollte für eine gute Beobachtbarkeit der Durchmesser des innersten Ringes mindestens 1 cm betragen, so beläuft sich der maximale Versatz auf 0,7 mm, was mit den verfügbaren Mitteln im Rahmen Justagegenauigkeit erreicht werden kann. Somit wird klar, dass das Interferometer so justiert werden muss, dass der Versatz nur im Bereich weniger Zehntel Millimeter liegen darf, damit ein gut sichtbares Interferenzmuster auf dem Schirm entsteht.

Ein weitaus ernsteres Problem entsteht durch eine relative Verkippung der Strahlengänge zueinander, was zu einer Verschiebung des Zentrums führen wird. Da die Frequenz der Interferenzstreifen mit dem Abstand zum Zentrum quadratisch anwächst, werden sie so fein, dass sie sich schnell der Wahrnehmung entziehen. Angenommen die Quelle 2 sei aufgrund von Fehljustage um den Winkel  $\beta$  gegenüber der optischen Achse verkippt. Somit bekommt die entsprechende  $x$ -Komponente des entsprechenden Wellenzahlvektors  $k_0 \sin \beta$  als Zusatzterm, der u.a. zu einer Verschiebung des Interferenzmusters führt. Der Verkippungswinkel, welcher das Zentrum des Interferenzmusters auf den Rand des Schirmes verschiebt ergibt sich aus:

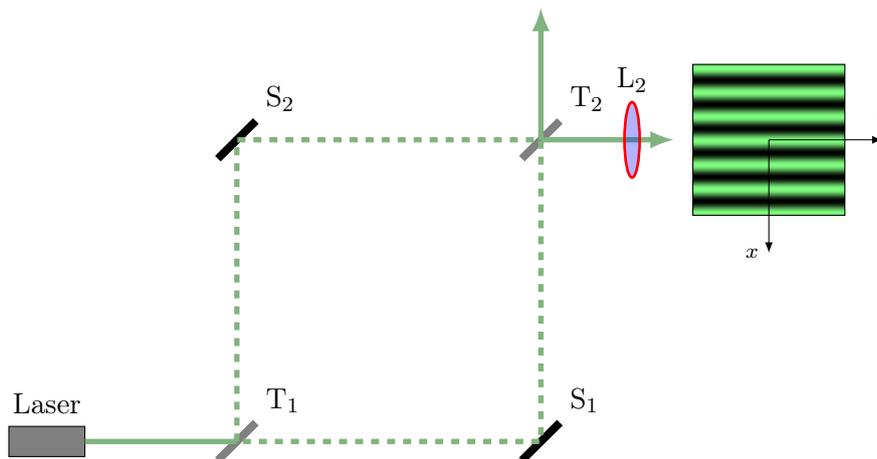
$$\beta \approx 2d \frac{x_{\max}}{z_1^2} \quad (18)$$

Für den Longitudinalversatz von 0,7 mm ergibt sich für das obige Beispiel ein maximaler Verkippungswinkel von etwa 1 mrad. Dieses Beispiel zeigt, dass die Anforderungen an die Parallelität der ausgehenden Teilbündel sehr hoch sind und daher bei der Justage besonderer Aufmerksamkeit bedürfen.

### 3.4.2 Interferenzen mit Aufweitungslinse am Ausgang

Eine weitere Möglichkeit, Interferenzen auf dem Beobachtungsschirm abzubilden besteht in der Positionierung einer Aufweitungslinse mit der Brennweite  $f$  am Ausgang des MZI im Abstand  $D$  zum Schirm. Diese erzeugt in deren hinterer Brennebene Sekundärquellen, welche in Abhängigkeit von der relativen Verkippung  $\beta$  durch den Abstand  $f \tan \beta$  in transversaler Richtung voneinander getrennt sind. In der Ebene des Beobachtungsschirms ergibt sich ein Überlagerungswinkel von:

$$\tan \gamma = \frac{f}{D - f} \tan \beta \quad (19)$$



**Abb. 4:** Mach-Zehnder-Interferometer mit kurzbrennweitiger Aufweitungslinse  $L_2$  ( $f = 50$  mm nach dem Strahlteiler  $T_2$ ). Für die Berechnung der Interferenzmuster nach Gl. 16 wurden die folgenden Parameter zugrunde gelegt:  $\lambda = 532$  nm,  $z_1 = -0,25$  m,  $\varphi_1 - \varphi_2 = 0,2$ ,  $z_2 - z_1 = 50$   $\mu$ m. Die Schirmbreite beträgt 10 cm und der Abstand zwischen  $L_2$  und Schirm beläuft sich auf  $D = 20$  cm. Die interferierenden Teilstrahlen sind um  $\beta = 0,1$  mrad zueinander verkippt.

woraus sich der Streifenabstand in folgender Weise errechnet:

$$s = \frac{\lambda}{\sin \gamma} \approx \frac{\lambda(D - f)}{\beta f} \tag{20}$$

Somit ergibt sich das folgende Interferenzmuster:

$$I(x) = I_0 \left( 1 + \mu \cos \left( \frac{2\pi}{s} x + \varphi_1 - \varphi_2 \right) \right) \tag{21}$$

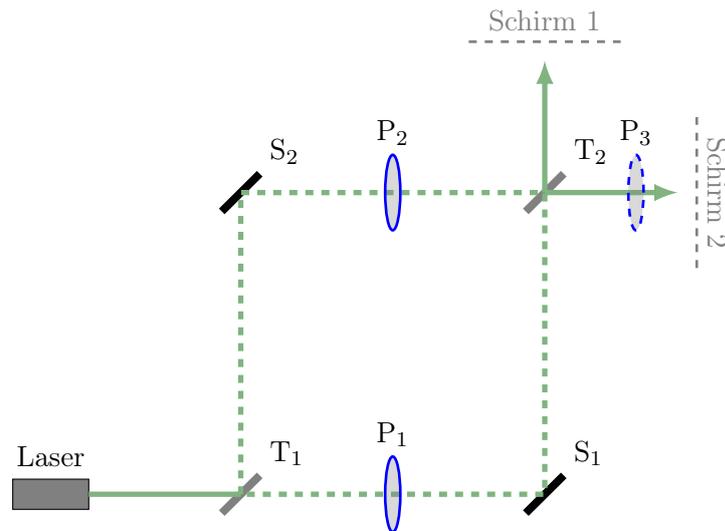
Für das obige Beispiel ergibt sich mit  $f = 5$  cm und  $D = 20$  cm bei einer relativen Grenzverkipfung von 1 mrad ein Streifenabstand von  $s = 1,5$  mm. Dieser Streifenabstand ist im Gegensatz zum Fall mit der Aufweitungslinse vor dem MZI vom longitudinalen Versatz unabhängig.

### 3.5 Interferenz von polarisierten Teilstrahlen

Da elektromagnetische Wellen transversal zur Ausbreitungsrichtung schwingen, können sie durch bestimmte physikalische Prozesse (z.B. Doppelbrechung, Streuung, Reflexion) polarisiert werden. Durch Polarisation ist der Vektor der elektrischen Feldstärke im Verlauf der Schwingung auf eine Ebene festgelegt. Nach Gl. 10 ist die Sichtbarkeit des Interferenzmusters durch das Skalarprodukt der interferierenden Feldvektoren bedingt. Die daraus resultierende Interferenzfähigkeit der beiden Teilstrahlen in Abhängigkeit von der relativen Polarisation soll im Rahmen dieses Versuches untersucht werden.

#### 3.5.1 Polarisation durch Filterung

Durch Einbringen zweier Polarisatoren im Zwischenbereich der Strahlteiler können die Teilstrahlen vor der Überlagerung unabhängig voneinander polarisiert werden. Die vorliegenden Polarisatoren (Thorlabs LPVISE2X2) bestehen aus 0,3 mm dicken dichroitischen PVA-Folien (Polyvinylalkohol),



**Abb. 5:** Mach-Zehnder-Interferometer mit den Polarisatoren  $P_1$  und  $P_2$ . Der Polarisator  $P_3$  fungiert bei entsprechender Einstellung als „Quantenradierer“ im Rahmen eines klassischen Analogie-Experiments zur Quantenmechanik.

deren langkettige Polymermoleküle während des Herstellungsprozesses durch Dehnen in eine bestimmte Richtung parallel zueinander ausgerichtet wurden. Durch die Dotierung mit Jod werden die Ketten bei Anregung mit elektromagnetischen Wellen im optischen Frequenzbereich elektrisch leitend und absorbieren durch Induktion von Strömen E-Feldkomponenten, die parallel zur den Ketten orientiert sind. Somit werden nur noch senkrecht zu den Molekülketten orientierte E-Feldvektoren transmittiert.

### 3.5.2 Optische Aktivität

Die Orientierung der Schwingungsebene kann durch die Verwendung von optisch aktiven Materialien gedreht werden, was Gegenstand des Versuch „Polarisation“ ist. In diesem Versuch kommen Quarzkristalle zur Anwendung. Kristallines Quarz kommt in zwei Kristallarten vor, die sich allein darin unterscheiden, dass sie nur durch Spiegelung ineinander übergehen (*enantiomorph*). Das Verständnis der optischen Aktivität erfordert allgemein eine quantenmechanische Behandlung. Zu einer phänomenologischen Beschreibung gelangt man durch die Vorstellung, dass sich die Sauerstoff- und Siliziumatome entlang der optischen Achse helixartig anordnen, und sich somit auf zirkular polarisiertes Licht je nach Händigkeit unterschiedlich auswirken. Dadurch kommt es zu unterschiedlichen Ausbreitungsgeschwindigkeiten von links- und rechtsdrehenden Wellen und damit zu einer Verschiebung der relativen Phase, welche eine Drehung der Schwingungsebene bewirkt. Dies wird klar, wenn man eine linear polarisierte Welle als eine Summe von links- und rechtsdrehender Wellen betrachtet.

### 3.5.3 Ein Analogie-Experiment zum Quantenradierer

Anstelle eines kohärenten und kontinuierlichen Laserlichtfeldes stelle man sich nun vor, dass nur einzelne und zeitlich gut voneinander getrennte Photonen das Interferometer durchlaufen. Sofern die Information über den Weg, welchen das einzelne Photon durch das Interferometer durchlaufen ist, dem Experimentator *prinzipiell* nicht zugänglich ist, trägt dieses Photon zu dem Interferenzmuster bei. Mittels der Polarisatoren  $P_1$  und  $P_2$  ließe sich bei orthogonal gekreuzter Einstellung anhand des Polarisationszustandes des gemessenen Photons *prinzipiell* unterscheiden, ob es den einen oder anderen Arm durchlaufen ist. In diesem Fall kommt kein Interferenzmuster zustande, da der Zu-

stand des betreffenden Photons durch diese Markierung/Messung im Sinne der Quantenmechanik unwiederbringlich verändert wird. Mit einem dritten Polarisationsfilter  $P_3$  am Ausgang des MZIs (Abb.5) kann der „Quantenradierer“ im Rahmen eines klassischen Analogieversuchs nachgestellt werden. Dieser wird dabei so eingestellt, dass seine Polarisationsrichtung der Winkelhalbierenden zwischen den zueinander senkrechten Orientierungen von  $P_1$  und  $P_2$  entspricht. Auf diese Weise kann am Ausgang nun nicht mehr unterschieden werden, welchen Weg das Photon genommen hat, wodurch die Interferenzen wieder in Erscheinung treten. Mit anderen Worten wird die durch  $P_1$  und  $P_2$  gewonnene „Welcher-Weg“-Information durch die Verwendung von  $P_3$  unkenntlich gemacht (daher „Radierer“). Eine Erklärung für dieses Phänomen liefert die Quantentheorie und soll an dieser Stelle mit diesem Versuch lediglich veranschaulicht werden.

## 4 Versuchsdurchführung

### 4.1 Vorversuche

Vor dem Aufbau des MZI machen Sie sich bitte mit der Funktionsweise der einzelnen Bausteile vertraut. Insbesondere prüfen Sie mit einem der vorhandenen Polarisatoren das von der Laserdiode emittierte Licht auf lineare Polarisation. Weiterhin analysieren Sie die Polarisation des von den Spiegeln  $S_1/S_2$  reflektierten Lichtes sowie des von den Strahlteilern  $T_1/T_2$  reflektierten und transmittierten Lichtes in Abhängigkeit von der Polarisation des einfallenden Lichtes. Nutzen Sie Polarisatoren vor und nach den optischen Komponenten und notieren Sie verschiedene Winkereinstellungen, die zu einer Extinktion des Strahles führen. Begründen Sie anhand der Ergebnisse die Positionierung der Polarisatoren in Abb. 5.

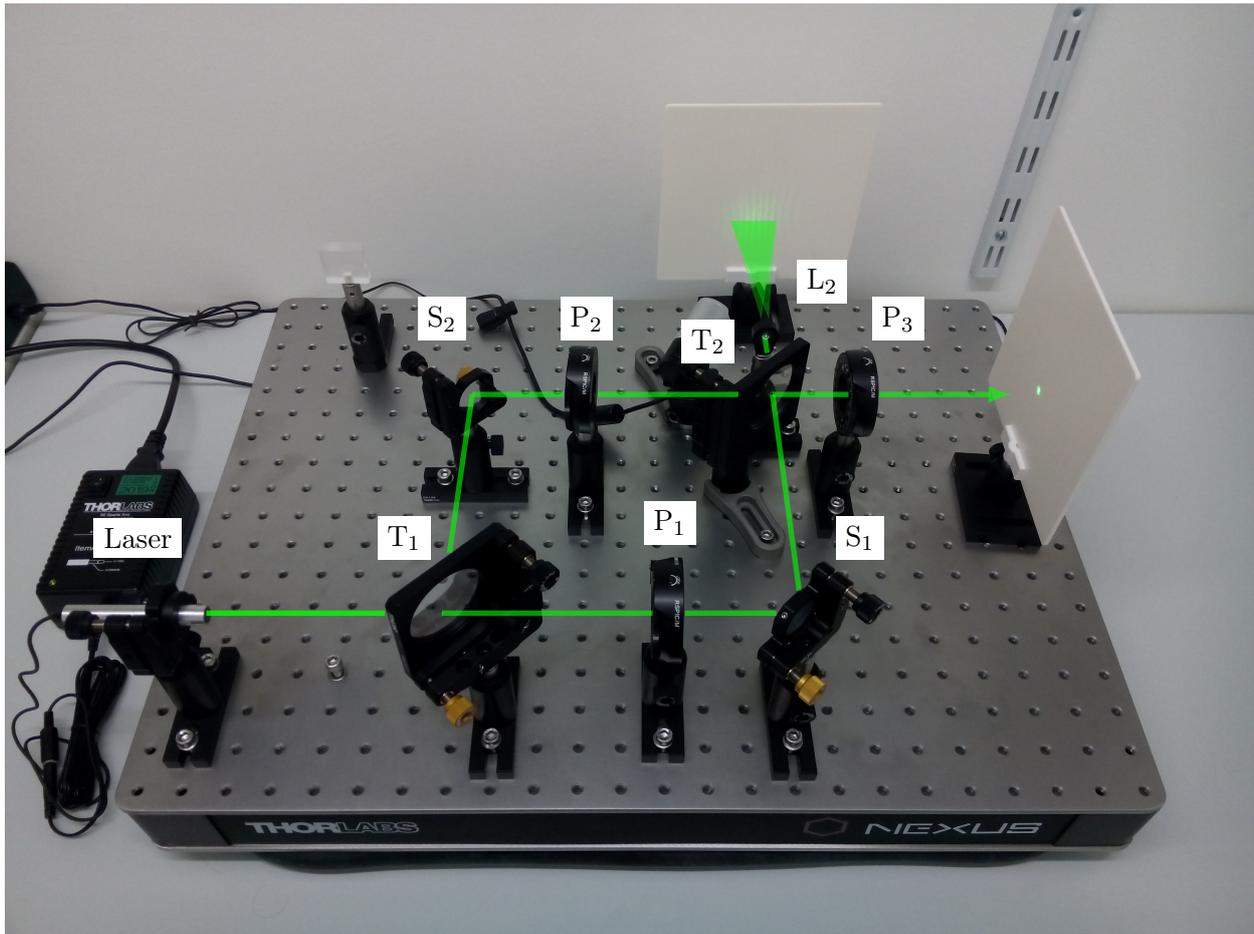
### 4.2 Aufbau und Justage des Mach-Zehnder-Interferometers

Aus den Überlegungen aus Abschnitt 3.4 ergibt sich, in der Grobjustage darauf zu achten, dass die optischen Wegunterschiede zwischen den Teilstrahlen möglichst gering sind. Ein rechteckiger Strahlenverlauf bietet die dafür nötige Überprüfbarkeit. In der Feinjustage sollte zunächst mit der Aufweitungslinse vor dem MZI begonnen werden. Ist ein gut sichtbares Interferenzmuster auf dem Schirm zu erkennen, kann mit der Aufweitungslinse nach dem MZI gearbeitet werden. Diese Vorgehensweise ist besonders für Lichtquellen mit geringer Kohärenzlänge vorteilhaft. Der fertige Versuchsaufbau mit Aufweitungslinse am Ausgang ist beispielhaft in Abb. 6 dargestellt.

**Bitte vermeiden Sie unbedingt, die Gläser der Strahlteiler bzw. die Polarisationsfolien mit bloßen Fingern zu berühren!**

Der Aufbau erfolgt in folgenden Schritten:

1. Orientieren Sie die Polarisationsrichtung des vom Laser emittierten Lichtes auf  $45^\circ$  zur Vertikalen.
2. Positionieren Sie den Laser auf dem Breadboard vorn links und richten Sie den Strahl zur Oberfläche und zur Längskante des Boards parallel aus. Hierfür verwenden Sie den skalierten Justageschirm und das Lochraaster auf dem Breadboard.
3. Bringen Sie den ersten vollreflektierenden Spiegel  $S_1$  in etwa  $2/3$  Breadboardlänge Entfernung zum Laser in den Strahlengang und richten den reflektierten Strahl exakt senkrecht zum eingehenden aus. Achten Sie wieder auf Parallelität zur Unterlage.
4. Auf etwa  $1/3$  Breadboardlänge Entfernung zum Laser positionieren Sie den ersten halbdurch-



**Abb. 6:** Das MZI im fertigen Zustand mit Aufweitungslinse  $L_2$  an einem der beiden Ausgänge. Die Einzelkomponenten sind im Anhang 6.1 genauer dargestellt.

lässigen Spiegel  $T_1$  (ohne Magnetfuß) und richten den reflektierten Strahl senkrecht zum einfallenden Strahl und parallel zur Oberfläche aus.

5. Nun bringen Sie den zweiten vollreflektierenden Spiegel  $S_2$  in den Strahl, welcher vom Strahlteiler reflektiert wird und richten ihn parallel zur Unterlage und zum Primärstrahl aus.
6. Nun müssten sich beide Teilstrahlen in einem Punkt exakt kreuzen. Überprüfen Sie dies mit dem Justageschirm und korrigieren Sie gegebenenfalls.
7. Positionieren Sie im Kreuzungspunkt der Teilstrahlen den zweiten Strahlteiler  $T_2$ , so dass der reflektierte Strahl senkrecht zum Primärstrahl und parallel zur Oberfläche verläuft.
8. Stellen Sie an den beiden Ausgängen des zweiten Strahlteilers jeweils einen Beobachtungsschirm. Auf diesen Schirmen sind nun jeweils zwei Leuchtflecke zu erkennen, welche im Falle gelungener Grobeinstellung dicht beieinander liegen und nun mittels Feinjustage exakt übereinandergelegt werden.

Ziel der Feinjustage ist es, die Leuchtflecke sowohl auf den Beobachtungsschirmen als auch auf dem Strahlteiler  $T_2$  übereinanderzulegen. Somit ist gewährleistet, dass die beiden Teilstrahlen nahezu parallel den Strahlteiler  $T_2$  verlassen (siehe Abschnitt 3.4). Hierfür sollte möglichst nur an zwei Stellschrauben gedreht werden, nämlich an den horizontalen Verkippungen von  $S_1$  und  $T_2$ . Mit dem Spiegel  $S_1$  bringt man die Leuchtflecke beider Teilstrahlen auf  $T_2$  in Übereinstimmung und mit  $T_2$  werden die Teilstrahlen auf dem Leuchtschirm übereinandergelegt. In der Regel erfolgt die Justage iterativ. Stimmen die Leuchtflecke auf dem Strahlteiler und den Beobachtungsschirmen überein,

wird die Aufweitungslinse vor den ersten Strahlteiler positioniert. Mit vorsichtiger Verkippung von  $S_1$  wird nach den Interferenzen gesucht.

### 4.3 Brechungsindex von Luft und Plexiglas

1. In einen Strahl des Interferometers wird eine evakuierbare Küvette eingebracht. Der Innenabstand zwischen Ein- und Austrittsfenster beträgt  $d = (40,0 \pm 0,5)$  mm. Diese kann evakuiert und schrittweise wieder mit Luft gefüllt werden. Informationen zur Druckregelung und zum Vakuumsystem entnehmen Sie bitte der Platzanleitung für den Versuch IF.

Bei beiden Vorgängen werden nach Gleichung (22)  $m$  Streifendurchläufe (hell-dunkel-hell) gezählt, die der Brechzahldifferenz proportional sind (vgl. Anleitung IF):

$$\delta = m\lambda = d\Delta n = d(n - 1) \quad \text{d.h.} \quad n = 1 + \frac{m\lambda}{d}. \quad (22)$$

**Korrektur des Brechungsindex von Luft** Die Messung wird bei der Temperatur  $T$  und dem Druck  $p$  durchgeführt:  $n(p, T) = 1 + \frac{m\lambda}{d}$ . Die Korrektur auf Normalbedingungen ( $p_0 = 1013$  mbar;  $T_0 = 273$  K) erfolgt anhand der Zustandsgleichung idealer Gase (vgl. Anhang der Anleitung für IF):

$$n(0) = 1 + \frac{m\lambda}{d} \cdot \frac{p_0}{p} \frac{T}{T_0}. \quad (23)$$

2. Mit dem Mach-Zehnder Interferometer wird der Brechungsindex  $n$  einer transparenten planparallelen Platte bestimmt. Zur Messung wird diese Platte zunächst in einen Arm des Interferometers senkrecht zum Strahl gebracht.

Wird diese Platte anschließend sorgfältig gegen den Strahl gedreht, vergrößert sich der optische Weg in diesem Arm, was eine Änderung des Interferenzmusters bewirkt. Aus der Anzahl der hell-dunkel-hell-Durchgänge  $N$ , der Plattendicke  $D$  und dem genau gemessenen Drehwinkel  $\alpha$  kann der Brechungsindex  $n$  berechnet werden (vgl. Anhang der Anleitung für IF).

$$n = \frac{\sin^2 \alpha + \left(\frac{N\lambda}{D} + \cos \alpha - 1\right)^2}{2(1 - \cos \alpha - \frac{N\lambda}{D})}. \quad (24)$$

Die Dicken der vorliegenden Platten betragen laut Hersteller  $D = (8,50 \pm 0,05)$  mm bzw.  $D = (12,00 \pm 0,05)$  mm. Beachten Sie die kleinste Skalenteilung des Goniometers von 5 Winkelminuten.

### 4.4 Interferenzen mit polarisiertem Licht

Bringen Sie nach Abb. 5 die Polarisationsfilter  $P_1$  und  $P_2$  in den Strahlengang und beobachten Sie die Interferenzen in Abhängigkeit von der relativen Polarisierung der Teilstrahlen. Nutzen Sie die Aufweitungslinse am Ausgang des Interferometers und ermitteln Sie die Winkeleinstellung an  $P_2$  für maximalen und minimalen Interferenzstreifenkontrast.

Stellen Sie den zweiten Polarisationsfilter so ein, dass die Interferenzstreifen auf dem Schirm verschwinden. Nun bringen Sie einen dritten Polarisationsfilter zwischen Aufweitungslinse und Schirm. Bei welchen Winkeleinstellungen des dritten Polarisators erhalten Sie maximalen bzw. minimalen Streifenkontrast. Interpretieren Sie die Messergebnisse einerseits mit klassischer Elektrodynamik und andererseits im Sinne eines Analogieexperimentes zum „Quantenradierer“.

Entfernen Sie wieder den Polarisator  $P_3$  und bringen Sie einen Quarzkristall mit definierter Dicke nach  $P_1$  als optisch aktives Material in den Strahlengang und bestimmen Sie in gleicher Weise die Winkel von  $P_2$  für maximalen und minimalen Interferenzstreifenkontrast. Bestimmen Sie anhand der Messungen den Drehwinkel der Polarisationssebene.

## 5 Fragen zum Versuch

Dieser Versuch baut auf die Vorkenntnisse, die durch den Versuch IF (Michelson-Interferometer) erworben wurden, auf. Darüber hinaus sollten Sie die folgenden Fragestellungen beantworten können:

1. Unter welcher Voraussetzung ist ebene Welle nach Gl. 2 Lösung der Bewegungsgleichung für elektromagnetische Wellen (Gl. 1)? Worin besteht der Unterschied zu Materiewellen (z.B. Elektronen)?
2. Leiten Sie die Intensitätsverteilung für die Interferenz von zwei kohärenten monochromatischen elektromagnetischen ebenen Wellen her, die sich aus unterschiedlichen Richtungen kommend überlagern.
3. Wie ist in diesem Fall die Sichtbarkeit  $\mu$  der Interferenzstreifen definiert und welche Konsequenzen ergeben sich daraus durch die vektoriellen Eigenschaften der elektromagnetischen Felder?
4. Die Intensitätsverteilung im Strahlprofil ist nicht homogen. Welche Auswirkungen hat das auf den Kontrast des Interferenzstreifenmusters?
5. Unter welchen Umständen erwarten Sie einen maximalen Interferenzstreifenkontrast? Weiterhin messen Sie einen maximalen Interferenzstreifenkontrast von  $\mu < 1$ . Nennen Sie mögliche Ursachen dafür.
6. Nach Abb. 5 (ohne  $P_3$  und mit Aufweitungslinse nach dem MZI) wird ein normierter Streifenkontrast von 70,7% gemessen. Auf welchen relativen Polarisationswinkel zwischen  $P_1$  und  $P_2$  schließen Sie?
7. Unter welchen Voraussetzungen sind Interferenzmuster beobachtbar und erläutern Sie die Grenze im Falle von nichtmonochromatischem Licht.
8. Skizzieren Sie den Aufbau eines Mach-Zehnder-Interferometers und erläutern Sie die Interferenzfiguren, welche durch Verwendung von Aufweitungslinsen vor und nach dem Interferometer entstehen.
9. Wie funktionieren Strahlteiler und wie wirken sie sich auf die Polarisation und Phasenlage der transmittierten/reflektierten Strahlen aus?
10. Warum sind im Falle einer Aufweitungslinse im Vorfeld die Interferenzfiguren auf den beiden Schirmen zueinander komplementär?
11. Nennen Sie verschiedene Arten von Polarisationsfiltern und beschreiben Sie die Wirkung von joddotierten PVA-Folien.
12. Erklären Sie phänomenologisch die optische Aktivität von Quarzkristallen.
13. Wie funktioniert ein Quantenradierer und beschreiben anhand ihrer Kenntnisse zu den Vektoreigenschaften des elektromagnetischen Feldes, warum es nach dem „Radieren zu Interferenzen kommt und vorher nicht.

## Autorenschaft

Diese Versuchsanleitung wurde in ihrer ursprünglichen Form von F. Röder erstellt. Aktuelle Änderungen werden von der Praktikumsleitung durchgeführt.

## 6 Anhang

### 6.1 Übersicht über die Einzelkomponenten



Vollreflektierender Spiegel  $S_1/S_2$  in vertikal und horizontal verkipbarer Fassung.



Strahlteiler  $T_1/T_2$  in vertikal und horizontal verkipbarer Fassung. Hier: Variante mit Magnetfuß.



Polarisationsfilter  $P_1/P_2/P_3$  mit Skala zur Messung des Polarisationswinkels (Skaleneinteilung in  $2^\circ$ -Schritten).



Aufweitungslinse  $L_1$  mit  $f = 50$  mm Brennweite für die Position am Eingang des MZIs.



Aufweitungslinse  $L_2$  mit  $f = 10$  mm Brennweite für die Position am Ausgang des MZIs.



Praktische Justagehilfe für den Laserstrahl: Mattiertes Pexiglas mit Skala in horizontaler und vertikaler Richtung.

## Literatur

- [1] M. Born, E. Wolf, *Principles of Optics*, Pergamon Press, 1993
- [2] E. Hecht, *Optik*, Add. Wesley, 1989
- [3] W. Demtröder, *Experimentalphysik 2 - Elektrizität und Optik*, Springer, 2002
- [4] W. Ilberg, M. Krötsch, D. Geschke, P. Kirsten, W. Schenk, A. Schneider, H. Schulze, *Physikalisches Praktikum für Anfänger*, Leipzig, 1994
- [5] W. Walcher, *Praktikum der Physik*, Teubner, 1989