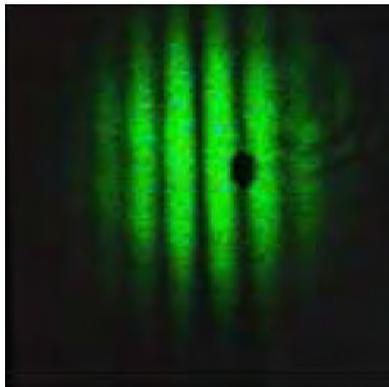


Welle-Teilchen Dualismus

Laborkurs I/II
Institut für Angewandte Physik, Universität Bern

20. September 2018

Bänz Bessire
bbessire@iap.unibe.ch



Zusammenfassung

Licht hat sowohl Teilchen- als auch Wellencharakter. Abhängig vom jeweiligen Experiment tritt in der Regel jeweils nur eine Eigenschaft in Erscheinung. Dieses Praktikum präsentiert eine Apparatur, basierend auf einem Michelson-Interferometer, mit der beide Aspekte und ihre Koexistenz aufgezeigt werden können.

In einem ersten Teil bearbeiten Sie theoretischen Aufgaben und in einem zweiten Teil führen Sie verschiedene Experimente mit dem Versuchsaufbau durch.

Inhaltsverzeichnis

1	Inhaltsübersicht	2
2	Theoretische Grundlagen	3
2.1	Das elektrische Feld	3
2.1.1	Klassischer Beschrieb	3
2.1.2	Quantenmechanischer Beschrieb	3
2.2	Theorie eines Strahlteilerwürfels	4
2.2.1	Die Streumatrix	4
2.2.2	Klassischer Beschrieb	5
2.2.3	Quantenmechanischer Beschrieb	6
2.3	Theorie eines Michelson-Interferometers	7
2.3.1	Klassische Beschreibung	7
2.3.2	Quantenmechanische Beschreibung	9
2.3.3	Michelson-Interferometer mit gekipptem Spiegel	10
3	Versuchsaufbau	13
3.1	Elektronikbox	14
4	Justage Michelson-Interferometer	16
5	Experimente	18
5.1	Wellencharakter von Licht	18
5.1.1	Charakterisierung des Interferenzbildes	18
5.1.2	Photodiodensignal	18
5.2	Teilchencharakter von Licht	19
5.2.1	„Photonen interferieren nur mit sich selber“	19
5.3	Licht im Übergang von Teilchen zu Wellen	20
5.4	„Welcher - Weg“ Experiment mit Quantenradierer	21
	Literaturverzeichnis	22

1 Inhaltsübersicht

Folgende Arbeitsabfolge ist empfehlenswert:

1. Machen Sie sich mit dem theoretischen Hintergrund des Michelson-Interferometers anhand dieser Anleitung vertraut. Falls notwendig, konsultieren Sie weitere Literatur. Lösen Sie die im Text gestellten Aufgaben.
2. Bauen Sie den Praktikumsversuch anhand der Anleitung auf. Dokumentieren Sie die Arbeit während des praktischen Teils.
3. Führen Sie die Experimente zum Wellencharakter durch.
4. Führen Sie die Experimente zum Teilchencharakter durch.
5. Erweitern Sie den Versuchsaufbau mit einem Quantenradierer.
6. Verfassen Sie einen Praktikumsbericht anhand des Laborjournals. Die gelösten theoretischen Aufgaben sind dabei in den Theorieteil des Praktikumsberichtes miteinzubeziehen.

Viel Vergnügen!

2 Theoretische Grundlagen

Dieses Kapitel umfasst eine klassische und quantenmechanische Einführung in die Theorie eines Michelson-Interferometers. Vertieft kann diese zusätzlich mit [1, 2, 3] werden.

2.1 Das elektrische Feld

In diesem Kapitel wird das elektrische Feld in seiner klassischen und quantisierten Darstellung eingeführt.

2.1.1 Klassischer Beschrieb

Das klassische, skalare elektrische Feld in komplex analytischer Darstellung ist durch

$$E(\mathbf{r}, t) = E^+(\mathbf{r}, t) + E^-(\mathbf{r}, t) \quad (1)$$

gegeben (siehe auch die Vorlesung: Modern Optics). Um in Kapitel 2.1.2 eine Analogie zwischen dem quantisierten Strahlungsfeld und dem harmonischen Oszillator, den Sie aus der Quantenmechanik I Vorlesung kennen, zu motivieren, betrachten wir das elektrische Feld in einem endlichen Volumen \mathcal{V} mit entsprechend diskreter Modenentwicklung

$$E^+(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2} \sum_{\mathbf{k}} E_{\mathbf{k}}^+ e^{i(\omega_{\mathbf{k}}t - \mathbf{k}\mathbf{r})}, \quad [E^\pm(\mathbf{r}, t)]^* = E^\mp(\mathbf{r}, t). \quad (2)$$

2.1.2 Quantenmechanischer Beschrieb

In der Quantenelektrodynamik wird das elektrische Feld quantisiert.¹ Im Rahmen dieser theoretischen Einführung beschränken wir uns auf die wesentlichen Schritte die zur Herleitung der Photonenvernichtungs- und erzeugungsoperatoren notwendig sind. Der Quantisierungsschritt erfolgt dadurch, dass die Fourierkoeffizienten aus Gleichung (2) durch Hermitesche Operatoren ersetzt werden, d.h.

$$E_{\mathbf{k}}^+ \longrightarrow \hat{E}_{\mathbf{k}}^+ = i\sqrt{\frac{\hbar\omega_{\mathbf{k}}}{2\varepsilon_0\mathcal{V}_Q}} \hat{a}_{\mathbf{k}}, \quad E_{\mathbf{k}}^- \longrightarrow \hat{E}_{\mathbf{k}}^- = -i\sqrt{\frac{\hbar\omega_{\mathbf{k}}}{2\varepsilon_0\mathcal{V}_Q}} \hat{a}_{\mathbf{k}}^\dagger \quad (3)$$

mit dem Quantisierungsvolumen \mathcal{V}_Q . Die Fourierkoeffizienten $\hat{a}_{\mathbf{k}}$ und $\hat{a}_{\mathbf{k}}^\dagger$ werden als Photonenvernichtungs- und erzeugungsoperatoren bezeichnet und vernichten oder erzeugen entsprechend ein Photon in der Mode \mathbf{k}

$$\hat{a}_{\mathbf{k}}|n_{\mathbf{k}}\rangle = \sqrt{n}|(n-1)_{\mathbf{k}}\rangle, \quad \hat{a}_{\mathbf{k}}^\dagger|n_{\mathbf{k}}\rangle = \sqrt{n+1}|(n+1)_{\mathbf{k}}\rangle, \quad n \in \mathbb{N}. \quad (4)$$

Es wird gefordert, dass $\hat{a}_{\mathbf{k}}|0\rangle = 0$ wobei $|0\rangle$ als Vakuumzustand bezeichnet wird. Die Operatoren erfüllen die Kommutatorrelationen

$$[\hat{a}_{\mathbf{k}}, \hat{a}_{\mathbf{k}'}^\dagger] = \delta_{\mathbf{k}\mathbf{k}}^{(3)}, \quad [\hat{a}_{\mathbf{k}}, \hat{a}_{\mathbf{k}}] = [\hat{a}_{\mathbf{k}}^\dagger, \hat{a}_{\mathbf{k}}^\dagger] = 0 \quad (5)$$

¹Die Quantisierung des elektrischen Feldes wird in [4] im Detail diskutiert.

wobei mit $\delta_{\mathbf{k}\mathbf{k}'}^{(3)}$ das Kroneckersymbol in drei Dimensionen bezeichnet wird. Aus der Quantenmechanik kennen Sie den Beschrieb *eines* harmonischen Oszillators durch Absteige- und Aufsteigeoperatoren \hat{a} und \hat{a}^\dagger die das System in seine diskreten Energieeigenzustände anregen. Das quantisierte elektrische Feld kann aufgefasst werden als (\mathbf{r}, t) -abhängige Superposition unendlich vieler harmonischer Oszillatoren, dabei ist jeder Mode \mathbf{k} *ein* harmonischer Oszillator zugeordnet. Die Energie dieses Oszillators ist gegeben durch die Anzahl Quanten (Photonen) in dieser Mode. Da Photonen Bosonen sind, können beliebig viele Quanten eine Mode \mathbf{k} besetzen, wie auch ein harmonischer Oszillator in ein beliebig hohes Energieniveau angeregt werden kann.

2.2 Theorie eines Strahlteilerwürfels

Ausgangspunkt für das theoretische und experimentelle Verständnis eines Michelson-Interferometers ist der Strahlteilerwürfel. Dessen klassische und quantenmechanische Physik wird in den folgenden Unterkapitel diskutiert.

2.2.1 Die Streumatrix

Ein Strahlteiler hat im allgemeinen zwei Ein- und Ausgänge (E1,E2) und (A1,A2). Die Reflexions- und Transmissionseigenschaften eines optischen Schichtsystems sind vollständig zusammengefasst in der Streumatrix oder S-Matrix die im Allgemeinen gegeben ist durch

$$\mathbf{S} = \begin{pmatrix} t' & r \\ r' & t \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} |t'| e^{i\phi_{t'}} & |r| e^{i\phi_r} \\ |r'| e^{i\phi_{r'}} & |t| e^{i\phi_t} \end{pmatrix}, \quad \mathbf{S} \in \mathbb{C}, \quad (6)$$

wobei (r, t) die Reflexions- und Transmissionskoeffizienten für den Eingang E1 und (r', t') die entsprechenden Koeffizienten für den Eingang E2 des transmittierenden Mediums sind [2] (Abbildung 1 und Abbildung 2).

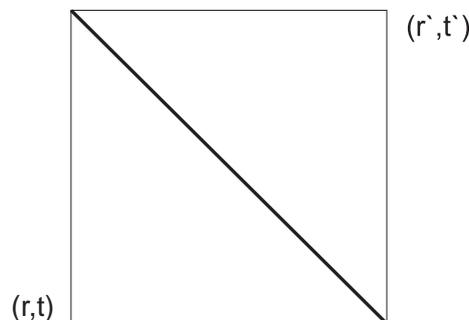


Abbildung 1: Schematische Darstellung eines Strahlteilerwürfels mit Reflexions- und Transmissionskoeffizienten (r, t) und (r', t') .

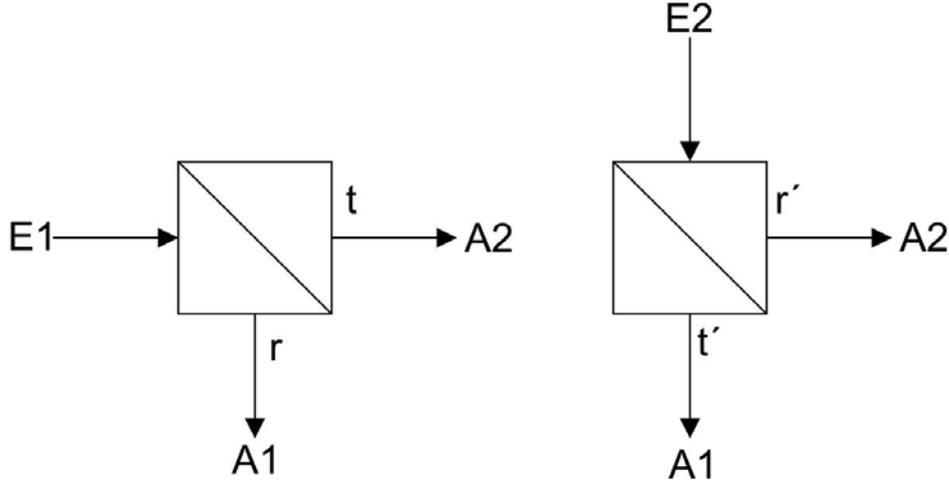


Abbildung 2: Schematische Darstellung eines Strahlteilerwürfels mit Eingängen (E1,E2) und Ausgängen (A1,A2).

Nach [3] fordert die Energieerhaltung in einem verlustfreien Medium

$$|r'| = |r|, \quad |t'| = |t|, \quad |r|^2 + |t|^2 = 1, \quad r^*t' + r't^* = 0. \quad (7)$$

Gemäss [5] werden die Phasen in Gleichung (6) für einen Strahlteilerwürfel zu

$$\phi_r = \phi_t = \phi_{r'} = 0, \quad \phi_{t'} = \pi \quad (8)$$

gewählt. Für einen 50%/50% Strahlteilerwürfel ergeben sich die Reflexions- und Transmissionskoeffizienten somit zu

$$r = t = r' = \frac{1}{\sqrt{2}}, \quad t' = \frac{1}{\sqrt{2}}e^{i\pi} = -\frac{1}{\sqrt{2}}. \quad (9)$$

2.2.2 Klassischer Beschrieb

Am Ort $z = 0$ emittiert der Laser ein elektrisches Feld $\mathbf{E}_0(\mathbf{r}, t)$ in der Form einer linear polarisierten, monochromatischen ebenen Welle, welche sich entlang der z -Richtung ausbreitet, d.h.

$$E_0(z, t) = E_0 e^{i(\omega_0 t - k_z z)}. \quad (10)$$

Dabei verwenden wir der Einfachheit halber die Notation $E_{0,j}(z, t) \rightarrow E_0(z, t)$, $j \in \{x, y\}$. Nach einer Distanz z_0 trifft diese auf einen Strahlteilerwürfel mit Koeffizienten (r, t) .

Aufgabe 1: Leiten Sie die Gleichung (10) aus der allgemeinen Lösung

$$\mathbf{E}_0(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{(2\pi)^4} \int d^3k' \int d\omega \mathbf{E}_0(\mathbf{k}', \omega) e^{i(\omega t - \mathbf{k}' \cdot \mathbf{r})} \quad (11)$$

der Wellengleichung im Vakuum her. Es gilt $\mathbf{E}_0(\mathbf{k}', \omega) = f(\mathbf{k}')\mathbf{g}(\omega)$.

Unter Berücksichtigung von Gleichung (6) und einem nur auf die Vorderseite des Strahlteilers eintreffenden Eingangsfeldes sind die beiden Ausgangsfelder $E_1(z_0, t)$ und $E_2(z_0, t)$ gegeben durch (Abbildung 3)

$$\begin{pmatrix} E_1(z_0, t) \\ E_2(z_0, t) \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} -1 & 1 \\ 1 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ E_0(z_0, t) \end{pmatrix} = \frac{E_0}{\sqrt{2}} e^{i(\omega_0 t - k_z z_0)} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix}. \quad (12)$$

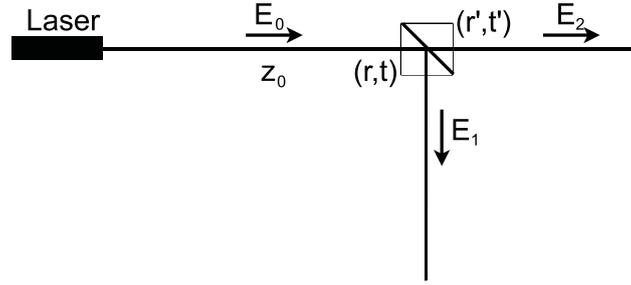


Abbildung 3: Schematische Darstellung eines Strahlteilerwürfels mit den klassischen Ein- und Ausgangesfeldern $E_0(z_0, t)$, $E_1(z_0, t)$ und $E_2(z_0, t)$.

2.2.3 Quantenmechanischer Beschrieb

In Analogie zur klassischen Beschreibung eines Strahlteilerwürfels betrachten wir nur Photonen die sich in z -Richtung ausbreiten, d.h. $\mathbf{k} \rightarrow k_z$. Da wir nur monochromatische Photonen in einer Mode $k_z = \frac{2\pi}{\lambda}$ im Interferometerarm i betrachten, wird der Modenindex k_z ersetzt durch i . Die Relationen aus (5) werden so zu

$$[\hat{a}_i, \hat{a}_j^\dagger] = \delta_{ij}, \quad [\hat{a}_i, \hat{a}_j] = [\hat{a}_i^\dagger, \hat{a}_j^\dagger] = 0, \quad i, j \in \{0, 1, 2\}. \quad (13)$$

Man ist versucht, gleich der klassischen Beschreibung eines Strahlteilers, die Ausgangsfeldoperatoren \hat{a}_1 und \hat{a}_2 gemäss

$$\hat{a}_1 = r\hat{a}_0 \quad \hat{a}_2 = t\hat{a}_0 \quad (14)$$

zu setzen. Es lässt sich leicht zeigen, dass für allgemeine r und t die Operatoren nach Gleichung (14) die Kommutationsrelationen (13) nicht erfüllen und so entsprechend zu einer quantenmechanisch inkorrekten Beschreibung des Strahlteilerwürfels führen. Die korrekte quantenmechanische Beschreibung verlangt einen zusätzlichen Eingangoperator \hat{a}_3 (Abbildung 4) obwohl im Experiment kein Photon aus dieser Richtung auf den Strahlteiler fällt. Quantenmechanisch ist die Absenz eines Photons deshalb mit dem eingehenden Vakuumzustand $|0\rangle$ assoziiert. Der Strahlteiler transformiert die eingehenden Vernichtungsoperatoren \hat{a}_0 und \hat{a}_3 durch Linksmultiplikation mit der S -Matrix nach Gleichung (6). Es resultiert die Beziehung

$$\begin{pmatrix} \hat{a}_1 \\ \hat{a}_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} t' & r \\ r' & t \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \hat{a}_3 \\ \hat{a}_0 \end{pmatrix} \quad (15)$$

und mit Gleichung (9) ergeben sich die ausgehenden Operatoren schliesslich zu

$$\hat{a}_1 = \frac{1}{\sqrt{2}}(\hat{a}_0 - \hat{a}_3), \quad \hat{a}_2 = \frac{1}{\sqrt{2}}(\hat{a}_0 + \hat{a}_3). \quad (16)$$

Aufgabe 2 (Fakultativ): Zeigen Sie, für allgemeines r und t , dass die Operatoren nach Gleichung (16) die Kommutationsrelationen aus Gleichung (13), jetzt mit $i, j \in \{0, 1, 2, 3\}$, unter den Bedingungen

$$|r'| = |r|, \quad |t'| = |t|, \quad |r|^2 + |t|^2 = 1, \quad r^*t + r't'^* = 0. \quad (17)$$

erfüllen und so entsprechend zu einem quantenmechanisch korrekten Beschrieb des Strahlteilerwürfels führen.

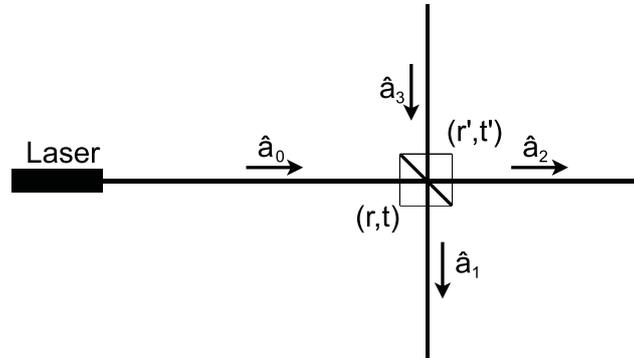


Abbildung 4: Schematische Darstellung eines Strahlteilerwürfels mit den Photonoperatoren \hat{a}_i , $i \in \{0, 1, 2, 3\}$.

2.3 Theorie eines Michelson-Interferometers

Das Michelson-Interferometer wird nun vervollständigt indem die beiden Spiegel M1 und M2 gemäss Abbildung 5 angeordnet werden.

2.3.1 Klassische Beschreibung

Die elektrischen Felder aus Gleichung (12) propagieren durch den freien Raum vom Strahlteilerwürfel zu den Spiegeln M1 und M2 und wieder zurück. Somit werden sie zu

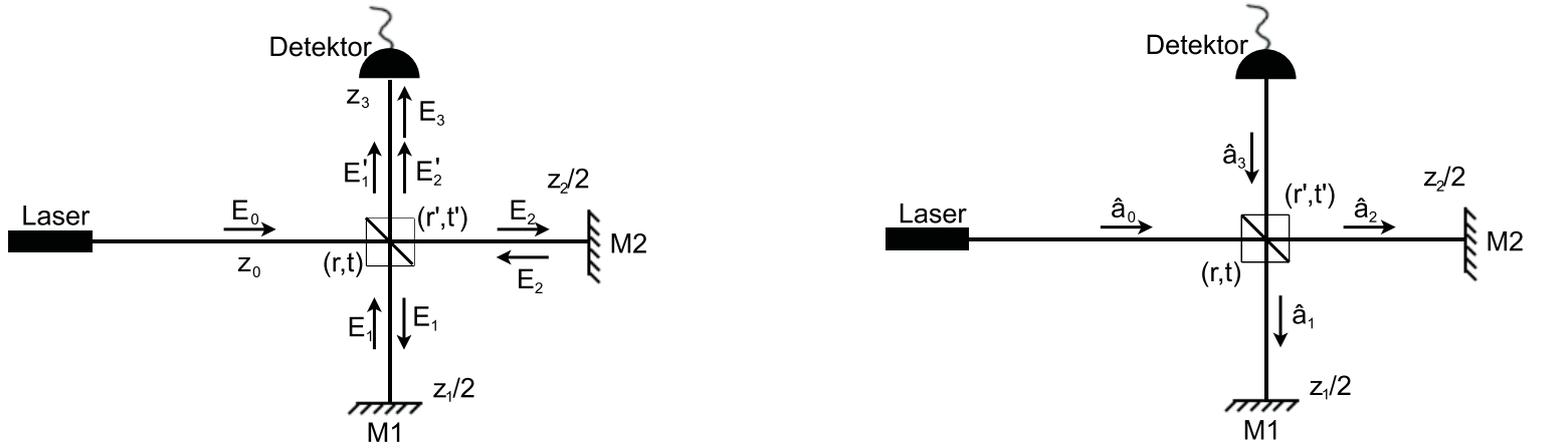


Abbildung 5: Schematische Darstellung eines Michelson-Interferometers. links: klassisch, rechts: quantenmechanisch

$$\begin{aligned}
 E_1(z_0 + z_1, t) &= \frac{E_0}{\sqrt{2}} e^{i(\omega_0 t - k_z(z_0 + z_1))}, \\
 E_2(z_0 + z_2, t) &= \frac{E_0}{\sqrt{2}} e^{i(\omega_0 t - k_z(z_0 + z_2))}.
 \end{aligned} \tag{18}$$

Nach der erneuten Transmission bzw. Reflexion beim Strahlteiler und Propagation um z_3 ist das elektrische Feld beim Detektor eine Superposition der Felder $E'_1(z_0 + z_1 + z_3, t)$ und $E'_2(z_0 + z_2 + z_3, t)$, welche zu

$$\begin{aligned}
 E_3(z_0 + z_3, z_1, z_2, t) &= E'_1(z_0 + z_1 + z_3, t) + E'_2(z_0 + z_2 + z_3, t) \\
 &= \frac{E_0}{2} e^{i(\omega_0 t - k_z(z_0 + z_1 + z_3))} + \frac{E_0}{2} e^{i(\omega_0 t - k_z(z_0 + z_2 + z_3))} \\
 &= \frac{E_0}{2} e^{i(\omega_0 t - k_z(z_0 + z_3))} (e^{-ik_z z_1} + e^{-ik_z z_2})
 \end{aligned} \tag{19}$$

führen.

Aufgabe 3: Zeigen Sie, dass die Intensität beim Detektor gegeben ist durch

$$I(z_1, z_2) = \frac{\epsilon_0 c}{2} |E_0|^2 \cos^2 \left[\frac{k_z(z_2 - z_1)}{2} \right]. \tag{20}$$

Bei fester Armlänge $z_2 = z_{20}$ und $k_z = \frac{2\pi}{\lambda}$ ergibt sich bei bestimmter Armlänge z_1 konstruktive oder destruktive Interferenz.

Aufgabe 4: Was passiert mit der Intensität $I(z_1, z_2)$ wenn man den Strahl in einem Arm des Michelson-Interferometers unterbricht? Diese Frage lässt sich mit Gleichung (19) beantworten.

2.3.2 Quantenmechanische Beschreibung

Berücksichtigt man die Propagation durch den freien Raum und die erneute Transmission bzw. Reflexion beim Strahlteiler ergibt sich für die Operatoren aus Gleichung (16) ein Feldoperator \hat{d} beim Detektorausgang des Interferometers

$$\begin{aligned}\hat{d} &= \hat{a}_1 e^{-ik_z z_1 t} + \hat{a}_2 e^{-ik_z z_2 t'} \\ &= \frac{1}{2} [\hat{a}_0 (e^{-ik_z z_1} + e^{-ik_z z_2}) + \hat{a}_3 (e^{-ik_z z_2} - e^{-ik_z z_1})].\end{aligned}\quad (21)$$

In unserem Experiment lässt sich die quantenmechanische Photon-Zählverteilung

$$P_m(T) = \text{Spur} \left\{ \hat{\rho} \hat{N} \frac{(\xi \hat{d}^\dagger \hat{d})^m}{m!} e^{-\xi \hat{d}^\dagger \hat{d}} \right\} \quad (22)$$

mit \hat{d} aus Gleichung (21) berechnen [1, 6]. Sie gibt Auskunft darüber während der Messzeit T , m Photonen zu detektieren, wobei $\hat{\rho}$ dem Dichteoperator entspricht, welcher die Photonenzustandstatistik des eingehenden Lichtfeldes festlegt. Der Normalordnungsoperator \hat{N} ordnet alle Operatorprodukte so an, dass die Erzeugungsoperatoren immer links stehen (ohne Rücksicht auf die jeweiligen Kommutatorrelationen). Die Quanteneffizienz $\xi = \xi(T) \propto T$ gibt die Wahrscheinlichkeit an, dass ein eintreffendes Photon vom Detektor während der Messdauer T detektiert wird. Nach einer längeren Rechnung, welche an dieser Stelle nicht durchgeführt wird, erreicht man eine Bernoulli-Verteilung

$$\begin{aligned}P_m(z_1, z_2, T) &= \sum_{n=m}^{\infty} P_n \binom{n}{m} \left\{ \xi \cos^2 \left[\frac{k_z(z_2 - z_1)}{2} \right] \right\}^m \\ &\quad \times \left\{ 1 - \xi \cos^2 \left[\frac{k_z(z_2 - z_1)}{2} \right] \right\}^{n-m}.\end{aligned}\quad (23)$$

Diesen Ausdruck interpretiert man als Wahrscheinlichkeit, dass man von n Photonen m detektiert. P_n gibt eine Wahrscheinlichkeitsverteilung an, dass während der Messzeit T , n Photonen im Mode k emittiert wurden, die den Detektor erreichen können. Der quadrierte Kosinus hat die Weglängendifferenz als Argument und gewichtet die Wahrscheinlichkeit, dass ein Photon detektiert wird. Bei einem monochromatischen Laser gilt die Poisson-Verteilung

$$P_n = \frac{\bar{n}^n}{n!} e^{-\bar{n}} \quad (24)$$

wobei \bar{n} die mittlere Anzahl Photonen bezeichnet.

Aufgabe 5: Zeigen Sie mit Gleichung (23), dass mit P_n aus Gleichung (24) und der Definition $p \doteq \xi \cos^2 \left[\frac{k_z(z_2 - z_1)}{2} \right]$

$$P_m(z_1, z_2, T) = \frac{(p\bar{n})^m}{m!} e^{-\bar{n}p} \quad (25)$$

gilt.

Im klassischen Limes betrachtet man unendlich viele Messungen der Anzahl Photonen m , so dass die Standardabweichung zu null wird.

Aufgabe 6: Zeigen Sie, dass der Erwartungswert \bar{m} mit $P_m(z_1, z_2, T)$ aus Gleichung (25) gegeben ist durch

$$\bar{m} = \bar{n}\xi \cos^2 \left[\frac{k_z(z_2 - z_1)}{2} \right]. \quad (26)$$

Gleichung (26) repräsentiert den Erwartungswert während der Messzeit T durchschnittlich \bar{m} Photonen zu detektieren. Nimmt man eine Detektorfläche A an, so entspricht \bar{m} dem klassischen Limes. Die klassische Intensitätsgleichung (20) ergibt sich mit [3] dann zu

$$I(z_1, z_2) = \frac{\bar{m}\hbar\omega}{AT}. \quad (27)$$

2.3.3 Michelson-Interferometer mit gekipptem Spiegel

Wird der Spiegel $M1$ leicht verkippt (Abbildung 6), so ändert sich die Ausbreitungsrichtung eines Teilstrahles und er trifft unter einem Winkel $\beta \neq 0$ zum anderen Teilstrahl auf den Schirm, wodurch ein streifenförmiges Interferenzbild entsteht. Aus der Abbildung 6 lässt sich

$$d = \frac{\lambda}{\sin(\beta)} \stackrel{\beta \ll 1}{\approx} \frac{\lambda}{\beta} \quad (28)$$

leicht ableiten, wobei d den Abstand zwischen zwei Intensitätsmaxima bezeichnet und λ der Wellenlänge, dem Abstand zwischen zwei nacheinander folgenden Phasenfronten, entspricht. Mit Abbildung 6 ist leicht zu erkennen was passiert, wenn eine Armlänge verändert wird. Die Phasenfronten des verkippten Strahls bewegen sich entlang des Wellenvektors \mathbf{k}_2 und damit kommen die Schnittpunkte auf dem Schirm auf eine andere Stelle zu liegen. Somit wandern die Interferenzstreifen auf dem Schirm. Wie viele Streifen m bei verkipptem Spiegel durchlaufen werden können, hängt direkt mit dem Wegunterschied Δs zusammen (Abbildung 6).

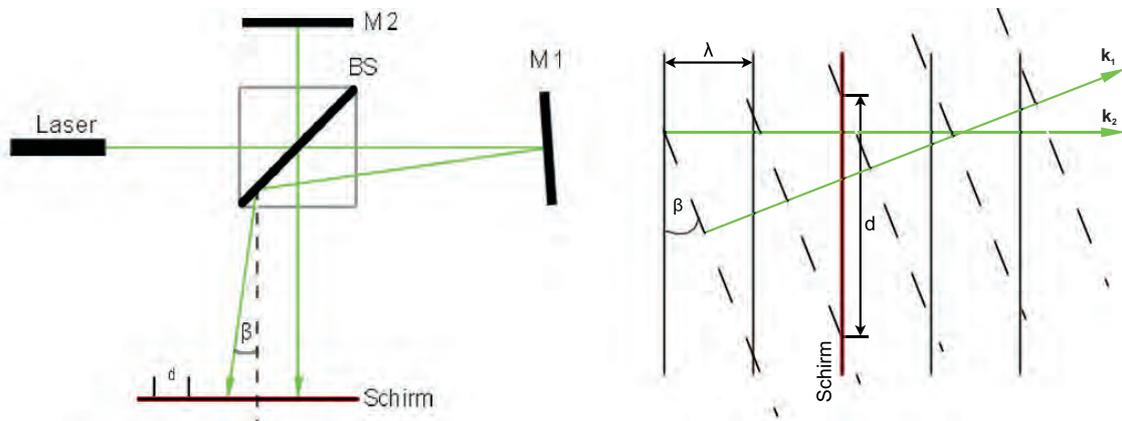


Abbildung 6: Links: Schematische Darstellung eines Michelson-Interferometers mit gekipptem Spiegel M1. Rechts: Zueinander verkippte Wellenfronten treffen auf einen Schirm und überlagern sich zu einem streifenförmigen Interferenzbild.

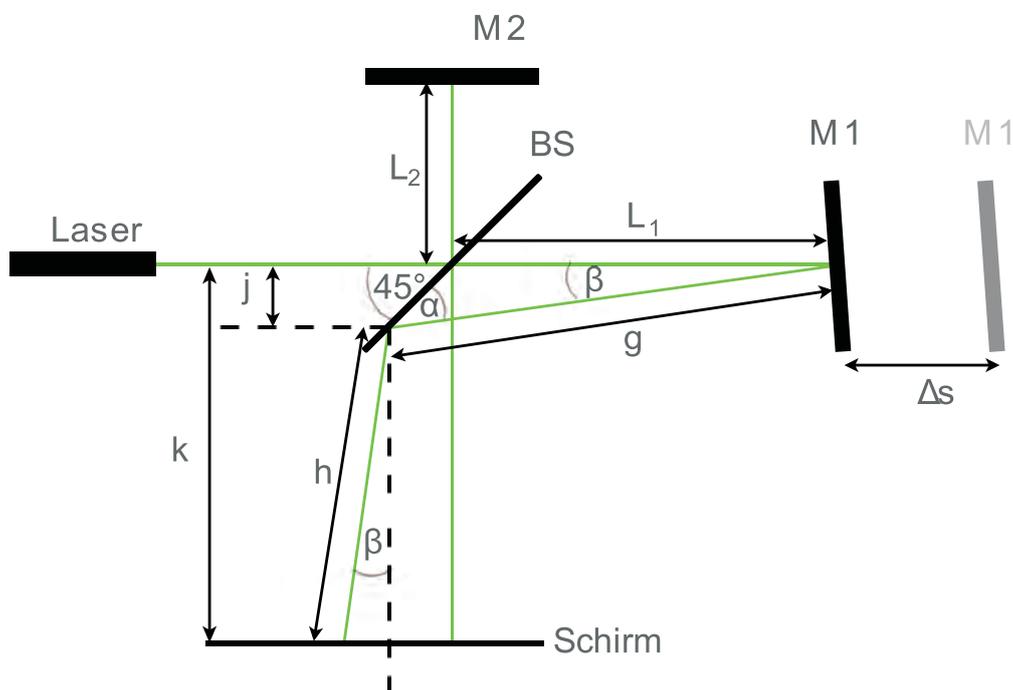


Abbildung 7: Schema eines Michelson - Interferometer mit gekipptem Spiegel. Der Laserstrahl trifft unter einem Winkel von 45° auf den Strahlteiler. Es besteht die Möglichkeit (M1) um Δs zu verschieben.

Aufgabe 7: Zeigen Sie, dass m gegeben ist durch

$$m = \frac{\Delta L}{\lambda} \stackrel{\beta \ll 1}{\approx} \frac{2 \cdot \Delta s}{\lambda}, \quad (29)$$

wobei λ die Wellenlänge und β der Kippwinkel sind. Berechnen sie dazu den Längenunterschied ΔL welcher der Laserstrahl aufgrund der Piezoverschiebung um Δs und der Neigung von M1 um β zurücklegen muss. Verwenden Sie dazu die Größen $L_1(\Delta s)$, $g(\Delta s, \beta)$, $j(\Delta s, \beta)$, $h(\Delta s, \beta)$ und Abbildung 7.

3 Versuchsaufbau

Die Grundidee des Aufbaus besteht darin, zwei Teilstrahlen in ein Michelson-Interferometer zu schicken, an welchen simultan Experimente zum Wellen- und Teilchencharakter von Licht durchgeführt werden. Dabei wird der eine Strahl mittels Filter abgeschwächt und mit einem Photomultiplier (PM) detektiert. Der andere Strahl gelangt unabgeschwächt auf eine Photo-diode (PD). Die PD zeichnet die klassische Intensität I (vgl. Gleichung (20)) auf. Der PM hingegen misst \bar{m} aus Gleichung (26). In diesem Kapitel werden mittels Legende die einzelnen Komponenten der experimentellen Anordnung, wie in Abbildung 8 dargestellt, kurz erläutert.

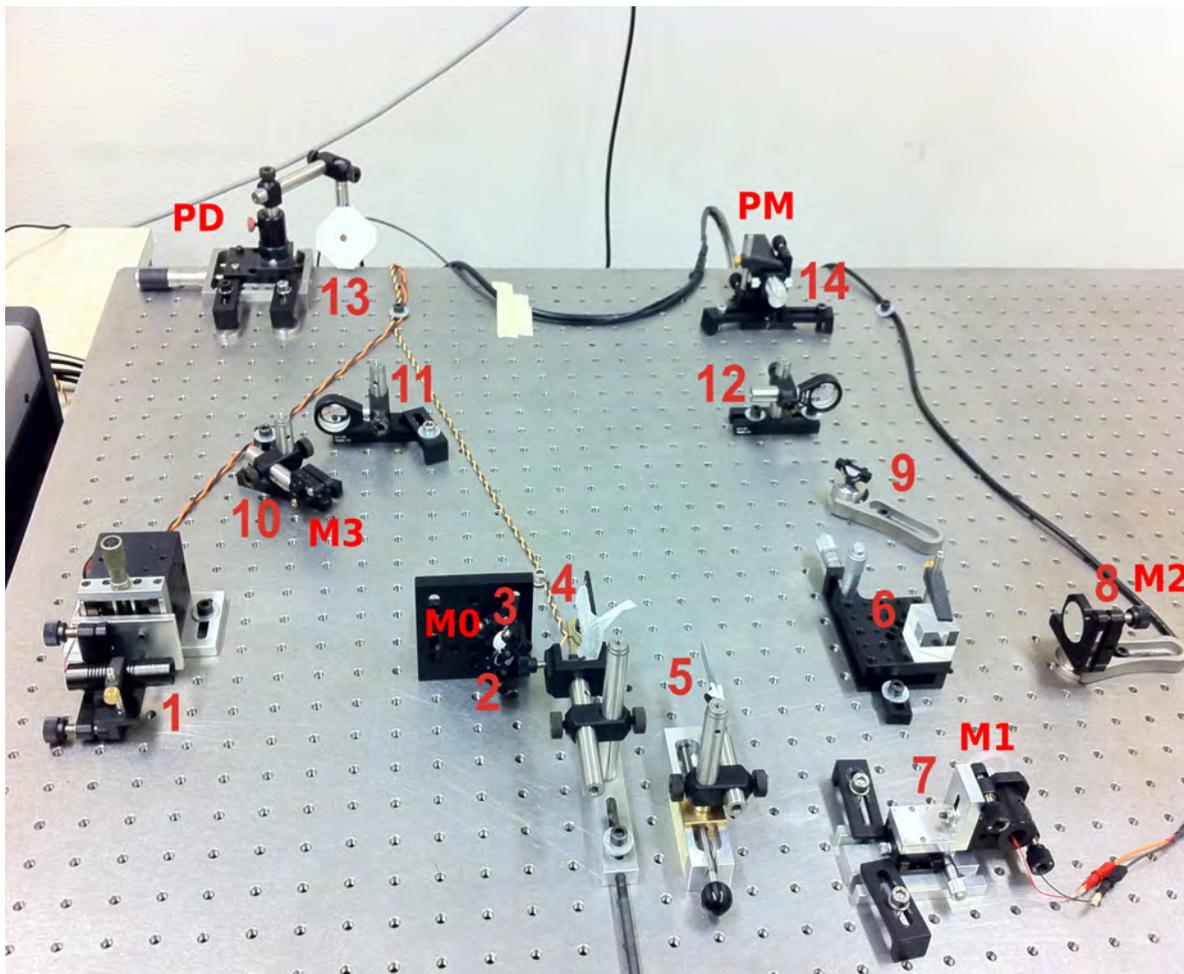


Abbildung 8: Fotografie der experimentelle Anordnung.

Als Lichtquelle dient ein Laser (1) mit einer Wellenlänge von 532 nm. Mit einem Strahlteiler BS1 (2) spaltet man den Laserstrahl auf. Ein Spiegel M0 (3) lenkt den vom BS1 reflektierten Strahl parallel zum Transmittierten um. BS1 und M0 bilden somit einen Strahlverdoppler, welcher einen unteren Strahl A und einen oberen Strahl B generiert. Strahl B kann mit einem Blockfilter (4) und einem variablen Filter (5) abgeschwächt werden. (*Der variable Filter wird beim momentanen Stand der Experimente nicht verwendet.*) Über einen Interlockschalter wird

die Position des Blockfilters überwacht. Befindet sich der Filter im Strahlengang, wird die Ansteuerung des PM (14) freigegeben. Wird der Filter herausgezogen, unterbricht der Interlock die PM Ansteuerung und schützt diesen somit vor Zerstörung durch zu hohe Lichtintensität. Die Halterung des variablen Filters erlaubt eine stufenlose Abschwächung des Strahls B.

Die beiden Strahlen A und B gelangen ins Michelson-Interferometer, welches aus einem Strahlteilerwürfel BS2 auf einem Kipp-Gier-Mikrometertisch (6) und zwei verkipptbaren Spiegeln M1 (7) und M2 (8) besteht. Der Spiegel M1 ist auf einem Piezoelement befestigt, so dass die eine Armlänge des Interferometers verändert werden kann. Die Grobeinstellung der Armlänge kann mit einem Mikrometertisch vorgenommen werden. Ist die Armlänge grob eingestellt, so lässt sich diese durch eine Stellschraube seitlich am Mikrometertisch arretieren.

Beim Ausgang des Interferometers wird Strahl A mit einem D-Spiegel (9) von Strahl B getrennt und mit einem weiteren Spiegel M3 (10) parallel zu Strahl B abgelenkt. Die Strahlen werden je mit einer Streulinse (11) und (12) aufgeweitet.

Strahl A wird mit einer PD (13) detektiert und der PM erfasst Strahl B. Die jeweiligen Signale werden in eine Elektronikbox gespiesen. Diese kann neben der Signalerfassung- und -verarbeitung, die Spannungen für Laser, Piezoelement und PM regeln. Zur Datenerfassung dienen ein digitales Speicheroszilloskop (DSO), zwei Lautsprecher und ein sich auf dem Labor-PC befindendes LabView Programm ("Desktop\Photon Counting\Welle Teilchen Dualismus\simple_counter.vi") welches als Zähler dient.

3.1 Elektronikbox

Mit der Elektronikbox wird das Experiment gesteuert. Die Bedienungsfläche ist schematisch in Abbildung 9 dargestellt. Es folgt eine kurze Bedienungsanleitung, angelehnt an das Manual [7].

Nachdem die Stromversorgung eingeschaltet wurde, kann die Versuchsanlage an fünf optisch getrennten Bedienelementen geregelt werden.

Laser Der Laser wird mit einem Kippschalter in Betrieb genommen. Mit einem Potentiometer wird die Spannung für den Laser eingestellt. Die Einstellung wird auf einer Digitalanzeige in Volt angezeigt. Die maximale Spannung beträgt 3.19 V. Betrieben wird der Laser bei 3 V. (siehe Einleitung Kapitel 5). Dies entspricht einer emittierten Leistung von 3 mW ($\approx 8 \times 10^{12}$ photons/s). Es gilt zu beachten, dass der Laser etwa 15 Minuten braucht, bis sich seine Leistung stabilisiert hat.

Achtung: Der Laser fällt unter die Kategorie Laserklasse 3 und ist somit gefährlich für das Auge. Es wird daher empfohlen bei der Durchführung des Experimentes eine Schutzbrille zu tragen.

Photomultiplier Sobald der Interlockkreislauf geschlossen ist, kann der PM mit einem Kippschalter in Betrieb genommen werden. Die Kontrollspannung für die Hochspannung des

PM stellt man mit dem „HV level“-Potentiometer ein. Diese ist proportional zur Hochspannung.

Das „discr. level“-Potentiometer erlaubt die Einstellung eines Schwellenwertes. Übersteigt ein einkommendes Signal vom PM diesen Schwellenwert, wird ein TTL-Signal produziert und die LED „photon“ leuchtet. Das Lautsprechersignal und das TTL-Signal sind identisch.

Piezo control Das Piezoelement kann mit einer von fünf unterschiedlichen Arbeitsweisen betrieben werden.

- Position „remote“: Es wird eine externe Spannung angelegt, welche am „manual remote“-Eingang eingespiert wird.
- Position „manual“: Manuell kann am „man. level“-Potentiometer eine konstante Spannung eingestellt werden.
- Position „ramp“: Dreiecksspannung von $15 \pm$ „scan amplitude“/2 Volt wird mit dem „scan ampl.“ - Potentiometer definiert.
- Position „lock“: Die Spannung für den Stabilisierungsmodus wird intern erzeugt. Die „lock“ Funktion wird ausführlich in Kapitel 5.2.1 diskutiert.
- Position „open“: Eine konstante Spannung von 15 Volt wird angelegt.

Fringe Lock In der Elektronik ist ein PI - Regler für die Stabilisierung des Interferenzbildes eingebaut. Dieser besteht aus einem Integrator, dessen Zeitkonstante mit dem Potentiometer I verändert werden kann. Wenn der Integrator seine maximale Spannung erreicht hat, kann er mit dem „reset“-Knopf zurückgesetzt werden. Der Proportional-Anteil der Regelung wird mit dem Potentiometer eingestellt.

Photodiode Dem Signal der Photodiode kann mit dem „PD offset“-Potentiometer ein konstanter Spannungsoffset zugefügt werden. „PD gain“ verstärkt das Signal. Man beachte an dieser Stelle, dass die beiden Potentiometer falsch angeschlossen sind und daher die Skala umgedreht werden muss (null entspricht also zehn Einheiten).

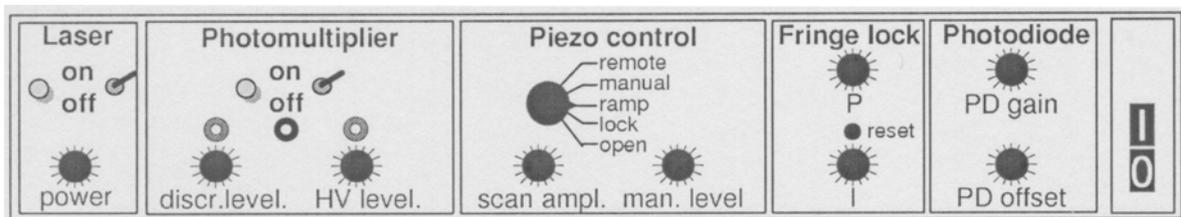


Abbildung 9: Bedienungsfläche der Elektronikbox schematisch dargestellt (Quelle: [7]).

4 Justage Michelson-Interferometer

Bemerkung: Lassen Sie sich, bevor Sie mit dem Justieren des Aufbaus beginnen, durch den Praktikumsassistenten eine kurze Einführung in die Lasersicherheit geben.

Dieses Kapitel ist eine Anleitung zum Justieren des Versuchsaufbaus insbesondere des Michelson-Interferometers. Die Bezeichnungen und Nummern beziehen sich auf Kapitel 3 bzw. Abbildung 8. Im Versuch finden Sie die Elemente 1-4 bereits vorinstalliert. Das heisst: Der Strahl A befindet sich auf der Höhe des D-Spiegels (9) und ist auf eine Lochreihe ausgerichtet. Parallel dazu verläuft Strahl B. Zusätzlich befindet sich der Beamsplitterwürfel bereits auf dem Kipp-Gier-Mikrometertisch. Der Blockfilter (4) soll nur Strahl B abschwächen und einen Interlockschalter betätigen, sobald er in den Strahlengang geschoben wird.

1. In einem ersten Schritt werden alle Komponenten (1) bis (12) provisorisch arrangiert, um einen Überblick zu gewinnen. Die beiden Arme des Michelson-Interferometers sollten dabei gleich, d.h. beide ca. 9cm, lang sein.
2. Mit der selbstgeschweissten Blendenhalterung wird eine Irisblende auf Strahlhöhe A direkt nach Blockfilter (4) auf der Lochreihe platziert. Mit abgedecktem Strahl B (verwende Blockfilter (4)) platziert man den Spiegel M2(8) an der in Schritt 1 bestimmten Stelle und richtet ihn so aus, dass die Reflexion durch die Irisblende zurück zum Laser gelangt. Der Strahl verläuft nun parallel zur Spiegelnormalen.
3. Da BS1(2) und M0(3) schon vorjustiert sind, sollten Strahl A und B bereits parallel zueinander sein. Überprüfen Sie dies noch einmal, indem Sie Strahl A abdecken und den Spiegel M0 so ausrichten, dass die Reflexion von Strahl B an M2 ebenfalls direkt in den Laser zurückführt. Beobachten Sie dazu den Eintritt des Strahls in die Laserausgangsöffnung.
4. Der Strahlteiler des Interferometers BS2(6) setzt man nun in den unteren Strahl A (Strahl B abgedeckt) und dreht den Kipp-Gier-Mikrometertisch so, dass zwei Flächennormalen parallel zum Strahl zeigen und die erzeugten Teilstrahlen in Richtung der Spiegeln M1 (wurde in Schritt 1 provisorisch aufgestellt) und M2 propagieren. Dazu wird der Spiegel M2 abgedeckt und man schickt die Rückreflexion des Strahlteilers BS2 durch die in Schritt 2 installierte Irisblende.
5. Der Spiegel M1(7) wird befestigt und so ausgerichtet, dass sich die beiden Teilstrahlen beim Ausgang des Interferometers auf einem aufgestellten Schirm überlagern. Auf diesem sollte jetzt ein Interferenzbild aufgrund der Grenzflächen des Strahlteilers BS2 zu sehen sein (Umgebungslicht ausgeschaltet!). Dieses Interferenzbild würde zu einer Störung bei den Experimenten führen, deswegen dreht (nicht kippen, sonst ändert sich die Strahlhöhe) man den Mikrometertisch wenig, um eine Überlagerung zweier Interferenzbilder zu verhindern.

6. Strahl A wird mit dem D-Spiegel von Strahl B getrennt und danach mit dem Spiegel M3 (10) wieder ungefähr parallel zu Strahl B abgelenkt. Mit einer Irisblende wird er auf konstanter Höhe gehalten, damit er senkrecht auf den Detektor fällt.
7. Das Interferenzbild von Strahl A bzw. B wird mit der Linse (11) bzw. (12) aufgeweitet. Um keine Verzerrung der Interferenzen zu produzieren, platziert man die Linse so, dass der Strahl durch die Mitte der Linse und ihre Rückreflexion durch eine Irisblende verlaufen.
8. Der variable Filter (5) wird nach dem Blockfilter für eine weitere Abschwächung des Strahls B befestigt. Die Reflexionen der Filter sollten durch die in Schritt 2 installierte Irisblende zurück zum Laser führen.
9. Die PD (13), mit einer Detektionsfläche von 8mm^2 , ist auf einem Mikrometertisch befestigt und in maximalem Abstand zur Linse auf die Mitte von Strahl A auszurichten. Mit diesem Abstand ist sichergestellt, dass auch bei mehreren Streifen die Diode ein Minimum detektieren kann und nicht Licht vom nachfolgenden Maximum erfasst.

Bemerkung: Lassen Sie sich, wenn nötig, durch den Praktikumsassistenten die Grundfunktionen des DSO erklären.

Der PM wird im gleichen Abstand zur Linse ohne Mikrometertisch in Strahl B gestellt. Der Aufsatz vor dem Detektor ist eine Folge von Lochblenden und Filtern, welche den Einfall von Umgebungslicht verhindert. Um ein Photomultipliersignal zu erhalten, betrachtet man das Signal auf einem DSO (17) und stellt den Blockfilter in den Strahl um den Interlock Schalter zu aktivieren. Nur wenn der Schalter gedrückt ist, kann der PM (14) eingeschaltet werden. Dieser Sicherheitsmechanismus verhindert eine Überbelichtung des Detektors. An der Elektronikbox wählt man die Einstellung „ramp“ für die Piezospaltung, drei Volt für die Laserspannung und sieben Einheiten (0.7 Volt) für die PM-Spannung. Der PM wird so ausgerichtet, bis auf dem DSO nicht nur Rauschen erkennbar ist, sondern typische Photomultipliersignale, welche erst stark ansteigen und dann exponentiell abfallen. Der PM wird nun in horizontaler und vertikaler Richtung so optimiert, dass ein möglichst starkes Signal auf dem DSO sichtbar ist. Parallel dazu kann die Stärke des Signals akustisch mit den vorhandenen Lautsprechern hörbar gemacht werden und mit LabView ("Desktop\Photon Counting\Welle Teilchen Dualismus\simple_counter.vi") in der Form eines Zählers überprüft werden.

5 Experimente

Der Laser wird bei einer Spannung von 3 V betrieben, was den grössten Unterschied zwischen Intensitätsmaxima- und minima im Interferenzbild erzeugt. In den nachfolgenden Experimenten wird der variable Filter (5) nicht verwendet.

5.1 Wellencharakter von Licht

5.1.1 Charakterisierung des Interferenzbildes

Ziel: Nachdem das Interferometer justiert wurde, soll jetzt das Interferenzbild charakterisiert werden.

Vorgehen: Verkippt man den Spiegel, welcher am Piezo montiert ist, bilden sich Streifen. *Dokumentieren Sie was passiert wenn man den Spiegel immer weiter verkippt. Diskutieren Sie das Ergebnis im Zusammenhang mit Gleichung (28) und Gleichung (29).*

5.1.2 Photodiodensignal

Ziel: Um das Interferenzbild detaillierter analysieren zu können, wird mit einer Photodiode lokal die Intensität gemessen. Die Photodiode liefert dabei eine Spannung proportional zur Intensität des einfallenden Lichtes. Diese Spannung wird auf einem DSO dargestellt.

Vorgehen: Der Piezospiegel wird so gekippt, dass drei vertikale Streifen entstehen. Das Experiment funktioniert auch mit einer anderen Anzahl Streifen, solange die Photodiode noch zwischen Minimum und Maximum unterscheiden kann. Der Piezoaktuator wird im Modus „ramp“ betrieben und die „scan amplitude“ auf das Maximum gedreht. *Zeichnen Sie das Photodiodensignal einmal mit offenen Interferometerarmen und einmal mit einem blockierten Arm mit dem DSO auf. Beachten Sie dabei, dass die PD nicht in Sättigung geht. (Eventuell muss die Leistung des Lasers entsprechend angepasst werden.) Die Signale sollen mit dem DSO abgespeichert und anschliessend mit einer entsprechenden Software ausgewertet werden d.h., tragen Sie die Photodiodensignale in Abhängigkeit der Piezospannung auf. Versuchen Sie bei offenen Interferometerarmen ein möglichst harmonisches Signal mit dem DSO aufzuzeichnen. Hinweis: Es hat sich als praktisch erwiesen, das PD Signal auf dem DSO so zu stabilisieren, dass auf die Piezospannungsrampe getriggert wird. Da die Piezospannung mit dem PD Signal korreliert sollte dieses anschliessend ebenfalls entsprechend stabil angezeigt werden. Hinten an der Elektronikbox finden sie den entsprechenden Ausgang um das Piezosignal mit dem DSO zu verbinden. Diskutieren Sie dabei mögliche Ursachen weshalb das PD Signal nicht perfekt harmonisch ist. Überprüfen Sie experimentell das Resultat aus Aufgabe 4.*

5.2 Teilchencharakter von Licht

5.2.1 „Photonen interferieren nur mit sich selber“

Ziel: Paul Dirac schrieb 1927 in seiner Arbeit „The Principle of Quantum Mechanics“ [8]: „Each photon interferes only with itself.“, jedes Photon interferiert nur mit sich selbst. Dies soll mit folgendem Experiment gezeigt werden.

Vorgehen: Das Interferenzbild ist trotz der tief gehaltenen Bauweise anfällig auf äussere Einwirkungen. *Charakterisieren Sie wie sich verschiedene externe Störungen auf das Interferenzbild auswirken.* Aus diesem Grund ist in der Elektronik ein sogenannter „lock mode“ (Stabilisierungsfunktion) realisiert worden. Mit dieser Betriebsart kann man das Interferenzbild so arretieren, dass die Photodiode stets dieselbe Intensität misst. Sobald die Elektronik eine Abweichung der Intensität in Form des PD-Signals erkennt, wird die Piezospaltung angepasst. Die Veränderung der Piezospaltung hat eine Änderung der Piezoposition zur Folge. Damit ändert sich die Phasendifferenz der interferierenden Teilstrahlen und demzufolge die Intensität bei der Photodiode. Schliesslich liefert die Photodiode wieder die gewählte Spannung. Führt man nun die Photodiode transversal durch das Interferenzbild, so wird dieses jetzt simultan mit dem PM abgetastet, welcher fix montiert bleibt. Der Grund für die Einrichtung einer Stabilisierungsfunktion besteht darin, dass der PM, einmal justiert, nicht mehr bewegt werden soll.

Der Piezospiegel wird abgedeckt, so dass auf der Photodiode das Interferenzbild verschwindet. Entsprechend trifft nur ein Teilstrahl auf den Photomultiplier. Mit dem Blockfilter wird jetzt der obere Strahl welcher auf den PM trifft abgeschwächt. Dabei muss beachtet werden, dass der Blockfilter soweit eingeschoben wird dass der Interlock-Schalter aktiviert ist und somit der Photomultiplier angeschaltet werden kann. Beginnen Sie mit einer Vorspannung von sieben Einheiten (0.7 Volt). Detektiert der Photomultiplier ein Photon, liefert er ein Ausgangssignal, welches in die Elektronikbox gespiesen wird. Liegt das Signal über einem an der Elektronikbox einstellbaren Schwellenwert (Diskriminatorlevel), wird ein TTL-Signal erzeugt. Das Rauschen wird damit vom Photon ausgelösten Signal getrennt. Das TTL-Signal kann mit einem Lautsprecher hörbar gemacht und zum anderen auf einen Zähler (LabView:"Desktop\Photon Counting\Welle Teilchen Dualismus\simple_counter.vi") geführt werden. Alternativ dazu kann die PM Detektionsrate aufgezeichnet werden indem die ausgelösten TTL Signale ebenfalls auf dem DSO dargestellt werden. Dazu verbinden Sie den TTL Ausgang an der Elektronikbox mit dem DSO. Die TTL Signale können so über eine angemessene Zeitperiode aufgezeichnet, abgespeichert und mit einer Software nach eigener Wahl gezählt werden. *Machen Sie qualitative Aussagen über die PM Detektionsrate bezüglich der Veränderung der Hochspannung und des Diskriminatorlevels mit Hilfe des akustischen Signals. Machen sie weiter quantitative Aussage über die PM Rate bezüglich der Veränderung der Hochspannung und des Diskriminatorlevels unter Verwendung des Zählers auf Labview und/oder Aufzeichnung der TTL Signale mit dem DSO.* Achtung: Der PM darf nicht mit einer Hochspannung von mehr als 8 Einheiten (0.8 Volt) betrieben werden. Für die Experimente mit dem PM hat sich ein Diskriminatorwert von

2.5-3 Einheiten bewährt.

Das Interferenzbild wird nun mit einer geeigneten Einstellung der Spannung und des Diskriminatorlevels gemäss folgender Anleitung fixiert:

1. Der Spiegel M1 (7) wird so gekippt, dass drei Streifen entstehen.
2. Die Piezoelektronik wird wiederum im Modus "ramp" betrieben. Mit der „offset“-Spannung stellt man auf dem DSO das Photodiodensignal symmetrisch um die zentrale Abszisse ein.
3. Nun stellt man die Piezospannung auf „manual“ und dreht am „man. level“-Regler das Photodiodensignal auf dem Oszilloskop symmetrisch um die zentrale x-Achse. Damit liegt die Photodiode genau zwischen einem Maximum und Minimum der Intensität und die Elektronik korrigiert bei einer Intensitätsveränderung die Piezospannung in die entsprechende Richtung.
4. Als nächsten Schritt stellt man die Piezospannung auf „lock“. Wenn die Stabilisierung korrekt läuft, sollte das Signal um die zentrale x-Achse stehen bleiben, auch wenn man leicht auf die Tischplatte drückt. Wenn das Photodiodensignal oszilliert, muss die Verstärkung des PD-Signals mit dem „gain“-Potentiometer reduziert werden.
5. Ist alles richtig eingestellt, kann die Photodiode mit dem Mikrometertisch langsam (!) verschoben werden und die Streifen sollten dank der Elektronik mitwandern, so dass stets die gleiche Intensität gemessen wird.

Verschiebt man nun die PD so, dass der Lautsprecher kein akustisches Signal mehr gibt, befindet sich der Photomultiplier in der Nähe einer Position, bei welcher die Wahrscheinlichkeit ein Photon zu detektieren nahezu null beträgt. *An dieser Position wird das Photomultipliersignal einmal mit geblocktem und einmal mit offenem Interferometerarm mit dem DSO aufgezeichnet, abgespeichert und ausgewertet.* Es gilt zu beachten, dass bei der Blockierung des einen Armes der untere Strahl nicht geblockt wird. Ansonsten funktioniert die Stabilisierung des Interferenzmusters nicht. Zusätzlich wird das PM-Signal mit dem DSO aufgezeichnet, *ohne* dass Licht auf die Photokathodenschicht des PM fallen kann, um den Rauschanteil zu bestimmen. *Haben Sie mit diesem Experiment Dirac's Aussage gezeigt? Könnten nicht auch zwei Photonen miteinander interferieren? Lesen Sie dazu in Kapitel I von [8] das Unterkapitel über Photoneninterferenz.*

5.3 Licht im Übergang von Teilchen zu Wellen

Ziel: Dieses Experiment zeigt den Übergang von der quantenmechanischen zur klassischen Natur des Lichtes.

Vorgehen: Zeichnen Sie neben dem Photodiodensignal das Photomultipliersignal in Abhängigkeit der Piezospannung mit dem DSO auf. Das PM Signal soll nun in das Photodiodensignal

übergeführt werden. *Betreiben Sie dazu das DSO im Average Modus und zeichnen Sie das PM Signal für verschiedene Anzahl Mittelungen auf.* Es gilt dabei zu beachten, dass mit zunehmender Anzahl Mittelungen länger gewartet werden muss bis sich das Signal des PM auf dem DSO stabilisiert hat. *Speichern Sie das PD-Signal sowie das PM Signal für mehrere Mittelungen ab und werten Sie es mit einer entsprechenden Software aus. Interpretieren Sie das Resultat.*

5.4 „Welcher - Weg“ Experiment mit Quantenradierer

Ziel: Durch eine einfache Erweiterung des Versuchsaufbaus gemäß Abbildung 10 wird ein Quantenradierer realisiert. Dabei soll mit zwei Polarisationsfiltern das Licht bei einem Interferometerarm horizontal und beim anderen vertikal polarisiert werden. Der eigentliche Quantenradierer besteht aus einem Polarisator, dessen Polarisationssebene gedreht werden kann.

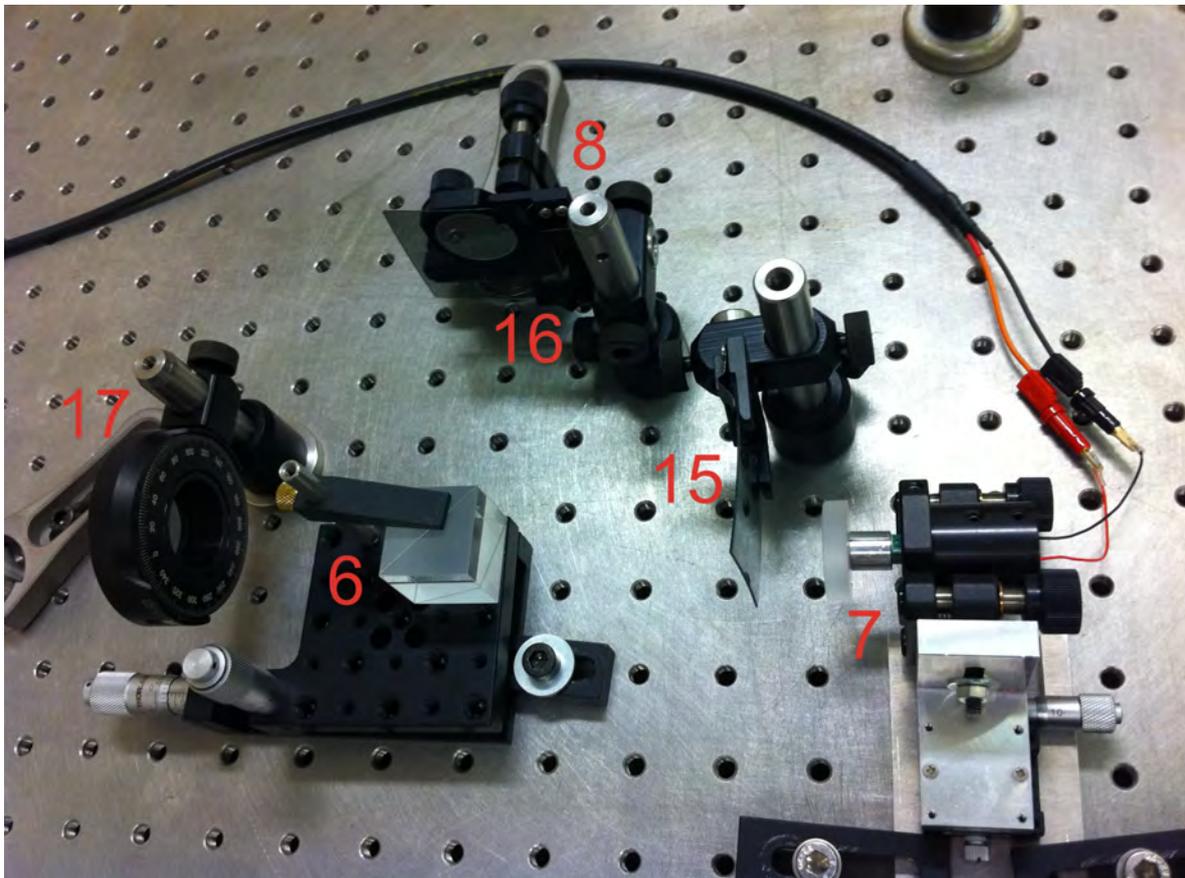


Abbildung 10: Experimenteller Versuchsaufbau des „Welcher - Weg“ Experiments mit Quantenradierer. Die Elemente (6)-(8) bilden das Michelson-Interferometer. Der Versuchsaufbau wird mit drei Polarisationsfiltern erweitert. Filter (15) polarisiert den einen Teilstrahl vertikal und Filter (16) den anderen Teilstrahl horizontal zur Tischebene. Die Polarisationssebenen sind auf dem Filter mit einem Einschnitt gekennzeichnet. Am Ausgang des Michelson-Interferometers wird der Quantenradierer (17) montiert.

Vorgehen: Der Piezospiegel wird so gekippt, dass drei vertikale Streifen entstehen. Das Experiment funktioniert auch mit einer anderen Anzahl Streifen, solange die Photodiode noch zwischen Minimum und Maximum unterscheiden kann. Der Piezoaktuator wird im Modus „manual“ betrieben. Ausserdem wird der Photomultiplier mit dem Blockfilter, ohne variablen Filter und Vorspannung auf sieben Einheiten (0.7 Volt) betrieben. Die Versuchsanordnung wird so erweitert, wie in Abbildung 10 dargestellt ist. Der Laser ist derart ausgerichtet, dass seine Polarisationssebene 45 Grad zur Tischebene geneigt ist. *Untersuchen Sie mit Hilfe der Photodiode den Unterschied zwischen Intensitätsmaximum- und minimum bei verschiedenen Ausrichtungen der Polarisationssebene des Quantenradierers. Für die quantenmechanische Beschreibung des Quantenradierers wird die Zählrate des Photomultipliers in Abhängigkeit der Neigung des Quantenradierers mit Hilfe des Zählers (LabView) oder mit Hilfe der mit dem DSO aufgezeichneten TTL Signale (analog Kapitel Kapitel 5.2.1) ausgewertet. Dazu soll der PM erst mit der Stabilisierungsfunktion in ein Minimum gebracht werden. Warum kann klassisch kein Interferenzmuster aufgrund zweier orthogonal polarisierter Strahlen entstehen? Wie lautet die entsprechende quantenmechanische Interpretation?*

Literatur

- [1] LOUDON, Rodney: *The Quantum Theory of Light*. Second Edition. New York : Oxford University Press, 1983
- [2] GERRY, C. C. ; KNIGHT, P. L.: *Introductory Quantum Optics*. First. Cambridge University Press, 2005
- [3] SALEH, Bahaa E. A. ; TEICH, Malvin C.: *Fundamentals of Photonics*. Second Edition. Wiley-Interscience, 2007
- [4] VOGEL, W. ; WELSCH, D.G.: *Quantum Optics*. WILEY-VCH Verlag, 2006
- [5] KUCERA, P.: Quantum Description of Optical Devices Used in Interferometry. In: *Radioengineering* 16 (2007), Nr. 3
- [6] KELLEY, P. L. ; KLEINER, W. H.: Theory of Electromagnetic Field Measurement and Photoelectron Counting. In: *Phys. Rev.* 136 (1964), Oct, Nr. 2A, S. A316–A334. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRev.136.A316>. – DOI 10.1103/PhysRev.136.A316
- [7] DIMITROVA, T. L. ; WEIS, A.: *Mach-Zehnder Interferometer for Demonstrating the Wave-Particle Duality of Light and Quantum Erasing - OPERATING MANUAL*. version 1.02. 2009
- [8] DIRAC, P. A. M.: *The Principles of Quantum Mechanics*. Fourth Edition. New York : Oxford University Press Inc., 1958. – 9 S.