Praktikum Moderne Physik

Versuchsprotokoll:

Quantenradierer

Christian Buntin, Jingfan Ye

Gruppe ***30***

Karlsruhe, 7. November 2011

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung und theoretische Grundlagen

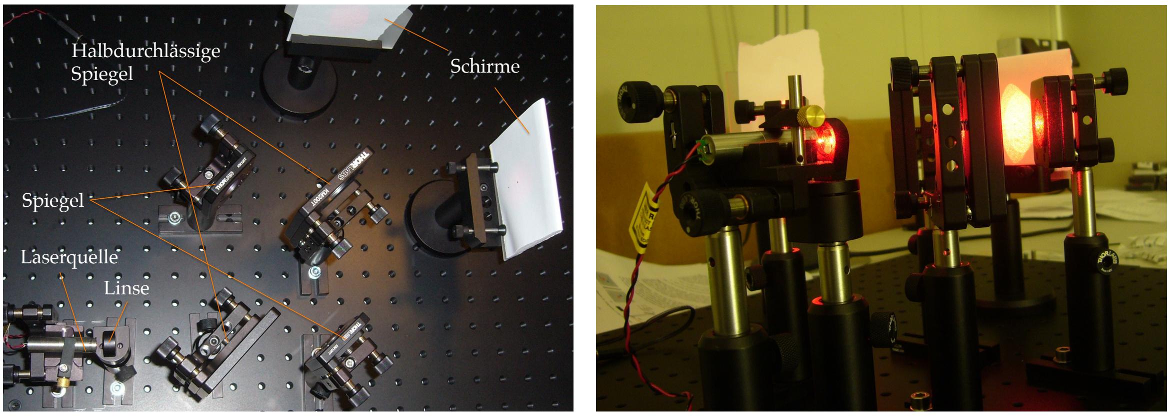
Der Versuch „Quantenradierer“ soll zeigen, dass Licht Quanteneigenschaften besitzt. Obwohl die Vorstellung von Licht als Teilchen, den sogenannten Photonen, existiert, weisen diese Quantenpartikel Phänomene wie Interferenz auf, die eindeutig den Wellen zugeschrieben werden. Dieser Effekt soll in einem Mach-Zehner-Interferometer beobachtet werden.

Damit Quanteneffekte auftreten, muss immer die Ununterscheidbarkeit der Teilchen gewährleistet sein. Im Fall dieses Versuchs muss der Weg des Lichts, das interferieren soll, unbekannt sein. Ansonsten kommt es zu keiner Interferenz und das Licht kann wieder wie klassische Partikel beschrieben werden. Um die Wichtigkeit dieser Aussage unter Beweis zu stellen, werden in einem Mach-Zehner-Interferometer die Lichtwellen nach der Aufspaltung jeweils senkrecht zueinander polarisiert und dann wieder zusammengeführt. Nun ist theoretisch eine Unterscheidung des ankommenden Lichts über deren Polarisationseigenschaft möglich. Dies führt dazu, dass man auf dem Schirm, auf den die beiden wieder vereinten Lichtstrahlen treffen, keine Interferenzerscheinungen mehr beobachten kann.

Man kann im Folgenden aber einen weiteren Polarisationsfilter vor dem Schirm aufstellen, welcher das Licht in die Richtung in der Mitte der beiden anderen Polarisationsfilter polarisiert. Dabei geht die Information des Lichtweges wieder verloren, da nun nicht mehr eindeutig bestimmt werden kann, welchen Weg die Lichtteilchen genommen haben. In diesem Fall ist zu erwarten, dass das Licht auf dem Schirm wieder Interferenzphänomene zeigt. Dieser dritte, dazu gestellte Polarisationsfilter wird deswegen auch **Quantenradierer** genannt, da er die Information des Lichtweges „wegradiert“.

2 Versuchsaufbau

Das Mach-Zehnder-Interferometer besteht aus einer Laserquelle, welches als Quelle kohärenten Lichts dient, zwei halbdurchlässigen Spiegeln, zwei Polarisationsfiltern, zwei Spiegeln sowie zwei Schirmen. Zusätzlich kann noch ein weiterer Polarisationsfilter als „Quantenradierer“ eingebaut werden. Eine Linse direkt nach der Laserquelle dient zur Auffächerung des Laserstrahls. Dadurch entstehen verschiedene Wegunterschiede in den Lichtwegen, sodass sich bei Interferenz ein entsprechendes Muster auf den Schirmen erkennen lässt. Der komplette Aufbau ist in Abbildung 1 zu sehen.



(a) Draufsicht

(b) Seitenansicht

Abbildung 1: Aufbau des Mach-Zehnder-Interferometers.

Zur Kalibrierung wird die Laserquelle so aufgestellt, dass der Laser parallel zur Aufsatzfläche der Apparatur propagiert. Das Licht wird im ersten halbdurchlässigen Spiegel geteilt und bewegt sich, je nach Lichtstrahl, zum ersten bzw. zum zweiten Spiegel. Diese lenken den Laser wiederum so um, dass sie sich wieder kreuzen. An ihrem Kreuzungspunkt befindet sich der zweite halbdurchlässige Spiegel, welcher die beiden Lichtstrahlen vereinigt, da jeweils eine Hälfte des eines Strahlgangs mit einer Hälfte eines anderen Strahlganges zusammengeführt werden. Schließlich treffen beide Lichtstrahlen auf die dahinter stehenden Schirme.

Beim Versuchsaufbau sollte man noch beachten, dass er sehr kompakt sein sollte, der Laufweg des Lichts bis zum Schirm also nicht zu lang sein sollte. Denn die Linse fächert das Licht sehr stark auf, sodass bei zu großem Laufweg die Auffächerung zu groß ist, was sich darin bemerkbar macht, dass zum einen die Intensität sich stark abschwächt und zum anderen die optischen Instrumente zu klein sind, um den kompletten Laserstrahl durchzulassen.

Eine Anleitung zur Feinkalibrierung ist im Kapitel 4 der Versuchsanleitung zu finden.

3 Beobachtungen

Im Versuchsaufbau, wie er in Abbildung 1 auf der vorherigen Seite zu sehen ist, konnte ein Interferenzmuster auf den Schirmen gesehen werden. Dieses Interferenzmuster ist auf Abbildung 2(a) auf der nächsten Seite zu sehen.

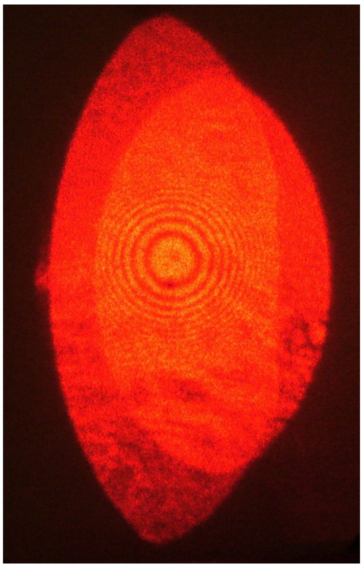
Fügt man nun in die zwei Lichtwege jeweils einen Polarisationsfilter ein, die jeweils orthogonal zueinander polarisiert sind, so verschwindet das Interferenzmuster auf dem Schirm und ein Bild wie in Abbildung 2(b) auf der nächsten Seite ist zu sehen. Da der Laserstrahl aus der Laserquelle bereits entweder s- oder p-polarisiert war, waren dazu die Polarisationsrichtungen -45°und 45°am günstigsten, wobei 0°die Richtung senkrecht zur Einfallsebene des Laserstrahls war. Hätte man eine Richtung auf 0°gestellt und die anderen entsprechend auf 90°, wäre ein Teilstrahl komplett absorbiert worden.

Um wieder ein Interferenzmuster beobachten zu können, fügt man einfach einen dritten Polarisationsfilter zwischen dem letzten halbdurchlässigen Spiegel, wo beide Teilstrahlen wieder aufeinander treffen, und einem der beiden Schirme ein. Dieser musste nun eine Polarisationsrichtung zwischen -45°und 45°haben, wobei 0°am günstigsten wäre, da so beide Polarisationsrichtungen in gleicher Intensität durchkämen. Nun ist auf dem Schirm, wovor dieser dritte Polarisationsfilter, der „Quantenradierer“ aufgestellt wurde, wieder ein Interferenzmuster zu erkennen, siehe Abbildung 3(a) auf der nächsten Seite. Auf dem Nachbarschirm, wovor kein Quantenradierer aufgestellt wurde, kann weiter kein Interferenzmuster beobachtet werden (Abbildung 3(b) auf der nächsten Seite).

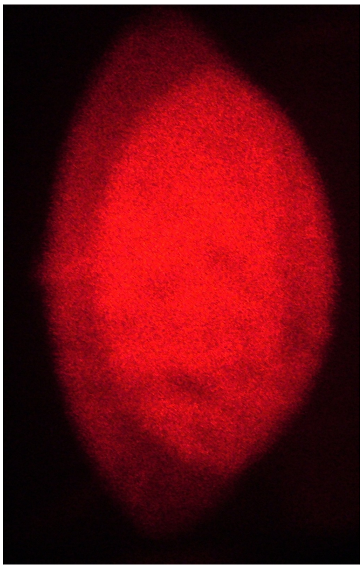
Ein wichtiger Punkt zur Interpretation der Bildaufnahmen betrifft die Helligkeit der Laserauftrefffläche auf dem Schirm. Mit der Helligkeit dieser Fläche auf dem Foto lässt sich nicht direkt auf tatsächliche Helligkeit beim Experiment zurückschließen, da die Helligkeit auf dem Foto auch stark von der Blendeneinstellung des Objektives sowie der jeweils eingestellten Empfindlichkeit der Photosensoren in der Kamera abhängt. Zum Vergleich bräuchte man entweder eine Art „Referenzhelligkeit“oder einen Photodetektor, welcher die wirkliche Lichtintensität misst.

4 Analyse und Diskussion

Um die oben genannten Effekte zu verstehen, bedient man sich den Theorien der Wellenoptik. Dazu wird das Licht als ebene elektromagnetische Welle beschrieben. Da im Vakuum der elektrische Anteil

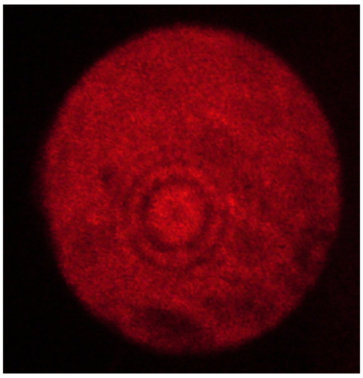


(a) Interferenzmuster ohne Polarisationsfilter

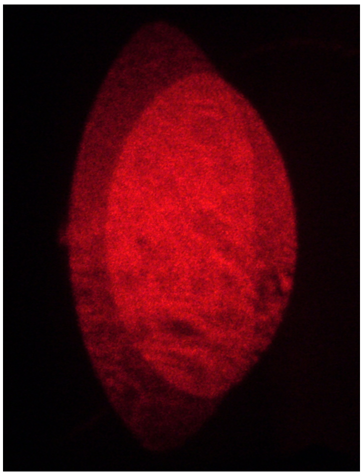


(b) Kein Interferenzmuster erkennbar mit senkrecht zueinander gerichteten Polarisationsfiltern (-45°und 45°)

Abbildung 2: Interferenzmuster ohne Quantenradierer



(a) Interferenzmuster mit Quantenradierer



(b) Kein Interferenzmuster ohne Quantenradierer

Abbildung 3: Interferenzverhalten mit und ohne Quantenradierer, bei zuvor orthogonal zueinander polarisiertem Laser des Lichts eindeutig den magnetischen Anteil festlegt, wird nur der elektrische Anteil betrachtet. Dieser kann folgendermaßen ausgedrückt werden kann:

$$\vec{E}(\vec{x},t) = \vec{E}_0 \cdot \mathrm{e}^{\mathrm{i}(\vec{k}\vec{x}-\omega t)} \tag{4.1}$$

Für monochromatisches Licht der Frequenz ω ist die Intensität I des Lichts proportional zur Anzahl der Lichtteilchen n, den sogenannten Photonen:

$$I = n \cdot \hbar\omega \Leftrightarrow n = \frac{I}{\hbar\omega} \tag{4.2}$$

Deswegen wird im Folgenden nur noch mit der Intensität des Lichts gearbeitet, da sie sich leicht als Betragsquadrat des elektrischen Feldes errechnen lässt:

$$I(\vec{x},t) = |\vec{E}(\vec{x},t)|^2 \tag{4.3}$$

Dabei sollte klar sein, dass diese Größe auch eindeutig die Anzahl der Photonen wiedergibt.

Wird das eingehende Licht in zwei Wellen mit gleicher Intensität aufgespalten, so betragen die Amplituden der elektrischen Felder beider ausgehenden Wellen noch $\frac{1}{\sqrt{2}}$ der eingegangenen Welle. Sie können folgendermaßen beschrieben werden:

$$\vec{E}_1(\vec{x}_1,t) = \frac{1}{\sqrt{2}}\vec{E}_0 \cdot \mathrm{e}^{\mathrm{i}(\vec{k}\vec{x}_1-\omega t)} \qquad \vec{E}_2(\vec{x}_2,t) = \frac{1}{\sqrt{2}}\vec{E}_0 \cdot \mathrm{e}^{\mathrm{i}(\vec{k}\vec{x}_2-\omega t)} \tag{4.4}$$

Treffen diese Lichtwellen wieder aufeinander, so überlappen sich ihre Felder. Dabei es kann sein, dass sie bis dahin unterschiedliche Wege zurückgelegt haben. In der Annahme, dass die erste Lichtwelle die Strecke z zurückgelegt hat, und die zweite Lichtwelle einen Wegunterschied von Δz zur ersten Lichtwelle hatte, hat die zweite Lichtwelle die Strecke $z + \Delta z$ zurückgelegt. Weiterhin muss man beachten, dass bei der Vereinigung im halbdurchlässigen Spiegel das Licht von beiden Seiten wiederum jeweils in zwei Lichtwellen mit halber Intensität ausläuft. Die elektrischen Felder der beiden auslaufenden Lichtwellen $\vec{E}_{\mathrm{ges}}$ sind aber gleich. Für eine Welle beträgt sie am Ort der Vereinigung:

$$\vec{E}_{\mathrm{ges}} = \frac{1}{2}\vec{E}_0 \left(\mathrm{e}^{\mathrm{i}k_z z} + \mathrm{e}^{\mathrm{i}k_z(z+\Delta z)}\right)\right) \mathrm{e}^{\mathrm{i}\omega t} \tag{4.5}$$

k_z sei die Komponente der des Wellenvektors der Ausbreitungsrichtung $\vec{x}$. Da sich die Richtung nur durch einen normalen Spiegel geändert hat, bleibt k_z gleich. Die Intensität beträgt nun:

$$I(z,t) = |\vec{E}(z,t)|^2 = |\vec{E}_1|^2 + \vec{E}_1^\dagger \cdot \vec{E}_2 + \vec{E}_2^\dagger \cdot \vec{E}_1 + |\vec{E}_2|^2 = \frac{|\vec{E}_0|^2}{2}(1 + \underbrace{\cos(k_z\Delta z)}_{\text{Interferenzterm}}) \tag{4.6}$$

Da sich die Intensität des Lichts zum Schirm nicht mehr ändert, ist diese auch auf dem Schirm zu beobachten. Der Interferenzterm rührt von den Mischtermen bei der Ausmultiplikation des Betragsquadrats. Im klassischen Falle, in der Annahme von Licht als klassische Teilchen, die sich im halbdurchlässigen Spiegel aufteilen, hätte man erwartet, dass sich die Intensität auf beiden Schirmen gleichmäßig verteilt, also eine Intensität $\frac{|\vec{E}_0|^2}{2}$ auf beiden Schirmen zu beobachten ist.

Bisher wurde davon ausgegangen, dass die elektrischen Felder beider Wellen in die gleiche Richtung zeigen, sodass sie sich beim Aufeinandertreffen wieder überlappen können. Werden die Lichtwellen nun jedoch orthogonal zueinander polarisiert, so stehen ihre elektrischen Felder beim Aufeinandertreffen ebenfalls senkrecht zueinander und können folglich nicht überlappen. Die Intensitäten addieren sich wie klassische Teilchen.

Im Spezialfall dieses Versuchs werden die Lichtwellen auf dem ersten Weg um 45° und auf dem zweiten Weg um −45° polarisiert, wenn man 0° als ursprüngliche Polarisationsrichtung definiert.

Legt man die Ausbreitungsrichtung des Lichts bzw. des Wellenvektors auf die z-Achse, so lassen sich die elektrischen Feldkomponenten nach den Polfiltern beschreiben als:

$$\vec{E}_1(\vec{x},t) = \frac{1}{2\sqrt{2}} E_0 \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix} \cdot \mathrm{e}^{\mathrm{i}(\vec{k}\vec{x}_1 - \omega t)} \qquad \text{bzw.} \qquad \vec{E}_2(\vec{x},t) = \frac{1}{2\sqrt{2}} E_0 \begin{pmatrix} 1 \\ -1 \\ 0 \end{pmatrix} \cdot \mathrm{e}^{\mathrm{i}(\vec{k}\vec{x}_2 - \omega t)} \tag{4.7}$$

Die Vorfaktoren rühren zum einen von den Intensitätsverlusten durch die Polarisationsfilter sowie von der Normierung des Vektors der Polarisationsrichtung. Offensichtlich stehen $\vec{E}_1$ und $\vec{E}_2$ orthogonal zueinander. Berechnet man nun die Intensitäten, so fallen die Mischterme als Skalarprodukte dieser beiden Terme weg. Übrig bleiben nur die Eigenquadrate der Feldvektoren, sodass auf dem Schirm nur die folgende, phasenunabhängige Intensität zu sehen ist:

$$I = |\vec{E}_1 + \vec{E}_2|^2 = |\vec{E}_1|^2 + \underbrace{\vec{E}_1^\dagger \cdot \vec{E}_2}_{=0} + \underbrace{\vec{E}_2^\dagger \cdot \vec{E}_1}_{=0} + |\vec{E}_2|^2 = \frac{E_0^2}{2} \tag{4.8}$$

Dies ist genau das Ergebnis, wenn man die Lichtteilchen als klassische Teilchen betrachtet hätte.

Fügt man nun einen „Quantenradierer“ in den Lichtweg vor dem Schirm ein, der auf 0° polarisiert, so werden die elektrischen Feldvektoren aus Gleichung (4.7) nochmal umorientiert, diese nehmen dann folgende Gestalt an:

$$\vec{E}_1(\vec{x},t) = \frac{1}{4} E_0 \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \cdot \mathrm{e}^{\mathrm{i}(\vec{k}\vec{x}_1 - \omega t)} \qquad \text{bzw.} \qquad \vec{E}_2(\vec{x},t) = \frac{1}{4} E_0 \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \cdot \mathrm{e}^{\mathrm{i}(\vec{k}\vec{x}_2 - \omega t)} \tag{4.9}$$

Die Vorfaktoren müssen wegen des absorbierten Teils am Quantenradierer wieder mit $\frac{1}{\sqrt{2}}$ multipliziert werden. Betrachtet man wieder die Wellen an einem Punkt z mit der Phasendifferenz Δz, so ergeben sich folgende Gleichungen:

$$\vec{E}_1(z,t) = \frac{1}{4} E_0 \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \cdot \mathrm{e}^{\mathrm{i}(k_z z - \omega t)} \qquad \text{bzw.} \qquad \vec{E}_2(z,t) = \frac{1}{4} E_0 \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \cdot \mathrm{e}^{\mathrm{i}(k_z (z+\Delta z) - \omega t)} \tag{4.10}$$

Für die Intensität ergibt sich ähnlich dem ersten Fall:

$$I = |\vec{E}_1 + \vec{E}_2|^2 = |\vec{E}_1|^2 + \vec{E}_1^\dagger \cdot \vec{E}_2 + \vec{E}_2^\dagger \cdot \vec{E}_1 + |\vec{E}_2|^2 = \frac{|\vec{E}_0|^2}{8}(1 + \cos(k_z \Delta z)) \tag{4.11}$$

Man sieht, dass wieder ein Interferenzterm auftritt, der von der Phasenverschiebung der Wellen abhängt. Lediglich der Vorfaktor ist kleiner, da in jedem Polfilter die Hälfte der Intensität absorbiert wurde.

Im Falle eines Einzelphotonenemitters statt einer Laserquelle würde man auf dem Schirm einzelne Signale sehen, deren Häufigkeitsverteilung jedoch den berechneten Intensitäten entspricht. Das rührt daher, dass man in der Quantenphysik das elektrische Feld als Wellenfunktion und die Intensität als Betragsquadrat als Wahrscheinlichkeitsdichte der Photonen interpretieren kann. Im Falle des Polfilters beispielsweise heißt das nach dieser Interpretation, dass die Wahrscheinlichkeit, dass ein Photon, welches im 45° Winkel zum Filter polarisiert ist, den Polfilter passiert, 0,5 ist. Bei vielen Photonen in der makroskopischen Welt wäre der Erwartungswert der durchgekommenen Photonen genau die Hälfte der eingehenden Photonen, was sich genau in der Intensität des Lichts widerspiegelt, welches ja proportional zur Photonenzahl (bei gleicher Frequenz) ist.

Man kann sehen, dass die beobachteten Phänomene erfolgreich mit Wellen und der Interpretation der quadratischen Wellenfunktionen als Wahrscheinlichkeitsdichten der Photonen beschrieben werden können. Gleichzeitig würde man bei wenigen Photonen Teilcheneigenschaften wiedererkennen, da sich Photonen nicht aufteilen können. Dies ist der sogenannte Welle-Teilchen-Dualismus, der in der Quantenphysik von grundlegender Bedeutung ist.