

# Doppelspalt mit Polarisations–Filtern als Analogieversuch zum Quantenradierer

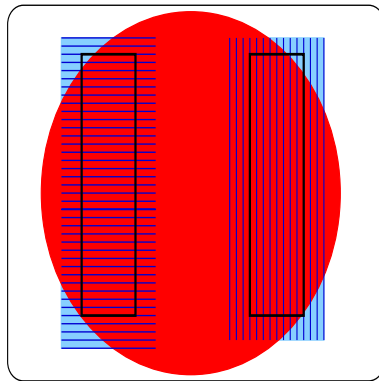
G. Quast

In Erweiterung des grundlegenden Doppelspaltexperiments mit einzelnen Teilchen können wir leicht ein Analogieexperiment mit Licht durchführen, das die quantenphysikalischen Prinzipien bei der Überlagerung von ununterscheidbaren Zuständen in der Quantenphysik verdeutlicht.

Dazu werden die Interferenzerscheinungen an einem mit Laserlicht beleuchteten Doppelspalt beobachtet, hinter dessen Spalte zwei senkrecht zueinander orientierte Polarisationsfolien geklebt werden. Durch gedankliche Erweiterung lassen sich an diesem System auch die Nicht–Lokalität der Quantenphysik und das Prinzip eines »Quantenradierers« illustrieren.

## Einleitung

Ein aufgeweiteter Laserstrahl beleuchtet einen Doppelspalt, hinter dessen einzelne Spalte jeweils eine dünne Polarisationsfolie geklebt wird, deren Achsen senkrecht bzw. parallel zur Spaltrichtung stehen. Wird auf einem dahinter angebrachten Schirm nun ein Interferenzmuster beobachtet?



## Klassische Betrachtung

Die elektrischen Feldstärkevektoren der durch den horizontal bzw. vertikal abgeklebten Spalt gehenden elektromagnetischen Wellen stehen hinter dem präparierten Doppelspalt senkrecht aufeinander. Ihr Beitrag zur auf dem Beobachtungsschirm registrierten Gesamtintensität ist jeweils proportional zum Quadrat ihres Betrags. Beide Intensitätsanteile addieren sich linear zur Gesamtintensität, und es wird keine Doppelspaltinterferenz beobachtet.

Jetzt wird ein weiteres Polarisationsfilter (»Analysator«) unter 45 Grad weit hinter dem Doppelspalt, aber noch vor dem Beobachtungsschirm, angebracht. Was beobachtet man jetzt am Schirm? Der Analysator projiziert aus den senkrecht und parallel zur Doppelspaltrichtung polarisierten elektromagnetischen Wellen den 45–Grad–Anteil heraus. Betrachten wir die elektrischen Feldstärkevektoren der elektromagnetischen Welle. Hinter dem Analysator zeigen sie in die gleiche Richtung und addieren sich, beide Spalte tragen also gleichermaßen zu dieser unter 45 Grad beobachteten Gesamtfeldstärke bei. Die Lichtintensität am Beobachtungsschirm ergibt sich als das Quadrat der Gesamtfeldstärke und zeigt damit Interferenz.

Auch mathematisch läßt sich das oben Gesagte leicht einsehen. Die Schirmintensität  $I$  am Ort  $x$  ist gegeben durch die von Spalt 1 und 2 kommenden Feldstärken:

$$I(x) \sim |E_1 + E_2|^2 = |E_1(x)|^2 + |E_2(x)|^2 + 2|E_1(x) * E_2(x)|$$

Wenn  $E_1$  und  $E_2$  senkrecht aufeinander stehen, verschwindet das für die Interferenz verantwortliche Skalarprodukt aus  $E_1$  und  $E_2$ .

## Quantenmechanische Betrachtung

Denken wir uns die elektromagnetische Welle als aus vielen unteilbaren Photonen zusammengesetzt, deren Gesamtanzahl proportional zur Lichtintensität ist. Nach dem Durchgang durch die Polarisationsfolien hinter dem Doppelspalt trägt jedes Photon in Form seiner Polarisationsrichtung die

Information mit sich, durch welchen Spalt es geflogen ist. Für jedes am Beobachtungsschirm registrierte Photon ist also klar, auf welchem Weg es dorthin gelangt ist, und damit gibt es keine Doppelspaltinterferenz.

Das Anbringen des Analysators hat für Photonen eine entscheidende Konsequenz. Ihre Quanteneigenschaften erlauben ihnen nur, bezüglich der jetzt gewählten Richtung zwei Polarisationszustände anzunehmen: In Richtung des Analysators oder senkrecht dazu. Genau die Hälfte der Photonen wird also im Analysator absorbiert, und alle noch zum Schirm gelangenden Photonen sind unter 45 Grad polarisiert. Damit ist aber auch die Information, durch welchen Spalt ein Photon hindurchging, unwiderruflich ausgelöscht, gleichsam nachträglich „ausradiert“. Für die auf dem Schirm auftreffenden Photonen gibt es also zwei ununterscheidbare Möglichkeiten, wie sie dorthin gelangt sein könnten, nämlich durch Spalt 1 oder durch Spalt 2. Diese beiden Möglichkeiten interferieren. Die quantenmechanischen Überlegungen führen damit zum gleichen Resultat wie die klassischen Elektrodynamik. In Formeln ausgedrückt haben wir im unterscheidbaren Fall für die Intensität in Abhängigkeit der von Spalt 1 und 2 beigetragenen Wellenfunktionen

$$I = |\psi_1|^2 + |\psi_2|^2 \text{ anzusetzen,}$$

und im ununterscheidbaren Fall

$$I = |\psi_1 + \psi_2|^2.$$

Wir denken uns den Analysator nun sehr weit vom Doppelspalt entfernt aufgestellt, und wir entscheiden rein zufällig, ob wir den Analysator überhaupt anbringen wollen. Immer, wenn sich der Analysator vor dem Schirm befindet, beobachten wir Interferenz, andernfalls nicht. Lange nach dem eigentlichen Durchgang durch den Doppelspalt kann also das Zustandekommen des Interferenzmusters noch beeinflusst werden. Die praktische Durchführung eines solchen Experiments ist zwar schwierig, es wurde aber durchgeführt (Zeilinger et al., 1995) und hat die quantenphysikalischen Erwartungen bestätigt.

Obwohl klassisch für elektromagnetische Wellen verstanden, führt uns dieses Experiment doch tief in die Mysterien der Quantenphysik, wenn wir es uns mit einzelnen Photonen durchgeführt denken. Das vor dem Beobachtungsschirm unter 45 Grad angebrachte Polarisationsfilter entspricht einer weiteren Messung an jedem einzelnen Photon, die den ursprünglichen Zustand verändert und den Ausgang des Experiments beeinflusst. Zum angenommenen Zeitpunkt des Photondurchgangs durch den präparierten Doppelspalt lässt sich noch nicht sagen, ob der Analysator später vor dem Schirm plziert sein wird oder nicht. Unsere klassische Vorstellung, dass zu einem ganz bestimmten Zeitpunkt am Doppelspalt etwas mit dem Quantenteilchen passiert, kann nicht richtig sein. Die Entscheidung, was wir letztlich am Schirm beobachten, wird weder vom Doppelspalt noch vom Analysator allein bestimmt, sondern vom gesamten System zwischen der Präparation des einfallenden Photons bis zu seiner Registrierung.

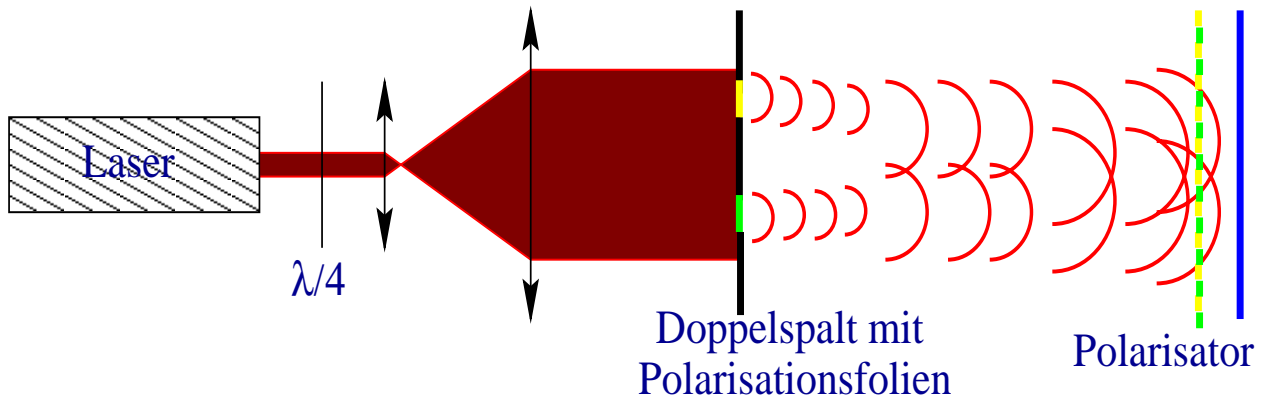
Die hier beobachtete Nicht-Lokalität ist zeitlich zu sehen. Ein Beispiel für eine räumliche Nicht-Lokalität sind quantenmechanisch korrelierte (=verschränkte) Zweiteilchensysteme, an denen gleichzeitig Messungen durchgeführt werden.

Es ist noch wichtig anzumerken, dass wir im ersten Teil dieses Versuches, der in der Nicht-Beobachtung von Interferenz bei Vorhandensein von Weginformation besteht, diese gar nicht messen oder irgendwie auswerten – ihr prinzipielles Vorhandensein reicht aus, um die Interferenz zu zerstören!

### **Versuchsaufbau**

Am einfachsten gelingt der Versuch mit einem aufgeweiteten Laser als Lichtquelle, mit der der Doppelspalt beleuchtet wird. Der Versuchsaufbau ist unten skizziert. Die beiden Spalte müssen relativ weit voneinander entfernt sein, um sie mit den Polarisationsfolien abkleben zu können. Leider gibt es keine kommerzielle Ausführung solcher Spalte, und etwas Bastelarbeit ist notwendig. Weiter ist zu beachten, dass Laserlicht in der Regel polarisiert ist; um also einen gleichen Lichtdurchgang durch beide Spalte zu erreichen, sollte die Polarisationsrichtung des Lasers unter einem Winkel von 45 Grad zur Richtung der Spalte stehen, oder man sorgt mit Hilfe eines  $\lambda/4$ -Plättchens

für einen zirkular polarisierten Strahl.



Das Interferenzbild wird auf einem Schirm beobachtet, auf dem sich zwei Interferenzmuster überlagern: Eines mit sehr eng nebeneinander liegenden Maxima, das vom Doppelspalt herrührt, und ein weiter ausgedehntes von der Beugung an den Einzelspalten.

Wird nun vor dem Schirm ein drehbares Polarisationsfilter angebracht, so beobachtet man bei einer Stellung der Filterachse von 0 Grad und von 90 Grad zur Spaltrichtung jeweils das Einzelspalt-Interferenzmuster des senkrecht bzw. parallel abgeklebten Spalts. Dazwischen taucht das Doppelspaltmuster auf, am ausgeprägtesten bei einer Stellung von 45 Grad.

### Anmerkungen

Es ist noch anzumerken, dass Messungen der Polarisationsrichtung an den Photonen dadurch bewerkstelligt werden, dass im Filter ein Teil der Photonen absorbiert wird – sozusagen die Photonen mit der »falschen« Polarisationsrichtung. Dieser starke Eingriff des Polarisationsfilters könnte irgendwie für die beobachteten Effekte verantwortlich sein. Allerdings sollte dies Interferenzen eher zerstören als sie im Gegenteil gerade erst herbeiführen. Mit Hilfe von doppelbrechenden Kristallen läßt es sich aber bewerkstelligen, dass beide Polarisationskomponenten eine solche Messung überleben und den Kristall in unterschiedlichen Richtungen verlassen. Am Ausgang des Experiments ändert dies nichts – jede der beiden Komponenten zeigt Interferenz, wenn eine solche Messung unter 45 Grad durchgeführt wird, wenn die Photonen also dazu gezwungen werden, sich für eine Polarisationsrichtung bzgl. der 45-Grad-Achse zu entscheiden und dadurch alle Information über die Photonpolarisation vor dieser Messung verlorenght.

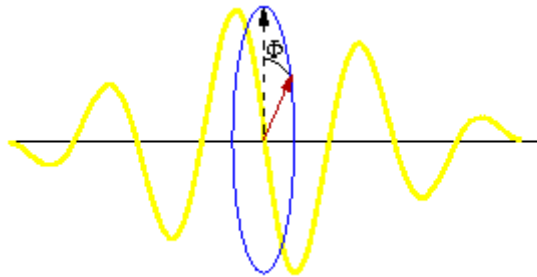
Kürzlich gelangen vom Prinzip her ähnliche Interferenzexperimente mit Rubidium-Atomen, bei denen die Wegmarkierung über die Anregung von Feinstruktur-niveaus der Atome bewerkstelligt wurde. Die zur Anregung notwendigen Energie- und Impulsüberträge waren dabei so gering, dass sie nicht für das Verschwinden der Interferenz verantwortlich sein konnten. Es ist tatsächlich die Unterscheidbarkeit der beiden Möglichkeiten, die deren Überlagerung und damit die Interferenz verhindert, und nicht etwa experimentelle Unzulänglichkeiten der Wegmarkierung oder die Heisenbergsche Unbestimmtheitsrelation wie bei dem von Feynman sehr schön diskutierten beleuchteten Doppelspalt (»Heisenbergmikroskop«), bei dem die Weginformation durch genügend kurzwellige Beleuchtung eines Doppelspalts gewonnen wird.

### ANHANG: Photonen am Polarisationsfilter

Photonen, die Quantenteilchen des Lichts, haben neben ihrer Teilcheneigenschaft ein weiteres Merkmal, das man quantenmechanisch zusätzlich zur (Orts-)Wellenfunktion betrachten muss, um die Polarisierbarkeit von klassischem Licht verstehen zu können.

In der Grafik unten ist die Ortswellenfunktion durch die Wellenlinie versinnbildlicht; wir können uns dies als den Realteil der komplexwertigen Ortswellenfunktion denken, deren Betragsquadrat

die Wahrscheinlichkeit angibt, das Photon am betrachteten Ort zu finden. Die jedem Photon zukommende Polarisations-eigenschaft wird durch den Winkel  $\Phi$  angedeutet. Quantenmechanisch ist sie mit dem Eigendrehimpuls oder »Spin« des Photons verknüpft, der sowohl nach Betrag als auch nach Richtung quantisiert ist. Hier gebietet die Quantenmechanik seltsame Regeln: Bezüglich einer beliebig gewählten Richtung sind nur die Messwerte  $\Phi=0$  Grad oder  $\Phi=90$  Grad erlaubt, die Polarisationsrichtung ist also quantisiert. Formal entspricht die transversale Polarisation eines Photons den Eigenschaften des Elektronenspins, für den es bezüglich einer beliebig gewählter Richtung auch nur zwei mögliche Messwerte gibt,  $s=+1/2$  und  $s=-1/2$ . Darüber hinaus sind Polarisations-eigenschaften oder Spin bezüglich unterschiedlicher Richtungen »komplementär«, d. h. nicht gleichzeitig genau bestimmt, sie unterliegen einer Unbestimmtheitsrelation ähnlich wie Ort und Impuls eines Teilchens.



Interessant wird dies, wenn man nacheinander Polarisationsmessungen unter verschiedenen Winkeln durchführt. Verwenden wir zur ersten Messung ein einfaches Polarisationsfilter, so wird ein Teil der Photonen absorbiert, ein anderer durchgelassen. Die durchgelassenen Photonen sind jetzt alle in Richtung der Achse des Polfilters polarisiert. Bringen wir nun ein weiteres Filter mit der gleichen Achsenrichtung an, so werden alle Photonen durchgelassen. Drehen wir das zweite Filter um 90 Grad, so werden alle Photonen absorbiert. Durch das erste Polarisationsfilter haben wir also einen eindeutigen Polarisationszustand »präpariert«. Fassen wir das Licht als eine große Menge von Photonen auf, so beschreibt dieses Verhalten genau das, was wir auch klassisch vom Licht kennen.

Doch was passiert, wenn wir eine Messung mit um 45 Grad verdrehtem zweiten Filter durchführen? Etwas salopp gesagt müssen sich die Photonen nun umentscheiden, in welche Richtung sie polarisiert sein wollen. Denn ein Photon ist unteilbar, es kann nicht nur ein Teil des Photons durchgelassen werden. In diesem Fall wird die Hälfte der Photonen das zweite Filter passieren, während die andere Hälfte absorbiert wird. Die durchgelassenen Photonen sind jetzt aber unter 45 Grad polarisiert. Auch dies entspricht dem, was wir von klassischem Licht kennen: Es ist nach dem zweiten Filter unter 45 Grad polarisiert, und die Intensität nach dem zweiten Filter ist halbiert, entsprechend der halbierten Anzahl von durchgelassenen Photonen.

Führen wir nun die Messung unter einem beliebigen Winkel  $F$  aus. Betrachten wir wieder den klassischen Fall: Am Filter denken wir uns den Vektor der elektrischen Feldstärke in einen Anteil  $E \cdot \cos(\Phi)$  in Achsenrichtung und einen Anteil  $E \cdot \sin(\Phi)$  senkrecht dazu zerlegt. Der erste Anteil wird durchgelassen, der zweite vom Filter absorbiert. Die beobachtete Lichtintensität hängt quadratisch von der elektrischen Feldstärke ab, bei gegebener Anfangsintensität  $I$  ist sie also  $I \cdot \cos^2(\Phi)$ . Ins Photonbild übersetzt erwarten wir also, dass von einer großen Anzahl  $N$  von Photonen ein Anteil  $N \cdot \cos^2(\Phi)$  durchgelassen wird. Für die Wahrscheinlichkeit, dass ein einzelnes Photon das zweite Filter passiert, erhalten wir also  $W(\Phi) = \cos^2(\Phi)$ . Dies entspricht exakt dem quantenmechanischen Ergebnis.

Viele Laborexperimente zu fundamentalen Fragen der Quantenphysik nutzen diese quantenmechanischen Eigenschaften der Photonpolarisation.