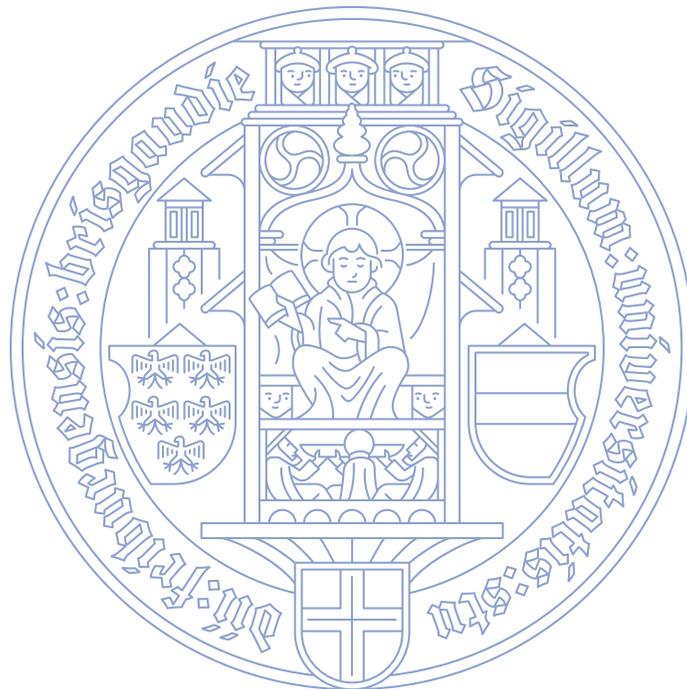


Quantenradierer

Physikdidaktik, Albert-Ludwigs-Universität Freiburg

27.03.2024

Professor Dr. Thomas Filk



Weitere Kurztexte hier: <https://physikdidaktik.uni-freiburg.de/kurztexte/>

universität freiburg



Inhaltsverzeichnis

1	Quantenradierer	3
1.1	Der „klassische“ Quantenradierer	4
1.1.1	Laserlicht und polarisierte elektrische Felder	4
1.1.2	Der klassische Quantenradierer mit Einzelphotonen	6
1.2	Quantenradierer nach Scully	7
1.3	Quantenradierer nach Walborn	8
1.4	Quantenradierer nach Küblbeck	10

Kapitel 1

Quantenradierer

Autor: Thomas Filk, Version vom: 27.03.2024

Quantenradierer zählen zu der Gruppe der sogenannten „verzögerte Wahl“-Experimenten (delayed choice), bei denen die Entscheidung, welche von zwei komplementären Größen gemessen werden soll, erst gefällt wird, nachdem die entscheidende Wechselwirkung zwischen dem Quantensystem und einem Element seiner Umgebung bereits stattgefunden hat. In den meisten Fällen handelt es sich bei Quantenradierern um Abwandlungen des Doppelspaltexperiments, bei denen die „Welcher-Weg“-Information zunächst vorhanden ist, dann aber durch einen weiteren Quanteneffekt unwiderruflich wieder gelöscht werden kann. Die Entscheidung, ob man die „Welcher-Weg“-Information abrufen oder sie endgültig löschen möchte, wird gefällt, nachdem beispielsweise ein Photon den Doppelspalt durchquert hat.

Es gibt verschiedene Versionen von Quantenradierern, die unterschiedliche Eigenschaften von Photonen zur Speicherung der „Welcher-Weg“-Information nutzen. Die „klassische Version“ lässt sich auch mit gewöhnlichem Laserlicht durchführen und im Rahmen einer klassischen Wellentheorie des Lichts und seiner Polarisationsseigenschaften beschreiben. Dieser Versuch wird auch gelegentlich in der Schule durchgeführt. Er ist nicht ganz so spektakulär wie andere Versionen des Quantenradierers, da bei ihm die Information wieder gelöscht wird, bevor die Photonen auf einen Schirm treffen und dort, je nachdem ob die „Welcher-Weg“-Information vorhanden ist oder nicht, ein Interferenzmuster zeigen. Bei Experimenten mit Einzelphotonen kann man oft die „Welcher-Weg“-Information abrufen, nachdem die Photonen bereits registriert wurden oder auf einen Schirm getroffen sind. Da zumindest im Prinzip die „Welcher-Weg“-Information vorhanden ist, sieht man zunächst kein Interferenzmuster. Man kann anschließend jedoch entscheiden, ob man die „Welcher-Weg“-Information löschen möchte oder nicht. Entscheidet man sich, im Rahmen einer Messung die „Welcher-Weg“-Information endgültig zu löschen, kann man als Ergebnis dieser Messung eine andere Information erhalten, mit deren Hilfe man eine Postselektion der Photonenspuren auf dem Schirm vornehmen kann, sodass Interferenzmuster sichtbar werden.

Während Einzelphoton-Experimente auf absehbare Zeit für Schulen noch zu kostspielig sind, eignen sich die verschiedenen Einzelphoton-Quantenradierer als Gedankenexperimente sehr gut, um bei Schüler*innen das Gespür, wann „Welcher-Weg“-Information vorliegt und wann nicht, zu stärken. Für die Polarisationszustände von Licht oder Einzelphotonen verwenden wir folgende Darstellung:

$$\text{horizontale und vertikale Polarisierung} \quad |h\rangle, |v\rangle \quad (1.1)$$

$$\text{lineare Polarisierung unter } \pm 45^\circ \quad |+\rangle, |-\rangle \quad (1.2)$$

$$\text{rechts- bzw. linkszirkuläre Polarisierung} \quad |R\rangle, |L\rangle. \quad (1.3)$$

Eine Anmerkung zur Sprechweise: Sehr oft findet man bei Strahlteilern die Sprechweise „für das Photon gibt es nun zwei mögliche Wege“ oder so ähnlich. Eigentlich sollte man eher sagen „der quantenmechanische Zustand, durch den das Photon hinter dem Strahlteiler beschrieben wird, hat nun zwei Anteile ...“. Die Sprechweise von den zwei möglichen Wegen beruht auf der Darstellung quantenmechanischer Prozesse als Summe über alle Möglichkeiten (Feynman's Summation über Wege), wobei jeder Möglichkeit eine Amplitude zugeschrieben wird und zur Berechnung der Wahrscheinlichkeit das Absolutquadrat der Summe über alle Amplituden zu nehmen ist. Wenn man die Regeln für die Bestimmung solcher Amplituden beachtet, kann die Sprechweise bzw. die Darstellung als Summe über alle Möglichkeiten sehr anschaulich und hilfreich sein, aber man sollte sich des Feynman'schen Modells im Hintergrund bewusst sein.

1.1 Der „klassische“ Quantenradierer

Das einfachste Modell eines Quantenradierers lässt sich sowohl mit Laserlicht als auch mit Einzelphotonen durchführen. Außerdem kann man den Effekt sowohl im Rahmen einer klassischen Wellentheorie des Lichts und seiner Polarisationsseigenschaften erklären als auch im Rahmen einer quantentheoretischen Beschreibung von Einzelphotonen. Interessant und relevant ist in diesem Zusammenhang, dass sich kohärentes Laserlicht in mehrfacher Hinsicht sehr ähnlich verhält wie Einzelphotonen. Insbesondere gilt dies für kohärente Superpositionen. Im Folgenden behandeln wir zunächst den klassischen Fall und die klassische Erklärung, anschließend betrachten wir die gleiche Situation für Einzelphotonen und beschreiben sie im Rahmen des quantentheoretischen Formalismus.

1.1.1 Laserlicht und polarisierte elektrische Felder

Laserlicht beschreiben wir klassisch durch ein linear polarisiertes elektrisches Feld \vec{E} einer festen Wellenlänge λ (die zeitliche Abhängigkeit lassen wir unberücksichtigt; sie ändert nichts an den folgenden Überlegungen). Vertikal polarisiertes Laserlicht treffe auf einen Doppelspalt, wobei sich hinter dem rechten Spalt ein Polarisationsfilter unter $+45^\circ$ und hinter dem linken Spalt ein Polarisationsfilter unter -45° befinde. Unmittelbar hinter dem Doppelspalt haben wir somit zwei linear polarisierte elektrische Felder, $\vec{E}_r^+(x)$ und $\vec{E}_l^-(x)$, wobei sich r und l auf den rechten bzw. linken Spalt beziehen (siehe Abb. 1.1).

Das Laserlicht ist nun markiert: Die beiden \pm -diagonalen Polarisierungen zeigen an, welcher Teil des Laserlichts durch den linken und welcher durch den rechten Spalt getreten ist. Etwas weiter hinter dem Doppelspalt überlagern sich die beiden elektrischen Felder, wobei es zwischen dem $+$ -polarisierten Anteil und dem $-$ -polarisierten Anteil eine Phasenverschiebung δ gibt, die von der jeweiligen Differenz in der optischen Weglänge abhängt:

$$\vec{E}_{\text{ges}}(x) = \vec{E}_l^-(x) + e^{i\delta} \vec{E}_r^+(x) \quad (1.4)$$

Triff dieses Licht auf einen Schirm, beobachtet man kein Interferenzmuster. Im Rahmen der klassischen Physik sagt man, dass Lichtanteile zu orthogonalen Polarisierungen nicht miteinander interferieren. Platzieren wir zwischen den Doppelspalt und den Schirm einen Polarisationsfilter unter $+45^\circ$ oder -45° , verringert sich die Intensität um die Hälfte, es erscheint aber immer noch kein Interferenzmuster, weil in diesem Fall nur das Licht von einem der Spalte durch den Filter hindurchtritt und auf den Schirm trifft.

Platzieren wir jedoch zwischen Doppelspalt und Schirm einen Polarisationsfilter unter einer v - oder h -Orientierung, beobachtet man ein Interferenzmuster. Wie man in Abb. 1.1 erkennt, treten in regelmäßigen Abständen auf dem Schirm nur horizontale bzw. nur vertikale Polarisierungen auf. Dies

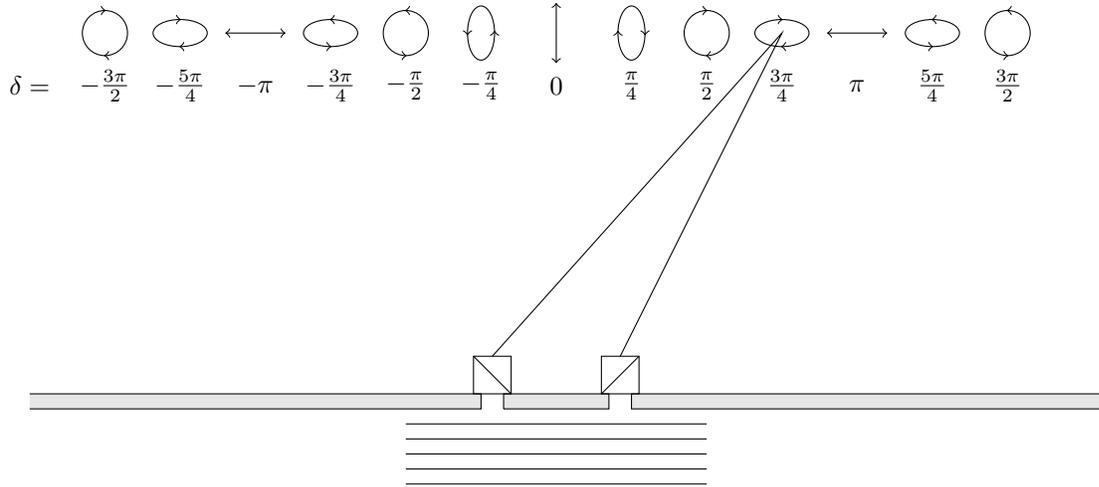


Abbildung 1.1: Der klassische Radierer: Licht trifft auf einen Doppelspalt, hinter dem sich \pm -Polarisationsfilter befinden. Dadurch wird der Lichtstrahl „markiert“. Je nach der Differenz in der optischen Weglänge überlagern sich die beiden Anteile zu h/v -linear polarisiertem Licht oder rechts-links-zirkular polarisiertem Licht bzw. allgemeiner elliptisch polarisiertem Licht.

liegt daran, dass sich die horizontale bzw. vertikale Polarisation als Linearkombination von \pm -diagonal polarisiertem Licht auffassen lassen:

$$\vec{E}^{h/v}(x) = \frac{1}{\sqrt{2}}(\vec{E}^+(x) \pm \vec{E}^-(x)). \quad (1.5)$$

Ist der relative Phasenwinkel zwischen den beiden Anteilen $\delta = 0$, erhalten wir vertikal polarisiertes Licht, bei einem relativen Phasenwinkel von $\pm\pi$ erhalten wir horizontal polarisiertes Licht. Die Projektion der elliptischen Polarisationen auf einen h - oder v -Filter ergibt entsprechend geringere Intensitäten und insgesamt beobachtet man Interferenzstreifen.

Die beiden Interferenzmuster zu einem h -Polarisationsfilter bzw. v -Polarisationsfilter sind gleich, allerdings um eine halbe Phase versetzt: Dort, wo bei der v -Orientierung die Maxima sind, liegen beim h -Filter die Minima und umgekehrt. Insgesamt zeigt sich für die Intensität (ohne Berücksichtigung des Beugungsmusters der Einzelspalte, das streng genommen mit dem Beugungsmuster des Doppelspalts zu falten wäre, bei genügend schmalen Spalten im Vergleich zu ihrem Abstand aber vernachlässigbar ist) die Beziehung:

$$I_{\text{ges}} = I_h + I_v = I(\cos^2 \delta + \sin^2 \delta), \quad (1.6)$$

wobei $I_{h/v}$ die Intensitäten sind, die man bei Verwendung eines horizontalen bzw. vertikalen Polarisationsfilters zwischen Doppelspalt und Schirm findet. Die Phasenverschiebung

$$\delta = \frac{\Delta x}{\lambda} \text{ mod } 2\pi \quad (1.7)$$

(Δx der Weglängenunterschied zwischen den beiden Teilstrahlen zu einem bestimmten Punkt am Schirm) ist in eine Koordinate entlang des Schirms umzurechnen (eine rein geometrische Beziehung zwischen dem Abstand Doppelspalt-Schirm, L , und der x -Koordinate entlang des Schirms: $x/L = \tan \delta$).

Das Auftreten eines Interferenzmusters am Schirm kann man auch so deuten, dass keine „Welcher-Weg“-Information vorhanden ist. Die „Welcher-Weg“-Information, die unmittelbar hinter

dem Doppelspalt durch die \pm -Polarisationsfilter dem Strahl mitgegeben wurde, wurde durch den zweiten Polarisationsfilter (h/v) wieder gelöscht. Dem Licht hinter dem h/v -Filter kann man nicht mehr entnehmen, ob es ursprünglich mal $+$ - oder $-$ -polarisiert war. Ein ähnliches Ergebnis würden wir erhalten, wenn wir statt der h/v -Polarisation des zweiten Filters eine L/R -Polarisation (links-rechts-zirkular polarisiert) herausfiltern würden. Auch in diesem Fall würde man ein Interferenzmuster beobachten (die beiden Muster zu einem R - bzw. einem L -Filter sind wieder um eine Phase von 180° verschoben; relativ zu den h/v -Mustern findet man eine Phasenverschiebung von 90°).

Da man im Prinzip den Filter, den man zusätzlich vor den Schirm bringt, wählen kann, nachdem das Licht durch den Doppelspalt getreten ist, spricht man von einem “delayed choice” Experiment. Allerdings wird in diesem Fall die Information gelöscht, bevor das Licht auf den Schirm trifft.

1.1.2 Der klassische Quantenradierer mit Einzelphotonen

Wir können den klassischen Quantenradierer natürlich auch im Rahmen eines quantentheoretischen Formalismus beschreiben und beispielsweise das Verhalten von einzelnen Photonen verfolgen.

Ein Photon im Zustand $|v\rangle$ treffe auf den Doppelspalt. Hinter dem Spalt und den beiden \pm -Polarisationsfiltern beschreiben wir dieses Photon durch den Zustand

$$|v\rangle \longrightarrow \text{Doppelspalt} + \pm\text{-Polfilter} \longrightarrow \frac{1}{\sqrt{2}}(|+\rangle \otimes |r\rangle + |-\rangle \otimes |l\rangle) \equiv \frac{1}{\sqrt{2}}(|+,r\rangle + |-,l\rangle). \quad (1.8)$$

Die Polarisationsfreiheitsgrade des Photons sind hinter dem Doppelspalt mit den räumlichen Freiheitsgraden (linker oder rechter Spalt) verschränkt. Der Zustand des Photons besteht aus zwei Anteilen, die sich jeweils auf einen Spalt und die dazugehörige Polarisation beziehen. Trifft dieses Photon nun ohne weitere optische Elemente auf den Schirm, besteht zwischen den beiden Anteilen eine vom Auftreffpunkt abhängige optische Weglängendifferenz in Form einer Phase. Für die Wahrscheinlichkeitsamplitude, dass das Photon an einer bestimmten Stelle x auftrifft, erhalten wir:

$$\langle x|\gamma\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|+\rangle\langle x|r\rangle + e^{i\delta(x)}|-\rangle\langle x|l\rangle) \quad (1.9)$$

Hier wurde die Wahrscheinlichkeitsamplitude, bei x aufzutreffen, auf die räumlichen Freiheitsgrade geschoben, da diese Amplitude nicht von der Polarisation abhängt. Allerdings hängt die Auftreffwahrscheinlichkeit auch nicht von r oder l ab und kann durch eine x -unabhängige Intensitätsdichte I ersetzt werden. Eine x -Abhängigkeit steckt lediglich in der Phasendifferenz $\delta(x)$. Da jedoch die Zustände $|+\rangle$ und $|-\rangle$ orthogonal sind, erhalten wir für die Wahrscheinlichkeitsdichte ein Photon bei x aufzutreffen:

$$|\langle x|\gamma\rangle|^2 = \frac{1}{2}I|1^2 + 1^2| = I. \quad (1.10)$$

Es gibt keine Interferenzterme und keine x -Abhängigkeit, d.h., wir erhalten auf dem Schirm eine konstante Intensitätsverteilung. Wird ein Filter bezüglich der $+$ - oder $-$ -Orientierung vorgeschaltet, filtert dieser einen der beiden Terme heraus und wir erhalten die halbe Wahrscheinlichkeit für das Auftreffen eines Photons.

Wählen wir jedoch vor dem Schirm einen h -Polfilter, ändert sich das Ergebnis. Zunächst entwickeln wir die $|\pm\rangle$ -Zustände nach der h/v -Basis:

$$|+\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|h\rangle + |v\rangle) \quad |-\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|h\rangle - |v\rangle). \quad (1.11)$$

Damit wird aus Gleichung 1.8:

$$|\gamma\rangle \longrightarrow \frac{1}{\sqrt{2}}(|+,r\rangle + e^{i\delta(x)}|-,l\rangle) \longrightarrow \frac{1}{2}((|h,r\rangle + |v,r\rangle + e^{i\delta(x)}|h,l\rangle - e^{i\delta(x)}|v,l\rangle)). \quad (1.12)$$

Ein h -Polfilter eliminiert die Terme zur vertikalen Polarisation und wir erhalten

$$|\gamma\rangle \longrightarrow h\text{-Polfilter} \longrightarrow \frac{1}{2}(|h,r\rangle + e^{i\delta(x)}|h,l\rangle) = \frac{1}{2}|h\rangle \otimes (|r\rangle + e^{i\delta(x)}|l\rangle). \quad (1.13)$$

Die Information über den Spalt, durch welchen das Photon getreten ist, ist nun nicht mehr mit der Polarisation verschränkt. Es handelt sich um einen separierbaren Zustand. Für die Wahrscheinlichkeitsamplitude, ein Photon auf dem Schirm am Ort x anzutreffen, folgt:

$$|\langle x|\gamma\rangle|^2 = \frac{1}{4}|\langle h|h\rangle|^2 I |1 + e^{i\delta(x)}|^2 = \frac{I}{2}(1 + \cos \delta). \quad (1.14)$$

In diesem Fall beobachtet man ein Interferenzmuster. Wählen wir statt eines h -Filters einen v -Filter wird aus dem Pluszeichen ein Minuszeichen. Man erhält ebenfalls ein Interferenzmuster, allerdings um eine halbe Periode verschoben. Die Summe der beiden Intensitäten ist x -unabhängig. Wir erhalten also dieselben Ergebnisse wie aus der klassischen Überlegung.

1.2 Quantenradierer nach Scully

Die Idee eines Quantenradierers geht auf Marlan O. Scully zurück [5]. Das Experiment in seiner ursprünglichen Version wurde 1999 von einer Gruppe um Scully durchgeführt [2]. Die Idee besteht darin, dass ein Photon von einem Doppelspalt auf einen Schirm bzw. Detektor trifft. Ist keine „Welcher Weg“-Information vorhanden, sollten die Signale dort ein Interferenzmuster zeigen. Ist jedoch „Welcher Weg“-Information vorhanden, sollte eine breite Verteilung der Photonen resultieren. Die Entscheidung, ob man die „Welcher Weg“-Information auswertet oder sie unwiederbringlich löscht wird in diesem Experiment erst gefällt, nachdem das Photon auf den Schirm getroffen ist. Da zunächst die „Welcher Weg“-Information im Prinzip vorhanden ist, sieht man kein Interferenzmuster. Löscht man jedoch durch eine quantenmechanische Wechselwirkung (Messung einer zur „Welche Weg“-Information komplementären Größe) die „Welcher Weg“-Information, erhält man bei diesem Prozess eine Zusatzinformation, mit der man im Nachhinein die Photonen in zwei Klassen einteilen kann. Beide Klassen zeigen ein gegeneinander verschobenes Interferenzmuster.

Der Aufbau des Experiments ist in Abb. 1.2 skizziert. Ein Pumplaser trifft auf einen Doppelspalt hinter dem sich ein BBO-(Bariumborat)-Kristall befindet. Der Laser kann über die sogenannte parametrisierte Fluoreszenz (parametric down-conversion) die Emission von zwei verschränkten Photonen in den Bereichen A oder B in dem Kristall induzieren. Die beiden Photonen verlassen den Kristall in unterschiedliche Richtungen, tragen zunächst aber beide die Information, ob sie aus Bereich A oder B stammen (der Zustand ist eine Superposition dieser beiden Möglichkeiten). Eines der Photonen wird über eine Linse in Richtung eines Detektors D_0 gelenkt, wo die beiden Anteile des Zustands von A und B interferieren können.

Das andere Photon wird auf einen von zwei Strahlteilern gelenkt (ST_1 und ST_2) und dort entweder in einen Detektor gelenkt (D_3 oder D_4), oder aber durchgelassen und über einen Spiegel auf einen weiteren Strahlteiler ST_3 geleitet und von diesem entweder in Detektor D_1 oder Detektor D_2 geleitet. Trifft ein Photon auf die Detektoren D_3 oder D_4 ist bekannt, ob es von dem Bereich A oder B stammt. Trifft ein Photon jedoch auf Detektor D_1 oder D_2 , wurde diese Information bei ST_3 gelöscht. In diesem Fall erhält man aber eine Zusatzinformation, nämlich ob das Photon in Detektor D_1 oder in Detektor D_2 gelandet ist, die man mit den korrespondierenden Ereignissen bei D_0 verbinden kann.

Die Photonen bei D_0 , die mit den Photonen in den Detektoren D_3 und D_4 koinzidieren, zeigen kein Interferenzmuster, da hier bekannt ist, von welchem Zentrum, A oder B, sie stammen. Die Photonen bei D_0 , die mit Signalen in Detektor D_1 korrelieren, zeigen ein Interferenzmuster, ebenso die Photonen bei D_0 , die mit Signalen in Detektor D_2 korrelieren, allerdings sind die beiden Interferenzmuster um eine Phase von 180° gegeneinander verschoben.

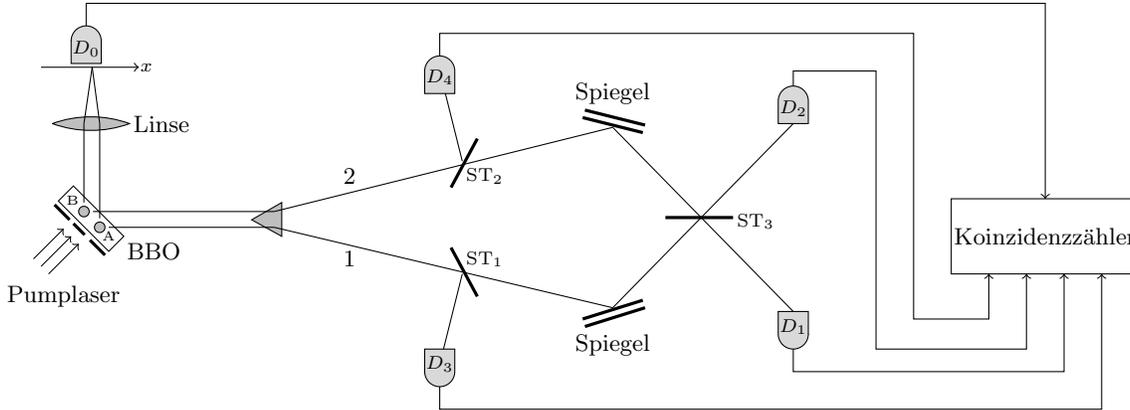


Abbildung 1.2: Quantenradierer nach Scully [2]. Ein Pumplaser regt unmittelbar hinter einem Doppelspalt in einem BBO-Kristall die Emission von zwei Photonen aus dem Zentrum A oder dem Zentrum B an. Der Zustand besteht aus einer Superposition dieser beiden Prozesse. Eines der Photonen trifft über eine Linse auf Detektor D_0 , der entlang der x -Achse verschoben werden kann. Das andere Photon folgt entweder Weg 1 oder Weg 2 zum Strahlteiler ST_1 bzw. ST_2 . Dort wird es entweder in Detektor 3 oder 4 abgelenkt oder von einem Spiegel auf einen zweiten Strahlteiler ST_3 gelenkt, hinter dem es entweder in Detektor 1 oder 2 landet. Ein Koinzidenzzähler vergleicht, welche Ereignisse bei D_0 mit welchen Ereignissen bei D_1 bis D_4 zusammenfallen. Bei D_3 und D_4 ist die Weginformation bekannt, bei Detektor D_1 und D_2 wurde die Weginformation bei ST_3 ausgelöscht.

In der Version von Scully werden alle Informationen bzw. Situationen in demselben Experiment erfasst. Der Aufbau ist so, dass die Photonen bei D_0 etwas früher (8 Nanosekunden) eintreffen als die anderen Photonen bei den Detektoren D_1 bis D_4 . Mit anderen Worten, die Photonen bei D_0 können nicht wissen, ob letztendlich „Welcher Weg“-Information vorhanden sein wird oder nicht.

Das Experiment lässt sich in mehrfacher Hinsicht abwandeln: Man kann z.B. die Strahlteiler $ST_{1/2}$ weglassen, dann treffen alle Photonen auf ST_3 und die „Welcher Weg“-Information wird gelöscht. Man kann die beiden Strahlteiler auch durch Spiegel ersetzen. In diesem Fall wird die „Welcher Weg“-Information immer gewonnen. Man kann die Entscheidung, ob man diese Spiegel in den Strahlengang bringt, auch erst dann fällen, wenn das erste Photon schon in Detektor D_0 registriert wurde.

1.3 Quantenradierer nach Walborn

Die folgende Darstellung eines Quantenradierers folgt [6] und ist teilweise [1] entnommen. Ähnlich wie bei dem Quantenradierer in Abschnitt 1.2 werden verschränkte Photonen verwendet, sodass man an einem der beiden Photonen Information über das jeweils andere Photon erhalten kann. Allerdings steckt die „Welcher-Weg“-Information nun im Polarisationsfreiheitsgrad der Photonen.

Abbildung 1.3 zeigt die experimentelle Anordnung dieses Quantenradierers. Aus einer Photonenquelle treffen Photonen auf einen BBO-Kristall, an dem durch Down-Conversion zwei in einem EPR-Zustand verschränkte Photonen der halben Energie erzeugt werden.¹ Eines der Photonen (in der Abbildung oben) trifft auf einen Polarisationsdetektor (1), d.h. einen Polarisationsstrahlteiler, hinter

¹Häufig wird kein antikorrelierter EPR-Zustand sondern eher der korrelierte Zustand $\frac{1}{\sqrt{2}}(|h,h\rangle + |v,v\rangle)$ verwendet, der zumindest für lineare Polarisierungen forminvariant – d.h., für alle linearen Polarisierungen korreliert – ist. Das spielt für die folgende Argumentation aber keine wesentliche Rolle.

dessen beiden Strahlgängen Detektoren stehen, sodass wir die Polarisation des Photons bezüglich einer voreingestellten Basis (beispielsweise horizontal/vertikal, also $|h\rangle$ und $|v\rangle$, oder $\pm 45^\circ$, d.h. $|+\rangle$ und $|-\rangle$) messen können. Dieser Strahlteiler kann auch sehr weit hinter der Apparatur stehen, d.h., die entsprechende Information über das Photon kann theoretisch nach einer beliebig langen Zeit eingeholt werden.

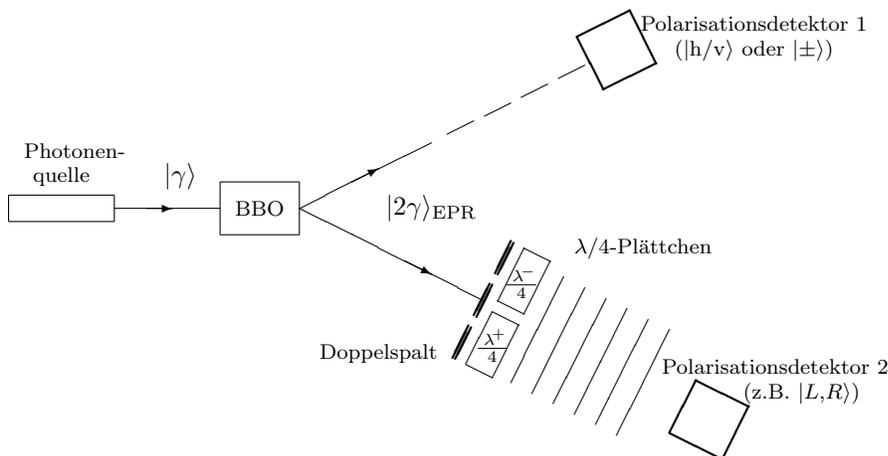


Abbildung 1.3: Aufbau eines Quantenradierers. Photonen aus einer Photonquelle treffen auf einen BBO-Kristall, der zwei im EPR-Zustand verschränkte Photonen der halben Energie erzeugt. Eines der Photonen trifft auf einen Doppelspalt, hinter dem $\lambda/4$ -Plättchen eine ‚Markierung‘ eines Photons ermöglichen, die es im Prinzip erlaubt, später festzustellen, durch welchen Spalt es getreten ist.

Das zweite Photon trifft auf einen Doppelspalt. Hinter jedem der beiden Spalte befindet sich jeweils ein $\lambda/4$ -Plättchen, wobei die ‚schnellen‘ Achsen der beiden Plättchen orthogonal zueinander sind. Photonen, die vor dem Doppelspalt bezüglich der $+$ oder $-$ Achse polarisiert sind (also im Zustand $|+\rangle$ oder $|-\rangle$), erfahren durch die $\lambda/4$ -Plättchen keine Änderung ihres Polarisationszustands sondern lediglich (je nach Spalt) eine Phasenverschiebung um $\pm\pi/2$. Sind die Photonen vor dem Doppelspalt jedoch bezüglich der h - oder v -Achsen polarisiert (also im Zustand $|h\rangle$ oder $|v\rangle$), beschreiben wir sie hinter den Plättchen durch einen $|R\rangle$ - oder $|L\rangle$ -Zustand. Diesen Zustand kann Polarisationsdetektor 2 bestimmen, d.h., dieser Detektor misst nicht nur, an welcher Stelle ein Photon ankommt, sondern auch, ob es links- oder rechtszirkular polarisiert ist.² In allen Fällen misst der Detektor 2 zunächst eine breite, unstrukturierte Verteilung ohne Anzeichen einer Interferenz.

Wir können nun entscheiden, ob wir die Information über den Spalt, durch den ein Photon getreten ist, messen wollen oder nicht. Wenn wir für das erste Photon die Basis des Polarisationsdetektors 1 auf h bzw. v einstellen, ist wegen der Verschränkung auch das zweite Photon, das durch den Spalt tritt, in dieser Basis polarisiert. Die $\lambda/4$ -Plättchen machen aus dieser Polarisation eine zirkulare Polarisation, die für den rechten und linken Spalt jeweils entgegengesetzt ist. Kenn man also die h/v -Polarisation vor dem Spalt und misst die L/R -Polarisation hinter dem Spalt an Detektor 2, kann man von jedem Photon angeben, durch welchen Spalt es getreten ist. Die ‚Welcher-Weg‘-Information ist also vorhanden und die Photonen zeigen kein Interferenzmuster.

Doch die Messung an Photon 1 (oben) kann sehr spät erfolgen (theoretisch Jahre später).

²Ein solches Nachweisgerät lässt sich im Prinzip aus einem $\lambda/4$ -Plättchen und einem Polarisationsstrahlteiler für planare Polarisation – orientiert entsprechend der schnellen und langsamen Achse des $\lambda/4$ -Plättchens – mit dahinter platzierten Detektoren herstellen. Wichtig ist nicht die konkrete Realisation, sondern dass diese Information tatsächlich gewonnen werden kann.

Trotzdem ist die Information „irgendwo in unserem Kosmos“. Daher findet man auch kein Interferenzmuster für Photon 2, auch wenn die Messung der zirkularen Polarisation allein, ohne die zusätzliche Information der Polarisation vor dem Spalt, noch keinen Rückschluss auf den Spalt zulässt, durch den ein Photon getreten ist.

Angenommen, wir messen an Detektor 1 (möglicherweise wieder „Jahre später“) nicht die Polarisation bezüglich h und v , sondern bezüglich der Basis $+$ bzw. $-$. Wegen der Verschränkung der beiden Photonen wissen wir damit auch, welche Photonen bei Detektor 2 vor ihrem Eintritt in den Doppelspalt im Zustand $|+\rangle$ bzw. $|-\rangle$ waren. In diesem Fall ist die ‚Welcher-Weg‘-Information zwar endgültig verloren, doch nun können wir die Ereignisse, die von Detektor 2 aufgenommen wurden, hinsichtlich der Zustände $+$ bzw. $-$ nachträglich trennen (wir sortieren also den gesamten Datensatz nachträglich entsprechend der gewonnenen Information in zwei Klassen). Für jede der so gewonnenen Klassen finden wir nun das Interferenzmuster, denn für jede dieser Klassen ist die ‚Welcher-Weg‘-Information gelöscht. Auf diese Weise können wir nachträglich die Interferenzmuster sichtbar machen. Da die beiden Interferenzmuster zu den beiden Klassen von Ereignissen jedoch um eine halbe Wellenlänge relativ zueinander verschoben sind, ist ihre Summe eine breite Verteilung ohne Interferenzstreifen.

Abbildung 1.4 fasst diese Situation nochmals in stilisierter Form zusammen. Teil **a** zeigt die gemessene zirkulare Polarisation der Photonen, nachdem sie durch den Doppelspalt mit den $\lambda/4$ -Plättchen getreten sind. Die Verteilung der R - bzw. L -zirkular polarisierten Photonen ist zufällig und zeigt keinerlei Interferenz. Entscheiden wir uns, an dem Detektor für Photon (1) die h/v -Polarisation zu messen, kennen wir auch die h/v -Polarisation der Photonen in Strahl 2, bevor sie auf den Doppelspalt getreten sind (diese Information ist in Abb. 1.4 **b** wiedergegeben). Aus diesen beiden Informationen können wir den Spalt bestimmen, durch den jedes einzelne Photon getreten ist. Hatte ein Photon vor dem Spalt eine h -Polarisation und wurde es nach dem Spalt mit einer R -Polarisation gemessen, wissen wir, dass das entsprechende Photon durch den rechten Spalt getreten ist (entsprechend bei einer L -Polarisation durch den linken Spalt). War es vorher v -polarisiert, ist die Situation umgekehrt (Abb. 1.4 **c**). Man beachte, dass erst beide Informationen zusammengenommen (h/v -Polarisation vor dem Spalt und R/L -Polarisation hinter dem Spalt) die ‚Welcher-Weg‘-Information liefern.

Wird jedoch an Photon (1) die Polarisation bezüglich einer $+/-$ -Basis gemessen, ändern die $\lambda/4$ -Plättchen die Polarisation nicht und wir erhalten aus einer Messung der L/R -Polarisation hinter dem Spalt keine ‚Welcher-Weg‘-Information. Stattdessen zeigen sowohl die $+$ - als auch die $-$ -polarisierten Photonen jeweils ein Interferenzmuster (Abb. 1.4 **d**), die jedoch gegeneinander um eine halbe Interferenzbreite verschoben sind, sodass alle Photonen zusammen eine interferenzfreie Verteilung haben.

1.4 Quantenradierer nach Küblbeck

Josef Küblbeck und Rainer Müller haben zusammen ein Buch geschrieben, „Die Wesenszüge der Quantenphysik – Modelle, Bilder und Experimente“ [3], das sich in erster Linie an Physiklehrkräfte richtet. Kapitel 5 behandelt Experimente am Mach-Zehnder-Interferometer, unter anderem auch eine Version des Quantenradierers, die auf eine Arbeit von Ou, Wang, Zou und Mandel zurückgeht [4]. Küblbeck hat auch Unterrichtsmaterialien zum Quantenradierer erstellt.³

Die Aufgabe der Schüler*innen besteht im Wesentlichen darin zu entscheiden, unter welchen Bedingungen die ‚Welcher Weg‘-Information vorhanden ist und somit kein Interferenzmuster zu sehen ist, und wann die ‚Welcher Weg‘-Information gelöscht wurde, sodass ein Interferenzmuster beobachtet

³Ich danke Herrn Küblbeck, dass er mir diese Materialien während einer Lehrkräftefortbildung in Dillingen zur Verfügung gestellt hat.

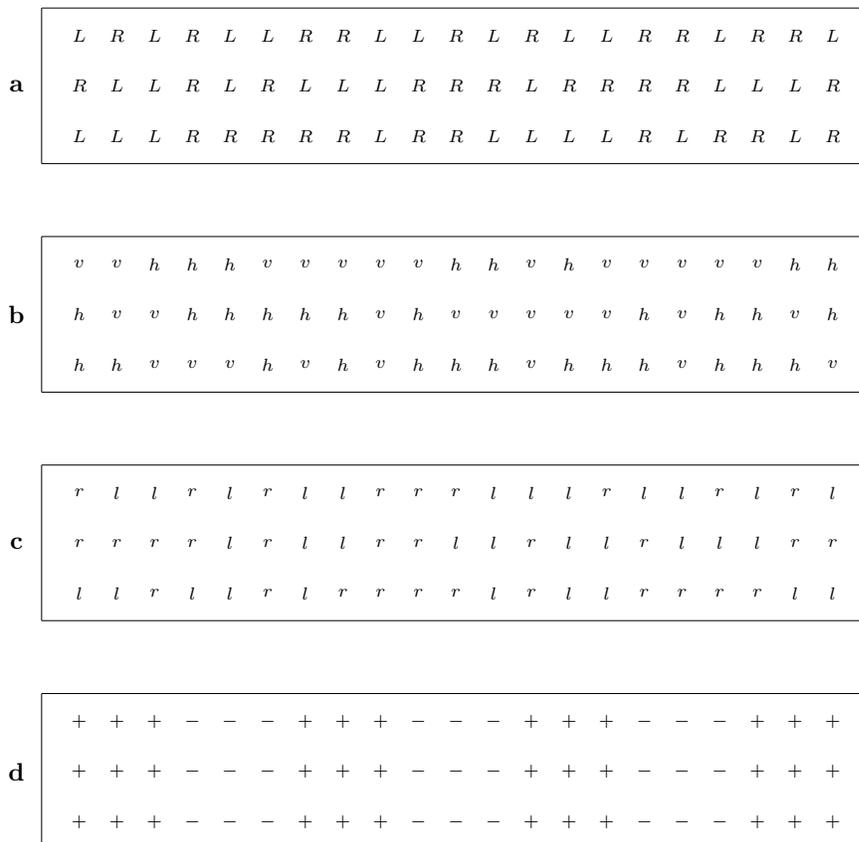


Abbildung 1.4: Stilisierte Darstellung der möglichen Ereignisse beim Quantenradierer. Jeder Buchstabe bzw. jedes Symbol repräsentiert ein gemessenes Ereignis. Gleiche Orte auf dem ‚Schirm‘ entsprechen auch gleichen Ereignissen.

bar sein sollte. Der Aufbau des Quantenradierers ist in Abb. 1.5 wiedergegeben. In dieser Abbildung sind allerdings alle optischen Elemente für den Quantenradierer eingetragen. Man kann auch einige Elemente (z.B. die Strahlteiler ST₂ und ST₃) weglassen und dann fragen, ob die Information über den Weg vorhanden ist oder nicht.

Ein Photon tritt oben links in die Apparatur und trifft auf einen Strahlteiler ST₁. Es kann nun zwei Wegen folgen. In beiden Wegen trifft es zunächst auf einen BBO-Kristall, wo das eine Photon in zwei Photonen umgewandelt wird, die nun in verschiedene Mach-Zehnder-Interferometer gelenkt werden. Über verschiedene Spiegel werden die Photonen auf einen zweiten Strahlteiler geleitet (ein Photon auf Strahlteiler ST₂, das andere auf Strahlteiler ST₃). Hinter beiden Strahlteiler befinden sich Detektoren - einmal die Detektoren D₁ und D₂ und einmal die Detektoren D₃ und D₄. Durch Verschieben des Spiegels Sp₂ kann man die wechselnden Helligkeiten in den Detektoren und damit die Interferenz beobachten.

Das Besondere bei diesem Quantenradierer ist, dass ein Photon innerhalb eines Mach-Zehnder-Interferometers in einem BBO-Kristalle „verdoppelt“ wird (die beiden Photonen haben in der Summe die Energie des ursprünglichen Photons). Beide Photonen tragen die Information des Weges, den das ursprüngliche Photon genommen hat. Sofern nur einer der beiden Strahlteiler ST₂ oder ST₃ vorhanden ist, sollte daher kein Interferenzmuster nachweisbar sein, auch nicht in den Detektoren, die hinter dem noch vorhandenen Strahlteiler sind. Sind jedoch beide Strahlteiler vor-

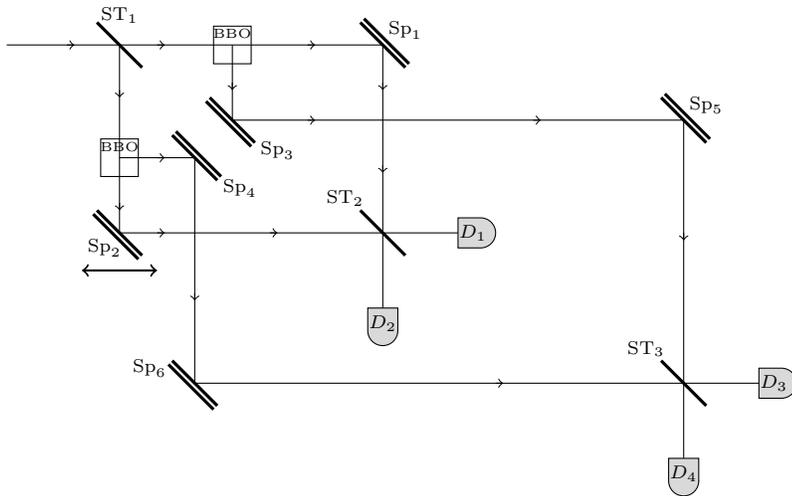


Abbildung 1.5: Der Quantenradierer nach Küblbeck [3]. Im Wesentlichen handelt es sich um zwei Mach-Zehnder-Interferometer für die beiden Photonen, die in den BBO-Kristallen von dem einfallenden Photon erzeugt werden. Die Situation ist symmetrisch: Jedes Photon enthält die Weginformation über das jeweils andere Photon. Sp_i sind gewöhnliche Spiegel, ST_i sind Strahlteiler und D_i sind Detektoren für die Photonen.

handen, wie in Abb. 1.5, wird durch die Strahlteiler die „Welcher Weg“-Information gelöscht. Die Information, welcher der beiden Detektoren D_3 oder D_4 das Photon nachgewiesen hat, kann man nun nutzen um die bei D_1 und D_2 nachgewiesenen Photonen in zwei Gruppen zu unterteilen, die jeweils ein Interferenzmuster zeigen (und umgekehrt). Die beiden Interferenzmuster sind wieder um 180° gegeneinander verschoben.

Literaturverzeichnis

- [1] T. Filk; *Quantenmechanik (nicht nur) für Lehramtsstudierende*; Springer-Verlag 2019.
- [2] Y.-H. Kim, R. Yu, S. P. Kulik, Y. H. Shih, M. O. Scully; *A Delayed Choice Quantum Eraser* Phys. Rev. Lett. 84 (2000) 1–5.
- [3] J. Küblbeck, R. Müller; *Die Wesenszüge der Quantenphysik - Modelle, Bilder und Experimente*; Aulis-Verlag Deubner, 3. Auflage, 2007.
- [4] Z.Y. Ou, L.J. Wang, X.Y. Zou, L. Mandel; *Evidence for phase memory in two-photon down conversion through entanglement with the vacuum*; Phys. Rev. A 41 (1990) 566-568.
- [5] M. O. Scully, K. Drühl; *Quantum eraser: A proposed photon correlation experiment concerning observation and “delayed choice” in quantum mechanics*; Phys. Rev. A 25(4) (1982) 2208–2213.
- [6] S. P. Walborn, M. O. Terra Cunha, S. Pádua, C. H. Monken; *Double-slit quantum eraser*; Phys. Rev. A 65 (2002) 033818.

Index

- delayed choice, [3](#)
- Doppelspaltexperiment, [3](#)
- down-conversion, [8](#)

- Feynman's Summation über Wege, [4](#)

- Küblbeck, Josef, [10](#)

- Müller, Rainer, [10](#)

- Quantenradierer, [3–12](#)
 - klassischer, [4](#)
 - nach Küblbeck und Müller, [10](#)
 - nach Scully, [7](#)
 - nach Walborn, [8](#)

- Scully, Marlan, [7](#)

- verzögerte Wahl, Experimente, [3](#)

- Welcher Weg-Information, [3–12](#)