



**TECHNISCHE
UNIVERSITÄT
DRESDEN**

Fakultät Physik

Physikalisches Grundpraktikum

Versuch: **EPI**

Aktualisiert: am 10.05.2024

Einzelphotoneninterferenz

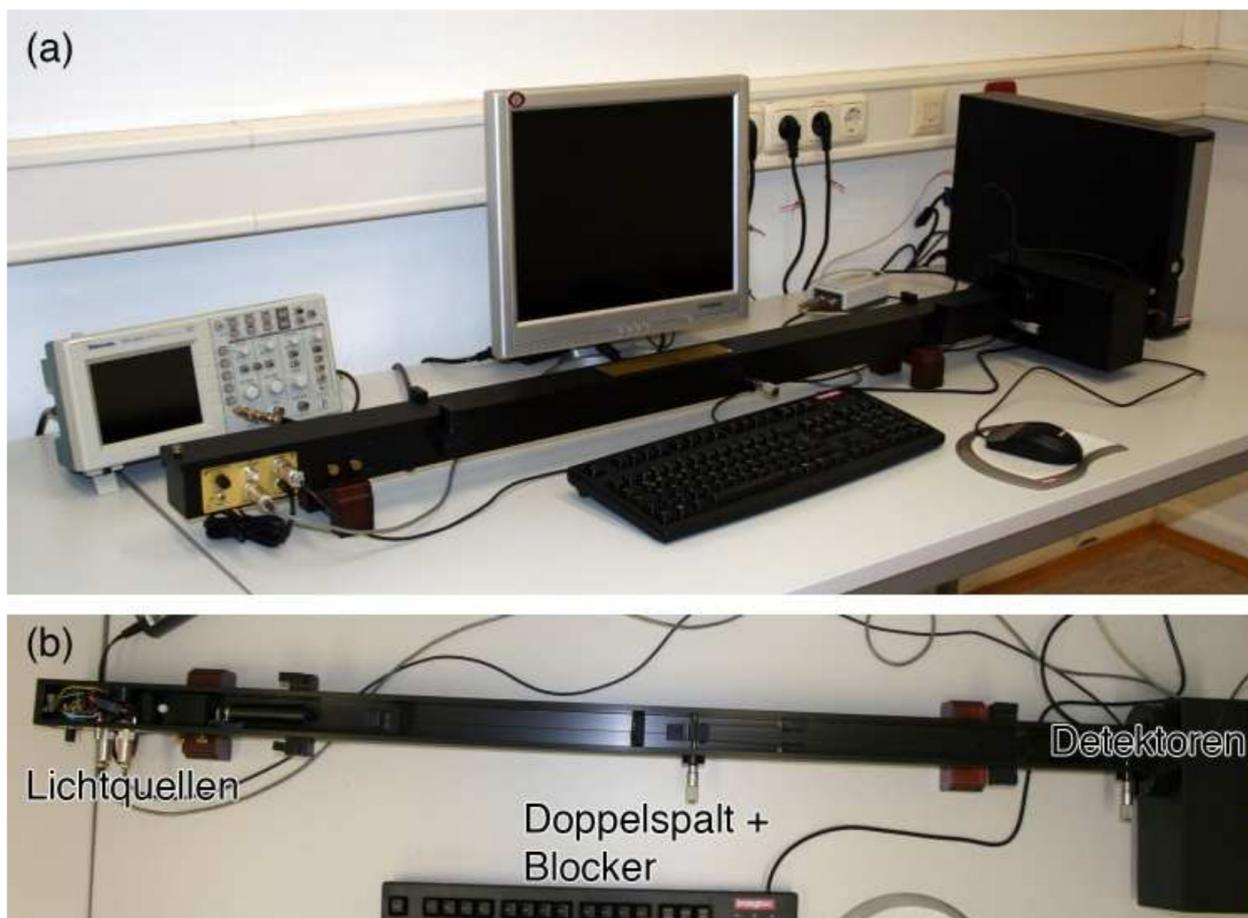
Inhaltsverzeichnis

1. Übersicht über den Versuch	2
2. Theorie	2
2.1. Das klassische Teilchenexperiment	3
2.2. Das klassische Wellenexperiment	4
2.3. Das quantenmechanische Experiment mit Elektronen	5
2.4. Identifizierung der realisierten Alternative	7
2.5. Kohärenz	8
2.5.1. Longitudinale Kohärenz (oder temporal zeitliche)	8
2.5.2. Transversale Kohärenz (oder räumliche Kohärenz)	10
2.6. Das Einzelphotonenargument	11
2.6.1. Poisson statistics	11
2.6.2. Beispiel	12
3. Aufbau	12
4. Aufgabe	14
5. Durchführung	14
5.1. Teil A: Messung mit dem Laser als Lichtquelle	14
5.2. Teil B: Messung mit der Lampe als Lichtquelle	15
6. Auswertung	16
6.1. Quantitativ	16
6.2. Qualitativ	17
A. Check-Listen	17
A.1. Experiment	17
A.2. Protokoll	17
Literatur	19

1. Übersicht über den Versuch

In dem Versuch „Einzelphotoneninterferenz“ (EPI) wird das quantenmechanische Doppelspaltexperiment durchgeführt. Der Versuch untersucht zunächst die Doppelspaltinterferenz mit einer Laserquelle. Im zweiten Versuchsteil allerdings - im Grenzfall einer sehr schwachen Lichtquelle - erlaubt er es, das Auftreten einzelner Photonen am Detektor zu beobachten. Die konzeptionelle Herausforderung besteht nun darin, zu erklären, wie es zur Interferenz kommt, obwohl sich immer nur ein einziges Photon gleichzeitig im Apparat befindet. Der quantitative Teil der Auswertung besteht in der Darstellung und dem Anpassen der aufgenommenen Daten und, daraus folgend, die Bestimmung des Doppelspaltabstands.

Abb. 1: Übersicht des Versuchsaufbaus.



2. Theorie

Das Doppelspaltexperiment wird im Allgemeinen bereits in der Schule behandelt und dort mit klassischer Wellenmechanik beschrieben. Es lohnt sich jedoch, dieses Experiment in Hinblick auf die Quantenmechanik noch einmal eingehend zu studieren, da es die Gelegenheit bietet, grundlegende Prinzipien und Formulierungen der Quantenmechanik an einem relativ einfachen Beispiel zu untersuchen. Das Verständnis dieser Prinzipien ist in sehr vielen unterschiedlichen Bereichen der modernen Physik unerlässlich, z.B. Röntgen- und Neutronenbeugung, Elektronenmikroskopie, Supraleitung, Astronomie u.v.a. Aus diesem Grund soll dieses Experiment hier in den Spezialfäl-

len klassische Teilchen (Kap. 2.1), klassische Wellen (Kap. 2.2), und Quantenmechanik (Kap. 2.3) beleuchtet werden. Die Quantenmechanik wird in der Feynman'schen Formulierung der Wahrscheinlichkeitsamplituden dargestellt.

Der folgende Theorieteil ist in weiten Teilen dem ersten Kapitel aus Band III der „Lectures on Physics“ von Richard P. Feynman [2] entnommen. Dieses Buch (insb. Kapitel 1 ff.) sei dem Leser an dieser Stelle als weiterführende Literatur empfohlen.

2.1. Das klassische Teilchenexperiment

Feynman führt die Quantenmechanik anhand von drei Gedankenexperimenten ein. Als erstes stellen wir uns ein Experiment mit Geschosse vor, das schematisch in Abb. 2 gezeigt ist. Ein schlechtes Gewehr - das heißt mit starker Streuung der Austrittswinkel der Kugeln - ist auf einen Doppelspalt gerichtet. Hinter dem Doppelspalt ist ein „Detektor“ angebracht. In diesem Fall könnte man sich einen Kasten gefüllt mit Sand vorstellen, in dem man am Ende des Experiments nachsehen kann, wie viele Kugeln dort gelandet sind. Der Detektor ist in x -Richtung verschiebbar.

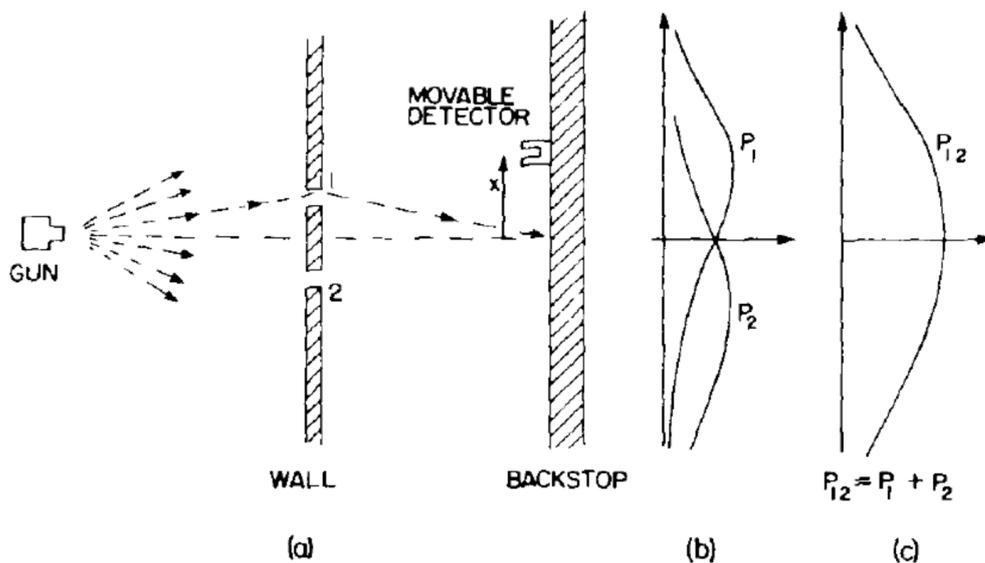


Abb. 2: Schematischer Aufbau des klassischen Teilchenexperiments.

Man kann mit diesem Aufbau nun die Wahrscheinlichkeiten für das Auftreten einer Kugel im Detektor bestimmen, wenn dieser sich im Abstand x von seiner Ausgangsstellung befindet. Dies kann nur durch eine häufige Wiederholung des identischen Experiments geschehen - für eine einzelne Kugel lässt sich nicht vorhersagen, wo sie auftrifft. Zu bemerken ist noch, dass die gemessenen Kugeln alle identisch sind und die gleiche Größe und Geschwindigkeit haben, ganz unabhängig von der Schussrate, welche man in diesem Zusammenhang als so etwas wie die Intensität der Quelle bezeichnen könnte. Außerdem ist festzustellen, dass in diesem Experiment der Detektor immer ganze Teilchen detektiert. Entweder wird eine Kugel gemessen oder nicht; es kommt aber nie vor, dass eine halbe Kugel in den Detektor und eine andere Hälfte daneben einschlägt. Kugeln treffen immer in identischen Einheiten am Detektor auf.

Die Wahrscheinlichkeitsverteilung P_{12} die sich in solch einem Experiment ergibt, ist in Abb. 2(c) dargestellt. Sie ist nach rechts gegen die Ortskoordinate x aufgetragen. Man stellt fest, dass sie ein Maximum bei $x = 0$ besitzt und zu großen x -Werten hin abfällt. Das lässt sich verstehen, wenn man beispielsweise Spalt 2 verschließt und die Kugeln ausschließlich durch Spalt 1 kommen lässt.

Das Maximum der so gemessenen Wahrscheinlichkeitsverteilung P_1 ist an dem Punkt zu finden, der sich durch eine Gerade mit dem Gewehr und Spalt 1 ergibt. Eine ähnliche, aber etwas verschobene Verteilung P_2 lässt sich durch das analoge Experiment mit Spalt 2 finden. Man erkennt nun, wie die Verteilung P_{12} zustande kommt:

$$P_{12} = P_1 + P_2. \tag{1}$$

Die beiden Einzelwahrscheinlichkeiten werden addiert. Es tritt keinerlei Interferenz auf.

Fazit: Gewehrkugeln kommen in gleichgroßen Einheiten im Detektor an und die Wahrscheinlichkeitsverteilung ihres Auftretens zeigt keine Interferenz.

2.2. Das klassische Wellenexperiment

Im klassischen Wellenexperiment stellt man sich ein Wasserbecken vor, in dem ebenfalls ein Doppelspaltexperiment aufgebaut ist (siehe Abb. 3). Die Quelle wäre hier beispielsweise ein Korken, der auf der Wasseroberfläche auf- und abbewegt wird und so sich kreisförmig ausbreitende Wasserwellen erzeugt. Als Detektor könnte man eine Reihe von schwimmenden Korken nehmen, die ausgelenkt werden, wenn Wellen am Detektor eintreffen. Um später die Analogie mit dem quantenmechanischen Experiment besser herstellen können, sei unser gemessenes Signal die Intensität der Welle, d.h. das Quadrat der festgestellten Auslenkung. Der Einfachheit halber nehmen wir außerdem an, dass alle Wände des Beckens perfekte Absorber sind, also keine Reflexion an ihnen auftritt.

Die erste fundamentale Beobachtung ist, dass zu jedem Zeitpunkt der gesamte Detektor anspricht. Überall wird gleichzeitig Energie im Detektor „hinterlegt“. Die Größe der Energie, die im Detektor ankommt, hängt entscheidend von der Quelle ab. Hier kann also keinesfalls von diskreten Einheiten gesprochen werden, die auf den Detektor treffen. Die gemessene Intensität im Detektor hängt ebenfalls von der Quelle ab und ist nicht immer gleich, wie es im Teilchenexperiment der Fall war.

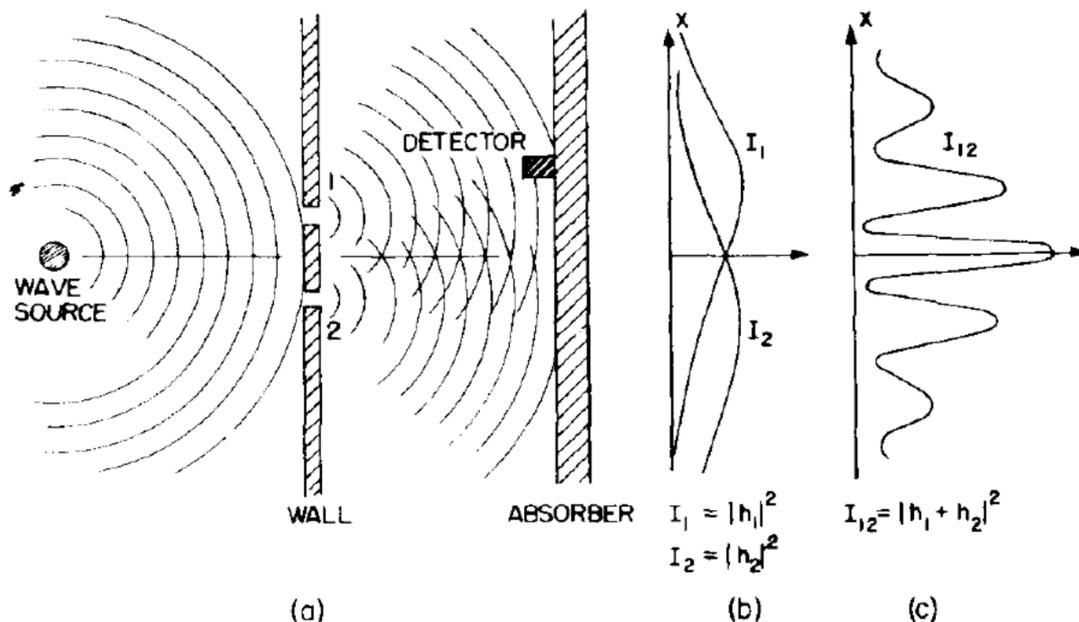


Abb. 3: Schematischer Aufbau des klassischen Wellenexperiments

Die Intensitätsverteilung I_{12} , die man nun beobachtet ist in Abb. 3(c) dargestellt. Sie ist offen-

sichtlich *nicht* die Summe der Einzelspaltverteilungen I_1 und I_2 . Sie zeigt statt dessen das charakteristische Interferenzmuster für den Doppelspalt. In der Wellenmechanik geht man nach dem Huygens'schen Prinzip davon aus, dass an jedem der Spalte eine neue Welle entsteht, deren Amplitude sich mit der des anderen Spaltes am Detektor überlagert. Auf diese Weise erhält man an den Stellen, wo die beiden Wellenteile „in Phase“ sind, Verstärkung (konstruktive Interferenz). An den Stellen, an denen der Phasenunterschied zwischen ihnen gerade 180° beträgt, tritt Auslöschung (destruktive Interferenz) auf. Dies kann offensichtlich nicht mehr stattfinden, wenn ein Spalt verschlossen wird, es entstehen daher die Verteilungen I_1 und I_2 , die keine Interferenzerscheinungen zeigen. (Von der in der Realität auftretenden Einzelspaltbeugung wird hier im Moment abgesehen).

Die augenblickliche Höhe der „Detektorkorke“ zu einem bestimmten Zeitpunkt im Detektor lassen sich, z.B. für Spalt 1, beschreiben als (Realteil von) $h_1 e^{i\omega t}$, wobei die „Amplitude“ h_1 im Allgemeinen eine komplexe Größe ist, die auch die Phase Δ enthält. Die Intensität ist proportional zum Absolutquadrat der Wellenamplitude $|h_1|^2$. Analog gilt für die Amplitude von Spalt 2 $h_2 e^{i\omega t}$ und für die Intensität $|h_2|^2$. Wenn beide Spalte offen sind, ist die Amplitude demnach $(h_1 + h_2)e^{i\omega t}$ und die daraus resultierende Intensität $|h_1 + h_2|^2$.

Ohne die Proportionalitätskonstante ergibt sich demnach:

$$I_1 = |h_1|^2, I_2 = |h_2|^2, I_{12} = |h_1 + h_2|^2. \quad (2)$$

Rechnet man den Term $|h_1 + h_2|^2$ aus, sieht man, dass

$$|h_1 + h_2|^2 = |h_1|^2 + |h_2|^2 + 2|h_1 h_2| \cos(\delta) \quad (3)$$

wobei δ die Phasendifferenz zwischen h_1 und h_2 ist. Die zugehörigen dann

$$I_{12} = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\delta) \quad (4)$$

Der letzte Term ist hier der Interferenzterm. Ein solcher Term trat beim Teilchenexperiment nicht auf.

Fazit: Klassische Wellen „hinterlegen“ zu jedem Zeitpunkt an allen Stellen des Detektors Energie. Die Größe dieser Energie ist kontinuierlich und nicht quantisiert. Es gibt Interferenz.

2.3. Das quantenmechanische Experiment mit Elektronen

Ein ähnliches Experiment lässt sich mit Elektronen durchführen. Der Aufbau ist in Abb. 4 skizziert. Die Elektronenquelle ist beispielsweise ein stromdurchflossener Draht, der auf negativem Potential gegenüber einem Gehäuse liegt. Aus dem Draht austretende Elektronen werden im elektrischen Feld beschleunigt und können durch eine kleine Öffnung im Gehäuse der „Elektronenkanone“ austreten. Der verschiebbare Detektor könnte ein Geiger-Müllerzähler oder ein Sekundärelektronenvervielfacher (SEV) sein, der an einen Lautsprecher angeschlossen ist, so dass auftreffende Elektronen hör- und zählbar gemacht werden.

Die erste Beobachtung, die man macht, ist die, dass man „Klicks“ vom Detektor hört. Alle „Klicks“ sind gleich und es gibt keine „Halb-Klicks“. Außerdem bemerkt man, dass die Klicks zwar in unregelmäßigen Abständen auftreten, die mittlere Zählrate aber stets gleich ist. Elektronen scheinen also wie die Gewehrkugeln in Kap. 2.1 in ganzen Einheiten im Detektor aufzutreffen. Betreibt man gleichzeitig einen zweiten Detektor, stellt man außerdem fest, dass immer nur einer der beiden Detektoren anspricht, nie beide gleichzeitig.

Verschiebt man nun den Detektor und zeichnet so die Wahrscheinlichkeitsverteilung für das Auftreffen der Elektronen auf, ergibt sich die Kurve in Abb. 4(c), deren Verteilung einem Interferenzmuster zu folgen scheint. Nach der Beobachtung, dass Elektronen in ganzen, gleichgroßen Einheiten ankommen, liegt zunächst die folgende Formulierung nahe:

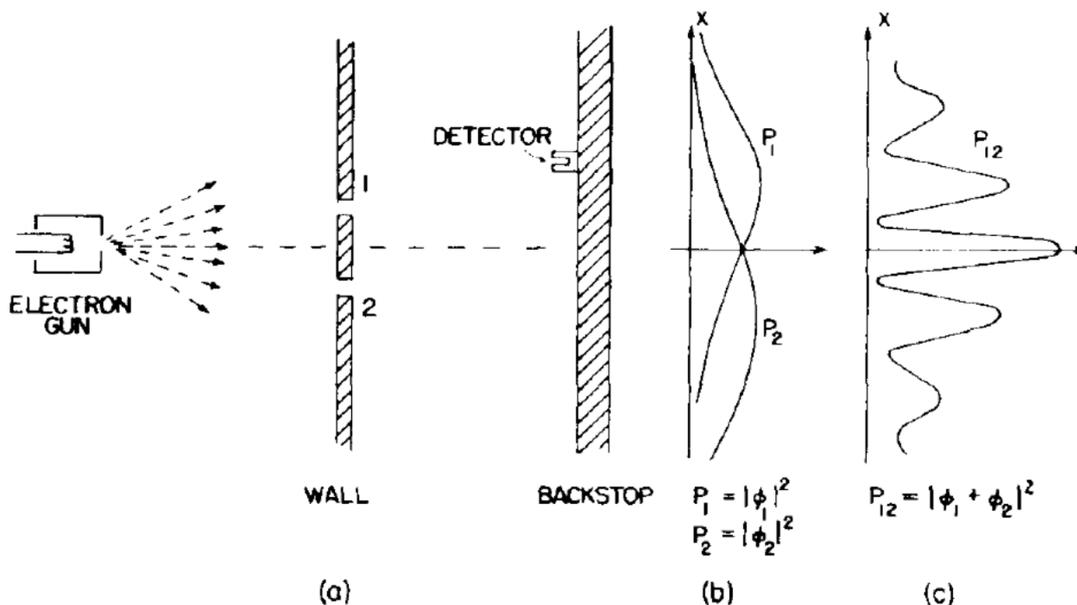


Abb. 4: Schematischer Aufbau des quantenmechanischen Aufbaus

Annahme A: Jedes Elektron, das am Detektor auftrifft, geht entweder durch Spalt 1 oder es geht durch Spalt 2.

Nach Annahme A lassen sich alle Elektronen, die am Detektor auftreffen in zwei Klassen aufteilen: (1) Elektronen die durch Spalt 1 kommen und (2) Elektronen, die durch Spalt 2 kommen. Diese Annahme lässt sich im Experiment leicht überprüfen. Durch Blockieren von Spalt 2, werden die Elektronen gemessen, die durch Spalt 1 kommen. Die gemessenen Zählraten folgen der Verteilung P_1 in Abb. 4(b). Das scheint ein sinnvolles Ergebnis zu sein. Verteilung P_2 sieht qualitativ gleich aus und ist wie erwartet etwas verschoben. Eindeutig gilt für das Experiment mit beiden Spalten nicht, dass P_{12} die Summe von P_1 und P_2 ist:

$$P_{12} \neq P_1 + P_2$$

Statt dessen tritt - in Analogie zu den Wasserwellen - Interferenz auf. Das bedeutet also zwingend, dass Annahme A falsch ist. Man könnte denken, dass sich ein Elektron aufteilt und teilweise durch beide Spalte geht. Das steht allerdings in Widerspruch zur Beobachtung, dass in diesem Experiment - und auch in allen anderen bisher durchgeführten - Elektronen immer als ganze, gleich große Einheiten auftreten. Andererseits könnte man sich überlegen, ob kompliziertere Pfade als einfache, gerade Flugbahnen in der Lage sind das Phänomen zu beschreiben. Wie auch immer jedoch dieser Ansatz aussieht, wird es jedoch schwierig, zu erklären, warum beim Öffnen des zweiten Lochs an einigen Stellen des Detektors die Intensität geringer wird, als sie bei einem geöffneten Loch war.

Bei aller konzeptioneller Verwirrung ist die mathematische Beschreibung des Experiments sehr simpel. Man definiert zwei komplexe Funktionen von x : ϕ_1 und ϕ_2 , die Wahrscheinlichkeitsamplituden genannt werden. Das Betragsquadrat von ϕ_1 beschreibt die Verteilung, die man findet, wenn nur Spalt 1 geöffnet ist. Ähnliches gilt natürlich für ϕ_2 . Die Verteilung für den Fall, dass beide Spalte geöffnet sind, ist dagegen das Betragsquadrat der Summe der beiden Wahrscheinlichkeitsamplituden. Es gilt also analog zu Gl. 2:

$$P_1 = |\phi_1|^2, P_2 = |\phi_2|^2, P_{12} = |\phi_1 + \phi_2|^2. \tag{5}$$

Fazit: Elektronen erreichen den Detektor in Einheiten, genau wie es klassische Teilchen tun, sind jedoch so verteilt, wie die Intensität einer Welle. Diese Beobachtung ist das, was „Welle-Teilchen-Dualismus“ genannt wird.

Zum Schluss noch zwei Anmerkungen::

1. Dieses Experiment hatte Feynman für technisch undurchführbar gehalten, da die de-Broglie Wellenlänge für Elektronen sehr klein ist. Beispielsweise liegt sie für Elektronen der Energie $E = 50\text{keV}$ bei $\lambda = h/p \approx 0,05$. Der Spaltabstand für das Doppelspaltexperiment müsste dann ebenfalls in dieser Größenordnung liegen und damit viel kleiner als ein Atomdurchmesser sein. Feynman führte es deshalb als reines Gedankenexperiment ein. Es wurde allerdings mittlerweile in modifizierter Form tatsächlich von einigen Gruppen in Elektronenmikroskopen realisiert [3, 4, 5, 6], in Übereinstimmung mit den Feynman'schen Ergebnissen.
2. Feynman wählt als Beispiel für das quantenmechanische Experiment einen Aufbau mit Elektronen. Das Experiment ist aber genau so auf Photonen übertragbar, was ja auch in diesem Versuch gemacht wird.

2.4. Identifizierung der realisierten Alternative

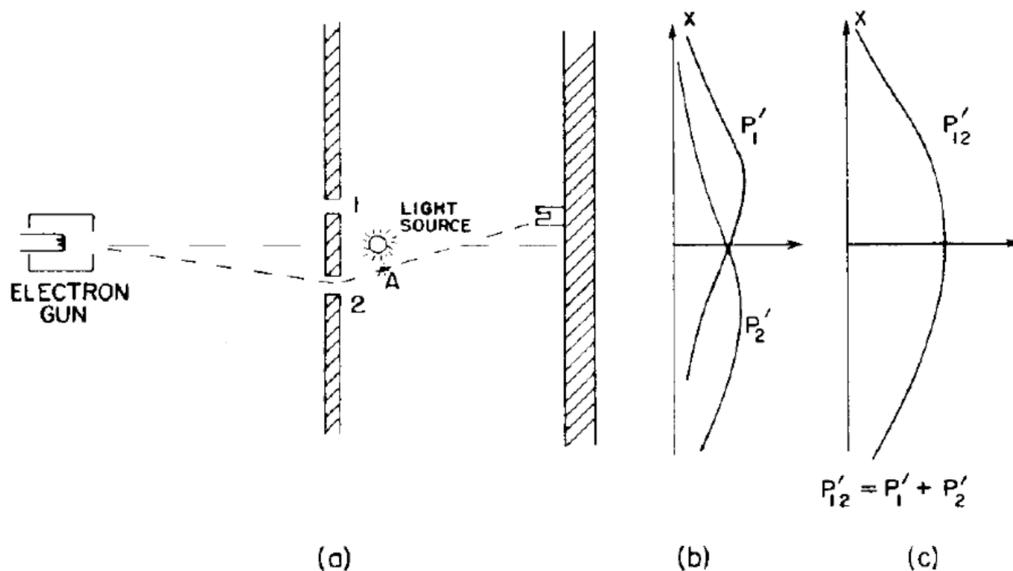


Abb. 5: Identifizierbare Alternativen im quantenmechanischen Experiment.

Um die obige Annahme A, dass Elektronen entweder durch den einen oder den anderen Spalt gehen, weiter zu testen, kann man das Experiment aus dem vorigen Kapitel leicht modifizieren. Der geänderte Aufbau ist in Abb. 5 gezeigt. Direkt hinter dem Doppelspalt ist eine helle Lampe aufgebaut. Es ist bekannt, dass elektrische Ladungen Licht streuen können. Wenn sich nun ein Elektron durch einen der Spalte bewegt, wird etwas Licht an ihm gestreut und man kann sehen, wo sich das Elektron befindet. Wenn es beispielsweise durch Spalt 1 geht, müsste man in dessen Umgebung einen kleinen Lichtblitz beobachten können. Falls es auf irgendeine Weise durch beide Spalte geht, müssten Blitze an beiden Spalten zu sehen sein.

Führt man das Experiment durch, stellt man fest, dass jedes mal, wenn im Detektor ein „Klick“ ertönt, auch ein Lichtblitz an Spalt 1 oder Spalt 2 auftritt, aber nie an beiden gleichzeitig. Es ist jetzt also möglich, jedem Elektron zuzuschreiben, durch welchen Spalt es gegangen ist. Dieses

Ergebnis spricht wiederum stark für die Annahme A aus dem letzten Kapitel.

Wenn man das Experiment nun so führt, dass zu jedem Detektorereignis notiert wird, durch welchen Spalt das Elektron gekommen ist, lassen sich also zwei Klassen von Elektronen definieren: Die, die durch Spalt 1 gegangen sind und die, die durch Spalt 2 gegangen sind. Man erhält die Verteilungen P'_1 und P'_2 . Diese sind identisch mit den Verteilungen P_1 und P_2 , die jeweils durch Blockieren des anderen Spaltes entstanden waren. Den Elektronen, die durch Spalt 1 kommen ist es demnach egal, ob Spalt 2 offen oder geschlossen ist. Sie verhalten sich in beiden Fällen gleich.

Wenn man nun so tut, als hätte man die Lichtblitze nie beobachtet und alle Elektronen der beiden Klassen in einen Topf wirft entsteht die Verteilung P'_{12} , die nun offensichtlich wieder auch durch Addition der beiden Einzelwahrscheinlichkeiten entsteht. Interferenz tritt nicht mehr auf:

$$P'_{12} = P'_1 + P'_2 = P_1 + P_2 \quad (6)$$

Schaltet man die zusätzliche Lampe aus, erhält man sofort wieder die eigentliche Verteilung P_{12} mit dem typischen Interferenzmuster. Wenn man also hinsieht, wo die Elektronen herkommen, verschwindet die Interferenz! Offenbar erfahren die Elektronen durch die Streuung an Licht, die ja zur Beobachtung notwendig ist, eine so große Änderung ihres Querimpulses, dass das Interferenzmuster ausgewaschen wird. Es stellt sich heraus, dass dies eine prinzipielle Einschränkung ist. Es ist noch kein Experiment gefunden worden, mit dem man die realisierte Alternative identifizieren könnte ohne dabei gleichzeitig die Interferenz zu zerstören.

In einem Zusatzexperiment kann man die Helligkeit der „Beobachtungslampe“ dimmen. Man stellt fest, dass es nun Ereignisse gibt, die zwar ein Klicken im Detektor, aber keinen Lichtblitz an einem der Spalte erzeugen. Schlüsselte man das Ergebnis auf in (1) Ereignisse mit Lichtblitz an Spalt 1, (2) Ereignisse mit Lichtblitz an Spalt 2, und (3) Ereignisse ohne Lichtblitz, findet man, dass die Verteilungen der Fälle 1 und 2 keine Interferenzerscheinungen zeigen, die Ereignisse (3) aber wieder der Interferenzverteilung P_{12} folgen. Das Gesamtergebnis ist dann eine Überlagerung dieser drei Fälle. Nur diejenigen Ereignisse, die unbeobachtet geschehen, tragen zur Interferenz bei.

Zusammenfassung: Das Prinzip, dass keine Interferenz auftritt, wenn die realisierte Alternative ohne zusätzliches Experiment identifiziert werden kann, ist ein wichtiges und allgemeingültiges Prinzip der Quantenmechanik!

2.5. Kohärenz

Since coherence is an important concept in quantum mechanics and optics, it should be briefly explained here. The following derivations are based purely on wave mechanics, but are also suitable for quantum-mechanical probability amplitudes.

Da die Kohärenz ein wichtiger Begriff in der Quantenmechanik und im Speziellen in der Optik ist, soll er hier kurz erläutert werden. Die folgenden Herleitungen stützen sich auf reine Wellenmechanik, sind aber auch für quantenmechanische Wahrscheinlichkeitsamplituden zutreffend.

2.5.1. Longitudinale Kohärenz (oder temporal zeitliche)

Betrachten wir zunächst die longitudinale Kohärenzlänge ξ_l . Man geht dazu von zwei Wellenzügen A und B mit Wellenlängen von λ und $\lambda - \Delta\lambda$ aus, deren Beziehung untersucht wird. Auf dem ersten Stück kann man noch von zusammenhängenden Wellenzügen sprechen, aber nach einer Distanz ξ_l sind sie genau gegenphasig, eine Superposition der Wellen hätte ihre wohldefinierte Phase verloren. Es folgt at

$$2\xi_l = N\lambda = (N + 1)(\lambda - \Delta\lambda) \quad (7)$$

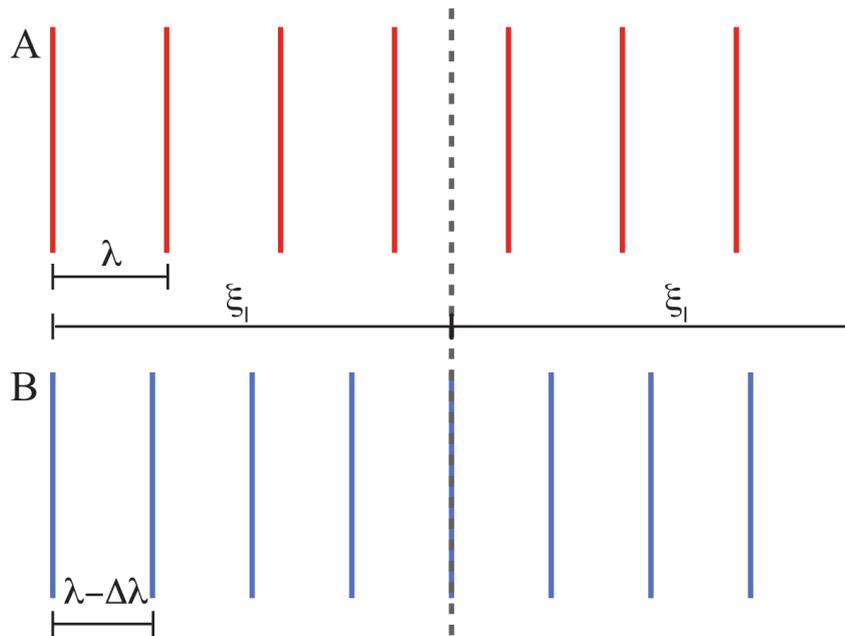


Abb. 6: Schema zur Herleitung der longitudinalen Kohärenzlänge: Zwei Wellenzüge A und B mit unterschiedlichen Wellenlängen und dementsprechend unterschiedlich vielen Wellenbergen auf gleichem Raum.

Hier ist N die Anzahl der Wellenberge in Wellenzug A. Nach einer Strecke von $2\xi_l$ befinden sich im Wellenzug B dann $N + 1$ Wellenberge.

$$N\lambda = N(\lambda - \Delta\lambda) + (\lambda - \Delta\lambda) \rightarrow N = \frac{\lambda - \Delta\lambda}{\Delta\lambda} \tag{8}$$

Unter der Annahme von näherungsweise monochromatischem Licht folgt dann: $\lambda \gg \Delta\lambda$

$$N \approx \frac{\lambda}{\Delta\lambda}.$$

Eingesetzt in Gl. 7 ergibt sich:

$$\xi_l = \frac{\lambda^2}{2\Delta\lambda} = \frac{\lambda}{2\frac{\Delta\lambda}{\lambda}}. \tag{9}$$

Der Term $\frac{\Delta\lambda}{\lambda}$ ist dabei ein Maß für die Monochromasie. Je monochromatischer die Quelle ist, desto länger ist die longitudinale Kohärenzlänge. Die Kohärenzeigenschaften, der in diesem Versuch verwendeten Quellen sind in Tabelle 1 dargestellt.

Wenn der Gangunterschied Δs beider Wellenzüge die Kohärenzlänge überschreitet, sind diese nicht mehr interferenzfähig.

Quelle	Wellenlänge / nm	Spektrale Breite / nm	$\Delta\lambda/\lambda$	$\xi_l / \mu m$
Laser	670	40	0.060	5.6
Lampe	546	10	0.018	14.9

Tabelle 1: Übersicht über verschiedene Quellen in diesem Versuch. Die relativ große Bandbreite des Lasers von 40nm rührt daher, dass es sich nicht um einen modenstabilisierten Laser handelt. Ein Einmodenlaser besitzt eine wesentlich geringere Bandbreite und in Folge dessen eine höhere Kohärenz. Der stabilisierte He-Ne Laser, der für die Definition des Meters verwendet wird, hat eine Ungenauigkeit der Wellenlänge von $\Delta\lambda/\lambda \approx 10^{-11}$, was einer Kohärenzlänge von einigen Kilometern entspricht.

2.5.2. Transversale Kohärenz (oder räumliche Kohärenz)

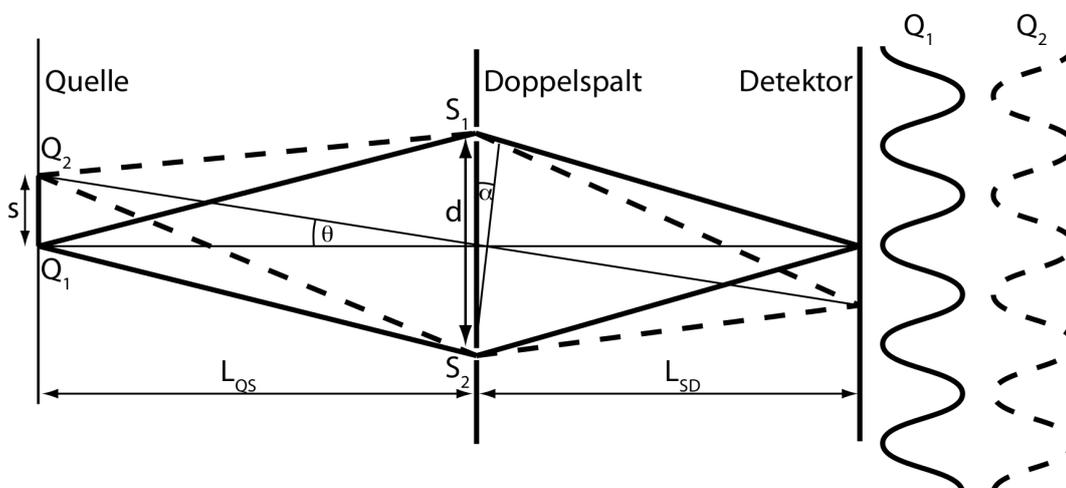


Abb. 7: Schema zur Herleitung der transversalen Kohärenzlänge ξ_t : Youngscher Doppelspaltversuch. Die Quelle ist im Abstand L_{QS} vom Doppelspalt aufgestellt, der Detektor im Abstand L_{SD} dahinter.

Für die transversale Kohärenzlänge ξ_t betrachtet man den Youngschen Doppelspalt: Eine inkohärenten Quelle mit der Ausdehnung s beleuchtet den Doppelspalt (Spaltbreite d). Dieser ist im Abstand L_{QS} von der Quelle aufgebaut. Hinter dem Spalt befindet sich im Abstand L_{SD} ein Schirm (oder eine andere Art Detektor). Von einer inkohärenten Quelle spricht man dann, wenn alle Quellpunkte unabhängig voneinander Licht aussenden. Das ist z.B. bei einem Einmodenlaser nicht der Fall.

Von einem Punkt Q_1 am unteren Ende der Quelle werden Photonen ausgesandt, die durch die Spalte laufen und auf dem Schirm ein Interferenzmuster erzeugen (durchgezogene Linie). Auch die Photonen, die von einem Punkt Q_2 am oberen Ende der Quelle ausgehen, erzeugen ein Interferenzmuster auf dem Schirm, welches entsprechend etwas verschoben zum ersten liegt (gestrichelte Linie). Man kann sich leicht überlegen, dass das resultierende Gesamtbild dann „verschwimmt“, wenn das Hauptmaximum des einen Musters mit dem ersten Minimum des anderen Interferenzmusters übereinstimmt oder die Muster noch weiter gegeneinander verschoben sind. Das erste Minimum des Q_1 -Musters bildet sich aus, wenn die Wegdifferenz der beiden Alternativen durch Spalt 1 und Spalt 2 gerade $\lambda/2$ beträgt. Wenn es sich um kleine Winkel α handelt, kann man für das erste Minimum ansetzen:

$$\alpha = \frac{\lambda/2}{d} \tag{10}$$

Auf der anderen Seite sieht man aus einfachen geometrischen Betrachtungen, dass für das Haupt-

maximum des Interferenzmusters aus Q_2 gilt:

$$\theta = \frac{s}{L_{QS}}, \text{ for } L_{QS} \gg s. \quad (11)$$

Das Maximum des zweiten Strahls liegt genau im Minimum wenn $\theta = \alpha$. Wird α noch größer, wird die Kohärenz noch schlechter. Die gemessene Gesamtintensität ist also genau dann verschwommen, wenn gilt:

$$\alpha > \theta.$$

Daraus folgt direkt die Beziehung:

$$\frac{\lambda/2}{d} > \frac{s}{L_{QS}} \quad \text{bzw.} \quad \xi_t \equiv \frac{\lambda L_{QS}}{2s} > d. \quad (12)$$

Die neu definierte Größe ξ_t heißt transversale Kohärenzlänge. Wird diese Länge im Experiment überschritten, indem man beispielsweise Proben beleuchtet, deren Größe d die transversale Kohärenzlänge überschreitet, bekommt man ein verschmiertes - oder im Extremfall gar kein Interferenzmuster. Es wird deutlich, dass die Kohärenz von der Quellgröße und dem Quellabstand, also von der Geometrie des Experiments abhängt. Insofern ist Kohärenz keine ausschließliche Eigenschaft einer Quelle.

Man kann nun die gefundene Beziehung verwenden, um die Kohärenzlänge an der Stelle des Doppelspalts auszurechnen. In diesem Versuch ist die Quellgröße durch den Quellschlitz der Größe $d = 90\mu\text{m}$ gegeben. Die Kohärenzlänge am Doppelspalt in einem Abstand von $r \approx 40\text{cm}$ ist für den Laser ($\lambda = 670\text{nm}$) gegeben durch:

$$\xi_{t,\text{Laser}} = \frac{\lambda r}{2d} \approx 1,5\text{mm}. \quad (13)$$

Im Fall der Lampe ($\lambda = 546\text{nm}$) wäre die transversale Kohärenzlänge $\xi_{t,\text{Lampe}} \approx 1,2\text{mm}$. Damit also der Doppelspalt vollständig kohärent ausgeleuchtet ist, darf der Spaltabstand nicht größer sein als diese Länge ξ_t . Nach Durchführung dieses Versuchs werden Sie den Spaltabstand ermittelt haben und können dann Aussagen darüber treffen, ob vollständige Kohärenz hier gegeben ist.

2.6. Das Einzelphotonenargument

In diesem kurzen Abschnitt soll der Begriff *Einzelphotoneninterferenz* motiviert werden. Wenn man sich davon überzeugt, dass sich tatsächlich mit hoher Wahrscheinlichkeit immer nur ein Photon gleichzeitig im Versuchsaufbau befindet, muss man gezwungenermaßen die Frage klären: „Was macht ein einzelnes Photon?“ Die Möglichkeit, dass zwei Photonen miteinander interferieren oder sonst irgendwie miteinander „sprechen“, fällt so automatisch weg. Man kann sich durch eine grobe Abschätzung davon überzeugen, dass sich zu jedem Zeitpunkt mit hoher Wahrscheinlichkeit nur ein Photon im Versuchsaufbau befindet.

2.6.1. Poisson statistics

Die Poissonstatistik ist ein Spezialfall der Binomialverteilung für seltene Ereignisse. Für einen erwarteten Mittelwert Λ ist die Wahrscheinlichkeit für das Eintreten von k Ereignissen während eines bestimmten Messintervalls gegeben durch:

$$f(k, \Lambda) = \frac{\Lambda^k \exp(-\Lambda)}{k!} \quad (14)$$

mit der besonderen Beziehung:

$$E(k) = \sigma^2(k) = \Lambda. \quad (15)$$

Diese Beziehung wird für die Vereinfachung der Formel für das Signal-Rausch-Verhältnis verwendet (Gl. 16).

2.6.2. Beispiel

Angenommen, im Maximum der Interferenzverteilung wird eine Zählrate von $n = 1000\text{ph/s}$ (Photonen pro Sekunde) gemessen. Die Öffnung, durch die die Photonen auf den Detektor treffen, ist durch den Detektorspalt von $a_{Det} = 90\mu\text{m}$ Breite gegeben. Das ganze Interferenzmuster erstreckt sich allerdings etwa über $B_{Muster} = 6\text{mm}$. Die Effizienz des Photomultipliers ist mit $\varepsilon = 4\%$ angegeben. Mit diesen Angaben kann man nun abschätzen, dass hinter dem Doppelspalt höchstens

$$n_{\text{ges}} = \frac{n}{\varepsilon} \frac{B_{Muster}}{a_{Det}} \approx 1,7 \cdot 10^6 \text{ph/s}$$

durch die Versuchsanordnung fliegen. (Man beachte hier, dass dies eine sehr grobe Abschätzung nach oben ist, da davon ausgegangen wird, dass auf der gesamten Detektorfläche von 6 mm die gleiche Intensität wie im Maximum auftritt. Die tatsächliche Zahl der Photonen ist also beträchtlich geringer.)

Ein Photon fliegt mit Lichtgeschwindigkeit $c = 3 \cdot 10^8 \text{m/s}$ durch die Versuchsanordnung der Länge $L_{SD} = 0,5\text{m}$ (Distanz Doppelspalt - Detektor). Es hält sich demnach für eine kleine Zeitspanne $t = L_{SD}/c = 1,7\text{ns}$ im Versuchsaufbau auf. Bei gegebenem Photonenstrom n_{ges} erwarten wir innerhalb der Flugzeit eines Photons

$$\Lambda_t = n_{\text{ges}} \cdot t \approx 2,9 \cdot 10^{-3}$$

Photonen. Berechnen wir nun die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten von zwei Photonen innerhalb der Flugzeit mittels Poissonstatistik:

$$f(k = 2, \Lambda_t) = \Lambda_t^k \frac{\exp -\Lambda_t}{k!} = 4,2 \cdot 10^{-6}$$

Diese ist somit 3 Größenordnungen kleiner als die Wahrscheinlichkeit, ein Photon in dieser Zeit anzutreffen. Insofern kann davon ausgegangen werden, dass das Interferenzmuster zu einem bestimmten Anteil durch die Interferenz einzelner Photonen mit sich selbst zustande kommt.

3. Aufbau

Der Versuchsaufbau befindet sich in einem U-Rohr, das mit einem Deckel lichtdicht verschlossen werden kann. Abbildung 8 zeigt eine Skizze des Innenlebens. Auf der einen Seite sind zwei Lichtquellen eingebaut: ein Diodenlaser und eine regelbare Glühlampe, die abwechselnd in den Strahlengang gebracht werden können. Das Licht aus der Quelle fällt zunächst auf den sogenannten „Quellspalt“, wo es aufgrund von Einzelspaltbeugung aufgeweitet wird. Dieses aufgeweitete Strahlenbündel (das nullte Beugungsmaximum der Einzelspaltbeugung) leuchtet den Doppelspalt aus, der etwa in der Mitte der Apparatur angebracht ist. Kurz hinter dem Doppelspalt befindet sich eine verfahrbare Spaltblende, mit der jeweils einer oder beide Spalte verdeckt werden können. Man kann auf diese Weise zwischen „Dunkelmodus“, „Einzelspaltexperiment“ und „Doppelspaltexperiment“ umschalten.

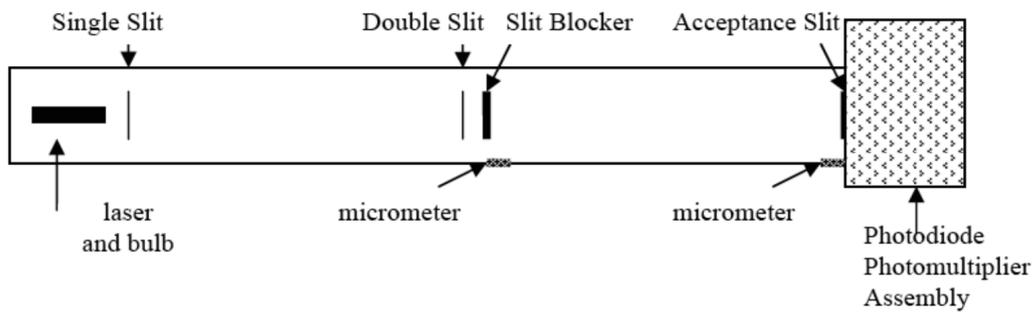


Abb. 8: Skizze der Versuchsanordnung. Links befindet sich die Quelle und der Quellschlitz, mittig der Doppelschlitz mit Blocker und rechts der Detektorschlitz mit Detektoreinheit (vgl. auch Abb. 1).

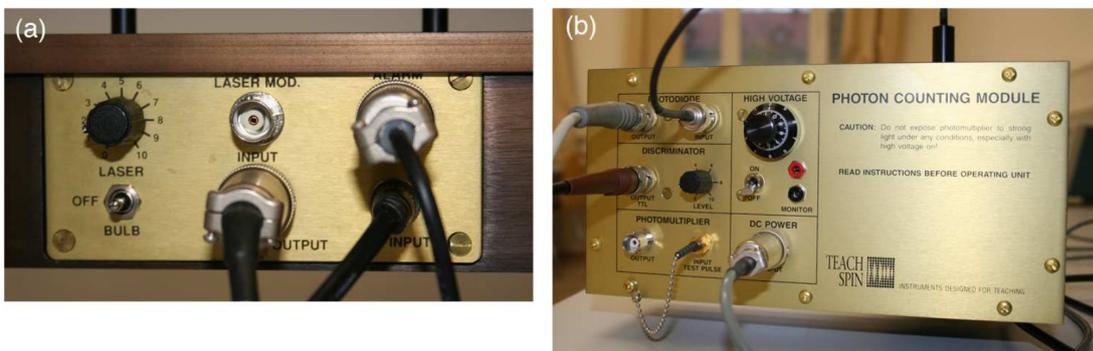


Abb. 9: (a) Steuerung der Quelleneinheit, (b) Detektoreinheit

Am Ende des U-Rohres trifft das Licht schließlich auf den Detektor, bzw. zunächst auf den „Detektorschlitz“, der sich davor befindet. Auch er kann mit einer Mikrometerschraube verstellt werden, um das zu beobachtende Muster abzufahren. In der Detektoreinheit selbst befinden sich eine Photodiode, die die Intensitäten bei den Lasermessungen misst, ein Sekundärelektronenvervielfacher (SEV, auch: Photomultiplier, PM), der später bei den Lampenmessungen die einzelnen Photonen detektiert, sowie die jeweils zugehörige Elektronik. Diese sorgt beim SEV dafür, dass die eingehenden Pulse in genormte, digitale, und somit vom Computer zählbare Rechtecksignale (sogenannte TTL-Signale¹) umgewandelt werden. Einige wichtige Größen des Versuchsaufbaus sind in der Tabelle ?? zusammengefasst.

¹Die Transistor-Transistor-Logik (TTL) ist eine Schaltungstechnik für logische Schaltungen. Logische Null (Low-Pegel) bei Eingangsspannungen $U_E < 0,8V$, logische Eins (High-Pegel) bei $U_E > 2,0V$

4. Aufgabe

Die Aufgaben im Versuch gliedern sich wie folgt:

- Justage der Versuchsanordnung mit geöffnetem Deckel und Laserlicht
- Bei geschlossenem Deckel: jeweils Messung der Einzelspaltmuster bei Laserlicht
- Messung des Interferenzmusters des Doppelspaltes bei Laserlicht
- Einsatz der Lampe und Messung der Spannungskurve für den Sekundärelektronenvervielfacher
- Wiederholte Messung der Zählrate, Überprüfung der Poissonstatistik $\sigma \sim \sqrt{\bar{n}}$
- Messung des Interferenzmusters des Doppelspaltes bei Beleuchtung mit der Lampe

5. Durchführung

Zur Messung der Photodiodenströme, bzw. zum Zählen der Photonen im Photomultiplier steht ein LabView-Programm zur Verfügung. Die Messreihen werden als ASCII-Textdatei gespeichert, die sich mit sowohl mit Texteditoren (z.B. WordPad) als auch mit allen gängigen Datenverarbeitungsprogrammen (Origin, Excel, ...) öffnen lässt.

Die Schrittweite, mit der das jeweilige Muster abgetastet wird, beträgt für alle Messreihen 50µm.

5.1. Teil A: Messung mit dem Laser als Lichtquelle

1. Zunächst muss die Versuchsanordnung bei geöffnetem Deckel per Auge justiert werden. Dazu muss der Raum evtl. abgedunkelt werden. Es liegen Pappstreifen bereit, mit denen der Strahlengang nachvollzogen und überprüft werden kann. Die Laserquelle wird mit den Messingschrauben in der Ebene und mit der Plastikschraube in der Höhe so eingestellt, dass erstens der Doppelspalt möglichst homogen ausgeleuchtet ist und zweitens das Doppelspaltinterferenzmuster mittig auf den Detektor trifft. (Wenn es zu weit seitlich auftritt, lässt es sich später möglicherweise nicht mehr komplett mit dem Detektorspalt abtasten). Die Justage kann auch die Verschiebung der einzelnen Spalte in ihren Magnethalterungen erfordern, wenn das gewünschte Ergebnis nicht mit reiner Justage der Laserquelle zu erreichen ist.
2. Bei geöffnetem Deckel müssen mit der Mikrometerschraube in der Mitte des Aufbaus fünf verschiedene Positionen des Blockerspalt angefahren, visuell mit Hilfe eines Papierstreifens überprüft und notiert werden, und zwar: 1) Doppelspalt komplett blockiert, 2) nur der linke Spalt ist offen, 3) beide Spalte, bzw. der Doppelspalt ist offen, 4) nur der rechte Spalt ist offen, 5) Doppelspalt wieder komplett blockiert. Diese Positionen müssen später bei den Versuchen mit geschlossenem Deckel wieder angefahren werden.
3. Der Deckel wird nun geschlossen und verriegelt. In der Doppelspaltkonfiguration ist kurz zu überprüfen, ob das Muster am Detektor mit gutem Kontrast und einigermaßen mittig zu messen ist, indem der Detektorspalt einmal testweise über sein gesamtes "Gesichtsfeld" gefahren wird, wobei man den Diodenstrom im Auge behält. Die Position des Maximums im Beugungsmuster ist zu notieren - sie wird später gebraucht. Falls sich herausstellt, dass der Kontrast zwischen Maxima und Minima sehr schwach ist, oder das Muster zu sehr am Rand liegt, muss der Deckel nochmals geöffnet und die Anordnung nachjustiert werden.
4. Der Blockerspalt wird jetzt auf „dunkel“ eingestellt, d.h. beide Spalte sind blockiert. Mit dem LabView Programm „EPI“ wird nun 10 mal der Dunkelstrom gemessen.

5. Der Blockerspalt wird auf eine der Einzelspaltpositionen eingestellt. Mit der Mikrometerschraube am Detektorspalt wird nun das Einzelspaltmuster in $50\mu\text{m}$ -Schritten abgetastet und vermessen. Ein Klick im LabView-Programm speichert den jeweiligen Messwert. Legen Sie sich vorher einen Ordner mit ihrem Gruppennamen an und speichern Sie die Werte dort auf Laufwerk P:. Bitte speichern Sie nichts auf dem Desktop des Computers. Vergessen Sie nicht, die Startposition und Schrittweite der Mikrometerschraube, sowie den von LabView vorgegebenen Dateinamen zu notieren.
6. Der Blockerspalt wird auf die zweite Einzelspaltposition gestellt. Nachdem im Programm die Einstellung „Messspalt“ geändert wurde, kann man mit einem Klick auf „Neue Messreihe beginnen“ die Zähler auf Null setzen und das zweite Einzelspaltmuster ebenso vermessen.
7. Nun wird der Blockerspalt auf Doppelspaltposition gefahren und am Detektor wird das Doppelspaltmuster vermessen.

5.2. Teil B: Messung mit der Lampe als Lichtquelle

Die Inbetriebnahme des Photomultipliers sollte stets zusammen mit dem Betreuer gemacht werden.

1. Für diesen Versuchsteil wird zunächst der Laser aus- und dafür die Lampe auf niedriger Regelstufe (3) eingeschaltet. Bei geöffnetem Deckel wird die Lampe mit dem Grünfilter in den Strahlengang gebracht. Der Grünfilter kann zwischenzeitlich abgezogen werden, um die Ausleuchtung des Quellspaltes zu prüfen. Auf Dauer sollte die Lampe jedoch nicht bei Intensitäten über „4“ betrieben werden. Wenn der Quellspalt gut ausgeleuchtet wird, und sich die restliche Anordnung nicht verändert hat, ist sichergestellt, dass das Interferenzmuster am Detektor zu sehen ist.
2. Nachdem die Lampe installiert wurde, kann der Deckel geschlossen und anschließend der Photomultiplier in Betrieb genommen werden. Der Shutter bleibt vorerst geschlossen. Wenn sicher gestellt ist, dass der Hochspannungsregler auf „0“ steht, kann die Hochspannung eingeschaltet werden.
3. Die Hochspannung kann langsam erhöht werden. Eine volle Umdrehung stellt 100V dar. Bei 350V-400V sollten vereinzelt Pulse (1-10 pro Sek.) zu sehen sein. Das ist die Dunkelzählrate. Wird nun der Shutter geöffnet, sollte diese Pulsrate stark ansteigen.
4. Bei geschlossenem Shutter wird eine Dunkelmessung der Zählrate bei verschiedenen Spannungen von 300V bis 700V in Schritten von 50V aufgenommen.
5. Bei geöffnetem Shutter werden an der vorher notierten Maximumsposition, ebenfalls die Zählraten bei verschiedenen Spannungen gemessen. Diese Messung der „Hellzählraten“ wird zusammen mit der Dunkelmessung in einem Übersichtsdiagramm dargestellt. Die Arbeitsspannung, bei der die Zählratenkurve in ihr Plateau übergeht, ist ein geeigneter Messpunkt. Die meisten Photonen werden jetzt gezählt, wobei die Dunkelzählrate noch niedrig ist. Ein typischer Verlauf für die Zählraten ist in Abbildung 10 dargestellt.

Alternativ kann die Arbeitsspannung mit Hilfe des Signal-Rausch-Verhältnisses (STN) bestimmt werden:

$$STN(U) = \frac{S(U) - D(U)}{\sqrt{\sigma_S(U)^2 + \sigma_D(U)^2}} \quad (16)$$

$S(U)$ bezeichnet die Hellzählrate und $D(U)$ die Dunkelzählrate. Für die entsprechenden Varianzen σ_S^2 und σ_D^2 wird Poissonstatistik angenommen, so dass gilt:

$$STN(U) = \frac{S(U) - D(U)}{\sqrt{S(U) + D(U)}}. \quad (17)$$

Die Arbeitsspannung kann so gewählt werden, dass das Signal-Rausch-Verhältnis maximal wird.

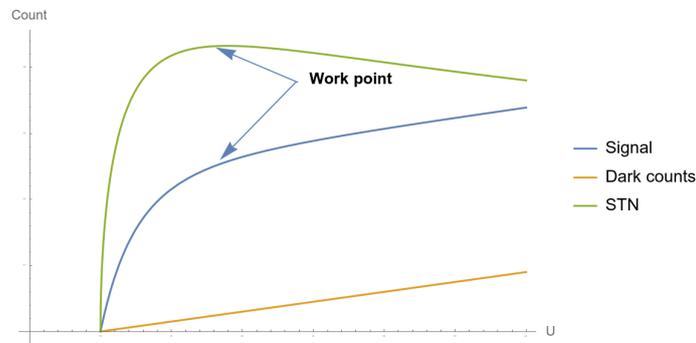


Abb. 10: Verlauf der Hell- und Dunkelzählrate sowie des mit Gl.17 Signal-Rausch-Verhältnisses als Funktion der Spannung. Der Beginn des Plateaus lässt sich am besten durch das Maximale STN finden.

6. Ist die Arbeitsspannung gefunden und eingestellt, werden bei dieser Spannung mehrmals die Dunkelzählereignisse während einer längeren Messzeit gemessen (bei geschlossenem Shutter ca. $N = 10$ mal fuer 10s oder länger). Der so gewonnene Mittelwert μ_d repräsentiert den Untergrund, der von den später aufgenommenen Messwerten abgezogen werden muss.
7. Außerdem werden mehrmals hintereinander die Hellzählereignisse gemessen (bei geöffnetem Shutter und Beleuchtung mit der Lampe $N \approx 20$ mal für 10s oder länger), um sich von der Gültigkeit der Poisson-Statistik überzeugen zu können.
8. Nach diesen vorbereitenden Messungen wird - ganz analog zum ersten Versuchsteil - die Zählratenverteilung bei dem Doppelspalt gemessen. Die Messzeit pro Punkt sollte dabei so gewählt werden, dass im Maximum mindestens einige Hundert Ereignisse gezählt werden, um eine ausreichend gute Statistik zu bekommen. Das ist für gewöhnlich bei etwa 3s Messzeit pro Punkt gut erfüllt.

6. Auswertung

6.1. Quantitativ

Die Intensität I auf dem Detektor, die unter dem Winkel α beobachtbar ist, ergibt sich mit einer Einzelspaltbreite a , einer Lichtwellenlänge λ und der Ausgangsintensität I_0 nach der Einzelspaltfunktion:

$$I(\theta) = I_0 \left(\frac{\sin \alpha}{\alpha} \right)^2 \quad \text{mit} \quad \alpha = \frac{a\pi}{\lambda} \sin \theta. \quad (18)$$

Fügt man einen zweiten Spalt im Abstand d vom ersten hinzu, ergibt sich Fraunhoferbeugung nach der Doppelspaltfunktion:

$$I(\theta) = I_0 \cos^2 \beta \left(\frac{\sin \alpha}{\alpha} \right)^2, \quad \alpha = \frac{a\pi}{\lambda} \sin \theta, \quad \beta = \frac{d\pi}{\lambda} \sin \theta + \varphi_0. \quad (19)$$

Nimmt man an, dass die Photonen vom Doppelspalt unter kleinen Winkeln θ im Detektorabstand L an einer Detektorposition x auftreffen, ist die Näherung $\sin \theta \approx \tan \theta \approx x/L$ gültig. Beachtet man weiterhin einen Wert U als möglichen Untergrund und die Tatsache, dass der Mittelpunkt des Musters um einen festen Wert x_0 verschoben ist, ergibt sich beispielsweise als Anpassungsfunktion (Fitfunktion) für den Einzelspaltfall folgender Ausdruck:

$$I(x) = I_0 \left[\sin \left(\frac{\pi a(x - x_0)}{\lambda L} \right) \frac{\lambda L}{\pi a(x - x_0)} \right]^2 + U, \quad (20)$$

Hierbei wäre x die freie Variable und I_0 ; x_0 ; U ; a ; L ; λ die Parameter (Fitparameter). Bei (in gewissen Grenzen) bekannten Werten für L und λ , sowie abgeschätzten oberen und unteren Grenzen für I_0 , x_0 , U und a lassen sich die Daten mit dem Fitprogramm PhyPraFit anpassen und auf diese Weise die Spaltgröße a bestimmen. Es ist empfehlenswert die Dokumentation von PhyPraFit noch einmal zu lesen. Versuchen Sie zunächst erst einmal die Einzelspaltfunktion korrekt anzupassen, bevor Sie sich um die Konfidenzbereiche sowie die Bestimmung der stat. und syst. Messunsicherheiten der Anpassungsparameter zu kümmern. Nach der erfolgreichen Auswertung des Einzelspalt ist der Doppelspalt an der Reihe.

6.2. Qualitativ

Außer der quantitativen Auswertung sollte im Protokoll auch eine kurze Erläuterung zur quantenmechanischen Interpretation, dem Welle-Teilchen-Dualismus und dem scheinbaren „Paradoxon“ der Interferenz bei einzelnen Photonen gegeben werden.

A. Check-Listen

A.1. Experiment

- Voraussetzung: Versuch gut vorjustiert
- Messung des Dunkelstroms
- Laser: Messung linker Einzelspalt
- Laser: Messung Doppelspalt
- Messreihe: Zählrate in Abhängigkeit der Photomultiplierspannung
- Mehrmalige Messung der Dunkelzählrate
- Mehrmalige Messung der Zählrate bei Beleuchtung
- Lampe: Messung Doppelspalt

A.2. Protokoll

Das Protokoll sollte nicht ausschließlich, aber unbedingt auch folgende Punkte enthalten:

- Kurzer Theorieteil
- Benötigte Formeln für die Auswertung
- Graphen der Daten und Fits der Einzelspaltmessungen mit Laser
- Graph der Daten und Fits der Doppelspaltmessungen mit Laser
- Einstellung der Hochspannung am Photomultiplier, Messkurve

- Graph der Daten der Doppelspaltmessungen mit Lampe
- Begründung der Aussage über „Einzelphotonen“
- Überprüfung der Übereinstimmung mit der Poissonstatistik

Größe	Wert
Interferenzfilter der Lampe	$\lambda_{\text{Lampe}} = (546 \pm 5)\text{nm}$
Wellenlänge des Lasers	$\lambda_{\text{Laser}} = (670 \pm 20)\text{nm}$
Spaltbreite (Quell-, Detektor- und Doppelspalt)	$a \approx 0,09\text{mm}$
Abstand Doppelspalt-Detektor	$L_{SD} \approx 0,5\text{m}$
Lichtweg insgesamt (Quelle-Detektor)	$L_{QD} \approx 1,0\text{m}$
Effizienz des Photomultipliers	$\varepsilon = 4\%$

Tabelle 2: Wichtige Größen des Versuchsaufbaus.

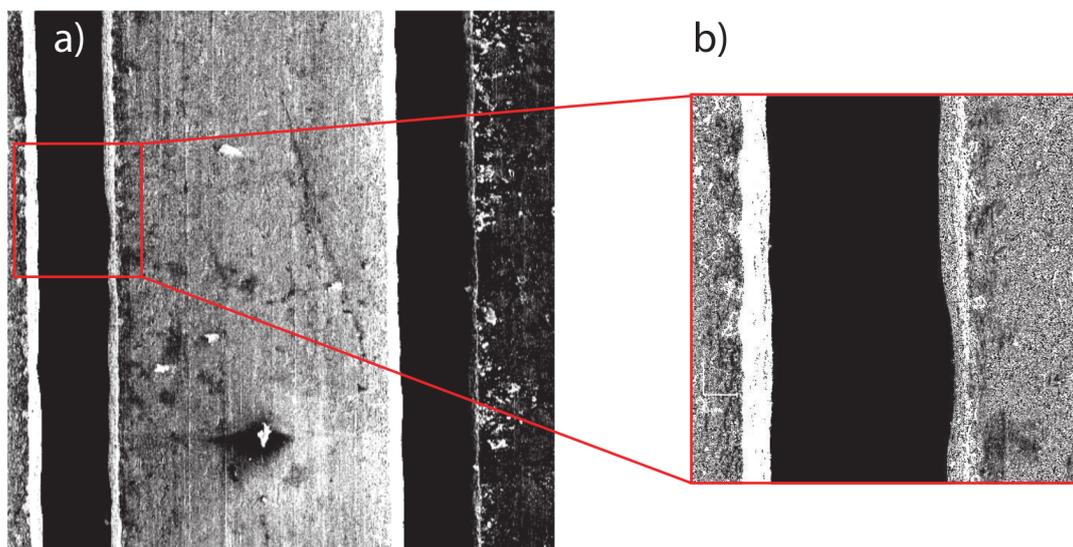


Abb. 11: Rasterelektronenmikroskopieaufnahme des Doppelspaltes. Der markierte Ausschnitt in a) ist vergrößert in b) dargestellt. Man erkennt, dass die Schlitze auf der Mikrometerskala gewisse Fertigungsungenauigkeiten aufweisen.

Autorenschaft

Diese Versuchsanleitung wurde in ihrer ursprünglichen Form von J. Feldkamp und S. Hönig erstellt und von P. Witkowski bearbeitet. Aktuelle Änderungen werden von der Praktikumsleitung durchgeführt.

Literatur

- [1] Teachspin, *Detailed manufacturer's instructions, "Two-Slit Interference, One Photon At A Time "-Instructor's Manuals*, ,
- [2] Richard P. Feynman, *"Lectures on Physics", volume III, Chapter 1 (Alternative, almost identical: Volume I, Chapter 37)*, ,
- [3] C. Jonsson, *"Elektroneninterferenzen an mehreren künstlich hergestellten Feinspalten"*, *Zeitschrift für Physik*, 161, 454-474 (1961)
- [4] PG Merli *et al.*, *"On the statistical aspect of electron interference phenomena"*, *American Journal of Physics*, 44, (3) (1976)
- [5] G. Möllenstedt and H. Lichte, *"Young-Fresnelscher Interferenzversuch mit zwei nebeneinander stehenden Spiegeln für Elektronenwellen"*, *Optik*, 51, 423 (1978)
- [6] A. Tonomura *et al.*, *"Demonstration of single electron buildup of an interference pattern"*, *American Journal of Physics*, 57, (2) 1989
- [7] National Institute for Standardization, <http://museum.nist.gov/object.asp?ObjID=50>, ,
- [8] Angela Karanjai, *"Weak Measurements"*, Master Thesis submitted at Imperial College London, <https://www.imperial.ac.uk/media/imperial-college/research-centres-and-groups/theoretical-physics/msc/dissertations/2013/Angela-Karanjai-Dissertation.pdf>