

4.2 Test einer Bell'schen Ungleichung

Cornelia Lengler

nach einer wissenschaftlichen Hausarbeit von Mathias Bitto

1 Einführung

Albert Einstein entwickelte in den 30er Jahren des letzten Jahrhunderts zusammen mit Boris Podolsky und Nathan Rosen ein Gedankenexperiment, um zu zeigen, dass die klassische Sicht der Physik die einzig zukunftsfähige war. [N. Rosen A. Einstein, B. Podolsky, Phys. Rev., 47 (1935) 777.] Dieses Gedankenexperiment basierte zunächst allerdings lediglich auf theoretischen Grundlagen. Nach einiger Zeit gelang es John S. Bell dieses Gedankenexperiment so umzuformulieren, dass es experimentell durchgeführt und überprüft werden kann. [J.S. Bell, On the Einstein-Podolsky-Rosen paradox, Physics, 1 (1964) 195.] Eines dieser Experimente stellt die Grundlage dieses Versuches dar. Innerhalb weniger Stunden ist es möglich die lokalen Grenzen der klassischen Physik zu überwinden und zumindest ein kleines Stück in die Welt der Quanten einzutauchen.

2 Theoretische Grundlagen

In Abschnitt 2.1 wird zuerst der Begriff der "Verschränkung" geklärt, damit im folgenden Kapitel 2.2 das Einstein-Podolsky-Rosen Paradoxon nachvollzogen werden kann. In diesem Versuch untersuchen wir polarisationsverschränkte Photonen, daher erläutert Abschnitt 2.3 die Erzeugung dieser mittels der Methode der "spontaneous parametric downconversion" (SPDC), sowie den Einfluss von Polarisatoren auf die Zustände. Wie die Bell'sche Ungleichung für unser Experiment lautet, wird dann schliesslich in Kapitel 2.4 hergeleitet.

2.1 Verschränkung

In der klassischen, makroskopischen Physik wird ein Gesamtsystem deterministisch über alle Eigenschaften seiner Subsysteme beschrieben. Messungen an einzelnen Subsystemen sind unabhängig von etwaigen Messungen an anderen Teilen des Gesamtsystems. Dagegen verändert im atomaren und subatomaren Bereich eine Messung an einem einzelnen Subsystem im Allgemeinen das Ergebnis eines anderen Subsystems derart, dass sie den Schluss auf das Gesamtsystem nicht zulässt. Die Theorie der Quantenmechanik beschreibt dies mit dem von Erwin Schrödinger geprägten Begriff der Verschränkung [Erwin Schroedinger, Die Naturwissenschaften, 23 (1935) 807].

Beispiel: Zwei Photonen (a und b) sind entweder beide horizontal oder beide vertikal polarisiert. Den Zustand kann man schreiben als

$$|\Psi_{Bell}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|H\rangle_a |H\rangle_b + |V\rangle_a |V\rangle_b). \quad (1)$$

Hier stellt $|H\rangle$ die horizontale und $|V\rangle$ die vertikale Polarisation des Photons dar.

Wird hier die Polarisation des Teilchens an Detektor a als *horizontal* gemessen, so liefert eine Messung des Polarisationszustand an Detektor b mit Sicherheit ebenfalls *horizontal*. Eine Zustandsänderung an einem der Photonen bewirkt also eine instantane Zustandsänderung des anderen Photons. Wichtig ist hier, dass die Korrelation unabhängig von der Messbasis ist.

2.2 Einstein-Podolsky-Rosen Paradoxon

Diese Zustandsänderung ist unabhängig von der Distanz der verschränkten Teilchen, was Kritiker der Quantenmechanik störte und von Einstein als “spooky action at a distance” bezeichnet wurde. [Niels Bohr: His Life and Work as Seen by his Friends and Colleagues, North Holland, Amsterdam, 1967.]

Um die Mangelhaftigkeit der quantenmechanischen Zustandsbeschreibung mathematisch auszudrücken, veröffentlichten im Jahre 1935 Albert Einstein, Boris Podolsky und Nathan Rosen ein Schreiben. [N. Rosen A. Einstein, B. Podolsky, Phys. Rev., 47 (1935) 777.] Laut diesem ist eine Theorie erst dann vollständig, wenn jedes Element der physikalischen Realität einen Gegenpart in der physikalischen Theorie besitzt. Kann man also, ohne ein System in irgendeiner Weise zu stören, den Wert einer physikalischen Größe messen, dann existiert ein zu dieser Messung gehörendes physikalisches Element. In dem betrachteten Gedankenexperiment wird die Verschränkung zweier Teilchen in Ort und Impuls betrachtet. Der Gesamtimpuls wird mit Null angenommen. Laut der Quantenmechanik ist es möglich durch eine Messung des Impulses eines Teilchens auch auf den Impuls des anderen Teilchens zu schließen. Das zweite Teilchen wird durch die Messung nicht gestört. Drückt man den eben genannten Zustand nicht in der Impuls-, sondern der Ortsbasis aus, ist es wiederum möglich, den Ort eines Teilchens zu bestimmen und daraus auf den Ort des zweiten zu schließen, ohne dieses zu stören. Misst man unter diesen Voraussetzungen den Impuls des einen und den Ort des anderen Teilchens, ist es so möglich, den Gesamtzustand des Systems anzugeben. Unter der Annahme der Lokalität ist diese Beschreibung allerdings unvollständig. Lokalität setzt voraus, dass bei räumlicher Trennung die Messung an einem Teilchen keinen Einfluss auf die Messung an einem anderen Teilchen hat. Es kann nicht sein, dass ein Teilchen gemessen, dadurch gestört wird und im selben Moment dem anderen Teilchen “mitteilt” was dieses zu tun hat, bzw. welchen Zustand es annimmt.

In diesem F-Praktikums Versuch werden wir feststellen können, ob eine lokal realistische Theorie mit den Voraussagen der Quantenmechanik vereinbar ist.

2.3 Erzeugung polarisationsverschränkter Photonen

Wir untersuchen in diesem Versuch nicht wie im EPR-Gedankenexperiment Ort und Impuls zweier Teilchen, sondern die Polarisation zweier Photonen. Diese werden mit der Methode der “spontaneous parametric downconversion” (SPDC) erzeugt.

Betrachten wir zur Erklärung zuerst den zeitumgekehrten Prozess der Summenfrequenzerzeugung: Durchquert eine hochfrequente elektromagnetische Welle (Lichtwelle) ein Medium, erfährt dieses, ausgelöst durch das E-Feld, über die äußeren Elektronen der Atomhüllen eine elektrische Polarisation. Diese Polarisation wird durch eine Ladungsverschiebung innerhalb des Mediums und einer darauffolgenden Influenzierung elektrischer Dipole hervorgerufen. Bis zu einer gewissen Schwingungsamplitude weist die Polarisation eine strenge Proportionalität zum E-Feld der Welle auf. Nichtlineare Phänomene rühren nun daher, dass die atomaren elektrischen Dipole auf die hochfrequenten Wechselfelder der Lichtwelle nicht mehr antworten können. Stellt man nun den Zusammenhang zwischen Polarisation und dem elektrischen Feld her, ergibt sich

$$P = \epsilon_0(\chi_1 E + \chi_2 E^2 + \chi_3 E^3 + \dots) \quad (2)$$

Trifft nun Strahlung mit zwei Frequenzen

$$E(t) = E_1 e^{-i\omega_1 t} + E_2 e^{-i\omega_2 t} + c.c. \quad (3)$$

auf das Medium und betrachten wir den Polarisationsterm zweiter Ordnung, erhalten wir:

$$\begin{aligned} P^{(2)}(t) &= \chi_2 E^2(t) \\ &= \chi_2 [E_1^2 e^{-i2\omega_1 t} + E_2^2 e^{-i2\omega_2 t} \\ &\quad + 2E_1 E_2 e^{-i(\omega_1 + \omega_2)t} + 2E_1 E_2^* e^{-i(\omega_1 - \omega_2)t} + c.c.] \\ &\quad + 2\chi_2 [E_1 E_1^* + E_2 E_2^*] \end{aligned} \quad (4)$$

Den Term mit $\omega_1 + \omega_2$ bezeichnet man als Summenfrequenzerzeugung.

Will man eine makroskopische Welle erzeugen, muss man die entsprechende Phasenanpassung korrekt wählen, damit sich die Anteile der einzelnen Dipole phasenrichtig überlagern. Dies ist nur in doppelbrechenden Medien möglich.

Im Gegensatz zur Summenfrequenzerzeugung verläuft der Prozess der SPDC den umgekehrten Weg. Auf einen nichtlinearen Kristall trifft ein Lichtstrahl einer bestimmten Frequenz und teilt sich in dessen Innern zu zwei Strahlen mit halber Frequenz.

Es werden zwei SPDC-Typen unterschieden. Typ I steht für diametral auf einem Konus austretende Photonen derselben Polarisation, Typ II für orthogonal zueinander polarisierte Photonen. In diesem Versuch wird ersterer verwendet.

Um die gewollte Verschränkung zu erzeugen, ist eine Anordnung von zwei Kristallen hintereinander nötig. Die beiden Kristalle sind um 90° zueinander gedreht. Bei einem einfallenden, 45° zu den optischen Achsen der Kristalle polarisierten, Laserstrahl ist der Prozess der SPDC I in beiden Kristallen gleich wahrscheinlich. Wählt man die Dicke der Kristalle genügend gering, kommt es zu

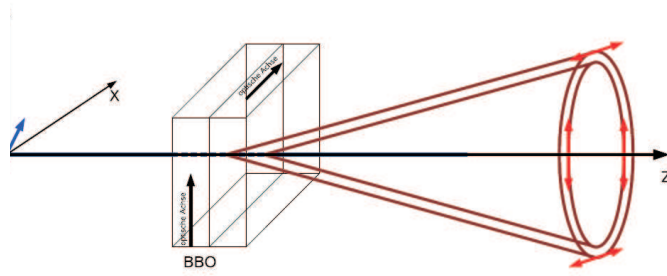


Abbildung 1: SPDC Typ I

einem Überlappen der beiden Austrittskoni, wodurch die Information verloren geht, welches Photonenpaar in welchem Kristall erzeugt wurde (s. Abbildung 1).

Das verwendete BBO-Kristallpaar ist so geschliffen, dass Phasengleichheit besteht und die beiden austretenden Photonen (“signal” und “idler” Photon) mit der gleichen Polarisierung austreten (Typ I). Da die Kristalle um 90° zueinander gedreht sind, werden die Ausgangsphotonen (Pumpphotonen) nach dem Gesetz

$$|V\rangle_p \rightarrow |H\rangle_s |H\rangle_i \quad (5)$$

$$|H\rangle_p \rightarrow e^{i\Phi} |V\rangle_s |V\rangle_i \quad (6)$$

konvertiert. Φ stellt hier eine durch Doppelbrechung und Zerstreuung hervorgerufene Phase in den Kristallen dar. Um die Verschränkung zu erreichen, wird ein Laserstrahl mit Photonen im Zustand

$$|\Psi_{Pump}\rangle = \cos\Theta |V\rangle_p + e^{i\Phi} \sin\Theta |H\rangle_p \quad (7)$$

in die Kristalle eingestrahlt. Der Strahl ist linear um den Winkel Θ zur Vertikalen polarisiert und weist eine Phasenverschiebung einer Polarisationskomponente um den Winkel Φ auf. Ist der Prozess der Konversion (DC) abgeschlossen, haben die erzeugten Photonen den Zustand

$$|\Psi_{DC}\rangle = \cos\Theta |H\rangle_s |H\rangle_i + e^{i2\Phi} \sin\Theta |V\rangle_s |V\rangle_i \quad (8)$$

Für $\Theta = \frac{\pi}{4}$ und $\Phi = 0$ tritt der Spezialfall $|\Psi_{DC}\rangle = |\Psi_{Bell}\rangle$ ein.

Koinzidenzdetektion

Um die Wahrscheinlichkeit einer Koinzidenz zu messen, werden später Polarisatoren verwendet, gedreht um einen Winkel α bzw. β . Ein Polarisator gedreht um einen Winkel α verändert die Grundzustände von $|V\rangle$ und $|H\rangle$ zu

$$|V_\alpha\rangle = \cos\alpha |V\rangle - \sin\alpha |H\rangle, \quad (9)$$

$$|H_\alpha\rangle = \sin\alpha |V\rangle + \cos\alpha |H\rangle. \quad (10)$$

Insgesamt gibt es für jeden Wert der Polarisationswinkel vier verschiedene Ausgänge ($V_\alpha V_\beta$, $V_\alpha H_\beta$, $H_\alpha V_\beta$, $H_\alpha H_\beta$). Daraus kann die Wahrscheinlichkeit

einer Koinzidenz berechnet werden. Beispielsweise ergibt sich für $V_\alpha V_\beta$ für die Koinzidenzmessung die Wahrscheinlichkeit:

$$\begin{aligned} P_{V,V}(\alpha, \beta) &= |\langle V_\alpha |_s \langle V_\beta |_i | \Psi_{DC} \rangle|^2 \\ &= |\sin \alpha \sin \beta \cos \Theta + e^{i\Theta} \cos \alpha \cos \beta \sin \Theta|^2. \end{aligned}$$

2.4 Bellsche Ungleichung

Es kann nun also zumindest bei SPDC des Typs I davon ausgegangen werden, dass beide Photonen eines Paares immer die gleiche Polarisation λ haben. Bei stetiger Produktion von verschränkten Photonen verändert sich λ unvorhersagbar und kann deshalb laut EPR als versteckte Variable angenommen werden. Mit diesen Variablen könnte die Quantenmechanik demnach vervollständigt werden. Ob diese versteckte Variable existieren kann kann mit der Bellschen Ungleichung in der Formulierung von John F. Clauser, Michael A. Horne, Abner Shimony und Richard A. Holt (CHSH)[J. F. Clauser, M.A. Horne, A. Shimony und R.A. Holt, Proposed Experiment to Test Local Hidden-Variable Theories, Phys. Rev. Lett., 23 (1969) 880.] überprüft werden.

In der CHSH-Version der Bellschen Ungleichung wird der Polarisationsgrad von Korrelationen unter Messungen verschiedener Polarisationswinkeln betrachtet. Erforderlich hierfür sind zwei Korrelationsmessungen.

$$E(\alpha, \beta) = P_{VV}(\alpha, \beta) + P_{HH}(\alpha, \beta) - P_{VH}(\alpha, \beta) - P_{HV}(\alpha, \beta) \quad (11)$$

berücksichtigt alle möglichen Messergebnisse von +1 bis -1. +1 steht für eine 100 prozentige Übereinstimmung aller Polarisierungen, -1 für keine Übereinstimmung.

Mit

$$S = E(a, b) - E(a, b') + E(a', b) + E(a', b') \quad (12)$$

kann die "Schranke" zwischen Quantenmechanik und den lokalen Theorien gezogen werden. a , b , a' und b' entsprechen dabei vier verschiedenen Polarisationswinkeln. Die Besonderheit dieser Gleichung liegt in der Tatsache S

$$S \leq 2 \quad (13)$$

für alle Theorien mit versteckten Variablen.

Herleitung:

Das Streuverhalten einer versteckten Variablen λ wird beschrieben durch eine Funktion $\rho(\lambda)$ mit

$$\rho(\lambda) \geq 0 \quad (14)$$

und

$$\int \rho(\lambda) d\lambda = 1. \quad (15)$$

Nun werden zwei weitere Funktionen $A(\lambda, \alpha)$ und $B(\lambda, \beta)$ festgelegt, die die Werte +1 für eine vertikale Polarisation und -1 für eine horizontale Polarisation der

entsprechenden Photonen (signal und idler) annehmen. Durch die Annahme, dass die Messergebnisse von λ und von den Messwinkeln α und β vorgegeben sind, werden Lokalität und Realismus vorausgesetzt. So ist es möglich die Funktionen ρ , A und B genau anzugeben. Schließlich müssen noch die Wahrscheinlichkeiten bestimmter Ergebnisse errechnet werden. Dies geschieht über ein Integral, gebildet über eine Vielzahl von Photonenpaaren.

$$\begin{aligned}
P_{VV}(\alpha, \beta) &= \int \frac{1 + A(\lambda, \alpha)}{2} \frac{1 + B(\lambda, \alpha)}{2} \rho(\lambda) d\lambda \\
P_{VH}(\alpha, \beta) &= \int \frac{1 + A(\lambda, \alpha)}{2} \frac{1 - B(\lambda, \alpha)}{2} \rho(\lambda) d\lambda \\
P_{HV}(\alpha, \beta) &= \int \frac{1 - A(\lambda, \alpha)}{2} \frac{1 + B(\lambda, \alpha)}{2} \rho(\lambda) d\lambda \\
P_{HH}(\alpha, \beta) &= \int \frac{1 - A(\lambda, \alpha)}{2} \frac{1 - B(\lambda, \alpha)}{2} \rho(\lambda) d\lambda
\end{aligned} \tag{16}$$

Der Erwartungswert E ist nach Gleichung 11 dann:

$$E(\alpha, \beta) = \int A(\lambda, \alpha) B(\lambda, \alpha) \rho(\lambda) d\lambda. \tag{17}$$

Wir definieren s mit

$$\begin{aligned}
s &= A(\lambda, a)B(\lambda, b) - A(\lambda, a)B(\lambda, b') + A(\lambda, a')B(\lambda, b) + A(\lambda, a')B(\lambda, b') \\
&= A(\lambda, a)[B(\lambda, b) - B(\lambda, b')] + A(\lambda, a')[B(\lambda, b) + B(\lambda, b')]
\end{aligned}$$

Beachte das s nur den Wert +2 oder -2 annehmen kann.

Der Mittelwert von s über ein Werteensemble ist

$$\begin{aligned}
\langle s \rangle &= \int s(\lambda, a, a', b, b') \rho(\lambda) d\lambda \\
&= E(a, b) - E(a, b') + E(a', b) + E(a', b') \\
&= S.
\end{aligned}$$

Da s nur ± 2 annehmen kann, muss für den Mittelwert S gelten

$$S \leq 2. \tag{18}$$

Quantenmechanisch findet man für Polarisationswinkel von $a=0^\circ$, $a'=45^\circ$, $b=22,5^\circ$ und $b'=67,5^\circ$ einen Wert von

$$S = 2\sqrt{2}, \tag{19}$$

was eine maximale Verletzung der Gleichung und einen typischen Wert für den Zustand $|\Psi_{Bell}\rangle$ liefert.

Will man eine Verletzung der Bellschen Ungleichung experimentell herbeiführen, werden also die verschiedenen Werte für E benötigt. Diese wiederum setzen sich

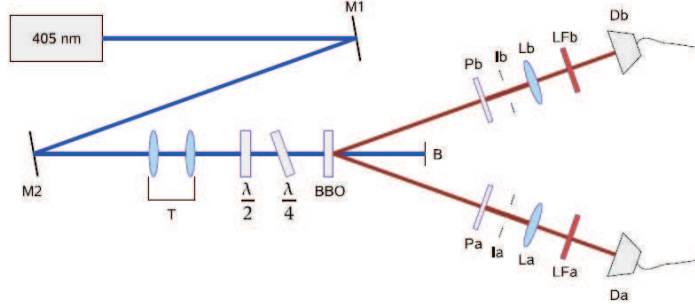


Abbildung 2: Aufbau des Experiments. (I) Irisblenden, (M) Spiegel, (T) Teleskop, bestehend aus einer Sammellinse und einer Streulinse, ($\frac{\lambda}{2}$) Halbwellenlängen-Platte, ($\frac{\lambda}{4}$) Viertelwellenlängen-Platte, (BBO) BBO-Kristalle, (B) Strahlblocker, (P) Polarisatoren, (LF) Langpassfilter, (D) Detektoren

aus Wahrscheinlichkeiten zusammen, welche aus den Zählraten N zu ermitteln sind. Hier ein Beispiel:

$$P_{VV} = \frac{N(\alpha, \beta)}{N(\alpha, \beta) + N(\alpha_{\perp}, \beta) + N(\alpha, \beta_{\perp}) + N(\alpha_{\perp}, \beta_{\perp})} \quad (20)$$

α_{\perp} und β_{\perp} stehen für $\alpha + 90^{\circ}$ und $\beta + 90^{\circ}$. Die weiteren Wahrscheinlichkeiten PVH, PHV und PHH berechnen sich analog. So folgt für einen Wert von E

$$E(a, b) = \frac{N(\alpha, \beta) + N(\alpha_{\perp}, \beta_{\perp}) - N(\alpha, \beta_{\perp}) - N(\alpha_{\perp}, \beta)}{N(\alpha, \beta) + N(\alpha_{\perp}, \beta_{\perp}) + N(\alpha, \beta_{\perp}) + N(\alpha_{\perp}, \beta)} \quad (21)$$

$$(22)$$

Da für die Berechnung eines Wertes von E bereits vier Messungen zu machen sind, ergibt sich eine Gesamtzahl von 16 Messungen, um eine Verletzung der Bellschen Ungleichung zu zeigen. Dies können z.B. die Polarisatorstellungen $\alpha = 0^{\circ}, 45^{\circ}, 90^{\circ}, 135^{\circ}$ und $\beta = 22,5^{\circ}, 67,5^{\circ}, 112,5^{\circ}$ und $157,5^{\circ}$ sein. Natürlich kann auch jeder andere Satz von Polarisatoreinstellungen mit den gleichen Eigenschaften verwendet werden.

3 Versuch

Der schematische Aufbau ist in Abb. 2 dargestellt. Der aus dem Pumplaser austretende Strahl wird mit einem Teleskop (T), bestehend aus einer Konvex- und einer Konkavlinse, auf den gewünschten Durchmesser (ca. 1 mm) kollimiert. Die anschließende $\frac{\lambda}{2}$ -Platte wird so eingestellt, dass der Laserstrahl mit der optimalen Polarisierung (45° zur Flächennormalen der Kristalle) auf den BBO-Kristall (BBO) trifft. Mit dem letzten optischen Bauteil vor dem Kristall, der $\frac{\lambda}{4}$ -Platte, kann eine schon im Strahl vorhandene oder durch die Umlenkung mit den Spiegeln aufgetretene Phasenverschiebung im Strahl ausgeglichen werden.

Bei dem Kristall handelt es sich um einen nichtlinearen β -Barium-Borat-Kristall

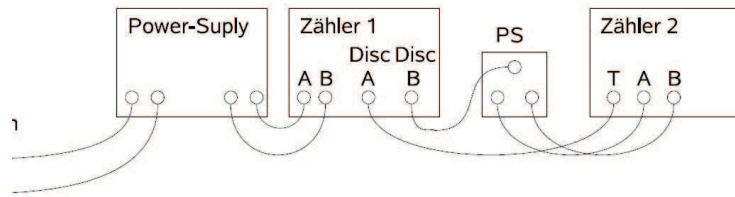


Abbildung 3: Verkabelung der Koinzidenzelektronik

(β - Barium-Borat: β -BaB₂O₄). Der im Versuch verwendete Kristall besteht aus zwei optisch miteinander verbundenen, sehr dünnen Einzelkristallen, deren optische Achsen senkrecht zueinander stehen. Der Schnitt des Kristalls ist so gewählt, dass dieser bei einer einfallenden Wellenlänge von 405 nm kollineares Phasematching zulässt, in unserem Fall 29° zur Flächennormalen. Der Strahlblocker (B) nach dem BBO-Kristall steht im direkten Pumpstrahl, damit dieser nicht in die Detektoren (D) gelangen kann.

Es werden Polarisatoren (LPVIS050) vor den Detektoren (Einzel-Photonen-Zählmodule SPCM-AQR-12 von Perkin Elmer) zum Einstellen des verschränkten Zustandes und zum späteren Belltest benötigt. In die Detektoren integriert befindet sich jeweils eine Irisblende, ein Langpassfilter zum Blocken des blauen Streulichtes und eine Linse zur Fokussierung der konvertierten Photonen auf die Detektorfläche.

Die $\frac{\lambda}{2}$ -Platte ist so einzujustieren, dass annähernd gleich viele Photonen horizontal wie vertikal polarisiert werden, d.h. dass sich bei um 90° und 270° unterschiedlichen Polarisatorstellungen Minima und bei um 0° und 180° unterschiedlichen Polarisatorstellungen Maxima in den Koinzidenzen ergeben.

Abbildung 3 zeigt ein Foto der Koinzidenzelektronik. Die Detektoren selbst befinden sich nicht auf dem Bild. Bei ihnen handelt es sich um Einzel-Photon-Zählmodule (SPCM-AQR-12 von PerkinElmer), welche mit einer Silicium-Lawinen-Photodiode funktionieren. Diese können beschädigt werden, wenn die Zählrate einen Wert von $15 \cdot 10^6$ Counts überschreitet. Deshalb dürfen sie nur bei Dunkelheit verwendet werden! Über die interne Elektronik der Stromversorgung werden die Zählereignisse der Detektoren über TTL-Impulse an Zähler (SR400 von Stanford Research Systems) weitergeleitet. Zähler 1 zeigt nun die genauen Einzelzählraten der Detektoren an. Da der Zähler über zwei Diskriminatorausgänge verfügt, kann Zähler 2 (SR400 von Stanford Research Systems) im Gatemodus betrieben werden. Der Puls des Detektors 1 wird an den Triggereingang von Zähler 2 geleitet und dient zur Öffnung eines Zeitfensters an Zähler 2, welches in unserem Fall die minimale Breite von 5 ns hat. Das Signal von Detektor 2 wird durch einen Powersplitter in zwei Signale aufgeteilt. Die Widerstände im Powersplitter sind so gewählt, dass es keine Reflexion der Signale geben kann, wodurch die ursprüngliche Signalform erhalten bleibt. Die vom Powersplitter ausgehenden Signale des Detektors 2 gehen nun in die beiden Eingänge des Zählers 2. Dort werden für die beiden Eingänge verschiede-

ne Delays zwischen Trigger-Puls (Detektor 1) und Eingangssignal (Detektor 2) gewählt und die entsprechend in der Zeit ankommenden Signale gezählt. Eine der beiden Verzögerungen wird so angepasst, dass sich wahre Koinzidenzen auf dem Display zeigen, die andere weist einen beliebigen Wert auf. Hier werden die zufälligen Koinzidenzen ausgegeben.

4 Vorbereitung

- Theorie zur Bellschen Ungleichung: Was heisst Verschränkung? Was besagt das Einstein-Podolsky-Rosen Paradoxon? Was sind versteckte Variablen? Wie lautet die Bellsche Ungleichung?
- Zum optischen Aufbau: Wie erzeugt man polarisationsverschränkter Photonen? Was ist nichtlineare Konversion? Wie funktioniert eine Halb- und Viertelwellenplatte? Wie funktioniert eine APD (Avalanche Photon Diode)?
- Wie messe ich Koinzidenzen? Unten welchen Polarisationswinkeln muss ich messen?
- Fehlerrechnung: Wie ergibt sich der Fehler ΔS aus den Fehlern der Zählraten (Gaußsche Fehlerfortpflanzung)?

5 Aufgaben während des Versuchs

WICHTIG: Die APDs dürfen nur in Dunkelheit betrieben werden, da sie sonst beschädigt werden könnten!

- Bestimmen Sie die Strom-Leistungs-Kennlinie des Lasers mit dem zur Verfügung stehenden Powermeter.
- Nehmen Sie die zur Bestimmung der Polarisationskorrelation nötige Verkabelung der Detektoren mit der Stromversorgung und dem Zählwerk vor.
- Überprüfen Sie mit Hilfe der Lambda/2 - und der Lambda/4 -Platten ob ein Maximum der Zählraten in den Polarisatorstellungen $0^\circ 0^\circ$, $45^\circ 45^\circ$, $90^\circ 90^\circ$ und $135^\circ 135^\circ$ vorliegt. Sollte dies nicht der Fall sein, nehmen Sie bitte die Feinjustage der Lambda/2 - und der Lambda/4 -Platte vor.
- Nehmen Sie die zur Bestimmung der Polarisationskorrelation und der Photonenpaardetektionseffizienz nötigen Werte auf. Stellen Sie dafür den Polarisator B auf einen festen Wert (0° , 45° , 90° und 135°) und drehen Polarisator A zu jedem der vier Werte von Polarisator B in 20° -Schritten von 0° bis 360° . Entnehmen Sie für jede Kombination 3 Messwerte mit einer Messdauer von $t=10$ Sekunden.
- Nehmen Sie die zur Bestimmung des Bellwertes nötigen Werte auf. Hier entnehmen Sie für jede Kombination der Polarisatorstellungen je fünf Messwerte mit einer Messdauer von $t=10$ Sekunden auf.

6 Aufgaben zu Hause

- Fertigen Sie einen kurzen Überblick der verwendeten Apparaturen, sowie eine kurze Beschreibung des Aufbaus mit Skizze an.
- Stellen Sie die gemessene Polarisationskorrelation grafisch (\cos^2 -Fit), sowie eine Auswahl geeigneter Werte inkl. der Photonenpaardetektionseffizienz tabellarisch dar. Geben Sie das Maß der erreichten Verschränkung (Michelson-Kontrast der einzelnen Korrelationskurven) an.
- Berechnen Sie den Bellwert aus Ihren gemessenen Werten.
- Berechnen Sie den Bellwert aus den angepassten Werten, wie Sie sie dem Fit an die Polarisationskorrelation entnehmen können.
- Angaben der Fehler nicht vergessen!