

Versuchsanleitung

Entangled Photon Source – Charakterisierung einer Quelle verschränkter Photonen

Tag 2 – Ununterscheidbarkeit von Photonen

Fortgeschrittenen-Praktikum Bachelor Physik

Fraunhofer ILT Aachen

Erstellungsdatum: 11.03.2019

Version 1.0

Lehrstuhl für Lasertechnik
Prof. Dr. rer. nat. R. Poprawe M. A.

Vorausgesetzte Kenntnisse:

Lasersicherheit, Polarisation von Licht, Grundlagen der Quantenmechanik, quantenmechanische Verschränkung, Photodetektoren, Erzeugung verschränkter Photonen, Interferenz am Strahlteiler, Korrelationsfunktion 2.Ordnung

Literatur zum Versuch:

- [1] B. P. N. R. A. Einstein, „Can Quantum-Mechanical Description of Physical Reality Be Considered Complete' ?,“ *Phys. Review*, Bd. 47, pp. 777-780, 1935.
- [2] N. D. Mermin, „Is the moon there when nobody looks? Reality and the quantum theory,“ *Physics Today*, Bd. 38, Nr. 4, pp. 38-47, 1985.
- [3] D. Dehlinger und M. W. Mitchell, „Entangled photons, nonlocality, and Bell inequalities in the undergraduate,“ *Am. J. Phys.*, Bd. 70, Nr. 9, pp. 903-910, 2002.
- [4] quTools GmbH, „quEd - Entanglement Demonstrator,“ 2017.
- [5] quTools GmbH, „quEd - Control and Read-out Unit - Users and Operations Manual,“ 2017.
- [6] quTools GmbH, „qu2PI - Two-Photon Interferometer v1.1, 2017.
- [7] quTools GmbH, „quEd-HBT - Hanbury-Brown-Twiss Add-On Manual v1.0,“ 2018.
- [8] C.K. Hong, Z.Y. Ou, L. Mandel, "Measurement of Subpicosecond Time Intervals between Two Photons by Interference", *Physical Review Letters*, Bd 59, Nr. 18, pp 2044 - 2046, 1987
- [9] Thorlabs: Polarization-Maintaining FC/PC Fiber Optic Patch Cables, 2019
- [10] A.M. Branczyk: "Hong-Ou-Mandel Interference", arXiv:1711.00080v1 [quat-ph]; o.V., 2017

Inhalt

1	Einleitung	1
2	Sicherheit	1
2.1	Lasersicherheit	1
2.2	Gerätesicherheit	2
3	Theoretische Grundlagen	3
3.1	Zwei-Photonen Interferenz am Strahlteiler	3
3.1.1	Grundlagen	5
3.1.2	Ununterscheidbare Photonen	6
3.1.3	Zeitliche Unterscheidbarkeit: Der Hong-Ou-Mandel-Effekt	7
3.2	Quantisierung der elektromagnetischen Strahlung	3
3.2.1	Korrelationsfunktion zweiter Ordnung	3
3.2.2	Die g_2 -Funktion für ankündigende Photonen	4
4	Experimenteller Aufbau	9
4.1	Die Photonenquelle	9
4.2	Der Messstrahlengang	10
4.3	Das Interferometer	10
4.4	Der Faserstrahlteiler für die Korrelationsfunktion zweiter Ordnung	12
4.5	Der Koinzidenzzähler	12
5	Durchführung	13
5.1	Inbetriebnahme des Aufbaus	13
5.2	Kennlinie der Zählraten	15
5.3	Hanbury-Brown-Twiss Experiment zur Korrelation zweiter Ordnung	15
5.4	Zwei-Photonen-Interferometer	16
5.5	Zwei-Photonen-Interferometer mit Hanbury-Brown-Twiss	17
6	Auswertung	18
6.1	Kennlinie der Zählraten	18
6.2	Hanbury-Brown-Twiss Experiment zur Korrelation zweiter Ordnung	18
6.3	Zwei-Photonen-Interferometer	18
6.4	Zwei-Photonen-Interferometer mit Hanbury-Brown-Twiss	18
7	Fragen zum Selbsttest	19

1 Einleitung

Verschränkte Teilchen können nicht unabhängig voneinander, sondern nur als Gesamtzustand beschrieben werden. Da dieser auch nur als Gesamtzustand manipuliert werden kann, entstehen nicht-intuitive Effekte. Ein Ausnutzen dieser Eigenschaften für Anwendungen, wie z.B. in der Messtechnik, ist aktueller Gegenstand der Forschung.

Nachdem Sie im ersten Teil mit polarisationsverschränkte Photonen untersucht haben, werden Sie heute zeitlich ununterscheidbare Photonen untersuchen. Die Interferenz zweier solcher Teilchen ist ein Effekt, der nicht klassisch beschrieben werden kann. In einem Zweiphotonen-Interferometer kann diese Interferenz als Hong-Ou-Mandel-Effekt beobachtet werden.

2 Sicherheit

Um Risiken für Ihre Gesundheit und die verwendeten Geräte zu vermeiden, müssen Sie sich unbedingt an die folgenden Regeln halten. Unkenntnis oder Nichteinhaltung dieser Regeln führt zum Ausschluss vom Versuch mit der Bewertung „nicht bestanden“.

2.1 Lasersicherheit

Der Diodenlaser in diesem Praktikumsversuch ist ein Laser der Klasse 3B. Der Laser kann bei Bestrahlung der Haut oder Augen permanente Schäden verursachen. Dies gilt sowohl für den Hauptstrahl als auch für gestreutes Licht.

Solange das Lasergehäuse geschlossen ist, ist der Laser durch Filterung der austretenden Strahlung unbedenklich (Laserklasse 1). Wenn das Gehäuse jedoch geöffnet ist, kann Laserlicht der Klasse 3B austreten. Dies ist der Fall, wenn gleichzeitig bei geöffnetem Gehäuse der Diodenlaser eingeschaltet ist. Sollte das

Öffnen der Photonenquelle notwendig werden, so benachrichtigen Sie Ihren Betreuer.

Öffnen Sie die Photonenquelle **niemals**, während die Laserdiode eingeschaltet ist.

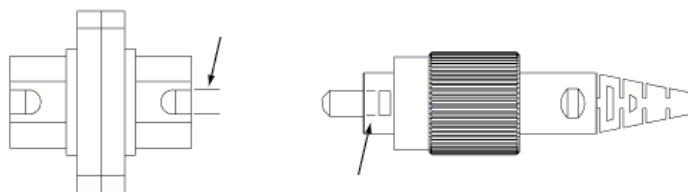
2.2 Gerätesicherheit

Die Laserdiode wird durch den roten Knopfschalter an- und ausgeschaltet. Die Kontrolleinheit darf nicht über den Schlüsselschalter ausgeschaltet werden, während die Laserdiode eingeschaltet ist, da dies zur Zerstörung der Laserdiode führt!

Im Rahmen des Versuchs muss das Gehäuse der Strahlquelle geöffnet werden, um die Position einer eingebauten Lambda-Halbe-Platte zu ändern. Achten Sie bei der Überprüfung der richtigen Position der Platte ganz besonders darauf, dass der Diodenlaser ausgeschaltet ist. Für den Umbau kontaktieren Sie Ihren Betreuer.

Bei diesem Teil des Versuchs ist es erforderlich, die optischen Fasern von der Kontrolleinheit zu entfernen. Achten Sie darauf, dass Sie niemals die weiße Ferule der Fasern berühren, da dies die optischen Eigenschaften der Faser beschädigt. Beim Zusammenstecken der Fasern ist es wichtig, dass die Aussparung an der Buchse mit der Markierung des Steckers zusammenpasst. Wenn etwas hakt, wenden Sie niemals zu viel Kraft an. Stecken Sie außerdem nie eine Faser von einem der beweglichen Halter ab, sondern immer nur von der Kontrolleinheit und den Faserkopplern.

Bild 1: Faserkoppler (links) mit Aussparung und Faserstecker (rechts) mit Markierung [9]



Beim Zweiphotonen-Interferometer verstellen Sie eine Wegstrecke mit einer differentiellen Mikrometerschraube. Beachten Sie dabei, dass Sie die Feinstellschraube dabei nie zu weit herausdrehen. Wenn sich diese Stellschraube unerwartet leicht drehen lässt und viel Platz zwischen ihr und der groben Stellschraube ist, drehen Sie nicht weiter! Die feine Stellschraube ist nicht gegen ein Abfallen gesichert, das eine aufwendige Neujustage der Verstellstrecke zur Folge hat.

Wenn Sie sich nicht sicher sind, kontaktieren Sie Ihren Betreuer. Wir wünschen Ihnen einen erkenntnisreichen Praktikumsversuch.

3 Theoretische Grundlagen

Aufbauend auf der Theorie des ersten Versuchstages werden in diesem Kapitel die Grundlagen zur Überprüfung der Unteilbarkeit von Photonen anhand eines Strahlteilers erläutert. Anschließend wird der Interferenzeffekt zweier Photonen an einem Strahlteiler dargelegt und die theoretischen Grundlagen für die destruktive Interferenz für ununterscheidbare Photonen hergeleitet.

3.1 Quantisierung der elektromagnetischen Strahlung

Die Quantentheorie des Lichts sagt voraus, dass elektromagnetische Strahlung in quantisierten Energiepaketen vorliegt, genannt Photonen. Ein Photon kann nicht in kleinere Teile unterteilt werden. Im Gegenteil dazu kann durch die Maxwell-Gleichungen klassisch beschriebenes Licht in jeglicher Energieportion vorliegen und weiter zerteilt werden. Mit Hilfe eines Strahlteilers und eines Koinzidenzzählers (Bild 2) kann zwischen beiden Theorien differenziert werden.

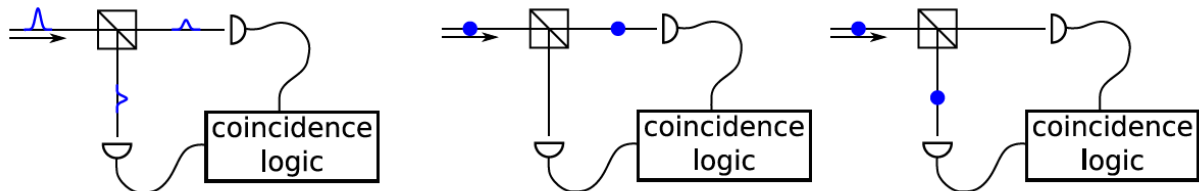


Bild 2 Welle (links) oder Teilchen (Mitte, rechts) trifft auf einen Strahlteiler und wird dahinter detektiert [7]

3.1.1 Korrelationsfunktion zweiter Ordnung

Zur Überprüfung der Unteilbarkeit wird typischerweise die Korrelationsfunktion zweiter Ordnung $g^{(2)}(\tau)$ eines Lichtstrahls hinter dem Strahlteiler

3.1

$$g^{(2)}(\tau) = \frac{\langle I_1(t + \tau) I_2(t) \rangle}{\langle I_1(t + \tau) \rangle \langle I_2(t) \rangle}$$

mit den Intensitäten des Lichtfeldes I_i hinter dem Strahlteiler berechnet. Hierbei wird in einen der beiden Pfade hinter dem Strahlteiler ein Zeitversatz τ eingeführt. Zur Unterscheidung reicht typischerweise aus, den Fall $\tau = 0$ zu betrachten. Für Einzelereignisse kann die Intensität durch die Beobachtungswahrscheinlichkeit ersetzt werden:

3.2

$$g^{(2)}(0) = \frac{P_{12}}{P_1 P_2}$$

mit den Beobachtungswahrscheinlichkeiten P_i eines einzelnen Events am entsprechenden Detektor i und der Koinzidenzwahrscheinlichkeit P_{12} eines gleichzeitigen Eintreffens je eines Photons an beiden Detektoren innerhalb eines Koinzidenzzeitintervalls t_c .

Da der Detektor Zählraten angibt, muss die Beobachtungswahrscheinlichkeit in eine Zählrate umgerechnet werden. Dazu wird das Koinzidenzzeitintervall Δt einbezogen und es gilt

$$3.3 \quad R_i = \frac{P_i}{\Delta t}$$

Damit wird die Korrelationsfunktion zu

$$3.4 \quad g^{(2)}(0) = \frac{N_{12}}{R_1 R_2 \Delta t}$$

Für klassisches Licht wird $g^{(2)}(0) \geq 1$ erwartet, während für quantisiertes Licht $g^{(2)}(0) < 1$ beobachtet werden kann. Anschaulich bedeutet der Wert von $g^{(2)}(0)$, wie groß die Wahrscheinlichkeit der gleichzeitigen Emission mehrerer Photonen ist. Für $g^{(2)}(0) = 0$, also $P_{12} = 0$, werden keine Photonen direkt aufeinander folgend emittiert. Dieser Effekt wird „*antibunching*“ genannt. Für einen Laser mit zufälliger Photonenemission wird $g^{(2)}(0) = 1$ gemessen. Die Photonenstatistik thermischer Lichtquellen wird mit $g^{(2)}(0) > 1$ beschrieben, auch „*bunching*“ genannt.

3.1.2 Die $g^{(2)}$ -Funktion für ankündigende Photonen

Die Quantisierung des elektromagnetischen Feldes kann auch mit einer Quelle von Photonenpaaren wie der vorliegenden SPCD-Quelle demonstriert werden. Während ein Photon auf einen ersten Detektor fällt, kann das zweite Photon des Paares hinter einem Strahlteiler entweder auf einen zweiten oder dritten Detektor einfallen. Bei unteilbaren Photonen kann nicht gleichzeitig bei allen drei Detektoren ein Ereignis registriert werden.

Bei einer Quelle von SPCD-Photonen wird häufig einer der beiden Strahlen als Vorbote (von engl. „herald“) verwendet. Für die drei Detektoren wird Formel **3.2** modifiziert zu der konditionierten („heralded“) Korrelationsfunktion

$$3.5 \quad g_h^{(2)}(0) = \frac{P_{t12}}{P_{t1}P_{t2}}$$

wobei alle Detektionswahrscheinlichkeiten mit der Detektion des ankündigenden Photons zeitlich zusammentreffen müssen. Ausgedrückt in

Zählraten (Dreifach-Koinzidenzen N_{t12} und Koinzidenzen N_{t1} , N_{t2}) lautet die konditionierte Korrelationsfunktion

3.6

$$g_h^{(2)}(0) = \frac{N_{t12} \cdot N_t}{N_{t1} \cdot N_{t2}},$$

wobei die Wahrscheinlichkeiten auf die Anzahl der konditionierenden Events N_t normiert wurden. Hierbei sind die Dreifach-Koinzidenzen N_{t12} , wenn alle drei Detektoren ein Signal registrieren, die Koinzidenzen N_{t1} und N_{t2} zwischen konditionierendem Detektor und dem Detektor an einem der beiden Ausgänge 1,2 des Strahlteilers und N_t die Einzelzählrate am konditionierenden Detektor.

3.2 Zwei-Photonen Interferenz am Strahlteiler

3.2.1 Grundlagen

Trifft ein Photon auf einen Strahlteiler mit einer Reflexions- und Transmissionswahrscheinlichkeit von 50 %, wird das Photon an einem der beiden Ausgänge des Strahlteilers mit einer Wahrscheinlichkeit von jeweils 50 % gemessen. Eine Koinzidenz, also ein gleichzeitiges Detektieren an beiden Detektoren, wird nicht beobachtet. Die nicht beobachtete Korrelation stellt einen simplen Test zur Unteilbarkeit von Photonen dar.

Treffen zwei Photonen aus unterschiedlichen Richtungen auf den gleichen Strahlteiler, können beide reflektiert oder transmittiert werden (Bild 3). Sind die beiden Photonen in allen Freiheitsgraden ununterscheidbar, verlassen beide Photonen immer den gleichen Ausgang des Strahlteilers und nie unterschiedliche Ausgänge. Im Experiment bedeutet das, dass keine Koinzidenz beobachtet wird.

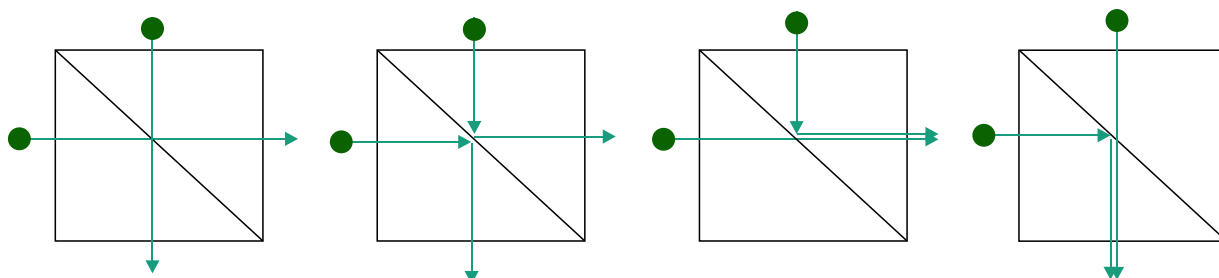


Bild 3: Zwei Photonen treffen auf einen Strahlteiler und werden entweder reflektiert oder transmittiert.

Mathematisch kann der Zustand der beiden Photonen beim Eintreffen auf den Strahlteiler als Anwenden der bosonischen Erzeugungsoperatoren \hat{a}_j^\dagger , \hat{b}_k^\dagger auf den Vakuumzustand $|0\rangle$ als

$$3.7 \quad |\Psi_{in}\rangle_{ab} = \hat{a}_j^\dagger \hat{b}_k^\dagger |0\rangle_{ab} = |1; j\rangle_a |1; k\rangle_b$$

beschrieben werden. Die jeweilige Strahlteilermode a, b kennzeichnet den Ausgang des Strahlteilers, alle anderen Eigenschaften der Photonen werden durch j und k zusammengefasst (z.B. Polarisation, spektrale Mode etc.). Die Wirkung des Strahlteilers wird als unitärer Operator \hat{U}_{BS} beschrieben, der folgendermaßen auf die Erzeugungsoperatoren wirkt:

$$3.8 \quad \begin{aligned} \hat{a}^\dagger &\xrightarrow{\hat{U}_{BS}} \sqrt{1-\eta} \hat{a}^\dagger + \sqrt{\eta} \hat{b}^\dagger \\ \hat{b}^\dagger &\xrightarrow{\hat{U}_{BS}} \sqrt{\eta} \hat{a}^\dagger - \sqrt{1-\eta} \hat{b}^\dagger \end{aligned}$$

Hierbei ist η der Reflexionsgrad des Strahlteilers. Der Zustand hinter dem Strahlteiler ist dann gegeben als

$$3.9 \quad \begin{aligned} |\Psi_{out}\rangle_{ab} &= \hat{U}_{BS} |\Psi_{in}\rangle_{ab} \\ &= \hat{U}_{BS} (\hat{a}_j^\dagger \hat{b}_k^\dagger |0\rangle_{ab}) \\ &= (\sqrt{1-\eta} \hat{a}_j^\dagger + \sqrt{\eta} \hat{b}_j^\dagger) (\sqrt{\eta} \hat{a}_k^\dagger - \sqrt{1-\eta} \hat{b}_k^\dagger) |0\rangle_{ab} \end{aligned}$$

Für den Fall eines 50:50-Strahlteilers ($\eta = 0,5$) ergibt sich

$$3.10 \quad |\Psi_{out}\rangle_{ab} = \frac{1}{2} (\hat{a}_j^\dagger \hat{a}_k^\dagger + \hat{a}_k^\dagger \hat{b}_j^\dagger - \hat{a}_j^\dagger \hat{b}_k^\dagger - \hat{b}_j^\dagger \hat{b}_k^\dagger) |0\rangle_{ab}$$

3.2.2 Ununterscheidbare Photonen

Wenn die beiden Photonen ununterscheidbar sind ($j = k$, also gleiche Polarisation, gleiche Wellenlänge und gleichzeitiges Auftreffen am Strahlteiler), heben sich die beiden mittleren Terme in Formel **3.10** genau auf. Für den Ausgangszustand bedeutet dies

$$3.11 \quad \begin{aligned} |\Psi_{out}\rangle_{ab} &= \frac{1}{2} (\hat{a}_j^\dagger \hat{a}_k^\dagger - \hat{b}_j^\dagger \hat{b}_k^\dagger) |0\rangle_{ab} \\ &= \frac{1}{\sqrt{2}} (|2; j\rangle_a - |2; j\rangle_b) \end{aligned}$$

Beide Photonen liegen entweder in Mode a oder b vor und es gibt keinen Zustand, in dem je ein Photon in a und b ist. Wenn zwei ununterscheidbare Photonen an einem 50:50-Strahlteiler interferieren, löschen sich die Wahrscheinlichkeitsamplituden für die Fälle, dass beide Photonen transmittiert und beide Photonen reflektiert werden, gegenseitig aus.

3.2.3 Zeitliche Unterscheidbarkeit: Der Hong-Ou-Mandel-Effekt

Treffen die beiden Photonen nicht gleichzeitig sondern mit einem Zeitversatz τ auf den Strahlteiler, sind sie (partiell) unterscheidbar. Durch Verändern des Zeitversatzes τ kann der Grad der Unterscheidbarkeit eingestellt werden. Zusätzlich kann eine spektrale Breite $\Delta\omega$ der erzeugten Photonen zur Unterscheidbarkeit beitragen.

Der Zustand eines Photons mit einer spektralen Verteilung $\phi(\omega)$ in der Strahlteilermode a wird ausgedrückt durch

$$3.12 \quad |1; \phi\rangle_a = \int d\omega \phi(\omega) \hat{a}^\dagger(\omega) |0\rangle_a$$

mit dem Erzeugungsoperator $\hat{a}^\dagger(\omega)$, der auf die Frequenz ω wirkt. Der Zustand ist normiert, sodass $\int d\omega |\phi(\omega)|^2 = 1$. Unter der Annahme eines spektral verschränkten Photonenpaares wird die spektrale Verteilung mit einer gemeinsamen spektralen Amplitudenfunktion $f(\omega_1, \omega_2)$ beschrieben. Der einfallende Quantenzustand ist dann

$$3.13 \quad |\Psi_{in}\rangle_{ab} = \int d\omega_1 \int d\omega_2 f(\omega_1, \omega_2) \hat{a}^\dagger(\omega_1) \hat{b}^\dagger(\omega_2) |0\rangle_{ab}$$

Durch Einführen eines Zeitversatzes τ in Mode b (o.B.d.A.), also eines veränderten Erzeugungsoperators $\hat{b}^\dagger(\omega) \rightarrow \hat{b}^\dagger(\omega) \exp(-i\omega\tau)$, wird dann der Zustand $|\Psi_{out}\rangle_{ab}$ hergeleitet. Die Koinzidenzwahrscheinlichkeit ergibt sich zu

$$3.14 \quad p_{ent} = \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \int d\omega_1 \int d\omega_2 f^*(\omega_1, \omega_2) f(\omega_1, \omega_2) \exp(i(\omega_1 - \omega_2)\tau)$$

Für spektral verschränkte Photonen, die durch SPCD von Pumpstrahlung bei $2\bar{\omega}$ erzeugt werden, gilt $\omega_1 + \omega_2 = 2\bar{\omega}$ (Energieerhaltung!). Durch diese spektrale Korrelation können die Frequenzen als $\omega_1 = \bar{\omega} - \omega$ und $\omega_2 = \bar{\omega} + \omega$ ausgedrückt werden. Durch Ersetzen von $f(\omega_1, \omega_2)$ in Formel **3.14** mit $g(\omega)$, das nur noch von ω abhängt, gilt

$$3.15 \quad p_{cw} = \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \int d\omega g^*(-\omega) g(\omega) \exp(i2\omega\tau)$$

Im Spezialfall einer gaußförmigen Amplitudenverteilung $g(\omega)$ des Spektrums mit Bandbreite $\Delta\omega$, ist die Fouriertransformierte $g'(\tau) = \exp(-(\Delta\omega \tau)^2/2)$.

Ausgewertet ergibt dies für die Koinzidenzrate mit einer Konstante C folgende Abhängigkeit:

3.16

$$K_{50:50} = \frac{C}{2} \cdot [1 - \exp(-(\Delta\omega \tau)^2)]$$

Für gleichzeitiges Auftreffen beider Photonen auf den Strahlteiler ($\tau = 0$) werden keine Koinzidenzen erwartet. Für sehr große Zeitabstände wird eine konstante, vom Zeitversatz unabhängige Koinzidenzrate beobachtet. Durch das Ansteigen der Koinzidenzen für größer werdende τ kann eine charakteristische Größe $1/\Delta\omega$, die Kohärenzzeit der Photonen, gemessen werden. Diese Kurve wird aufgrund des Verschwindens der Koinzidenzen Hong-Ou-Mandel-Dip (HOM-Dip) genannt.

In der experimentellen Realisierung verschwindet die Koinzidenzrate nicht völlig, sondern nimmt ein Minimum K_{\min} an. Die Sichtbarkeit des HOM-Dips kann mittels

3.17

$$V_{\text{HOM}} = \frac{K_{\max} - K_{\min}}{K_{\max}}$$

aus den Messdaten berechnet werden. Hierbei ist K_{\max} die Koinzidenzrate für $\tau \rightarrow \infty$ und K_{\min} die Koinzidenzrate für $\tau \rightarrow 0$.

4 Experimenteller Aufbau

Der experimentelle Aufbau für diesen Versuch besteht aus einer Photonenquelle, die Photonenpaare emittiert, der Strahlführung für die Photonen, einem fasergekoppelten Interferometer, einem fasergekoppelten Strahlteiler und der Messeinheit zum Zählen der Einzelphotonenraten und Koinzidenzen.

4.1 Die Photonenquelle

Als Strahlquelle wird der Aufbau vom ersten Versuchsteil verwendet, wobei durch Entfernen („parken“) der Lambda-Halbe-Platte aus dem Pumpstrahlengang Photonenpaare mit H -Polarisation erzeugt werden:

4.1

$$|V\rangle \rightarrow |H\rangle_s |H\rangle_i.$$

Die restlichen Eigenschaften der Photonenpaarquelle bleiben erhalten.

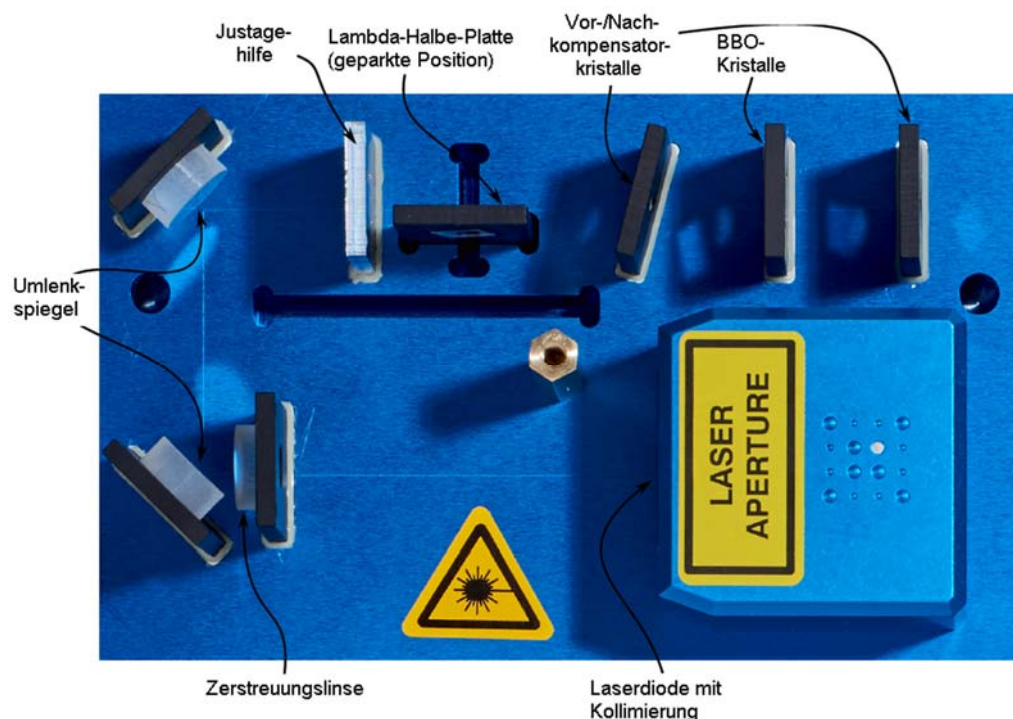
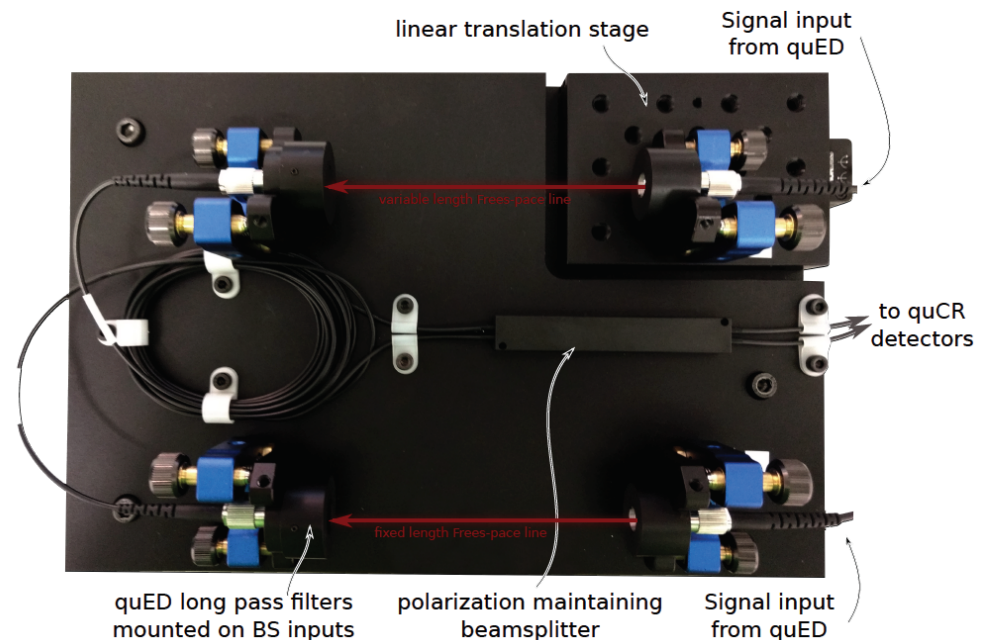


Bild 4: Aufbau der Verschränkte-Photonen-Quelle ohne Gehäuse und Ausgangsapertur [4].

Bild 6: Zwei-Photonen-Interferometer mit fasergekoppeltem Strahlteiler [6]



Die Fasern sind mit Faserkollimatoren in kinematischen Haltern gekoppelt. Diese dürfen nicht verstellt werden. Sie sind so eingestellt, dass ein guter räumlicher Überlapp der Photonen auf dem Strahlteiler vorliegt. Durch den Einsatz von polarisationserhaltenden Fasern wird sichergestellt, dass die Polarisation der Photonen nicht verändert wird, sodass sie miteinander interferieren können. Für genau diese lineare Polarisation ist der fasergekoppelte Strahlteiler ausgelegt, sodass hier ein Teilungsverhältnis von annähernd 50:50 vorliegt. Zur spektralen Einengung sind zwei Interferenzfilter vorhanden, die Transmissionsbandbreiten deutlich kleiner als die natürliche spektrale Breite der Photonen aufweisen. Ein Einbringen der Filter in den Strahlengang führt zu einem breiteren HOM-Dip.

Die Fasern, die am Interferometer angebracht sind, dürfen nicht entfernt werden. Ein Einkoppeln der Photonen aus dem Messstrahlengang muss über die Faserkoppler erfolgen, die an den Eingangsfasern des Interferometers angebracht sind (erkennbar an den hellgrünen Schutz-Kappen). Achten Sie auf die Markierungen an den Fasern, um die richtigen Fasern zusammen zu stecken.

Die Längenverstellung erfolgt durch eine differentielle Mikrometerschraube, mit der eine grobe Verstellung bis zu 20 mm als auch eine feine Verstellung mit Mikrometer-Auflösung durchgeführt werden kann.

Die Ausgangsfasern werden mit den Fotodetektoren des Koinzidenzzählers (Kap. 4.5) verbunden.

4.4 Der Faserstrahlteiler für die Korrelationsfunktion zweiter Ordnung

Der Strahlteiler ist fasergekoppelt. Der Eingang des Strahlteilers wird mit der Faser eines Messarms, die Ausgänge werden mit den Detektoren 1 und 2 verbunden.

4.5 Der Koinzidenzzähler

In der Kontrolleinheit befinden sich drei Photodetektoren (APDs), an die jeweils eine Faser angeschlossen werden kann.

Die Zeitpunkte der Ereignisse werden in der Kontrolleinheit miteinander verglichen. Wird innerhalb eines Zeitfensters Δt von 30 ns in zweien der APDs ein Signal gemessen, wird dies als Koinzidenz zwischen diesen gezählt. Eine Dreifach-Koinzidenz wird gezählt, wenn ein Signal in allen drei Detektoren registriert wird.

Durch die Auswertelogik können auch zufällige Koinzidenzen gemessen werden, das heißt zwei zueinander unverschränkte Photonen befinden sich innerhalb eines 30 ns dauernden Zeitfensters Δt . Der Erwartungswert für diese „falschen“ Koinzidenzen R_{false} kann wie folgt abgeschätzt werden:

$$4.2 \quad R_{false} = R_0 \cdot R_1 \cdot \Delta t$$

Dabei sind R_0 und R_1 die gemessenen Einzelzählraten an beiden Detektoren.

5 Durchführung

In diesem Kapitel werden zunächst die Schritte zur Durchführung der Messung Korrelationsfunktion zweiter Ordnung und anschließend zur zeitlichen Ununterscheidbarkeit von Photonen am Strahlteiler erläutert.

Hinweis: Sie haben in diesem Versuch genügend Zeit um Messungen ggf. mehrfach durchzuführen. Es ist empfehlenswert die Daten bereits während der Durchführung graphisch darzustellen und zu überlegen, ob Sie der Erwartung entsprechen und ob ggf. die Erwartung falsch war oder ein Fehler in der Durchführung unterlaufen ist.

5.1 Inbetriebnahme des Aufbaus

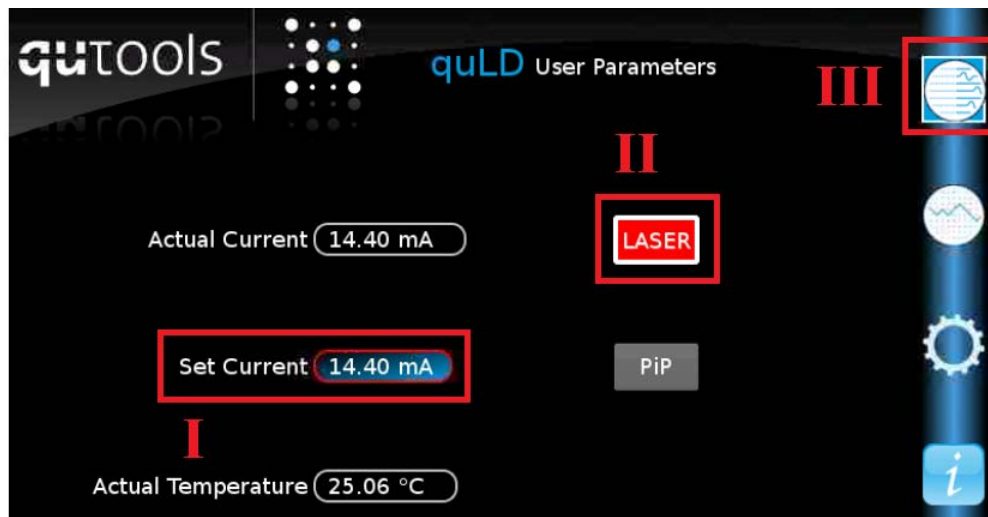
Überprüfen Sie, dass die Kontrolleinheit über ein Netzkabel mit Strom versorgt wird.



Bild 7: Vorderansicht der Kontrolleinheit wie in Teil1 mit zusätzlicher APD quSD (rechts).

Drehen Sie den Schlüsselschalter (Bild 7). Während das Gerät startet, werden zuerst die LEDs „Power“ blinken. Anschließend sollten die LEDs „Power“ kontinuierlich leuchten und die LEDs „Temp.“ (Bild 7) blinken. Dies bedeutet, dass die optimale Temperatur der APDs noch nicht erreicht ist. Warten Sie darauf, dass alle vier LEDs erlöschen. Der Aufbau ist dann einsatzbereit.

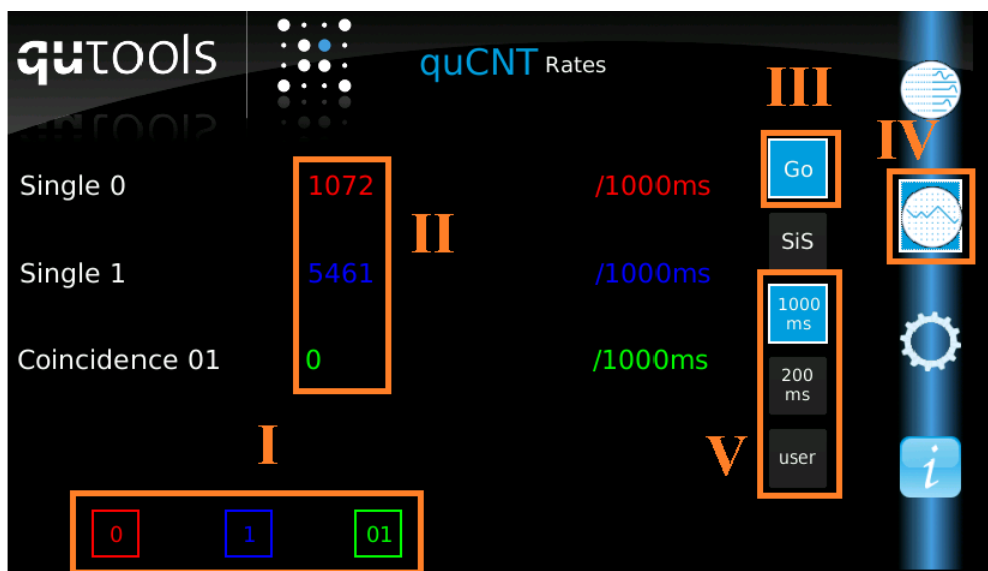
Bild 8: quLD-Fenster.
Fenster zur
Einstellung der
Laserdiodenparamet
er. (I) Stellstrom der
Laserdiode. (II)
Statusleuchte der
Laserdiode. (III)
Modulnavigator, der
oberste Knopf
korrespondiert zu
dem quLD-Fenster.



Wechseln Sie in das quLD-Fenster mithilfe von Knopf (III) in Bild 8.

Vergewissern Sie sich, dass der Deckel des Gehäuses der Photonenquelle geschlossen ist bevor Sie den Laser einschalten. Schalten Sie die Laserdiode mithilfe des roten Knopfschalters in Bild 7 ein. Stellen Sie nun den Stellstrom mithilfe des Drehknopfes auf 37,5 mA.

Bild 9: quCNT:
Zählratenfenster #1.
(I) Auswahl der
angezeigten
Zählraten der
Detektoren 0 und 1,
Koinzidenzrate 01.
(II) Gegenwärtige
Zählraten. (III) Startet
und stoppt
Datenaufnahme. (IV)
Knopf zur
Modulnavigation ins
quCNT Fenster und
zum Wechseln
zwischen
verschiedenen
quCNT-Anzeigen. (V)
Zeitbasis zur
Aufnahme von
Datenpunkten.



Stellen Sie die beiden Polarisatoren so ein, dass die Zählraten an beiden Detektoren (Single 0/1; II) in Bild 9) maximal sind. Kontaktieren Sie Ihren Betreuer, falls die Koinzidenzrate kleiner als 2500/s.

Wenn Sie den Diodenlaser ausschalten, drücken Sie zuerst den roten Laserdioden-Schalter **bevor** Sie den Schlüsselschalter zum Abschalten des gesamten Geräts drehen.

5.2 Kennlinie der Zählraten

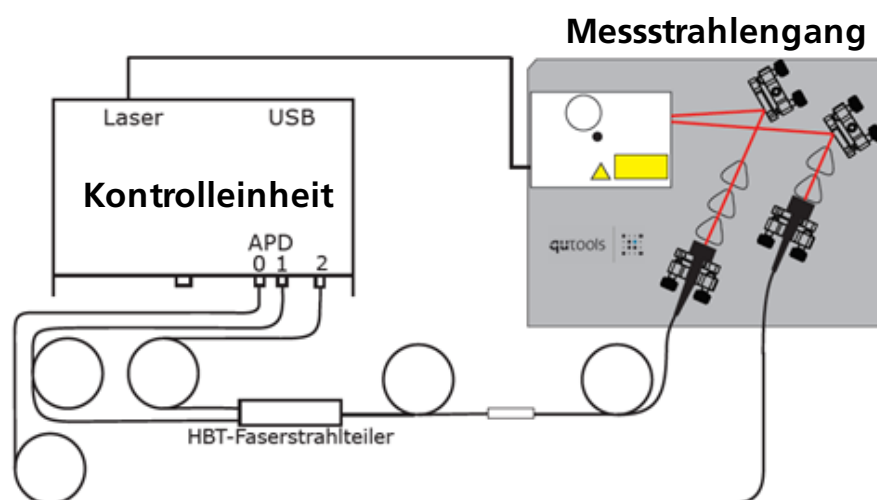
Stellen Sie sicher, dass Photonen im $|HH\rangle$ -Zustand emittiert werden.

Schalten Sie den Diodenlaser an. Stellen Sie die Polarisatoren auf maximale Transmission bei einem Strom von ca. 40 mA und 1 s Messzeit. Notieren Sie bei Variation des Stroms von 0 mA bis 45 mA die Einzelzählraten der beiden Detektoren und die Koinzidenzen.

5.3 Hanbury-Brown-Twiss Experiment zur Korrelation zweiter Ordnung

Entfernen Sie die Faser, die zum mittleren Detektor führt und verbinden die Faser mit der einzelnen optischen Faser (Input) zum fasergekoppelten Strahlteiler. Verbinden Sie dann die beiden Ausgänge (Output) des Strahlteilers mit dem mittleren (1) und rechten (2) Detektormodul der Kontrolleinheit (Bild 10).

Bild 10: Photonenpaarquelle mit eingebautem Strahlteiler [7]



Messen Sie die Einzelzählraten und die Koinzidenzzählraten bei Diodenströmen von 20, 30, 40 und 45 mA.

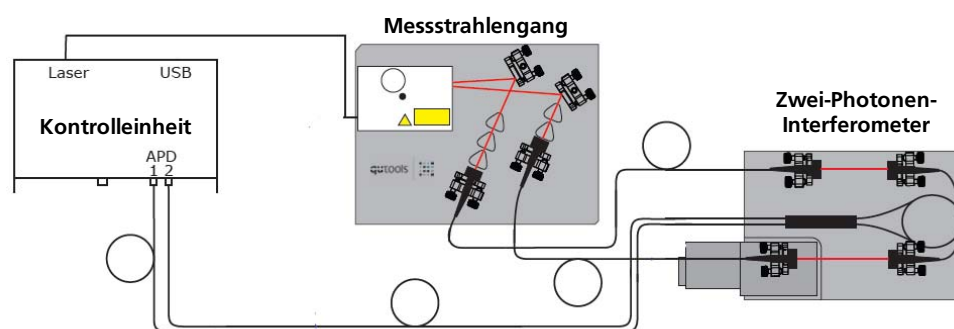
5.4 Zwei-Photonen-Interferometer

Für die nächste Messung wird das Zwei-Photonen-Interferometer eingebaut. Entfernen Sie dabei **niemals** eine Faser vom Aufbau des Zwei-Photonen-Interferometer, sondern immer nur an den Faserverbindern oder an den Detektormodulen.

Entfernen Sie die Fasern des HBT-Strahlteilers von den Detektormodulen. Entfernen Sie die Eingangsfasern, die vom Messarm kommt, vom HBT-Strahlteiler.

Verbinden Sie die Fasern dann mit den Faserkopplern der Eingänge vom Zwei-Photonen-Interferometer. Achten Sie darauf, die richtigen Fasern miteinander zu verbinden (siehe Markierung an den Fasern). Anschließend sollten die optischen Fasern wie in Bild 11 eingesteckt sein.

Bild 11:
Photonenpaarquelle
mit Zwei-Photonen-
Interferometer [6].



Stellen Sie den Diodenstrom auf 40 mA. Anschließend sollten Sie in der Kontrolleinheit Koinzidenzen sehen.

Ändern Sie durch Drehen der Mikrometerschraube die Verzögerung zwischen den beiden Photonen. Suchen Sie zunächst mit der groben Verstellung langsam nach einer deutlichen Verkleinerung der Koinzidenzrate. Diese sollte sich im Abstand weniger Millimeter von der Markierung befinden, die an der Verzögerungsstrecke angebracht ist. Scannen Sie anschließend den gefundenen HOM-Dip mit der feinen Stellschraube und verlängerter Integrationszeit ab. Messen Sie die Einzelzählraten und die Koinzidenzrate, bis Sie auf beiden Seiten des Dips konstante Zählraten sehen.

Wenn Sie mit der feinen Stellschraube scannen, ändern Sie währenddessen nicht die Richtung, in die Sie drehen. Wichtig: Drehen Sie die feine Stellschraube nie zu weit heraus. Wenn sich diese Stellschraube unerwartet leicht drehen lässt und viel Platz zwischen ihr und der groben Stellschraube ist,

drehen Sie nicht weiter! Drehen Sie dann zurück und fangen ggf. die Messung neu an.

Entfernen Sie jetzt die beiden Tiefpassfilter (siehe Bild 5) von den Einkopplern des Messstrahlengangs und führen Sie die Vermessung des HOM-Dips erneut durch.

Befestigen Sie die beiden Tiefpassfilter anschließend wieder an den Auskopplern.

5.5 Zwei-Photonen-Interferometer mit Hanbury-Brown-Twiss

Im nächsten Versuchsteil können Sie sich davon überzeugen, dass die Photonen den Strahlteiler immer als Paar verlassen. Dazu wird der Strahlteiler vom HBT-Versuch in einen der beiden Ausgänge vom Zwei-Photonen-Interferometer eingebaut.

Entfernen Sie die Faser von einem der beiden Fotodetektoren. Verbinden Sie diese Faser mit Faserkoppler und Strahlteiler aus Kap. 5.3 (Bild 12).

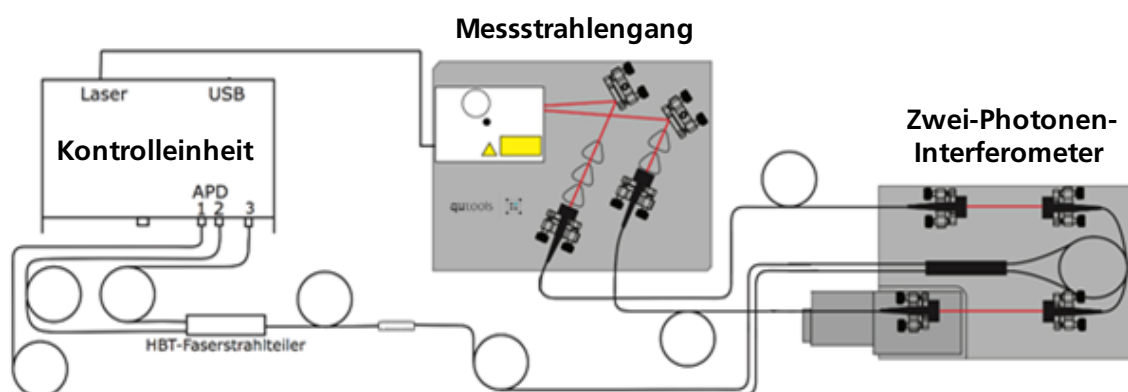


Bild 12: Photonenpaarquelle mit Zwei-Photonen-Interferometer und Strahlteiler [6].

Stellen Sie zunächst den Diodenstrom auf 40 mA. Variieren Sie die Verzögerungsstrecke mit der Mikrometerschraube wie in Kap. 5.4 und notieren Sie die Einzelzählraten 0, 1, 2 und Koinzidenzraten 01, 02, 12 und 012.

6 Auswertung

Es wird bei jedem nummerierten Auswertungsschritt davon ausgegangen, dass Sie eine Fehlerrechnung durchführen (und protokollieren), Sie diskutieren, ob das ausgewertete Teilergebnis Ihrer Erwartung entspricht (und warum) und dass Sie ggf. mögliche Gründe für Abweichungen diskutieren.

6.1 Kennlinie der Zählraten

Tragen Sie die Einzelzählraten und die Koinzidenzen in Abhängigkeit vom Diodenstrom auf. Was fällt auf?

6.2 Hanbury-Brown-Twiss Experiment zur Korrelation zweiter Ordnung

Berechnen Sie die Werte für $g^{(2)}(0)$ und $g_h^{(2)}(0)$ bei den von Ihnen gemessenen Diodenströmen. Was bedeuten Ihre Ergebnisse? Nutzen Sie Ihre Ergebnisse aus Kap. 6.1, um das Teilungsverhältnis des Strahlteilers zu berechnen. Stimmt es mit Ihrer Erwartung überein?

6.3 Zwei-Photonen-Interferometer

Tragen Sie die Zählraten und Koinzidenzen in Abhängigkeit von der eingestellten Verzögerung in ein gemeinsames Diagramm ein. Bestimmen Sie die Sichtbarkeit des HOM-Dips nach Formel **3.17** für die beiden Fälle (mit und ohne Tiefpassfilter). Berechnen Sie ebenfalls für beide Fälle die Kohärenzlänge der Photonen.

6.4 Zwei-Photonen-Interferometer mit Hanbury-Brown-Twiss

Tragen Sie die gemessenen Einzelzählraten und Koinzidenzen in Abhängigkeit von der eingestellten Verzögerung in ein gemeinsames Diagramm ein. Was bedeutet Ihr Ergebnis?

7 Fragen zum Selbsttest

- Welche Gefahren bestehen beim Umgang mit Lasern?
- Wie wird die Photonenquelle richtig ausgeschaltet?
- Welche Fasern dürfen Sie nicht abstecken?
- Welcher Effekt tritt bei der Interferenz zweier Bosonen an einem Strahlteiler auf?
- Welche Eigenschaft müssen die beiden Photonen am Strahlteiler haben und wie verändern Sie diese im Versuch?
- Welche Werte für $g^{(2)}(0)$ erwarten Sie für eine Einzelphotonenquelle, für Laserlicht und für thermisches Licht?
- Konnten Sie alle Verständnisfragen im Text beantworten?