

Untersuchung von Photoneninterferenz mit Photonenpaaren aus einem optisch parametrischen Oszillator

BACHELORARBEIT

zur Erlangung des akademischen Grades
Bachelor of Science
(B. Sc.)
im Fach Physik



eingereicht an der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät I
Institut für Physik
Humboldt-Universität zu Berlin

von

Roberto Mottola

geboren am 27.02.1990 in Starnberg

Gutachter:

1. *Prof. Dr. Oliver Benson*
2. *Prof. Achim Peters, Ph.D.*

eingereicht am: 15. Februar 2013

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	1
1 Theoretische Grundlagen	5
1.1 Nichtlineare Optik	5
1.1.1 Grundlagen	5
1.1.2 Spontane parametrische Fluoreszenz	6
1.1.3 Phasenanpassung in nichtlinearen Kristallen	8
1.2 Hong-Ou-Mandel Effekt	11
1.2.1 Theoretische Betrachtungen zum HOM-Effekt bei kollinear spontaner parametrischer Fluoreszenz Typ II	13
2 Photonenpaarerzeugung mit SPDC Typ II	19
2.1 Vorbereitungen für das Experiment	20
2.1.1 Spontane parametrische Fluoreszenz in PPKTP	20
2.1.2 Temperaturabhängige Frequenzentartung	21
2.2 Hong-Ou-Mandel Dip	22
2.2.1 Abhängigkeit des Hong-Ou-Mandel Dips von dem Winkel zwi- schen den Polarisationen beider Photonen	24
2.2.2 Abhängigkeit des Hong-Ou-Mandel Dips von der Kristalltem- peratur	26
3 Erzeugung identischer Photonenpaare mit einem breitbandigen drei- fachresonanten OPO	27
3.1 Aufbau des OPO	27
3.1.1 Kompensationskristall	30
3.1.2 Stabilisierung des Resonators	31
3.1.3 Bestimmung der Resonatorlänge mit Hilfe dopplerfreier Cäsium- Sättigungsspektroskopie	31
3.2 Koinzidenzen	32
3.2.1 Abhängigkeit von der Pumpleistung	32
3.2.2 Signal-Idler Intensitätskorrelation	34
3.3 Hong-Ou-Mandel Dip	35
3.3.1 Temperaturabhängigkeit	36
3.4 Hong-Ou-Mandel Dips zweiter Ordnung	39
4 Diskussion	41
4.1 Zusammenfassung	41
4.2 Ausblick	42
Literaturverzeichnis	45

Einleitung

Anfang der 80er Jahre wurden von R. Feynman und D. Deutsch die Konzepte des Quantencomputers und des Quantennetzwerkes eingeführt [Fey82, Deu85], was den Entstehungszeitpunkt eines neuen Teilgebietes der Quantenphysik auszeichnet - die Quanteninformationsverarbeitung. Eine fundamentale Rolle spielt hierbei das *Qubit* (Quanten-Bit) [NC10]. Pendant zum analogen Bit als kleinste Informationseinheit setzt es sich aus der kohärenten Überlagerung der Basiszustände $|0\rangle$ und $|1\rangle$ zusammen. Es können viele verschiedene Zweizustandssysteme für die Realisierung von Qubits verwendet werden [NC10, MRT⁺02], die üblichsten sind jedoch der (Kern-) Spin (z.B. von einzelnen Atomen oder Ionen) und die Polarisierung (z.B. von einzelnen Photonen). Man unterscheidet stationäre (engl. *stationary*) von fliegenden (engl. *flying*) Qubits. Erstere bestehen meist aus atomaren oder Festkörpersystemen und sollen als Informationsspeicher dienen, letztere werden zur Übertragung von Informationen verwendet.

Photonen zeichnen sich besonders aus, um als fliegende Qubits benutzt zu werden, da diese eine stabile Kodierung erlauben, weil sie nicht miteinander wechselwirken. Sie eignen sich außerdem ganz gut, um in Glasfasern übertragen zu werden. Auch haben sie eine wichtige Rolle in der Quantenkryptographie. 1984 haben C. H. Bennet und G. Brassard das BB84-Protokoll [BB84] vorgeschlagen, welches den abhörsicheren Schlüsselaustausch für die verschlüsselte Kommunikation ermöglicht. Unter Verwendung der Photonenpolarisation als Qubit wurde das Protokoll erstmals erfolgreich demonstriert [BBB⁺92]. Experimente [GYS04] zeigen jedoch, dass die erfolgreiche Übertragung von Photonen in Glasfasern durch Absorption und Streuung auf Entfernungen von ~ 100 km beschränkt ist und sich voraussichtlich nicht in vorhersehbarer Zeit deutlich verbessern wird.

Aufgrund des Quantenklonverbotes [WZ82] kann der Zustand eines Quantensystems nicht kopiert werden und somit auch nicht die von einem Qubit getragene Information. Es ist also nicht möglich, wie in der klassischen Kommunikation einen sogenannten Repeater zu entwerfen, der das Signal misst und verstärkt. Zur Übertragung der Quanteninformation bietet sich das Verfahren der Quantenteleportation [BBC⁺93, BPM⁺97] an. Die einzige Einschränkung des Protokolls der Quantenteleportation ist, dass sich Sender und Empfänger, zusätzlich zu einem klassischen Kommunikationsweg, ein verschränktes Photonenpaar teilen müssen. Das Problem kann gelöst werden, indem Quantenrepeater [BDCZ98] entwickelt werden, die auf dem Prinzip der Verschränkungsvertauschung (engl. *entanglement swapping*) [PBWZ98] basieren. Hierfür wird ein Netzwerk an Repeaterstationen benötigt, die in einem Abstand aufgebaut werden, der die Übertragung von Quanteninformation mittels einzelner Photonen noch zulässt. Der Grundgedanke ist, dass jeder Repeater zunächst eine Verschränkung zwischen benachbarten Stationen aufbaut. Verschränkung kann durch sukzessive Verschränkungsvertauschung weiter gereicht werden bis die erste mit der letzten Station verschränkt ist.

Mit Hilfe dieses verschränkten Systems kann nun Information mittels Quantenteleportation übermittelt werden. Mit diesen Voraussetzungen ist es möglich, die gewünschte Quanteninformation über beliebige Entfernungen zu verschicken.

Um eine solche Art der Quantenkommunikation zu ermöglichen, ist jedoch eine gewaltige Infrastruktur notwendig. Deshalb wird versucht, von bereits vorhandener Infrastruktur (z.B. Telekom Glasfasern) Gebrauch zu machen und diese nachhaltig und modular zu entwickeln. Eine Anforderung, um eine solche Modularität zu erreichen, ist, dass die Repeaterstationen von der jeweiligen Realisierung der Einzelphotonenquellen unabhängig funktionieren müssen.

Essenziell für das Gelingen der Verschränkungsvertauschung ist, dass die Photonen verschiedener Quellen in allen Freiheitsgraden ununterscheidbar sein müssen. Das erste große Ziel im Rahmen des BMBF-Projektes *QuaHl-Rep* (Quanten-Repeater-Plattformen auf der Basis von Halbleitern) ist es, dies zu erreichen. Exemplarisch sind hierzu zwei unterschiedliche Prozesse zur Erzeugung von Einzelphotonen ausgewählt worden: die spontane parametrische Fluoreszenz (*spontaneous parametric down conversion*, SPDC) [BH68] und die Emission durch Quantenpunkte [SPSY01]. Mit diesen beiden Quellen soll die Ununterscheidbarkeit erreicht werden. Bei der SPDC handelt es sich um eine der beliebtesten Prozeduren zur Erzeugung von Photonenpaaren in der Quantenoptik. Mit dieser konnten viele wichtige Experimente durchgeführt werden [HOM87, PBWZ98, KMW⁺95]. Quantenpunkte sind hingegen vielversprechende Photonenquellen aus Halbleitermaterialien. Sie lassen sich leicht in größere Strukturen integrieren und können sogar durch elektrische Pulse zur Emission einzelner Photonen angeregt werden [SPSY01]. Beim Herstellungsprozess von Quantenpunkten wurden bereits Techniken entwickelt, die die Kontrolle über deren Ausmaße und somit über deren Emissionseigenschaften bieten [UBB⁺08].

Bei diesen zwei Quellen sind die meisten Freiheitsgrade der erzeugten Photonen heutzutage relativ einfach zu manipulieren: die Wellenlänge, die Polarisierung und die räumlichen Moden. Einen größeren Aufwand bereitet es jedoch, die Form des Wellenpaketes und somit die Bandbreite zu beeinflussen.

Die von Quantenpunkten abgestrahlten Photonen haben eine Bandbreite von 1-10 GHz [BGL98]. Das Emissionsspektrum der SPDC Typ II weist hingegen typischerweise eine Bandbreite in der Größenordnung von 100 GHz auf [Sch09]. Die Fluoreszenzphotonen lassen sich normalerweise aufgrund der schlechten räumlichen Mode nur schwer in Fasern koppeln oder mit einem Etalon bzw. einem Fabry-Perot Resonator filtern. Die Photonen der zwei Quellen sind somit von sich aus deutlich unterscheidbar. Lässt man jedoch die SPDC in einem Resonator stattfinden, so kann man die spektralen Eigenschaften der erzeugten Photonen manipulieren. Diese Baugruppe wird optisch parametrischer Oszillator (OPO) genannt. Die Konversionseffizienz nimmt durch den Resonator zu und die Struktur des Fluoreszenzspektrums wird kammförmig [Boy03]. Dadurch ist sie besser zu filtern, weil sich jeweils mehr Photonen in einem schmalen Frequenzbereich befinden. Es bietet sich also an, einen OPO zu bauen und sowohl diese als auch die Photonen aus dem Quantenpunkt spektral zu filtern. Dadurch kann die Ununterscheidbarkeit dieser beiden Quellen erreicht werden. Dies ermöglicht in weiteren Experimenten eines der Photonen aus dem SPDC-Paar z.B. mit dem Spin eines Quantenpunktes durch Verschränkungsvertauschung zu verschränken.

Ziel dieser Arbeit war es, einen dreifachresonanten OPO, der die gleichzeitige Resonanz vom Pumpfeld und den Fluoreszenzfeldern ermöglicht, mit einer Linienbreite

von rund 100 MHz aufzubauen und zu charakterisieren. Mit periodisch gepoltem Kalium-Titanyl-Phosphat (PPKTP) als Konversionskristall sollten mittels entarteter SPDC identische Photonenpaare erzeugt werden. Die Verwendung eines nicht phasenangepassten, um 90° gedrehten KTP-Kompensationskristalls zusätzlich zu dem PPKTP Konversionskristall ist essenziell zur Einstellung der Resonanzen der Fluoreszenzfelder. Die Wahl der Wellenlänge der Fluoreszenzfelder bei der Cäsium D1 Linie (894,3 nm) [Ste10] ist sehr vorteilhaft. Zum einen wird die Interaktion mit auf Cäsiumatomen basierenden Quantenspeicher erleichtert. Zum anderen emittieren viele Quantenpunkte im nahen infraroten Bereich [SCS⁺12], wodurch die Auswahl an geeigneten Photonenquellen hoch ist. Ein Hong-Ou-Mandel (HOM) Interferometer ist zur Untersuchung der Ununterscheidbarkeit der Fluoreszenzphotonen aufgebaut worden. Der damit zu beobachtende HOM-Effekt ist für den Fall der SPDC mit und ohne OPO-Resonator vermessen worden. Zudem ist seine Abhängigkeit von verschiedenen Freiheitsgraden des Versuchsaufbaus (Kristalltemperaturen, Polarisation der Photonen) untersucht worden. Zusätzlich sind zur Überprüfung der Messungen noch für den Fall der SPDC ohne OPO die theoretischen Erwartungen für den verwendeten Aufbau hergeleitet worden.

Aufbau der Arbeit

Das erste Kapitel fängt mit der Darstellung nichtlinearer Frequenzkonversionsprozesse zweiter Ordnung an, wobei der Schwerpunkt auf die Beschreibung der spontanen parametrischen Fluoreszenz gelegt wird. Als nächstes wird ein Überblick über verschiedene Phasenanpassungstechniken in nichtlinearen Kristallen gegeben. Es folgt eine ausführliche Beschreibung des Hong-Ou-Mandel Effekts, welcher zur Überprüfung der Ununterscheidbarkeit von Photonen eingesetzt wird. Im letzten Abschnitt wird dann eine Theorie zur Beschreibung des HOM-Effekt bei SPDC Typ II ohne OPO hergeleitet.

Im zweiten Kapitel werden die durchgeführten Experimente zur Photonenpaarerzeugung mit SPDC ohne OPO beschrieben. Zunächst wird der experimentelle Aufbau des HOM-Interferometers erläutert. Es folgen die Vorteile des gewählten Kristalls und die Ermittlung der Entartungstemperatur. Anschließend werden die Ergebnisse der Messungen des HOM-Effekts selbst präsentiert. Dieser wird in Abhängigkeit des Ankunftszeitunterschiedes, der Polarisation und der Kristalltemperatur untersucht.

Das dritte Kapitel handelt von den optisch parametrischen Oszillator. Es beginnt mit der Charakterisierung des Resonators. Anschließend wird die Funktion des Kompensationskristalls und der Stabilisierungstechnik vertieft. Im Anschluss wird die verwendete Methode zur Ermittlung der Resonatorlänge erläutert. Als nächstes wird die Abhängigkeit der Koinzidenzenrate von der Pumpleistung ermittelt und die Signal-Idler Korrelationsfunktion aufgenommen. Schließlich wird der HOM-Effekt mit dem OPO untersucht. Hierbei wird die Abhängigkeit des HOM-Dips von der Temperatur des Kompensationskristalls untersucht und das Phänomen der HOM-Dips zweiter Ordnung präsentiert.

Die Arbeit schließt mit einer Zusammenfassung der Ergebnisse und einem Ausblick mit sowohl kurz- als auch langfristigen Zielen ab.

1. Theoretische Grundlagen

1.1 Nichtlineare Optik

Die nichtlineare Optik ist ein Feld der Optik, das sich mit Phänomenen auseinandersetzt, bei denen kein linearer Zusammenhang zwischen dem äußeren elektrischen Feld \mathbf{E} und der Polarisation \mathbf{P} des verwendeten dielektrischen Mediums besteht. Optische Nichtlinearität kann gezielt eingesetzt werden, um Effekte wie z.B. die Veränderung der optischen Eigenschaften eines Mediums anhand der Anwesenheit von Licht (z.B. Selbstfokussierung) oder die Umwandlung von Photonen einer bestimmten Wellenlänge in mehrere Photonen unterschiedlicher Wellenlängen zu bewirken [Boy03]. Letztere Art von Effekten ist ausschlaggebend für die Beschreibung der Prozesse, die im Rahmen der Experimente dieser Arbeit stattgefunden haben.

1.1.1 Grundlagen

In der linearen Optik werden jene Prozesse betrachtet, bei denen sich die Polarisation eines Mediums proportional zum angelegten elektrischen Feld verhält und durch

$$\mathbf{P}(t) = \epsilon_0 \chi \mathbf{E}(t) \quad (1.1)$$

beschrieben werden kann, wobei die Proportionalitätskonstante χ die elektrische Suszeptibilität und ϵ_0 die Dielektrizitätskonstante des Vakuums ist. Es existieren jedoch auch optische Medien, bei denen diese Näherung nicht gültig ist. Die nichtlineare Optik beschäftigt sich demnach mit Effekten, bei denen die Polarisation nicht linear von dem angelegten elektrischen Feld abhängt, sondern als Potenzreihe mit (1.1) als ersten Term, aufgefasst werden kann:

$$\mathbf{P}(t) = \epsilon_0 \left(\chi^{(1)} \mathbf{E}(t) + \chi^{(2)} \mathbf{E}^2(t) + \chi^{(3)} \mathbf{E}^3(t) + \dots \right). \quad (1.2)$$

Die Größe $\chi^{(n)}$ wird nichtlineare Suszeptibilität n-ter Ordnung genannt und ist mathematisch durch einen Tensor $(n+1)$ -er Ordnung beschrieben. Die Suszeptibilitäten höherer Ordnung sind schwerer nachzuweisen, dazu sind hoch empfindliche Messinstrumente oder große Intensitäten notwendig, sodass nichtlineare Phänomene erst Anfang der 60er Jahre nach der erfolgreichen Inbetriebnahme der ersten Laser beobachtet worden sind [FHPW61].

Bei dem für diese Arbeit ausschlaggebendem Prozess, der spontanen parametrischen Fluoreszenz (SPDC), handelt es sich um einen nichtlinearen Effekt zweiter Ordnung, verursacht durch den Term, der $\chi^{(2)}$ enthält. Deshalb können in dieser Arbeit alle Terme höherer Ordnungen ($n > 2$) vernachlässigt werden.

In Kristallen mit Inversionssymmetrie, verschwindet das $\chi^{(2)}$, sodass nur 21 von insgesamt 32 Kristallklassen als Medien für nichtlineare Effekte zweiter Ordnung in Frage kommen [Boy03]. Weitere Symmetrieeigenschaften des verwendeten Kristalls

können zu Vereinfachungen führen. Von den 27 Komponenten $\chi_{i,j,k}^{(2)}$ (mit $i, j, k = x, y, z$) sind bei einem Kristall mit orthorhombisch-pyramidaler Struktur, wie z.B. Kalium-Titanyl-Phosphat (KTP), nur 7 ungleich Null [Pir10].

Das angelegte elektrische Feld erzeugt eine zeitabhängige Polarisation, welche neue Komponenten des elektromagnetischen Feldes erzeugen kann und ist somit die Ursache nichtlinearer optischer Phänomene. Dies lässt sich gut veranschaulichen, wenn der einfache Fall der Überlagerung zweier ebener Wellen an einem festen Punkt betrachtet wird:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_1 \cos(\omega_1 t) + \mathbf{E}_2 \cos(\omega_2 t). \quad (1.3)$$

Der Beitrag zweiter Ordnung der Polarisation $\mathbf{P}^{(2)}$ weist bei diesem elektrischen Feld folgende vier Frequenzanteile auf:

$$\begin{aligned} \mathbf{P}^{(2)}(t) = & \frac{1}{2} \epsilon_0 \chi^{(2)} \left[\underbrace{E_1^2 + E_2^2}_{\text{konstant}} + \underbrace{E_1^2 \cos(2\omega_1 t) + E_2^2 \cos(2\omega_2 t)}_{\text{SHG}} \right. \\ & \left. + \underbrace{2E_1 E_2 \cos(\omega_1 t + \omega_2 t)}_{\text{SFG}} + \underbrace{2E_1 E_2 \cos(\omega_1 t - \omega_2 t)}_{\text{DFG}} \right]. \end{aligned} \quad (1.4)$$

Die zwei ursprünglichen elektrischen Wellen bilden somit in nichtlinearen Medien gemischte Wellen, welche mit neuen Frequenzen schwingen. Der Beitrag zweiter Ordnung der Polarisation besteht aus einem Anteil, der mit der doppelten Frequenz $2\omega_{1,2}$ (*second harmonic generation*, SHG), einem der mit der Summenfrequenz (*sum frequency generation*, SFG) und einem der mit der Differenzfrequenz (*difference frequency generation*, DFG) schwingt. Üblicherweise ist nur eine dieser Frequenzkomponenten vorhanden, weil die anderen nur mit einer vernachlässigbaren Intensität emittiert werden. Die effiziente Erzeugung eines Feldes durch die Polarisation kann nur dann stattfinden, wenn bestimmte Phasenanpassungsbedingungen, welche in Abschnitt 1.1.3 genauer beschrieben werden, erfüllt werden. Im Allgemeinen können diese Bedingungen nur für jeweils eine der Frequenzkomponenten erfüllt werden [Boy03].

1.1.2 Spontane parametrische Fluoreszenz

Parametrische Prozesse

Als parametrisch bezeichnet man jene Prozesse, bei denen der quantenmechanische Endzustand des nichtlinearen Mediums und dessen Anfangszustand identisch sind. Bei solch einem Prozess kann also die Elektronenpopulation nach der Energie-Zeit-Unschärferelation nur für das Zeitintervall Δt aus dem Grundzustand in einen virtuellen Zustand verschoben werden. Prozesse, bei denen hingegen ein Elektronenübergang zwischen verschiedenen realen Zuständen stattfindet, werden nichtparametrisch genannt. Parametrische Prozesse können durch eine reelle Suszeptibilität beschrieben werden und für diese gilt stets die Photonenenergieerhaltung [Boy03].

Spontane parametrische Fluoreszenz

Bei dem Prozess der DFG wird eine Welle erzeugt, dessen Frequenz ω_3 der Differenz der Frequenzen der angelegten Felder gleicht (Abbildung 1.1 (a)). Die Energieerhaltung schreibt vor, dass bei dem Prozess für jedes Pumpphoton mit der Frequenz ω_1 ein Photon mit der Frequenz ω_2 und eins mit der Frequenz $\omega_3 = \omega_1 - \omega_2$ erzeugt werden muss; im Photonenbild spricht man hierbei von Photonenpaarerzeugung [Boy03]. Dieser Prozess kann anhand eines Energieniveauschemas (Abbildung

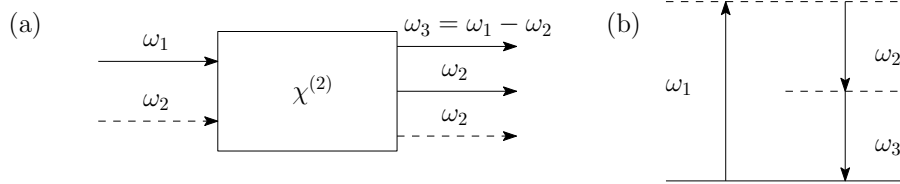


Abbildung 1.1: (a) Bei der DFG wird ein Feld erzeugt, dessen Frequenz der Frequenzdifferenz der beiden angelegten Felder entspricht. Hierfür werden zwei Strahlen mit den Frequenzen ω_1 und ω_2 , wobei $\omega_1 > \omega_2$ gilt, auf das nichtlineare Medium gerichtet. Durch den Prozess wird das Feld mit ω_1 absorbiert und das eingestrahlte Feld mit der niedrigeren Frequenz ω_2 zusätzlich verstärkt. Es entsteht ein Feld mit ω_3 , wobei aus der Energieerhaltung $\omega_3 = \omega_1 - \omega_2$ folgt. Der Prozess kann auch dann stattfinden, wenn das ω_2 Feld nicht angelegt wird. In diesem Fall sind die erzeugten Felder viel schwächer, man spricht von spontaner parametrischer Fluoreszenz (SPDC); (b) Durch das Energieniveauschema lässt sich der Prozess gut veranschaulichen. Ein Atom des nichtlinearen Mediums absorbiert ein Photon mit der Frequenz ω_1 und wird dadurch in ein virtuelles Niveau angeregt. Dieses Energieniveau relaxiert durch eine Zweiphotonenemission, die durch die Anwesenheit des ω_2 Feldes stimuliert wird (DFG). Ist kein ω_2 Feld vorhanden (SPDC), so werden die Felder durch spontane Zweiphotonenemission erzeugt. Da dieser Vorgang viel unwahrscheinlicher ist als die stimulierte Emission, sind die Felder im Fall der SPDC schwächer.

1.1 (b)) veranschaulicht werden: Ein Photon mit der Frequenz ω_1 wird zunächst absorbiert, wodurch das System in ein virtuelles Niveau angeregt wird. Durch ein Photon mit der Frequenz ω_2 des angelegten Feldes wird die Emission eines ω_3 - und eines weiteren ω_2 -Photons stimuliert. Somit wird bei der DFG also auch das angelegte Feld mit der niedrigeren Frequenz verstärkt. Von C. K. Hong et. al. ist gezeigt worden, dass die beiden Photonen innerhalb eines Zeitintervalls von der Größenordnung von 100 fs erzeugt werden. Alle bisherigen Messungen waren jedoch von dem zeitlichen Auflösungsvermögen der verwendeten Einzelphotonendetektoren beschränkt, sodass vermutet wird, dass diese in noch kleineren zeitlichen Abständen, wenn nicht sogar gleichzeitig, generiert werden [HOM87].

Die Amplituden beider erzeugter Wellen weisen ein monotonen Wachstumsverhalten auf (Abbildung 1.2 (a)), da die Anwesenheit von Photonen der Frequenz ω_2 bzw. ω_3 im nichtlinearen Medium zur Abstrahlung weiterer Photonen der Frequenz ω_3 bzw. ω_2 anregt. Dieses Phänomen wird parametrische Verstärkung genannt [Boy03].

Der oben beschriebene Vorgang kann auch ohne das Anlegen eines Feldes mit der Frequenz ω_2 stattfinden. Hierbei ist die Intensität des erzeugten Feldes niedriger und die Erzeugungsrate der Photonen nimmt stark ab, da das System jetzt nur durch spontane 2-Photon-Emissionen in den Grundzustand relaxiert [Boy03]. Unter diesen Umständen wird der Prozess spontane parametrische Fluoreszenz genannt. Der einfallende Strahl mit Frequenz ω_1 wird üblicherweise als Pumpstrahl (engl. *pump*) bezeichnet. Oft wird das erzeugte Photon mit der erwünschten Frequenz als *Signal*- und das andere, in einigen Fällen ungewollte, als *Idler*photon bezeichnet [Boy03]. Es handelt sich hierbei aber nicht um eine universell verwendete Konvention.

Signal und Idler sind durch die Systemkonfiguration in verschiedenen Freiheitsgraden - Polarisation, Frequenz und Phase - korreliert. Dabei legen Energie- und Im-

pulserhaltung die Ausbreitungsrichtung und die Frequenz des Photonenpaares fest [Koc09].

Man unterscheidet zwischen zwei verschiedenen Arten der SPDC: Ist die Polarisation der Signal- und Idlerphotonen parallel zueinander, so spricht man von SPDC Typ I, ist sie hingegen orthogonal, wird sie als Typ II bezeichnet [Ou07].

Platziert man zusätzlich noch für die Signal- und/oder die Idlerfrequenz hochreflektive Spiegel vor und hinter dem nichtlinearen Medium, so erhält man einen optischen Resonator, durch welchen die Konversionseffizienz aufgrund der parametrischen Verstärkung erhöht wird. Zusätzlich werden die Spektren von Signal und Idler verändert und bekommen die für optische Resonatoren übliche Kammstruktur. Eine solche Baugruppe wird OPO genannt [Boy03].

1.1.3 Phasenanpassung in nichtlinearen Kristallen

Als Phasenanpassung versteht sich der Prozess, den nichtlinearen Kristall so auszurichten, dass die Impulserhaltung erfüllt ist. Dafür muss im Kristall die Bedingung

$$\mathbf{k}_p = \mathbf{k}_s + \mathbf{k}_i \quad (1.5)$$

erfüllt sein. L ist die Kristalllänge und die Indizes p, s, i stehen entsprechend für Pumpe, Signal und Idler. Die Intensität der bei nichtlinearen Prozessen erzeugten Felder variiert mit der Fehlanpassung des Wellenvektors. Anhand von

$$E \propto \frac{\sin(\Delta k L/2)}{\Delta k L/2} L \quad (1.6)$$

[Por11], wobei $\Delta k = k_p - k_s - k_i$ und L die Länge des Kristalls ist, kann erkannt werden, wie drastisch das erzeugte elektrische Feld von der Phasenanpassung abhängt. Um also eine effiziente Konversion der Grundwelle im Kristall zu erzielen, muss gewährleistet sein, dass die einzelnen emittierten Photonen konstruktiv zu einer makroskopischen Welle interferieren. Dies wird genau dann erreicht, wenn für die Phasenfehlanpassung $\Delta k = 0$ gilt [Koc09].

Im Folgenden wird der Fall der entarteten SPDC mit $\omega_p = 2\omega_s$ betrachtet. Um die maximale Konversionseffizienz zu erhalten, muss die Fehlanpassung verschwinden

$$\Delta k = k_{\omega_p} - 2k_{\omega_{p/2}} = \frac{\omega_p}{c} \left(n(\omega_p) - n(\omega_{p/2}) \right) = 0. \quad (1.7)$$

In [Tav07] wird beschrieben, dass die Konversion am effizientesten ist, wenn eine feste Phasenbeziehung Φ zwischen Pumpe, Signal und Idler besteht und

$$\Phi = \phi_p - \phi_s - \phi_i = -\frac{\pi}{2} \quad (1.8)$$

beträgt. ϕ_p , ϕ_s und ϕ_i sind entsprechend die Phasen von Pumpe, Signal und Idler. Zum Startpunkt der SPDC ist dies immer erfüllt, da das Idlerfeld die Phase $\phi_i(0) = \phi_p(0) - \phi_s(0) + \frac{\pi}{2}$ annimmt. Die spektrale Phase nimmt mit der zurückgelegten Entfernung im Kristall entsprechend der Phasenfehlanpassung Δk zu. Ein Wechsel der Phase zwischen den parametrischen Feldern würde den Energiefluss zum Pumpfeld invertieren, bevor dieses komplett abgebaut wird (dies geschieht nur

im phasenangepassten Fall) [Tav07]. Ist somit die Bedingung $\Delta k = 0$ nicht erfüllt, so wird der Energiefluss von Signal und Idler nach der Kohärenzlänge

$$l_C = \frac{\pi}{\Delta k} = \frac{\lambda_p}{2 \left(n(\omega_p) - n(\omega_{p/2}) \right)} \quad (1.9)$$

zum Pumpfeld umgekehrt [Tav07]. Die erzeugten Felder würden also in das eingestrahlte Feld zurückkonvertieren. Aus Gleichung 1.7 folgt, dass für die erfolgreiche Phasenanpassung

$$n(\omega_p) = n(\omega_{p/2}) \quad (1.10)$$

gelten muss. Diese Bedingung ist in einem isotropen Medium aufgrund der normalen Dispersion, die $n(\omega_p) > n(\omega_{p/2})$ vorschreibt, jedoch nicht erfüllbar. Um dieses Problem zu umgehen, wird üblicherweise auf doppelbrechende Medien zurückgegriffen. Typischerweise kann die Phasenanpassung durch folgende zwei Methoden erreicht werden.

Kritische Phasenanpassung

Über die Ausrichtung des Konversionskristalls kann, im doppelbrechenden Fall, der Brechungsindex für das Signal- und Idlerphoton einzeln variiert werden. Hierdurch bietet es sich an, die Phasenanpassungsbedingungen über den Einfallswinkel des Pumpstrahls zu erfüllen (zur Vertiefung siehe [Boy03]). Diese Methode ist jedoch sehr empfindlich gegenüber kleinen Ausrichtungsfehlern, daher die Bezeichnung *kritisch*. Es gibt nur einen beschränkten Akzeptanzbereich von Strahlenwinkel, bei dem die kritische Phasenanpassung funktioniert. Üblicherweise wird diese Technik nicht in Verbindung mit optischen Resonatoren verwendet, da eine Veränderung des Einfallswinkels eine Nachjustierung des Resonators mit sich bringen würde. Durch das räumliche Auseinanderlaufen (engl. *Walkoff*), welches bei der kritischen Phasenanpassung so gut wie unumgänglich ist [Boy03], müssten die Resonatorspiegel nachträglich justiert werden, um zu verhindern, dass einer der Strahlen den Resonator verlässt.

Unkritische Phasenanpassung

Zusätzlich zu der Kristallausrichtung kann die Temperatur zum Erreichen der Phasenanpassung variiert werden [Boy03]. Hierzu müssen aber die Brechungsindizes des verwendeten Kristalls eine unterschiedliche Temperaturabhängigkeit haben. Die Anpassung über die Kristalltemperatur bietet sich zur Feineinstellung der Phasenanpassung von Kristallen, die sich in einem optischen Resonator befinden, an, da bei dieser keine Nachjustierung wie im kritischen Fall notwendig ist.

Quasi-Phasenanpassung

Am günstigsten bei der Benutzung von Resonatoren und somit für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Experimente mit dem OPO ist die Verwendung folgender Technik. Anfang der 60er Jahre [ABDP62] wurde sie zum ersten mal vorgeschlagen und ab den 90er Jahren, mit der Entwicklung neuer Herstellungsmethoden von periodisch gepolten Kristallen, hat sich die Technik der Quasi-Phasenanpassung etabliert [YNSW93]. Diese Kristalle zeichnen sich durch eine Struktur aus Schichten mit periodisch wechselnder Ausrichtung der optischen Achse aus. Die Quasi-Phasenanpassung ermöglicht es, die Rückkonversion trotz Phasenfehlanspassung zu

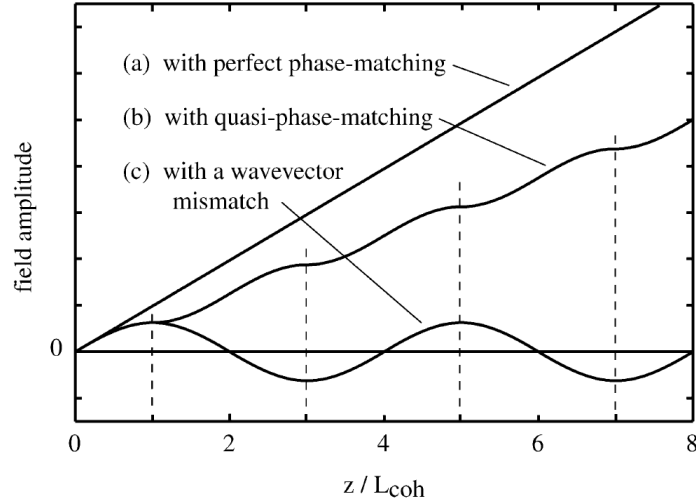


Abbildung 1.2: Amplitude des erzeugten Fluoreszenzfeldes in Abhängigkeit der zurückgelegten Entfernung im Konversionskristall in Vielfachen der Kohärenzlänge. (a) zeigt den Fall für die perfekte Phasenanpassung mit $\Delta k = 0$; (b) zeigt den Verlauf für den quasi-phasenangepassten Fall. Die Feldamplitude ist zwar geringer als im phasenangepassten Fall, diese nimmt jedoch stets monoton zu; (c) stellt den nicht phasenangepassten Fall dar. Nach einer Kohärenzlänge nimmt die Amplitude aufgrund des invertierten Energieflusses wieder ab und oszilliert um die Null herum. Abbildung übernommen aus [Boy03].

verhindern. Der Grundgedanke besteht darin, eine Phasenfehlانpassung für einen bestimmten räumlichen Abschnitt zu erlauben. Die Rückkonversion der Fluoreszenzfelder in das Pumpfeld wird jedoch durch periodische Polung des verwendeten Materials in Vielfachen der Kohärenzlänge l_C verhindert [Boy03]. Somit erreicht man einen monotonen Zuwachs der Amplitude der Fluoreszenzfelder (Abbildung 1.2 (b)) trotz $\Delta k \neq 0$. Die Erzeugung einer makroskopischen Polarisierung ist nicht mehr auf einen kleinen Bereich eingeschränkt. Die Polungsperiode für Quasi-Phasenanpassung ist gegeben durch

$$\Lambda_m = \frac{2\pi}{\Delta k} = \frac{2\pi c}{\omega_p (n(\omega_p) - n(\omega_{p/2}))} \quad (1.11)$$

[Boy03] und die entsprechende Nichtlinearität ist

$$d_{eff} = \frac{2}{d\pi}. \quad (1.12)$$

Dass die Quasi-Phasenanpassung nicht von der Kristallausrichtung abhängt, spiegelt sich in einer hohen Toleranz bei der Einstellung des Einfallswinkels wider. Wird die Propagationsrichtung des Pumpstrahls entlang einer der Kristallachsen gewählt, ermöglicht die Quasiphasenanpassung, kollineare SPDC zu betreiben. Ein räumlicher Walkoff-Effekt des Signal- und Idlerphotons ist in diesem bevorzugten Fall nicht vorhanden.

Zusätzlich ist es möglich, die Polungsperiode so anzupassen, dass eine günstige Kristalltemperatur für die unkritische Phasenanpassung (meistens Raumtemperatur) erhalten wird.

Bei ferromagnetischen Materialien, wie KTP, wird die periodische Polung durch

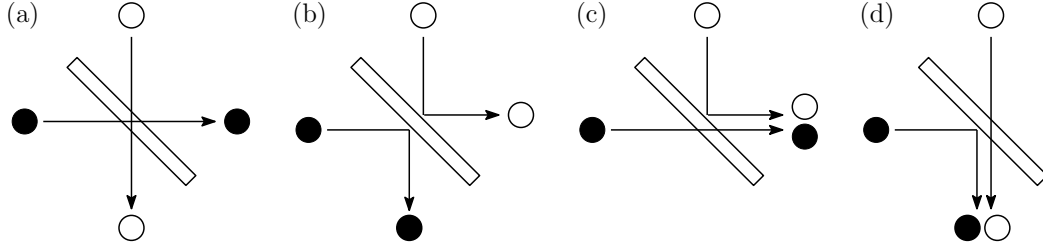


Abbildung 1.3: Die vier möglichen Konfigurationen, die auftreten können, wenn zwei unterscheidbare Photonen auf die zwei verschiedenen Eingänge eines 50:50 Strahlteilers geschickt werden. Beide werden transmittiert (a), beide werden reflektiert (b) oder eins wird transmittiert und das andere reflektiert (c und d). Bei ununterscheidbaren Photonen werden die Fälle (a) und (b) nicht beobachtet.

das Anlegen starker elektrischer Felder auf die einzelnen Schichten erzielt [RL96]. Weitere Herstellungsmethoden, die z.B. bereits mit GaAs gezeigt worden sind, sind die Verwendung von Waferstrukturen [GWE⁺93] oder die epitaxiale Züchtung von periodisch gepolten Kristallen [ETP⁺01].

1.2 Hong-Ou-Mandel Effekt

Mit entarteter SPDC können identische Photonen erzeugt werden. Ihre Ununterscheidbarkeit kann mit einem HOM-Interferometer nachgewiesen werden. Hierbei handelt es sich nicht im herkömmlichen Sinn um ein Interferometer, dieser beruht auf quantenmechanischer Interferenz. Es findet somit keine klassische Interferenz statt.

Ein Photonenpaar wird hierbei auf die zwei Eingänge eines 50:50-Strahlteilers geschickt. Da zwei Photonen an dem Prozess teilnehmen, gibt es vier mögliche Konfigurationen hinter dem Strahlteiler (Abbildung 1.3): beide Photonen werden transmittiert, beide Photonen werden reflektiert oder ein Photon wird reflektiert und das andere transmittiert.

Wird angenommen, dass die Photonen ununterscheidbar sind, und somit die gleiche Frequenz, die gleiche Polarisation und die gleiche räumliche Mode haben, so können die ersten beiden Fälle nicht unterschieden werden. Es gibt lediglich nur eine durch die Energieerhaltung vorgeschriebene quantenmechanische Phasendifferenz von π , welche zu einer vollständigen destruktiven Interferenz führt, wodurch sich diese äquivalenten Fälle gegenseitig aufheben und damit nicht beobachtet werden können [Ou07].

Die Photonen können vor dem Strahlteiler vereinfacht als die einzelnen Moden \hat{a}_1^+ , \hat{a}_2^+ aufgefasst werden (Abbildung 1.4), wobei hier \hat{a}_i^+ der Erzeugungsoperator der Photonen in der jeweiligen Mode ist. Allgemein gilt für einen verlustfreien Strahlteiler

$$\begin{aligned}\hat{b}_1^+ &= \sqrt{T}\hat{a}_1^+ + \sqrt{R}\hat{a}_2^+ \\ \hat{b}_2^+ &= \sqrt{T'}\hat{a}_2^+ + \sqrt{R'}\hat{a}_1^+\end{aligned}\tag{1.13}$$

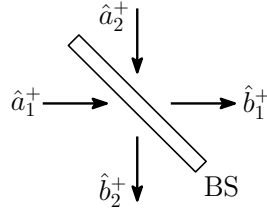


Abbildung 1.4: Darstellung eines HOM-Interferometers: Zwei Photonen treffen auf die unterschiedlichen Eingänge eines verlustfreien Strahlteilers. Die Moden, die die Photonen beschreiben, sind vor dem Strahlteiler \hat{a}_i^+ und hinter dem Strahlteiler \hat{b}_j^+ .

[Ou07] mit \hat{b}_j^+ als Erzeugungsoperator für die Moden hinter dem Strahlteiler. Die Größen T , T' und R , R' drücken in den Gleichungen jeweils die Transmittivität beziehungsweise die Reflektivität des verwendeten Strahlteilers aus. Aus der bekannten Kommutatorrelation der Vernichtungs- und Erzeugungsoperatoren für Bosonen

$$[\hat{b}_k, \hat{b}_l^+] = \delta_{k,l} \quad (k, l = 1, 2) \quad (1.14)$$

folgt $|T| + |R| = 1$, $|T'| + |R'| = 1$, $|\sqrt{T}| = |\sqrt{T'}|$, $|\sqrt{R}| = |\sqrt{R'}|$ und $\sqrt{TR'^*} + \sqrt{T'^*R} = 0$, wenn man alle vier möglichen Kommutatoren berechnet. Die letzte obige Bedingung kann geschrieben werden als:

$$\begin{aligned} e^{i(\varphi_T - \varphi_{R'})} &= -e^{i(\varphi_R - \varphi_{T'})} = e^{i\pi} e^{i(\varphi_R - \varphi_{T'})} \\ \Rightarrow \quad \varphi_T + \varphi_{T'} - \varphi_R - \varphi_{R'} &= \pi \end{aligned} \quad (1.15)$$

Im Allgemeinen sind die Transmittivitäten und Reflektivitäten komplexe Zahlen. Werden jedoch $\varphi_T = \varphi_{T'} = \varphi_R = 0$ und $\varphi_{R'} = \pi$ gewählt [Ou07], so sind diese reell und es wird sehr leicht, den oben schon erwähnten Phasenunterschied, der zu destruktiven Interferenz führt, zu erkennen. Die Gleichungen für den Strahlteiler lauten letztendlich

$$\begin{aligned} \hat{b}_1^+ &= \sqrt{T}\hat{a}_1^+ + \sqrt{R}\hat{a}_2^+ \\ \hat{b}_2^+ &= \sqrt{T}\hat{a}_2^+ - \sqrt{R}\hat{a}_1^+ . \end{aligned} \quad (1.16)$$

Die Wellenfunktion für den Ausgangszustand des HOM-Interferometers lautet

$$|\Psi\rangle = |1\rangle_1 |1\rangle_2 = \hat{a}_1^+ \hat{a}_2^+ |0, 0\rangle . \quad (1.17)$$

Wird ein Basiswechsel der Gleichungen (1.16) durchgeführt und fügt die dadurch erhaltenen Ausdrücke für \hat{a}_1^+ und \hat{a}_2^+ in (1.17) ein, ergibt sich

$$|\Psi\rangle = (0,5 \hat{b}_1^{+2} - 0,5 \hat{b}_2^{+2}) |0, 0\rangle . \quad (1.18)$$

Es wurde $R = T = 0,5$ gesetzt, da ein 50:50 Strahlteiler betrachtet wird. Nach dem Strahlteiler gibt es keinen Beitrag der sowohl \hat{b}_1^+ als auch \hat{b}_2^+ enthält, wodurch Koinzidenzen ausgeschlossen sind.

Dieses Phänomen ist 1987 unabhängig voneinander von Hong, Ou und Mandel [HOM87], von welchen sich der Name herleitet, und Fearn und Loudon [FL87] entdeckt worden.

Der oben beschriebene Effekt, dass die Photonen ausschließlich auf der gleichen Seite des Strahlteilers herauskommen, oft auch als Photonen-*Bunching* (dt. klumpen) bezeichnet, liegt in ihrer bosonischen Natur. Bosonen sind durch die Eigenschaft ausgezeichnet, dass ihre globale Wellenfunktion symmetrisch ist. Bei zwei ununterscheidbaren Photonen sind alle Teilwellenfunktionen symmetrisch, was dazu führt, dass auch die Ortswellenfunktion symmetrisch sein muss, um die Gesamtwellenfunktion zu symmetrisieren.

Modifiziert man jedoch einen Freiheitsgrad, in welchem die Photonen verschränkt sind, wie z.B. die Polarisierung, sodass die Biphotonteilwellenfunktion antisymmetrisch ist, so müssen sich die Photonen an dem Strahlteiler wie Fermionen verhalten und sich also an den zwei Ausgängen immer teilen, um die Symmetrie der Gesamtwellenfunktion zu gewährleisten [Ou07].

Der Fall, in dem die beiden Photonen nicht gleichzeitig auf den Strahlteiler treffen und somit anhand des Ankunftszeitpunktes unterscheidbar sind, ist zu dem klassischen Fall identisch. Betrachtet man zwei klassische Newton'sche Teilchen, so heben sich die Fälle aus Abbildung 1.3 (a) und 1.3 (b) nicht gegenseitig auf, da die Teilchen unterscheidbar sind und keine Quanteninterferenz zwischen ihnen stattfindet. Alle vier möglichen Fälle haben somit die gleiche Wahrscheinlichkeit. Daraus ergibt sich für den Fall, dass die Photonen den Strahlteiler in unterschiedliche Richtungen verlassen, die Wahrscheinlichkeit von 0,5.

Werden also Photodetektoren an die Ausgänge des Strahlteilers gesetzt und die Ankunftszeiten der Photonen variiert, so sinkt die Koinzidenzrate der Detektoren auf Null, wenn sich die Photonen gänzlich in der Ankunftszeit am Strahlteiler überlappen. Dieses Phänomen wird als HOM-Dip bezeichnet. Sind die zwei Photonen nicht perfekt identisch, so erreicht der Dip ein Minimum, welches von Null verschieden ist. Können die Photonen jedoch perfekt unterschieden werden, so verschwindet die Zahl der Koinzidenzen ganz.

1.2.1 Theoretische Betrachtungen zum HOM-Effekt bei kollinear spontaner parametrischer Fluoreszenz Typ II

Im Rahmen dieser Arbeit sind die Erwartungen für den HOM-Effekt bei SDPC Typ II in PPKTP für den in Abbildung 1.5 dargestellten Aufbau formuliert worden. Hierbei ist die Nomenklatur von M. H. Rubin et al. verwendet worden und deren Publikation [RKSS94] hat beim Anpassen der Theorie auf den experimentellen Aufbau dieser Arbeit als Orientierung gedient.

Aufgrund der Betrachtung eines kollinearen Strahlenverlaufs reduziert sich das Problem auf ein eindimensionales System und der Hamiltonoperator für den betrachteten optischen Prozess lässt sich also im Wechselwirkungsbild durch

$$\mathcal{H} = \epsilon_0 \int_V d^3r \chi E_p^{(+)} E_o^{(-)} E_e^{(-)} + \text{H.c.} \quad (1.19)$$

beschreiben. V ist das vom Pumplaser bestrahlte Kristallvolumen (oft auch als Quantisierungsvolumen bezeichnet), χ ist die nichtlineare Suszeptibilität und ϵ_0 stellt in der obenstehenden Formel die Dielektrizitätskonstante des Vakuums dar; E_i sind die Ausdrücke für die elektrischen Felder für das Pumpfeld (p), das ordentliche

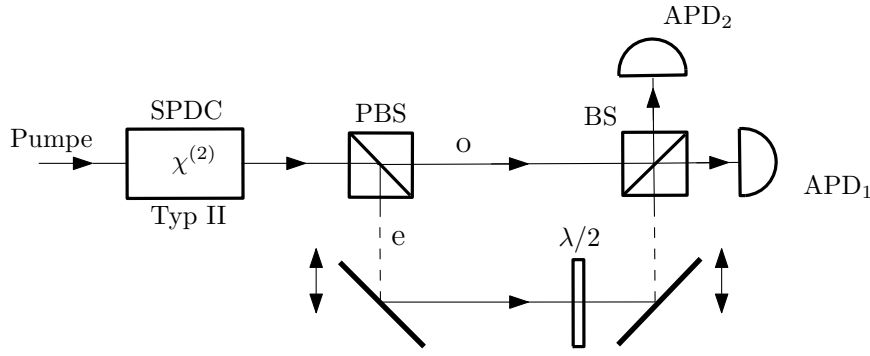


Abbildung 1.5: Skizze des theoretisch betrachteten HOM-Interferometers. Das durch SPDC Typ II erzeugte ordentlich (o) und außerordentlich (e) polarisierte Photon werden von einem polarisationsabhängigem Strahlteiler (PBS) getrennt. Die Polarisation des außerordentlichen Photons wird mit einem Verzögerungsplättchen um 90° gedreht. Die Photonen treffen auf die verschiedenen Eingänge eines 50:50 Strahlteilers (BS), hinter welchem zwei Lawinenphotodioden (*avalanche photodiode*, APD) stehen. Die Länge des zurückgelegten optischen Weges des außerordentlichen Photonnes kann variiert werden.

(*o*, engl. *ordinary*) oder außerordentliche Feld (*e*, engl. *extraordinary*). H.c. steht für das Hermite'sche Konjugierte. Hieraus kann mittels Störungsrechnung erster Ordnung und den Annahmen, dass das Pumpfeld adiabatisch angeschaltet wird und dass ein konstantes Feld erzeugt wird, die Wellenfunktion berechnet werden. Des Weiteren ist ein konstanter Querschnitt des Lasers angenommen worden, der groß genug ist, sodass Beugungseffekte vernachlässigt werden können. Die Wellenfunktion lässt sich für den betrachteten Fall durch die Überlagerung aus dem Vakuum- und einem Zweiphotonenzustand ausdrücken [RKSS94]

$$|\Psi\rangle = |0, 0\rangle + \sum_{k, k'} F_{k, k'} \hat{a}_{o, k}^+ \hat{a}_{e, k'}^+ |0, 0\rangle. \quad (1.20)$$

$\hat{a}_{i, k}^+$ ist der Erzeugungsoperator eines Photons mit der Wellenzahl k und der Polarisation i , wobei $i = o, e$. Der Koeffizient $F_{k, k'}$ ist durch

$$F_{k, k'} = g(\omega_{o, k}) \delta(\omega_{o, k} + \omega_{e, k'} - \omega_p) h(L\Delta_{k, k'}) \quad (1.21)$$

[RKSS94] beschrieben. Der erste Faktor dieses Ausdrucks setzt sich aus dem Produkt der Kristalllänge und dem parametrischen Verstärkungsfaktor bei perfekter Phasenanpassung zusammen. Er ist im Rahmen der hier getätigten Betrachtungen nicht von Bedeutung. Das einzig Relevante ist, dass er in dem Anwendungsbereich dieses Experiments so langsam variiert, dass er als konstant angenommen werden kann [SSR95]. Das δ steht hier für die Dirac'sche-Deltafunktion. $\Delta_{k, k'} = k_p - k - k'$ und es gilt

$$h(x) = \frac{1 - e^{-ix}}{ix}. \quad (1.22)$$

Um den HOM-Dip theoretisch zu erklären, wird die Koinzidenzzählrate der beiden Detektoren ermittelt. Damit diese berechnet werden kann, müssen die elektrischen Felder zu den Zeitpunkten T_j , mit $j = 1, 2$, an denen ein Photon am j -ten Detektor registriert wird, bestimmt werden. Jedes detektierte Photon kann aus einem der

zwei verschiedenen Arme des Versuchsaufbaus (Abbildung 1.5) stammen. Da die optischen Wege zwischen dem Ursprung und dem Strahlteiler für das ordentliche und das außerordentliche Photon im Allgemeinen unterschiedlich lang sind, ergeben sich somit für jedes Photon zwei mögliche Erzeugungszeitpunkte. Diese möglichen Erzeugungszeitpunkte sind durch $t_{i,j} = T_j - \tau_i$ definiert, wobei $\tau_i = s_i/c$ mit $i = o, e$ die von den Photonen benötigte Zeit ist, den optischen Weg zurückzulegen. Es ergeben sich somit folgende vier Zeiten:

$$\begin{aligned} t_1 &= T_1 - \tau_o & t_2 &= T_1 - \tau_e \\ t_3 &= T_2 - \tau_e & t_4 &= T_2 - \tau_o. \end{aligned} \quad (1.23)$$

Es wird hierbei angenommen, dass die Detektoren unmittelbar hinter dem Strahlteiler stehen und es somit keine weiteren Laufzeitunterschiede gibt. Das quantisierte elektrische Feld an dem Detektor 1 beziehungsweise 2 zu den Detektionszeitpunkten ist demnach durch die Gleichungen

$$E_1^{(+)} = \sum_{k_1, k_2} (\alpha_T E_{1, k_1} \exp(-i\omega_{o, k_1} t_1) \hat{a}_{o, k_1} + \alpha_R E_{1, k_2} \exp(-i\omega_{e, k_2} t_2) \hat{a}_{e, k_2}), \quad (1.24)$$

$$E_2^{(+)} = \sum_{k_3, k_4} (\alpha_T E_{2, k_3} \exp(-i\omega_{e, k_3} t_3) \hat{a}_{e, k_3} - \alpha_R E_{2, k_4} \exp(-i\omega_{o, k_4} t_4) \hat{a}_{o, k_4}), \quad (1.25)$$

beschrieben und zwar mit den konstanten Amplituden $E_{j,k}$. Die komplexe Reflektivität und Transmittivität des Strahlteilers ist durch α_R und α_T dargestellt. $\hat{a}_{i,k}$ ist der Vernichtungsoperator, mit der analogen Notation zu den Erzeugungsoperatoren aus Gleichung (1.20). Aus diesen Vorüberlegungen kann nun die Koinzidenzzählrate

$$R_C = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T \int_0^T dT_1 dT_2 |A(T_1, T_2)|^2, \quad (1.26)$$

ermittelt werden. Das Betragsquadrat in Gleichung (1.26), ist durch folgenden Erwartungswert definiert

$$\begin{aligned} \langle \Psi | E_1^{(-)} E_2^{(-)} E_2^{(+)} E_1^{(+)} | \Psi \rangle &= \sum_{i,j} \langle \Psi | E_1^{(-)} E_2^{(-)} | i, j \rangle \langle i, j | E_2^{(+)} E_1^{(+)} | \Psi \rangle \\ &= |\langle 0, 0 | E_2^{(+)}(T_2) E_1^{(+)}(T_1) | \Psi \rangle|^2 \\ &\equiv |A(T_1, T_2)|^2. \end{aligned} \quad (1.27)$$

$E_i^{(+)}$ und $E_i^{(-)}$ drücken das quantisierte elektrische Feld an den Detektoren aus. Da diese Hermite'sche Konjugierte sind, kann in der obigen Gleichung der Zusammenhang $|\varphi|^2 = \bar{\varphi} \cdot \varphi$ ausgenutzt werden. Die Summe über alle Projektionsoperatoren kann in Gleichung (1.27) eingefügt werden, da diese der Einheitsmatrix entspricht. Es lässt sich wie folgt zeigen, dass nur der Projektor für $i = j = 0$ einen Beitrag liefert und nicht Null wird. Betrachtet man den letzten Term der ersten Zeile aus Gleichung (1.27) und setzt für $|\Psi\rangle$ Gleichung (1.20) ein, so erhält man

$$\begin{aligned} \langle i, j | E_2^{(+)} E_1^{(+)} | \Psi \rangle &= \langle i, j | E_2^{(+)} E_1^{(+)} | 0, 0 \rangle + \sum_{k, k'} \langle i, j | E_2^{(+)} E_1^{(+)} F_{k, k'} \hat{a}_{o, k}^+ \hat{a}_{e, k'}^+ | 0, 0 \rangle \\ &= \sum_{k, k'} F_{k, k'} \langle 0, 0 | E_2^{(+)} E_1^{(+)} | 1_k, 1_{k'} \rangle \\ &= \delta_{i, 0} \delta_{j, 0} \langle i, j | E_2^{(+)} E_1^{(+)} | \Psi \rangle. \end{aligned} \quad (1.28)$$

Mit den Zusammenhängen für die Erzeugungs- und Vernichtungsoperatoren

$$\begin{aligned}\hat{a}^+|n\rangle &= \sqrt{n+1}|n+1\rangle \\ \hat{a}|n\rangle &= \sqrt{n}|n-1\rangle\end{aligned}\tag{1.29}$$

ist leicht gezeigt, dass der erste Term der obigen Gleichung verschwindet, da die implizit im elektrischen Feld steckenden Vernichtungsoperatoren auf den Vakuumzustand angewendet werden. Aus den Feldgleichungen folgt, dass sich aus $E_2^{(+)}E_1^{(+)}$ die Summe aus Produkten zweier Vernichtungsoperatoren bildet. Den einzigen Beitrag kann also der 2. Term für $i = j = 0$ leisten. Durch die Operatoren werden genauso viele Photonen erzeugt wie auch vernichtet. Somit bleibt der Ketvektor $|0,0\rangle$ unverändert und aus der bekannten Relation

$$\langle n|m\rangle = \delta_{n,m}\tag{1.30}$$

folgt die Bedingung für i und j .

Werden jetzt die Gleichungen (1.24) und (1.25) eingefügt, ergeben sich 4 Terme:

$$\begin{aligned}\langle 0,0|E_2^{(+)}E_1^{(+)}|1_k,1_{k'}\rangle &= \sum_{k,k'} F_{k,k'} (C_1 \langle 0,0|\hat{a}_{e,k_3}\hat{a}_{o,k_1}|1_k,1_{k'}\rangle - C_2 \langle 0,0|\hat{a}_{o,k_4}\hat{a}_{o,k_1}|1_k,1_{k'}\rangle + \\ &+ C_3 \langle 0,0|\hat{a}_{e,k_3}\hat{a}_{e,k_2}|1_k,1_{k'}\rangle - C_4 \langle 0,0|\hat{a}_{o,k_4}\hat{a}_{e,k_2}|1_k,1_{k'}\rangle) .\end{aligned}\tag{1.31}$$

mit

$$\begin{aligned}C_1 &= C_{1,0} \cdot \alpha_T^2 \exp[-i(\omega_{e,k_3}t_3 + \omega_{o,k_1}t_1)] , \\ C_4 &= C_{4,0} \cdot \alpha_R^2 \exp[-i(\omega_{o,k_4}t_4 + \omega_{e,k_2}t_2)] ,\end{aligned}\tag{1.32}$$

wobei $C_{1,0}$ und $C_{4,0}$ Konstanten sind. Aus zu Gleichung (1.28) analogen Betrachtungen folgt, dass die Koeffizienten C_2 und C_3 für weitere Betrachtungen irrelevant sind, da die dazugehörigen Erwartungswerte Null werden. Für den ersten Term ergibt sich unter Beachtung von Gleichung (1.30)

$$\langle 0,0|\hat{a}_{e,k_3}\hat{a}_{o,k_1}|1_k,1_{k'}\rangle = \delta_{k_3,k'}\delta_{k_1,k} .\tag{1.33}$$

Hieraus folgt, dass nur für $k' = k_3$ und $k = k_1$ der Ausdruck ungleich Null ist. Betrachtet man nun den vierten Term aus Gleichung (1.31), erkennt man analog zum ersten, dass der Ausdruck für $k = k_4$ und $k' = k_2$ nicht verschwindet. Somit erhält man schließlich

$$\begin{aligned}\langle 0,0|E_2^{(+)}E_1^{(+)}|\Psi\rangle &= \sum_{k,k'} F_{k,k'} (C_{1,0} \cdot \alpha_T^2 \exp[-i(\omega_{e,k}t_3 + \omega_{o,k}t_1)] \\ &- C_{4,0} \cdot \alpha_R^2 \exp[-i(\omega_{o,k}t_4 + \omega_{e,k}t_2)]) .\end{aligned}\tag{1.34}$$

Im weiteren Verlauf des Kapitels wird ab jetzt die Notation $\omega_o \equiv \omega_{o,k}$ und $\omega_e \equiv \omega_{e,k'}$ verwendet, da aus den obigen Betrachtungen festgestellt worden ist, dass dem ordentlichen Photon immer die Wellenzahl k und dem außerordentlichen die Wellenzahl k' zugeordnet ist. Um die Deltafunktion auswerten zu können, die in $F_{k,k'}$ in Gleichung (1.21) vorkommt, wird die Summe über die Wellenzahl in ein Integral über die Kreisfrequenz umgewandelt [RKSS94]:

$$\sum_{k_j} \rightarrow \text{const.} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dk}{d\omega} d\omega = \text{const.} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\omega}{u_j} ,\tag{1.35}$$

wobei u_i , mit $i = o, e$, die Gruppengeschwindigkeit ist.

An dieser Stelle ist es günstig, einen Satz an Frequenzen und Wellenzahlen einzuführen, welcher die Phasenanpassungsbedingungen exakt erfüllt: Ω_o, Ω_e und k_o, k_e . Sei ν ein kleiner Frequenzunterschied, so gilt $\Omega_o = \omega_o + \nu$ und analog dazu $\Omega_e = \omega_e - \nu$. Werden k und k' nach diesem neuen Satz an Frequenzen entwickelt, ergeben sich

$$\begin{aligned} k &= k_o + \nu(dk_o/\Omega_o) = k_o + \nu/u_o \\ k' &= k_e - \nu(dk_e/\Omega_e) = k_e - \nu/u_e. \end{aligned} \quad (1.36)$$

Hieraus wird für das $\Delta_{k,k'}$ aus Gleichung (1.21) $\Delta_{k,k'} = k_p - k - k' = -\nu D$ mit $D = 1/u_o - 1/u_e$ erhalten. Somit ergibt sich für das durch Gleichung (1.27) definierte $A(T_1, T_2)$:

$$A \propto \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\omega_o}{u_o} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\omega_e}{u_e} \delta(\omega_o + \omega_e - \omega_p) h(-\nu DL) [C_1(\omega_o, \omega_e) + C_4(\omega_o, \omega_e)]. \quad (1.37)$$

Durch Substitution von $\omega_o = \Omega_o - \nu$ und anschließender Integration nach ω_e folgt

$$\begin{aligned} A \propto \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\nu}{u} h(-\nu DL) [C_{1,0} \alpha_T^2 e^{-i[(-\Omega_o - \nu + \omega_p)t_3 + (\Omega_o + \nu)t_1]} \\ + C_{4,0} \alpha_R^2 e^{-i[(-\Omega_o - \nu + \omega_p)t_2 + (\Omega_o + \nu)t_4]}]. \end{aligned} \quad (1.38)$$

Werden die Zusammenhänge $\Omega_o = \Omega_o/2 + (\omega_p + \Omega_e)/2$ und $\omega_d = \Omega_o - \Omega_e$ ausgenutzt, so resultiert für die Wellenfunktion der zwei Photonen

$$A = \alpha_T^2 \cdot v(t_1 + t_3)u(t_1 - t_3) - \alpha_R^2 \cdot v(t_2 + t_4)u(-t_2 + t_4). \quad (1.39)$$

Mit

$$v(t) = v_0 e^{\frac{-i\omega_p t}{2}}, \quad (1.40)$$

$$u(t) = u_0 e^{\frac{-i\omega_d t}{2}} \Pi(t) \quad (1.41)$$

wobei v_0 und u_0 konstante Terme sind und $\Pi(t)$ wie folgt definiert ist:

$$\Pi(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1 - \exp(i\nu DL)}{-i\nu DL} \exp(-i\nu t) d\nu = \begin{cases} \frac{1}{DL} & : 0 < t < DL \\ 0 & : \text{sonst.} \end{cases} \quad (1.42)$$

Sei τ ein Zeitunterschied, definiert durch $\tau_e = \tau_o + \tau$, so ergibt sich für den Fall eines 50:50 Strahlteilers, $\alpha_R = \alpha_T = 1/2$, der vereinfachte Zusammenhang

$$A = \frac{1}{4} v(T_1 + T_2 - 2\tau_o - \tau) [u(T_1 - T_2 + \tau) - u(-T_1 + T_2 + \tau)]. \quad (1.43)$$

Nimmt man das Betragsquadrat von dieser Gleichung, so wird das v zu einer Konstanten, da es nur aus einer Exponentialfunktion besteht.

$$\begin{aligned} |A(T_1, T_2)|^2 &= \text{const.} [-2 \cos(\omega_d(T_1 - T_2)) \Pi(T_1 - T_2 + \tau) \Pi(-T_1 + T_2 + \tau) \\ &\quad + \Pi^2(T_1 - T_2 + \tau) + \Pi^2(-T_1 + T_2 + \tau)] \end{aligned} \quad (1.44)$$

In dem in dieser Arbeit betrachteten Fall von entarteter SPDC gilt $\Omega_o \equiv \Omega_e$. Daraus folgt, dass ω_d gleich Null ist. Dies führt dazu, dass der im Betragsquadrat vorkommende Kosinusterm gleich Eins ist. Die Koinzidenzzählrate ergibt sich aus dem Integral von $|A(T_1, T_2)|^2$ über T_1 und T_2 . Die Integrationsgrenzen laufen von Null bis ∞ ,

die untere Grenze kann aber auf $-\infty$ gesenkt werden, da $T_1, T_2 < 0$ keinen Beitrag liefern. Die Integration führt zu dem zentralen Resultat dieses Unterkapitels:

$$\boxed{R_C(\tau) = \text{const.} (R_0 - \rho(\tau))} \quad (1.45)$$

mit

$$R_0 = \text{const.} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} dT_1 dT_2 \Pi^2(t) = \text{const.} \quad (1.46)$$

und

$$\begin{aligned} \rho(\tau) &= \text{const.} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} dT_1 dT_2 \Pi(T_1 - T_2 + \tau) \Pi(-T_1 + T_2 + \tau) \\ &= \text{const.} \begin{cases} \frac{2\tau}{DL} & : 0 < \tau \leq \frac{DL}{2} \\ \frac{2(DL-\tau)}{DL} & : \frac{DL}{2} < \tau < DL \\ 0 & : -\infty < \tau \leq 0 \quad \text{und} \quad DL \leq \tau < \infty. \end{cases} \end{aligned} \quad (1.47)$$

Das Profil von Gleichung (1.45) definiert ein um $DL/2$ zentriertes Dreieck. Dies folgt aus der Definition von $\Pi(t)$. Das Koinzidenzminimum tritt auf, wenn die beiden Photonen gleichzeitig auf die Detektoren treffen. Da es für die Auswertung der Experimente in den nächsten Kapiteln anschaulicher ist, ist das Dreieck in Abbildung 1.6 am Koordinatenursprung zentriert worden.

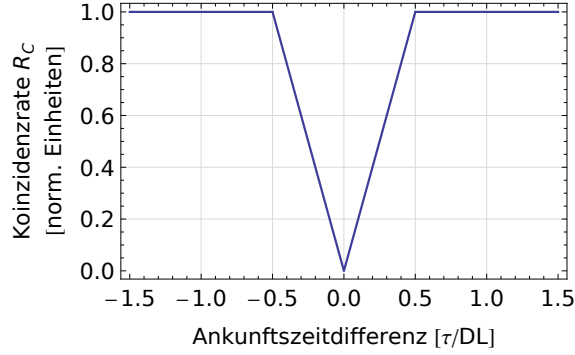


Abbildung 1.6: Theoretische Erwartungen der Koinzidenzrate R_C für den HOM-Effekt bei SPDC Typ II ohne OPO. Kommen die beiden Photonen gleichzeitig an, so können diese nicht unterschieden werden. Wie in Abschnitt 1.2 beschrieben, werden bei identischen Photonen keine Koinzidenzen festgestellt. Das Minimum ist um den Ursprung zentriert worden.

2. Photonenpaarerzeugung mit SPDC Typ II

Bevor der OPO aufgebaut worden ist, ist die SPDC am bloßen PPKTP Kristall untersucht worden. Abbildung 2.1 zeigt den verwendeten Versuchsaufbau, um die HOM-Messungen durchzuführen. Die Frequenz des Masterlaserstrahls, der die gleiche Wellenlänge ($\lambda = 894 \text{ nm}$) wie das zu erzeugende Photonenpaar hat, wird mittels SHG verdoppelt. Hierfür ist ein schon von früheren Experimenten [Sch09, Koc09] bereitstehender Aufbau der Arbeitsgruppe verwendet worden. Der resultierende Strahl kann somit als Pumpe ($\lambda = 447 \text{ nm}$) für die SPDC verwendet werden. Dieser wird durch ein Linsensystem so auf den PPKTP Kristall gerichtet, dass der Fokus mittig im Kristall liegt. Unmittelbar nach dem Kristall befinden sich ein Langpassfilter, der das Pumplicht absorbiert, und ein Bandpassfilter (50 nm), der zur allgemeinen Verringerung des Untergrundes entlang der Strahlenachse dient. Somit sollten nur noch die erzeugten Photonenpaare auf den APDs ankommen. Mit einem $\lambda/2$ -Verzögerungsplättchen werden die Polarisationen der Photonen so gedreht, dass sie jeweils parallel zu einer der Achsen des polarisationsabhängigen Strahlteilers sind. Signal- und Idlerphotonen werden von diesem voneinander getrennt und in zwei verschiedene Glasfasern gekoppelt. Da es sich um entartete SPDC handelt, ist die Festlegung von Signal- und Idlerphoton willkürlich. In dem Versuchsaufbauarm des Idlerphotonenstrahls befinden sich ein linearer Verschiebetisch und ein weiteres $\lambda/2$ -Plättchen, welches auf 45° eingestellt ist. Das Verzögerungsplättchen sorgt dafür, dass die ursprünglich orthogonale Polarisation der beiden Photonen parallel wird und diese dadurch ununterscheidbar werden. Schließlich werden die Idler- und Signalstrahlen auf einen 50:50 Strahlteiler, hinter dessen Ausgänge sich die APDs befinden, geschickt. Um die Untergrundereignisse zu minimieren, befinden sich der Strahlteiler und die APDs in einer abgedichteten Box, die vor Streulicht schützt. Die APDs sind mit einer PicoHarp 300, welche nach dem Prinzip der zeitkorrelierten Einzelphotonenzählung (TCSPC, *time-correlated single photon counting*) funktioniert, verbunden.

Um den Messvorgang und die daraus resultierenden Rohdaten zu verstehen, soll an dieser Stelle ein kurzer Einblick in die TCSPC geliefert werden. Mit der Detektion eines Photons - dem Triggersignal - auf der APD₁ wird eine Zeitmessung gestartet, welche durch die Ankunft des zweiten Photons auf der anderen APD angehalten wird. Die Messung wird mehrfach wiederholt und jedes gemessene Zeitintervall zwischen dem Start- und dem Stoppsignal wird in ein Histogramm gefüllt. Das Signal der APD₂ wird durch ein 50 m langes Kabel verzögert. Dadurch können auch "negative" Koinzidenzen, sprich Koinzidenzen bei denen Start und Stopp vertauscht sind, berücksichtigt werden. Das Histogramm besitzt eine zeitliche Kanalauflösung, die per Software eingestellt werden kann, welche dazu führt, dass es bei dieser Art von Messungen eine untere Grenze in der Zeitauflösung gibt. Die Anzahl an Kanälen ist bei den Messungen so hoch, dass der interessante Bereich im

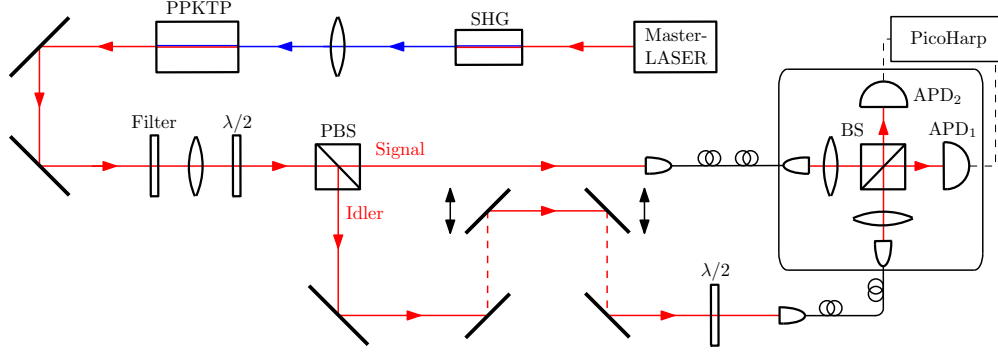


Abbildung 2.1: Aufbau des HOM-Interferometers für den PPKTP Kristall. Mittels SHG wird der Masterlaser in den benötigten Pumpstrahl mit der Wellenlänge $\lambda = 447 \text{ nm}$ umgewandelt. Die Polarisierungen der im PPKTP durch SPDC Typ II erzeugten Photonen werden durch ein $\lambda/2$ -Plättchen so gedreht, dass sie jeweils zu einer der Achsen des polarisierenden Strahlteilers (PBS) parallel sind. Vom PBS werden Signal und Idler getrennt und anschließend in zwei Glasfasern gekoppelt. Der optische Weg des Idlerphotons ist über einen linearen Verschiebetisch variierbar. Nachdem die Idlerpolarisation mit einem weiteren Verzögerungsplättchen um 90° gedreht wurde, werden beide Photonen auf einen Strahlteiler (BS) geschickt, hinter welchem sich zwei APDs befinden. Das Signal wird mit dem TCPSC Messgerät 'PicoHarp' aufgenommen. Um den Untergrund zu verringern, wurden hinter dem Kristall ein Langpass- und ein Bandpassfilter (50 nm) platziert. Bei den dargestellten Linsen handelt es sich in der Realität meist um Linsensysteme.

Vergleich zu dem gesamten aufgenommenen Bereich sehr klein ist (siehe Abbildung 2.2). Dies ermöglicht es, nachträglich eine gute Abschätzung des Untergrundes zu machen, sodass das Histogramm korrigiert werden kann. Um letztendlich die Anzahl der Koinzidenzen zu erhalten, muss lediglich über das Histogramm integriert werden.

2.1 Vorbereitungen für das Experiment

2.1.1 Spontane parametrische Fluoreszenz in PPKTP

Für dieses Experiment ist ein Konversionskristall notwendig, der SPDC Typ II ermöglicht, da die frequenzentarteten erzeugten Photonen nur mittels ihrer Polarisation voneinander trennbar sind. KTP erfüllt diese Bedingung und besitzt den höchsten nichtlinearen Koeffizienten [DGN99] für SPDC, unter den periodisch polbaren Kristallen, bei der gewünschten Cäsium D1 Linie (894,3 nm) [Ste10], was diesen zum geeigneten Konversionskristall mit hoher Konversionseffizienz für den zu bauenden OPO macht.

Der Kristall ist jedoch doppelbrechend. Um trotzdem eine kollineare Ausbreitung der Signal- und Idlerstrahlen zu ermöglichen, ist die Quasi-Phasenanpassung durch die Verwendung von periodisch gepoltem KTP (PPKTP) notwendig. PPKTP zeichnet sich zudem durch geringe Absorptionsverluste bei dem Signal- und Idlerfeld aus.

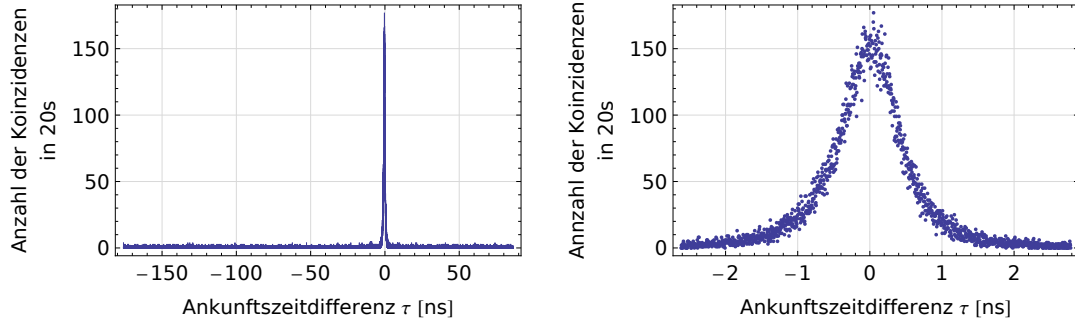


Abbildung 2.2: (links) Vollständiges Histogramm einer Koinzidenzmessung. Der aufgenommene Bereich ist im Vergleich zum Peak groß genug, um den Untergrund mit einem Polynom zu fitten. Dieser kann nachträglich von den Messwerten abgezogen werden; (rechts) Der für die tatsächliche Anzahl der Koinzidenzen interessante Ausschnitt aus dem linken Histogramm.

Hinzu kommt noch das breite Transparenzfenster von 400 nm bis 4000 nm (Angaben vom Hersteller: Raicol Crystals Ltd.).

Der verwendete Kristall wurde von Raicol Crystals Ltd. mit einer Polungsperiode von $\Lambda = 20,825 \mu\text{m}$ und einer Länge von 2 cm hergestellt, woraus eine Betriebstemperatur resultiert, die für den entarteten Fall nahe der Raumtemperatur liegt.

2.1.2 Temperaturabhängige Frequenzentartung

Die Temperatur des Konversionskristalls spielt in der SPDC nicht nur eine entscheidende Rolle zur Erfüllung der Phasenanpassungsbedingungen, sondern sie hat eine grundlegende Rolle bei der Festlegung der Frequenz der emittierten Signal- und Idlerphotonen, weil $k \propto 1/\lambda$ gilt. Die SPDC findet unter Energieerhaltung statt, somit können durch Variation der Temperatur die Frequenzen gemäß $\omega_p = \omega_s + \omega_i$ durchgestimmt werden. Die Abhängigkeit der Frequenzen von der Temperatur ermittelt sich aus den temperaturabhängigen Sellmeier-Gleichungen für KTP [EA03] und ist in Abbildung 2.3 (links) dargestellt.

Um den Entartungspunkt auf experimentelle Art zu bestimmen, ist das Spektrum der Signal- und Idlerphotonen gemessen worden. Hierfür sind die erzeugten Photonenpaare auf den Eingang eines Spektrometers fokussiert und das Wellenlängenspektrum für verschiedene Temperaturen des PPKTP-Kristalls aufgenommen worden. Abbildung 2.3 (rechts) zeigt die Spektrallinien für sieben verschiedene Temperaturen.

Gut lässt sich hier die Energieerhaltung erkennen: Die Spektrallinien der Photonen sind zur Achse entlang der Entartungswellenlänge ($\sim 895 \text{ nm}$) symmetrisch. Es bestätigt sich somit, dass die Summe der inversen Wellenlängen beider Photonen immer konstant bleibt und der inversen Wellenlängen des Pumplasers entspricht. Aus den Messdaten ermittelt sich eine Entartungstemperatur von $(24,2 \pm 0,1)^\circ\text{C}$, bei welcher sich die Spektrallinien des Signal- und Idlerfeldes komplett überlagern.

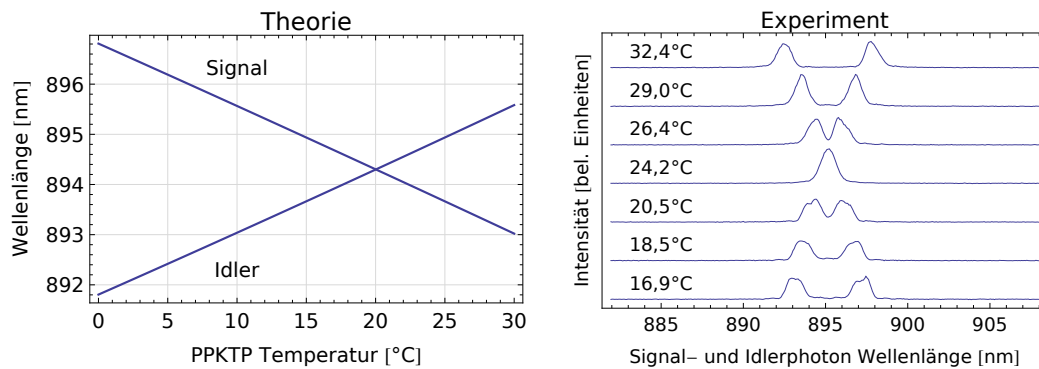


Abbildung 2.3: Ermittlung der Entartungstemperatur von PPKTP. (links) Theoretischer Verlauf der Wellenlängen für Signal und Idler in Abhängigkeit der Kristalltemperatur. Die Wellenlängen wurden berechnet, indem das Gleichungssystem aus Energie- und Impulserhaltung und den Sellmeier-Gleichungen für KTP [EA03] gelöst wurde; (rechts) Mit einem Spektrometer ist das erzeugte Fluoreszenzfeld untersucht worden. Das Spektrum für verschiedene Kristalltemperaturen ist hierbei aufgenommen worden. Die Entartungstemperatur kann bei $(24,2 \pm 0,1)^\circ\text{C}$ erkannt werden, die Spektrallinien der beiden Photonen sind komplett überlagert. Die Abbildung visualisiert zusätzlich die Energieerhaltung. Die Summe der reziproken Wellenlängen der Photonen ist immer konstant.

2.2 Hong-Ou-Mandel Dip

An dieser Stelle der Arbeit sind mit dem oben bereits beschriebenen und in Abbildung 2.1 illustrierten Versuchsaufbau die theoretischen Vorhersagen überprüft worden.

Aufgrund der doppelbrechenden Eigenschaften des verwendeten Konversionskristalls verlassen Signal und Idler diesen nicht zeitgleich. Damit der Laufwegunterschied der zwei Photonen kompensiert wird und diese gleichzeitig auf die APDs treffen, wird der lineare Verschiebetisch verwendet. Zunächst ist dieser in seiner gesamten Länge durchgefahren worden, wobei in regelmäßigen Abständen Messungen nach dem TCSPC Prinzip durchgeführt worden sind. Schon bei den ersten Messungen konnte ganz gut erkannt werden, dass bei einer bestimmten Position des Verschiebetisches die Koinzidenzzahl drastisch abnimmt. Zur Veranschaulichung des HOM-Dips ist die Zahl der Koinzidenzen pro Zeiteinheit in Abhängigkeit der Position des Verschiebetisches aufgetragen worden. Diese Art von Messung ist mehrmals wiederholt worden, wobei systematisch die Kristalltemperatur leicht um die Entartungstemperatur herum variiert worden ist. Sobald dann die Temperatur, bei dem der HOM-Dip am ausgeprägtesten ist, gefunden wurde, ist die Polarisation vor dem polarisationsabhängigen Strahlteiler feinjustiert worden. Mit der optimalen Temperatur und der optimalen Polarisation ist also eine weitere Messung dieser Art aufgenommen worden. Die aufgezeichneten Werte, von denen der Untergrund abgezogen wurde, sind in Abbildung 2.4 als Punkte abgebildet. Auf der Abszissenachse ist die zeitliche Ankunftsverzögerung der Photonen aufgetragen und auf der Ordinate die Koinzidenzen pro 20 Sekunden.

Die Form des Dips entspricht sehr gut dem von der Theorie vorhergesagten Dreieck.

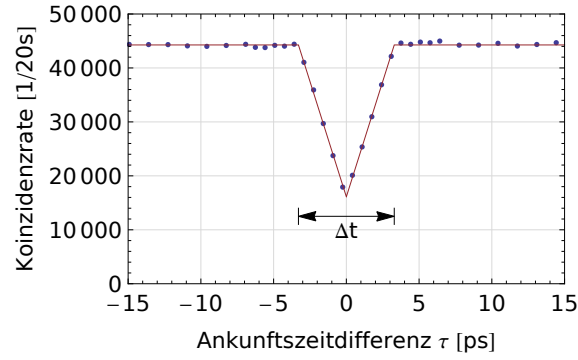


Abbildung 2.4: Gemessener HOM-Dip mit dem PPKTP Kristall. Die Abbildung zeigt die gemessenen Werte der Koinzidenzrate (Punkte), nachdem von diesen der Untergrund abgezogen worden ist, in Abhängigkeit der Ankunftszeitdifferenz τ der beiden Photonen. Die durchgezogene Linie stellt eine lineare Regression dar mit der in Kapitel 1 hergeleiteten Formel (1.45). Δt ist die Breite des Dreiecks.

Eine lineare Regression ist durchgeführt worden und als durchgezogene Linie in der Abbildung dargestellt. Aus Gleichung (1.47) kann entnommen werden, dass die Basis Δt des Dreiecks durch $\Delta t = DL$ charakterisiert ist. Um die theoretischen Vorhersagen genauer zu überprüfen, kann also rückwirkend von den gemessenen Werten auf die Kristalllänge geschlossen werden. Die Breite des Dreiecks beträgt $\Delta t = (6,58 \pm 0,06)\text{ps}$. D ist als die Dispersion der Gruppengeschwindigkeit definiert (siehe Abschnitt 1.2.1) und kann mittels der wellenlängenabhängigen Gleichung für den Brechungsindex [EA03] und der Definition der Gruppengeschwindigkeit $v_{g,s/i}$

$$v_g = \frac{c}{n(\lambda_0) - \lambda_0 \left(\frac{\partial n(\lambda)}{\partial \lambda} \right)_{\lambda=\lambda_0}} \quad (2.1)$$

berechnet werden. Es folgt

$$D = \frac{1}{v_{g,i}} - \frac{1}{v_{g,s}} = 3,3246 \cdot 10^{-10} \text{ s} \cdot \text{m}^{-1}. \quad (2.2)$$

Aus diesen Werten ergibt sich für die Kristalllänge der sehr gut mit der Realität übereinstimmende Wert von

$$L = \frac{\Delta t}{D} = (1,98 \pm 0,02)\text{cm}. \quad (2.3)$$

Es fällt aber auf, dass bei der Messung die Koinzidenzrate nicht wie von der Theorie vorhersagt auf Null abfällt, . Diese Abweichung lässt sich über den Kontrast \mathcal{K} quantifizieren. Er ist definiert als

$$\mathcal{K} = \frac{\max - \min}{\max + \min}. \quad (2.4)$$

Für den Fall aus Abbildung 2.4 ergibt sich ein Wert von $\mathcal{K} \simeq 0,47$. Der Fall $\mathcal{K} \neq 1$ bedeutet, dass die Photonen nicht komplett ununterscheidbar sind: Je geringer der Wert des Kontrastes, desto unterscheidbarer sind die im Experiment verwendeten Photonen.

Die naheliegendste Vermutung ist, dass der Untergrund unzureichend unterdrückt worden ist. Spätere Messungen haben gezeigt, dass bei der SPDC zusätzlich zu den Photonenpaaren bei 894 nm ein Untergrund von etwa 750 - 1000 nm durch das Pumplicht im Kristall erzeugt wird. Dieser wurde durch einen 50 nm Bandpassfilter wahrscheinlich nur unzureichend gefiltert. Mit besseren Filtern und eventuell einer abgedichteten Box für den ganzen Versuchsaufbau könnte möglicherweise schon eine Verbesserung des Kontrastes erreicht werden. Zusätzlich könnte es sein, dass Signal und Idler vom polarisierenden Strahlteiler nicht perfekt getrennt werden. Landet so ein Photon aus einem Paar in dem falschen Arm des Versuchsaufbaus, reicht dies schon aus, um die Photonen anhand ihrer Ankunftszeit zu unterscheiden, da ihr Laufzeitunterschied nicht kompensiert wird. Polarisatoren hinter den Ausgängen des polarisierenden Strahlteilers könnten diese Ursache beheben. Die Hauptursache für den schlechten Kontrast könnte aber auch in dem Aufbau des Interferometers selbst liegen. Dieser wies schon bei den Kalibrierungsmessungen einen schlechten Kontrast von circa 80% auf. Gründe für die Unterscheidbarkeit der Photonen könnten zum einen an dem linearen Verschiebetisch liegen. Auf diesem war ein Retroreflektor platziert, um eine doppelt so lange variierbare Strecke zu erreichen. Es besteht jedoch die Vermutung, dass dieser die Polarisation einiger Photonen ändert, sodass diese zirkular wird, was zur Unterscheidbarkeit führen würde. Dieses Phänomen wurde auch in anderen Arbeiten [Höc10] mit dem Retroreflektor beobachtet. Die Kontrastreduzierung könnte außerdem auch von der periodischen Polung des Konversionskristalls abhängen. Es ist nicht ausgeschlossen, dass durch die Herstellung weitere, schwächere Perioden der Polung im Kristall auftauchen [PLZF10]. Diese würde einen Anteil an nicht entarteten Fluoreszenzphotonenpaaren beisteuern, die eine Verringerung des Kontrasts mit sich ziehen würde.

2.2.1 Abhängigkeit des Hong-Ou-Mandel Dips von dem Winkel zwischen den Polarisationen beider Photonen

Als nächstes wurde das Verhalten der Koinzidenzzählrate in Abhängigkeit des Winkels zwischen den Polarisationen der beiden Photonen analysiert. Hierfür wird ein $\lambda/2$ -Verzögerungsplättchen vor einen der Eingänge des Strahlteilers platziert. Somit kann die Polarisation eines der beiden Photonen gedreht werden. Für die weiteren Betrachtungen wird angenommen, dass die Polarisation des Idlerphotons gedreht wurde. Die Ergebnisse sind davon unabhängig, in welchen Arm des Versuchsaufbaus das $\lambda/2$ -Plättchen positioniert und somit welche Polarisation gedreht wird.

Um das Verzögerungsplättchen in den Gleichungen (1.24) und (1.25), die das elektrische Feld an den APDs zum Detektionszeitpunkt beschreiben, zu berücksichtigen, müssen diese mit dem Skalarprodukt

$$\hat{\mathbf{e}}_{\lambda/2} \cdot \hat{\mathbf{e}}_{pol} = |e_{\lambda/2}| |e_{pol}| \cdot \cos \vartheta \quad (2.5)$$

ergänzt werden, wobei der erste Faktor der Einheitsvektor in Richtung der $\lambda/2$ -Achse, an der die Polarisation gespiegelt wird, und der zweite, der in Richtung der Polarisation des Photons vor der Drehung ist. ϑ ist somit als der Winkel zwischen diesen beiden Achsen definiert und 2ϑ ist der Winkel zwischen den Polarisationen der beiden Photonen. Es ergibt sich folglich

$$E_1^{(+)} = \sum_{k_1, k_2} (\alpha_T \tilde{E}_{1, k_1}(t_1) a_{o, k_1} + \alpha_R \cos \vartheta \tilde{E}_{1, k_2}(t_2) a_{e, k_2}), \quad (2.6)$$

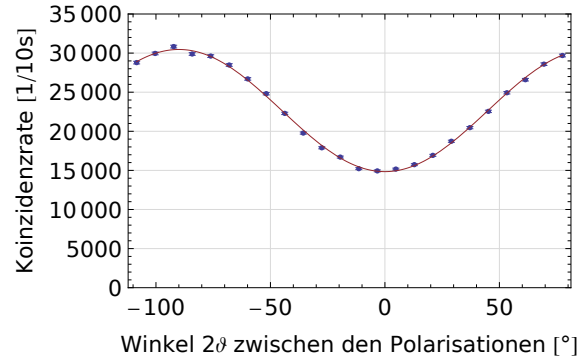


Abbildung 2.5: Abhängigkeit der Koinzidenzzählrate von dem Winkel zwischen den Polarisierungen von Signal- und Idlerphoton. Für diese Messung ist ein $\lambda/2$ -Plättchen vor einen der Eingänge des HOM-Interferometers gestellt worden, um die Polarisation eines der Photonen drehen zu können. Sind die Polarisierungen nicht parallel zueinander, so sind die Photonen nicht mehr ununterscheidbar und die Koinzidenzrate nimmt zu.

$$E_2^{(+)} = \sum_{k_3, k_4} (\alpha_T \cos \vartheta \tilde{E}_{2, k_3}(t_3) a_{e, k_3} - \alpha_R \tilde{E}_{2, k_4}(t_4) a_{o, k_4}). \quad (2.7)$$

Setzt man diese Gleichungen in das durch (1.27) definierte $A(T_1, T_2)$ ein, so resultiert, dass $A \propto \cos \vartheta$. Die Terme mit $\cos^2 \vartheta$ entfallen, da die Faktoren C_2 und C_3 aus Gleichung (1.31) auch in diesem Fall gleich Null sind. Wird also schließlich nach Gleichung (1.26) die Koinzidenzrate berechnet, so wird festgestellt, dass $R_C \propto \cos^2 \vartheta$. Dies kommt dadurch zustande, dass ϑ von den Integrationsvariablen unabhängig und somit die Koinzidenzrate proportional zum Betragsquadrat von $\cos \vartheta$ ist.

In Abbildung 2.5 können die gemessenen Koinzidenzwerte für verschiedene Polarisierungen beobachtet werden. Als die Messungen durchgeführt worden sind, befand sich der Verschiebetisch an der Position, an der bei der vorherigen Messung das Koinzidenzminimum gemessen wurde. Bei den aufgetragenen Werten handelt es sich um die nachträglich korrigierten Messwerte, von denen die Untergrundereignisse abgezogen worden sind. Die Fehlerbalken ergeben sich aus der Standardabweichung Poisson-verteilter Ereignisse \sqrt{n} und der Gauß'schen Fehlerfortpflanzung. An den Werten ist eine nichtlineare Regression mit der Funktion $f(x) = a \cdot \cos^2(b \cdot (x+c)) + d$ durchgeführt worden, welche in der Abbildung als durchgezogene Linie dargestellt ist. Der theoretisch vorhergesagte Verlauf von der Koinzidenzrate in Abhängigkeit des Winkels 2ϑ zwischen den Polarisierungen von Signal und Idler wird gut durch die Messung widerspiegelt.

Dass die Koinzidenzrate nicht Null wird, wenn die beiden Polarisierungen parallel zueinander stehen ($2\vartheta = 0^\circ$), liegt auch hier wieder an dem schlechten Kontrast $\mathcal{K} \simeq 0,35$ des Versuchsaufbaus. Die Vermutungen für den schlechten Kontrast sind die gleichen wie zuvor. Hinzu kommt bei dieser Messung noch die Tatsache, dass die Polarisationserhaltung der Glasfasern unter manchen Umständen beeinträchtigt werden kann. Zum Beispiel würde ein Knick in der Faser oder ein nicht gut genug eingekoppelter Strahl dafür genügen. Dies würde zur Unterscheidbarkeit aufgrund von Polarisationsunterschieden führen.

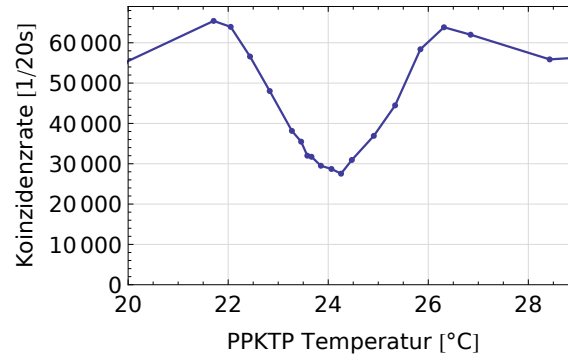


Abbildung 2.6: Abhängigkeit der Koinzidenzzählrate von der PPKTP Temperatur. Verändert man die Temperatur, so verändern sich auch die Frequenzen von Signal und Idler gemäß $\omega_p = \omega_s + \omega_i$. Der HOM-Dip ist in diesem Fall um die Entartungstemperatur ($\sim 24,2^\circ\text{C}$) herum zentriert. Bei circa $21,5^\circ\text{C}$ und $26,5^\circ\text{C}$ kann ein leichter Anti-Bunching Effekt festgestellt werden. Dieses Phänomen wurde auch bei späteren Messungen mit Photonen leicht unterschiedlicher Frequenzen festgestellt.

2.2.2 Abhängigkeit des Hong-Ou-Mandel Dips von der Kristalltemperatur

Durch eine Veränderung der Ankunftszeit der beiden identischen Photonen auf den Strahlteiler wird ein HOM-Dip beobachtet, weil die Photonen, sobald sie nicht mehr gleichzeitig auf den Strahlteiler treffen, unterscheidbar sind. Wird also die Temperatur des PPKTP-Kristalls verändert und werden die optischen Weglängen konstant auf gleiche Länge gehalten, so erwartet man auch, einen HOM-Dip zu sehen. Hat der Kristall nicht genau die Entartungstemperatur, so haben Signal- und Idlerphoton nicht exakt die gleiche Frequenz (siehe Abbildung 2.3) und sind somit unterscheidbar.

Die Temperatur ist von rund 18°C bis 31°C schrittweise erhöht worden, wobei für jede eingestellte Temperatur eine Koinzidenzmessung nach dem TCSPC Prinzip durchgeführt worden ist. Abbildung 2.6 zeigt den Verlauf der Koinzidenrate im Bereich der Entartungstemperatur. Auch in diesem Fall ist ein ausgeprägter HOM-Dip mit seinem Minimum bei rund $24,2^\circ\text{C}$ zu sehen.

Zusätzlich können auf beiden Seiten des Dips leichte Anti-Bunching Effekte wahrgenommen werden. Ein ähnliches Verhalten ist in späteren Messungen mit dem OPO, bei denen die Frequenzen leicht unterschiedlich eingestellt waren, festgestellt worden (siehe Abschnitt 3.3.1).

3. Erzeugung identischer Photonenpaare mit einem breitbandigen dreifachresonanten OPO

Ein langfristiges Ziel des Projektes, in dessen Rahmen diese Arbeit stattgefunden hat, ist es, identische Einzelphotonen aus verschiedenen Quellen zu erzeugen und diese miteinander zu verschränken. Der zu bauende OPO sollte demnach identische Photonen generieren, die von den Photonen aus einem Quantenpunkt ununterscheidbar sind, damit zu einem späteren Zeitpunkt Experimente zur Verschränkungsvertauschung durchgeführt werden können. Die von diesen beiden Quellen emittierten Photonen haben jedoch sehr unterschiedliche Eigenschaften. Viele Quantenpunkte emittieren mit einer Linienbreite im Gigahertz-Bereich. Einen OPO mit einer Linienbreite im Gigahertz-Bereich zu bauen, wäre schwierig. Dazu müsste dieser sehr kurz sein [Boy03] und hätte dadurch eine geringe Konversionseffizienz, da die verwendeten Kristalle klein gewählt werden müssten. Außerdem ist bei einem kurzen Konversionskristall das Gesamtspektrum breiter, was ein späteres Filtern erschwert. Ein guter Kompromiss liegt darin, einen breitbandigen OPO mit einer Linienbreite von rund 100 MHz zu realisieren und die Photonen aus dem Quantenpunkt zu filtern, sodass deren Bandbreite genauso groß wird.

3.1 Aufbau des OPO

Eine der im Vordergrund stehenden Anforderungen war es, einen kompakten OPO zu bauen, damit dieser leicht in eine Repeaterstation implementiert werden kann. Die Wahl eines hemisphärischen Aufbaus ermöglicht die Minimierung der Resonatorlänge, darüberhinaus fördert die geringe Anzahl an optischen Elementen auch eine hohe Stabilität des OPOs. Durch die kurze Resonatorlänge wird ein hoher freier Spektralbereich ΔFSR (*free spectral range*, FSR) erzielt und es wird gleichzeitig erreicht, dass wenige longitudinale Moden der Signal- und Idlerfelder anschwingen können. Damit eine optimale Konversionseffizienz erreicht wird, müsste die Strahltaile des Pumplasers sehr klein ($\sim 20\text{ }\mu\text{m}$) eingestellt werden und in der Mitte des Konversionskristalls liegen. Die nötigen Strahlen, um einen solchen Fokus zu erreichen, wären stark divergent und somit nicht für den stabilen Betrieb eines Resonators geeignet. Zudem würden Kristalle mit einer größeren Querschnittsfläche benötigt werden, als für den Aufbau zur Verfügung standen. Außerdem würde dies eine extrem sensible Justierung der Linsen zur Einkopplung in den OPO erfordern. Als Kompromiss ist auf eine Strahltaile von $\sim 60\text{ }\mu\text{m}$ fokussiert worden, was eine noch genügend hohe Konversionseffizienz bietet. Bei diesem Ausmaß reicht es, dass sich der Brennpunkt in der Nähe des Kristalls befindet, da die Strahlen sehr wenig divergieren und die

Taille sich somit nur langsam verändert. Dies hat es ermöglicht, den hemisphärischen Aufbau zu verwenden, bei dem der Brennpunkt auf dem Planspiegel liegt. Somit muss sich der PPKTP-Kristall so nah wie möglich an dem planparallelen Spiegel befinden. Daher ergibt sich die minimal erreichbare effektive Länge (circa 45 mm) des Resonators aus der Länge des Konversions- und Kompensationskristalls (jeweils 20 mm) zuzüglich des nötigen Spielraums zwischen den Komponenten, um eine berührungslose Justierung der Kristalle zu ermöglichen.

Bei Propagation von Licht in einem Medium berechnet sich die optische Weglänge aus $l \cdot n$, mit l der Länge des Mediums und n dessen Brechungsindex. Da in dem OPO Medien verschiedener Brechungsindizes verwendet werden, ergibt sich die Resonatorlänge aus der Summe $R_L = \sum_i n_i l_i$. Mit den in Abbildung 3.2 dargestellten Abständen und unter Verwendung der Brechungsindizes $n(\lambda)$ (mit $\lambda = 894$ nm für die Fluoreszenzfelder und $\lambda = 447$ nm für das Pumpfeld) aus [EA03], lässt sich so für den aufgebauten OPO eine Resonatorlänge von $L_{R,Pump} = 8,07$ cm für den Pumpstrahl und von $L_{R,S/I} = 7,76$ cm für die Signal- und Idlerphotonen bestimmen. Nach der Definition

$$\Delta\text{FSR} = \frac{c}{2L_R}, \quad (3.1)$$

wobei c die Lichtgeschwindigkeit ist, entspricht dies einem FSR von $\text{FSR}_{\text{Pump}} = 1,85$ GHz für das Pumpfeld und von $\text{FSR}_{S/I} = 1,93$ GHz für die Fluoreszenzfelder (siehe Abbildung 3.1).

Um die zweite Anforderung an den OPO, die gewünschte Bandbreite von 100 MHz für die Halbwertsbreite (engl. *full width at half maximum*, FWHM) $\Delta\nu$ der Resonanzen von Signal- und Idlerphotonen, zu erreichen, ist nach

$$\mathcal{F} = \frac{\text{FSR}_{S/I}}{\Delta\nu_{S/I}} \quad (3.2)$$

eine Finesse von $\mathcal{F} = 19,26$ notwendig. Die Finesse des Resonators hängt über

$$\mathcal{F} = \pi \frac{(R_{in} R_{out} T_{rt}^2)^{1/4}}{1 - \sqrt{R_{in} R_{out} T_{rt}^2}} \quad (3.3)$$

[Wei04] mit den Reflektivitäten R der verwendeten Spiegel zusammen. Hierbei bezeichnet der Index 'in' den ersten und der Index 'out' den zweiten Spiegel im Resonator. Der Ausdruck T_{rt} ist der Transmissionskoeffizient für einen Resonatorumlauf (engl. *round trip transmission*) und berücksichtigt die Absorption der optischen Elemente und die Verluste an den Spiegeln während eines Resonatorumlaufes.

Damit das Pumpfeld effizient in den OPO gekoppelt werden kann und dadurch große Intensitäten im Resonator erzeugt, muss, ähnlich wie bei Schaltkreisen, die Impedanzanpassung für den einfallenden Strahl erfüllt sein. Sie hat nach [Wei04] die Form

$$R_{in} = R_{out} T_{rt}^2. \quad (3.4)$$

Entsprechend dieser zwei Kriterien sind also die Reflektivitäten der Spiegel für blau gewählt worden. Signal und Idler sind nur sehr schlecht impedanzangepasst worden, da dies nur bei der Justage eine Rolle spielt. Die Reflektivitäten für diese sind nur nach Gleichung (3.3) festgelegt worden. Der erste Spiegel wurde so gewählt, dass er für die Wellenlänge der erzeugten Photonen ($\lambda = 894$ nm) hochreflektierend ($R \simeq 98,5\%$) ist. Auf eine höhere Reflektivität wurde verzichtet, damit noch genug Licht zur Justage in den Resonator kommt. Aufgrund der hohen Absorption

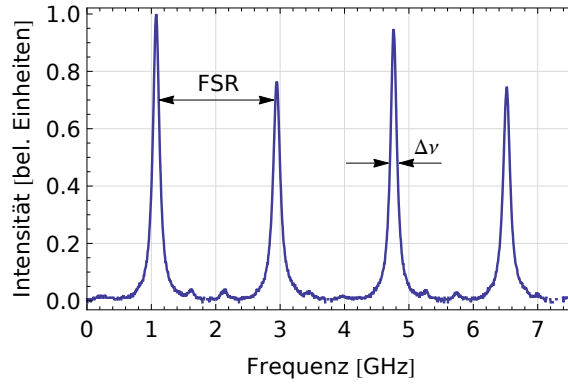


Abbildung 3.1: Gemessenes Transmissionsspektrum für eins der Fluoreszenzfelder des OPOs. Der FSR beträgt $(1,87 \pm 0,01)$ GHz und die FWHM der Resonanzen $\Delta\nu = (129 \pm 7)$ MHz. Daraus ergibt sich eine Finesse von $\mathcal{F} = 14,5 \pm 0,8$.

($T_{rt} < 1$) des Pumpstrahls in den Kristallen muss der Spiegel für diesen eine geringe Reflektivität von etwa 0,5 aufweisen. Der andere Spiegel sollte hingegen für das Pumplicht hochreflektierend sein und die Fluoreszenzfelder zu 68% reflektieren, da diese nur schwach vom KTP absorbiert werden. Die gewählte Spiegelkonfiguration sollte zusätzlich dazu dienen, dass möglichst viele Photonenpaare den Resonator auf der gleichen Seite verlassen, und sie sollte so weit wie möglich verhindern, dass der Pumpstrahl den OPO in Richtung der APDs verlässt, um das spätere Filtern zu erleichtern.

Als bei den ersten Messungen mit den eingebauten Spiegeln, die gemessene Finesse stark von der berechneten abwich, wurde die Reflektivität nachgemessen. Es ist festgestellt worden, dass die vom Hersteller angegebenen Werte stark von den gemessenen abgewichen sind, was die niedrigen Werte der Finesse des aufgebauten OPOs erklärt. Mit den gemessenen Reflektivitäten hätte die Impedanzanpassung nicht erfüllt sein sollen. Man hätte im Reflektionsspektrum nur ganz schwache Resonanzen erwartet, wenn überhaupt. Dies war jedoch nicht der Fall. Die Resonanzen waren stark ausgeprägt, was sich nur durch eine Absorption oder durch diffuse Streuung der Spiegel erklären lässt, weil dies zu einer besseren Impedanzanpassung führen würde. Dadurch hätte die Transmission in Gleichung (3.4) einen niedrigeren Wert und die Bedingung wäre für die niedrigeren (tatsächlichen) Reflektivitäten (besser) erfüllt. Die Spiegel wurden vom Hersteller ausgetauscht. Alle Messungen haben mit den neuen Spiegeln stattgefunden. Die gemessene Finesse des verwendeten Aufbaus beträgt $\mathcal{F} = 14,5 \pm 0,8$ für Signal und Idler. Für die FWHM der Fluoreszenzresonanzen ergibt sich der Wert $\Delta\nu = (129 \pm 7)$ MHz.

Der OPO ist in einem luftdicht verschließbaren Aluminiumgehäuse aufgebaut worden, dessen Temperatur über zwei Peltierelemente, welche sich unterhalb der Grundplatte befinden, stabilisiert wurde. Um die thermische und akustische Isolation des OPOs zu gewährleisten, sind zwei antireflex-beschichtete Fenster als Ein- und Ausgang in das OPO-Gehäuse verbaut worden. Direkt nach dem Eingangsfenster befindet sich der durch drei Feingewindeschrauben verstellbare Spiegelhalter für den Konkavspiegel, welcher einen Krümmungsradius von 50 mm hat. Es folgt der KTP-Konversionskristall, welcher sich wegen der guten Wärmeleitfähigkeit in einem Messinggehäuse befindet. An dieses ist ein weiteres Peltierelement befestigt, welches über einen Regler angesteuert wird und zur Veränderung der Kristalltemperatur dient. In

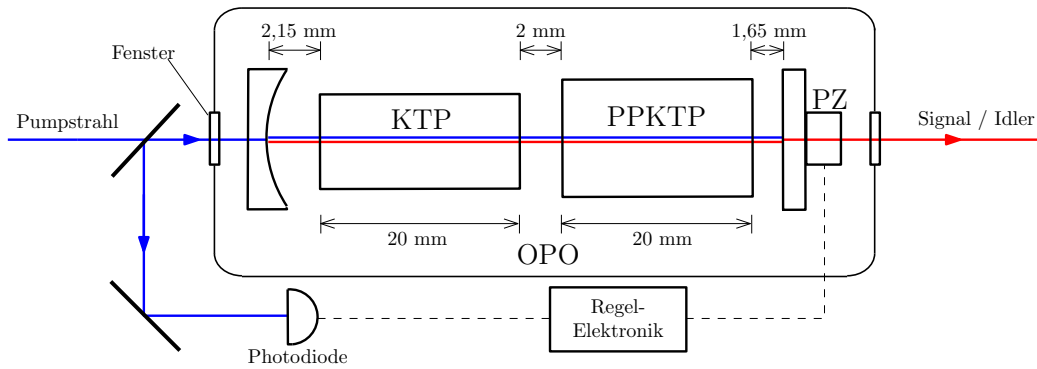


Abbildung 3.2: Schematische Abbildung des Aufbaus des dreifach resonanten OPOs. Damit der Aufbau möglichst kompakt wird, ist ein hemisphärischer Resonator bevorzugt worden. Als Konversionskristall ist periodisch gepoltes KTP verwendet worden. Um eine Resonanz von Signal- und Idlerphotonen im entarteten Zustand zu erlauben, ist ein Kompensationskristall verwendet worden. Hierbei handelt es sich um einen, um 90° gedrehten, nicht gepolten KTP Kristall. Um die Resonatorlänge zu stabilisieren, ist der zurückreflektierte Strahl des Pumplasers als Rückkopplungs-Referenzsignal für das Piezoelement (PZ) verwendet worden. Ein Ein- und Ausgangsfenster wurden in das OPO-Gehäuse eingebaut, damit dieses luftdicht verschlossen werden kann, um nicht von thermischen und akustischen Schwankungen der äußeren Umgebung beeinflusst zu werden.

dem Messinggehäuse des Kristalls ist außerdem ein Thermowiderstand (NTC $10\text{ k}\Omega$) als Temperaturfühler installiert worden, welcher dem Temperaturregler den nötigen "Ist"-Wert für die Kristalltemperatur liefert. Der verwendete PPKTP-Kristall hat eine Querschnittsfläche von $(1 \times 2)\text{ mm}^2$ und eine Länge entlang der optischen Achse von 2 cm. Das Gehäuse ist auf einem 4-Achsen-Verschiebetisch montiert, was eine genaue Ausrichtung des Kristalls ermöglicht. Der PPKTP-Kompensationskristall ist auf gleiche Weise auf einem eigenen separaten Verschiebetisch platziert. Anschließend folgt ein planparalleler Spiegel, der auf einem ringförmigen Piezoelement geklebt ist, welches direkt an die Gehäusewand montiert wird. Über das Piezoelement wird die Länge des Resonators feinjustiert, um Störungen entgegenzuwirken. Zuletzt folgt im Aufbau dann das bereits erwähnte Ausgangsfenster.

3.1.1 Kompensationskristall

Für die in dieser Arbeit beschriebenen Experimente ist ein dreifachresonanter OPO gebaut worden. Das bedeutet, dass der Oszillator für Pumpe, Signal und Idler resonant ist. Es bietet sich an, einen periodisch gepolten Konversionskristall zu verwenden, der eine kollineare Ausbreitung von Signal- und Idlerphoton erlaubt und somit den unerwünschten "Walkoff-Effekt" vermeidet.

Die Temperatur in dem Konversionskristall ist durch den Entartungspunkt festgelegt und kann somit nicht variiert werden. Damit jedoch die Einstellung der gleichzeitigen Resonanz der Signal- und Idlerstrahlen möglich ist, werden zusätzliche Freiheitsgrade benötigt, mit denen die einzelnen Polarisierungen im Resonator beeinflusst werden können. Hierfür ist ein zusätzlicher gleichartiger, nicht periodisch gepolter und nicht phasenangepasster Kristall verwendet worden. Dieser ist um 90° gedreht in den Resonator integriert worden [KWS06]. Durch die Einstellung der Temperatur des KTP

Kristalls und die Ausrichtung der Kristallachsen kann somit die dreifache Resonanz bei Frequenzentartung erreicht werden.

Ein weiterer Effekt des Kompensationskristalls ist, dass ein eventueller Laufwegunterschied zwischen den optischen Wegen von Signal und Idler unabhängig von den Resonatorumläufen werden würde. Ohne den zweiten Kristall würde schon ein geringer Laufzeitunterschied der beiden Photonen ausreichen, um die Doppelresonanz von Signal und Idler bei gleicher Frequenz zu verhindern, da dieser mit der Zahl der Umläufe im Resonator zunehmen würde.

3.1.2 Stabilisierung des Resonators

Im OPO ist eine stationäre Feldkonfiguration mit stabiler Resonanzfrequenz wünschenswert. Dazu ist es notwendig, dass die Resonatorlänge exakt ein ganzes Vielfaches der Wellenlänge, die resonant sein soll, beträgt. Aufgrund äußerer Einflüsse mechanischer, thermischer und akustischer Natur auf die optischen Elemente ist die Resonatorlänge jedoch Fluktuationen ausgesetzt.

Wird das Piezoelement verwendet, um den OPO auf Resonanz zu halten, ist eine elektronische Stabilisierung notwendig. Es ist die Stabilisierungsmethode, bei der die Flanke des Reflektionssignals verwendet wird, benutzt worden. Als das für diese Methode benötigte Fehlersignal kann der aus dem Resonator zurückreflektierte Pumpstrahl verwendet werden, indem er auf eine Photodiode geleitet wird, welche mit der Regelelektronik verbunden ist.

Geplant war es jedoch, für den im Rahmen dieser Arbeit aufgebauten OPO, das Hänsch-Couillaud-Verfahren (Vertiefung siehe [HC80]) für die Stabilisierung zu verwenden. Aufgrund einer ungewollten Doppelbrechung im, durch eine Schraube gehaltenen Plankonkavspiegel konnte dieses Verfahren allerdings nicht verwendet werden. Die Doppelbrechung wurde durch den von der Schraube ausgeübten Druck verursacht. Bei einem nächsten Versuch würde es sich anbieten den Spiegel festzukleben, um dies zu verhindern. Es ist deshalb notwendig gewesen, auf die oben beschriebene Stabilisierungsmethode auszuweichen. Ein Nachteil dieser Methode ist, dass der OPO nicht genau auf der Pumpresonanz geregelt werden kann. Damit mit dem Piezo die Resonatorlänge richtig verändert werden kann, muss erkannt werden können, in welche Richtung das gemessene Signal vom "Soll"-Signal abweicht. Bei einem halbwegs symmetrischen Peak ist es auf diese Weise jedoch nicht möglich. Somit muss der OPO, wie der Name der Methode schon verrät, auf der Flanke stabilisiert werden, da zwischen steigender und fallender Flanke unterschieden werden kann, wodurch jedoch die Stabilität im Vergleich zum Hänsch-Couillaud Verfahren sinkt. Trotzdem bietet das verwendete Verfahren einen noch ausreichenden Stabilisierungsgrad bei sehr geringem Aufwand.

3.1.3 Bestimmung der Resonatorlänge mit Hilfe dopplerfreier Cäsium-Sättigungsspektroskopie

Im Laufe dieser Arbeit ist über verschiedene Messungen, die in den folgenden Abschnitten beschrieben werden, die Resonatorlänge des OPOs bestimmt worden. Es gab jedoch einige Unstimmigkeiten zwischen den erhaltenen Werten. Weshalb entschlossen wurde zur Überprüfung eine weitere Messmethode auszuprobieren. Mittels eines Oszilloskops ist eins der beiden Emissionsfelder aufgenommen worden. Zur Kalibration ist das bekannte Cäsium-Spektrum [Ste10] verwendet worden, welches über

dopplerfreie Sättigungsspektroskopie aufgenommen worden ist.

Hierbei ist der Strahl eines durchstimmbaren Lasers durch einen Strahlteiler in einen schwächeren Abfragestrahl und einen stärkeren Pumpstrahl aufgespalten worden. Beide Strahlen wurden so umgeleitet, dass sie die Probe (in diesem Fall ein mit Cäsium-Gas gefüllter Behälter) antikollinear durchlaufen. Wird nun die Laserfrequenz durchgestimmt, so zeigt die Leistung des Abfragelasers die dopplerverbreiteten Absorptionslinien mit den Lamb-Dips in ihrer Mitte, welche der natürlichen Linienbreite entsprechen [Dem07].

Abbildung 3.3 zeigt das Transmissionsspektrum eines der beiden Emissionsfelder (blau) und das als Referenz verwendete Cäsium-Spektrum (rot). Über den gemessenen FSR von $\text{FSR}_{S/I} = (1,87 \pm 0,01)\text{GHz}$ konnte auf die Resonatorlänge von $L_R = (8,02 \pm 0,03)\text{cm}$ geschlossen werden. Der ermittelte Wert weicht rund 3 mm von dem theoretisch berechneten ab. Der naheliegendste Grund hierfür ist, dass bei dem Aufbau des OPOs die in Abbildung 3.2 dargestellten Abstände zwischen den jeweiligen Komponenten nicht streng eingehalten worden sind.

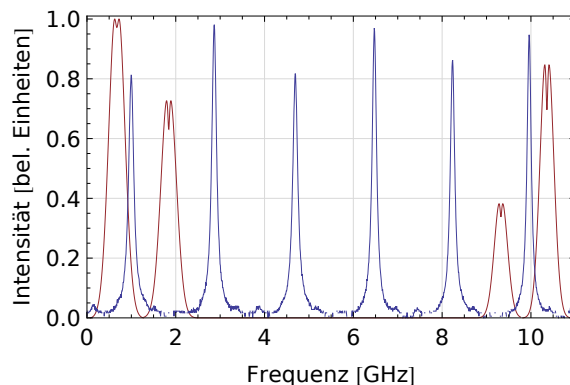


Abbildung 3.3: Abbildung des Cäsium-Spektrums (rot) und des Transmissionsspektrums des OPOs (blau) für eins der erzeugten Fluoreszenzfelder. Die relativen Abstände der spektralen Linien von Cäsium sind bekannt, dadurch konnte diese Messung als Referenz für das Transmissionsspektrum gewählt werden. Hieraus konnte über den $\text{FSR}_{S/I} = (1,87 \pm 0,01)\text{GHz}$ auf die Resonatorlänge $L_R = (8,02 \pm 0,03)\text{cm}$ geschlossen werden.

3.2 Koinzidenzen

Nach Inbetriebnahme des OPOs galt es als erstes, die Zählraten und die Koinzidenzrate auf den APDs zu maximieren. Im Vergleich zum Versuchsaufbau ohne OPO sind jetzt mehr Freiheitsgrade vorhanden, um die dreifache Resonanz einstellen zu können: Die Ausrichtung und die Temperatur des Kompensationkristalls. Der KTP Kristall wurde zunächst auf die gleiche Temperatur wie der PPKTP Kristall eingestellt. Bei laufender, sich schnell aktualisierender Messung sind systematisch die Freiheitsgrade variiert worden, bis die höchste Koinzidenzrate eingestellt war.

3.2.1 Abhängigkeit von der Pumpleistung

Es ist die Abhängigkeit der Zählraten von der Pumpleistung untersucht worden. Hierfür sind APDs direkt hinter dem polarisationssensiblen Strahlteiler (siehe Ab-

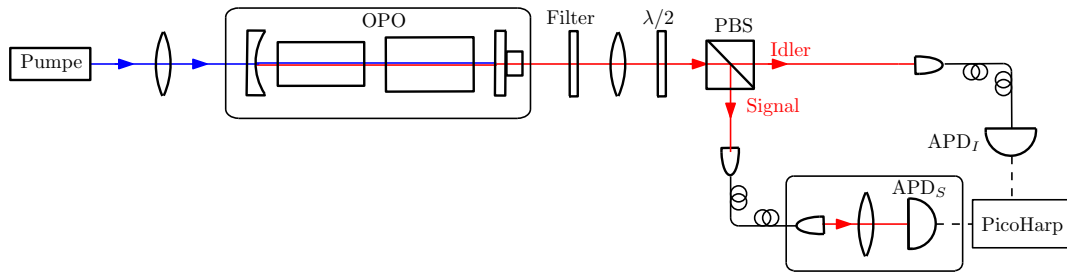


Abbildung 3.4: Aufbau zur Messung der Zählrate und der Signal-Idler-Korrelation im OPO erzeugter Photonenpaare. Im OPO werden mittels SPDC identische Photonenpaare erzeugt. Durch einen 50 nm Bandpassfilter und einen Spektralfilter für die Pumpfrequenz wird möglichst viel Störsignal absorbiert. Mit einem $\lambda/2$ -Plättchen werden die Polarisierungen der Photonen so gedreht, dass sie jeweils parallel zu einer der Achsen des polarisationsabhängigen Strahlteilers (PBS) sind. Der PBS teilt das Paar gemäß Signal und Idler auf. Die Photonen werden jeweils in eine Glasfaser gekoppelt, welche in einer fasergekoppelten APD bzw. in einer abgedichteten Box, in welcher sich die zweite APD befindet, enden. Das Signal einer der APDs wird durch ein 50m langes Kabel verzögert, sodass auch "negative Koinzidenzen" mit der PicoHarp messbar sind.

bildung 3.4) positioniert worden. Dadurch erhält man auf dem einen Einzelphotonendetektor die Zählrate der Signalphotonen und auf dem anderen die der Idlerphotonen. Für den Bereich niedriger Intensitäten wird ein linearer Verlauf der Zählraten vermutet. Wird die Pumpintensität zu hoch, kann die Messung verfälscht werden, weil auch weitere unerwünschte Fluoreszenzphänomene im Kristall stattfinden könnten [PLZF10].

Die bei den Messungen verwendeten APDs unterschieden sich: Die eine ist fasergekoppelt, ist somit nicht anfällig gegenüber Streulicht und muss keiner aufwändigen Justierung unterliegen. Die andere befindet sich in einer vor Streulicht schützenden Box und war noch von vorherigen Experimenten sehr gut eingestellt. Trotz der nicht baugleichen APDs wird kein relevanter Unterschied in den Zählraten erwartet, da diese laut Datenblätter nur geringe Unterschiede in der Detektionseffizienz aufweisen.

Abbildung 3.5 (links) zeigt die bei der ersten Messung aufgenommenen Werte der Zählraten pro Sekunde. Es wird eine starke mit der Intensität zunehmende Diskrepanz der zwei Zählraten festgestellt. Die unterschiedlichen APDs wurden als Grund schon ausgeschlossen. Eine mögliche Ursache für dieses Verhalten könnte ein sehr starker Untergrund sein, sodass die erzeugten Photonen kaum die Zählraten beeinflussen (vor allem in dem Bereich von $1500 \mu\text{W}$ bis $3000 \mu\text{W}$), sondern nur der zunehmende Untergrund bei zunehmender Intensität gemessen wird. Eine Vermutung ist, dass das PPKTP auch in anderen Wellenlängen nicht-parametrisch fluoresziert, was für viel unerwünschtes Licht entlang der optischen Achse sorgen würde. Vor allem kann festgestellt werden, dass der Untergrund polarisiert ist und somit nicht im 50:50 Verhältnis am polarisierenden Strahlteiler aufgespalten wird und dadurch die Zählraten der zwei APDs nicht gleichermaßen beeinflusst.

Um eine aussagekräftigere Messung zu erhalten, ist beschlossen worden, den Untergrund so weit wie möglich zu unterdrücken. Die Messung ist unter Verwendung

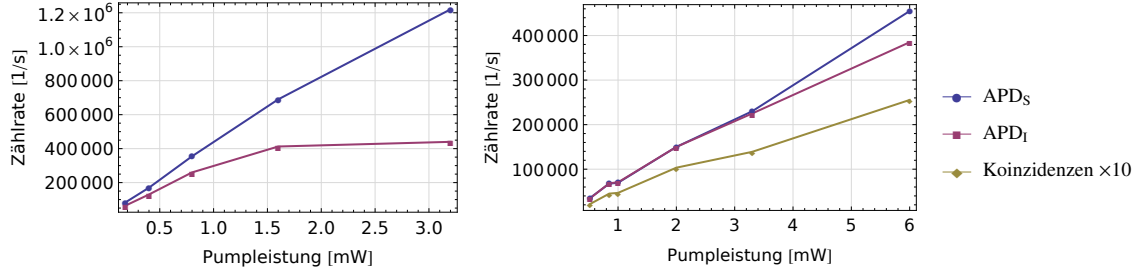


Abbildung 3.5: Messung der Zählraten der beiden APDs und der Koinzidenzen in Abhängigkeit der Pumpleistung ohne und mit Bandpassfilter. Bei der Messung befinden sich die APDs direkt hinter dem PBS, somit misst die eine die Signal- und die andere die Idlerzählrate. Die Koinzidenzen werden mittels TCSPC ermittelt. (links) Ohne Verwendung eines Spektralfilters nimmt der Unterschied der Zählraten mit steigender Leistung zu. Das Verhalten deutet darauf hin, dass ein polarisationsabhängiger Untergrund erzeugt wird. (rechts) Wird ein Bandpassfilter an den Ausgang des OPOs gestellt, so wird erkannt, dass in der vorherigen Messung zum größten Teil Untergrund gemessen worden ist. Die zwei APDs weisen jetzt eine fast gleiche Zählrate auf. Ab einer Pumpleistung von $\sim 3,5$ mW fangen aber auch in diesem Fall die Zählraten an, sich leicht zu unterscheiden.

eines Bandpassfilters (circa 3 nm; circa 40 – 50% Transmission) gemacht worden, der nur die gewünschte infrarote Wellenlänge, bei der das Photonenpaar erzeugt wird, durchlässt. Die Ergebnisse dieser Messung sind in Abbildung 3.5 (rechts) dargestellt. Der große Unterschied zwischen den Zählraten auf den zwei APDs kann nicht mehr festgestellt werden, außerdem ähnelt der Verlauf der Kurven bei dieser Messung eher einem linearen Verlauf. Die absoluten Zählraten sind deutlich niedriger als in der vorigen Messung. Die Verbesserung der Messergebnisse lässt darauf hindeuten, dass ein großer Teil des Untergrundes jetzt gefiltert wird. Was bedeuten würde, dass in der in Abbildung 3.5 (links) dargestellten Messung der Untergrund vorherrscht. In der Abbildung erscheint die Koinzidenzrate auf den ersten Blick sehr gering, weshalb die Werte um einen Faktor 10 vergrößert dargestellt sind. Durch eine grobe Abschätzung lässt sich zeigen, dass die Werte plausibel sind. Das Verhältnis von Koinzidenzrate R_C zu Zählrate einer der beiden APDs R_{APD} bei perfekt symmetrischem Aufbau und Verlusten für Signal und Idler ist gegeben durch

$$R_C = R_{\text{APD}} \cdot \eta = R_{\text{APD}} \cdot \eta_{\text{APD}} \eta_{\text{entweich}} \eta_{\text{Filter}} \eta_{\text{Faser}} \quad (3.5)$$

[Ou07]. η ist die Nachweiswahrscheinlichkeit, die sich aus dem Produkt mehrerer Faktoren zusammensetzt: die APD-Detektionseffizienz η_{APD} ($\sim 40\%$); die Wahrscheinlichkeit, dass die Photonenpaare den OPO (auf der richtigen Seite) verlassen η_{entweich} ($\sim 90\%$); die Transmission des Versuchsaufbaus, welche sich nochmal in die Transmission der Filter η_{Filter} ($\sim 40\%$) und die der Glasfaser η_{Faser} aufzählen lässt. Aus diesen Abschätzungen und die für Abbildung 3.5 verwendeten Daten ergibt sich aus Gleichung (3.5) eine Faserkopplungseffizienz $\eta_{\text{Faser}} \sim 40\%$, welche ziemlich realistisch scheint.

3.2.2 Signal-Idler Intensitätskorrelation

Das Emissionsspektrum des dreifach resonanten OPOs lässt sich gut über die Korrelationsfunktion zweiter Ordnung zwischen den Signal- und Idlerintensitäten cha-

rakterisieren. Hierfür ist wieder der in Abbildung 3.4 beschriebene Versuchsaufbau verwendet worden. Ein Detektionssignal auf der Idler-APD (APD_I) dient hierbei als Startsignal für die PicoHarp 300. Wird ein Signalphoton nach einem bestimmten Zeitintervall τ auf der Signal-APD (APD_S) detektiert, so wird die Zeitmessung angehalten. Bei der Messung wird die Untergrundzählrate verringert, indem eine fasergekoppelte APD verwendet wird und die zweite in einer abgedunkelten Box betrieben wird.

Die gemessene Signal-Idler Korrelationsfunktion zweiter Ordnung wird in Abbildung 3.6 gezeigt. Ins Auge sticht der exponentielle Abfall, welcher mit einer Modulation überlagert ist. Die Maxima der Modulation liegen sowohl theoretisch [Sch09] als auch experimentell im Abstand der Resonatorumlaufzeit voneinander entfernt (Abbildung 3.6), Signal und Idler können nur nach Vielfachen derselbigen den OPO verlassen. Die beobachtete Struktur ergibt sich somit (unter anderem) durch das Auflösungsvermögen der verwendeten APDs. Hätten diese eine höhere zeitliche Auflösung, so würden die Modulationsminima bis auf den Nullpunkt runtergehen.

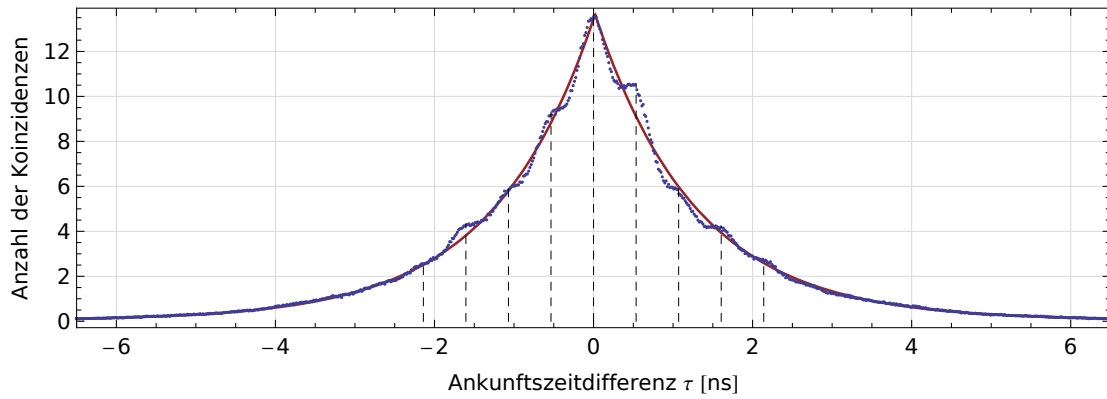


Abbildung 3.6: Korrelationsfunktion zweiter Ordnung zwischen den Signal- und Idlerintensitäten in Abhängigkeit der Ankunftszeitdifferenz τ . Die durchgezogene Linie zeigt in der Abbildung einen Fit mit der Funktion $f(x) = a + b \exp(-c|x|)$ für den exponentiellen Abfall. Die Modulation ist auf der Korrelationskurve gut zu erkennen. Die gestrichelten Linien sind in Abständen der Resonatorumlauflänge abgebildet und entsprechen jeweils einem Modulationsmaximum. Mit einer höheren zeitlichen Auflösung würde diese bis auf Null runtergehen.

3.3 Hong-Ou-Mandel Dip

Als nächstes wurde mit dem in Abbildung 3.2 beschriebenen Interferometer der HOM-Effekt mit OPO untersucht. Mit den Temperaturreglern ist der PPKTP Kristall bei der Entartungstemperatur von $(24,06 \pm 0,03)^\circ\text{C}$ und der KTP Kristall bei der optimalen Temperatur von $(23,50 \pm 0,03)^\circ\text{C}$ gehalten worden. Die Ausrichtung des Kristalls wurde so gewählt, dass die Resonanzen der erzeugten Felder übereinander liegen. Um die Resonanzen messen zu können ist der Masterlaser, welcher die gleiche Frequenz wie die Fluoreszenzfelder hat, von hinten in den OPO eingekoppelt worden, während mit dem Piezo die Resonatorlänge gescannt worden ist. Mit einem $\lambda/2$ -Verzögerungsplättchen konnte zwischen der Polarisierung von Signal und Idler gewechselt werden. Die Transmissionsspektren sind mit einem digitalen Oszilloskop

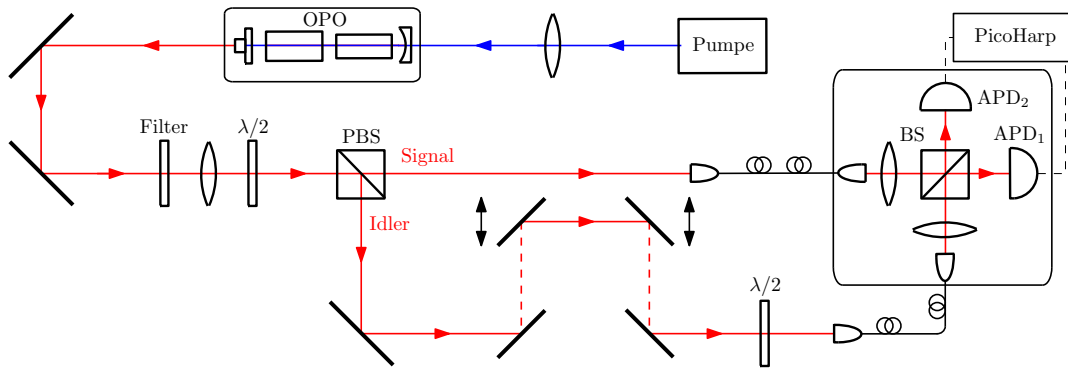


Abbildung 3.7: Experimenteller Aufbau zur Messung des HOM-Effekts an Photonen die mittels SPDC in einem doppelresonanten OPO erzeugt werden. Ein Spektralfilter und ein Bandpassfilter hinter dem OPO sorgen für eine Verringerung des Untergrundes. Die Polarisationen der im OPO generierten Photonen werden durch ein Verzögerungsplättchen so gedreht, dass sie zu jeweils einer Achse des polarisationsabhängigen Strahlteilers (PBS) parallel sind. Der PBS teilt Signal und Idler auf. Im Idlerarm des Versuchsaufbaus steht ein weiteres $\lambda/2$ -Plättchen, das die Polarisation um 90° dreht. Die somit identischen Photonen werden in Glasfasern eingekoppelt und treffen auf den Strahlteiler (BS), hinter dessen Ausgängen zwei APDs stehen, die mit der PicoHarp 300 verbunden sind. Um die Ankunftszeitdifferenz der Photonen zu variieren, kann mittels eines Verschiebetisches die optische Weglänge des Idlers verändert werden.

aufgenommen worden, welches das Signal von einer Photodiode geliefert bekommen hat.

In Abbildung 3.8 (links) kann ein HOM-Dip beobachtet werden, der bei einer drei Sekunden langen Messung mit einem Pumpstrahl von 5 mW erhalten wurde. Man erhält wie bei den Messungen ohne dem KTP einen ausgeprägten HOM-Dip, der den Einbruch der Koinzidenzenrate darstellt, jedoch ist er diesmal Gauß-förmig und nicht dreieckig. Da der Dip nicht bis auf Null runtergeht, sind die im OPO erzeugten Photonen nicht gänzlich ununterscheidbar. Es ergibt sich ein Kontrast von $\mathcal{K} \simeq 0,31$. Zu den in Abschnitt 2.2 schon aufgelisteten möglichen Ursachen für den geringen Kontrast bei den Messungen, fügen sich bei der Verwendung des OPOs zwei weitere mögliche Gründe hinzu, die die partielle Unterscheidbarkeit der Photonen erklären. Auch wenn sich die Einhüllenden des Signal- und Idlerspektrums überlagern, ist es nicht garantiert, dass die Photonen identisch sind. Es kann vorkommen, dass die Kammstrukturen der Emissionsspektren des OPOs relativ zueinander verschoben sind. Ein solcher Effekt würde zur Verschlechterung des Kontrastes führen. Außerdem sind die Resonanzen im OPO nicht sauber eingestellt. In Abbildung 3.8 (rechts) kann beobachtet werden, dass es, außer der gewollten Resonanz, noch einen Nebenpeak gibt. Dieser ergibt sich durch die Anwesenheit weiterer, ungewollter Moden höherer Ordnung. Hierdurch werden die Photonen unterscheidbar.

3.3.1 Temperaturabhängigkeit

Als nächstes sollte untersucht werden, wie sich der HOM-Effekt in Abhängigkeit der Temperatur des Kompensationskristalls verändert. Für jede eingestellte Tempera-

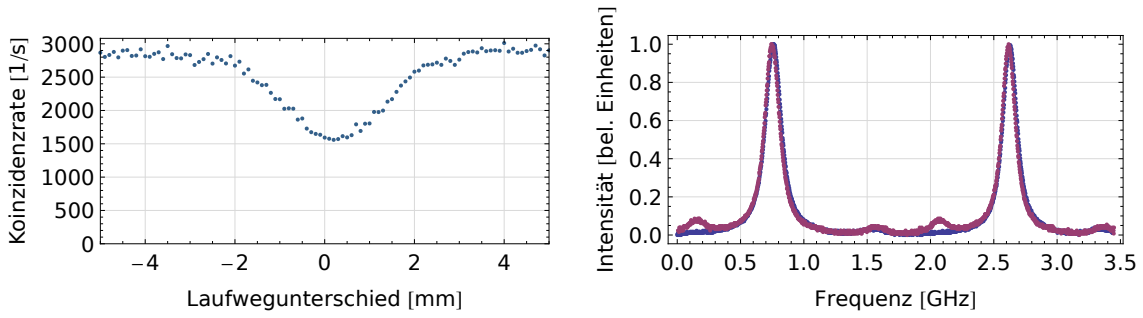


Abbildung 3.8: Messung des HOM-Dips bei einer Pumpleistung von 5 mW. Der KTP Kristall befand sich bei $(23,50 \pm 0,03)^\circ\text{C}$. Ein ausgeprägter HOM-Dip ist zu beobachten (links) und die Signal- und Idlerresonanzen liegen übereinander (rechts). Eine ungewollte kleinere Resonanz kann beobachtet werden.

tur ist der lineare Verschiebetisch über die Länge eines HOM-Dips durchgefahren worden, wobei in regelmäßigen Abständen Start-Stopp Messungen der Ankunftszeitdifferenz der Photonen durchgeführt worden sind. Die Koinzidenzen sind nun in Abhängigkeit der Position des Verschiebetischs aufgetragen worden. Zusätzlich sind auch bei diesen Messungen die Resonanzen für Signal und Idler im OPO aufgenommen worden. Die PPKTP Temperatur wurde bei dieser Messung auf $(24,06 \pm 0,03)^\circ\text{C}$, nahe dem Entartungspunkt, eingestellt.

Abbildung 3.8 zeigt den Fall für die optimale KTP Temperatur, welche bei $(23,50 \pm 0,03)^\circ\text{C}$ liegt. Bei dieser wird erreicht, dass die erzeugten Photonenpaare frequenzentartet sind und dass gleichzeitig die Resonanzen für Signal und Idler übereinander liegen (rechts). Ein ausgeprägter HOM-Dip ist erkennbar.

Anschließend ist die KTP Temperatur verringert worden, was zu einer Verschiebung der beiden infraroten Resonanzen zueinander führt. Eine Abweichung von schon einem halben Grad führt dazu, dass der HOM-Effekt nicht mehr beobachtet werden kann.

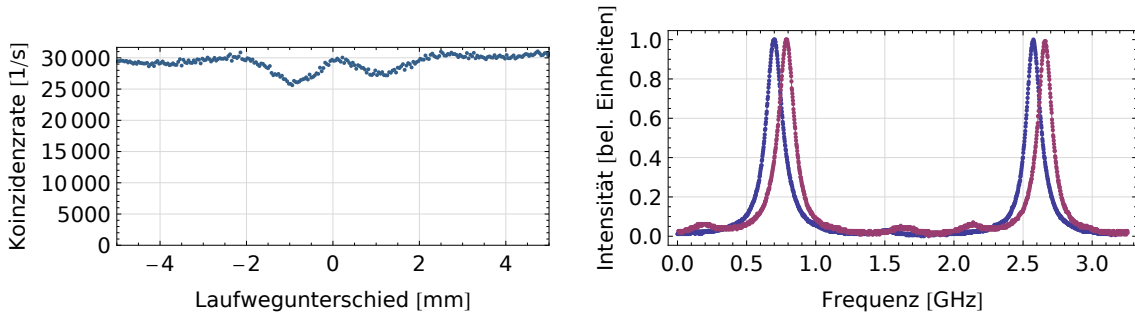


Abbildung 3.9: Messung des HOM-Dips bei einer Pumpleistung von 4,7 mW. Bei einer KTP Temperatur von $(23,36 \pm 0,03)^\circ\text{C}$ fangen die Resonanzen an, sich relativ zueinander zu verschieben (rechts). Der HOM-Dip verändert seine Struktur: es sind nun zwei aufeinanderfolgende Dips (links). Der Kontrast nimmt deutlich ab.

Bei $(23,36 \pm 0,1)^\circ\text{C}$ kann schon erkannt werden, dass allmählich die Resonanzen von Signal und Idler auseinanderlaufen. Schon bei einem so geringen Temperaturunterschied (von $\approx 0,15^\circ\text{C}$) ändert sich die Struktur des HOM-Dips. Es lassen sich zwei aufeinanderfolgende Dips beobachten. Die Dips sind nicht bei allen Temperaturen

gleich tief und der Kontrast ist hier schon deutlich geringer als in dem optimalen Fall. An dem Punkt, wo die Photonen gleichzeitig auf den Strahlteiler treffen (Nullpunkt der x-Achse) ist die Koinzidenzrate genau so hoch wie in den Randbereichen (Abbildung 3.9). Daraus lässt sich schließen, dass an dieser Stelle die Photonen voll unterscheidbar sein müssen.

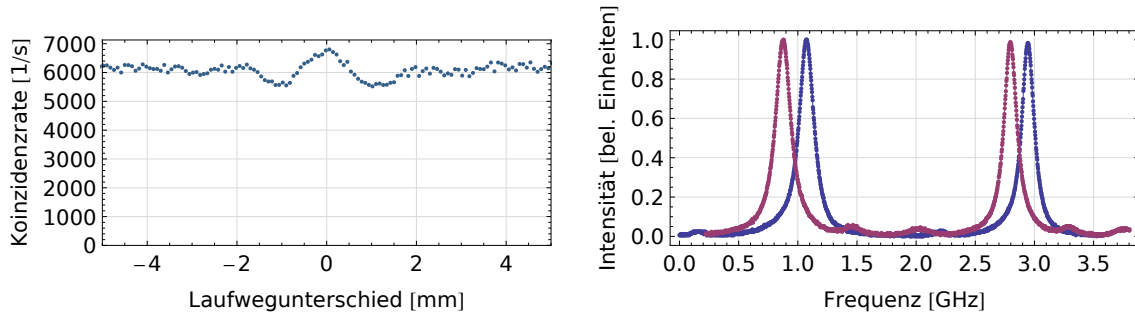


Abbildung 3.10: Messung des HOM-Dips bei einer Pumpleistung von 5 mW. Wird die KTP Temperatur auf $(23,25 \pm 0,03)^\circ\text{C}$ gesenkt, laufen die Resonanzen weiter auseinander (rechts). Je nach Laufwegunterschied zeigen die Photonen nun Bunching- bzw. Anti-Bunching Verhalten (links).

Verringert man die Temperatur auf $(23,25 \pm 0,03)^\circ\text{C}$ so laufen die Resonanzen der Fluoreszenzfelder weiter auseinander. Bei dieser Temperatur lassen sich wieder zwei Dips beobachten, die aber diesmal von einem Peak getrennt sind. Bei gleichzeitiger Ankunft der Photonen auf dem Strahlteiler wird nun ein Anti-Bunching Effekt beobachtet (Abbildung 3.10): Die Photonen verhalten sich als seien sie Fermionen.

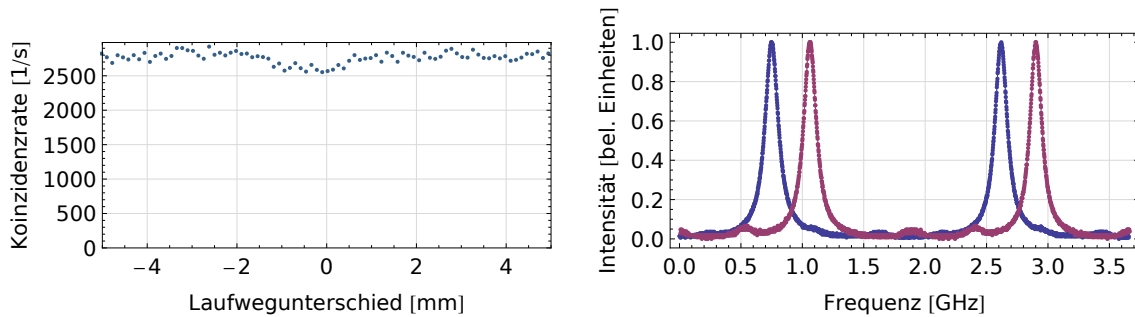


Abbildung 3.11: Messung des HOM-Dips bei einer Pumpleistung von 5 mW. Bei einer KTP Temperatur von $(23,01 \pm 0,03)^\circ\text{C}$ ist kein Dip mehr zu erkennen (links). Die Resonanzen überschneiden sich kaum mehr (rechts).

Wird die Temperatur noch weiter bis auf $(23,01 \pm 0,03)^\circ\text{C}$ gesenkt, so überlappen sich die Resonanzen kaum noch. Von dem HOM-Effekt ist so gut wie nichts zu erkennen (Abbildung 3.11).

Die theoretischen Betrachtungen zu den oben qualitativ betrachteten Phänomenen werden an dieser Stelle ausgelassen, da sie den Rahmen dieser Arbeit sprengen würden. Die Ursache für das gezeigte Verhalten liegt aber (wahrscheinlich) daran, dass die erzeugten Photonen nicht ein absolut identisches Spektrum aufweisen. Die Frequenzeinhüllende der Photonen mag zwar übereinstimmen, die durch den Resonator erzeugte Kammstruktur ist jedoch relativ zueinander verschoben. Das resultiert aus den nicht übereinander liegenden Resonanzen. Somit sind die Photonen, wenn sie

auf den Strahlteiler treffen, zu einem bestimmten Grad unterscheidbar, der von dem Ausmaß der Verschiebung der Kammstruktur abhängt.

Wird für den Fall aus Kapitel 2, in dem nur der PPKTP Kristall verwendet wurde, eine Frequenzdifferenz zwischen den zwei erzeugten Feldern angenommen (daraus folgt, dass $\omega_d \neq 0$ in Gleichung (1.44)), so sagt die Theorie vorher, dass sich dies auf eine ähnliche Weise äußert: Der HOM-Effekt zeichnet sich nicht mehr durch einen Dip, sondern durch die Folge von Dips und Peaks aus.

3.4 Hong-Ou-Mandel Dips zweiter Ordnung

Bei den Experimenten sind, wie in [LCO03] beschrieben, weitere HOM-Dips bei den Messungen in Abhängigkeit des Laufwegunterschiedes beobachtet worden. Jedes Photon ist bei den betrachteten Fällen durch eine komplizierte Wellenfunktion beschrieben. Anschaulich kann man dieses Phänomen jedoch wie folgt verstehen. Wird ein Photonenpaar im PPKTP erzeugt, so tragen die Photonen zum HOM-Dip bei, wenn sie den Resonator zusammen verlassen. Verlassen die beiden Photonen den Resonator jedoch nicht nach der gleichen Anzahl an Umläufen, so ist der zurückgelegte optische Weg des einen Photons um ein Vielfaches der doppelten Resonatorlänge länger. Stellt man den linearen Verschiebetisch so ein, dass die anfangs unterschiedlich langen optischen Weglängen kompensiert werden, so kommen die Photonen wieder gleichzeitig auf dem Strahlteiler an und erzeugen so einen HOM-Dip.

Somit sind beim HOM-Effekt mit einem Resonator auch Dips zweiter Ordnung (oder Nebendips) zu beobachten. Diese sind in einem Abstand von $\pm 2L_R$ vom eigentlichen HOM-Dip zu beobachten, wenn der HOM-Dip gegen den Laufwegunterschied aufgetragen wird. Theoretisch sind auch Nebenpeaks höherer Ordnung zu erwarten. Um diese zusätzlichen Dips aufzunehmen, ist der Versuchsaufbau aus Abbildung 3.7 verwendet worden. Hierbei wurden mit dem linearen Verschiebetisch die Bereiche im Abstand einer Resonatorumlaufänge vor und hinter dem Entartungspunkt herum gescannt. In Abbildung 3.12 sieht man die besten Messungen der HOM-Dips zweiter Ordnung im Vergleich zu dem Hauptdip dargestellt. Anhand der Ergebnisse von [LCO03] wird erwartet, dass alle Dips annähernd den gleichen Kontrast haben. Es ist jedoch erkennbar, dass sich der Kontrast deutlich verschlechtert. Diese Tatsache hat es erschwert mit dem oben beschriebenen Versuchsaufbau Aufnahmen mit einem guten Signal/Rausch Verhältnis der ersten beiden Nebenpeaks zu machen. Aus diesem Grund ist nicht nach Dips höherer Ordnung gesucht worden, welche wahrscheinlich noch weniger ausgeprägte Dips aufweisen würden.

Mittels der Position des Verschiebetisches, an der die Dips aufgezeichnet worden sind, ist auf die Resonatorlänge zurückgeschlossen worden. Der Abstand der zwei Messpositionen und somit auch ein Resonatorumlauf betragen nach dieser Messung $L_R \approx 9 \text{ cm}$. Dieses Ergebnis ist jedoch nicht so aussagekräftig, da die Messungen durch Probleme bei der Ansteuerung des Verschiebetisches limitiert wurden. Es besteht der Verdacht, dass der Mechanismus des verwendeten Verschiebetisches eine Hysterese aufweist. Dadurch ist das mehrmalige Ansteuern der selben Position nicht genau genug möglich.

Mit diesen Überlegungen endet die Auswertung und Interpretation der im Rahmen dieser Arbeit gewonnenen Messdaten. Im nächsten Kapitel folgt eine Zusammenfassung der Ergebnisse und ein Ausblick über kurz- und langfristige Ziele.

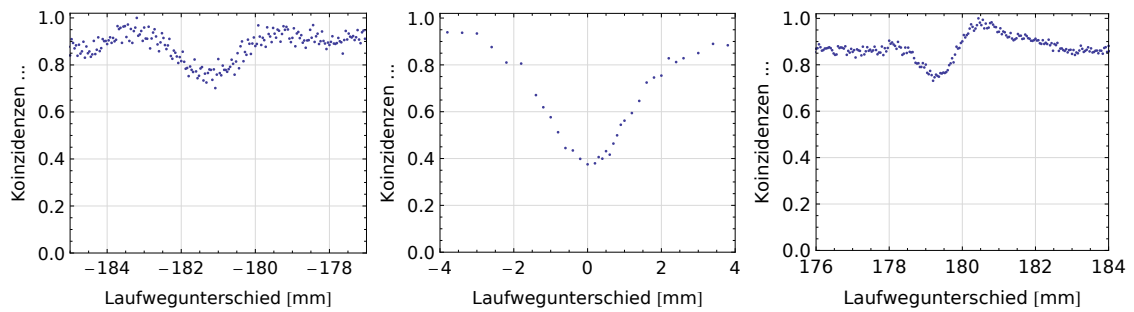


Abbildung 3.12: HOM-Dip und die Dips zweiter Ordnung im Vergleich. Die Nebendips (links und rechts) weisen einen deutlich geringeren Kontrast als der Hauptdip (mittlere Abbildung) auf. Im Übrigen kann erkannt werden, dass es sich bei dem rechten Nebendip nicht um die HOM-Dip Struktur bei optimaler KTP Temperatur handelt. Der Dip ist von einem Maximum gefolgt.

4. Diskussion

4.1 Zusammenfassung

Ziel der Arbeit war der Aufbau und die Charakterisierung eines OPOs zur Erzeugung breitbandiger identischer Photonenpaare. Der Resonator wurde so aufgebaut, dass eine gleichzeitige dreifache Resonanz möglich ist. Die Resonanz des Pumpstrahls wird zur aktiven Stabilisierung des Resonators benötigt. Mit der Stabilisierung auf der Flanke der Resonanz konnte über mehrere Stunden der OPO automatisch geregelt und eine nahezu konstante Konversionsrate erhalten werden. Es wurde eine ähnlich gute Stabilität wie in vergangenen Arbeiten in dieser Arbeitsgruppe [Ker12, Koc09, Sch09] erreicht, in denen das Hänsch-Couillaud-Verfahren verwendet haben.

Um mit der parametrischen Fluoreszenz vertraut zu werden, ist im ersten Teil des Experiments SPDC ohne OPO untersucht worden. Zunächst ist mit einem Spektroskop die Entartungstemperatur des PPKTP Kristalls ermittelt worden. In Anlehnung an die Arbeit von M. H. Rubin et al. [RKSS94] ist eine Theorie vom HOM-Effekt bei SPDC Typ II ohne OPO hergeleitet worden. Die Ununterscheidbarkeit der Photonen aus einem Paar ist mit einem HOM-Interferometer geprüft worden. Anhand der gemessenen Werte konnte mit Hilfe der Theorie genau auf die Länge des Konversionskristalls geschlossen werden. Ein dreieckiger HOM-Dip konnte, wie theoretisch vorhergesagt, nachgewiesen werden. Für den Kontrast ist ein Wert von $\mathcal{K} \simeq 0,47$ bestimmt worden. Dieser weicht noch stark von Ergebnissen anderer Experimente [SSR95, HOM87] ab, welche Werte von $\mathcal{K} \simeq 1$ erreicht haben. Es ist ein Zeichen dafür, dass die im Rahmen dieser Arbeit erzeugten Photonen noch zu einem gewissen Grad unterscheidbar sind. Der Hauptgrund hierfür ist wahrscheinlich die ungenügend feine Justierung des HOM-Interferometers. Außerdem könnten einige der optischen Elemente (z.B. Retroreflektor, Glasfasern, etc.) die Veränderung der Polarisation der Photonen bewirkt haben. J. S. Pelc et al. [PLZF10] zeigen außerdem, dass ungewünschte, schwächere Perioden im gepolten Kristall zu zusätzlicher, nicht entarteter SPDC geführt haben könnten. Diese Frequenzkomponenten wurden eventuell nur unzureichend herausgefiltert.

Bei der Suche nach den optimalen Parametern für die entartete, kollineare SPDC mit dem PPKTP Kristall ist die Abhängigkeit der Koinzidenzrate von der Kristalltemperatur und dem Winkel zwischen den Polarisationen der Photonen untersucht worden. Die Änderung der Koinzidenzrate in Abhängigkeit der Polarisation entsprach dabei genau den hergeleiteten theoretischen Erwartungen.

Im zweiten Teil des Experiments wurde der gebaute OPO vermessen. Für die Fluoreszenzfelder ist eine Finesse von $\mathcal{F} = 14,5 \pm 0,8$ ermittelt worden. Mit dem OPO konnte die ~ 100 GHz große Bandbreite der SPDC auf ein Kammspektrum mit Linien von (129 ± 7) MHz reduziert werden. Die leichten Abweichungen vom angestrebten Wert (100 MHz) sind auf die großen Herausforderungen bei der Herstellung

der Resonatorspiegel zurückzuführen.

Bei der Messung der Zählraten in Abhängigkeit der Pumpleistung ist festgestellt worden, dass das spektrale Filtern hinter dem OPO große Auswirkungen auf die Qualität der Photonen hat. Zudem wurde die Signal-Idler Korrelationsfunktion aufgenommen. Wie in [Koc09] und [Sch09] beschrieben, befinden sich die Modulationsmaxima in ganzen Abständen der Resonatorumlaufzeit und das Abklingen hat einen exponentiellen Verlauf.

In diesem Fall wies der HOM-Effekt ein Gauß-förmiges Profil auf. Ein Kontrast von $\mathcal{K} \simeq 0,31$ konnte erreicht werden, somit waren die Photonen eines Paares auch in diesem Fall nicht ununterscheidbar. Eine mögliche Ursache wäre, dass die Komponenten der Spektren der zwei Photonen leicht zueinander verschoben sind.

Wolfgramm et al. haben gezeigt [WXC⁺08], dass mit einem ähnlichen Aufbau ein Kontrast von nahezu Eins erreichbar ist. Vor allem haben sie auch gezeigt, dass der HOM-Effekt auch bei Verwendung eines Resonators ein dreieckiges Profil hat. Eine starke Abhängigkeit zwischen der Temperatur des Kompensationskristalls und der Form des HOM-Dips ist festgestellt worden. Für bestimmte Parameter konnten auch Anti-Bunching Effekte beobachtet werden. Es wird vermutet, dass eine relative Verschiebung der Kammstruktur der Frequenzspektren der Fluoreszenzfelder zueinander für diese Effekte verantwortlich ist. Diese Effekte sind alle nur qualitativ untersucht worden, sodass keine quantitativen Aussagen getroffen werden können.

Wie von Y. J. Lu et al. [LCO03] beschrieben, können auch HOM-Dips höherer Ordnung beobachtet werden. Um diese genauer untersuchen zu können, muss jedoch zunächst der Kontrast bei der HOM-Messung verbessert werden.

4.2 Ausblick

An erster Stelle gilt es den Versuchsaufbau ohne OPO zu optimieren, da dieser weniger Freiheitsgrade bietet. Es sollte ein Kontrast von $\mathcal{K} \geq 95\%$ zu erreichen sein. Das HOM-Interferometer wurde bereits durch die Implementierung eines fasergekoppelten Strahlteilers optimiert. Messungen zur Bestimmung des neuen Kontrastes stehen noch aus. Es könnte zusätzlich in Erwägung gezogen werden, fasergekoppelte APDs zu verwenden. Ein weiterer Grund für die Unterscheidbarkeit der Photonen kann die Polarisation sein. Der benutzte Retroreflektor kann zirkulare Polarisation erzeugen und die Fasern sind nicht absolut polarisationserhaltend. Es bietet sich somit an, zusätzliche lineare Polarisationsfilter in den Versuchsaufbau vor dem Strahlteiler im HOM-Interferometer zu integrieren, damit Photonen mit einer veränderten Polarisation bei den Messungen nicht berücksichtigt werden. Zudem würde eine verbesserte spektrale Filterung für Ergebnisse mit weniger Untergrundereignissen sorgen. Ungewollte parametrische Fluoreszenzeffekte in den Kristallen hätten dadurch keinen Einfluss mehr auf die Messungen.

Der nächste Schritt besteht darin, die Ununterscheidbarkeit der Photonen bei Verwendung des OPOs deutlich zu verbessern. Hierfür sollte als erstes versucht werden, die kleine ungewollte Nebenresonanz (Abbildung 3.8 rechts) durch eine genauere Justierung des Resonators zu beseitigen.

Ist es einmal geschafft, identische Photonen herzustellen, so müssen diese gefiltert werden. Das Frequenzspektrum muss so gefiltert werden, dass alle Frequenzkomponenten aus der Kammstruktur bis auf die mittlere unterdrückt werden. Zum Filtern des Spektrums der Fluoreszenzphotonen wurde bereits ein monolithischer konkaver

Resonator, wie von Palittapongarnpim et al. [PML12] vorgeschlagen, in den Aufbau implementiert. Es handelt sich hierbei um eine handelsübliche konvexe Linse, die auf beiden Seiten mit einem dünnen, hochreflektiven Film beschichtet wird. Die ersten Messungen laufen bereits.

Sind die Photonen erfolgreich gefiltert worden, muss mit dem HOM-Effekt gezeigt werden, dass diese immernoch identisch sind. Gelingt dies, können die zwei OPO Photonen eines Paares verschränkt werden. Dies kann erreicht werden, indem sie nach dem Filtern, ohne dass ihre Polarisation gedreht wird, auf die unterschiedlichen Eingänge eines Strahlteilers geschickt werden. Durch eine nachträgliche Selektion von Ereignissen, bei denen die beiden Photonen den Strahlteiler in unterschiedlichen Ausgängen verlassen, kann der antisymmetrische verschränkte Zustand erhalten werden, welcher so einfach nachzuweisen ist. Durch eine Quantentomographie [SMAK⁺06] des Zustandes kann anschließend die Verschränkung nachgewiesen werden.

Ein folgender Schritt wäre, die Ununterscheidbarkeit der gefilterten OPO Photonen mit dem aus einem Quantenpunkt emittierten Photon zu zeigen. Hierfür bietet sich wieder die Verwendung eines HOM-Interferometers an. Bei den ersten Experimenten müsste jedoch auf zufällige Koinzidenzen der beiden Photonen aus den zwei Quellen auf dem Strahlteiler gewartet werden.

Gao et al. und Greve et al. haben gezeigt, dass es Quantenpunkte gibt, die Photonen emittieren, welche mit dem Spin des Quantenpunktes verschränkt sind [GFT⁺12, GYM⁺12]. Auf einer sehr langfristigen Zeitskala wäre es denkbar, ein gefiltertes Photon aus dem verschränkten OPO Paar mit einem vom Quantenpunkt emittierten Photon zu verschränken. Dies kann über eine Bell-Zustandsmessung erreicht werden, welche die zwei Photonen auf einen der vier möglichen Bell-Zustände projiziert [NC10]. Es bietet sich z.B. an, die Photonen wie beim HOM-Interferometer auf einem Strahlteiler zu überlagern. Im Falle einer Koinzidenzmessung hinter dem Strahlteiler würden die im Quantenpunktphoton gespeicherte Informationen an das zweite, nicht an der Bell-Zustandsmessung involvierte, Fluoreszenzphoton teleportiert werden.

Mit diesen Voraussetzungen wird das gefilterte OPO Photon über Verschränkungsvertauschung direkt mit dem Spin des Quantenpunktes selbst verschränkt. Dadurch könnte die Information eines fliegenden Qubits auf den Quantenpunkt übertragen werden, der an dieser Stelle als Quantenspeicher fungiert.

Eine Überprüfung der beobachteten Effekte bei Veränderung der KTP Temperatur wäre auch interessant. Dadurch könnte festgestellt werden, ob es tatsächlich an einem Frequenzunterschied der Photonen liegt oder es andere Gründe für die ungewöhnliche Struktur des HOM-Effektes gibt. Hierfür müsste die Theorie zum HOM-Effekt auf den Fall mit OPO bei variabler Temperatur des Kompensationskristalls erweitert werden.

Abkürzungsverzeichnis

APD	Lawinenphotodiode (<i>Avalanche photodiode</i>)
BS	Strahlteiler (<i>Beam splitter</i>)
DFG	Differenzfrequenzerzeugung (<i>Difference frequency generation</i>)
FSR	Freier Spektralbereich (<i>Free spectral range</i>)
FWHM	Halbwertsbreite (<i>Full width at half maximum</i>)
HOM	Hong-Ou-Mandel
KTP	Kalium-Titanyl-Phosphat
OPO	Optisch parametrischer Oszillator
PBS	Polarisationsabhängiger Strahlteiler (<i>Polarization beam splitter</i>)
PPKTP	Periodisch gepoltes Kalium-Titanyl-Phosphat
PZ	Piezoelement
SFG	Summenfrequenzerzeugung (<i>Sum frequency generation</i>)
SHG	Frequenzverdopplung (<i>Second harmonic generation</i>)
SPDC	Spontane parametrische Fluoreszenz (<i>Spontaneous parametric down conversion</i>)
TCSPC	Zeitaufgelöste Einzelphotonenzählung (<i>Time-correlated single photon counting</i>)

Literaturverzeichnis

- [ABDP62] ARMSTRONG, J. A. ; BLOEMBERGEN, N. ; DUCUING, J. ; PERSHAN, P. S.: Interactions between Light Waves in a Nonlinear Dielectric. In: *Physical Review* 127 (1962), Nr. 6, S. 1918–1939
- [BB84] BENNETT, C. H. ; BRASSARD, G.: Quantum Cryptography: Quantum Key Distribution and Coin Tossing. In: *Proc. IEEE International Conference on Computers* (1984)
- [BBB⁺92] BENNETT, C. H. ; BESSETTE, F. ; BRASSARD, G. ; SALVAIL, L. ; SMOLIN, J.: Experimental Quantum Cryptography. In: *Journal of Cryptology* 5 (1992), Nr. 1, S. 3–28
- [BBC⁺93] BENNETT, C. H. ; BRASSARD, G. ; CRÉPEAU, C. ; JOZSA, R. ; PERES, A. ; WOOTTERS, W. K.: Teleporting an unknown quantum state via dual classical and Einstein-Podolsky-Rosen channels. In: *Physical Review Letters* 70 (1993), Nr. 13, S. 1895–1899
- [BDCZ98] BRIEGEL, H.-J. ; DÜR, W. ; CIRAC, J. I. ; ZOLLER, P.: Quantum Repeaters: The Role of Imperfect Local Operations in Quantum Communication. In: *Physical Review Letters* 81 (1998), Nr. 26, S. 5932–5935
- [BGL98] BIMBERG, D. ; GRUNDMANN, M. ; LEDENTSOV, N. N.: *Quantum Dot Heterostructures*. Wiley-VCH, 1998
- [BH68] BYER, R. L. ; HARRIS, S. E.: Power and Bandwidth of Spontaneous Parametric Emission. In: *Physical Review A* 168 (1968), Nr. 3, S. 1064–1068
- [Boy03] BOYD, R. W.: *Nonlinear Optics*. Academic Press, 2003
- [BPM⁺97] BOUWMEESTER, D. ; PAN, J.-W. ; MATTLE, K. ; EIBL, M. ; WEINFURTER, H. ; ZEILINGER, A.: Experimental quantum teleportation. In: *Nature* 390 (1997), S. 575–579
- [Dem07] DEMTRÖDER, W.: *Laserspektroskopie - Grundlagen und Techniken*. Springer, 2007
- [Deu85] DEUTSCH, D.: Quantum Theory, the Church-Turning Principle and the Universal Quantum Computer. In: *Proceedings of the Royal Society London A* 400 (1985), Nr. 1818, S. 97–117
- [DGN99] DMITRIEV, V. G. ; GURZADYAN, G. G. ; NIKOGOSYAN, D. N.: *Handbook of Nonlinear Optical Crystals*. Springer, 1999
- [EA03] EMANUELI, S. ; ARIE, A.: Temperature-Dependent Dispersion Equations for KTiOPO₄ and KTiOAsO₄. In: *Applied Optics* 42 (2003), Nr. 33, S. 6661–6665

- [ETP⁺01] EYRES, L. A. ; TOURREAU, P. J. ; PINGUET, T. J. ; EBERT, C. B. ; HARRIS, J. S. ; FEJER, M. M.: All-epitaxial fabrication of thick, orientation-patterned GaAs films for nonlinear optical frequency conversion. In: *Applied Physics Letters* 79 (2001), Nr. 7, S. 904–906
- [Fey82] FEYNMAN, R.: Simulating Physics with Computers. In: *International Journal of Theoretical Physics* 21 (1982), Nr. 6, S. 467–488
- [FHPW61] FRANKEN, P. A. ; HILL, A. E. ; PETERS, C. W. ; WEINREICH, G.: Generation of Optical Harmonics. In: *Physical Review Letters* 7 (1961), Nr. 4, S. 118–119
- [FL87] FEARN, H. ; LOUDON, R.: Quantum Theory of the Lossless Beam Splitter. In: *Optics Communications* 64 (1987), Nr. 6, S. 485–490
- [GFT⁺12] GAO, W. B. ; FALLAHI, P. ; TOGAN, E. ; MIGUEL-SANCHEZ, J. ; IMAMOGLU, A.: Observation of Entanglement between a Quantum Dot Spin and a Single Photon. In: *Nature* 491 (2012), S. 426–430
- [GWE⁺93] GORDON, L. ; WOODS, G.L. ; ECKARDT, R.C. ; ROUTE, R.R. ; FEIGELSON, R.S. ; FEJER, M.M. ; R.L.BYER: Diffusion-bonded stacked GaAs for quasi-phase-matched second-harmonic generation of a carbon dioxide laser. In: *Electronics Letters* 29 (1993), Nr. 22, S. 1942–1944
- [GYM⁺12] GREVE, K. D. ; YU, L. ; MCMAHON, P. L. ; PELC, J. S. ; NATARAJAN, C. M. ; KIM, N. Y. ; ABE, E. ; MAIER, S. ; SCHNEIDER, C. ; KAMP, M. ; HÖFLING, S. ; HADFIELD, R. H. ; FORCHEL, A. ; FEJER, M. M. ; YAMAMOTO, Y.: Quantum-Dot Spin-Photon Entanglement via Frequency Downconversion to Telecom Wavelength. In: *Nature* 491 (2012), S. 421–425
- [GYS04] GOBBY, C. ; YUAN, Z. L. ; SHIELDS, A. J.: Quantum Key Distribution Over 122 km of Standard Telecom Fiber. In: *Applied Physics Letters* 84 (2004), Nr. 19, S. 3762–3764
- [HC80] HÄNSCH, T. W. ; COUILLAUD, B.: Laser Frequency Stabilization by Polarization Spectroscopy of a Reflecting Reference Cavity. In: *Optics Communications* 35 (1980), Nr. 3, S. 441–444
- [Höc10] HÖCKEL, D.: *Narrow-Band Single Photons as Carriers of Quantum Information*, Humboldt-Universität zu Berlin, Diss., 2010
- [HOM87] HONG, C.K. ; OU, Z. Y. ; MANDEL, L.: Measurement of Subpicosecond Time Intervals between Two Photons by Interference. In: *Physical Review Letters* 59 (1987), Nr. 18, S. 2044–2046
- [Ker12] KERNBACH, M.: *Experimentelle Untersuchungen zu schmalbandigen Paarphotonenquellen*, Humboldt-Universität zu Berlin, Diplomarbeit, 2012
- [KMW⁺95] KWIAT, P. G. ; MATTLE, K. ; WEINFURTER, H. ; ZEILINGER, A. ; SERGIENKO, A. V. ; SHIH, Y.: New High-Intensity Source of Polarization-Entangled Photon Pairs. In: *Physical Review Letters* 75 (1995), Nr. 24, S. 4337–4341

- [Koc09] KOCH, L.: *Doppelresonanter optisch parametrischer Oszillator zur Erzeugung schmalbandiger Einzelphotonen*, Humboldt-Universität zu Berlin, Diplomarbeit, 2009
- [KWS06] KUKLEWICZ, C. E. ; WONG, F. N. C. ; SHAPIRO, J. H.: Time-Bin-Modulated Biphotons from Cavity-Enhanced Down-Conversion. In: *Physical Review Letters* 97 (2006), Nr. 22, S. 223601
- [LCO03] LU, Y. J. ; CAMPBELL, R. L. ; OU, Z. Y.: Mode-Locked Two-Photon States. In: *Physical Review Letters* 91 (2003), Nr. 16, S. 163602
- [MRT⁺02] MARCIKIC, I. ; RIEDMATTEN, H. de ; TITTEL, W. ; SCARANI, V. ; ZBINDEN, H. ; GISIN, N.: Femtosecond Time-Bin Entangled Qubits for Quantum Communication. In: *Physical Review A* 66 (2002), Nr. 6, S. 062308
- [NC10] NIELSEN, M. A. ; CHUANG, I. L.: *Quantum Computation and Quantum Information*. Cambridge University Press, 2010
- [Ou07] OU, Z. J.: *Multi-Photon Quantum Interference*. Springer, 2007
- [PBWZ98] PAN, J.-W. ; BOUWMEESTER, D. ; WEINFURTER, H. ; ZEILINGER, A.: Experimental Entanglement Swapping: Entangling Photons That Never Interacted. In: *Physical Review Letters* 80 (1998), Nr. 18, S. 3891–3894
- [Pir10] PIRO, N.: *Controlled absorption of heralded single photons by a single atom: Towards entanglement distribution in quantum networks*, Universitat Politècnica de Catalunya, Diss., 2010
- [PLZF10] PELC, J. S. ; LANGROCK, C. ; ZHANG, Q. ; FEJER, M. M.: Influence of Domain Disorder on Parametric Noise in Quasi-Phase-Matched Quantum Frequency Converters. In: *Optics Letter* 35 (2010), Nr. 16, S. 2804–2806
- [PML12] PALITTAPONGARNPIM, P. ; MACRAE, A. ; LVOVSKY, A. I.: Note: A monolithic filter cavity for experiments in quantum optics. In: *Review of Scientific Instruments* 83 (2012), Nr. 6, S. 6101
- [Por11] PORS, J. B.: *Entangling light in high dimensions*, Universiteit Leiden, Diss., 2011
- [RKSS94] RUBIN, M. H. ; KLYSHKO, D. N. ; SHIH, Y. H. ; SERGIENKO, A. V.: Theory of two-photon entanglement in type-II optical parametric down-conversion. In: *Physical Review A* 50 (1994), Nr. 6, S. 5122–5133
- [RL96] RISK, W. P. ; LAU, S. D.: Periodic electric field poling of KTiOPO4 using chemical patterning. In: *Applied Physics Letters* 69 (1996), Nr. 26, S. 3999–4001
- [Sch09] SCHOLZ, M.: *New Light Sources for Quantum Information Processing*, Humboldt-Universität zu Berlin, Diss., 2009

- [SCS⁺12] SUN, L. ; CHOI, J. J. ; STACHNIK, D. ; BARTNIK, A. C. ; HYUN, B.-R. ; MALLIARAS, G. G. ; HANRATH, T. ; WISE, F. W.: Bright Infra-red Quantum-Dot Light-Emitting Diodes Through Inter-Dot Spacing Control. In: *Nature Nanotechnology* 7 (2012), S. 369–373
- [SMAK⁺06] STEFFEN, M. ; M. ANSMANN, R. C. B. ; KATZ, N. ; LUCERO, E. ; MCDERMOTT, R. ; WEIG, M. Neeley and E. M. ; CLELAND, A. N. ; MARTINIS, J. M.: Measurement of the Entanglement of Two Superconducting Qubits via State Tomography. In: *Science* 313 (2006), Nr. 5792, S. 1423–1425
- [SPSY01] SANTORI, C. ; PELTON, M. ; SOLOMON, G. ; YAMAMOTO, Y. Dale Y.: Triggered Single Photons from a Quantum Dot. In: *Physical Review Letters* 86 (2001), Nr. 8, S. 1502–1505
- [SSR95] SERGIENKO, A. V. ; SHIH, Y. H. ; RUBIN, M. H.: Experimental evaluation of a two-photon wave packet in type-II parametric downconversion. In: *Journal of the Optical Society of America B* 12 (1995), Nr. 5, S. 859–862
- [Ste10] STECK, D. A.: *Cesium D Line Data*, Dezember 2010. – online verfügbar unter <http://steck.us/alkalidata> (Revision 2.1.4), University of Oregon
- [Tav07] TAVELLA, Franz: *Multiterawatt few-cycle pulse OPCPA for applications in high-field physics*, Ludwig-Maximilians-Universität München, Diss., 2007
- [UBB⁺08] UCCELLI, E. ; BAUER, J. ; BICHLER, M. ; SCHUH, D. ; FINLEY, J. J. ; ABSTREITER, G. ; MORRAL, A. F.: Self-assembly of InAs Quantum Dot Structures on Cleaved Facets. In: *Self-Assembled Quantum Dots*. Springer, 2008, Kapitel 2
- [Wei04] WEISE, D. R.: *Preparation and Highly Sensitive Detection of Ultracold Molecules*, Universität Konstanz, Diss., 2004
- [WXC⁺08] WOLFGGRAMM, F. ; XING, X. ; CERÈ, A. ; PREDOJEVIĆ, A. ; STEINBERG, A. M. ; MITCHELL, M. W.: Bright Filter-Free Source of Indistinguishable Photon Pairs. In: *Optics Express* 16 (2008), Nr. 22, S. 18145–18151
- [WZ82] WOOTTERS, W. K. ; ZUREK, W. H.: A Single Quantum Cannot be Cloned. In: *Science* 299 (1982), S. 802–803
- [YNSW93] YAMADA, M. ; NADA, N. ; SAITOH, M. ; WATANABE, K.: First-Order Quasi-Phase Matched LiNbO₃ Waveguide Periodically Poled by Applying an External Field for Efficient Blue Second-Harmonic Generation. In: *Applied Physics Letters* 62 (1993), Nr. 5, S. 435–436

Danksagung

Zunächst danke ich Prof. Oliver Benson, der mich schon in seinen Vorlesungen für die Experimentalphysik begeistern konnte. Besonders bedanke ich mich für die freundliche Aufnahme in seine Arbeitsgruppe 'Nanooptik', für die Möglichkeit an diesem höchst interessanten Projekt teilnehmen zu können und für seine Unterstützung zu jedem Zeitpunkt der Arbeit.

Herrn Prof. Achim Peters danke ich herzlich für seine Bereitschaft, diese Arbeit als Zweitgutachter zu bewerten.

Ein besonderer Dank geht an Andreas Ahlrichs für seine ausgezeichnete Betreuung. Er stand mir mit seinem Wissen und seiner Hilfsbereitschaft immer zur Seite. Ich bedanke mich auch für seine Geduld und sein Geschick beim Justieren als es im Labor mal etwas länger gedauert hat. Ohne ihn wäre die Arbeit in dieser Form nicht möglich gewesen.

Des Weiteren bedanke ich mich bei allen Mitglieder der Arbeitsgruppe 'Nanooptik' für das angenehme Arbeitsklima.

Nicht zuletzt möchte ich mich bei meiner Familie, meinen Freunden und Kommilitonen bedanken, die mich in jeder Hinsicht unterstützt haben.

Selbständigkeitserklärung

Hiermit versichere ich, dass ich die vorliegende Arbeit selbständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet habe.

Berlin, den 15. Februar 2013

Roberto Mottola