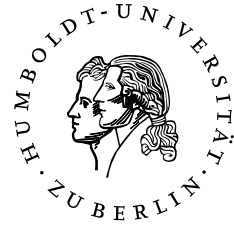


HUMBOLDT-UNIVERSITÄT ZU BERLIN



DOPPELRESONANTER OPTISCH PARAMETRISCHER
OSZILLATOR ZUR ERZEUGUNG SCHMALBANDIGER
EINZELPHOTONEN

Diplomarbeit

Humboldt-Universität zu Berlin
Mathematisch-Naturwissenschaftliche Fakultät I
Institut für Physik

eingereicht von

Lars Koch
geboren am 26.05.1983 in Annaberg-Buchholz

1. Gutachter: Prof. Dr. Oliver Benson
2. Gutachter: Dr. Hans-Jürgen Wünsche

Berlin, Februar 2009

Zusammenfassung

Das Gebiet der Quanteninformationsverarbeitung nutzt quantenmechanische Phänomene zum Transport und der Verarbeitung von Informationen. Gegenüber der klassischen Informationswissenschaft ist es möglich, eine intrinsisch sichere Datenübertragung zu realisieren und Algorithmen, die die heutige Rechenkapazität überschreiten, effizient zu implementieren. Aufgrund ihrer geringen Wechselwirkung mit der Umgebung eignen sich einzelne Photonen ganz besonders zur Übertragung von Informationen. Die Speicherung erfolgt hingegen bevorzugt mithilfe atomarer Systeme, so dass zur Realisierung komplexer Quantennetzwerke eine effektive Schnittstelle zur Kopplung zwischen Einzelphotonen und atomaren Ensembles benötigt wird.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine Quelle extrem schmalbandiger Einzelphotonen aufgebaut. Der zugrundeliegende physikalische Effekt ist dabei die *spontane parametrische Fluoreszenz* (spontaneous parametric down-conversion, SPDC), bei der ein Pumpphoton in einem nichtlinearen Medium in zwei Photonen geringerer Frequenz umgewandelt wird, die auch als Signal- und Idlerphoton bezeichnet werden. Impuls- und Energieerhaltung definieren dabei die Ausbreitungsrichtung und Frequenz der erzeugten Photonen. Aufgrund ihrer gleichzeitigen Erzeugung erlaubt die Detektion des Idlerphotons die Existenz des entsprechenden Signalphotons vorherzusagen. Die hohe spektrale Breite von einigen 100 GHz macht die Anwendung der SPDC im Hinblick auf die Wechselwirkung mit atomaren Resonanzen jedoch ungeeignet. In dieser Arbeit wird daher der Ansatz der doppelresonanten Fluoreszenzüberhöhung verfolgt, bei dem der nichtlineare Kristall innerhalb eines optischen Resonators platziert wird. Um die simultane Resonanz von Signal- und Idlermode zu ermöglichen, wird ein zusätzlicher nicht phasenangepasster Kristall innerhalb des Resonators verwendet, der die aufgrund von Doppelbrechung unterschiedlichen Weglängen für Signal und Idler kompensiert. Somit wird das gesamte SPDC-Spektrum auf die wenigen longitudinalen Resonatormoden verteilt, was eine starke Herabsetzung der Signalbandbreite bis < 3 MHz zur Folge hat. Eine solche Resonatorkonfiguration wird im allgemeinen als *doppelresonanter optisch parametrischer Oszillator* (doppelresonanter OPO, DRO) bezeichnet. Die zusätzliche Resonanz der Pumpwelle erlaubt eine aktive Längenstabilisierung des DRO, wodurch eine über Stunden stabile, fasergekoppelte Signalzählrate von 14000 Photonen/s pro mW Pumpleistung und MHz Signalbandbreite erzielt wird. Mithilfe des Konzepts für getriggerte Einzelphotonenquellen kann Antibunching durch Messung einer konditionierten Autokorrelationsfunktion zwischen aufeinander folgenden Signalphotonen beobachtet werden, wobei Werte bis $g_{\text{kond}}^{(2)}(0) = 0,012 \pm 0,005$ bei einer Idler-Triggerrate von $R_T = 5$ kHz erreicht werden. Mit einer Triggereffizienz von $P(1) = 0,55 \pm 0,01$ wird bei dieser Rate eine 100-fache Reduzierung der Multiphotonenemission verglichen mit einer abgeschwächten Laserquelle erzielt. Um den für eine gezielte Photon-Atom-Wechselwirkung notwendigen

Einmodenbetrieb des DRO zu erreichen, wurde ein Filtersystem, bestehend aus einem Fabry-Pérot-Resonator und einem Etalon zur passiven Filterung einer einzelnen longitudinalen Mode aus dem Signalfrequenzkamm eingesetzt. Bei einer DRO-Pumpleistung von etwa 1 mW konnte eine fasergekoppelte Signalarate von ~ 1 kHz in einer einzelnen Longitudinalmode mit einer Linienbreite von 2,8 MHz generiert werden.

Es wurde damit eine Einzelphotonenquelle realisiert, die erstmals eine effektive Wechselwirkung zwischen einzelnen Photonen einer nicht-atomaren Quelle und atomaren Resonanzen ermöglicht und somit die Grundlage für zukünftige Quantennetzwerke bildet.

Inhaltsverzeichnis

Zusammenfassung	I
Einleitung	1
1 Theoretische Grundlagen	5
1.1 Nichtlineare Optik	5
1.1.1 Grundlagen	5
1.1.2 Phasenanpassung in nichtlinearen Kristallen	7
1.1.3 Boyd-Kleinman-Theorie	11
1.2 Optische Resonatoren	13
1.2.1 Stabilitätskriterium	14
1.2.2 Impedanzanpassung	15
1.2.3 Hänsch-Couillaud-Stabilisierung	16
1.3 Kohärenzeigenschaften des elektromagnetischen Feldes	18
1.3.1 Quantisierung des elektromagnetischen Feldes	18
1.3.2 Korrelationsfunktionen	19
1.4 Theorie des Optisch Parametrischen Oszillators	22
1.4.1 Kompensationskristall	22
1.4.2 Theoretische Beschreibung des doppelresonanten OPO	23
2 Einzelphotonenerzeugung mit einem doppelresonanten OPO	31
2.1 Frequenzverdopplung mit KNbO_3 in einem Bow-Tie-Resonator	32
2.1.1 Kristallparameter	32
2.1.2 Resonatorparameter	33
2.1.3 Charakterisierung der SHG	35
2.2 Einzelphotonenerzeugung im DRO weit unterhalb der Schwelle	36
2.2.1 Spontane parametrische Fluoreszenz in PPKTP	37
2.2.2 Aufbau des OPO	38
2.2.3 Charakterisierung des Resonators	40
2.2.4 Detektion einzelner Photonen	41
3 Schmalbandige Einzelphotonenquelle	43
3.1 Inbetriebnahme der Quelle	43
3.1.1 Frequenzentartung durch Temperaturanpassung	43
3.1.2 Signal- und Idlerzählraten	44
3.2 Korrelationsmessungen	46
3.2.1 Signal-Idler Intensitätskorrelation	46

3.2.2	Signal-Signal Intensitätskorrelation	48
3.3	Einzelphotonenstatistik	49
3.3.1	Konditionierte Intensitätskorrelation	49
3.3.2	Vergleich mit einer Poisson-Quelle	52
4	Einmodenbetrieb des DRO	55
4.1	Idee der Filterung	55
4.2	Filteraufbau	57
4.3	Ergebnisse der DRO-Filterung	59
5	Diskussion und Ausblick	63
5.1	Zusammenfassung	63
5.2	Time-Bin-Kodierung	64
5.3	Photonenspeicherung	66
	Abkürzungsverzeichnis	67
	Literaturverzeichnis	69
	Publikationen und Konferenzbeiträge	75
	Danksagung	77
	Selbstständigkeitserklärung	79

Einleitung

Die Quantenmechanik ist eine der revolutionärsten Theorien des 20. Jahrhunderts, deren Entstehung einen grundsätzlichen Wandel im Verständnis der Natur auf mikroskopischer Skala nach sich zog. Während zu Beginn der Entwicklung viele der heutigen Experimente noch als reine Gedankenspielerien angesehen wurden, gestattete der zunehmende technologische Fortschritt eine experimentelle Überprüfung zahlreicher quantentheoretischer Phänomene. Dazu gehören fundamentale Tests, wie die Frage nach der Vollständigkeit der quantenmechanischen Beschreibung [AGR81, OM88, KMW⁺95], die auf die Problemstellung von Einsteins berühmten EPR-Paradoxons zurückgehen [EPR35]. Durch das tiefergehende Verständnis der Quantenphysik traten mit der Zeit immer mehr Anwendungsmöglichkeiten zutage. So bilden beispielsweise der Laser und Halbleiterbauelemente wie der Transistor die Grundlagen der Informations- und Kommunikationstechnologie.

Anfang der 1980er Jahre begründeten R. Feynman und D. Deutsch [Fey82, Deu85] mit ihren Ideen, mithilfe quantenmechanischer Systeme leistungsfähigere Computer und Netzwerke verwirklichen zu können, ein neues Gebiet innerhalb der Quantenphysik - die Quanteninformationsverarbeitung. Zentraler Begriff ist dabei analog zum klassischen Bit das *Qubit* (Quanten-Bit) als kleinste Informationseinheit, das sich als kohärente Überlagerung zweier Basiszustände $|0\rangle$ und $|1\rangle$ zusammensetzt. Zur Realisierung von Quantencomputern werden somit einzelne Quantensysteme benötigt, mit denen sich stabile, eindeutig charakterisierte Qubits präparieren und speichern lassen, sowie einen Satz universeller Quantengatter, welche die einzelnen Qubits manipulieren oder miteinander verknüpfen können [DiV00].

Als Informationsträger eignen sich unter anderem einzelne Photonen, da diese kaum mit der Umgebung wechselwirken und daher auch weit entfernte Punkte eines Quantennetzwerks verbinden können. Die Darstellung photonischer Qubits erfolgt dann entweder über die Photonenzahl einer einzelnen Mode, die unterschiedlichen Ankunftszeiten von Photonen (*time-bin*-Kodierung) oder die zwei senkrecht zueinander stehenden Polarisationszustände. So wurde letztere z.B. bei der ersten experimentellen Demonstration des BB84-Protokolls verwendet [BBB⁺92], das 1984 von C. H. Bennett und G. Brassard zum abhörsicheren Schlüsselaustausch kodierter Informationen vorgeschlagen wurde [BB84]. Bei der Informationsspeicherung werden hingegen andere physikalische Systeme, wie etwa atomare Zustände bevorzugt. Daher spielen Schnittstellen zwischen diesen fliegenden und stationären Qubits eine entscheidende Rolle bei der Realisierung von Quantennetzwerken. Lange Zeit dachte man, dass die Realisierung rein optischer Quantengatter nicht ohne die Anwesenheit eines starken nicht-linearen Mediums auskommt, um die wenigen Photonen in einer Mode effektiv beeinflussen zu können. Knill, Laflamme und Milburn [KLM01] (KLM) fanden jedoch heraus, dass Quantenoperationen prinzipiell allein mit

linearer Optik durch die Verwendung einfacher Strahlteiler, effizienter Mehrphotonendetektoren und zuverlässiger Einzelphotonenquellen möglich ist.

Eine der ersten nicht-klassischen Lichtquellen zur Erzeugung einzelner Photonen und verschränkter Photonenpaare kamen bei den oben erwähnten Bell-Experimenten zum Einsatz. Dabei wurden elektronische Kaskadenübergänge in Calcium verwendet, bei denen zwei Photonen gleichzeitig erzeugt werden und aufgrund der Drehimpulskonfiguration in ihrer Polarisierung korreliert sind [AGR81, ADR82]. Die Abstrahlung findet jedoch isotrop statt, so dass nur ein kleiner Teil der erzeugten Paare genutzt werden kann. Gepaart mit einem hohen technischen Aufwand sind diese Art der Lichtquellen aus heutiger Sicht ungeeignet. Dennoch ebneten sie den Weg für eine intensive Forschung auf diesem Gebiet und verhalfen der Quanteninformationsverarbeitung zu einer rasanten Entwicklung.

Bis heute wurde eine Vielzahl neuer Einzelphotonenquellen entwickelt. Ein vielversprechender Prozess ist die spontane Emission einzelner Quantenemitter, wobei eine Vielzahl unterschiedlicher Systeme genutzt wurde, um Einzelphotonenerzeugung zu demonstrieren. Die prominentesten Beispiele sind die Emission einzelner Atome [KHR02], Ionen [KLH⁺04] und Moleküle [BLTO99, LM00]. Die Präparation ist allerdings mit einem erheblichen technischen Aufwand verbunden. Als Alternative dazu nutzt man z.B. Defektzentren in Diamant. Dabei werden zwei benachbarte Kohlenstoffplätze im Kristallgitter durch ein Stickstoffatom und eine Leerstelle ersetzt [KMZW00]. Aus technologischer Sicht zeichnen sich vor allem niederdimensionale Halbleiterheterostrukturen wie Quantenpunkte durch ihre hohe Stabilität und leichte Integrierbarkeit in Mikroresonatoren aus [BGL98, MIM⁺00, SPS⁺01].

Viele der genannten Quellen weisen eine große spektrale Bandbreite und ein isotropes Abstrahlverhalten auf, was durch die Verwendung einer auf *spontaner parametrischer Fluoreszenz* (spontaneous parametric down-conversion, SPDC) basierenden Quelle vermieden werden kann. Hierbei wird ein Pumpphoton durch Wechselwirkung mit einem nichtlinearen Kristall in zwei Photonen geringerer Frequenz konvertiert. Diese werden Signal- und Idlerphoton genannt und sind abhängig von der gewählten Konfiguration des Systems in verschiedenen Freiheitsgraden, wie Polarisierung, Phase und Frequenz korreliert. Impuls- und Energieerhaltung definieren dabei die Ausbreitungsrichtung und Frequenz der erzeugten Photonen und sorgen somit für eine gerichtete Emission. Die ersten SPDC-Quellen wurden bereits Ende der 1960er Jahre [BH68, BK68] entwickelt. Die zunehmende Verbesserung der Herstellungsmöglichkeiten nichtlinearer Kristalle und weitere Anwendungsmöglichkeiten, wie die Erzeugung verschränkter Photonenpaare [KMW⁺95] hat dafür gesorgt, dass die parametrische Fluoreszenz heute zu den Standardwerkzeugen in der Quantenoptik zu zählen ist.

Die gleichzeitige Erzeugung des Signal-Idler-Paares erlaubt durch Detektion des einen Photons die Existenz des anderen Photons vorherzusagen. Man spricht in diesem Fall auch von angekündigten oder getriggerten (engl.: *heralded*) Einzelphotonen. Die kurze Kohärenzzeit dieses Zustands im 100 fs-Bereich übersetzt sich allerdings in eine Emissionsbandbreite von einigen 100 GHz. Dies macht die Anwendung als Schnittstelle zwischen einzelnen Photonen und Atomen jedoch unmöglich, da hierfür spektrale Breiten im MHz-Bereich erreicht werden müssen. Eine Möglichkeit zur Reduzierung der Bandbreite

ist die anschließende Filterung des kontinuierlichen Spektrums mithilfe von Interferenzfiltern und optischen Resonatoren [HPEM09]. Nachteilig ist dabei jedoch, dass nur wenige der erzeugten Photonen genutzt werden können.

Ein anderer Ansatz verfolgt die resonante Überhöhung der Fluoreszenzmoden in einem optischen Resonator. Das gesamte Fluoreszenzspektrum wird dabei auf die wenigen Resonatormoden verteilt, was eine starke Verringerung der Linienbreite der Signal- und Idlermoden bedeutet. Aufgrund dieser aktiven Filterung während Konversion wird die Zählrate, im Gegensatz zu einer passiven Filterung hinter der Quelle nicht herabgesetzt, sondern sogar erhöht. Diese Resonatorkonfiguration wird im allgemeinen als *optisch parametrischer Oszillator* (OPO) bezeichnet und findet schon seit geraumer Zeit Einsatz in der Spektroskopie als schmalbandige Lichtquelle mit durchstimmbarer Frequenz. Da für diesen Zweck makroskopische Fluoreszenzfelder benötigt werden, wird der OPO mit hohen Pumpleistungen betrieben, um die Resonatorschwelle analog zu einem Laser zu überschreiten.

Beim Betrieb des OPO weit unterhalb der Schwelle kommt es kaum zu stimulierter Emission, so dass die spontanen Prozesse überwiegen und die Fluoreszenzfelder den Charakter einzelner Photonen erhalten. In den letzten Jahren wurden viele solcher OPO-Quellen realisiert [LO00, KWS06, NNNT⁺07, BQY⁺08], wobei Antibunching zwischen Signal- bzw. Idlerphotonen, welches den Einzelphotonencharakter des Lichts deutlich macht, bisher nicht gemessen wurde.

Zur Erzeugung orthogonal polarisierter Signal-Idler-Paare bietet sich die Verwendung einer Typ-II-Phasenanpassung an. Die Trennung beider Moden erfolgt dann leicht mithilfe von Polarisationsstrahlteilern, wobei eines der Photonen zur Triggerung und das zugehörige Photon für nachfolgende Experimente verwendet werden kann. Um einen Einmodenbetrieb des OPO zu realisieren, kann durch anschließende passive Filterung des Signalfrequenzkamms eine einzelne longitudinale Mode mithilfe optischer Resonatoren selektiert werden.

Ziel dieser Arbeit war die Realisierung eines doppelresonanten OPO, der die gleichzeitige Resonanz des Pumpfelds und der Fluoreszenzfelder erlaubt. Das Problem der unterschiedlichen Weglängen im Konversionskristall für Signal und Idler aufgrund von Doppelbrechung wird hierbei durch Verwendung eines zusätzlichen gleichartigen, um 90° gedrehten Kompensationskristalls innerhalb des Resonators umgangen. Die resonante Einkopplung des Pumpstrahls erlaubt eine aktive Resonatorlängenstabilisierung und eine damit verbundene kontinuierliche langzeitstabile OPO-Emission. Der Nachweis der Einzelphotonenstatistik erfolgt durch Messung der Intensitätskorrelationsfunktion des Signalfelds nach Triggern auf ein Idlerphoton, wobei erstmals Antibunching für eine OPO-Quelle demonstriert wird. Die abschließende passive Filterung einer einzelnen Signalmode mithilfe zweier optischer Resonatoren ermöglicht erstmals eine effiziente Kopplung von einzelnen Photonen, die nicht aus einer atomaren Quelle stammen mit atomaren Resonanzen.

Aufbau der Arbeit

Die Arbeit gliedert sich wie folgt: Die theoretische Beschreibung beginnt im ersten Kapitel mit einem Überblick über nichtlineare Frequenzkonversionsprozesse, wobei der Fokus auf die im Rahmen dieser Arbeit wichtigen Effekte der Frequenzverdopplung und der parametrischen Fluoreszenz gelegt wird. Anschließend folgt eine allgemeine Darstellung optischer Resonatoren und deren Stabilisierung. Die letzten beiden Abschnitte beschäftigen sich mit der Photonenstatistik und der quantentheoretischen Beschreibung des doppelresonanten OPO.

Das zweite Kapitel beschreibt den experimentellen Aufbau der Frequenzverdopplungseinheit sowie die Planung und Realisierung des doppelresonanten optisch parametrischen Oszillators. Abschließend erfolgt eine Charakterisierung beider Resonatoren anhand ihrer Reflexionsspektren.

Im dritten Kapitel wird näher auf die spektralen Eigenschaften des OPO-Emissionsspektrums eingegangen, die aus den Korrelationsmessungen zwischen Signal- und Idlerintensitäten gewonnen wird. Im Anschluss erfolgt die Untersuchung der Einzelphotonenstatistik der getriggerten OPO-Quelle.

Gegenstand des vierten Kapitels ist die Filterung einer einzelnen longitudinalen Mode des Signalspektrums. Nach einer kurzen Beschreibung des Aufbaus werden die Ergebnisse der Filterung präsentiert, wobei eine erneute Messung der Signal-Idler-Kreuzkorrelationsfunktion Aufschluss über den Erfolg der Filterung gibt.

Im Ausblick werden alle Ergebnisse zusammenfassend dargestellt und eine kurze Erläuterung der geplanten Kopplung der erzeugten Einzelphotonen an ein atomares System gegeben.

Kapitel 1

Theoretische Grundlagen

Dieses Kapitel ist den theoretischen Grundlagen für das prinzipielle Verständnis des Gesamtexperiments gewidmet. So werden im ersten Teil die Prozesse der parametrischen Fluoreszenz und Frequenzverdopplung diskutiert, welche vor allem durch den Einsatz, der im darauffolgenden Abschnitt vorgestellten optischen Resonatoren an Effizienz gewinnen können. Der zweite Teil des Kapitels beschäftigt sich mit der analytischen Beschreibung des doppelresonanten optisch parametrischen Oszillators.

1.1 Nichtlineare Optik

Die nichtlineare Wechselwirkung von Licht mit einem dielektrischen Medium bildet den wesentlichen physikalischen Prozess, auf der Frequenzverdopplung zur Erzeugung des OPO-Pumpstrahls und die hier vorgestellte Einzelphotonenerzeugung basieren. In den nachfolgenden Abschnitten sollen daher die Grundlagen der nichtlinearen Optik eingeführt werden, wobei der Fokus auf Effekte zweiter Ordnung gelegt wird. In einer ersten Näherung kann man die Felder als klassische ebene Wellen annehmen. In einem zweiten Schritt werden jedoch Gaußsche Strahlen verwendet, um realen Gegebenheiten gerecht zu werden.

1.1.1 Grundlagen

Unter einem nichtlinearen Prozess versteht man die Frequenzkonversion, bei der durch Wechselwirkung von Licht mit einem dielektrischen Medium unter Energie- und Impulserhaltung neues Licht bei verschiedenen Frequenzen erzeugt wird. Wenn die Felder makroskopisch sind, folgt die theoretische Beschreibung der klassischen Maxwell-Theorie.

Die Propagation einer elektromagnetischen Welle in einem dielektrischen Medium induziert eine makroskopische Polarisation \mathbf{P} , die durch eine Reihenentwicklung ausgedrückt werden kann:

$$\mathbf{P} = \epsilon_0 (\chi^{(1)} \mathbf{E} + \chi^{(2)} \mathbf{E}^2 + \chi^{(3)} \mathbf{E}^3 + \dots) . \quad (1.1)$$

Die Parameter $\chi^{(n)}$ werden Suszeptibilitäten n -ter Ordnung genannt. Insbesondere bei großen Feldstärken, wie z.B. mit Lasern erreichbar, können Terme höherer Ordnung in Gleichung (1.1) einen wesentlichen Beitrag zur Polarisation liefern. Mathematisch werden

die $\chi^{(n)}$ durch $(n + 1)$ -stufige Tensoren dargestellt. In Komponentenschreibweise lautet der quadratische Term von Gleichung (1.1)

$$P_i^{(2)} = \epsilon_0 \sum_{j,k} \chi_{ijk}^{(2)} E_j E_k. \quad (1.2)$$

$\chi_{ijk}^{(2)}$ besitzt 27 Komponenten und verschwindet komplett für Kristalle mit Inversionssymmetrie, so dass 21 der 32 Kristallklassen übrig bleiben. Die Zahl der voneinander unabhängigen Komponenten verringert sich weiter auf 18, berücksichtigt man auch die Austauschbarkeit der Felder $E_j \leftrightarrow E_k$, was $\chi_{ijk}^{(2)} \stackrel{!}{=} \chi_{ikj}^{(2)}$ zur Folge hat. Zusätzliche einfache Symmetrieüberlegungen, abhängig von der jeweiligen Kristallklasse, können die Zahl der Komponenten weiter reduzieren [Boy02]. Die für diese Arbeit wichtigen Prozesse der Frequenzverdopplung und der spontanen parametrischen Fluoreszenz, werden durch die Suszeptibilität zweiter Ordnung $\chi^{(2)}$ beschrieben. Terme höherer Ordnung $n > 2$ können vernachlässigt werden.

Die im Medium induzierten Dipole wirken als Quellen neuer elektromagnetischer Wellen, deren Frequenzspektrum durch $\mathbf{P}(\omega)$ bestimmt wird. Um dieses näher zu untersuchen, überlege man sich ein einfaches Beispiel, bei dem eine Überlagerung zweier ebener Wellen

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_1 \cos(\omega_1 t + k_1 z) + \mathbf{E}_2 \cos(\omega_2 t + k_2 z) \quad (1.3)$$

mit dem dielektrischen Medium wechselwirkt. Der quadratische Term der Polarisation besitzt dann die Frequenzanteile:

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

Die nichtlineare Polarisation enthält also zum einen frequenzunabhängige, konstante Terme, die eine konstante Spannung erzeugen, welche am Kristall abgegriffen werden kann (optische Gleichrichtung) und Anteile mit $2\omega_{1,2}$ (Frequenzverdopplung, *second-harmonic generation*, *SHG*). Ein wichtiger Spezialfall bildet dabei die Frequenzverdopplung einer einzelnen Welle. Mit $E_{1,2} = E$ und $\omega_{1,2} = \omega$ erhält man

$$P^{(2)}(2\omega) = \epsilon_0 \chi^{(2)} E^2 (1 + \cos(2\omega t)). \quad (1.5)$$

Optisch Parametrische Oszillation: Die zwei letzten Terme in Gleichung (1.4) oszillieren mit der Summenfrequenz (*sum-frequency generation*, *SFG*) bzw. der Differenzfrequenz (*difference-frequency generation*, *DFG*). Ein wichtiger Fall der DFG ist die parametrische Fluoreszenz bei der eine schwache Signalwelle mit der Frequenz ω_S und eine starke Pumpwelle mit der Frequenz ω_P eingestrahlt werden. Erzeugt wird dabei nicht

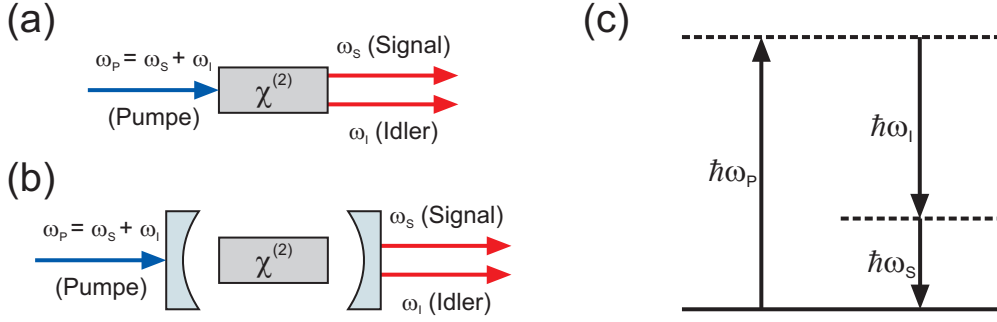


Abbildung 1.1: Schema der spontanen parametrischen Fluoreszenz (a) und eines optisch parametrischen Oszillators (b). (c) Zugehöriges Energie-Niveau-Schema zur Erklärung der spontanen Photonenpaarerzeugung.

nur die sogenannte Idlerwelle mit $\omega_I = \omega_P - \omega_S$, sondern es findet auch eine Verstärkung der Signalwelle durch induzierte Emission statt (Abbildung 1.1(a)). Dieser Prozess kann aber auch dann existieren, wenn kein Signalfeld eingestrahlt wird, da auch Vakuumfluktuationen diesen Prozess auslösen können. Im Photonenbild spricht man dann von Photonenpaarerzeugung, wobei aus einem Pumpphoton der Energie $\hbar\omega_P$ ein Photonenpaar mit den jeweiligen Energien $\hbar\omega_{S/I}$ spontan erzeugt werden (siehe Energie-Niveau-Schema in Abbildung 1.1(c)). Man nennt diesen Effekt deshalb *spontane parametrische Fluoreszenz* (spontaneous parametric down-conversion, SPDC). Platziert man den nichtlinearen Kristall innerhalb eines optischen Resonators, wie in Abbildung 1.1(b) gezeigt, so kann eine Überhöhung des Signal- und Idlerfelds erreicht werden. Solch eine Konfiguration bezeichnet man als *optisch parametrischen Oszillator (OPO)*. Optisch parametrische Oszillatoren werden häufig im infraroten Spektralbereich als alternative Laserquelle mit durchstimmbarer Frequenz eingesetzt. Das Verstimmen der Frequenz geschieht durch Phasenanpassung im nichtlinearen Kristall und wird im nächsten Abschnitt diskutiert.

1.1.2 Phasenanpassung in nichtlinearen Kristallen

Das Konzept der Phasenanpassung kann am übersichtlichsten am Beispiel der SHG erklärt werden. Die Erweiterung auf den Fall der SPDC erfolgt analog.

Eine effiziente Konversion der Grundwelle im Kristall ist nur dann möglich, wenn sich alle von verschiedenen Dipolen ausgehenden Wellen zu einer makroskopischen Oberwelle addieren. Dies ist nur erfüllt, wenn Grund- und Oberwelle die gleiche Phasengeschwindigkeit besitzt, oder anders ausgedrückt: Die Phasenfehlanpassung

$$\Delta k = k_{2\omega} - 2k_{\omega} = \frac{2\omega}{c}(n_{2\omega} - n_{\omega}) \quad (1.6)$$

muss minimiert werden. Nach [Boy02] gilt für die Leistung der zweiten Harmonischen

$$P_{2\omega} \propto P_{\omega}^2 \operatorname{sinc}^2\left(\frac{\Delta k l}{2}\right). \quad (1.7)$$

Für $\Delta k \neq 0$ erfahren Grund- und Oberwelle unterschiedliche Phasengeschwindigkeiten und die erzeugte Leistung wird nach Durchlaufen der Kohärenzlänge

$$l_c = \frac{\pi}{\Delta k} = \frac{\lambda}{4(n_{2\omega} - n_\omega)} \quad (1.8)$$

wieder abgebaut. Man kann sich dies als Rückkonversion in die Fundamentalwelle vorstellen. Typischerweise beträgt l_c für die meisten Kristalle einige $10 \mu m$.

Das Erreichen der Phasenanpassungsbedingung $\Delta k = 0$ ist also Bedingung für eine möglichst hohe Konversionseffizienz, die durch Veränderung von Kristallparametern eingestellt werden kann. Im nächsten Abschnitt sollen deshalb die wichtigsten Methoden vorgestellt werden.

Kritische Phasenanpassung: Nach Gleichung (1.6) wird Phasenanpassung dann erreicht, wenn die Brechungsindizes von Pumpe und zweiter Harmonischer gleich sind ($n_{2\omega} = n_\omega$). In isotropen Medien gilt aber aufgrund normaler Dispersion stets $n_\omega < n_{2\omega}$. Auch das Regime der anomalen Dispersion, in welchem prinzipiell Phasenanpassung realisierbar wäre, ist ungeeignet, da dieses von hohen Absorptionsverlusten begleitet wird. Ein Ausweg ist allerdings die in anisotropen Kristallen auftretende Doppelbrechung.

Am einfachsten verständlich wird das Phänomen der Doppelbrechung anhand von optisch einachsigen Kristallen, welche im Gegensatz zu optisch zweiachsigen Materialien nur eine ausgezeichnete Richtung im Kristall besitzen, die sogenannte optische Achse. Ein linear polarisierter Lichtstrahl, der entlang dieser Achse läuft, erfährt einen von der Polarisationsrichtung unabhängigen Brechungsindex und verhält sich damit wie in einem isotropen Medium. Zusammen mit dem k -Vektor schließt die optische Achse den Winkel θ ein und spannt die Hauptebene auf. Eine Welle, die senkrecht zur Hauptebene polarisiert ist, nennt man ordentlich (*ordinary*) und eine in der Ebene polarisierte nennt man außerordentlich (*extraordinary*). Somit ist nur der Brechungsindex des außerordentlichen Strahls $n^e(\theta)$ von θ abhängig und es gilt [Dem07]

$$\frac{1}{n^e(\theta)^2} = \frac{\cos^2 \theta}{n_o^2} + \frac{\sin^2 \theta}{n_e^2}. \quad (1.9)$$

Dies ist eine Ellipsengleichung mit den Hauptwerten n_e und n_o , wobei die Differenz der beiden Brechungsindizes $\Delta n = n_e - n_o$ ein Maß für die Stärke der Doppelbrechung ist. Abhängig vom Vorzeichen von Δn nennt man das Material optisch positiv oder negativ. Der Effekt der Doppelbrechung kompensiert also die normale Dispersion durch die Polarisationsabhängigkeit, und Phasenanpassung ist möglich durch geeignete Wahl des Phasenanpassungswinkels θ .

Besteht die Pumpwelle bei der SHG bzw. die erzeugten Signal- und Idlerwellen bei der parametrischen Fluoreszenz einzig aus ordentlichen oder außerordentlichen Anteilen, so spricht man von Typ-I-Phasenanpassung, während man bei gemischten Anteilen von Typ-II-Phasenanpassung spricht.

Im Falle der SHG muss bei einem optisch negativen Kristall der Brechungsindex der

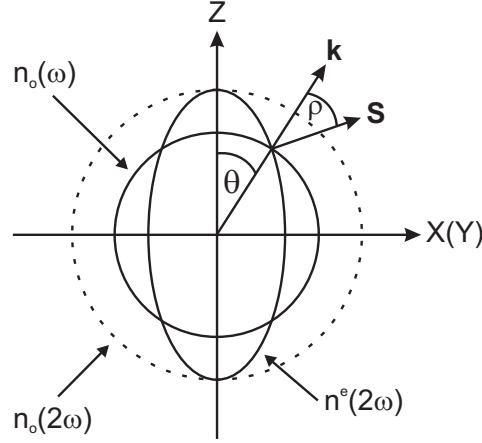


Abbildung 1.2: Indexellipsoid zur Illustration der Phasenanpassung bei Frequenzverdopplung in einem optisch negativen, einachsigen Kristall, welche im Schnittpunkt von Kreis und Ellipse erfüllt ist. Zusätzlich ist die Abweichung von Poynting-Vektor \mathbf{S} und \mathbf{k} -Vektor resultierend im Walk-Off-Effekt skizziert.

Pumpe als ordentliche Welle eingestrahlt werden. Phasenanpassung ist also genau dann erfüllt, wenn $n_o(\omega) = n_{2\omega}^e$ gilt. Dies ist in Abbildung 1.2 an den Schnittpunkten von Kreis und Ellipse der Fall. Der Winkel θ ist dann der gesuchte Phasenanpassungswinkel. Um eine Justage des Kristalls im Experiment zu erleichtern, wird dieser oft bereits im richtigen Winkel geschnitten. Dennoch gestaltet sich die Einstellung von θ besonders dann schwierig, wenn die Konversion in Resonatoren stattfindet, da bereits kleinste Winkeländerungen zu einer Verschlechterung der Resonatorkopplung führen. Daher nennt man die Phasenanpassung über den Winkel auch kritische Phasenanpassung.

In optisch zweiachsigen Kristallen ist die Berechnung des Winkels etwas komplizierter, da die Brechungsindizes entlang aller drei Kristallachsen unterschiedlich sind und es somit zwei optische Achsen gibt. Das Problem kann aber in einigen Fällen auf den uniaxialen Fall transformiert werden [DGN99], wenn man sich auf eine der Hauptebenen beschränkt. Der Brechungsindex ist dann meist auch vom Azimutalwinkel ϕ abhängig.

Walk-Off-Winkel: Ein weiterer Effekt, der bei der Doppelbrechung auftritt ist der *Walk-Off-Effekt*. Hierbei entsteht eine Aufspaltung von Strahlen unterschiedlicher Polarisation im Kristall, was die Kohärenzlänge der nichtlinearen Wechselwirkung begrenzt. Ursache dafür sind die Tensoreigenschaften der Suszeptibilität. Der Poynting-Vektor \mathbf{S} , welcher den Energiefluss einer Welle angibt, steht senkrecht auf der Tangente an das Indexellipsoid und ist somit nicht mehr zwangsläufig parallel zum Wellenvektor (siehe Abbildung 1.2). Während für ordentliche Polarisation \mathbf{k} und \mathbf{S} stets zusammenfallen, existiert für außerordentliche Polarisation ein Winkel ρ zwischen Poynting- und Wellenvektor, der wiederum vom Phasenanpassungswinkel θ abhängt [DGN99]:

$$\rho(\theta) = \pm \arctan \left(\left(\frac{n_o}{n_e} \right)^2 \tan \theta \right) \mp \theta. \quad (1.10)$$

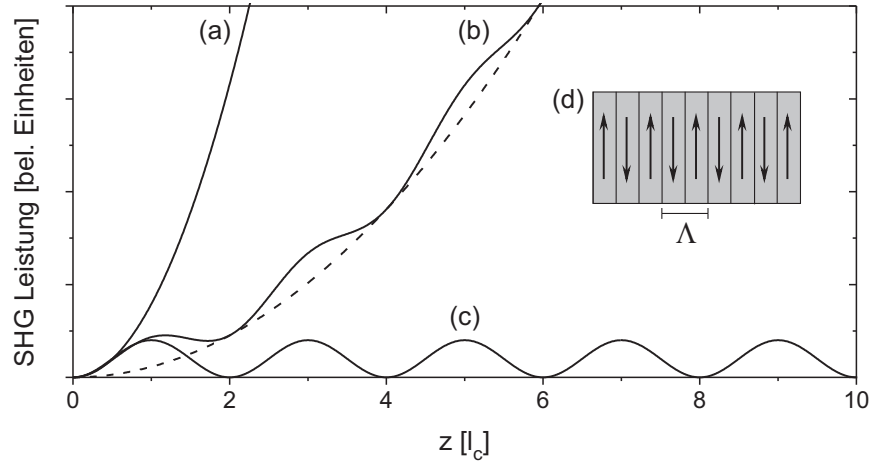


Abbildung 1.3: SHG Leistung innerhalb des Kristalls für (a) ideale Phasenanpassung, (b) Quasi-Phasenanpassung und (c) ohne Phasenanpassung. (d) skizziert schematisch die periodische Polung im nichtlinearen Medium.

Unkritische Phasenanpassung: Neben der Orientierung des Kristalls, kann auch die Kristalltemperatur zur Phasenanpassung genutzt werden, da die Doppelbrechung bei einigen Materialien stark temperaturabhängig ist. Kollineare Phasenanpassung bei $\theta = 90^\circ$ wäre somit möglich und der unerwünschte Walk-Off-Effekt kann vernachlässigt werden. Da im Gegensatz zur Winkelanpassung keine Nachjustage erforderlich wird, spricht man auch von unkritischer Phasenanpassung.

In der Regel wird jedoch eine Kombination aus kritischer und unkritischer Phasenanpassung gewählt, bei der die Grobeinstellung über den Winkel und nur die Feinabstimmung mittels Temperaturvariation erfolgt.

Quasi-Phasenanpassung: Seit Anfang der 1990er Jahre werden zunehmend nichtlineare optische Materialien entwickelt, die aus einer Schichtfolge nichtlinearer Kristalle mit periodisch wechselnder Richtung der optischen Achse bestehen (Abbildung 1.3(d)). Die Länge der einzelnen Schichten liegt in der Größenordnung der Kohärenzlänge l_c , so dass die Rückkonversion der zweiten Harmonischen im phasenfehlangepassten Fall durch periodisches Umkehren des Vorzeichens der Suszeptibilität verhindert wird (Abbildung 1.3). Die periodische Polung entsteht zum Beispiel, wenn die aufeinanderfolgenden Schichten des notwendigerweise ferroelektrischen Kristalls mithilfe eines starken elektrischen Feldes alternierend umgepolt werden. Weitere Herstellungsmöglichkeiten sind beispielsweise der Beschuss mit Elektronen, oder thermisches Pulsen [HT95]. Die Polungsperiode für Quasi-Phasenanpassung m -ter Ordnung berechnet sich zu

$$\Lambda_m = \frac{2\pi}{\Delta k} (2m - 1), \quad (1.11)$$

und die zugehörige effektive Nichtlinearität lautet [FMJB92]

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

Der zusätzliche Wellenvektor $2\pi/\Lambda_m$, der bei der Phasenanpassungsbedingung berücksichtigt werden muss, kann nun so eingestellt werden, dass die Propagationsrichtung mit dem höchsten nichtlinearen Koeffizienten des Suszeptibilitätstensors verwendet werden kann, ohne eine Verringerung der Wechselwirkungslänge durch Walk-Off in Kauf nehmen zu müssen. Große Fortschritte der Quasi-Phasenanpassung wurden bis heute besonders bei Lithium-Niobat (PPLN), Kalium-Titanyl-Phosphat (PPKTP) und Kalium-Titanyl-Arsenid (PPKTA) erzielt.

1.1.3 Boyd-Kleinman-Theorie

Die bisherige Beschreibung der nichtlinearen Wechselwirkung basierte auf der Annahme ebener Wellen. Ein Ergebnis dieser Herangehensweise war Gleichung (1.7), welche eine quadratische Abhängigkeit der Leistung der Oberwelle von der Grundwellenleistung ($P_{2\omega} \propto P_{\omega}^2$) vorhersagte. Daher finden viele Frequenzverdopplungsprozesse in optischen Resonatoren statt, um eine zusätzliche Erhöhung der Pumpleistung zu gewährleisten. Aus Symmetriegründen bedarf dies allerdings einer Fokussierung des Strahls auf den Kristall. Zudem erhöht ein kleinerer Strahlquerschnitt die Pumpintensität und somit auch die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit der Photonen. Die Theorie muss daher auf die Behandlung Gaußförmiger Strahlen erweitert werden, was von *G. D. Boyd* und *D. A. Kleinman* [BK68] in einer umfangreichen Arbeit über die parametrische Wechselwirkung von Gaußschen Strahlen vollzogen wurde. Die wichtigsten Ergebnisse sollen hier zusammengefasst werden.

Gaußsche Strahlen: Die Feldverteilung einer elektromagnetischen Welle genügt der skalaren Wellengleichung (Helmholtz-Gleichung). Lösungen sind zum Beispiel ebene Wellen oder Kugelwellen. Für den Fall der paraxialen Näherung erhält man eine dritte Lösungskategorie, die Gauß-Strahlen

$$\tilde{E}(\mathbf{r}) = \tilde{E}_0 \frac{w_0}{w(z)} \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{w^2(z)}\right) \cdot \exp\left(ikz + ik\frac{x^2 + y^2}{2\tilde{R}(z)} + i\zeta(z)\right), \quad (1.13)$$

deren Name sich von ihrem Gaußförmigen Intensitätsprofil ableitet. Die wichtigsten Parameter sind der Strahlradius $w(z) = w_0 \sqrt{1 + (z/z_0)^2}$ mit Rayleigh-Länge z_0 und Tailenradius $w_0 = \sqrt{\lambda z_0/\pi}$, der Krümmungsradius der Wellenfronten $\tilde{R}(z) = z + z_0^2/z$ und die Phasenretardierung $\zeta = \arctan(z/z_0)$. Für eine ausführliche Herleitung und eine gründlichere Erläuterung der Strahlparameter sei auf [ST08, Sve98, Rei04] verwiesen.

Konversionseffizienz: Nach [BK68] ist die Leistung der zweiten Harmonischen gegeben durch

$$P_{2\omega} = \kappa_{\text{NL}} P_{\omega}^2 = 10^7 K l k_{\omega} e^{-\alpha' l} h P_{\omega}^2. \quad (1.14)$$

Hierbei bezeichnet k_{ω} den Wellenvektor der Fundamentalwelle und $\alpha' = \alpha_{\omega} + \alpha_{2\omega}/2$ einen gewichteten Absorptionskoeffizienten. Die Konstante

$$K = \frac{128 \pi^2 \omega^2}{(100 c)^3 n_{\omega}^2 n_{2\omega}} \left(\frac{3 \cdot 10^4}{4\pi} d_{\text{eff}} \right)^2 \quad (1.15)$$

hängt ab von der Fundamentalfrequenz ω , den Brechungsindizes n_{ω} und $n_{2\omega}$ und der Nichtlinearität d_{eff} , die abhängig von der Kristallorientierung aus dem Suszeptibilitätstensor berechnet wird. Den Einfluss der einzelnen Strahlparameter auf die Leistung $P_{2\omega}$ beschreibt der Boyd-Kleinman-Faktor

$$h = \frac{e^{\mu\alpha l}}{4\xi} \iint_{-\xi(1-\mu)}^{\xi(1+\mu)} d\tau d\tau' \frac{e^{-\kappa(\tau+\tau') + i\sigma(\tau-\tau') - \beta^2(\tau-\tau')^2}}{(1+i\tau)(1-i\tau')}. \quad (1.16)$$

Ziel ist es nun, h zu maximieren, um eine Optimierung der Konversionseffizienz zu erreichen. Dies geschieht durch Einstellung der Parameter β , κ , μ und σ .

Doppelbrechungsparameter β :

$$\beta = \rho \frac{z_0}{w_0} \quad (1.17)$$

Der Doppelbrechungsparameter β berücksichtigt den Walk-Off-Effekt und die damit verbundenen Effizienzverluste. Für den Fall der Quasi-Phasenanpassung ist $\rho = 0$ möglich, wodurch eine Verringerung der Leistung vermieden wird.

Absorptionsparameter κ :

$$\kappa = z_0 \alpha = z_0 \left(\alpha_{\omega} - \frac{\alpha_{2\omega}}{2} \right) \quad (1.18)$$

Die Berechnung von $P_{2\omega}$ erfolgt im Wesentlichen durch die Zerlegung des Kristalls in infinitesimal kleine Stücke. Die Integration der induzierten Polarisation in jedem der Teilkristalle über das Kristallvolumen, erlaubt dann die Berechnung der Feldamplitude der Oberwelle. α beschreibt dabei den Einfluss der Absorption.

Fokusposition μ :

$$\mu = \frac{l - 2f}{l} \quad (1.19)$$

μ beschreibt die relative Lage des Fokus innerhalb des Kristalls, wobei f den Abstand des selbigen von der Kristallendfläche meint. Für $\mu = 0$ und damit $f = l/2$ wird h maximal. Die optimale Fokusposition liegt also genau im Zentrum des Kristalls.

Phasenverschiebung σ :

$$\sigma = z_0 \Delta k \quad (1.20)$$

Der Parameter σ bestimmt die Phasenverschiebung über die Rayleigh-Länge z_0 . Bei fokussierten Strahlen wird mit zunehmender Krümmung der Wellenfronten eine relative Phasenverschiebung erzeugt, wodurch destruktive Interferenz zwischen den an unterschiedlichen Orten erzeugten Oberwellen auftreten kann. Im Gegensatz zum Grenzfall ebener Wellen findet die Minimierung der destruktiven Überlagerung für $\Delta k \neq 0$ statt.

Fokusstärke ξ :

$$\xi = \frac{l}{2z_0} \quad (1.21)$$

Ein wichtiges Kriterium zur Optimierung des nichtlinearen Prozesses ist das Verhältnis von Kristalllänge zur Stärke der Fokussierung, welches durch ξ charakterisiert wird. So bedeutet ein kleiner Strahlradius zwar eine hohe Pumpintensität, jedoch nimmt auch die zuvor erwähnte destruktive Interferenz bei vergrößerter Divergenz des Strahls zu. Dies kann bei langen Kristallen zu einer erheblichen Herabsetzung der erzeugten Leistung führen. Die richtige Wahl des Strahlradius w_0 führt somit zu hoher Konversionseffizienz.

Für die parametrische Fluoreszenz gelten analoge Beziehungen, wobei darauf hinzuweisen ist, dass in der klassischen Theorie prinzipiell nur Prozesse mit makroskopischen Feldern beschrieben werden können. Insbesondere die spontane parametrische Fluoreszenz mit geringer Pumpleistung bedarf einer quantentheoretischen Behandlung, welche in Abschnitt 1.4 diskutiert wird.

Es ist jedoch prinzipiell möglich, Aussagen über die Schwellleistung für den Übergang von spontanen zu stimulierten Prozessen eines OPO zu machen, welche anschließend wiederum zu sehr guten Abschätzungen für die Erzeugungsrate von Signal- und Idlerphotonen führt. Die Schwelle eines OPO ergibt sich aus der Gleichsetzung der *Single-Pass-Konversion* mit den Verlusten von Signal und Idler ϵ_S, ϵ_I während eines halben Resonatorumlaufs zu

$$P_{\text{Schwelle}} = \frac{\epsilon_S \epsilon_I}{\tilde{\kappa}_{\text{NL}}} \quad (1.22)$$

mit dem nichtlinearen Koeffizienten $\tilde{\kappa}_{\text{NL}}$ des jeweiligen SPDC-Prozesses [BK68].

1.2 Optische Resonatoren

Nichtlineare Prozesse können, wie bereits erwähnt, in optischen Resonatoren verstärkt werden, und somit zu einem wesentlichen Effizienzgewinn führen. Das Design eines Resonators kann sehr unterschiedlich ausfallen, wobei man im Prinzip zwischen zwei Klassen von Resonatortypen unterscheidet. Bidirektionale Resonatoren wie z.B. der Fabry-Pérot-Resonator (Abbildung 1.4(a)) zeichnen sich durch eine Minimierung der optischen Komponenten und einer damit verbundenen intrinsisch hohen Stabilität aus. Die zweite Klasse bilden die Ringresonatoren. Wie in Abbildung 1.4(b) für den Fall des Bow-Tie-

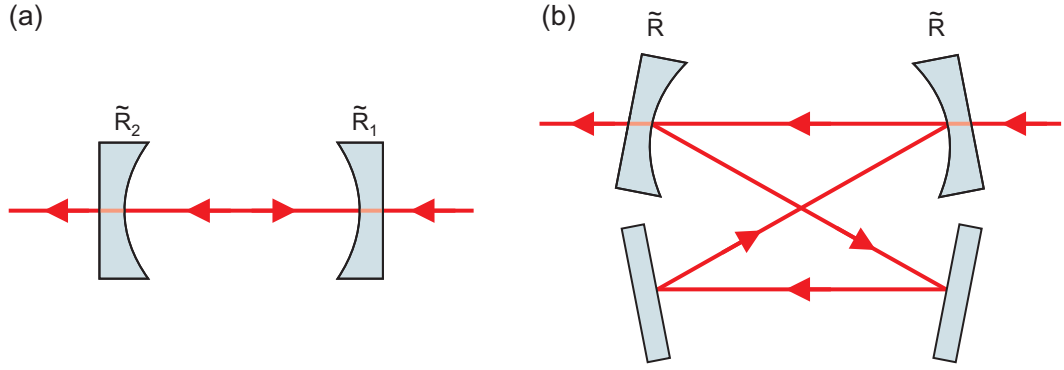


Abbildung 1.4: Schema eines Fabry-Pérot-Resonators mit sphärischen Spiegeln der Krümmungsradien $\tilde{R}_{1,2}$ (a) und eines Bow-Tie-Resonators (b). Dieser besteht aus zwei sphärischen Spiegeln mit gleichem Radius \tilde{R} und zwei Planspiegeln.

Resonators gezeigt, propagiert eine umlaufende Welle nur in einer Richtung, was zu einer Vermeidung von Rückreflexen des auslaufenden Strahls in die Laserquelle führt. Aus diesem Grund werden Ringresonatoren bei der Nutzung von Laserdioden favorisiert, die sehr empfindlich auf Rückkopplungen reagieren.

1.2.1 Stabilitätskriterium

Wie in Abbildung 1.4(a) angedeutet, werden in Resonatoren meist sphärische Spiegel mit Krümmungsradius \tilde{R} verwendet, da sie verglichen mit Planspiegeln nicht so anfällig auf Ausrichtungsfehler reagieren und somit einen besseren Strahleinschluss gewährleisten. Eine stabile Konfiguration bedeutet nun, dass eine im Resonator propagierende Welle nach einem oder mehreren Umläufen auf sich selbst abgebildet wird. Diese selbst-konsistenten Feldkonfigurationen nennt man Resonatormoden. Die TEM_{00} -Grundmode (*transversal elektromagnetische Mode*) reproduziert sich bereits nach einem Umlauf und wird durch die in Abschnitt 1.1.3 eingeführten Gaußschen Strahlen beschrieben. Das Konzept der Matrizenoptik angewandt auf Gauß-Strahlen gestattet es nun mittels der Transfermatrix T , die Strahltaile der Fundamentalmode zu berechnen [ST08]:

$$w_0 = \sqrt{\frac{2\lambda|T_{1,2}|}{\pi\sqrt{4 - (T_{1,1} + T_{2,2})^2}}}. \quad (1.23)$$

w_0 ist aber nur dann reell, wenn $|T_{1,1} + T_{2,2}| < 2$ erfüllt ist. Für einen Resonator der Länge L und Krümmungsradien $\tilde{R}_{1,2}$ übersetzt sich dies in das bekannte Stabilitätskriterium

$$0 < g_1 g_2 < 1 \quad (1.24)$$

mit $g_{1,2} = 1 - L/\tilde{R}_{1,2}$.

Die für die Konversionseffizienz optimale Strahltaile w_0 kann also zunächst mithilfe des Boyd-Kleinman-Faktors ermittelt werden (siehe Abschnitt 1.1.3), um anschließend

die dafür stabilste Resonatorkonfiguration $(L, \tilde{R}_{1,2})$ mit Gleichung (1.24) zu bestimmen. Einkoppelverluste können minimiert werden, indem der einlaufende Gauß-Strahl mit der Resonatormode übereinstimmt. Dieser Vorgang wird auch als Modenanpassung bezeichnet.

1.2.2 Impedanzanpassung

Ein weiteres Kriterium für eine verlustfreie Einkopplung ist die richtige Wahl der Spiegelreflektivitäten, welche unter Verwendung der nachfolgenden Betrachtungen optimiert werden können. Dafür sollen verlustfreie Spiegel angenommen werden, deren Reflektivität und Transmission der Intensität die Energieerhaltung $R_{1,2} + T_{1,2} = 1$ erfüllen.

Das zirkulierende Feld innerhalb eines Resonators ist eine Überlagerung aus dem am Eingangsspiegel (R_1) einkoppelnden Feld E_i und dem zirkulierenden Feld des vorhergehenden Umlaufs $g_{rt}(\omega)E_{zirk}$:

$$E_{zirk} = i\sqrt{T_1}E_i + g_{rt}(\omega)E_{zirk}. \quad (1.25)$$

Der Faktor

$$g_{rt}(\omega) = \sqrt{R_1 R_2 (1 - V)} e^{-i\omega L/c} \quad (1.26)$$

berücksichtigt dabei die Verluste V während eines Umlaufs durch nicht perfekte Spiegel oder durch Absorption in zusätzlichen optischen Elementen. Im Resonanzfall, $L = m\lambda/2$ und damit $\omega_m = m\pi c/L$, wird $g_{rt}(\omega) = g_{rt}$, und die zirkulierende Leistung ist gegeben durch

$$\frac{P_{zirk}}{P_i} = \frac{T_1}{(1 - g_{rt})^2}. \quad (1.27)$$

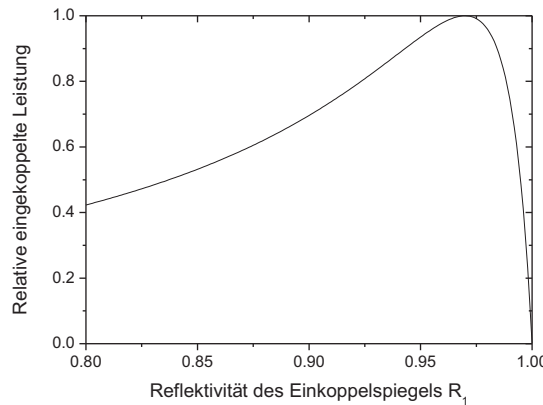


Abbildung 1.5: Abhängigkeit der relativen eingekoppelten Leistung von der Eingangsspiegelreflektivität für einen verlustfreien Resonator mit $g_{rt} = \sqrt{R_1 R_2}$ und $R_2 = 0.97$. In diesem Fall ist die Impedanzanpassung für $R_1 = R_2$ erfüllt, woraufhin die gesamte eingestrahlte Leistung in den Resonator eingekoppelt wird.

Maximale Einkoppeleffizienz wird erreicht, wenn das am Eingangsspiegel reflektierte Feld

$$E_r = \sqrt{R_1} E_1 + i \sqrt{T_1} \frac{g_{rt}}{\sqrt{R_1}} E_{\text{zirk}} \quad (1.28)$$

minimal wird. Mit Gleichung (1.25) ergibt sich die reflektierte Leistung zu

$$\frac{P_r}{P_i} = \frac{(R_1 - g_{rt})^2}{R_1(1 - g_{rt})^2}. \quad (1.29)$$

Impedanzanpassung ist genau dann gegeben, wenn P_r verschwindet, also $R_1 = g_{rt}$ erfüllt ist. Abbildung 1.5 zeigt einen typischen Verlauf der relativen eingekoppelten Leistung $1 - P_r/P_i$ für einen verlustfreien Resonator.

1.2.3 Hänsch-Couillaud-Stabilisierung

In den vorangegangenen Abschnitten wurden die Moden- und Impedanzanpassung als zwei Kriterien zur Optimierung der Einkoppeleffizienz erläutert. Als ein weiteres notwendiges Kriterium, damit sich überhaupt eine stationäre Feldkonfiguration im Resonator ausbilden kann, muss die Resonatorlänge ein ganzzahliges Vielfaches der Wellenlänge sein, dass heißt es muss Resonanz vorliegen. Aufgrund der Kopplung der Spiegel an mechanische, thermische und akustische Einflüsse, ist eine aktive Stabilisierung der Resonatorlänge notwendig. Dies geschieht für gewöhnlich durch Aufbringen eines Spiegels auf einen piezoelektrischen Aktuator, der wiederum mittels eines Regelsignals die Länge des Resonators auf Resonanz hält. Für die Erzeugung eines solchen Signals gibt es verschiedene Möglichkeiten. Zur Stabilisierung des in dieser Arbeit aufgebauten SHG- und OPO-Resonators wurde das Verfahren von *T. Hänsch* und *B. Couillaud* (HC) [HC80] verwendet, das im Gegensatz zu der am häufigsten eingesetzten Pound-Drever-Hall-Methode ohne eine zusätzliche Phasenmodulation des einfallenden Laserstrahls auskommt. Jedoch kann dieses Verfahren nur angewandt werden, wenn sich polarisationsselektive Elemente, wie z.B. nichtlineare Kristalle innerhalb des Resonators befinden.

Bilden die Polarisationsachse des nichtlinearen Kristalls und die Polarisationsrichtung des einlaufenden Feldes E_i einen Winkel α , so erfahren beide Komponenten

$$E_i^{\parallel} = E_i \cos \alpha \quad \text{und} \quad E_i^{\perp} = E_i \sin \alpha \quad (1.30)$$

eine Reflexion am Einkoppelspiegel gemäß

$$E_r^{\parallel} = \left(\sqrt{R_1} - T_1 \frac{g_{rt}(\omega)}{\sqrt{R_1}} \frac{1}{1 - g_{rt}(\omega)} \right) E_i^{\parallel} \quad \text{und} \quad E_r^{\perp} = \sqrt{R_1} E_i^{\perp}. \quad (1.31)$$

Der parallele Anteil sieht einen Resonator mit geringen Verlusten und wird eingekoppelt, wenn Resonanz-, Moden- und Impedanzanpassung erfüllt sind, während der senkrechte Anteil vollständig reflektiert wird. Bei exakter Erfüllung der Resonanzbedingung und weit entfernt davon ist die rückreflektierte Welle somit linear polarisiert und nur in der Nähe der Resonanz elliptisch polarisiert. Die Polarisation des reflektierten Strahls bil-

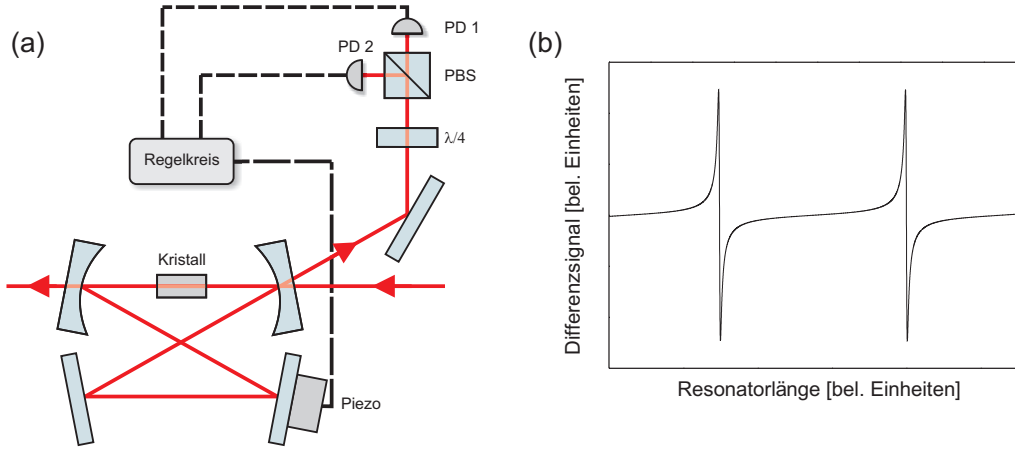


Abbildung 1.6: (a) Schematischer Aufbau der Hänsch-Couillaud-Stabilisierung am Beispiel eines Bow-Tie-Resonators. (b) Berechnetes Fehlersignal für Ein- und Ausgangsspiegelreflektivitäten $R_1 = R_2 = 0.97$ und einem Absorptionsverlust von ~ 0.02 im nichtlinearen Kristall pro Umlauf über zwei freie Spektralbereiche.

det daher ein Maß für die Abweichung von der Resonanzbedingung, wobei die Helizität die Information darüber enthält, ob Resonatorlänge vergrößert oder verkleinert werden muss.

Zur Analyse der Polarisation wird eine $\lambda/4$ -Platte gefolgt von einem Polarisationsstrahlteiler (PBS) verwendet, der den Strahl auf zwei Photodetektoren aufteilt (siehe Abbildung 1.6(a)). Bei Resonanz wird beispielsweise die linear polarisierte, reflektierte Welle nach Durchlaufen der $\lambda/4$ -Platte zirkular polarisiert und die Differenz der beiden Detektorsignale verschwindet. Der vollständige funktionale Zusammenhang des Differenzsignals kann mithilfe des Jones-Formalismus [Jon56] berechnet werden:

$$\Delta I = \frac{1}{2} c \epsilon_0 |E_i|^2 \cos \alpha \sin \alpha \frac{T_1 g_{rt} \sin \delta}{(1 - g_{rt})^2 + 4 g_{rt} \sin^2 \left(\frac{\delta}{2} \right)} \quad (1.32)$$

mit der Phasenverschiebung $\delta = -\omega L/c$. Obwohl diese Funktion ihr Maximum für $\alpha = 45^\circ$ besitzt, wird man die Polarisationsrichtung des einfallenden Strahls nur wenig abweichend von $\alpha = 0^\circ$ einstellen, da für diesen Fall eine höhere Einkopplung erzielt werden kann. Die optimale Einstellung des Winkels ist also immer ein Kompromiss aus hoher Einkoppeffizienz ($\alpha \rightarrow 0^\circ$) und einem guten Signal-Rausch-Verhältnis der Fehlersignale ($\alpha \rightarrow 45^\circ$).

Abbildung 1.6(b) zeigt ein berechnetes Differenzsignal, das als Eingangssignal eines elektronischen Regelkreises dient, wobei ein Proportional-Integral-Regler auf den Nulldurchgang der Flanke regelt.

1.3 Kohärenzeigenschaften des elektromagnetischen Feldes

Die in diesem Abschnitt vorgestellten Zusammenhänge sollen eine kurze Einführung in die quantentheoretische Beschreibung des Lichtes und dessen Eigenschaften geben. Im Folgenden soll zunächst die Quantisierung des elektromagnetischen Feldes skizziert und anschließend dessen Kohärenzeigenschaften mit Fokus auf die zur Charakterisierung von Einzelphotonenquellen wichtige Korrelationsfunktion 2. Ordnung besprochen werden. Für ein tiefergehendes Verständnis wird auf die Fachliteratur [WM94, Lou00, Gla63] verwiesen.

1.3.1 Quantisierung des elektromagnetischen Feldes

Die Lösung der quellenfreien Maxwell-Gleichungen in einem Hohlraum des Volumens $V = L^3$ führt unter Berücksichtigung periodischer Randbedingungen auf das elektrische Feld

$$\begin{aligned}\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) &= \sum_k \sqrt{\frac{\hbar\omega_k}{2\varepsilon_0 V}} \hat{\mathbf{e}}_k [\alpha_k e^{-i\omega_k t + i\mathbf{k}_n \cdot \mathbf{r}} + \alpha_k^* e^{i\omega_k t - i\mathbf{k}_n \cdot \mathbf{r}}] \\ &= \mathbf{E}^{(+)}(\mathbf{r}, t) + \mathbf{E}^{(-)}(\mathbf{r}, t)\end{aligned}\tag{1.33}$$

mit dem Polarisationsvektor $\hat{\mathbf{e}}_k$ und $\mathbf{k}_n = 2\pi/L (n_x, n_y, n_z)$. Der Vorfaktor $\sqrt{\frac{\hbar\omega_k}{2\varepsilon_0 V}}$ kann als elektrisches Feld pro Photon verstanden werden. Die Quantisierung erfolgt durch die Ersetzung der klassischen Fourier-Amplituden α_k, α_k^* durch die zueinander adjungierten Operatoren a_k, a_k^\dagger mit den bosonischen Kommutatorrelationen

$$[a_k, a_{k'}] = [a_k^\dagger, a_{k'}^\dagger] = 0, \quad [a_k, a_{k'}^\dagger] = \delta_{kk'}\tag{1.34}$$

Das Feld in Gleichung (1.33) kann also als ein Ensemble von unabhängigen harmonischen Oszillatoren interpretiert werden, die den obigen Kommutatoren gehorchen. Der Hamilton-Operator des quantisierten elektromagnetischen Feldes ist somit gegeben durch

$$\begin{aligned}H &= \frac{1}{2} \int (\varepsilon_0 \mathbf{E}^2 + \mu_0 \mathbf{H}^2) d^3r \\ &= \sum_k \hbar\omega_k \left(a_k^\dagger a_k + \frac{1}{2} \right).\end{aligned}\tag{1.35}$$

Der Besetzungszahloperator $n_k = a_k^\dagger a_k$ gibt dabei die Anzahl der Photonen in der k -ten Mode mit der Energie $\hbar\omega_k$ an.

1.3.2 Korrelationsfunktionen

Korrelationsfunktion 1. Ordnung: Ein idealer Photonendetektor basiert auf der Absorption bzw. Vernichtung eines Photons, durch Messung des Zustands $E^{(+)}(\mathbf{r}, t)$. Die Wahrscheinlichkeit ein Photon zu messen beträgt daher

$$P_{fi}^{(1)} = |\langle f | E^{(+)}(\mathbf{r}, t) | i \rangle|^2, \quad (1.36)$$

wobei $|i\rangle$ und $|f\rangle$ die Zustände des Feldes vor und nach dem Absorptionsprozess sind. Durch Summation über alle möglichen Endzustände erhält man die mittlere Feldintensität

$$I(\mathbf{r}, t) = \sum_f \langle i | E^{(-)}(\mathbf{r}, t) | f \rangle \langle f | E^{(+)}(\mathbf{r}, t) | i \rangle = \langle i | E^{(-)}(\mathbf{r}, t) E^{(+)}(\mathbf{r}, t) | i \rangle. \quad (1.37)$$

Dieses Resultat ist gültig, solange sich das Feld in einem reinen Anfangszustand befindet. Die Verallgemeinerung auf einen gemischten Zustand erfolgt durch die Mittelung über Anfangszustände mit den statistischen gewichten P_i

$$I(\mathbf{r}, t) = \sum_i P_i \langle i | E^{(-)}(\mathbf{r}, t) E^{(+)}(\mathbf{r}, t) | i \rangle = \text{tr} \{ \rho E^{(-)}(\mathbf{r}, t) E^{(+)}(\mathbf{r}, t) \}, \quad (1.38)$$

mit der Dichtematrix $\rho = \sum_i P_i |i\rangle \langle i|$.

Die Beziehung in Gleichung (1.38) ist ein Spezialfall der Korrelationsfunktion 1. Ordnung, welche allgemein lautet:

$$G^{(1)}(x_1, x_2) = \text{tr} \{ \rho E^{(-)}(x_1) E^{(+)}(x_2) \} \equiv \langle E^{(-)}(x_1) E^{(+)}(x_2) \rangle \quad (1.39)$$

mit $x_i = (\mathbf{r}_i, t_i)$. Die Funktion beschreibt die Korrelation der Feldamplituden und ist auch bekannt als Kohärenzfunktion 1. Ordnung, da man mit ihrer Hilfe klassische optische Interferenzexperimente beschreiben kann. So wird z.B. beim Young'schen Doppelspaltversuch der Grad der Kohärenz durch das Kontrastverhältnis K der Interferenzstreifen bestimmt:

$$K = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} = \left| \frac{G^{(1)}(x_1, x_2)}{(G^{(1)}(x_1, x_1) G^{(1)}(x_2, x_2))^{1/2}} \right| \frac{2(I_1 I_2)^{1/2}}{I_1 + I_2} \quad (1.40)$$

$I_1 \equiv I_2$

Dabei wurde die normierte Korrelationsfunktion

$$g^{(1)}(x_1, x_2) = \frac{G^{(1)}(x_1, x_2)}{(G^{(1)}(x_1, x_1) G^{(1)}(x_2, x_2))^{1/2}} \quad (1.41)$$

eingeführt. Maximale Kohärenz wird also dann erreicht, wenn $|g^{(1)}(x_1, x_2)| = 1$, was wiederum bedeutet, dass sich $G^{(1)}(x_1, x_2) = \epsilon^{(-)}(x_1) \epsilon^{(+)}(x_2)$ faktorisieren lässt. Dies ist erfüllt, wenn der Zustand des Feldes ein Eigenzustand des Vernichtungsoperators ist, was

für den kohärenten Zustand $|\alpha\rangle$ zutrifft. Solche Zustände werden z.B. von stabilisierten Lasern erzeugt, die über der Schwelle arbeiten.

Korrelationsfunktion 2. Ordnung: Um Aussagen über die zeitliche Korrelation zwischen Photonen zu gewinnen, nutzt man ein alternatives Experiment, bei dem sich zwei Detektoren an den Orten \mathbf{r}_1 und \mathbf{r}_2 befinden. Die Wahrscheinlichkeit für diesen Zwei-Photonen-Prozess ist dann gegeben durch

$$P_{fi}^{(2)} = \left| \langle f | E^{(+)}(\mathbf{r}_2, t_2) E^{(+)}(\mathbf{r}_1, t_1) | i \rangle \right|^2. \quad (1.42)$$

Unter Verwendung eines gemischten Anfangszustands führt die Summation über alle Endzustände zur Korrelationsfunktion 2. Ordnung

$$G^{(2)}(x_1, x_2) = \text{tr} \left\{ \rho E^{(-)}(x_1) E^{(-)}(x_2) E^{(+)}(x_2) E^{(+)}(x_1) \right\}. \quad (1.43)$$

Für die nächsten Schritte wird angenommen, dass die Photonen am selben Ort \mathbf{r} detektiert werden, allerdings zu unterschiedlichen Zeiten t und $t + \tau$. Man kann Gleichung (1.43) daher umformulieren

$$\begin{aligned} G^{(2)}(\tau) &= \langle E^{(-)}(t) E^{(-)}(t + \tau) E^{(+)}(t + \tau) E^{(+)}(t) \rangle \\ &= \langle : I(t) I(t + \tau) : \rangle, \end{aligned} \quad (1.44)$$

wobei $\langle : \rangle$ normale Ordnung der Operatoren bedeutet, dass heißt alle Erzeugungsoperatoren stehen links von den Vernichtungsoperatoren. Die Darstellung in der zweiten Zeile verdeutlicht, dass $G^{(2)}(\tau)$ Aussagen über die Intensitätskorrelation macht, während $G^{(1)}$ die Korrelation der Amplituden wiedergibt. Man führt analog eine normierte Korrelationsfunktion ein:

$$g^{(2)}(\tau) = \frac{G^{(2)}(\tau)}{|G^{(1)}(0)|^2}. \quad (1.45)$$

Das beschriebene Experiment wurde zuerst von Hanbury-Brown und Twiss (HBT) im Jahre 1955 durchgeführt [HBT56]. Um die in realen Detektoren auftretende Totzeit nach einem Messereignis zu umgehen und somit auch Koinzidenzen bei $\tau = 0$ zu ermöglichen, besteht ein solcher HBT-Aufbau aus einem 50 : 50 Strahlteiler, der die ankommenden Photonen in zwei räumliche Moden aufteilt und zwei unabhängigen Detektoren. Die Detektion eines Photons am ersten Detektor startet dann einen Koinzidenzzähler, welcher die Zeit τ bis zur Detektion des nächsten Photons am zweiten Detektor misst, und diese in einem Histogramm speichert. Eine Vielzahl dieser Ereignisse führt damit direkt zu der gesuchten Intensitätskorrelationsfunktion $G^{(2)}(\tau)$.

Abschließend soll $g^{(2)}(0)$ für drei Beispielzustände des elektromagnetischen Feldes berechnet werden, um die Wichtigkeit dieser Größe für statistische Untersuchungen zu verdeutlichen.

Klassischer Zustand: Mithilfe der Cauchy-Schwarz-Ungleichung erhält man für klassische Zustände $g^{(2)}(\tau) \leq g^{(2)}(0) \forall \tau$. Zudem sind Wahrscheinlichkeitsverteilungen klas-

sischer Felder stets positiv definit, weshalb sich zeigen lässt, dass gilt

$$g^{(2)}(0) \geq 1. \quad (1.46)$$

Dies bedeutet eine erhöhte Wahrscheinlichkeit, bei Detektion eines Photons noch ein zweites zu messen. Die Photonen treten also gebündelt (*bunched*) auf, weshalb man hier auch vom „Bunching“ spricht.

Kohärenter Zustand: Für quantenmechanische Felder mit einer einzelnen Mode findet man

$$g^{(2)}(0) = \frac{\langle a^\dagger a^\dagger a a \rangle}{\langle a^\dagger a \rangle^2} = 1 + \frac{V(n) - \bar{n}}{\bar{n}^2} \quad (1.47)$$

mit der Varianz

$$V(n) = \langle (a^\dagger a)^2 - \langle a^\dagger a \rangle^2 \rangle \quad (1.48)$$

Ein kohärenter Zustand unterliegt der Poisson-Statistik, deren Varianz $V(n) = \bar{n}$ beträgt. Es ist also

$$g^{(2)}(0) = 1. \quad (1.49)$$

Fock-Zustand: Ein Fock-Zustand $\rho = |n\rangle\langle n|$ zeichnet sich durch eine verschwindende Varianz ($V(n) = 0 \Rightarrow \bar{n} \rightarrow n$) aus. Die Korrelationsfunktion 2. Ordnung

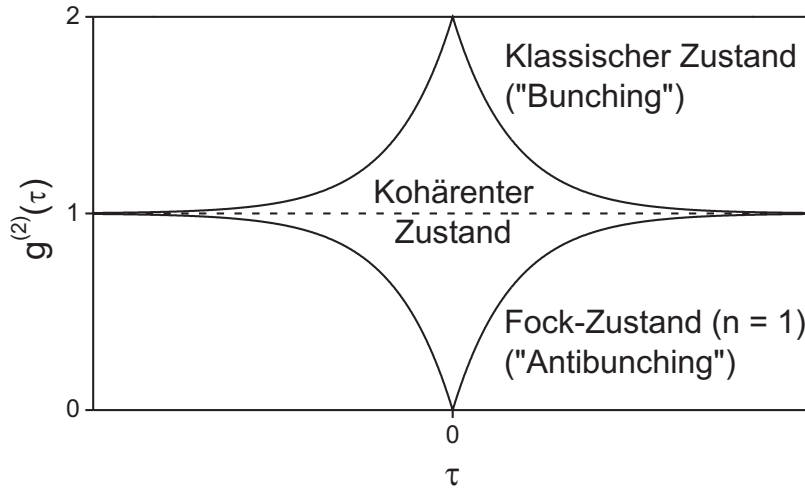


Abbildung 1.7: Darstellung von $g^{(2)}(\tau)$ für ein thermisches Feld, ein kohärentes Feld und einen Fock-Zustand mit $n = 1$.

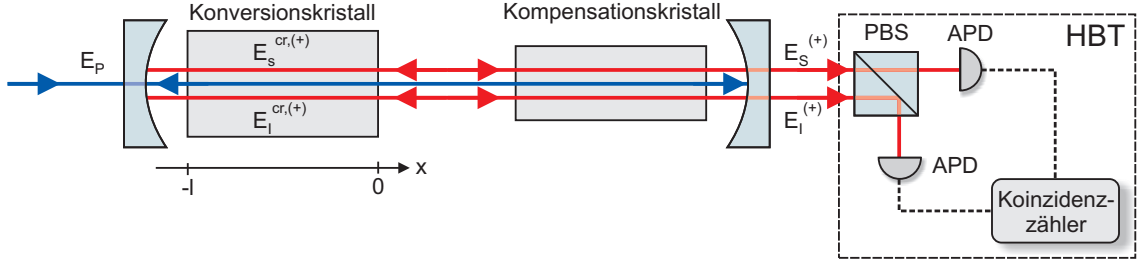


Abbildung 1.8: Schema des doppelresonanten OPO, basierend auf einem Typ-II-Prozess. Pump-, Idler- und Signalfeld können durch geeignete Temperaturwahl des um 90° gedrehten, nicht phasenangepassten Kompensationskristalls resonant gehalten werden. Mithilfe des HBT-Aufbaus lässt sich die Intensitätskorrelation zwischen Signal und Idler bestimmen.

für $\tau = 0$ lautet also

$$g^{(2)}(0) = 1 - \frac{1}{n} \quad (1.50)$$

und ist somit stets kleiner als 1. Mit $g^{(2)}(\infty) = 1$ folgt $g^{(2)}(0) < g^{(2)}(\tau)$, was gerade der umgekehrte Fall vom zuvor diskutierten Bunching ist (siehe Abbildung 1.7). Man spricht deshalb auch vom „Antibunching“. Die Güte von Einzelphotonenquellen wird daher anhand ihres Wertes von $g^{(2)}(0)$ charakterisiert, da für einen $n = 1$ Fock-Zustand $g^{(2)}(0) = 0$ gilt.

1.4 Theorie des Optisch Parametrischen Oszillators

1.4.1 Kompensationskristall

Der in dieser Arbeit vorgestellte OPO basiert auf einer doppelresonanten Resonator-konfiguration, wodurch sowohl das Idler- als auch das Signalfeld verstärkt werden. Als Konversionskristall bietet sich daher ein periodisch gepolter Kristall an, welcher eine kollineare Ausbreitung von Signal und Idler entlang der Resonatorachse erlaubt und somit den unerwünschten Walk-Off-Effekt verhindert. Des Weiteren verlangt die Frequenz-entartung der erzeugten Felder die Verwendung eines Typ-II-Prozesses, der eine einfache Trennung der Strahlen mittels Polarisation ermöglicht. Aufgrund der doppelbrechenden Eigenschaft des verwendeten Kristalls sind die optischen Weglängen für Signal und Idler im Resonator dennoch leicht unterschiedlich, was eine gleichzeitige Resonanz verhindert. Um diesen Effekt zu vermeiden, wird ein zusätzlicher gleichartiger Kristall (Abbildung 1.8), mit gleicher Temperatur innerhalb des Resonators verwendet, der allerdings um 90° gedreht und nicht phasenangepasst ist [KWS06]. Der Laufzeitunterschied eines generierten Photonenpaares wird also mithilfe des Kompensationskristalls unabhängig von der Anzahl der Resonatorumläufe.

1.4.2 Theoretische Beschreibung des doppelresonanten OPO

Basierend auf den vorherigen Überlegungen zum doppelresonanten OPO (DRO), soll nun dessen theoretische Beschreibung erfolgen. Als Hauptansatz dient dabei die quantentheoretische Darstellung des einfachresonanten OPO, die bereits zu einem früheren Zeitpunkt in der Arbeitsgruppe entwickelt wurde [HSB08]. Im Gegensatz zu den bisherigen theoretischen Ableitungen für DROs [LO00, NM07a, NM07b] gestattet diese Methode eine geschlossene analytische Lösung und einen für das Experiment direkten Zugang zu physikalisch wichtigen Größen. Die Bestimmung von Wechselwirkungs-Hamilton-Operator und Biphoton-Wellenfunktion, erlaubt wiederum Ausdrücke für Spektrum und Signal-Idler Intensitätskorrelationsfunktion abzuleiten.

Freie Feldoperatoren: Startpunkt für die Berechnungen ist der Operator des elektrischen Felds für positive Frequenzen aus Gleichung (1.33):

$$E^{(+)}(x,t) = \lim_{L \rightarrow \infty} \sum_{j=0}^{\infty} \sqrt{\frac{\hbar \omega_j}{2\epsilon_0 L A}} a_j e^{i\omega_j(\frac{x}{c}-t)}, \quad (1.51)$$

wobei $\omega_j = 2\pi j c/L$ mit L als Quantisierungslänge und a_j als Vernichtungsoperator der j -ten Mode. Der Übergang zum kontinuierlichen Limes wird durch die Ersetzung

$$\sum_j a_j \dots \rightarrow (\Delta\Omega)^{-1/2} \int_{-\omega_k}^{\infty} d\Omega a(\omega_k + \Omega) \dots, \quad k \in \{S, I\} \quad (1.52)$$

durchgeführt. Hierbei wurde die Frequenzdifferenz $\Omega_j = \omega_j - \omega_k$, $k \in \{S, I\}$ und $\Delta\Omega = 2\pi c/L$ eingeführt. Da typische Konversionsbandbreiten klein gegen die Zentralfrequenzen ω_k von Signal und Idler sind, lässt sich die untere Integrationsgrenze nach $-\infty$ erweitern. Die freien Feldoperatoren von Signal und Idler lassen sich somit schreiben als

$$E_{S,I}^{(+)}(x,t) = \sqrt{\frac{\hbar \omega_{S,I}}{2\epsilon_0 c A}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\Omega}{\sqrt{2\pi}} a_{S,I}(\omega_{S,I} + \Omega) e^{i(\omega_{S,I} + \Omega)(\frac{x}{c}-t)} \quad (1.53)$$

mit den Kommutatorrelationen

$$[a_{S,I}(\omega), a_{S,I}^{\dagger}(\omega')] = \delta(\omega - \omega') \quad (1.54)$$

$$[a_S(\omega), a_I^{\dagger}(\omega')] = 0. \quad (1.55)$$

Letztere gilt insbesondere, da bei Typ-II-Phasenanpassung Signal- und Idlerphotonen senkrecht zueinander polarisiert sind.

Feldoperatoren innerhalb des Kristalls: Als nächstes sollen die Felder im Inneren des Konversionskristalls berechnet werden, wobei die Eigenschaften des Resonators berücksichtigt werden müssen. Nimmt man zunächst an, der gesamte Resonatorraum sei mit dem nichtlinearen Medium gefüllt, so kann man die Quantisierungslänge L durch die

Länge des Kristalls l ersetzen. Für die longitudinalen Eigenfrequenzen des Signalfelds in der TEM₀₀ Mode ergeben sich dann

$$\omega_{S,m_S} = \frac{(m_{S,0} + m_S)\pi c}{n_s(\omega_{S,m_S})l} \quad \text{mit} \quad m_{S,0} = \frac{\omega_S n_S l}{\pi c}, \quad (1.56)$$

$n_S = n_s(\omega_S)$, $m_S \in \mathbb{Z}$ und $m_{S,0} \gg |m_S|$.

Typische SPDC-Bandbreiten (\sim THz) sind im Allgemeinen viel größer als der freie Spektralbereich eines Resonators (\sim GHz), weshalb man annehmen darf, dass dieser resonant ist, was $m_{S,0} \in \mathbb{N}$ bedeutet. Mithilfe der Reihenentwicklung $n_s(\omega_{S,m_S}) \simeq n_S + (\omega_{S,m_S} - \omega_S) \frac{\partial n_s(\omega)}{\partial \omega} \big|_{\omega=\omega_S}$ kann man zeigen, dass

$$\omega_{S,m_S} \simeq \omega_S + m_S \frac{\pi c}{\left(n_S + \omega_S \frac{\partial n_s(\omega)}{\partial \omega} \big|_{\omega=\omega_S}\right) l} \equiv \omega_S + m_S \Delta \omega_{S,cr}. \quad (1.57)$$

Der Operator für das Signalfeld innerhalb des Kristalls in einem verlustfreien Resonator [BLPS90] lautet also wie folgt:

$$E_S^{cr,(+)}(x,t) = \sqrt{\frac{\hbar \omega_S \Delta \omega_{S,cr}}{\epsilon_0 n_S c A \pi}} \sum_{m_S=-\infty}^{\infty} a_{S,m_S} \frac{e^{i\omega_{S,m_S} \left[\frac{x}{c} n_s(\omega_{S,m_S}) - t\right]}}{2}. \quad (1.58)$$

Um Resonatorverluste zu berücksichtigen, bietet es sich an, dem Input-Output-Formalismus für einen einseitigen Resonator zu folgen [CG84, WM94]. Hierbei wird einer der beiden Spiegel als ideal reflektierend ($R_1 = 1$) angenommen, wobei die interne Mode nur über den zweiten Spiegel ($R_2 < 1$) mit der Kopplungskonstanten γ_S an ein externes Modenbad koppelt. Die Vernichtungsoperatoren a_{S,m_S} werden somit zeitabhängig:

$$a_{S,m_S}(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} d\Omega a_S(\omega_{S,m_S} + \Omega) \frac{\sqrt{\gamma_S}}{\frac{\gamma_S}{2} + i\Omega} e^{-i\Omega t} \quad (1.59)$$

mit

$$\left[a_S(\omega_{S,m_S} + \Omega), a_S^\dagger(\omega_{S,m'_S} + \Omega') \right] = \delta_{m_S, m'_S} \delta(\Omega - \Omega'). \quad (1.60)$$

Abschließend erhält man für den Signalfeldoperator im Kristall unter Berücksichtigung von Resonatorverlusten

$$E_S^{cr,(+)}(x,t) = \sqrt{\frac{\hbar \omega_S \gamma_S \Delta \omega_{S,cr}}{2\epsilon_0 n_S c A}} \sum_{m_S=-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\Omega}{2\pi} \frac{a_S(\omega_{S,m_S} + \Omega)}{\frac{\gamma_S}{2} + i\Omega} e^{i[k_{S,m_S}(\Omega)x - (\omega_{S,m_S} + \Omega)t]}, \quad (1.61)$$

wobei $k_{S,m_S}(\Omega) \equiv (\omega_{S,m_S} + \Omega) n_s(\omega_{S,m_S} + \Omega)/c$ den Wellenvektor für eine Longitudinalmode m_S bezeichnet.

Ein allgemeineres OPO-Setup würde einen Resonator benutzen, der länger als der Konversionskristall ist ($L_r > l$), wie es in Abbildung 1.8 angedeutet wird. Um diesen Fall zu

berücksichtigen, kann man zu $\Delta\omega_{S,cr} \rightarrow \Delta\omega_{S,eff}$ und $\omega_{S,m_S} \rightarrow \omega_S + m_S \Delta\omega_{S,eff}$ übergehen mit dem effektiven freien Spektralbereich und der effektiven Signalphotonenumlaufzeit

$$\Delta\omega_{S,eff} = \frac{2\pi}{T_S} \quad \& \quad T_S = \frac{2l \left(n_S + \omega_S \frac{\partial n_S(\omega)}{\partial \omega} \Big|_{\omega=\omega_S} \right)}{c} + \frac{2\bar{n}_S(L_r - l)}{c}. \quad (1.62)$$

\bar{n}_S bezeichnet dabei den mittleren Brechungsindex außerhalb des Konversionskristalls. Analoge Beziehungen können für das Idlerfeld gewonnen werden:

$$E_I^{cr,(+)}(x,t) = \sqrt{\frac{\hbar\omega_I\gamma_I\Delta\omega_{I,cr}}{2\epsilon_0 n_I c A}} \sum_{m_I=-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\Omega}{2\pi} \frac{a_I(\omega_{I,m_I} + \Omega)}{\frac{\gamma_I}{2} + i\Omega} e^{i[k_{I,m_I}(\Omega)x - (\omega_{I,m_I} + \Omega)t]} \quad (1.63)$$

mit

$$k_{I,m_I}(\Omega) = \frac{\omega_{I,m_I} + \Omega}{c} n_I(\omega_{I,m_I} + \Omega) \quad (1.64)$$

$$\Delta\omega_{I,eff} = \frac{2\pi}{T_I} \quad \text{und} \quad T_I = \frac{2l \left(n_I + \omega_I \frac{\partial n_I(\omega)}{\partial \omega} \Big|_{\omega=\omega_I} \right)}{c} + \frac{2\bar{n}_I(L_r - l)}{c}. \quad (1.65)$$

Biphoton-Wellenfunktion: Gegenüber den erzeugten Signal- und Idlerfeldern stellt das Pumpfeld eine makroskopische Größe dar und kann daher als klassische ebene Welle beschrieben werden

$$E_P^{cr}(x,t) = E_P e^{i[k_P(\omega_P)x - \omega_P t]} \quad (1.66)$$

mit der Energie- und Phasenanpassungsbedingung

$$\omega_P = \omega_S + \omega_I \quad \text{und} \quad \mathbf{k}_P(\omega_P) = \mathbf{k}_S(\omega_S) + \mathbf{k}_I(\omega_I). \quad (1.67)$$

Der Wechselwirkungs-Hamilton-Operator für den nichtlinearen Prozess besitzt die Form [MW95]

$$H_{int} = \frac{\chi}{2l} \int_{-l}^0 dx \left(E_P^{cr} E_S^{cr,(-)} E_I^{cr,(-)} + E_P^{cr*} E_S^{cr,(+)} E_I^{cr,(+)} \right). \quad (1.68)$$

Setzt man nun die Felder innerhalb des Kristalls (Gleichung (1.61),(1.63),(1.66)) ein, so ergibt sich für Gleichung (1.68)

$$\begin{aligned} H_{int} = & i\hbar\alpha \sum_{m_S=-\infty}^{\infty} \sum_{m_I=-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} d\Omega \int_{-\infty}^{\infty} d\Omega' \frac{\sqrt{\gamma_S\gamma_I}}{(\frac{\gamma_S}{2} - i\Omega)(\frac{\gamma_I}{2} - i\Omega')} F_{m_S,m_I}(\Omega,\Omega') \times \\ & \times a_S^\dagger(\omega_{S,m_S} + \Omega) a_I^\dagger(\omega_{I,m_I} + \Omega') e^{i(m_S\Delta\omega_{S,eff} + \Omega + m_I\Delta\omega_{I,eff} + \Omega')t} + \text{h.a.} \end{aligned} \quad (1.69)$$

Dabei ist

$$\alpha = \frac{-iE_P}{16\pi^2\epsilon_0 c A} \sqrt{\frac{\omega_S \omega_I}{n_S n_I}} \chi(\omega_P; \omega_S, \omega_I) \sqrt{\Delta\omega_{S,eff} \Delta\omega_{I,eff}} \quad (1.70)$$

und

$$\begin{aligned} F_{m_S, m_I}(\Omega, \Omega') &= \frac{\chi(\omega_P; \omega_S, m_S + \Omega, \omega_I, m_I + \Omega')}{\chi(\omega_P; \omega_S, \omega_I) l} \int_{-l}^0 dx e^{i(k_P - k_{S, m_S}(\Omega) - k_{I, m_I}(\Omega'))x} \\ &\stackrel{\chi \approx \text{const.}}{=} \text{sinc} \left[\frac{l}{2c} \left\{ (m_S \Delta\omega_S + \Omega) \left(n_S + \omega_S \frac{\partial n_S}{\partial \omega} \Big|_{\omega=\omega_S} \right) + \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + (m_I \Delta\omega_I + \Omega') \left(n_I + \omega_I \frac{\partial n_I}{\partial \omega} \Big|_{\omega=\omega_I} \right) \right\} \right] \times \\ &\quad \times e^{\frac{il}{2c} \left\{ (m_S \Delta\omega_S + \Omega) \left(n_S + \omega_S \frac{\partial n_S}{\partial \omega} \Big|_{\omega=\omega_S} \right) + (m_I \Delta\omega_I + \Omega') \left(n_I + \omega_I \frac{\partial n_I}{\partial \omega} \Big|_{\omega=\omega_I} \right) \right\}}. \quad (1.71) \end{aligned}$$

Der OPO, der in dieser Arbeit vorgestellt wird, wird im Gegensatz zu den sonst üblichen Anwendungen von OPOs weit unterhalb der Schwellenbedingung betrieben. Dies bedeutet, die Pumpleistung ist so gering, dass die Erzeugungsrate κ viel kleiner als die Abklingkonstante $\gamma_{S/I}$ ist. Im Mittel befindet sich daher weit weniger als ein Photonenpaar im Resonator, weshalb man annehmen kann, dass dieser vor einem neuen Konversionsereignis stets leer ist. Das Problem kann also mit zeitabhängiger Störungstheorie behandelt werden mit einem Anfangszustand $|0\rangle = |0\rangle_S \otimes |0\rangle_I$ zur Zeit $t = 0$.

Für Zeiten $t = \Delta t \ll \kappa^{-1}$ lautet der Biphoton-Zustand $|\psi(\Delta t)\rangle \propto |0\rangle + |\tilde{\psi}(\Delta t)\rangle$ mit

$$\begin{aligned} |\tilde{\psi}(\Delta t)\rangle &= \frac{1}{i\hbar} \int_0^{\Delta t} dt H_{int}(t) |0\rangle \\ &= \sum_{m_S=-\infty}^{\infty} \sum_{m_I=-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} d\Omega \int_{-\infty}^{\infty} d\Omega' \frac{\alpha \sqrt{\gamma_S \gamma_I}}{\left(\frac{\gamma_S}{2} - i\Omega\right) \left(\frac{\gamma_I}{2} - i\Omega'\right)} F_{m_S, m_I}(\Omega, \Omega') \times \\ &\quad \times \Delta t \text{sinc} \left[\frac{1}{2} (m_S \Delta\omega_{S,eff} + \Omega + m_I \Delta\omega_{I,eff} + \Omega') \Delta t \right] \times \\ &\quad \times e^{\frac{i}{2} (m_S \Delta\omega_{S,eff} + \Omega + m_I \Delta\omega_{I,eff} + \Omega') \Delta t} a_S^\dagger(\omega_{S, m_S} + \Omega) a_I^\dagger(\omega_{I, m_I} + \Omega') |0\rangle. \quad (1.72) \end{aligned}$$

Signal- und Idlerspektren: Ausgehend von der Signal-Idler-Wellenfunktion können nun die physikalischen Eigenschaften der erzeugten Felder näher untersucht werden. Als ersten Schritt sollen daher die Spektren von Signal und Idler ermittelt werden. Diese sind definiert als

$$S_{S/I}(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} d\tau G_{S/I}^{(1)}(\tau) e^{i\omega\tau} \quad \text{bzw.} \quad G_{S/I}^{(1)}(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} d\omega S_{S/I}(\omega) e^{-i\omega\tau} \quad (1.73)$$

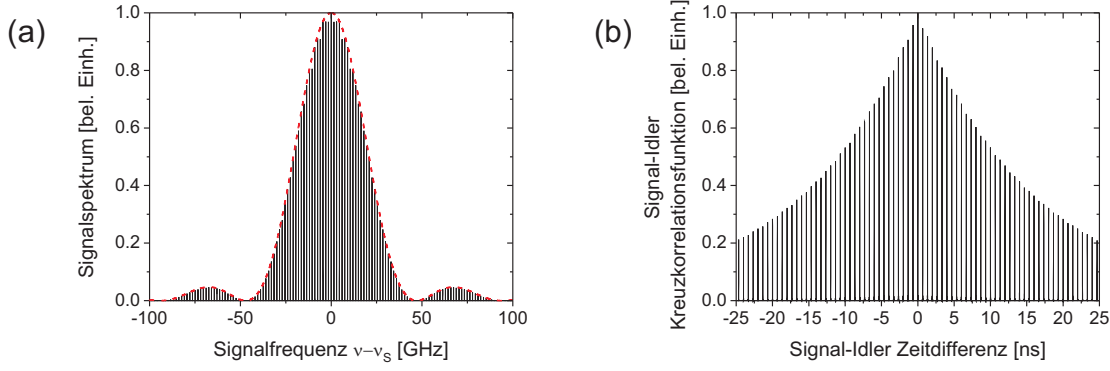


Abbildung 1.9: (a) Signalspektrum mit $\Delta\omega_{S/I} = 2\pi \cdot 1.5$ GHz, $\gamma_{S/I} = 2\pi \cdot 4$ MHz und $\tau_0 = 7.3$ ps. (b) Korrespondierende Signal-Idler-Intensitätskorrelationsfunktion.

wobei

$$\begin{aligned}
 G_{S/I}^{(1)}(\tau) &= \eta \langle \psi | E_{S/I}^{(-)}(x, t) E_{S/I}^{(+)}(x, t + \tau) | \psi \rangle \\
 &= \eta \sum_{m_S, m_I, m'_S, m'_I = -\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} d\Omega \frac{\hbar \omega_S \pi |\alpha|^2}{4\epsilon_0 c A} \times \\
 &\quad \times \frac{\gamma_S \gamma_I}{\left(\frac{\gamma_S}{2} + i(\Omega - m'_S \Delta\omega_{S,eff})\right) \left(\frac{\gamma_S}{2} - i(\Omega - m_S \Delta\omega_{S,eff})\right)} \times \\
 &\quad \times \frac{\text{sinc}^2\left(\Omega \frac{\tau_0}{2}\right) e^{-i(\omega_S + \Omega)\tau}}{\left(\frac{\gamma_I}{2} - i(\Omega + m'_I \Delta\omega_{I,eff})\right) \left(\frac{\gamma_I}{2} + i(\Omega + m_I \Delta\omega_{I,eff})\right)} \quad (1.74)
 \end{aligned}$$

die Korrelationsfunktion 1. Ordnung außerhalb des Resonators beschreibt. Die Größe $\tau_0 = \frac{l\Delta n}{c}$ mit $\Delta n \equiv n_S + \omega_S \frac{\partial n_S}{\partial \omega}|_{\omega=\omega_S} - n_I - \omega_I \frac{\partial n_I}{\partial \omega}|_{\omega=\omega_I}$ bezeichnet den Laufzeitunterschied zwischen Signal und Idler innerhalb des Konversionskristalls. Vergleicht man Gleichung (1.74) mit der Definition des Spektrums, so liest man für das Signalfeld ab

$$\begin{aligned}
 S_S(\omega) &= \eta \frac{\hbar \omega_S \pi |\alpha|^2}{4\epsilon_0 c A} \left| \sum_{m_S = -\infty}^{\infty} \sum_{m_I = -\infty}^{\infty} \times \right. \\
 &\quad \times \frac{\sqrt{\gamma_S \gamma_I} \text{sinc}\left[\frac{\tau_0}{2}(\omega - \omega_S)\right]}{\left(\frac{\gamma_S}{2} - i((\omega - \omega_S) - m_S \Delta\omega_{S,eff})\right) \left(\frac{\gamma_I}{2} + i((\omega - \omega_S) + m_I \Delta\omega_{I,eff})\right)} \left. \right|^2. \quad (1.75)
 \end{aligned}$$

In Abbildung 1.9(a) ist das Signalspektrum grafisch dargestellt, wobei die Parameter so gewählt wurden, dass sie in etwa der späteren experimentellen Situation entsprechen. Das Spektrum besteht also aus einem Frequenzkamm mit $\Delta\omega_{S/I,eff}$ als Abstand zwischen den longitudinalen Moden multipliziert mit der sinc^2 -Einhüllenden der parametrischen Fluoreszenz. Die gesamte Konversionsleistung wird somit auf wenige Resonatormoden verteilt.

Abschließend soll noch die Halbwertsbreite (FWHM) einer einzelnen Longitudinalmode bestimmt werden. Es gilt

$$\Delta\nu_{\text{FWHM}} = \sqrt{\frac{\sqrt{\gamma_I^4 + 6\gamma_S^2\gamma_I^2 + \gamma_S^4} - (\gamma_S^2 + \gamma_I^2)}{2}}$$

$$\stackrel{\gamma_S \equiv \gamma_I}{=} \gamma_S \sqrt{\sqrt{2} - 1} \approx 0.64 \gamma_S. \quad (1.76)$$

Die tatsächliche Linienbreite der erzeugten Photonen ist also kleiner als die Abklingkonstante $\gamma_{S/I}$ des Resonators. Gleichung (1.75) setzt sich im Wesentlichen aus der Multiplikation zweier Frequenzkämme von Lorentz-Kurven zusammen, was erwartungsgemäß zu einer Verschmälerung der Linie führt. Dieses Phänomen ist also hauptsächlich der Doppelresonanz von Signal und Idler geschuldet.

An dieser Stelle sei angemerkt, dass in diesem Abschnitt alle Frequenzen als Kreisfrequenzen dargestellt werden. Im Gegensatz dazu sind die in den späteren Kapiteln verwendeten experimentellen Angaben stets als reine Frequenzen ν zu lesen.

Intensitätskorrelation zwischen Signal und Idler: Eine wichtige Größe zur Charakterisierung eines Zwei-Photonen-Zustands ist die Kreuzkorrelationsfunktion zwischen den Signal- und Idler-Intensitäten $G^{(2)}(\tau)$. Diese lässt sich mithilfe eines modifizierten HBT-Aufbaus messen, wie er in Abbildung 1.8 dargestellt ist. Die Intensitätskorrelationsfunktion zwischen Signal und Idler ist definiert als

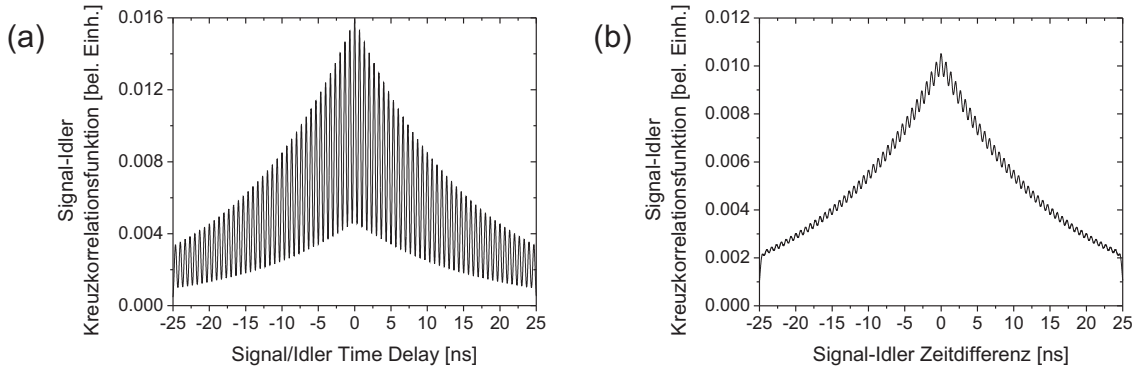


Abbildung 1.10: Signal-Idler Intensitätskorrelationsfunktion gefaltet mit einer Gauß-Kurve zur Simulation der endlichen Zeitauflösung von (a) $\Delta t = 400$ ps und (b) $\Delta t = 700$ ps des HBT-Aufbaus. Die Berechnung erfolgte mit den Parametern $\Delta\omega_{S/I} = 2\pi \cdot 1.5$ GHz, $\gamma_{S/I} = 2\pi \cdot 4$ MHz und $\tau_0 = 7.3$ ps.

$$\begin{aligned}
 G_{S/I}^{(2)}(\tau) &= \langle \psi | E_I^{(-)}(x, t) E_S^{(-)}(x, t + \tau) E_S^{(+)}(x, t + \tau) E_I^{(+)}(x, t) | \psi \rangle \\
 &= \left| \sum_{m_S, m_I} \frac{h\alpha \sqrt{\gamma_S \gamma_I \omega_S \omega_I}}{4\epsilon_0 c A} \times \right. \\
 &\quad \times \left. \begin{cases} \frac{e^{-\left(\frac{\gamma_S}{2} + im_S \Delta\omega_{S,eff}\right)\left(\tau - \frac{\tau_0}{2}\right)} \text{sinc}\left[\frac{i\tau_0}{2}\left(\frac{\gamma_S}{2} + im_S \Delta\omega_{S,eff}\right)\right]}{\frac{\gamma_S + \gamma_I}{2} + i(m_S \Delta\omega_{S,eff} + m_I \Delta\omega_{I,eff})} & \text{for } \tau \geq \frac{\tau_0}{2} \\ \frac{e^{\left(\frac{\gamma_I}{2} + im_I \Delta\omega_{I,eff}\right)\left(\tau - \frac{\tau_0}{2}\right)} \text{sinc}\left[\frac{i\tau_0}{2}\left(\frac{\gamma_I}{2} + im_I \Delta\omega_{I,eff}\right)\right]}{\frac{\gamma_S + \gamma_I}{2} + i(m_S \Delta\omega_{S,eff} + m_I \Delta\omega_{I,eff})} & \text{for } \tau < \frac{\tau_0}{2} \end{cases} \right|^2. \quad (1.77)
 \end{aligned}$$

Wie auch in Abbildung 1.9 (b) zu erkennen, besitzt diese Funktion eine Kammstruktur gefaltet mit einem exponentiellem Abfall mit der Abklingkonstante $\gamma_{S/I}$. Der Abstand der Peaks ist gerade durch die Photonenumlaufzeit τ_{rt} im Resonator gegeben mit

$$\tau_{rt} = \frac{2\pi}{\Delta\omega_{S/I}}. \quad (1.78)$$

Dies kann man intuitiv als Interferenzeffekt verstehen, da sich die Ankunftszeit der gemessenen Photonen nur um Vielfache der Resonatorumläufe unterscheiden kann.

Um die Zeitauflösung der Detektoren des HBT-Aufbaus zu berücksichtigen und somit realen Experimenten gerecht zu werden, kann man Gleichung (1.77) mit einer Gauß-Kurve

$$w(t) = \sqrt{\frac{4 \log 2}{\pi \Delta t^2}} \exp \left[-4 \log 2 \left(\frac{t}{\Delta t} \right)^2 \right] \quad (1.79)$$

fallen. Die modifizierte Korrelationsfunktion lautet dann

$$G_{S/I}^{(2),\text{mod}} = \int_{-\infty}^{\infty} dt' w(t - t') G_{S/I}^{(2)}(t). \quad (1.80)$$

Als Beispiel wurde $G_{S/I}^{(2),\text{mod}}$ für zwei mögliche Zeitaufösungen $\Delta t = 400$ ps und $\Delta t = 700$ ps berechnet und in Abbildung 1.10 dargestellt. Es lässt sich erkennen, dass die Zeitauflösung des Aufbaus einen Wert von ~ 800 ps nicht überschreiten darf, um die Feinstruktur von $G_{S/I}^{(2)}(\tau)$ und somit die Multimoden-Eigenschaft des Spektrums noch auflösen zu können.

Kapitel 2

Einzelphotonenerzeugung mit einem doppelresonanten OPO

Das vorangegangene Kapitel beschäftigte sich ausführlich mit den Konzepten der parametrischen Fluoreszenz und Frequenzverdopplung. Eine Anforderung an den OPO ist die Erzeugung frequenzentarteter Signal- und Idlerphotonen bei einer Übergangsfrequenz der Cäsium-D1-Linie ($\sim 894,3$ nm), um eine spätere Kopplung zwischen einzelnen Photonen und einem atomaren Ensemble zu erlauben. Die Einzelphotonenerzeugung startet zu diesem Zweck mit einem gitterstabilisierten Diodenlaser (DL100, Toptica), der mittels Frequenzmodulationsspektroskopie (FMS) auf einen Hyperfeinstrukturübergang von Cäsium stabilisiert wird. Die verfügbare Leistung beträgt etwa 17 mW, welche mit einem Halbleiter-Laserverstärker (BoosTA, Toptica) auf bis zu 250 mW nutzbare Pumpleistung für die Frequenzverdopplung verstärkt werden kann. Die damit erzeugte zweite Harmonische ($\sim 447,15$ nm) dient ihrerseits als Pumpstrahl für den DRO (siehe Abbildung 2.1), der aufgrund der zusätzlichen Resonanz der Pumpwelle aktiv über das Hänsch-Couillaud-Verfahren stabilisiert werden kann.

Der experimentelle Aufbau der Frequenzverdopplungseinheit und des doppelresonanten

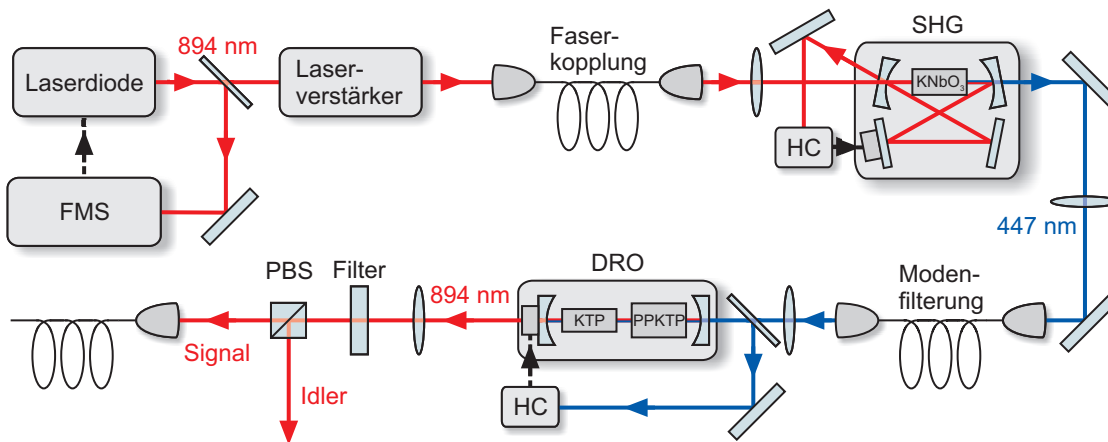


Abbildung 2.1: Schema des Gesamtaufbaus zur Erzeugung von Einzelphotonen. OPO- und SHG-Resonator werden mit der Hänsch-Couillaud-Methode (HC) stabilisiert. Die eingezeichneten Linsen entsprechen im Experiment meist einem Linsensystem, welches der Modenanpassung dient.

optisch parametrischen Oszillators soll in diesem Kapitel beschrieben und eine Charakterisierung beider Quellen vorgenommen werden.

2.1 Frequenzverdopplung mit KNbO_3 in einem Bow-Tie-Resonator

Die Frequenzverdopplung findet in Kaliumniobat (KNbO_3) in einem Bow-Tie-Resonator statt. Hierfür stand bereits ein Resonatoraufbau aus einer früheren Diplomarbeit zur Erzeugung schmalbandiger Einzelphotonen in einem einfachresonanten OPO [Wol07] zur Verfügung. Dennoch musste die gesamte Einkopplung einschließlich Modenanpassung, die HC-Stabilisierung und die anschließende Einkopplung in eine Einmodenfaser zur transversalen Modenreinigung neu aufgebaut werden. Dies soll zusammen mit den wichtigsten Parametern und Eigenschaften des SHG-Aufbaus in diesem Abschnitt beschrieben werden.

2.1.1 Kristallparameter

Bei Kaliumniobat handelt es sich um einen optisch zweiachsigen Kristall, der zur Punktgruppe $\text{mm}2$ des orthorhombischen Kristallsystems gehört. Der Transparenzbereich erstreckt sich von ~ 400 bis 4000 nm [DGN99]. Für die verwendete Pumpwellenlänge von $894,3 \text{ nm}$ wurde ein Absorptionskoeffizient von $\alpha_\omega \simeq 1,2 \text{ m}^{-1}$ gemessen. Da die Verluste für kürzere Wellenlängen zunehmen, erhält man für die zweite Harmonische einen Wert von $\alpha_{2\omega} \simeq 5,0 \text{ m}^{-1}$. Zusätzliche absorptionsverstärkende Effekte wie BLIRA (*blue-light-induced infrared absorption*) [MPK94], bei dem die Absorption des Pumpfelds in Kaliumniobat durch die Anwesenheit von blauem Licht vergrößert wird, müssen nicht berücksichtigt werden, da im Experiment maximale Leistungen der Oberwelle von $< 15 \text{ mW}$ verwendet werden.

Ein wichtiges Kriterium für die Wahl des Konversionskristalls ist die Größe der Nichtlinearität. Für Kaliumniobat beträgt der größte nichtlineare Koeffizient bei der verwendeten Wellenlänge $d_{33} = -20,6 \text{ pm/V}$. Im Experiment wird der Pumpstrahl allerdings in der xy -Ebene ($\theta = 90^\circ$) unter dem Phasenanpassungswinkel $\phi = 35,2^\circ$ zur x -Achse eingestrahlt. Dies entspricht einer kritischen Phasenanpassung bei einer Temperatur von etwa 30°C , für die der Kristall vom Hersteller (FEE) geschnitten wurde. KNbO_3 eignet sich prinzipiell auch für unkritische Phasenanpassung im Wellenlängenbereich von 840 bis 960 nm , welcher die verwendete Pumpwellenlänge von $894,3 \text{ nm}$ abdeckt. Der dafür notwendige Aufwand für die Temperaturstabilisierung wäre jedoch sehr viel größer gewesen. Bei der Frequenzverdopplung handelt es sich um einen Typ-I $e + e \rightarrow o$ Prozess. Das heißt, die Fundamentalwelle wird als außerordentlicher Strahl eingekoppelt und erfährt einen Walk-Off. Die erzeugte Oberwelle hingegen durchläuft den Kristall als ordentliche Welle. Somit entsteht ein elliptisches Strahlprofil, welches auch höhere transversale Moden enthält. Da die zweite Harmonische als Pumpstrahl für den DRO dienen soll, müssen die höheren Moden herausgefiltert werden, um eine hohe Einkoppeleffizienz in den DRO-Resonator zu gewährleisten. Dies geschieht mithilfe einer Einmodenfaser mit

einer Effizienz von 50 %. Für den effektiven nichtlinearen Koeffizient des $e + e \rightarrow o$ Prozesses ergibt sich

$$d_{\text{eff}} = d_{32} \sin^2 \phi + d_{31} \cos^2 \phi = -12,5 \frac{\text{pm}}{\text{V}} \quad (2.1)$$

mit $d_{31} = -11,9 \text{ pm/V}$ und $d_{32} = -13,7 \text{ pm/V}$.

Um einen Kompromiss zwischen Absorptionsverlusten und Höhe der erzeugten Leistung zu schaffen, wurde eine Kristalllänge von $l = 20 \text{ mm}$ und eine Apertur von $3,0 \times 2,7 \text{ mm}^2$ gewählt. Zusätzlich sorgt eine Antireflexbeschichtung (AR-Beschichtung) für Grund- und Oberwelle an den Kristallendflächen dafür, dass Verluste bei Reflexion verringert werden. Mithilfe der Boyd-Kleinman-Theorie errechnet man eine optimale Strahltaile von $w_0 = 40 \mu\text{m}$ bei einem Boyd-Kleinman-Faktor von $h = 0,16$. Die resultierende Konversionseffizienz beträgt somit $\kappa_{\text{NL}} = 8 \cdot 10^{-3} \text{ W}^{-1}$, wobei im Experiment ein um den Faktor 0,43 geringerer Wert gemessen wurde, was auf eventuelle Verunreinigungen im Kristall schließen lässt. Dieser Korrekturfaktor soll in den folgenden Betrachtungen berücksichtigt werden.

2.1.2 Resonatorparameter

Beim verwendeten Frequenzverdopplungsresonator handelt es sich um eine Bow-Tie-Konfiguration, die verglichen mit einem Fabry-Pérot-Resonator Rückreflexe in die Laserdioden vermeidet. Außerdem besitzt die Fundamentalwelle einen vorgegebenen Umlaufsinn, so dass die zweite Harmonische den Resonator nur in eine Richtung verlassen kann. Der KNbO_3 Kristall wird in der Mitte der beiden sphärischen Spiegel mit Krümmungsradius $\tilde{R} = 80 \text{ mm}$ positioniert, die gleichzeitig als Ein- und Ausgangsspiegel fungieren (vergleiche Abbildung 2.1 mit 2.2). Der Abstand zwischen ihnen beträgt 103 mm . Der zweite Arm des Ringresonators beinhaltet die zwei Planspiegel und besitzt eine Länge von 365 mm . Mithilfe der Matrixmethode der Optik erhält man für diese Parameter eine stabile Feldkonfiguration im Resonator mit einer optimalen Strahltaile von $40 \mu\text{m}$. Die Modenanpassung geschieht mit einer Sammellinse der Brennweite 150 mm , die sich in $12,5 \text{ cm}$ Entfernung vom Einkoppelspiegel befindet. Die gesamte optische Weglänge im Resonator beträgt $L_{\text{opt}} = 493 \text{ mm}$. Dies führt zu einem als *freien Spektralbereich (FSR)* bezeichneten longitudinalen Modenabstand von $\text{FSR} = c/L_{\text{opt}} = 608 \text{ MHz}$.

Um eine hohe zirkulierende Leistung zu garantieren, muss die Impedanzanpassung des Resonators durch korrekte Wahl der Eingangsspiegelreflektivität $R_{1,\omega}$ erfolgen. Die Reflektivitäten der übrigen Spiegel bei der Pumpwellenlänge betragen jeweils $R_{i,\omega} > 0,999$ mit $i \in \{2,3,4\}$. Die Gesamtverluste pro Umlauf ergeben sich zu

$$g_{\text{rt}} = \sqrt{R_{1,\omega} R_{2,\omega} R_{3,\omega} R_{4,\omega} (1 - \kappa_{\text{NL}} P_{\text{zirk}} - \alpha_{\omega} l - 2R_{\text{AR}})}. \quad (2.2)$$

Neben den Spiegelreflektivitäten tragen hierzu auch Verluste durch Konversion ($\kappa_{\text{NL}} P_{\text{zirk}}$), Absorption ($\alpha_{\omega} l$), und nicht perfekte AR-Beschichtungen $R_{\text{AR}} \simeq 10^{-3}$ der Kristallflächen bei. Die Impedanzanpassungsbedingung $R_{1,\omega} \stackrel{!}{=} g_{\text{rt}}$ führt bei einer Pumpleistung

von 100 mW auf die optimale Reflektivität $R_{1,\omega} = 0,967$ und eine zirkulierende Leistung von $P_{\text{zirk}} = 2,49$ W. Die gemessene Reflektivität liegt bei $R_{1,\omega} = 0,96$, was einer Einkoppeleffizienz von 0,85 entspricht. Die Faltung der Laserlinie der Breite ≈ 300 kHz mit der Airy-Funktion des Resonators der Breite $\approx 4,5$ MHz (siehe Abschnitt 2.1.3) führt zu einer zusätzlichen Verschlechterung der Einkopplung um den Faktor 0,95. Die gesamte Einkoppeleffizienz beträgt damit 0,81.

Da für den zuverlässigen Betrieb des SHG-Resonators eine hohe mechanische Stabilität notwendig ist, wurde dieser aus einem einzelnen Gussaluminiumblock gefertigt. Ein Plexiglasdeckel und antireflexbeschichtete Ein- und Ausgangsfenster dienen dem Schutz vor Luft- und Temperaturschwankungen. Die Spiegelhalter sind fest mit den Wänden verbunden, wobei einer der Planspiegel zur aktiven Stabilisierung auf zwei übereinanderliegende Piezoelemente geklebt wurde. Zur Modulation des Spiegelabstandes um einen FSR benötigt man eine Spannungsdifferenz von ca. 60 V. Der Kristall wird auf einem 4-Achsen-Verschiebetisch in einen Kupferblock festgeklemmt, um den erforderlichen Phasenanpassungswinkel einstellen zu können. Ein unter diesem Block befindliches Peltier-element stabilisiert den Kristall mittels externer Temperaturregelung auf die Phasenanpassungstemperatur mit einer Genauigkeit von < 50 mK.

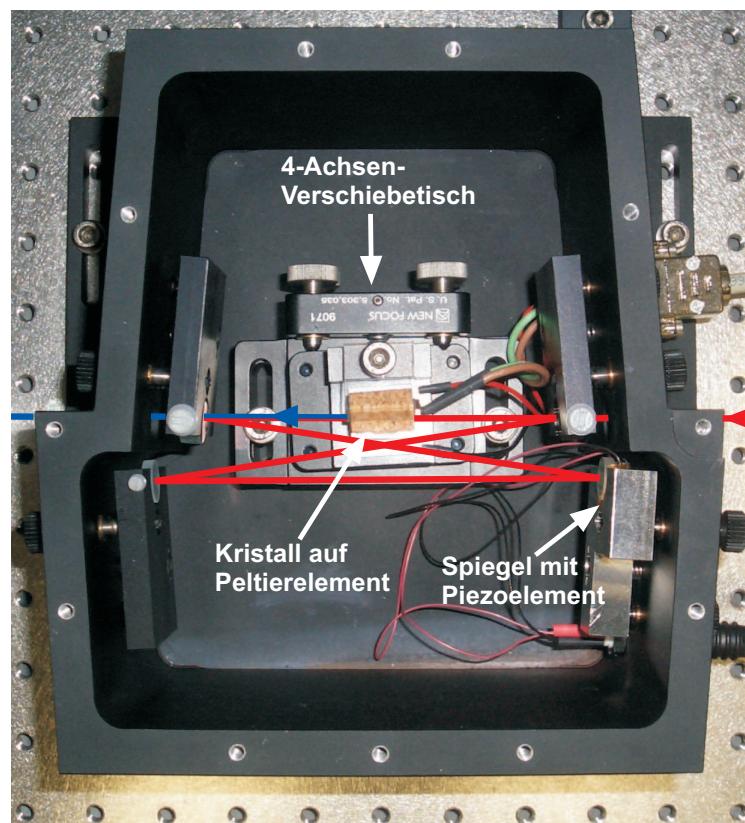


Abbildung 2.2: Foto des Bow-Tie-Resonators zur Frequenzverdopplung der rot dargestellten Pumpwelle. Die zweite Harmonische (blau) verlässt den Resonator nur in eine Richtung.

2.1.3 Charakterisierung der SHG

Die wichtigsten Eigenschaften eines Resonators erhält man experimentell durch Detektion des reflektierten Strahls bei Modulation der Resonatorlänge. Dies geschieht durch das Anlegen einer Dreiecksspannung an das Piezoelement, wodurch bei Erfüllung der Resonanzbedingung Minima in der reflektierten und somit Maxima in der eingekoppelten Leistung beobachtet werden. Das Absorptionssignal in Abbildung 2.3(a) wurde bei einer Pumpleistung von 45 mW aufgenommen. Ausgehend vom erwarteten FSR von 608 MHz ergibt sich eine Linienbreite von $\delta\nu = 4,5$ MHz, was einer Finesse von $F_{\text{exp}} = \text{FSR}/\delta\nu = 135$ entspricht. Theoretisch erwartet man einen Wert von $F_{\text{theo}} = 145$. Eine mögliche Ursache für die Diskrepanz könnte eine Abweichung des tatsächlichen Absorptionskoeffizienten $\alpha_{2\omega}$ von dem in [DGN99] angegebenen sein. Bemerkenswert ist dennoch die exakte Übereinstimmung der Einkoppleffizienz, die sowohl theoretisch als auch im Experiment bei 81 % liegt.

Abbildung 2.3(b) zeigt das entsprechende Fehlersignal, welches in Abschnitt 1.2.3 eingeführt wurde und zur Längenstabilisierung des Resonators benutzt wird. Das sehr gute Signal-Rausch-Verhältnis liegt bei über 100 : 1 und ermöglicht eine über Stunden stabile, kontinuierliche SHG-Leistung. Gründe für den Verlust der Stabilität sind einzig starke Erschütterungen auf dem optischen Tisch oder langfristige thermische Driften, die die maximale Ausdehnung des Piezoelementes überschreiten.

Wie bereits erwähnt wurde der Kristall für eine Phasenanpassungstemperatur von etwa 30°C geschnitten. Diese Temperatur ist jedoch stark vom Einfallswinkel ϕ abhängig und gilt nur für perfekten senkrechten Einfall auf die Kristallendfläche. Die Abhängigkeit der SHG-Leistung von der Kristalltemperatur findet sich in Abbildung 2.4(a), die bei einer Pumpleistung von ebenfalls 45 mW gemessen wurde. Die rot dargestellte Kurve entspricht einem theoretischen Fit gemäß Gleichung (1.7) mit einem Phasenanpassungswinkel von $\phi = 35,22^\circ$. Die Brechungsindizes können mithilfe der temperaturabhängigen

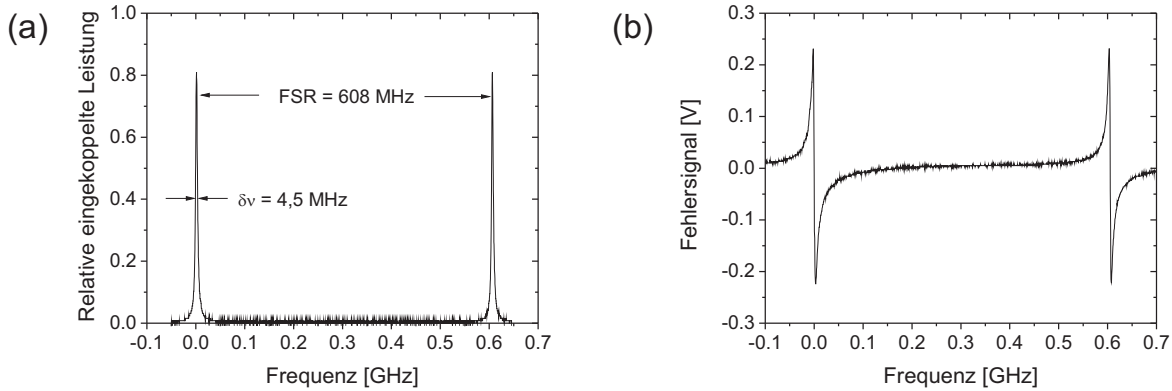


Abbildung 2.3: (a) Relative eingekoppelte Leistung bei Modulation der Resonatorlänge über etwa einen FSR. (b) Entsprechendes Fehlersignal, dass zur Längenstabilisierung des Resonators genutzt wird.

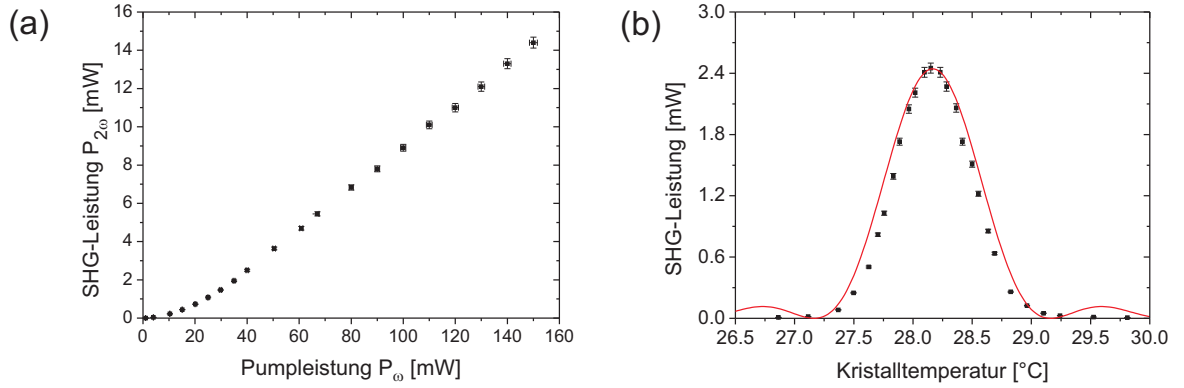


Abbildung 2.4: (a) SHG-Leistung in Abhängigkeit von der Pumpleistung und (b) der Kristalltemperatur. Optimale Phasenanpassung ist für 28,2°C erreicht.

Sellmeier-Gleichungen für Kaliumniobat [DGN99] ermittelt werden. Das Maximum der Phasenanpassung wird für 28,2°C mit einer Halbwertsbreite (FWHM) von 0,75 K erreicht. Diese ist zwar etwas kleiner als die theoretische Breite von 0,9 K, bei einer Temperaturstabilität von < 50 mK übersetzt sich das jedoch in eine relative Schwankung der Ausgangsleistung von nur $< 1\%$.

Abschließend wurde die SHG-Leistung in Abhängigkeit von der Pumpleistung bei der optimalen Kristalltemperatur von 28,2°C aufgenommen (Abbildung 2.4(b)). Man erkennt, dass die Leistung der Oberwelle bis etwa 40 mW Pumpleistung eine quadratische Abhängigkeit gemäß $P_{2\omega} \propto P_{\text{zirk}}^2 \propto P_\omega^2$ aufweist. Mit zunehmender Pumpstärke steigen aber auch die Konversionsverluste (vgl. Gleichung (2.2)), so dass die zirkulierende Leistung nicht mehr proportional mit P_ω anwächst. Dies äußert sich in einem linearen Verhalten von $P_{2\omega}(P_\omega)$.

2.2 Einzelphotonenerzeugung im doppelresonanten OPO weit unterhalb der Schwelle

Die Frequenzverdopplung und anschließende Faserkopplung zur Filterung höherer transversaler Moden des SHG-Strahls liefert bis zu 10 mW Pumpleistung in der TEM₀₀-Mode für den DRO und überschreitet damit bei weitem das Regime „weit unterhalb der Schwelle“ welches unabdingbar für die Gültigkeit der in Abschnitt 1.4.2 eingeführten theoretischen Beschreibung des DRO ist. Das Konzept der Doppelresonanz von Signal und Idler wurde ebenfalls im vorherigen Kapitel ausführlich diskutiert. Die gleichzeitige Resonanz der Pumpwelle gestattet zudem eine aktive Stabilisierung der Resonatorlänge, welche in dieser Arbeit erstmals für einen DRO realisiert wurde. Dieses Kapitel stellt den experimentellen Aufbau des doppelresonanten OPO und eine darauffolgende Charakterisierung des Systems vor.

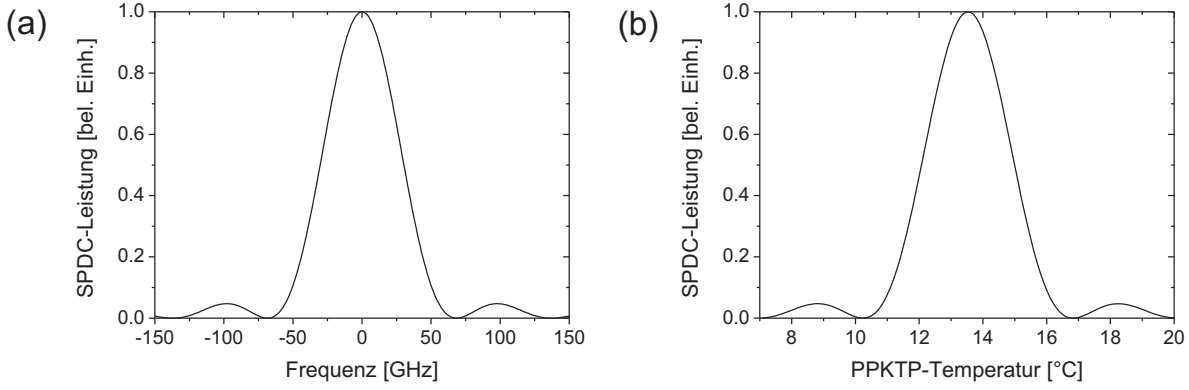


Abbildung 2.5: (a) Simulation der Leistung der parametrischen Fluoreszenz in Abhängigkeit von der Frequenzverschiebung des Signals. Die SPDC-Breite beträgt etwa 61 GHz, was eine effektiven Zahl von 45 Longitudinalmoden entspricht. (b) SPDC-Leistung in Abhängigkeit von der PPKTP-Temperatur. Optimale Phasenanpassung im frequenzentarteten Fall wird für $\sim 13,5^\circ\text{C}$ erreicht.

2.2.1 Spontane parametrische Fluoreszenz in PPKTP

Wie bereits bei der Beschreibung des Frequenzverdopplungsprozesses erwähnt, ist auch bei der parametrischen Fluoreszenz ein hoher nichtlinearer Koeffizient wichtig für die Wahl des Konversionskristalls. Für die Anwendung im OPO zur Erzeugung schmalbandiger Photonen spielen aber auch geringe Absorptionsverluste für das Signal- und Idlerfeld eine wichtige Rolle. Zum einen sollen geringe Verluste für eine hohe Konversionseffizienz sorgen, zum anderen garantiert dies aber auch eine hohe Finesse des Resonators und damit eine schmale Linienbreite. Das Prinzip der Doppelresonanz macht außerdem die Verwendung eines periodisch gepolten Kristalls zur Quasi-Phasenanpassung notwendig. Es empfiehlt sich daher die Verwendung von periodisch gepoltem Kalium-Titanyl-Phosphat (*periodically-poled KTiOPO₄*, *PPKTP*). KTP ist ein optisch zweiachsiger Kristall, gehört zur Punktgruppe $mm2$ und besitzt eine hohe Zerstörschwelle. Der nichtlineare Koeffizient beträgt bis zu $10,7 \text{ pm/V}$, und das Transparenzfenster erstreckt sich von $350 - 4500 \text{ nm}$ [DGN99]. Die Absorptionskoeffizienten wurden zu $\alpha_p \simeq 9,0 \text{ m}^{-1}$ für die Pumpwelle und $\alpha_{s,i} \simeq 0,1 \text{ m}^{-1}$ für die Fluoreszenzfelder gemessen, wobei diese Werte auch die Verluste an den AR-Beschichtungen der Kristalle beinhalten.

Der PPKTP-Kristall wurde vom Hersteller (Raicol Crystals Ltd.) mit einer Polungsperiode von $\Lambda = 20,8 \mu\text{m}$ gefertigt, was einer Typ-II Quasi-Phasenanpassung für Propagation der Pumpwelle entlang der x -Achse mit $\theta = 90^\circ$ und $\phi = 0^\circ$ entspricht. Pump- und Signalwelle sind dabei in y -Richtung polarisiert, während die Polarisation der Idlerwelle parallel zur z -Achse ist. Entsprechend Gleichung (1.12) ergibt sich für die effektive Nichtlinearität

$$d_{\text{eff}} = \frac{2}{\pi} d_{24} \sin \theta = 2,32 \frac{\text{pm}}{\text{V}} \quad (2.3)$$

mit $d_{24} = 3,65 \text{ pm/V}$ [PHWL02]. Der Kompensationskristall aus KTP ist nicht phasenangepasst, besitzt aber sonst die exakt gleichen Eigenschaften wie PPKTP. Beide Kristalle sind 20 mm lang mit einer Apertur von $2,0 \times 1,0 \text{ mm}^2$.

Um die SPDC-Bandbreite zu ermitteln, wurde das emittierte Signal- und Idlerspektrum mithilfe eines Spektrometers aufgenommen (siehe Abschnitt 2.2.3). Als Resultat ergibt sich eine Breite von 60,7 GHz, was bei einem freien Spektralbereich für Signal und Idler zu einer effektiven longitudinalen Modenanzahl von ~ 45 führt. In Abbildung 2.5(a) wurde dieses Spektrum unter Verwendung der temperaturunabhängigen Sellmeier-Gleichungen [FHH⁺87] simuliert. Die temperaturabhängigen Sellmeier-Gleichungen erlauben zusätzliche Aussagen über die Temperaturabhängigkeit der Phasenanpassung [KT02]. So ergibt sich, wie in Abbildung 2.5(b) gezeigt, für den frequenzentarteten Fall eine optimale Temperatur von $\sim 13,5^\circ\text{C}$ mit einer relativ großen Halbwertsbreite von 2,9 K. Dennoch bedarf es beim Aufbau des OPO einer sehr guten Temperaturstabilität, da bereits Abweichungen um 1 mK zu einer Frequenzschwankung im Signal- und Idlerspektrum von $\sim 50 \text{ MHz}$ führt.

2.2.2 Aufbau des OPO

Die Vorteile, die der Bow-Tie-Resonator bei der Frequenzverdopplung besaß, wie etwa die geringe Rückreflexion, ist beim OPO von geringerer Bedeutung, da mit wesentlich kleineren Pumpleistungen gearbeitet wird. Auch der eindeutige Umlaufsinn spielt keine Rolle mehr, da alle Felder resonant sind. Viel entscheidender ist hingegen eine hohe Stabilität des Aufbaus, weshalb der Fabry-Pérot-Resonator mit einer geringen Anzahl optischer Komponenten die erste Wahl darstellt. Ferner sind damit wesentlich kürzere Resonatorlängen realisierbar, was eine Erhöhung des FSR und gleichzeitige Verringerung der Anzahl longitudinaler Moden im Signal- und Idlerspektrum bedeutet.

Um den kleinsten Strahldurchmesser in der Mitte des Konversionskristalls zu erreichen, muss der PPKTP-Kristall aus Symmetriegründen im Zentrum des Resonators platziert werden. Der kleinstmögliche Spiegelabstand ist daher auf 60 mm beschränkt. Im Experiment wurde ein zusätzlicher Abstand von wenigen Millimetern zwischen den Kristallen und dem Ausgangsspiegel gewählt (vergleiche Abbildung 2.6), was zu einer Resonatorlänge von 68 mm führt. Berücksichtigt man die Brechungsindizes der Kristalle, so ergibt sich eine optische Gesamtlänge von $L_{\text{opt},p} = 103 \text{ mm}$ für die Pumpe und $L_{\text{opt},s/i} = 100 \text{ mm}$ für Signal bzw. Idler. Dies drückt sich wiederum in einem freien Spektralbereich von $\text{FSR}_p = 1,45 \text{ GHz}$ bzw. $\text{FSR}_{s/i} = 1,50 \text{ GHz}$ aus.

Im Gegensatz zur Frequenzverdopplung wird der Boyd-Kleinman-Faktor aufgrund des fehlenden Walk-Off von geringerer Bedeutung sein, weshalb die für den kleinsten Spiegelabstand stabilste Strahltaile gewählt werden kann. Mithilfe der Transfermatrix für den Resonator errechnet sich diese mit einem Krümmungsradius der Spiegel von je $\tilde{R} = 50 \text{ mm}$ zu $w_{0,p} = 60,7 \mu\text{m}$, wobei ein System aus drei Linsen ausgehend vom Faserkoppler der Modenfilterung für die korrekte Modenanpassung sorgt. Mit verschwindendem Doppelbrechungsparameter $\beta \propto \rho = 0$ erhält man einen Boyd-Kleinman-Faktor von $h = 0,91$.

Aufgrund der relativ hohen Verluste des Pumpstrahls in den Kristallen von etwa 50%

pro Umlauf - beide Kristalle werden jeweils zweimal durchlaufen - wird zur Impedanzanpassung eine Eingangsspiegelreflektivität von $R_{1,p} = 0,49$ benötigt, was mit $R_{2,p} > 0,999$ einer Finesse von $F_p^{th} = 4,2$ entspricht. Die sich daraus ergebende Pumpüberhöhung von $\sim 1,9$ bei einer Pumpleistung von 1 mW rechtfertigt sicher nicht den Aufwand der dreifachresonanten Konfiguration. Jedoch ermöglicht diese, wie auch schon bei der Frequenzverdopplung, eine aktive Längenstabilisierung des Resonators. Hierzu wird der rückreflektierte Pumpstrahl über einen Strahlteiler mit einer Reflektivität von etwa 7% für die Hänsch-Couillaud-Stabilisierung bereitgestellt (siehe Schema in Abbildung 2.1), welches sich wie bei der SHG aus einer $\lambda/4$ -Platte, einem PBS und zwei Detektoren zur Erzeugung des Differenzsignals zusammensetzt. Für die Signal- bzw. Idlerwellenlänge sind beide Spiegel hochreflektierend ($R_{1,s/i} = 0,995$ und $R_{2,s/i} = 0,99$). Die daraus resultierende Finesse $F_{s/i}^{th} = 272$ ergibt mit $FSR_{s/i}$ eine Linienbreite von $\gamma_{s,i}^{th} = 5,4$ MHz und liegt damit genau in der Größenordnung atomarer Resonanzen.

Abbildung 2.6 zeigt ein Foto des DRO-Resonators, der sich innerhalb eines luftdicht verschließbaren Aluminiumgehäuses befindet. Alle Elemente befinden sich auf einer Grundplatte, deren Temperatur durch vier Peltierelemente (unterhalb der Platte) mit einer Genauigkeit von ± 50 mK stabilisiert wird. Der Pumpstrahl passiert zunächst ein antireflexbeschichtetes Eingangsfenster, welches zusammen mit dem ebenfalls AR-beschichteten Ausgangsfenster für eine thermische und akustische Isolation sorgt. Direkt mit der Grund-

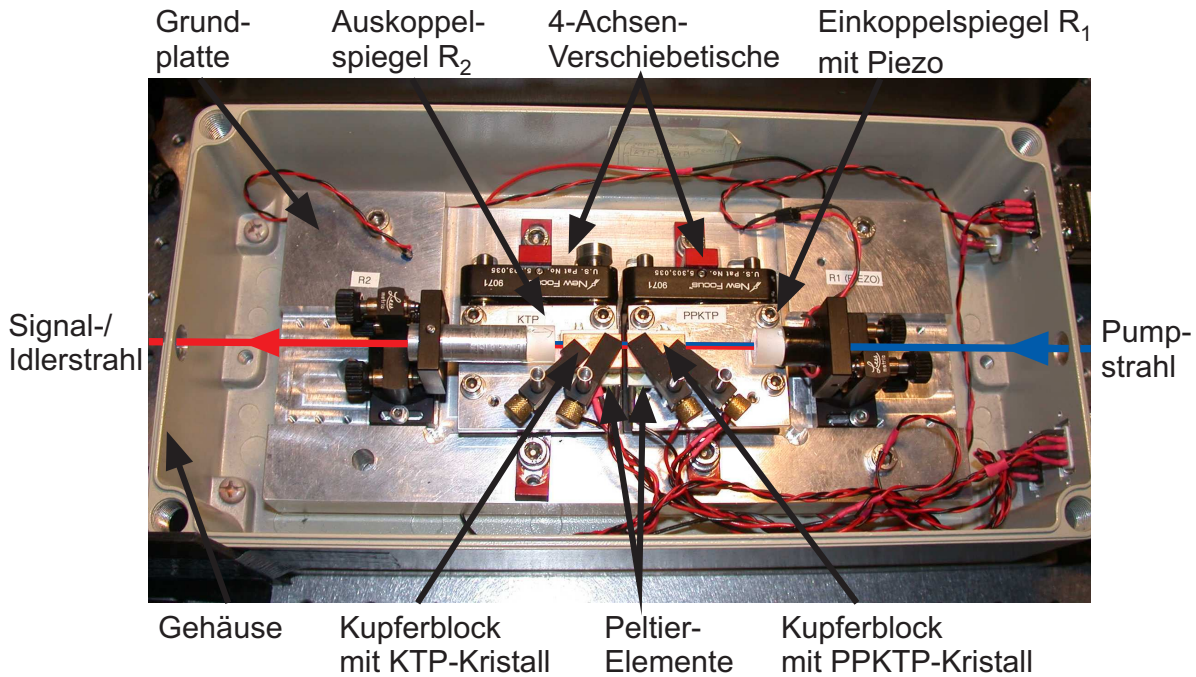


Abbildung 2.6: Foto des OPO-Resonators innerhalb eines luftdicht verschließbaren Aluminiumgehäuses. Die temperaturstabilisierten PPKTP- und KTP-Kristalle befinden sich auf zwei unabhängigen Verschiebetischen zwischen zwei sphärischen Resonatorspiegeln, wobei der Einkoppelspiegel auf ein Piezoelement zur Längenstabilisierung aufgebracht wurde.

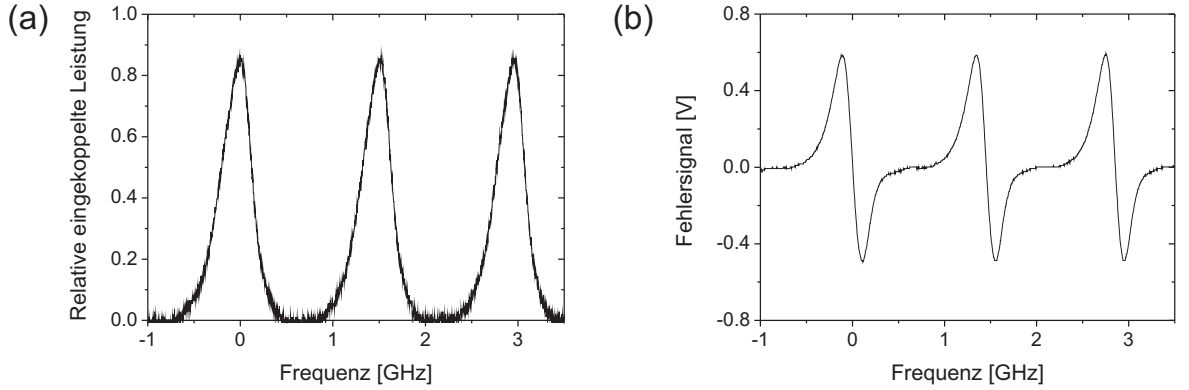


Abbildung 2.7: (a) Relative eingekoppelte Leistung aufgenommen durch Variation der Resonatorlänge über drei freie Spektralbereiche. (b) Korrespondierendes Fehlersignal zur aktiven Längenstabilisierung des OPO-Resonators.

platte verschraubte, niedrige Spiegelhalter (LM1, LINOS Photonics) sorgen für eine geringe Strahlhöhe und damit verbundene erhöhte Stabilität. Die Einkopplung in den Resonator erfolgt über den Eingangsspiegel, der zur Längenänderung auf ein Piezoelement geklebt wurde. Als nächstes durchläuft die Pumpwelle den mittig liegenden PPKTP-Konversionskristall. Dieser befindet sich innerhalb eines Kupferblocks zur thermischen Ankopplung an das darunter liegende Peltierelement auf einem 4-Achsen-Verschiebetisch. Gleiches gilt für den KTP-Kompensationskristall, der auf einem separaten Verschiebetisch zwischen PPKTP und Auskoppelspiegel platziert ist. Als Temperatursensor dient ein PTC-Thermistor (PT100), der jeweils in den Kupferblock integriert ist, so dass mithilfe zweier Temperaturregler eine unabhängige Stabilisierung beider Kristalltemperaturen mit $\pm 500 \mu\text{K}$ Genauigkeit erreicht werden kann. Um die minimale Resonatorlänge einstellen zu können, wurde der Auskoppelspiegel auf einen 50 mm langen Hohlzylinder geklebt, welcher anschließend am Spiegelhalter befestigt wurde. Dies war notwendig, da die Verschiebetische nur mit einer minimalen Länge von 60 mm erhältlich waren.

2.2.3 Charakterisierung des Resonators

Die Charakterisierung des OPO-Resonators erfolgt, wie schon bei der SHG, durch Aufnahme des Reflexions- bzw. Absorptionsspektrums in Abhängigkeit von der Resonatorlänge. Dieses wurde bei einer Pumpleistung von 5 mW aufgenommen und ist Abbildung 2.7(a) zu entnehmen. Die Einkoppeleffizienz erreicht einen hohen Wert von $\sim 86\%$, was auf eine gute Impedanz- und Modenanpassung hindeutet. Die experimentell erreichte Finesse beträgt $F_p^{\text{exp}} = 3,9$ und stimmt somit gut mit dem theoretisch vorhergesagten Wert von 4,2 überein. Nimmt man zusätzlich einen freien Spektralbereich von $\text{FSR}_p = 1,45 \text{ GHz}$ an, so erhält man eine Linienbreite von $\delta\nu = 375 \text{ MHz}$.

Das dazugehörige Fehlersignal ist in Abbildung 2.7(b) zu sehen. Es wurde ebenfalls bei einer Pumpleistung von 5 mW aufgenommen und dient als Regelsignal zur Längenstabi-

lisierung des Resonators. Ein hohes Signal-Rausch-Verhältnis von über 100 : 1 sorgt für einen stabilen Lock über Stunden, wobei auch hier langfristige thermische Driften über den Regelbereich des Piezoelementes hinaus die Ursache für den Verlust der Stabilität bedeuteten.

Die so erhaltenen Messergebnisse charakterisieren zwar den DRO-Resonator, jedoch gelten sämtliche Aussagen bezüglich Linienbreite und Finesse nur für die Pumpwelle. Interessant wäre hingegen, dieselben Größen für die Fluoreszenzfelder messen zu können, um schon vorab Abschätzungen für die spektralen Eigenschaften der Einzelphotonen zu erhalten, da diese im Wesentlichen durch die Resonatorparameter bestimmt werden. Darüber hinaus war es ein zusätzliches Ziel, die Fluoreszenzmoden in eine Einmodenfaser einzukoppeln, um die Quelle für nachfolgende Experimente flexibler einsetzbar zu machen. Aufgrund der sehr geringen Leistung der Felder ist eine Modenanpassung für die Faser jedoch extrem schwierig. Der Lösungsansatz war nun, über den eigentlichen Ausgangsspiegel einen gegenläufigen Probestrahl bei der Entartungswellenlänge (894,3 nm) von Signal- und Idlerfeld in den Resonator einzukoppeln. Nach [BK68] gilt für die optimale Strahltaile der Fluoreszenzmoden

$$\tilde{w}_0 = w_0 \sqrt{\frac{\omega_p}{\omega_{S/I}} \left(\frac{1}{n_S} + \frac{1}{n_I} \right)} \simeq \sqrt{2} w_0 = 85,8 \mu\text{m}. \quad (2.4)$$

Gleichzeitig handelt es sich dabei um die stabilste Resonatorkonfiguration für Signal und Idler. Diese Mode wurde nun, ausgehend von einer Einmodenfaser mithilfe eines Systems aus drei Linsen angepasst. Diese dient später gleichzeitig als Einkoppelfaser für die Einzelphotonen. Durch Veränderung der Polarisation des Gegenkoppelstrahls kann leicht zwischen der Signal- und Idlermode gewechselt werden. Das Transmissionsspektrum des Resonators wurde für die Signalwelle aufgenommen und ist in Abbildung 2.8(a) zu sehen. Die Skalierung der Frequenzachse erfolgte mithilfe des freien Spektralbereichs von $\text{FSR}_s = 1,50 \text{ GHz}$. Abbildung 2.8(b) stellt eine Vergrößerung einer einzelnen Linie dar, deren Breite durch die Anpassung einer Lorentz-Kurve zu 5,7 MHz bestimmt werden kann. Die Finesse der Signalmode beträgt $F_s^{\text{exp}} = 265$ und liegt damit ebenfalls nahe am theoretisch vorhergesagten Wert von $F_s^{\text{th}} = 272$. Auffällig im Transmissionssignal ist das kleine Seitenmaximum, welches durch die Anregung einer höheren Transversalmode erzeugt wird. Selbst nach sorgfältiger Justage konnte diese Seitenmode nur bis auf 16% der TEM_{00} -Mode unterdrückt werden.

2.2.4 Detektion einzelner Photonen

Eine direkte Möglichkeit zur Charakterisierung des DRO-Emissionsspektrums bietet die Untersuchung der Idler- und Signalphotonen mithilfe eines modifizierten Hanbury-Brown und Twiss Aufbaus, welche im nächsten Kapitel ausführlich diskutiert wird. Hierzu bedarf es allerdings der Detektion einzelner Photonen, was im Experiment mit Lawinendiioden (*avalanche photodiode*, *APD*) des Typs SPCM-AQR-14 (Perkin Elmer) erfolgt. Dabei handelt es sich um hochempfindliche, schnelle Silizium-Photodiioden, die auf dem Lawinen-Effekt basieren, der auch in Zener-Dioden Anwendung findet. Das

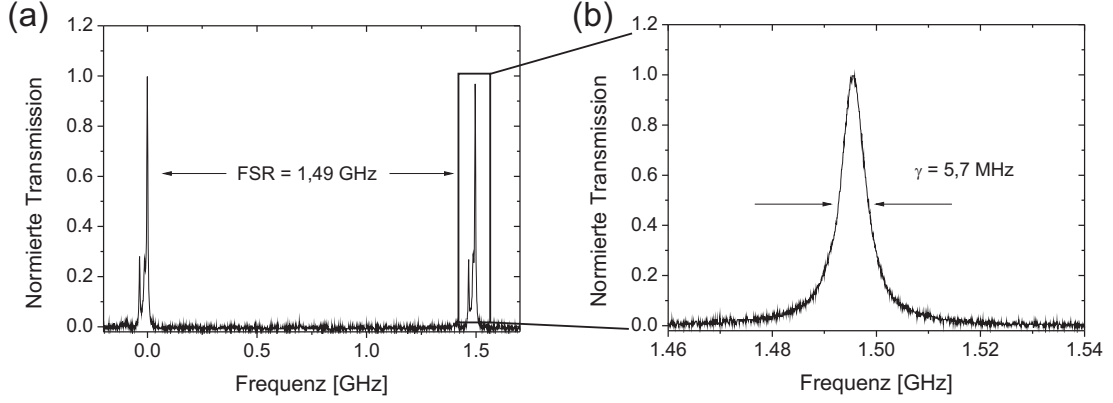


Abbildung 2.8: (a) Transmissionsspektrum des DRO-Resonators für das Signalfeld (894,3 nm). (b) Vergrößerter Ausschnitt einer einzelnen Linie. Die Finesse von 265 und die Linienbreite des Resonators von 5,7 MHz stimmen gut mit der Theorie überein.

Messprinzip basiert darauf, dass eine an den pn-Übergang angelegte Sperrspannung ein erzeugtes Photoelektron so stark beschleunigt, dass dieses durch Stoßionisation weitere Elektronen-Loch-Paare bildet. Die so entstandene Ladungslawine ist dann als elektrischer Strom messbar. Das Löschen der Lawine wird im Falle der im Experiment verwendeten APD-Module aktiv geregelt und dauert etwa 50 ns. Man spricht bei der minimalen Zeitspanne zwischen zwei Detektionsereignissen von der Totzeit einer APD.

Nach dem Verlassen des Resonators durchlaufen Signal- und Idlerstrahl zusätzlich zu den Modenanpassungslinsen drei Langpassfilter mit einer Gesamttransmission von $\sim 0,92$, um Restanteile des blauen Pumplichts herauszufiltern (siehe Abbildung 2.1). Der anschließende PBS trennt Signal und Idler in zwei räumliche Moden. Dabei durchläuft die Idlerwelle einen 10 nm breiten Interferenzfilter mit einer Transmission von 0,4, und wird dann mithilfe einer 50 mm-Linse direkt auf die $175 \mu\text{m}$ breite Detektorfläche der APD fokussiert. Zusammen mit einer APD-Quanteneffizienz von 0,35 und einer Wahrscheinlichkeit für das Entweichen eines generierten Photons über den Auskoppelspiegel von $\eta = 0,44$ ergibt sich eine gesamte Detektionswahrscheinlichkeit für ein erzeugtes Idlerphoton von 6%. Die Signalphotonen werden hingegen in die Einmodenfaser eingekoppelt und stehen somit für nachfolgende Experimente zur Verfügung.

Kapitel 3

Schmalbandige Einzelphotonenquelle

Während sich das letzte Kapitel vorrangig mit den technischen Eigenschaften und Parametern des DRO-Resonators beschäftigte, zielt dieses Kapitel auf die Untersuchung der spektralen Eigenschaften des DRO-Emissionsspektrums ab. Mithilfe von Korrelationsmessungen zwischen den Signal- und Idlerintensitäten erhält man Aussagen zur Linienbreite der Einzelphotonen und einen Nachweis der simultanen Erzeugung von Signal und Idler. Mit diesen Kenntnissen kann nun durch Messung eines Idlerphotons die Existenz eines Signalphotons angekündigt werden. Durch geschickte Projektion des Idlerzustands auf den Signalzustand kann eine Photonenstatistik erzeugt werden, die Einzelphotonencharakter besitzt. Das Aufnehmen einer konditionierten Autokorrelationsfunktion $g_{kond}^{(2)}$ zwischen aufeinander folgenden Signalphotonen erlaubt erstmals Antibunching für einen optisch parametrischen Oszillator direkt zu messen.

3.1 Inbetriebnahme der Quelle

3.1.1 Frequenzentartung durch Temperaturanpassung

Im Gegensatz zur SHG ist die Frequenz der Fluoreszenzfelder gemäß $\omega_p = \omega_s + \omega_i$ in einem gewissen Maße durchstimmbar, und erst die Wahl von Phasenanpassungswinkel und Kristalltemperatur führt zu einer Festlegung von $\omega_{s/i}$. Da die Änderung des Winkels im Experiment, wie in Abschnitt 1.1.2 erklärt, ungeeignet ist, ist die Variation der PPKTP-Temperatur vorzuziehen und wird in diesem Experiment verwendet. Die KTP-Temperatur wird dann so weit nachgestellt, dass eine gleichzeitige Resonanz aller Felder gegeben ist. Die Abhängigkeit der Signal- und Idlerwellenlänge von der Temperatur ist in Abbildung 3.1(a) mithilfe der temperaturabhängigen Sellmeier-Gleichungen für KTP [KT02] berechnet. Das Verfahren der Temperatur um 10 K sorgt bereits für eine Abweichung von 1 nm von der Entartungswellenlänge.

Experimentell erfolgte die Temperatureinstellung durch Aufnahme der Spektren von Signal und Idler mithilfe eines Spektrometers (SpectraPro 2500i, Roper Scientific). Dazu wurden Signal- und Idlerpolarisationen durch Verwendung einer $\lambda/2$ -Platte vor dem PBS, der sonst beide Felder voneinander trennt, um 45° gedreht, so dass die transmittierte Mode zu gleichen Teilen Signal- und Idlerfeld enthält. Durch Einkopplung in

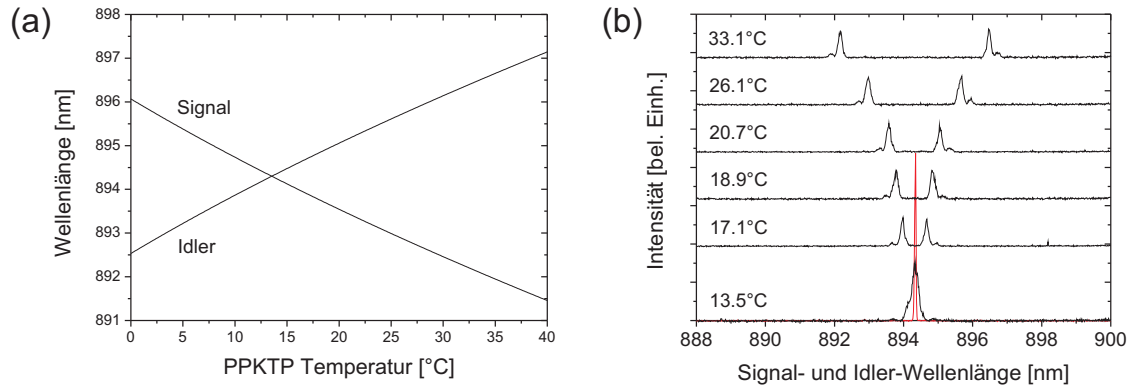


Abbildung 3.1: (a) Theoretische Abhängigkeit der Signal- und Idlerwellenlängen von der PPKTP-Temperatur. Im Schnittpunkt beider Kurven liegt Entartung vor. (b) Gemessene Signal- und Idlerspektren bei sechs unterschiedlichen Temperaturen in PPKTP. Im Entartungsfall bei 13,5°C überlagern sich Signal-, Idler- und Masterlaserwellenlänge (rot) bei 894,3 nm.

eine 18 m lange Einmodenfaser konnte der Einzelphotonenstrahl auf den Eingangsspalt des Spektrometers in einem benachbarten Labor fokussiert werden. Die Auflösung des Spektrometers wurde zuvor mit einer schmalen Laserlinie zu 48 pm bzw. 18 GHz bei der Entartungswellenlänge bestimmt.

Abbildung 3.1(b) zeigt für sechs verschiedene PPKTP-Temperaturen die OPO-Emissionsspektren, wobei zusätzlich das Spektrum des Masterlasers bei 894,3 nm enthalten ist. Wie theoretisch vorhergesagt, wird der Entartungsfall für eine Temperatur von 13,5°C erreicht und sowohl Idler- als auch Signalwellenlänge stimmen mit der Laserlinie überein. Bei einer Temperatur von 33,1°C weicht die Zentralwellenlänge des Signal- bzw. Idlerspektrums um 2,13 nm von der Entartungswellenlänge ab und stimmt somit hervorragend mit den theoretisch erwarteten 2,16 nm überein. Die Breite der Spektren ist über alle Temperaturen hinweg konstant und beträgt 61 GHz.

3.1.2 Signal- und Idlerzählraten

Vor der ersten Inbetriebnahme des OPO muss der Resonator auf Dreifachresonanz justiert werden, um hohe Erzeugungsraten von Signal- und Idlerphotonen sicherzustellen. Ein deterministisches Verfahren benutzt dabei die Gegenkopplungsmethode, die in 2.2.3 vorgestellt wurde. Der Probestrahl bei 894,3 nm wird dazu mit einer zur optischen Achse der Kristalle um 45° gedrehten Polarisation in den OPO eingekoppelt, wodurch das Transmissionsspektrum (siehe Abbildung 2.8) sowohl für Idler als auch Signal detektiert werden kann. Gleichzeitig wird der OPO-Pumpstrahl bei 447,15 nm eingekoppelt und das Reflexionssignal detektiert. Somit erhält man eine simultane Abbildung der Transmissions- bzw. Reflexionsmaxima von Signal, Idler und Pumpe, welche nun einfach durch Verfahren der KTP-Temperatur zur Überlagerung gebracht werden können.

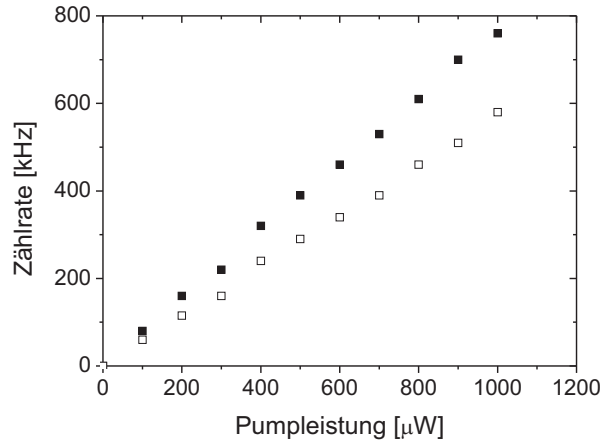


Abbildung 3.2: Multimoden-Zählrate von Freistrahldetektierem Idler (■) und fasergekoppeltem Signal (□). Für eine Pumpleistung von 1 mW ergibt sich eine korrigierte, fasergekoppelte Zählrate von 14000 Photonen/s pro MHz Bandbreite.

Die endgültige Feinabstimmung der Temperatur erfolgt dann im laufenden Betrieb durch Maximierung der Zählraten an den APD-Modulen, wobei meist nur noch kleine Änderungen nötig sind.

Das Messen der Zählraten erfolgte mit dem in Abbildung 3.3 dargestellten Versuchsaufbau. Die Idlermode wird nach Trennung am PBS direkt auf die APD gestrahlt, während die Signalphotonen in eine Einmodenfaser gekoppelt werden. Die Fokussierung auf die Detektorfläche der APD erfolgt in einem separaten, vor Streulicht geschützten Aufbau. Abbildung 3.2 gibt die gemessene Abhängigkeit der Zählrate von Signal- und Idlerphotonen bei veränderlicher Pumpleistung wieder. Sie weist einen linearen Verlauf auf, was für geringe Anregungsenergien intuitiv verständlich wird, wenn man annimmt, dass pro Pumpphoton mit einer von der Pumpleistung unabhängigen Konversionswahrscheinlichkeit jeweils nur ein Photonenpaar erzeugt wird. Die angegebenen Raten entsprechen den tatsächlich gemessenen Werten und beinhalten sämtliche Verluste inklusive Detektionswahrscheinlichkeit ab dem Zeitpunkt der Erzeugung im Kristall. Für eine Pumpleistung von 1 mW erhält man eine Freistrahld-Idlerrate von 760 kHz und eine fasergekoppelte Signalarate von 580 kHz. Ein theoretischer Vergleich kann mithilfe des in [DR90] entwickelten Formalismus gewonnen werden. Die Zählrate außerhalb des Resonators ist demnach gegeben als

$$R_{S/I}^{th} = \eta \gamma_{S/I} \frac{\epsilon^2}{2(1 - \epsilon^2)} \quad (3.1)$$

mit der Entweichwahrscheinlichkeit aus dem Resonator $\eta = 0,44$, der Abklingkonstante $\gamma_{S/I}$ und dem Verhältnis aus zirkulierender und Schwellleistung $\epsilon = \sqrt{P_{\text{zirk}}/P_{\text{Schwelle}}}$, wobei mit Gleichung (1.22) für den DRO gilt

$$P_{\text{Schwelle}} = 91,4 \text{ mW}.$$

Berücksichtigt man noch die Verluste in den Filtern und die APD-Detektionswahrscheinlichkeit, so ergibt sich eine theoretische Idlerrate von $R_I^{th} \simeq 960 \text{ kHz}$, was relativ dicht am gemessenen Wert liegt. Eine wichtige Kenngröße für Einzelphotonenquellen ist die Zählrate der Photonen, die tatsächlich für nachfolgende Experimente nutzbar ist. Durch Korrektur der Detektionseffizienz und Einbeziehung der effektiven longitudinalen Modenanzahl $N = 45$, erhält man eine fasergekoppelte Signalzählrate von

$$14000 \text{ s}^{-1} \text{ pro mW Pumpleistung und MHz Bandbreite}$$

in der TEM₀₀-Mode. Damit stellt dieser Wert eine Verbesserung aller bisher bekannten OPO-Quellen (vgl. [KWS06, WXC⁺08]) um mindestens einen Faktor 200 dar.

3.2 Korrelationsmessungen

3.2.1 Signal-Idler Intensitätskorrelation

Die Angaben bezüglich Linienbreite und Abstand der longitudinalen Moden im DRO-Spektrum aus Abschnitt 2.2.3 resultieren aus der Methode der Gegenkopplung. Diese Werte vermitteln jedoch nur eine erste Näherung, da die exakte transversale Signal- und Idlermodenstruktur im Resonator und die darauf beruhende Modenanpassung letztendlich nur theoretisch abgeschätzt werden konnte. Eine bessere Möglichkeit der Charakterisierung des Emissionsspektrums stellt hingegen die Messung der Korrelationsfunktion 2. Ordnung zwischen den Signal- und Idlerintensitäten (in der Literatur oft auch als Kreuzkorrelationsfunktion bezeichnet) dar. Diese wird mithilfe eines modifizierten HBT-Aufbaus gemessen, welcher in Abschnitt 1.3.2 beschrieben ist. Ein Detektionsereignis an der Idler-APD (APD_I) triggert dabei den Starteingang eines computergesteuerten Koinzidenzzählers (TimeHarp 200, PicoQuant). Ein Signalphoton, das nach der Zeitdifferenz τ an APD_S detektiert wird, stoppt den Zähler wiederum. Die Signalphotonen werden fasergekoppelt und innerhalb einer vor Streulicht abgeschirmten Box detektiert (Ab-

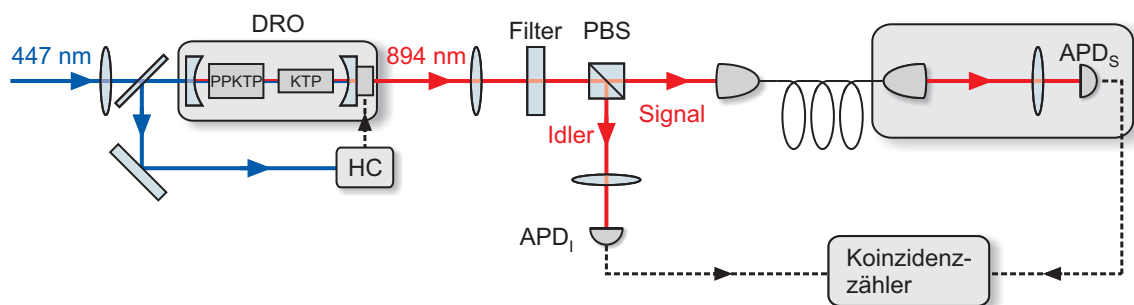


Abbildung 3.3: Schematische Darstellung des Aufbaus zur Messung der Kreuzkorrelationsfunktion zwischen Signal- und Idlerintensitäten in einem modifizierten HBT-Aufbau. Die Detektion der Signalphotonen erfolgt fasergekoppelt in einer vor Streulicht geschützten Box zur Reduzierung des kohärenten Hintergrunds.

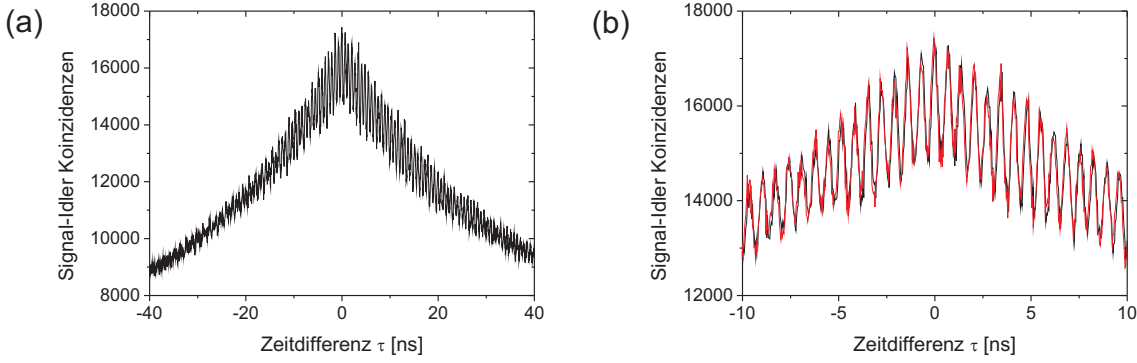


Abbildung 3.4: (a) Kreuzkorrelationsfunktion $G_{S/I}^{(2)}$ in Abhängigkeit von der Ankunftszeitdifferenz τ zwischen Signal und Idler. Aus dem exponentiellen Abfall erhält man eine Linienbreite von 2,7 MHz und 3,0 MHz für Signal respektive Idler. (b) Vergrößerter Ausschnitt der Region um $\tau = 0$. Die rot dargestellte Kurve folgt dem theoretischen Modell mit einer Zeitauflösung des HBT-Aufbaus von 620 ps.

bildung 3.3), was zu einer zusätzlichen Reduzierung der Dunkelzählrate und somit des kohärenten Hintergrunds beiträgt.

Abbildung 3.4(a) zeigt die gemessene Signal-Idler-Kreuzkorrelationsfunktion $G_{S/I}^{(2)}$. Auffällig ist die Oszillation der Funktion, die von einem exponentiellen Abfall überlagert wird. Dies entspricht genau dem Ergebnis der theoretischen Beschreibung des DRO aus Abschnitt 1.4.2. Der Abstand der Maxima der Oszillation entspricht dabei der Umlaufzeit eines Photons im Resonator, da Signal und Idler nur nach Vielfachen derselbigem den Resonator verlassen können. Dies gilt aber nur für den Fall, dass Signal und Idler in die TEM_{00} -Mode emittiert werden. Koppelt man beispielsweise die Pumpwelle als TEM_{10} -Mode ein, so würden Signal- und Idlerphotonen erst nach Vielfachen der doppelten Umlaufzeit detektiert werden können. Der Abstand zweier Peaks erlaubt also auch Rückschlüsse auf die transversale Modenstruktur von Signal- und Idlerfeld. Entsprechend des theoretischen Modells konnte nun mittels Gleichung (1.77) eine Fitfunktion für die Grundmode erzeugt werden. Diese ist in Abbildung 3.4(b) zusätzlich zu einem vergrößerten Ausschnitt der gemessenen Kreuzkorrelationsfunktion als rote Linie dargestellt. Der Laufzeitunterschied von Signal und Idler im Konversionskristall wurde dabei auf den theoretischen Wert von $\tau_0 = 5,56$ ps gesetzt. Aus dem Fit ergibt sich eine Resonatorumlaufzeit von $\tau_{rt}^{exp} = 686$ ps und ein freier Spektralbereich von $FSR_{S/I}^{exp} = 1,45$ GHz, der durch die inverse Umlaufzeit gegeben ist. Die nur minimale Differenz zum theoretisch erwarteten Wert $FSR_{S/I}^{th} = 1,49$ GHz kann durch eine geringfügige Abweichung der Resonatorlänge von 3 mm vom gemessenen Wert liegen. Aus dem exponentiellen Abfall ergibt sich außerdem eine Linienbreite des DRO-Resonators von $\gamma_S = 4,15$ MHz und $\gamma_I = 4,55$ MHz. Nach Gleichung (1.76) ergibt sich eine Linienbreite der Signal- bzw. Idlermoden von

$$\Delta\nu_{FWHM,S} = 2,7 \text{ MHz} \quad \text{und} \quad \Delta\nu_{FWHM,I} = 3,0 \text{ MHz}.$$

Nach bisherigem Stand entspricht dies dem schmalsten Einzelphotonenspektrum, dass von einem optisch parametrischen Oszillator erzeugt wurde [NNNT⁺07, WXC⁺08]. Als freier Parameter geht noch die Zeitauflösung des HBT-Aufbaus in die Fitfunktion ein, welche für das Verschmieren der Kammstruktur von $G_{S/I}^{(2)}$ verantwortlich ist. Eine gute Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment wird für eine Auflösung von 620 ps erzielt (Abbildung 3.4(b)).

3.2.2 Signal-Signal Intensitätskorrelation

Der Konversionskristall kann im Falle der spontanen parametrischen Fluoreszenz als ein Ensemble von $N \gg 1$ unabhängig strahlenden Einzelemittern betrachtet werden. Für eine sehr geringe Zahl N würde man im Wesentlichen die Statistik des einzelnen Emitters beobachten. Bei sehr großen Zahlen hingegen erwartet man entsprechend dem zentralen Grenzwertsatz (central limit theorem) einen Übergang zu chaotischem (klassischem) Licht. Addiert man alle unabhängig emittierten Einzelfelder zu einem Gesamtfeld und berechnet die daraus resultierende Autokorrelationsfunktion zweiter Ordnung gemäß (1.44) und (1.45), so erhält man im Grenzfall $N \gg 1$ nach [Lou00]

$$g^{(2)}(\tau) \simeq 1 + |g^{(1)}(\tau)|^2. \quad (3.2)$$

Aufgrund des Lorentz-förmigen DRO-Spektrums ergibt sich für die Autokorrelation zwischen Signal- bzw. Idlerintensitäten $g_{SS/II}^{(2)}(\tau)$ daher ein Bunching-Verhalten, das exponentiell abklingt. Im Gegensatz zur normierten Signal-Idler-Kreuzkorrelationsfunktion, die aufgrund der gleichzeitigen Erzeugung von Signal und Idler auch Werte $g_{SI}^{(2)}(0) > 2$ erlaubt, kann nur $g_{SS/II}^{(2)} \leq 2$ gelten. Eine gemessene Signal-Autokorrelationsfunktion

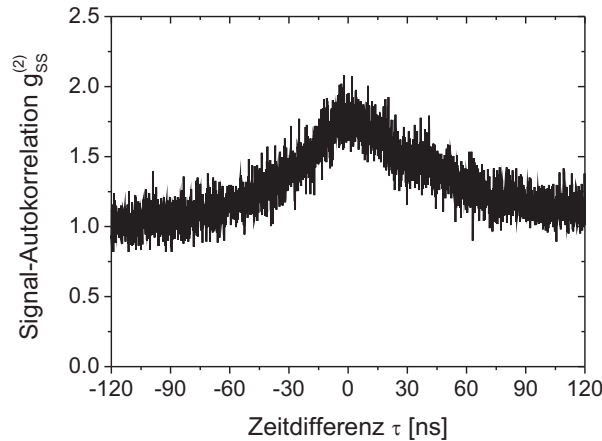


Abbildung 3.5: Gemessene Signal-Autokorrelationsfunktion $g_{SS}^{(2)}(\tau)$, welche das charakteristische Bunching-Verhalten mit exponentiellem Abfall aufweist. Der experimentell ermittelte Wert $g_{SS}^{(2),exp}(0) = 1,8 \pm 0,4$ stimmt mit der theoretischen Vorhersage überein.

$g_{SS}^{(2)}(\tau)$ findet sich in Abbildung 3.5. Der Messaufbau ist ähnlich dem in Abbildung 3.6, nur dass hierbei nicht auf die Existenz eines Idlerphotons getriggert wird.

Das Bunching-Verhalten kann allerdings nur beobachtet werden, solange es sich um spontane Prozesse handelt. Für Pumpleistungen nahe bzw. oberhalb der Schwelle sinkt $g_{SS}^{(2)}(0)$ bis auf 1 und der DRO emittiert einen kohärenten Zustand. Dieser Verlauf kann in Abhängigkeit von der Pumpleistung mithilfe eines Fokker-Planck-Ansatzes für einen doppelresonanten OPO ermittelt werden, wie es in [MG83] beschrieben wird. Die Signal-Autokorrelationsfunktion bei $\tau = 0$ für eine verschwindende Pumpleistung folgt demnach

$$g_{SS}^{(2)}(0) = 2 \left(\frac{q+2}{q+3} \right)^2 \quad \text{mit} \quad q = 2 \frac{\epsilon_S}{\tilde{\kappa}_{NL}} - 1 \quad (3.3)$$

mit dem nichtlinearen Koeffizienten $\tilde{\kappa}_{NL}$ für den parametrischen Prozess und den Single-Pass-Verlusten des Signalfelds ϵ_S . Für den vorliegenden Fall erhält man theoretisch $g_{SS}^{(2),th}(0) = 1,76$. Die Messung erfolgte bei einer zirkulierenden Pumpleistung von 1,9 mW und entspricht daher mit einer Schwellleistung von 91,4 mW dem angenommenen Grenzfall. Durch Fit eines exponentiellen Abfalls an die Messdaten ergibt sich $g_{SS}^{(2),exp}(0) = 1,8 \pm 0,4$. Dies rechtfertigt somit die Annahme, dass der DRO weit unterhalb der Schwelle betrieben wird.

3.3 Einzelphotonenstatistik

3.3.1 Konditionierte Intensitätskorrelation

Typische Einzelphotonenquellen basieren auf der Emission einzelner Quantenemitter, deren Funktionsweise auf der Existenz eines Zwei-Niveau-Systems basiert. Die endliche Anregungsdauer verzögert dabei eine nachfolgende Emission, weshalb idealerweise immer nur ein Photon erzeugt wird. Eine weitere Methode der Einzelphotonenerzeugung nutzt die simultane Erzeugung von Photonenpaaren bei der spontanen parametrischen Fluoreszenz, um durch Detektion eines Idlerphotons die Existenz des zugehörigen Signalphotons vorherzusagen [FAT⁺04]. In Verbindung mit dem DRO erhält man somit eine schmalbandige Einzelphotonenquelle, die nach einem Triggerereignis in der Idlermode mit hoher Wahrscheinlichkeit ein einzelnes Photon in der Signalmode produziert, wobei die Multiphotonenerzeugung stark reduziert wird. Um die Qualität dieser Quelle und die Statistik der erzeugten Photonen zu charakterisieren, bietet sich eine erneute Messung der Signal-Autokorrelationsfunktion an. Im Gegensatz zu Abschnitt 3.2.2, interessiert jetzt allerdings die Korrelation zwischen einem Idler- und einem Signalphoton, die zur Zeit $t = 0$ detektiert werden und einem zweiten Signalphoton, das zur Zeit $t = \tau$ detektiert wird. Diese konditionierte Korrelationsfunktion 2. Ordnung lässt sich darstellen als [BCR⁺08]

$$g_{kond}^{(2)} = \frac{\langle E_S^\dagger(0) E_S^\dagger(\tau) E_S(\tau) E_S(0) \rangle_I}{\langle E_S^\dagger(0) E_S(0) \rangle_I \langle E_S^\dagger(\tau) E_S(\tau) \rangle_I} \quad (3.4)$$

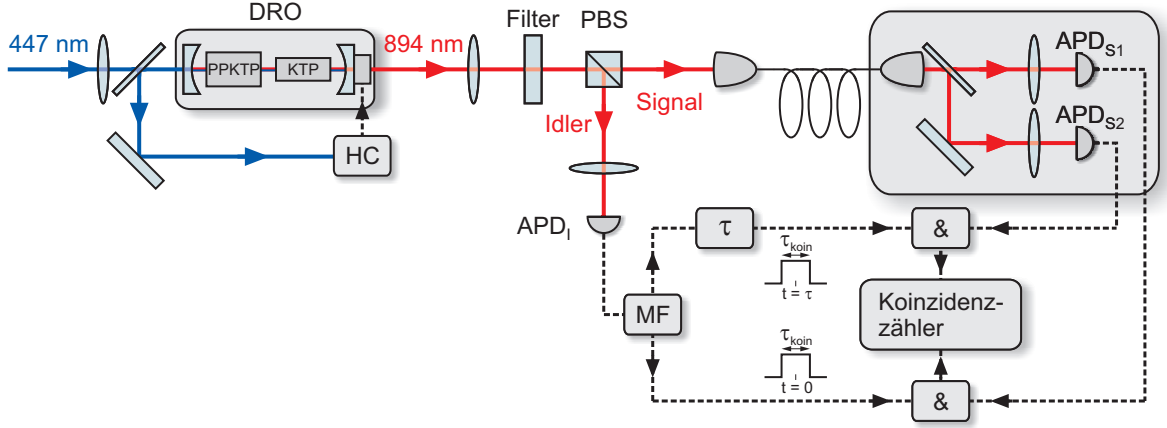


Abbildung 3.6: Schematische Darstellung des Aufbaus zur Messung der auf ein Idlerphoton getriggerten Signal-Autokorrelationsfunktion. Für eine ausführliche Beschreibung siehe Text.

mit dem Idler-Projektionsoperator $\langle X \rangle_I = \langle E_I^\dagger(0) X E_I(0) \rangle / \sqrt{\langle E_I^\dagger(0) E_I(0) \rangle}$. Man kann Gleichung (3.4) so verstehen, dass nach Idlerdetektion zur Zeit $t = 0$ zwei kleine Zeitfenster der Breite τ_{koin} um $t = 0$ und $t = \tau$ für die Detektion der zwei aufeinander folgenden Signalphotonen eröffnet werden, deren Korrelation dann gemessen wird.

In Abbildung 3.6 ist der experimentelle Messaufbau schematisch dargestellt, wobei auch der Schaltkreis der Triggerelektronik skizziert ist. Ein Messereignis an APD_I löst einen TTL-Puls aus, dessen Flanke wiederum einen Monoflop (SN74123, Texas Instruments)

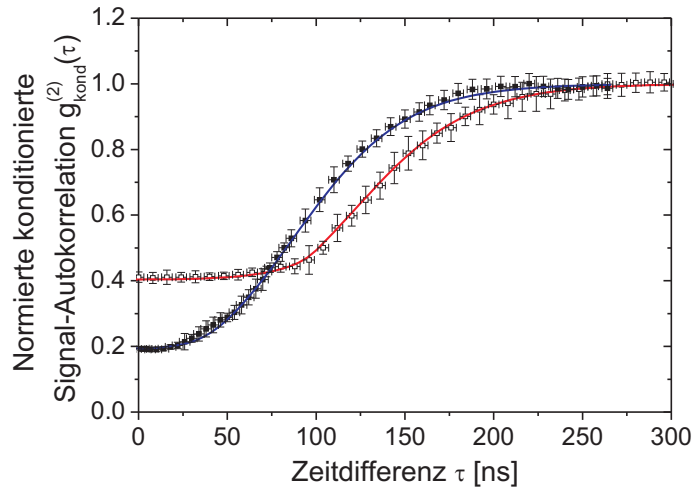


Abbildung 3.7: Normierte konditionierte Signal-Autokorrelationsfunktion $g_{kond}^{(2)}(\tau)$ mit einer festen Idler-Triggerrate $R_T = 100$ kHz für $\tau_{koin} = 40$ ns (■) und $\tau_{koin} = 200$ ns (□). Die Fitkurven folgen dem theoretischen Modell mit $\gamma_{S/I} = 5,1$ MHz.

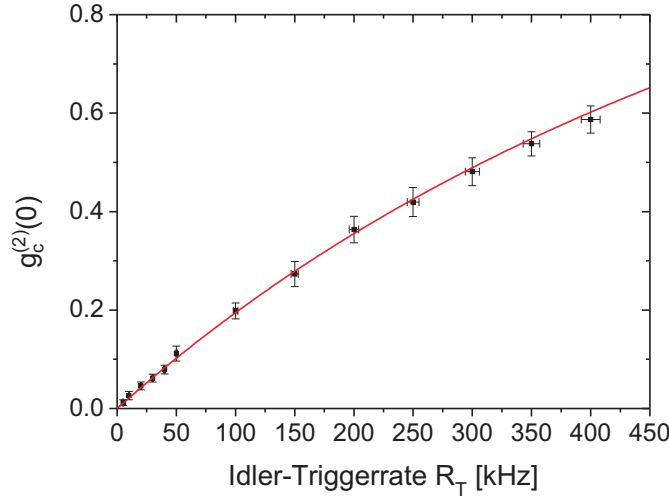


Abbildung 3.8: Normierte konditionierte Signal-Autokorrelationsfunktion $g_{kond}^{(2)}(0)$ für $\tau = 0$ mit $\tau_{koin} = 40$ ns in Abhängigkeit von der Idler-Triggerrate R_T . Die Messdaten stimmen sehr gut mit dem theoretischen Modell überein (Linie).

mit einer einstellbaren Pulslänge von $\tau_{koin} \in [25, \dots, 200]$ ns ansteuert. Die Weglängen von Signal und Idler haben im Experiment die gleiche Länge, so dass der TTL-Puls der Signal-APDs gegenüber dem Monoflop-Puls um $\tau_{koin}/2$ verzögert wird, um das Koinzidenzfenster effektiv um die Idlerdetektion zu zentrieren. Der Ausgangspuls des Monoflops (MF) wird anschließend aufgeteilt, wobei eines der Koinzidenzfenster um eine zusätzliche Zeit τ elektronisch verzögert wird. Diese Zeitverzögerung definiert die Ankunftszeitdifferenz zweier Signalphotonen in der Autokorrelationsfunktion. Die zwei Koinzidenzfenster werden dann mit den TTL-Pulsen von APD_{S1} bzw. APD_{S2} multipliziert (AD835, Analog Devices) und dienen anschließend als Start- und Stop-Signal eines Koinzidenzzählers (TimeHarp 100, PicoQuant).

Abbildung 3.7 zeigt das Ergebnis für $g_{kond}^{(2)}(\tau)$ mit einer Idler-Triggerrate von $R_T = 100$ kHz. Sowohl für $\tau_{koin} = 40$ ns als auch $\tau_{koin} = 200$ ns ist Antibunching mit $g^{(2)}(0) < 0,5$ zu beobachten, was charakteristisch für einen $N = 1$ Fock-Zustand ist und somit als direkter Nachweis des Einzelphotonencharakters der Quelle interpretiert werden kann. Während $g_{kond}^{(2)}(0) \simeq 0,2$ für $\tau_{koin} = 40$ ns erreicht wird, kann selbst für sehr breite Koinzidenzfenster $\tau_{koin} = 200$ ns noch $g_{kond}^{(2)}(0) \simeq 0,4$ erzielt werden. Dies liegt vor allem an der großen Kohärenzlänge der parametrischen Fluoreszenz, welche invers zur Linienbreite der Photonen ist, die im Vergleich zu reinen SPDC-Quellen erreicht wird [BCR⁺08]. Für jeden Datenpunkt in Abbildung 3.7 wurde für ein festes τ die Koinzidenzen über einen Zeitraum von 300 – 1000 s gezählt und anschließend auf die Anzahl aller Idlerdetektionen in dieser Zeit normiert. Danach wurde der Mittelwert vieler dieser Messungen gebildet und wiederum durch den entsprechenden, mit einem τ_{koin} breiten Koinzidenzfenster gefalteten Wert $G_{SI}^{(2)}(\tau) = \langle E_I^\dagger(0)E_S^\dagger(\tau)E_S(\tau)E_I(0) \rangle = \langle E_S^\dagger(\tau)E_S(\tau) \rangle_I$ geteilt

(siehe Gleichung (3.4)). Die gesamte Kurve wurde letztendlich auf $g_{kond}^{(2)}(\infty) = 1$ normiert. Die theoretischen Abhängigkeiten, die als durchgezogene Linien in Abbildung 3.7 zu erkennen sind, wurden gemäß Gleichung (3.4) mit $\gamma_{S/I} = 5,1$ MHz als einzigem freien Parameter berechnet und zeigen eine exzellente Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen. Abschließend wurde noch die Abhängigkeit der entscheidenden Größe $g_{kond}^{(2)}(0)$ bei festem Koinzidenzfenster $\tau_{koin} = 40$ ns von der Idler-Triggerrate R_T untersucht und in Abbildung 3.8 dargestellt. Der kleinste gemessene Wert beträgt $g_{kond}^{(2)}(0) = 0,012 \pm 0,005$ bei $R_T = 5$ kHz, und Antibunching unterhalb 0,5 wird bis zu einer Triggerrate von $R_T = 300$ kHz beobachtet.

3.3.2 Vergleich mit einer Poisson-Quelle

Eine ebenfalls häufig eingesetzte Methode der Einzelphotonenerzeugung basiert auf der starken Abschwächung von Laserpulsen, deren Photonenzahlverteilung der Poisson-Statistik genügt. Die Intensität der Pulse wird dann soweit gedämpft, dass sich im Mittel meist $P(1) < 0,1$ Photonen in einem Puls befinden, um $P(n \geq 2)$ zu minimieren. Die Wahrscheinlichkeit dafür, dass kein Photon emittiert wird, beträgt dann allerdings $P(0) > 90\%$. Für den Einsatz in der Quanteninformationsverarbeitung sind solche Quellen daher nur begrenzt einsetzbar, da die maximale Datenübertragungsrate eingeschränkt ist. Ein weiteres Problem ist die dennoch relativ hohe Wahrscheinlichkeit

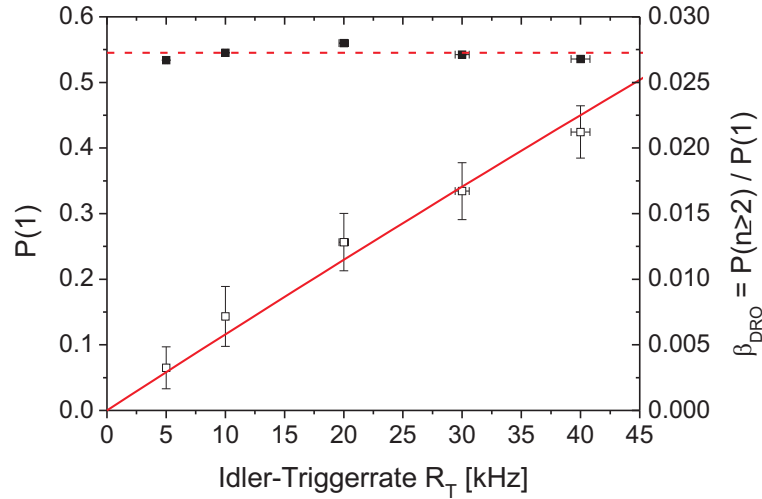


Abbildung 3.9: Messung der Wahrscheinlichkeit der Einzelphotonenemission $P(1)$ (■) und der relativen Unterdrückung der Multiphotonenemission $\beta_{DRO} = P(n \geq 2)/P(1)$ (□) in Abhängigkeit von der Idler-Triggerrate R_T . β_{DRO} folgt einem linearen Verhalten für kleine Triggerraten. Die durchgezogene Linie entspricht einem Fit basierend auf dem theoretischen Modell.

$n \geq 2$ Photonen zu emittieren. Das Verhältnis

$$\beta = \frac{P(n \geq 2)}{P(1)} = P(1) \frac{g_{kond}^{(2)}(0)}{2} \quad (3.5)$$

spielt somit eine entscheidende Rolle für Einzelphotonenquellen. Für den DRO erfolgt die Berechnung von $P(1)$ und $P(n \geq 2)$ entsprechend dem Ansatz in [FAT⁺04], und man erhält $P(1) = 0,55 \pm 0,01$. Die Ergebnisse sind in Abbildung 3.9 dargestellt, wobei Unterdrückungen der Multiphotonenemission von bis zu $\beta_{DRO} = 3,3 \cdot 10^{-3}$ für $R_T = 5$ kHz erreicht werden. Vergleicht man dies mit einer Poisson-Quelle, so gilt für gleiche $P(1)$ mit Gleichung (3.5) und $g_{Poiss}^{(2)}(0) = 1$

$$\frac{\beta_{Poiss}}{\beta_{DRO}} = \frac{P(n \geq 2)|_{Poiss}}{P(n \geq 2)|_{DRO}} = \frac{1}{g_{kond}^{(2)}(0)}. \quad (3.6)$$

Die Wahrscheinlichkeit der Multiphotonenemission ist somit um bis zu 2 Größenordnungen verglichen mit einer Poisson-Quelle reduziert und ist abhängig von der Pumpleistung des DRO.

Kapitel 4

Einmodenbetrieb des DRO

Dieses Kapitel beschäftigt sich mit dem Einmodenbetrieb des DRO als einer weiteren zentralen Eigenschaft für die Kopplung dieser Einzelphotonenquelle an atomare Systeme. Zwei wesentliche Anforderungen an den DRO waren eine schmale Linienbreite der Photonen im MHz-Bereich und ein eindeutiger Nachweis des Einzelphotonencharakters, deren Realisierung im letzten Kapitel ausführlich diskutiert wurde. Der nächste Schritt ist die Filterung einer einzelnen Mode aus dem Frequenzkamm des DRO-Emissionsspektrums. Hierzu stand ein Filteraufbau zur Verfügung, der im Rahmen einer Dissertation und Diplomarbeit geplant und aufgebaut wurde [Sch09, Ull09]. Der erste Abschnitt dieses Kapitels behandelt das Konzept der Filterung und fasst die wesentlichen Eigenschaften der Aufbauten zusammen. Anschließend wird die Filterung des Einzelphotonenspektrums beschrieben, wobei der Einmodenbetrieb des DRO mittels Korrelationsmessung nachgewiesen wird.

4.1 Idee der Filterung

Das DRO-Emissionsspektrum besteht aus einem Kamm longitudinaler Moden der Breite ~ 3 MHz mit einem Abstand von $\sim 1,5$ GHz und einer sinc^2 -Einhüllenden die mit einer Halbwertsbreite von ~ 61 GHz die Breite der spontanen parametrischen Fluoreszenz definiert. Um die zentrale Mode filtern zu können, bedarf es somit einer Filterstufe, die eine Breite von einigen 10 MHz besitzt. Da kommerzielle Interferenzfilter diese Anforderung nicht erfüllen, wurde ein zweistufiges Filtersystem konzipiert. Die erste Stufe besteht aus einem Fabry-Pérot-Resonator, dessen Linienbreite zu $\Delta\nu_{FP}^{th} = 43$ MHz gewählt wurde. Dies ist breit genug, um eine hohe Transmission der DRO-Mode zu garantieren und schmal genug, so dass keine weiteren Linien transmittiert werden (Abbildung 4.1(b)). Bei der Wahl des freien Spektralbereichs des Resonators ist darauf zu achten, dass es sich dabei nicht um ein ganzzahliges Vielfaches des DRO-Modenabstandes handelt, um die Transmission von Seitenmoden zu minimieren. Bei einem Spiegelabstand von 45 mm erhält man einen freien Spektralbereich von $\text{FSR}_{FP} = 3,3$ GHz. Um jene Anteile der Transmission, die durch eine teilweise Überlappung von DRO-Moden und Fabry-Pérot-Resonanzen zustandekommen, restlos zu unterdrücken, wird eine zweite Filterstufe in Form eines Etalons verwendet. Der FSR wird dabei mit ~ 50 GHz, resultierend aus einer Länge von 3 mm, relativ groß gewählt. Die Spiegelreflektivitäten des Etalon betragen jeweils 0,9, so dass sich eine theoretische Linienbreite von $\Delta\nu_{Et}^{th} = 1,7$ GHz ergibt.

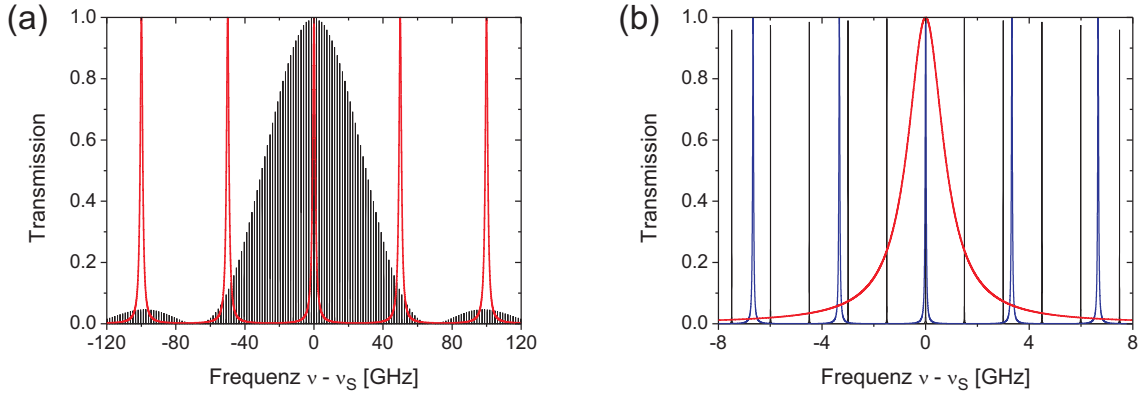


Abbildung 4.1: (a) Simulation der Transmission des DRO-Spektrums (schwarz) durch das Etalon (rot) in Abhängigkeit von der Frequenz ν . (b) Vergrößerter Ausschnitt des Bereichs um die Signalfrequenz ν_S . Zusätzlich zum Etalon wurden auch die Resonanzen des Fabry-Pérot-Resonators dargestellt (rot).

Während die Etalon-Transmission passiv über die Temperatur und ein Piezoelement stabilisiert werden kann, ist für den Fabry-Pérot-Resonator eine aktive Längenstabilisierung notwendig. Hierzu wird ein frequenzstabilisierter Referenzlaser mit einer Wellenlänge von 852,1 nm gegenläufig zum DRO-Signalstrahl in den Resonator eingekoppelt, um die Resonatorlänge mithilfe der Pound-Drever-Hall-Methode (PDH) [Pou46, DHK⁺83, HTY99] auf die Resonanz zu locken. Die Differenz der Wellenlängen von Signalphotonen und Referenzlaser von etwa 40 nm erlaubt eine leichte Trennung der Strahlen mittels dichroitischen Spiegeln und Interferenzfiltern.

Beim Referenzlaser handelt es sich um einen gitterstabilisierten Diodenlaser (DL Pro, Toptica), der in einem externen Fabry-Pérot-Resonator, dem sogenannten Transferaufbau, stabilisiert wird. Zuvor wird die Länge des freilaufenden Transferresonators mithilfe des PDH-Verfahrens und des auf den Cäsium-D1-Übergang stabilisierten Masterlasers fixiert. Somit dient der Resonator als Frequenzstandard, auf den der Referenzlaser ebenfalls über die PDH-Methode gelockt werden kann. Der Vorteil dieser Methode ist, dass

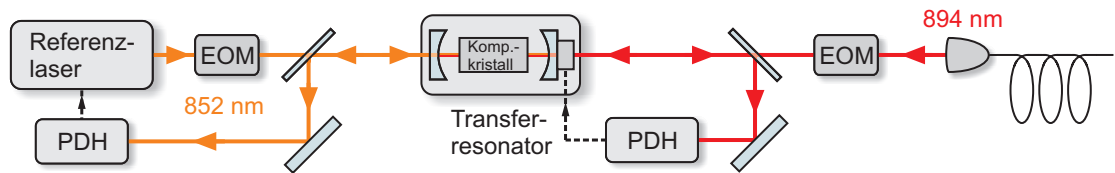


Abbildung 4.2: Schematische Darstellung des Transferaufbaus. Der Resonator wird mittels PDH-Verfahren auf den Masterlaser stabilisiert. Von der entgegengesetzten Seite wird der Referenzlaser eingekoppelt und auf den längenstabilisierten Resonator gelockt. Der doppelbrechende Kompensationskristall sorgt für eine definierte Frequenzverschiebung der senkrecht zueinander polarisierten Referenz- und Masterlaser.

die Frequenzstabilität des Masterlasers gleichermaßen auf das DRO-Spektrum und den Filterresonator übertragen wird. Abbildung 4.2 stellt den Transferaufbau schematisch dar. Die elektrooptischen Modulatoren (EOM) werden für das PDH-Verfahren benötigt, um die Phase des Lasers zu modulieren. Mittels phasenempfindlicher Gleichrichtung werden anschließend die Fehlersignale erzeugt, die zur Regelung der Laserfrequenz bzw. Resonatorlänge notwendig sind. Um im Filterresonator später eine gleichzeitige Resonanz von Signalphotonen und Referenzlaser zu ermöglichen, wird in den Transferresonator ein doppelbrechender Quarzkristall eingebaut. Referenz- und Masterlaser werden senkrecht zueinander polarisiert in den Resonator eingekoppelt und erfahren daher unterschiedliche optische Weglängen im Kristall. Durch Temperaturvariation des Kristalls erhält man somit einen zusätzlichen Regelparameter zur Feinjustage der Frequenz des Referenzlasers.

4.2 Filteraufbau

Abbildung 4.3 zeigt eine schematische Darstellung des Filteraufbaus. Alle Komponenten wurden innerhalb eines verschließbaren Gehäuses aufgebaut, dessen Grundplatte innerhalb ± 25 mK temperaturstabilisiert ist. Alle Ein- und Ausgänge des Aufbaus sind fasergekoppelt, was den Aufbau sehr flexibel einsetzbar macht. Zudem erlaubt es wahlweise das DRO-Spektrum oder den Masterlaser als Eingangsstrahl zu verwenden. Mit letzterem wurde der gesamte Aufbau justiert, und die zur Charakterisierung des Filters notwendigen Größen, wie Transmissions- bzw. Reflexionsspektren und Gesamtverluste für einen Durchlauf konnten ermittelt werden.

Die Signalphotonen durchlaufen zunächst einen Fabry-Pérot-Resonator, der die erste Filterstufe bildet. Die Längenstabilisierung erfolgt mithilfe des zuvor frequenzstabilisierten Referenzlasers über das PDH-Verfahren. Dieser wird entgegengesetzt zum Signalstrahl über einen dichroitischen Spiegel eingekoppelt, welcher für eine erste Trennung

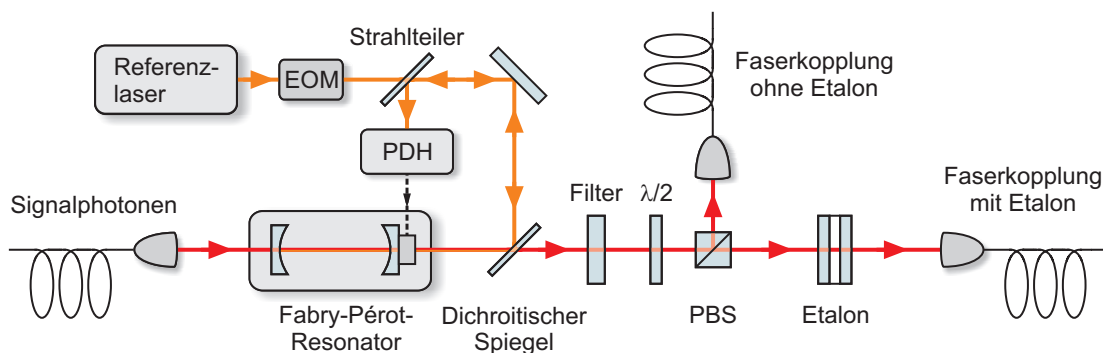


Abbildung 4.3: Schematische Darstellung des Filteraufbaus. Der Resonator wird mittels PDH-Verfahren auf den Referenzlaser stabilisiert. Die Signalphotonen durchlaufen den Resonator entgegengesetzt dazu und können mittels dichroitischem Spiegel und Interferenzfilter vom Referenzlaser getrennt werden. PBS und $\lambda/2$ -Platte ermöglichen die Auskopplung der Signalphotonen bevor oder nachdem sie das Etalon durchlaufen sind.

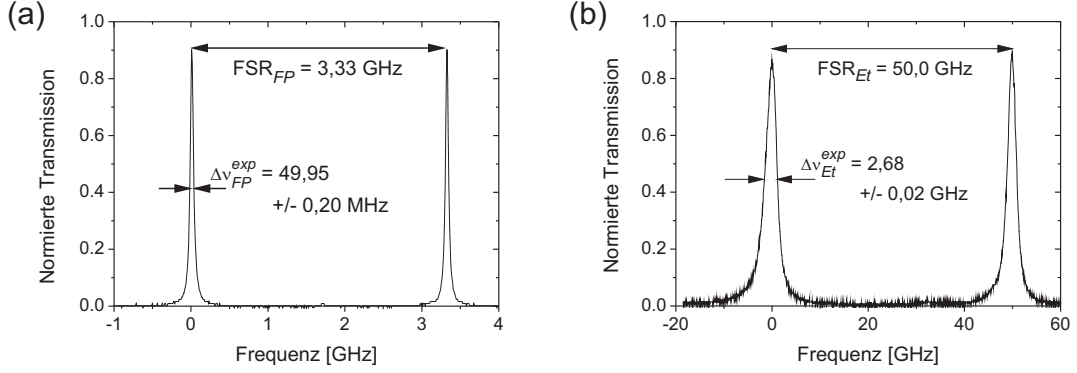


Abbildung 4.4: Transmissionsspektrum des Fabry-Pérot-Resonators mit einer maximalen Transmission von 0,91 (a) und des Etalons mit einer Peak-Transmission von 0,88 für den Masterlaser [Sch09, Ull09].

von Signal- und Referenzstrahl vor Passieren der zweiten Filterstufe sorgt. Zwei zusätzliche Interferenzfilter blocken eventuell verbleibende Anteile des Referenzlichts ab. Die anschließende Kombination aus $\lambda/2$ -Platte und PBS ermöglicht eine vorzeitige Auskopplung der Signalphotonen, noch bevor das Etalon durchlaufen wird, um die zwei Filterstufen voneinander zu trennen. Die Filterung kann also wahlweise mit oder ohne Etalon betrieben werden. Dies stellt bei der späteren Anwendung mit dem DRO eine erhebliche Vereinfachung in der Justage dar.

Durch die Verwendung des Masterlasers waren die Transmissionsspektren von Fabry-Pérot-Resonator und Etalon leicht zugänglich. Diese wurden in Abhängigkeit vom Spiegelabstand durch Variation der Piezospansungen mithilfe von Photodetektoren aufgenommen und sind in Abbildung 4.4 dargestellt [Sch09, Ull09]. Die Frequenzzeichnung erfolgte auf Grundlage der angenommenen freien Spektralbereiche von $FSR_{FP} = 3,3$ GHz und $FSR_{Et} = 50,0$ GHz. Für den Resonator ergibt sich eine maximale Transmission von 0,91 und eine Linienbreite von $\Delta\nu_{FP}^{exp} = (50,0 \pm 0,2)$ MHz. Die zweite Filterstufe in Form des Etalons besitzt eine Peak-Transmission von 0,88 und eine Linienbreite von $\Delta\nu_{Et}^{exp} = (2,68 \pm 0,02)$ GHz. Die resultierende Finesse $F_{Et}^{Exp} = 18,5$ entspricht nicht dem theoretischen Wert $F_{Et}^{Th} = 29,4$ und somit der gewünschten Spiegelreflektivität von 0,9. Dies ist auf nicht exakt parallele Spiegelflächen und eine erhöhte Oberflächenrauigkeit zurückzuführen. Die Gesamttransmission durch den Filteraufbau beträgt 8 %. Die größten Verluste entstehen dabei in den zwei Interferenzfiltern mit einer Transmission von jeweils 0,75 und bei der Faserkopplung hinter dem Etalon, wobei eine Einkoppeleffizienz von nur 0,22 erreicht wurde.

Ein wichtiges Kriterium für gesamten Filteraufbau ist die Langzeitstabilität aller Temperatur- und Frequenzstabilisierungen und die damit verbundene konstant hohe Transmission. Abbildung 4.5 zeigt eine Messung der Gesamttransmission über drei Stunden [Sch09, Ull09]. Während dieser Zeit blieb die gemessene Leistung des Masterlasers bei über 80 % der Maximaltransmission. Zusätzlich wurde die Temperaturstabilität von Etalon und Kompensationskristall, der die Frequenzverschiebung zur gleichzeitigen Reso-

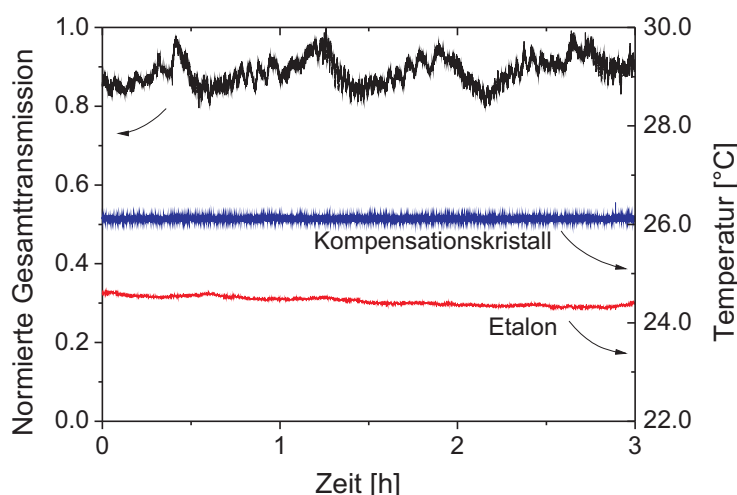


Abbildung 4.5: Langzeitstabilität der Gesamttransmission des Filteraufbaus über drei Stunden. Die Transmission bleibt während der gesamten Zeit über 80 % von der Maximaltransmission. Zusätzlich wurde die Temperaturstabilität von Etalon (rot) und Kompensationskristall (blau) aufgenommen [Sch09, Ull09].

nanz von Signal und Referenz erlaubt, aufgenommen. Die Langzeittemperaturdriften von 50 mK für den Kristall und 300 mK für das Etalon können lediglich Transmissionschwankungen von 5 % erklären. Die verbleibenden Schwankungen werden vermutlich durch Langzeitdriften des Etalonabstandes hervorgerufen, da dieser nicht aktiv stabilisiert wird.

4.3 Ergebnisse der DRO-Filterung

Die Charakterisierung und der Test der Filterstufen erfolgte bisher nur unter der Verwendung des Masterlasers bei 894,3 nm. Es konnte somit gezeigt werden, dass der Aufbau alle notwendigen Anforderungen erfüllt, um eine einzelne Mode des DRO-Spektrums zu filtern. Dies soll im nächsten Schritt geschehen.

Der DRO wurde für diesen Versuch mit einer konstanten Pumpleistung von etwa $800 \mu\text{W}$ gepumpt und die Signalphotonen wurden per Einmodenfaser in den Filteraufbau eingekoppelt. Dies entspricht einer konstanten Zählrate von $R_{MM}^{exp} \simeq 446 \text{ kHz}$. Berücksichtigt man die Gesamttransmission durch den Aufbau und eine effektive Modenanzahl $N = 45$, so erwartet man nach Filterung des DRO-Spektrums für eine einzelne Mode eine Zählrate von $R_{SM}^{th} = 1,0 \text{ kHz}$. Die Justage der einzelnen Filterstufen geschah prinzipiell im laufenden Betrieb mit dem DRO. Dafür passierten die Signalphotonen zunächst nur den Fabry-Pérot-Resonator, um anschließend durch geeignete Einstellung der $\lambda/2$ -Platte über den zusätzlich eingebauten Faserkoppler auf einer APD detektiert zu werden. Die Resonatorlänge wurde dann auf den Referenzlaser gelockt und mittels Temperaturvaria-

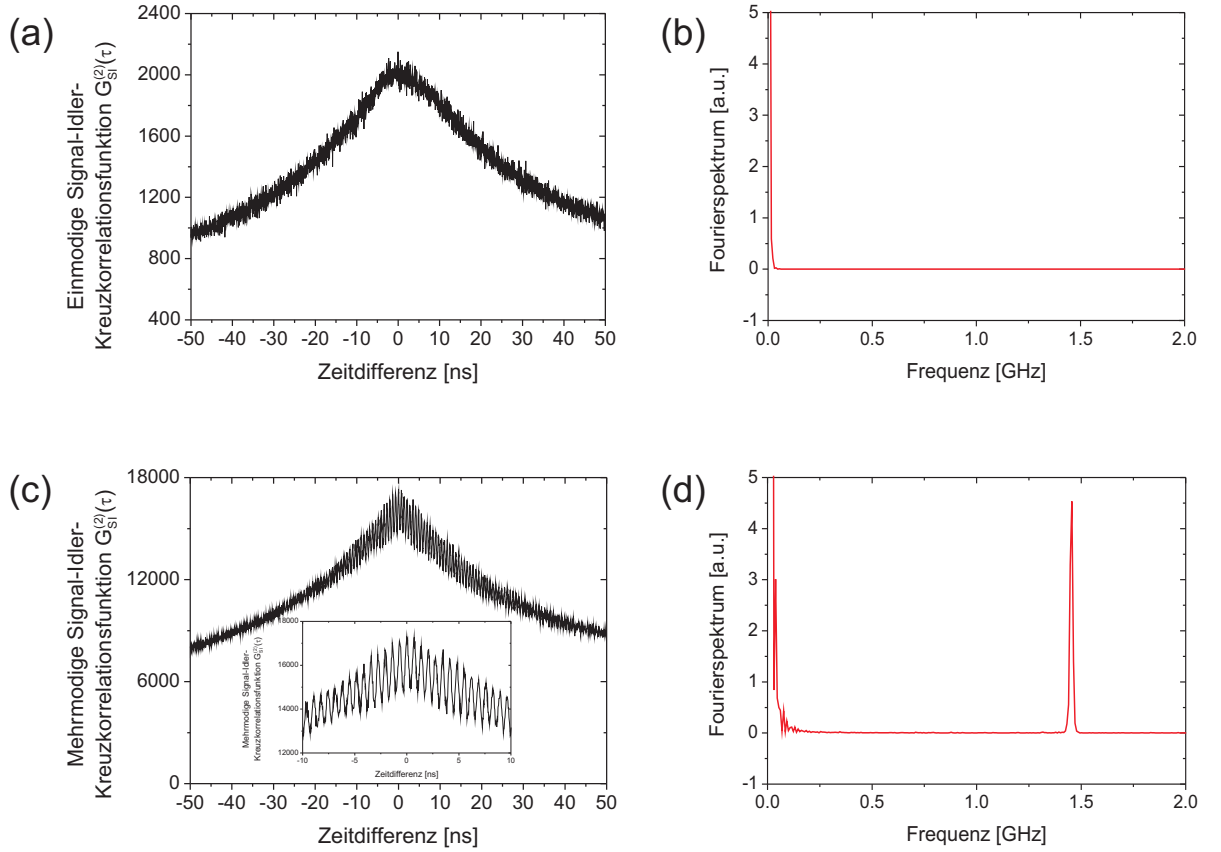


Abbildung 4.6: (a) Signal-Idler-Kreuzkorrelationsfunktion des gefilterten Signalspektrums. Der einfache exponentielle Abfall mit $\gamma_{S/I} = 4,4$ MHz dient als Nachweis einer erfolgreichen Filterung. (b) Entsprechendes Fourierspektrum ohne Multimodeninterferenz. (c) Mehrmodige Signal-Idler-Kreuzkorrelationsfunktion als Vergleich. (d) Das korrespondierende Fourierspektrum zeigt eine deutliche Periodizität bei $\text{FSR}_S = 1,45$ GHz.

tion am Kompensationskristall des Transferaufbaus feinjustiert, bis die Zählrate auf der APD maximiert war. Noch im Betrieb wurde die $\lambda/2$ -Platte nun um 45° gedreht, um auch das Etalon zur Filterung hinzuschalten. Mithilfe der darauffolgenden Faserkoppelung gelang es, das gefilterte DRO-Spektrum auf einer zweiten APD zu detektieren. Die optimale Einstellung des Etalons erfolgt durch Feineinstellung des Spiegelabstands über das Piezoelement, bis ebenfalls eine maximale Zählrate erreicht wird. Nach Abzug der Rate transmittierter Referenzlaserphotonen von etwa 400 Hz ergibt sich eine gemessene Einmodenzählrate von $R_{SM}^{exp} = 1,0 \pm 0,1$ kHz. Aufgrund der guten Übereinstimmung mit dem theoretisch erwarteten Wert, kann dies als ein erster Nachweis einer erfolgreichen Filterung interpretiert werden.

Der endgültige Beweis soll durch erneute Messung der Signal-Idler-Intensitätskorrelation gegeben werden. Im mehrmodigen Fall beobachtete man dabei einen exponentiellen Abfall überlagert von einer periodischen Struktur mit der Frequenz des freien Spek-

tralbereichs FSR_S , deren Ursache die Interferenz der einzelnen Moden miteinander ist. Für eine einzelne Signalmode sollte sich daher ein einfacher exponentieller Abfall ergeben. Abbildung 4.6(a) zeigt die Messung der Intensitätskorrelationsfunktion zwischen dem einmodigen Signalfeld und dem mehrmodigen Idlerfeld. Man beobachtet, wie erwartet, einen einfachen exponentiellen Funktionsverlauf mit einer Abklingkonstante von $\gamma_{S/I} = 4,44 \pm 0,05$ MHz. Dies entspricht einer Linienbreite der Photonen von $\text{FWHM} = 2,84 \pm 0,05$ MHz, was sehr gut mit der Messung der mehrmodigen Kreuzkorrelationsfunktion übereinstimmt, die zum Vergleich zusätzlich in der Grafik enthalten ist. Es gibt keine Anzeichen einer Oszillation im Einmodenfall, was dem berechneten Fourierspektrum in Abbildung 4.6(b) entnommen werden kann. Das Multimodenspektrum hingegen weist einen deutlichen Peak bei $\text{FSR}_S = 1,45$ GHz auf (Abbildung 4.6(d)).

Kapitel 5

Diskussion und Ausblick

5.1 Zusammenfassung

Ziel dieser Arbeit war die Realisierung eines optisch parametrischen Oszillators weit unterhalb der Schwelle als Quelle schmalbandiger Einzelphotonen. Der OPO wurde dafür in einer doppelresonanten Typ-II-Konfiguration aufgebaut, die auf die gleichzeitige Resonanz der bei der spontanen parametrischen Fluoreszenz erzeugten Signal- und Idlerfelder abzielt. Grundlegend dafür ist ein zusätzlich zum PPKTP-Konversionskristall verwendeter, um 90° gedrehter nicht phasenangepasster KTP-Kompensationskristall. Durch zusätzliche Resonanz des Pumpfeldes gelingt es, den DRO aktiv zu stabilisieren und eine über Stunden stabile, kontinuierliche Photonenpaarerzeugungsrate zu ermöglichen. Das ~ 100 GHz breite Spektrum der spontanen parametrischen Fluoreszenz konnte durch Modifizierung im Resonator auf eine Linienbreite von 2,7 MHz reduziert werden und die erreichte fasergekoppelte Signalzählrate von 14000 Photonen/s pro mW Pumpleistung und MHz Signalbandbreite übertrifft alle bisherigen OPO-Realisierungen um bis zu zwei Größenordnungen. Sämtliche spektrale Eigenschaften des DRO-Emissionsspektrums konnten aus Korrelationsmessungen zwischen den Signal- und Idlerintensitäten gewonnen werden und standen in hervorragender Übereinstimmung mit der Theorie.

Aufgrund der zeitlichen Korelation erlaubt die Detektion eines Idlerphotons die Ankunftszeit des entsprechenden Signalphotons vorherzusagen. Mithilfe des Konzepts für getriggerte Einzelphotonenquellen konnte somit erstmals Antibunching durch Messung einer konditionierten Autokorrelationsfunktion zwischen aufeinander folgenden Signalphotonen beobachtet werden, wobei Werte bis $g_{kond}^{(2)}(0) = 0,012 \pm 0,005$ bei einer Idler-Triggerrate von $R_T = 5$ kHz erzielt wurden. Mit einer Triggereffizienz von $P(1) = 0,55 \pm 0,01$ wird bei dieser Rate eine 100-fache Reduzierung der Multiphotonenemission verglichen mit einer abgeschwächten Laserquelle erreicht.

Die entartete Emission im Bereich des D1-Übergangs von Cäsium in Kombination mit einer schmalen Linienbreite erlauben eine effektive Kopplung von einzelnen Photonen an atomare Systeme, die von zentraler Bedeutung für viele Konzepte der Quanteninformationsverarbeitung ist. Um den für eine gezielte Wechselwirkung notwendigen Einmodenbetrieb des DRO zu erreichen, wurde ein zweistufiges Filtersystem eingesetzt, bestehend aus einem Fabry-Pérot-Resonator und einem Etalon. Bei einer DRO-Pumpleistung von etwa 1 mW konnte eine fasergekoppelte Signalrate von ~ 1 kHz in einer einzelnen Longitudinalmode mit einer Linienbreite von 2,8 MHz generiert werden. Eine bis zu fünffache

DRO-Parameter	Theorie	Experiment
Temperatur bei Frequenzentartung	13,5°C	13,5°C
Pump-Finesse F_P	4,2	3,9
Pump-Abklingkonstante γ_P	343 MHz	375 MHz
Signal-Finesse (Korrelationsmessung) F_S	272	351
Idler-Finesse (Korrelationsmessung) F_I	272	320
Signal-Abklingkonstante (Korrelationsmessung) γ_S	5,4 MHz	4,2 MHz
Idler-Abklingkonstante (Korrelationsmessung) γ_I	5,4 MHz	4,6 MHz
Signal-Finesse (Gegenkopplung)	272	265
Signal-Abklingkonstante (Gegenkopplung) γ_S	5,4 MHz	5,7 MHz
Multimodenzählrate bei 1 mW Pumpleistung	960 kHz	760 kHz
Signal/Idler Resonatorumlaufzeit	667 ps	686 ps
$g_{kond}^{(2)}(0)$ für $\tau_{koin} = 40$ ns und $R_T = 100$ kHz	0,19	0,19
$g_{kond}^{(2)}(0)$ für $\tau_{koin} = 200$ ns und $R_T = 100$ kHz	0,41	0,40
$g_{kond}^{(2)}(0)$ für $\tau_{koin} = 40$ ns und $R_T = 5$ kHz	0,01	0,01

Tabelle 5.1: Zusammenfassung der gemessenen DRO-Parameter mit Vergleich zur Theorie.

Erhöhung der Rate könnte durch die Verwendung besserer Interferenzfilter (derzeitige Gesamttransmission $\sim 0,55$) und einer Optimierung der Faserkopplung hinter dem Etalon (derzeit $\sim 0,22$) erzielt werden.

Die wichtigsten Parameter der DRO-Quelle sind in Tabelle 5.1 zusammengefasst, wobei auch der theoretisch erwartete Wert zum Vergleich angegeben ist.

5.2 Time-Bin-Kodierung

Die Erzeugung einzelner Photonen stellt im Hinblick auf das Gesamtprojekt nur einen Teil eines sich im Aufbau befindlichen Quantennetzwerks dar. Hierfür sollen erstmals photonische Qubits gespeichert und anschließend ausgelesen werden. Abbildung 5.1 zeigt eine schematische Darstellung des Gesamtexperiments. Die Ver- und Entschlüsselung der im DRO erzeugten Photonen erfolgt nach dem *time-bin*-Schema [MHH⁺97, BGTZ99, RBG⁺00, MdRT⁺02] in zwei Michelson-Interferometern. Die anschließende Speicherung geschieht unter Ausnutzung der *elektromagnetisch induzierten Transparenz* (EIT) [BIH91, Har97].

Die Implementierung der Einzelphotonenkodierung erfolgt mithilfe eines unsymmetrischen Michelson-Interferometers, dessen Weglängendifferenz zwischen kurzem und langem Arm 100 m beträgt. Somit können Photonen mit einer spektralen Breite von einigen MHz zeitlich aufgelöst werden [Neu08]. Der Wegunterschied erfolgt mit einer 50 m langen, einseitig verspiegelten Faser, die in den langen Interferometerarm integriert ist. Durchquert ein Photon das Interferometer, kann es am Ausgang als Überlagerung aus zwei möglichen Ankunftszeiten (*time-bins*) beschrieben werden. Wird nun ein zweites,



Abbildung 5.1: Schema des geplanten Quantennetzwerks zur Speicherung quantenkryptographisch kodierter Einzelphotonen.

gleichartiges Interferometer zur Dekodierung durchlaufen, so erhält man für das Photon drei zeitlich getrennte Ankunftszeitfenster (siehe Abbildung 5.2). Das erste und letzte Fenster gehört zu den Photonen, die in beiden Interferometern jeweils den kurzen bzw. langen Arm durchlaufen haben. Das mittlere Fenster hingegen bedeutet, die Photonen haben die Kombination *kurz-lang* oder *lang-kurz* gewählt. Bei Ununterscheidbarkeit der beiden Pfade können diese miteinander interferieren und somit zur Übermittlung von Phaseninformationen genutzt werden. Dazu wird im kurzen Arm des jeweiligen Interferometers eine Phasenmodulation mithilfe eines EOM erzeugt. Abhängig von der relativen Phasenverschiebung kommt es zu konstruktiver oder destruktiver Interferenz im mittleren Zeitfenster und ermöglicht somit das Auslesen phasenkodierter Informationen. Zur sicheren Schlüsselübertragung dieser Form der Quantenkryptographie wurde das BB84-Protokoll implementiert.

Eine wichtige Bedingung, die an die Interferometer gestellt werden muss, ist eine hohe relative Längenstabilität der Interferometerarme. Neben der Verwendung einer temperaturstabilisierten Faser und eines kompakten, luftdichten Aufbaus zur Erhöhung der passiven Stabilität werden die Armlängen aktiv mithilfe eines Piezoelementes am Spiegel im kurzen Arm stabilisiert. Das Interferenzsignal eines zusätzlich eingestrahlt Referenzlasers bei 850 nm dient dabei als Regelsignal. Die Verwendung orthogonaler Polarisationen von Referenz- und Signalstrahl und unterschiedlicher Wellenlängen erlaubt später eine einfache Trennung beider Strahlen mittels PBS und schmalbandiger Interferenzfilter.

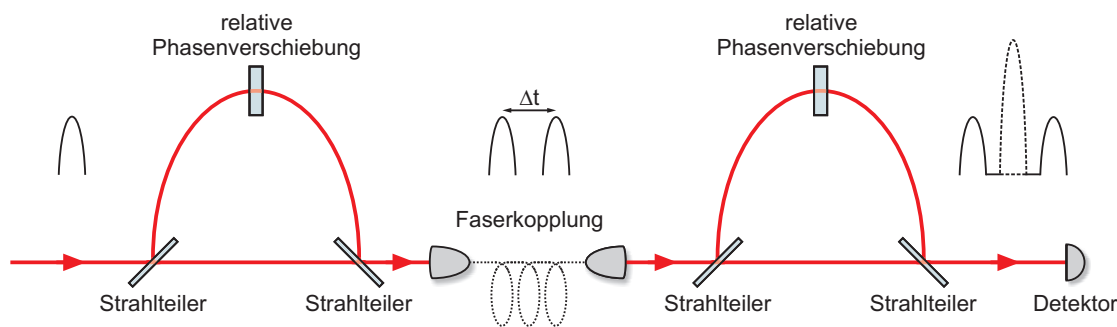


Abbildung 5.2: Schema der time-bin-Kodierung mithilfe zweier Interferometer. Abhängig von der relativen Phasenverschiebung kann konstruktive oder destruktive Interferenz des mittleren Peaks beobachtet werden.

5.3 Photonenspeicherung

Der Vorteil der time-bin-Kodierung gegenüber der ebenfalls häufig verwendeten Polarisationskodierung ist, dass die Übertragung der Qubits über weitere Strecken ohne polarisationserhaltende Fasern auskommt. Dies macht die Interferometer flexibel einsetzbar und erlaubt die Realisierung der Einzelphotonenverschlüsselung zunächst unabhängig von der anschließenden Photonenspeicherung. Für letztere kommt eine grundlegende Idee optischer Quantennetzwerke zum Tragen, welche die Kopplung zwischen Einzelphotonen und atomaren Ensembles in den Vordergrund stellt. Einzelne Photonen bieten dabei als Informationsträger über sehr weite Strecken enorme Vorteile, wohingegen atomare Systeme zur Speicherung von Quanteninformationen gut geeignet sind. Im geplanten Gesamtexperiment basiert die Schnittstelle zwischen diesen sogenannten fliegenden und stationären Qubits auf dem Konzept der EIT in Cäsiumdampf. Dazu wird mithilfe eines starken Pumpasers ein Übergang eines Drei-Niveau-Systems, bestehend aus zwei Grundzuständen und einem angeregten Zustand (Λ -System) resonant angeregt. Dies hat wiederum Auswirkungen auf den Real- und Imaginärteil der linearen Suszeptibilität des anderen beteiligten Übergangs. Mithilfe eines schwachen Probestrahls, der für diesen zweiten Übergang resonant ist beobachtet man dann eine Verringerung der Gruppengeschwindigkeit bei gleichzeitig verschwindender Absorption. Von außen betrachtet wirkt es also wie eine Verzögerung der Probephotonen im mittels Pumpfeld kohärent angeregten Medium.

Der EIT-Aufbau wurde bereits fertig gestellt und mithilfe schwacher Laserpulse erfolgreich getestet [Höc07]. In einer 4 cm langen Gaszelle mit 99,99 % isotopenreinem ^{133}Cs können dabei Pulse um bis zu 280 ns verzögert werden, was einer verringerten Lichtgeschwindigkeit von etwa $c/2000$ entspricht. Das Transmissionsfenster der EIT besitzt eine spektrale Breite von ~ 2 MHz und eine Transparenz von > 60 %. Zuletzt wurden noch weitere Verbesserungen an der Pumpaserstabilität vorgenommen, was zu einer höheren Transmission und einem breiteren Transparenzfenster führen sollte. Kombiniert mit der erreichten Einzelphotonenbandbreite von < 3 MHz bedeutet dies eine vielversprechende Ausgangssituation für die Realisierung der Atom-Photon-Kopplung und der damit verbundenen Speicherung von Quanteninformationen. Zudem könnte EIT erstmals mit Einzelphotonen, die nicht aus einer atomaren Quelle stammen, demonstriert werden.

Abkürzungsverzeichnis

APD	Lawinenphotodiode (Avalanche Photodiode)
AR	Antireflex
BLIIRA	Blue-Light-Induced Infrared Absorption
DFG	Differenzfrequenzerzeugung (Difference-Frequency Generation)
DRO	Doppelresonanter OPO
EIT	Elektromagnetisch induzierte Transparenz
EOM	Elektrooptischer Modulator
EPR	Einstein, Podolsky, Rosen
FMS	Frequenzmodulationsspektroskopie
FSR	Freier Spektralbereich
FWHM	Halbwertsbreite (Full Width at Half Maximum)
HBT	Hanbury-Brown und Twiss
HC	Hänsch-Couillaud
KNbO ₃	Kaliumniobat
KTP	Kalium-Titanyl-Phosphat
KLM	Knill, Laflamme, und Milburn
MF	Monoflop
OPO	Optisch Parametrischer Oszillator
PBS	Polarisationsstrahlteiler
PDH	Pound-Drever-Hall
PPKTA	Periodisch gepoltes Kalium-Titanyl-Arsenid
PPKTP	Periodisch gepoltes Kalium-Titanyl-Phosphat
PPLN	Periodisch gepoltes Lithiumniobat
SFG	Summenfrequenzerzeugung (Sum-Frequency Generation)
SHG	Frequenzverdopplung (Second-Harmonic Generation)
SPDC	Spontane parametrische Fluoreszenz (Spontaneous Parametric Down-Conversion)
TEM	Transversal elektromagnetische Mode

Literaturverzeichnis

- [ADR82] ASPECT, A., J. DALIBARD und G. ROGER: *Experimental Test of Bell's Inequalities Using Time-Varying Analyzers*. Physical Review Letters, 49(25):1804–1807, December 1982.
- [AGR81] ASPECT, A., P. GRANGIER und G. ROGER: *Experimental Tests of Realistic Local Theories via Bell's Theorem*. Physical Review Letters, 47(7):460–463, August 1981.
- [BB84] BENNETT, C. H. und G. BRASSARD: *Quantum cryptography: Quantum key distribution and coin tossing*. In: *Proc. IEEE Int. Conference on Computers, Systems and Signal Processing, Bangalore, Indien*, Seite 175, 1984.
- [BBB⁺92] BENNETT, C. H., F. BESSETTE, G. BRASSARD, L. SALVAIL und J. SMO-LIN: *Experimental quantum cryptography*. Journal of Cryptology, 5(1):3–28, January 1992.
- [BCR⁺08] BOCQUILLON, E., C. COUTEAU, M. RAZAVI, R. LAFLAMME und G. WEIHS: *Coherence measures for heralded single-photon sources*. e-print arXiv quant-ph, 2008.
- [BGL98] BIMBERG, D., M. GRUNDMANN und N. LEDENTSOV: *Quantum Dot Heterostructures*. Wiley VCH, New York, 1998.
- [BGTZ99] BRENDL, J., N. GISIN, W. TITTEL und H. ZBINDEN: *Pulsed Energy-Time Entangled Twin-Photon Source for Quantum Communication*. Physical Review Letters, 82(12):2594–2597, March 1999.
- [BH68] BYER, R.L. und S. E. HARRIS: *Power and Bandwidth of Spontaneous Parametric Emission*. Physical Review A (Atomic, Molecular, and Optical Physics), 168(3):1064–1068, April 1968.
- [BIH91] BOLLER, K., A. IMAMOGLU und S. E. HARRIS: *Observation of electromagnetically induced transparency*. Physical Review Letters, 66(20):2593–2596, May 1991.
- [BK68] BOYD, G. D. und D. A. KLEINMAN: *Parametric Interaction of Focused Gaussian Light Beams*. Journal of Applied Physics, 39(8):3597–3639, 1968.
- [BLPS90] BLOW, K. J., R. LOUDON, S. J. D. PHOENIX und T. J. SHEPHERD: *Continuum fields in quantum optics*. Physical Review A (Atomic, Molecular, and Optical Physics), 42(7):4102–4114, October 1990.

- [BLTO99] BRUNEL, C., B. LOUNIS, P. TAMARAT und M. ORRIT: *Triggered Source of Single Photons based on Controlled Single Molecule Fluorescence*. Physical Review Letters, 83(14):2722–2725, October 1999.
- [Boy02] BOYD, R. W.: *Nonlinear Optics*. Academic Press, San Diego, 2002.
- [BQY⁺08] BAO, XIAO-HUI, YONG QIAN, JIAN YANG, HAN ZHANG, ZENG-BING CHEN, TAO YANG und JIAN-WEI PAN: *Generation of Narrow-Band Polarization-Entangled Photon Pairs for Atomic Quantum Memories*. Physical Review Letters, 101(19):190501, 2008.
- [CG84] COLLETT, M. J. und C. W. GARDINER: *Squeezing of intracavity and traveling-wave light fields produced in parametric amplification*. Physical Review A (Atomic, Molecular, and Optical Physics), 30(3):1386–1391, September 1984.
- [Dem07] DEMTRÖDER, W.: *Laserspektroskopie. Grundlagen und Techniken*. Springer, Berlin, 2007.
- [Deu85] DEUTSCH, D.: *Quantum Theory, the Church-Turing Principle and the Universal Quantum Computer*. Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences (1934-1990), 400(1818):97–117, July 1985.
- [DGN99] DMITRIEV, V. G., G. G. GURZADYAN und D. N. NIKOGOSYAN: *Handbook of Nonlinear Optical Crystals*. Springer, Berlin, 1999.
- [DHK⁺83] DREVER, R. W. P., J. L. HALL, F. V. KOWALSKI, J. HOUGH, G. M. FORD, A. J. MUNLEY und H. WARD: *Laser phase and frequency stabilization using an optical resonator*. Applied Physics B: Lasers and Optics, 31(2):97–105, June 1983.
- [DiV00] DIVINCENZO, DAVID P.: *The Physical Implementation of Quantum Computation*. Fortschritte der Physik, 48(9-11):771–783, 2000.
- [DR90] DRUMMOND, P. D. und M. D. REID: *Correlations in nondegenerate parametric oscillation. II. Below threshold results*. Physical Review A (Atomic, Molecular, and Optical Physics), 41(7):3930–3949, April 1990.
- [EPR35] EINSTEIN, A., B. PODOLSKY und N. ROSEN: *Can Quantum-Mechanical Description of Physical Reality Be Considered Complete?* Physical Review, 47(10):777–780, May 1935.
- [FAT⁺04] FASEL, S., O. ALIBART, S. TANZILLI, P. BALDI, A. BEVERATOS, N. GISSIN und H. ZBINDEN: *High-quality asynchronous heralded single-photon source at telecom wavelength*. New Journal of Physics, 6:163, 2004.

- [Fey82] FEYNMAN, R.: *Simulating physics with computers*. International Journal of Theoretical Physics, 21(6):467–488, June 1982.
- [FHH⁺87] FAN, T. Y., C. E. HUANG, B. Q. HU, R. C. ECKARDT, Y. X. FAN, R. L. BYER und R. S. FEIGELSON: *Second harmonic generation and accurate index of refraction measurements in flux-grown KTiOPO₄*. Applied Optics, 26(12):2390–2394, 1987.
- [FMJB92] FEJER, M.M., G.A. MAGEL, D.H. JUNDT und R.L. BYER: *Quasi-phase-matched second harmonic generation: tuning and tolerances*. IEEE Journal of Quantum Electronics, 28(11):2631–2654, 1992.
- [Gla63] GLAUBER, R. J.: *The Quantum Theory of Optical Coherence*. Physical Review, 130(6):2529–2539, June 1963.
- [Har97] HARRIS, S. E.: *Electromagnetically Induced Transparency*. Physics Today, 50:36, 1997.
- [HBT56] HANBURY BROWN, R. und R. Q. TWISS: *A Test of a New Type of Stellar Interferometer on Sirius*. Nature, 178(4541):1046–1048, November 1956.
- [HC80] HÄNSCH, T. und B. COUILLAUD: *Laser frequency stabilization by polarization spectroscopy of a reflecting reference cavity*. Optics Communications, 35(3):441–444, December 1980.
- [Höc07] HÖCKEL, D.: *Slow Light: Experimenteller Aufbau und Untersuchung von elektromagnetisch induzierter Transparenz in Cäsiumgas*. Diplomarbeit, Humboldt-Universität zu Berlin, 2007.
- [HPEM09] HAASE, ALBRECHT, NICOLAS PIRO, JÜRGEN ESCHNER und MORGAN W. MITCHELL: *Tunable narrowband entangled photon pair source for resonant single-photon single-atom interaction*. Opt. Lett., 34(1):55–57, 2009.
- [HSB08] HERZOG, U., M. SCHOLZ und O. BENSON: *Theory of biphoton generation in a single-resonant optical parametric oscillator far below threshold*. Physical Review A (Atomic, Molecular, and Optical Physics), 77(2):023826, 2008.
- [HT95] HOUE, M. und P. D. TOWNSEND: *An introduction to methods of periodic poling for second-harmonic generation*. Journal of Physics D: Applied Physics, 28(9):1747–1763, 1995.
- [HTY99] HALL, J. L., M. S. TAUBMAN und J. YE: *Laser Stabilization*. Technischer Bericht, JILA, 1999.
- [Jon56] JONES, R. C.: *New calculus for the treatment of optical systems. VIII. Electromagnetic theory*. Journal of the Optical Society of America, 46(2):126, 1956.

- [KHR02] KUHN, A., M. HENNRICH und G. REMPE: *Deterministic Single-Photon Source for Distributed Quantum Networking*. Physical Review Letters, 89(6):067901, July 2002.
- [KLH⁺04] KELLER, M., B. LANGE, K. HAYASAKA, W. LANGE und H. WALTHER: *Continuous generation of single photons with controlled waveform in an ion-trap cavity system*. Nature, 431:1075, 2004.
- [KLM01] KNILL, E., R. LAFLAMME und G. J. MILBURN: *A scheme for efficient quantum computation with linear optics*. Nature, 409(6816):46–52, January 2001.
- [KMW⁺95] KWIAT, P. G., K. MATTLE, H. WEINFURTER, A. ZEILINGER, A. V. SERGIENKO und Y. SHIH: *New High-Intensity Source of Polarization-Entangled Photon Pairs*. Physical Review Letters, 75(24):4337–4341, December 1995.
- [KMZW00] KURTSIEFER, C., S. MAYER, P. ZARDA und H. WEINFURTER: *Stable Solid-State Source of Single Photons*. Physical Review Letters, 85(2):290–293, July 2000.
- [KT02] KATO, K. und E. TAKAOKA: *Sellmeier and Thermo-Optic Dispersion Formulas for KTP*. Applied Optics, 41(24):5040–5044, 2002.
- [KWS06] KUKLEWICZ, C. E., F. N. C. WONG und J. H. SHAPIRO: *Time-Bin-Modulated Biphotons from Cavity-Enhanced Down-Conversion*. Physical Review Letters, 97(22):223601, 2006.
- [LM00] LOUNIS, B. und W.E. MOERNER: *Single photons on demand from a single molecule at room temperature*. Nature, 407(6803):491–493, September 2000. 10.1038/35035032.
- [LO00] LU, Y. J. und Z. Y. OU: *Optical parametric oscillator far below threshold: Experiment versus theory*. Physical Review A (Atomic, Molecular, and Optical Physics), 62(3):033804, August 2000.
- [Lou00] LOUDON, R.: *The Quantum Theory of Light*. Oxford University Press, Oxford, 3 Auflage, 2000.
- [MdRT⁺02] MARCIKIC, I., H. DE RIEDMATTEN, W. TITTEL, V. SCARANI, H. ZBINDEN und N. GISIN: *Time-bin entangled qubits for quantum communication created by femtosecond pulses*. Physical Review A (Atomic, Molecular, and Optical Physics), 66(6):062308, December 2002.
- [MG83] MCNEIL, K. J. und C. W. GARDINER: *Quantum statistics of parametric oscillation*. Physical Review A (Atomic, Molecular, and Optical Physics), 28(3):1560–1566, September 1983.

- [MHH⁺97] MULLER, A., T. HERZOG, B. HUTTNER, W. TITTEL, H. ZBINDEN und N. GISIN: “*Plug and play*” systems for quantum cryptography. Applied Physics Letters, 70(7):793–795, 1997.
- [MIM⁺00] MICHLER, P., A. IMAMOGLU, M. D. MASON, P. J. CARSON, G. F. STROUSE und S. K. BURATTO: *Quantum correlation among photons from a single quantum dot at room temperature*. Nature, 406(6799):968–970, August 2000.
- [MPK94] MABUCHI, H., E. S. POLZIK und H. J. KIMBLE: *Blue-light induced infrared absorption in KNbO₃*. Journal of the Optical Society of America B, 11(10):2023, 1994.
- [MW95] MANDEL, L. und E. WOLF: *Optical coherence and quantum optics*. Cambridge University Press, Cambridge, 1995.
- [Neu08] NEUBAUER, N.: *Aufbau zweier Michelson-Interferometer zur Time-Bin-Kodierung von schmalbandigen Photonen $f\tilde{A}_{\frac{1}{4}}r$ die Quanteninformation*. Diplomarbeit, Universität Leipzig, 2008.
- [NM07a] NIELSEN, A. E. B. und K. MØLMER: *Multimode analysis of the light emitted from a pulsed optical parametric oscillator*. Physical Review A (Atomic, Molecular, and Optical Physics), 76(3):033832, 2007.
- [NM07b] NIELSEN, A. E. B. und K. MØLMER: *Single-photon-state generation from a continuous-wave nondegenerate optical parametric oscillator*. Physical Review A (Atomic, Molecular, and Optical Physics), 75(2):023806, 2007.
- [NNNT⁺07] NEERGAARD-NIELSEN, J. S., B. M. NIELSEN, H. TAKAHASHI, A. I. VISTNES und E. S. POLZIK: *High purity bright single photon source*. Optics Express, 15:7940, 2007.
- [OM88] OU, Z. Y. und L. MANDEL: *Observation of Spatial Quantum Beating with Separated Photodetectors*. Phys. Rev. Lett., 61(1):54–57, Jul 1988.
- [PHWL02] PASISKEVICIUS, V., S. J. HOLMGREN, S. WANG und F. LAURELL: *Simultaneous second-harmonic generation with two orthogonal polarization states in periodically poled KTP*. Optics Letters, 27(18):1628–1630, 2002.
- [Pou46] POUND, R. V.: *Electronic Frequency Stabilization of Microwave Oscillators*. Review of Scientific Instruments, 17(11):490–505, 1946.
- [RBG⁺00] RIBORDY, G., J. BRENDL, J. GAUTIER, N. GISIN und H. ZBINDEN: *Long-distance entanglement-based quantum key distribution*. Physical Review A (Atomic, Molecular, and Optical Physics), 63(1):012309, December 2000.

- [Rei04] REIDER, G. A.: *Photonik - Eine Einführung in die Grundlagen*. Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 2004.
- [Sch09] SCHOLZ, M.: *New Light Sources for Quantum Information Processing*. Doktorarbeit, Humboldt-Universität zu Berlin, 2009.
- [SPS⁺01] SANTORI, C., M. PELTON, G. S. SOLOMON, Y. DALE und Y. YAMAMOTO: *Triggered Single Photons from a Quantum Dot*. Physical Review Letters, 86(8):1502–1505, February 2001.
- [ST08] SALEH, B. E. A. und M. C. TEICH: *Grundlagen der Photonik*. Wiley-VCH, Weinheim, 2008.
- [Sve98] SVELTO, ORAZIO: *Principles of Lasers*. Plenum Press, New York, 4. Auflage, 1998.
- [Ull09] ULLMANN, R.: *Spektrale Filterung zum Ein-Moden-Betrieb eines Optisch Parametrischen Oszillators weit unterhalb der Schwelle*. Diplomarbeit, Humboldt-Universität zu Berlin, 2009.
- [WM94] WALLS, D. F. und G. J. MILBURN: *Quantum Optics*. Springer, Berlin, 1994.
- [Wol07] WOLFGRAMM, F.: *Aufbau eines Optisch Parametrischen Oszillators als schmalbandige Einzelphotonenquelle*. Diplomarbeit, Freie Universität Berlin, 2007.
- [WXC⁺08] WOLFGRAMM, F., X. XING, A. CERÈ, A. PREDOJEVIĆ, A. M. STEINBERG und M. W. MITCHELL: *Bright filter-free source of indistinguishable photon pairs*. Opt. Express, 16(22):18145–18151, 2008.

Publikationen und Konferenzbeiträge

- L. Koch, M. Scholz, und O. Benson: *Heralded Single Photons from Cavity-Enhanced Parametric Down-Conversion*, Vortrag, DPG Tagung, 2. - 6. März 2009, Hamburg
- L. Koch, M. Scholz, und O. Benson: *Single-Photon Statistics Generated by Narrow-Band Cavity-Enhanced Parametric Down-Conversion*, Vortrag, CLEO/IQEC 09, 31. Mai - 5. Juni 2009, Baltimore, USA
- L. Koch, M. Scholz, und O. Benson: *Single-Photon Statistics Generated by Narrow-Band Cavity-Enhanced Parametric Down-Conversion*, Vortrag, CLEO Europe - EQEC 2009, 14. - 19. Juni 2009, München
- M. Scholz, L. Koch, und O. Benson: *Statistics of Narrow-Band Single Photons for Quantum Memories Generated by Ultrabright Cavity-Enhanced Parametric Down-Conversion*, akzeptiert für Physical Review Letters, 2009
- M. Scholz, L. Koch, R. Ullmann, und O. Benson: *A High-Brightness Parametric Down-Conversion Source Matching the Bandwidth of Atomic Transitions*, in Vorbereitung
- M. Scholz, L. Koch, und O. Benson: *Analytical Treatment of Spectral Properties and Signal-Idler Intensity Correlations for a Double-Resonant Optical Parametric Oscillator Far Below Threshold*, in Vorbereitung

Danksagung

Hiermit bedanke ich mich herzlich bei allen, die zum Gelingen dieser Diplomarbeit beigetragen haben.

Zunächst möchte ich Herrn Prof. Oliver Benson danken, der mich sehr freundlich in seine Arbeitsgruppe aufnahm und mir sein Vertrauen entgegenbrachte, dieses höchst interessante Projekt zu bearbeiten. Ihm sei ebenfalls für seine Unterstützung und Hilfsbereitschaft während jeder Phase der Arbeit gedankt.

Mein ganz besonderer Dank gilt Matthias Scholz. Er hat diese Arbeit betreut und mich mit großem Einsatz und seinem umfangreichen Wissen in jeder Hinsicht unterstützt. Sehr beeindruckt hat mich zudem sein enormes Engagement für das Projekt, ohne das die Arbeit in dieser Form nie möglich gewesen wäre. Vermissen werde ich in Zukunft unsere gemeinsamen Kaffeepausen und die dabei geführten Gespräche, in denen man alle Probleme loswerden konnte, auch wenn diese nicht immer physikalischer Natur waren.

Herrn Dr. Hans-Jürgen Wünsche danke ich herzlich für seine Bereitschaft, diese Arbeit als Zweitgutachter zu bewerten.

Herrn Dipl.-Ing. Klaus Palis möchte ich für die professionelle Unterstützung bei der Realisierung sämtlicher elektronischer und mechanischer Bauteile danken. Von seiner umfangreichen Sachkenntnis und der humorvollen Art konnte ich sehr profitieren. An dieser Stelle sei auch Alexander Walter gedankt, der einen Großteil der elektronischen Komponenten, ungeachtet der Tageszeit, für das Projekt aufgebaut hat.

Frau Dr. Ulrike Herzog danke ich für die zahlreichen Diskussionen bezüglich theoretischer Fragen zum OPO.

Für die sehr angenehme und oft aufheiternde Atmosphäre im Labor gilt mein Dank David Höckel, Silvia Arroyo Camejo, Nils Neubauer, Eugen Martin, und Roland Ullmann, der mich zusammen mit Willi Rath durch das gesamte Studium begleitet und den gemeinsamen Kampf gegen die unzähligen Übungszettel aufgenommen hat.

Des Weiteren danke ich allen anderen NANOs, QOMs und AMOs für das sehr angenehme Arbeitsklima, das am Hausvogteiplatz herrscht.

Nicht zuletzt möchte ich mich bei meiner Schwester und meinen Eltern bedanken, die

mich in jeder Hinsicht unterstützt und motiviert haben. Ohne ihre Hilfe wäre dieses Studium so nie möglich gewesen.

Selbstständigkeitserklärung

Hiermit erkläre ich, dass die vorliegende Diplomarbeit von mir selbstständig verfasst und nur die genannten Quellen und Hilfsmittel genutzt wurden.

Berlin, den 11. Februar 2009

Lars Koch