

Frequenzverschränkung bei der parametrischen Fluoreszenz

Bachelorarbeit
an der Fakultät für Physik
der Ludwig-Maximilians-Universität München



Sophia Müller

2. Juni 2009

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	5
2. Erzeugung frequenzverschränkter Photonen mittels spontaner parametrischer Fluoreszenz	7
2.1. Spontane parametrische Fluoreszenz (Spontaneous parametric downconversion, SPDC)	7
3. Der Versuchsaufbau	13
3.1. Die Quelle	13
3.2. Die optischen Komponenten	14
4. Justage der Quelle	15
4.1. Erste Probleme	16
4.2. Grobjustage mittels roter Laserdioden	16
4.3. Anschluss der Detektoren an den Zähler und Feinjustage mittels Einstellschrauben	19
5. Zusammenhang zwischen Aufsammelwinkel und Spektrum	21
6. Messungen und Auswertung	23
6.1. Vermessung des Spektrums der Konversionsstrahlen	23
6.2. Polarisationsdrehung	26
6.3. Messung zur Veranschaulichung der Frequenzkorrelation	28
7. Zusammenfassung	31
A. Anhang	33

1 Einleitung

“Glaubst du denn wirklich, der Mond existiere nur, wenn du auf ihn blickst?”

Albert Einstein in einem Brief an Abraham Pais

Zeitlebens konnte sich Albert Einstein mit der Kopenhagener Interpretation der Quantenmechanik nicht zufrieden geben.

Er forderte Realität und Lokalität, wie er es von der klassischen Mechanik gewohnt war. In dieser haben Ort und Impuls wohldefinierte Eigenschaften, die den physikalischen Objekten unabhängig von einer Messung zugeschrieben werden können. Sie sind also real.

Weiterhin gilt das Prinzip der Lokalität, wonach raumartig getrennte Teilchen keinen gegenseitigen Einfluss aufeinander ausüben.

Nach der Kopenhagener Interpretation ist die Quantenmechanik aber weder real noch lokal.

So kann hier beispielsweise der Aufenthaltsort eines Teilchens nicht direkt durch Angabe von Ortskoordinaten wiedergegeben werden. Vielmehr wird hierzu eine Wellenfunktion herangezogen mit der lediglich für jeden Ort die Angabe einer Wahrscheinlichkeit angegeben werden kann bei einer Messung das Teilchen dort zu finden. Zusammen mit der Heisenbergschen Unschärferelation hat dies zur Folge, dass im Allgemeinen weder Ort noch Impuls des Objekts bestimmt sind. Die quantenmechanische Messung stellt demnach nicht die Eigenschaft des Quantenobjekts fest, sondern präpariert diese. Die Quantenmechanik ist in diesem Sinne also nicht real. Der quantenmechanische Formalismus erlaubt weiterhin die Konstruktion sogenannter verschränkter Systeme. Dabei können die beteiligten Objekte nicht unabhängig voneinander beschrieben werden, sind also korreliert. Die räumliche Entfernung der einzelnen verschränkten Teilchen kommt dann einer Nicht-Lokalität gleich.

Davon ausgehend erdachte Einstein zusammen mit seinen Kollegen Podolsky und Rosen 1935 das EPR¹-Paradoxon [1].

Hierbei ging Einstein von einem verschränkten Zustand aus. Zwei verschränkte Teilchen sollten so weit voneinander entfernt werden, dass kein kausaler Zusammenhang mehr zwischen ihnen

¹Einstein-Podolsky-Rosen

1. Einleitung

bestehen konnte. Würde man den Zustand des einen Teilchens nun messen, so stünde nach der Quantenmechanik augenblicklich auch der Zustand seines Partners fest - ungeachtet ihrer Entfernung. Für Einstein eine „spukhafte Fernwirkung“ mit der er sich, vom deterministischen Weltbild geprägt, nicht zufrieden geben konnte. Folglich argumentierte er mit einer vorherigen Absprache der beiden Teilchen - einem Vorgang, der von der bisherigen Theorie der Quantenmechanik aber nicht beschrieben wurde. Daraus schloss Einstein, dass die Quantenmechanik unvollständig sei und mit sogenannten verborgenen Parametern ergänzt werden müsse.

1964 stellte John Bell dann eine Ungleichung auf, um das von Einstein, Rosen und Podolsky entworfene Modell von lokal verborgenen Variablen experimentell überprüfen zu können. Spätere Experimente konnten dann beweisen, dass sich die Natur mikroskopischer Systeme nicht durch eine solche Theorie erklären lässt, d.h. es gibt quantenmechanische Zustände, die diese Ungleichung verletzen.

Soll heißen: Die Quantenmechanik ist eine vollständige Theorie und tatsächlich eine nicht lokal reale Theorie im Sinne der Kopenhagener Deutung.

Die Schwierigkeit dieser Erkenntnis kommt im umseitigen Zitat Albert Einsteins zum Ausdruck. Es wird deutlich wie schwer es ist, sie zu verstehen - und wie leicht es es ist sie misszuverstehen. Doch so schwer verständlich diese Erkenntnis auch sein mag - sie ist faszinierend zugleich.

Gerade die Möglichkeit der Verschränkung gehört wohl zu denjenigen Konsequenzen der Quantenmechanik, die den meisten Widerstand gegen diese Theorie als solche erzeugte. Heute ist die Verschränkung die Grundlage für Quantenteleportation, Quantenkryptographie und Quantencomputer. Sie ist - in Form von Frequenzverschränkung - Gegenstand der vorliegenden Arbeit.

Ziel der Arbeit

Ziel ist es frequenzverschränkte Photonen über spontane parametrische Fluoreszenz zu erzeugen, nachzuweisen und ihre Auswirkungen zu veranschaulichen. Dies geschieht mithilfe von Polarisationsdrehung und Wellenselektion in einem Spektrometer.

Gliederung

Nach einer kurzen theoretischen Abhandlung über Verschränkung wird in Kapitel 1 auf die Erzeugung verschränkter Photonen eingegangen. Der wesentliche Prozess hierzu ist die spontane parametrische Fluoreszenz. Nach einer Erläuterung derselben wird in den Kapiteln 2 und 3 näher auf die Quelle eingegangen. Hauptaugenmerk hier ist eine detaillierte Beschreibung der Justage. Es wird deutlich, dass eine optimale Justage nur durch Ausnutzen erster Hinweise auf eine Korrelation der Photonen erfolgen kann. Daran anknüpfend werden in Kapitel 4 vorbereitende Messungen für den eigentlichen Versuch vorgenommen. Darunter fällt die spektrale Vermessung der von der Quelle emittierten Konversionsstrahlen sowie Testmessungen zur Polarisationsdrehung. In Kapitel 6 schließlich werden die Ergebnisse der vorherigen Testmessungen genutzt und dahingehend kombiniert, dass die Auswirkungen der Frequenzverschränkung anschaulich gemacht werden können.

2 Erzeugung frequenzverschränkter Photonen mittels spontaner parametrischer Fluoreszenz

Wie eingangs erwähnt können verschränkte Photonen nicht unabhängig voneinander beschrieben werden. Nur der Gesamtzustand des verschränkten Systems ist bekannt.

Zustände werden in der Quantenmechanik durch Wellenfunktionen bzw. in der Dirac-Notation durch Vektoren im Hilbertraum beschrieben. Geht man von zwei Teilsystemen mit den Zuständen $|\varphi\rangle$ im Hilbertraum \mathcal{H}_1 und $|\chi\rangle$ im Hilbertraum \mathcal{H}_2 aus, dann kann der Gesamtzustand des Systems geschrieben werden als $|\psi\rangle = |\varphi\rangle \otimes |\chi\rangle$. Dieser lebt dann im Hilbertraum $\mathcal{H} = \mathcal{H}_1 \otimes \mathcal{H}_2$.

Zustände $|\psi\rangle \in \mathcal{H} = \mathcal{H}_1 \otimes \mathcal{H}_2$, die nicht als Tensorprodukt $|\psi\rangle = |\varphi\rangle \otimes |\chi\rangle$ ausgedrückt werden können, nennt man verschränkt.

In der Praxis erwies sich die gezielte Erzeugung verschränkter Photonen sehr lange als schwierig. Technologische Fortschritte öffneten erst in den 80er Jahren des letzten Jahrhunderts neue Türen. Eine herausragende Rolle spielt dabei die Verbesserung der Laserleistungen. Durch sie war es möglich, den Prozess der spontanen parametrischen Fluoreszenz auszunutzen. Diese gilt als geläufigste Methode zur Herstellung verschränkter Photonen und wird im Folgenden erläutert.

2.1. Spontane parametrische Fluoreszenz

(Spontaneous parametric downconversion, SPDC)

Bevor auf die SPDC an sich eingegangen werden kann, folgt eine kurze Einführung in die nichtlineare Optik.

Elektromagnetische Felder bewirken in dielektrischen Medien stets eine Polarisation. Diese induzierte Polarisation (Dipolmoment pro Einheitsvolumen; P) kann in eine Potenzreihe des E -Feldes entwickelt werden:

$$P = \epsilon_0(\chi^{(1)}E + \chi^{(2)}E^2 + \chi^{(3)}E^3 + \dots) \quad (2.1)$$

2. Erzeugung frequenzverschränkter Photonen mittels spontaner parametrischer Fluoreszenz

Dabei ist $\chi^{(n)} \forall n > 1$ die nichtlineare dielektrische Suszeptibilität n-ter Ordnung und ϵ_0 die Dielektrizitätskonstante des Vakuums.

Alle optischen Erscheinungen, die im Alltag auftreten, sind näherungsweise linear. Das heißt, wenn „normales“ Licht auf Materie trifft, sind die auftretenden Effekte, wie etwa die Polarisation, proportional zu den einwirkenden Feldstärken. Beispiele sind Reflexion und Brechung. Die nichtlinearen Terme aus (2.1) können vernachlässigt werden. Wenn die einwirkenden Feldstärken sehr hoch sind - wie beim intensiven¹, monochromatischen Licht eines Lasers, ist dies allerdings nicht mehr der Fall. Die spontane parametrische Fluoreszenz ist ein nichtlinearer Effekt zweiter Ordnung. D.h. die gegebene Potenzreihe der Polarisation kann erst nach dem zweiten Glied abgebrochen werden.

Angenommen, das elektrische Feld $E = A \cos(\omega t)$ pumpt das Medium, dann ergibt sich nach einer kleinen Umformung²:

$$P(t) = \epsilon_0 \chi^{(1)} A \cos(\omega t) + \frac{1}{2} \epsilon_0 \chi^{(2)} A^2 [1 + \cos(2\omega t)] \quad (2.2)$$

Die Polarisation des Mediums enthält dann neben der Einstrahlfrequenz ω eine Komponente mit der Frequenz 2ω . Wenn man nun die Polarisation in ihren linearen bzw. nichtlinearen Teil aufteilt, also in $P^L = \epsilon_0 \chi^{(1)} A \cos(\omega t)$ und $P^{NL} = \frac{1}{2} \epsilon_0 \chi^{(2)} A^2 [1 + \cos(2\omega t)]$, sieht man, dass die Fortpflanzung des elektromagnetischen Feldes in einem nichtlinearen Medium³ durch eine Wellengleichung mit dem Störungsterm S beschrieben werden kann:

$$\Delta E - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = -S \quad (2.3)$$

wobei $S = -\frac{1}{\epsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 P^{NL}}{\partial t^2} = -\mu_0 \frac{\partial^2 P^{NL}}{\partial t^2}$

Da S eine Komponente mit der Frequenz 2ω enthält, wird, gemäß dem Larmor Theorem [2], ein elektromagnetisches Feld genau dieser Frequenz emittiert. Die spontane parametrische Fluoreszenz kann nun als eine Umkehr dieses Prozesses betrachtet werden. Anstatt einer Frequenzverdoppelung beim Durchlauf des Dielektrikums kommt es zu einer Frequenzerniedrigung. Dabei passiert folgendes:

Ein Kristall wird von einem UV-Laser, dem Pumstrahl, bestrahlt. Aufgrund nichtlinearer Effekte emittiert der Kristall zwei Strahlen. Historisch bedingt werden diese als signal s und idler i bezeichnet. Man spricht auch von Konversionsstrahlen. Aus der Energieerhaltung folgt, dass das Pumpphoton die gleiche Frequenz hat wie signal und idler zusammen⁴:

$$\omega_p = \omega_s + \omega_i \quad (2.4)$$

Durch die Energieerhaltung ist eine Korrelation von signal- und idler-Photon gegeben. Misst man bei gegebener Pumpfrequenz die Frequenz des signal-Photons, so ist über die Energieer-

¹ Intensität I ist proportional zur quadrierten Feldstärke E : $I = \frac{1}{2} \epsilon_0 n c E^2$

² Unter Verwendung von $\cos^2(x) + \sin^2(x) = 1$

³ In einem nichtlinearen Medium ist der Brechungsindex n abhängig von der Intensität der elektromagnetischen Welle

⁴ $E \sim \omega$, denn $E_{\text{photon}} = h\nu = \frac{h}{2\pi} \omega$

2.1. Spontane parametrische Fluoreszenz (Spontaneous parametric downconversion, SPDC)

haltung auch die Frequenz des idler-Photons bekannt. Selbst bei beliebiger räumlicher Trennung beider Konversionsphotonen bleibt die Korrelation bestehen. Darüber hinaus kann gezeigt werden, dass die Photonen nicht nur korreliert, sondern auch verschränkt sind⁵[4].

Zusätzlich zur Energieerhaltung gilt Impulserhaltung⁶:

$$\mathbf{k}_p = \mathbf{k}_s + \mathbf{k}_i \quad (2.5)$$

Sie kann mit $k = \frac{n\omega}{c}$ auch so ausgedrückt werden:

$$n_p(\Theta_p, \lambda) \frac{\omega_p}{c} \hat{\mathbf{s}}_p = n_s(\Theta_s, \lambda) \frac{\omega_s}{c} \hat{\mathbf{s}}_s + n_i(\Theta_i, \lambda) \frac{\omega_i}{c} \hat{\mathbf{s}}_i \quad (2.6)$$

Dabei sind die n_j ($j = \text{pump, signal, idler}$) die Brechungsindizes in Richtung $\hat{\mathbf{s}}_j$. Θ_p ist der Winkel zwischen $\hat{\mathbf{s}}_j$ und der optischen Achse des Kristalls. Zum besseren Verständnis soll die Geometrie der Anordnung in der folgenden Abbildungen veranschaulicht werden. Ihr können auch die übrigen Winkel entnommen werden.

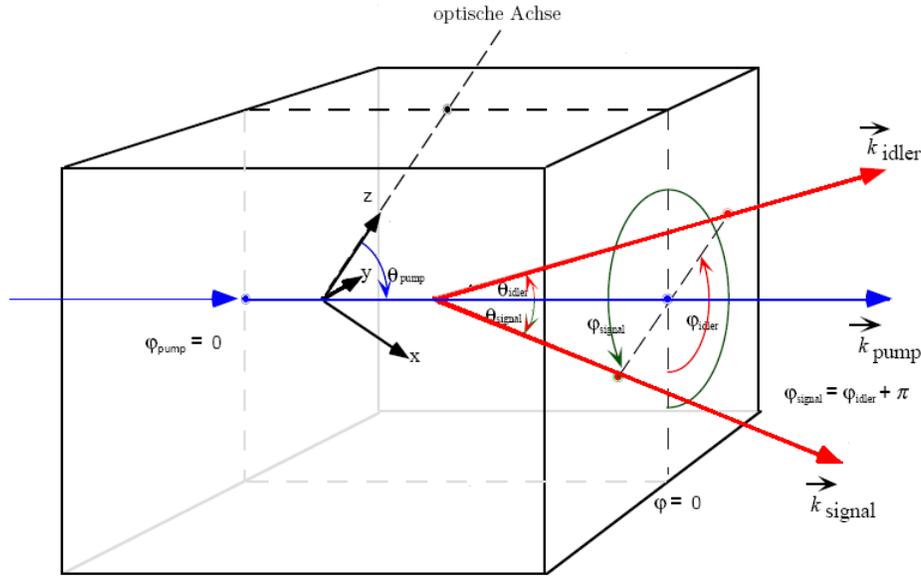


Abbildung 2.1.: Räumliche Ausbreitung von Pump-, signal- und idler-Strahl im Kristall [5]

In (2.6) wurde eine Abhängigkeit der Brechungsindizes von der Strahlausbreitungsrichtung und seiner Wellenlänge unterstellt. Diese Abhängigkeit ist typisch für den verwendeten doppelbrechenden Kristall. Weiterhin muss beachtet werden, dass aufgrund der doppelbrechenden Eigenschaft die Brechungsindizes auch polarisationsabhängig sind. Man unterscheidet dabei

⁵Eine anschauliche Erklärung zum Unterschied zwischen klassischer Korrelation und Verschränkung findet sich in [3]

⁶Die Impulserhaltung wird über die Wellenvektoren \mathbf{k} ausgedrückt. Es gilt: $\mathbf{p} = \hbar\mathbf{k}$, $p \sim v$

2. Erzeugung frequenzverschränkter Photonen mittels spontaner parametrischer Fluoreszenz

einen ordentlichen Brechungsindex n_o von einem außerordentlichen Brechungsindex n_e . Ein Lichtstrahl, welcher senkrecht zur Ebene aus optischer Achse und Einfallrichtung, dem sogenannten Hauptschnitt, polarisiert ist, folgt dem Snelliusschen Brechungsgesetz. Somit folgt der Strahl (bzw. sein Poyntingvektor) dem Wellenvektor. Man spricht deswegen von einem ordentlichen Strahl, der den ordentlichen Brechungsindex n_o erfährt. Der ordentliche Brechungsindex n_o ist unabhängig von der Ausbreitungsrichtung dieses Lichtstrahls: $n_o \neq n_o(\Theta)$. Liegt die Polarisation des einfallenden Strahls allerdings in der Hauptschnittebene, so versagt das Snelliussche Brechungsgesetz. Strahlvektor und Wellenvektor sind im Allgemeinen nicht mehr parallel zueinander. Der Strahl wird als außerordentlich polarisiert bezeichnet. Ihm zugeordnet wird ein außerordentlicher Brechungsindex n_e , wobei n_e nun richtungsabhängig ist: $n_e = n_e(\Theta)$. Für die weiteren Betrachtungen wird von einem Kristall mit $n_e < n_o$, also einem negativ uniaxialen Kristall, ausgegangen.

Trotz dieser Einschränkungen kann die Phasenanpassung, also die Einhaltung der Energie- und Impulserhaltung, auf mehrere Arten erfolgen.

Phasenanpassung: Typ I und Typ II

Generell unterscheidet man zwei Arten der Phasenanpassung: Typ I und Typ II.

Bei der Typ-I-Phasenanpassung haben signal- und idler-Photon die gleiche Polarisation. Sie müssen in negativ uniaxialen ordentlich polarisiert sein, während der Pumpstrahl außerordentlich polarisiert sein muss [2]. Nur so können die Phasenanpassungsbedingungen (2.4) und (2.6) erfüllt sein. Zudem liegen sie wegen der Impulserhaltung auf gegenüberliegenden Seiten eines Kegelmantels, der um den Pumpstrahl zentriert ist (siehe Abb.1). Signal- und idler-Photon sind in Energie und Impuls verschränkt. Ihr Zustand $|\psi\rangle$ kann daher wie folgt beschrieben werden:

$$|\psi\rangle = |\varphi\rangle \otimes \int dk_s f(k_s) \int d\omega_s g(\omega_s) |\mathbf{k}_s\rangle |\mathbf{k}_p - \mathbf{k}_s\rangle |\omega_s\rangle |\omega_p - \omega_s\rangle,$$

wobei $|\varphi\rangle$ alle übrigen Zustandseigenschaften - außer eben Energie und Impuls - in sich vereint.

In der Typ-II-Phasenanpassung werden signal- und idler-Photon auf zwei Kegeln emittiert, wobei einer ordentlich und der andere außerordentlich polarisiert ist.

In der Regel ist die Erzeugung verschränkter Photonen mittels Typ-I-SPDC effizienter bzw. leichter umsetzbar. Deshalb wird für die eingangs aufgeführten Versuche nur Typ-I-SPDC herangezogen.

Unter Berücksichtigung dieser Tatsache und der genannten Eigenschaften des verwendeten Kristalls wird im Folgenden eine Lösung für die Phasenanpassungsgleichungen (2.4) und (2.6) erarbeitet.

Setzt man (2.4) in (2.6) ein, so folgt:

$$n_p(\Theta_p, \lambda) \frac{\omega_p}{c} \hat{\mathbf{s}}_p = n_s(\Theta_s, \lambda) \frac{\omega_s}{c} \hat{\mathbf{s}}_s + n_i(\Theta_i, \lambda) \frac{(\omega_p - \omega_s)}{c} \hat{\mathbf{s}}_i \quad (2.7)$$

Da der Kristall negativ uniaxial ist, haben, wie bereits erwähnt, signal- und idler-Strahl ordentliche Polarisation, während der Pumpstrahl außerordentlich polarisiert ist, sodass (2.7) umgeschrieben werden kann:

$$n_e(\Theta_p, \lambda) \frac{\omega_p}{c} \hat{\mathbf{s}}_p = n_o(\lambda) \frac{\omega_s}{c} \hat{\mathbf{s}}_s + n_o(\lambda) \frac{(\omega_p - \omega_s)}{c} \hat{\mathbf{s}}_i \quad (2.8)$$

2.1. Spontane parametrische Fluoreszenz (Spontaneous parametric downconversion, SPDC)

Die Winkelabhängigkeit des außerordentlich polarisierten Strahls kann über die Indikatrixgleichung [6] ausgedrückt werden:

$$\frac{1}{n_e^2(\Theta_p, \lambda)} = \frac{\sin^2(\Theta_p)}{n_e^2(\lambda)} + \frac{\cos^2(\Theta_p)}{n_o^2(\lambda)} \Rightarrow n_e(\Theta_p) = \sqrt{\frac{1}{\frac{\sin^2(\Theta_p)}{n_e^2(\lambda)} + \frac{\cos^2(\Theta_p)}{n_o^2(\lambda)}}} \quad (2.9)$$

Daraus folgt als Phasenanpassungsbedingung:

$$\sqrt{\frac{1}{\frac{\sin^2(\Theta_p)}{n_e^2(\lambda)} + \frac{\cos^2(\Theta_p)}{n_o^2(\lambda)}}} \frac{\omega_p}{c} \hat{\mathbf{s}}_{\mathbf{p}} = n_o \frac{\omega_s}{c} \hat{\mathbf{s}}_{\mathbf{s}} + n_o \frac{(\omega_p - \omega_s)}{c} \hat{\mathbf{s}}_{\mathbf{i}} \quad (2.10)$$

Schlussendlich werden Randbedingungen vorgegeben.

Als Kristall wird ein BBO⁷ gewählt. Dessen wellenlängenabhängige Brechungsindizes lassen sich mithilfe der Sellmeier-Gleichungen bestimmen (siehe Anhang I). Unter Einsetzen der Pumpwellenlänge $\lambda = 404nm$, mit welcher der Kristall bestrahlt wurde, ergeben sich als Brechungsindizes:

$$\begin{aligned} n_o(\lambda) &= 1,6921 \\ n_e(\lambda) &= 1,5673 \end{aligned}$$

Die Konversionsstrahlen sollen jeweils unter einem Winkel von 3° gegenüber dem Pumpstrahl emittiert werden. Mit dieser Forderung kann aus der Vektorgleichung (10) eine Betragsgleichung abgeleitet werden. Weiterhin gilt die Vorgabe, dass die Konversionsstrahlen die halbe Pumpstrahlfrequenz besitzen sollen ($\omega_i = \omega_s = \frac{\omega_p}{2}$). Man erhält als Ergebnis [2]

$$\Theta_p = 29^\circ \quad (2.11)$$

Nur unter einer Kristallorientierung, bei der zwischen dem einfallenden Pumpstrahl und der optischen Achse des Kristalls ein Winkel von 29° liegt, lassen sich unter den gegebenen Voraussetzungen verschränkte Photonen mittels SPDC erzeugen. Diese Photonen liegen dann auf gegenüberliegenden Seiten eines Kegelmantels, zentriert um den Pumpstrahl. Der Öffnungswinkel des Kegels beträgt 6° .

Mit dem experimentellen Aufbau einer Quelle für verschränkte Photonen befassen sich die beiden folgenden Kapitel.

⁷Beta-Bariumborat $\beta - BaB_2O_4$

3 Der Versuchsaufbau

3.1. Die Quelle

Aus den vorangegangenen Kapiteln geht bereits hervor, dass sich die Quelle aus einem Laser und einem doppelbrechenden anisotropen Kristall zusammensetzen muss. Dieser Kristall muss eine bestimmte Orientierung bezüglich des Pumpstrahls aufweisen, damit es überhaupt zur Erzeugung verschränkter Konversionsphotonen kommen kann. Zum Nachweis selbiger sind darüber hinaus Detektoren nötig. Aus den theoretischen Betrachtungen folgt, dass die aus dem Kristall emittierten Photonen nur dann verschränkt sind, wenn sie gleichzeitig auf gegenüberliegenden Seiten eines Kegelmantels liegen.¹ Der Öffnungswinkel dieses Kegels soll 6° betragen. Dementsprechend müssen die Detektoren platziert sein. Ein möglicher Aufbau der Quelle ist im Folgenden skizziert:

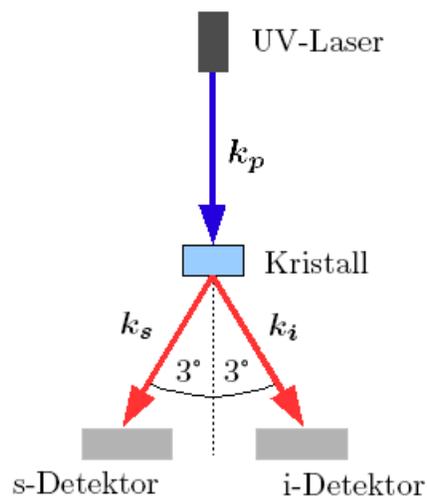


Abbildung 3.1.: Möglicher Aufbau der Quelle

¹Siehe Kapitel 2.1

3.2. Die optischen Komponenten

Bevor auf den weiteren Versuchsaufbau eingegangen wird, sind hier zunächst die wesentlichen Komponenten aufgeführt.

- UV-Pumplaser als Photonenquelle; Nennleistung²: bis zu 500 mW (variabel einstellbar), Wellenlänge: ca. 404nm, Hersteller: Toptica Photonics
- BB2-E02-Spiegel mit Reflektivität $R > 99\%$ für Einfallswinkel zwischen 0 und 45° und Wellenlängen zwischen 400 und 850nm, Hersteller: Thorlabs
- OG40-Filter, Hersteller: Schott
- UV-Linse der Brennweite $f = 400$ nm, Hersteller: Thorlabs
- BBO-Kristall (Beta-Bariumborat $\beta - BaB_2O_4$), Dicke $l = 0,5$ mm, Hersteller: Foctek
- BB3-E03-Spiegel mit Reflektivität $R > 99\%$ für Einfallswinkel zwischen 0 und 45° bei Wellenlängen zwischen 700 und 1150 nm, Hersteller: Thorlabs
- Faserkoppler von Thorlabs (mit integrierter Kollimatorlinse ($f = 11$ mm), einer weiteren Linse der Brennweite $f = 75$ mm und FEL0750-Filter mit Cut-On-Wellenlänge $\lambda = 750$ nm)
- Single-Mode-Fasern mit Cut-Off-Wellenlänge $\lambda = 830$ nm
- Si-Avalanche-Photodioden (APD) im Geiger-Modus

Die genannten Spiegel werden lediglich aus Platzgründen benutzt. Bei ihrer Einstellung ist darauf zu achten, dass eingehende Strahlen nicht zu flach auf die Oberfläche fallen, weil sonst keine optimale Reflexion mehr gegeben ist. Die Kippung der Spiegel wird mithilfe der angebrachten Verstellerschrauben so eingestellt, dass die Höhe des Strahlengangs überall gleich ist. Dies gewährt eine leichtere Justage.

Die Linsen dienen der Strahlfokussierung. Zur Vermeidung von Abbildungsfehlern muss darauf geachtet werden, dass sie stets mittig getroffen werden. Einfallende Strahlen sollten parallel zur optischen Achse liegen. Die Richtigkeit der Linsenposition lässt sich mithilfe eines Schirms nachprüfen. Dabei stellt man einen Schirm in den Strahlengang und markiert auf diesem den Auftreffpunkt des Strahls. Anschließend fügt man die Linse ein. Sie steht dann richtig, wenn der Strahl weiterhin im selben Punkt des Schirms aufkommt.

Aus den verwendeten Komponenten ist schon ersichtlich, dass der Aufbau der Quelle nicht wie in Abbildung 2 erfolgt. Grund hierfür ist die geringe Praxistauglichkeit. Im Folgenden wird daher die Justage der tatsächlichen Quelle begründet und erläutert.

²Eine Grafik zur Beziehung zwischen Nennleistung und tatsächlich gemessener Leistung befindet sich im Anhang II

4 Justage der Quelle

Um am Kristall eine möglichst hohe Aufsammeleffizienz des UV-Pumpstrahls zu erhalten, ist es günstig, zuallererst eine Linse in den Strahlengang zu stellen und damit den Pumpstrahl auf den Kristall zu fokussieren. Fokussieren bedeutet in diesem Fall Folgendes:

Da der Laserstrahl näherungsweise als Gaußscher Strahl aufgefasst werden kann, sollte die Dicke bzw. Länge l des Kristalls die sogenannte Rayleigh-Länge z_R des fokussierten Strahls nicht überschreiten. Die Rayleigh-Länge gibt in der Gaußoptik die Strecke an, nach welcher sich die vom Lichtstrahl beleuchtete Fläche vor oder hinter dem Fokus verdoppelt hat. Dort beträgt der Strahlradius (waist $w(z)$) das $\sqrt{2}$ -fache seines Wertes im Fokus (w_0). Hierzu eine Veranschaulichung:

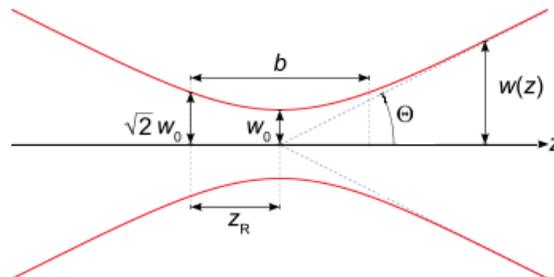


Abbildung 4.1.: Gaußscher Strahl mit Rayleigh-Länge $z_r = \frac{\pi w_0^2}{\lambda}$ und waist $w(z_r) = \sqrt{2}w_0$ [7]

Es soll also gelten:

$$l \stackrel{!}{\leq} z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda n_k}$$

$$\Rightarrow w_0 = \sqrt{\frac{l \cdot \lambda \cdot n_k}{\pi}} \quad (4.1)$$

Der waist w_0 im Fokus muss also die passende Größe haben. Die benötigte Linse ist dem entsprechend zu wählen. Aus der Formel

4. Justage der Quelle

$$f_{min} = \frac{\tan\Theta_0}{w(z)} = \frac{1}{w(z)} \cdot \tan\left(\frac{\lambda n_k}{\pi \cdot \sqrt{l \cdot \lambda \cdot n_k}}\right) \quad (4.2)$$

kann dann die Mindestbrennweite der benötigten Linse berechnet werden. Der Winkel Θ_0 ist gegeben als $\Theta_0 = \frac{\lambda n_k}{\pi w_0}$.

Die Rechnung (siehe Anhang III) ergibt als Mindestbrennweite $f_{min} = 207,5$ mm. In der Praxis wird eine Linse der Brennweite $f = 400$ mm gewählt.

4.1. Erste Probleme

Um eine maximale Ausbeute verschränkter Photonen mit den gewünschten Vorgaben zu erhalten, muss der Kristall nach Gleichung (2.11) eine bestimmte Orientierung gegenüber dem Pumpstrahl aufweisen. Diese zu finden erfordert hohe Justagepräzision. Schon leichte Abweichungen führen zu einer anderen Emissionsrichtung der Konversionsstrahlen, was wiederum eine neue Justage der Detektoren erfordern würde. Darüber hinaus kann, aufgrund der Spontanität der parametrischen Fluoreszenz, nicht der gesamte UV-Pumpstrahl beim Kristalldurchgang in zwei Strahlen mit halber Frequenz (also IR-Strahlen der Wellenlänge $\lambda = 808$ nm) umgesetzt werden. Dies hat zur Folge, dass ein Nachweis der IR-Konversionsstrahlen nur mit sehr empfindlichen Detektoren möglich ist. Und ein Verschränkungsnachweis kann nur mit zeitaufgelösten Detektoren erfolgen¹. Dafür bieten sich Photomultiplier oder Avalanche-Photodioden (APDs) an. Für die Wellenlänge von 808 nm der Konversionsstrahlen gelten Si-Avalanche-Photodioden als am besten geeignet. Darüber hinaus erfolgt die Versorgung der Detektoren über Single-Mode-Glasfasern, in welche die Konversionsphotonen eingekoppelt werden müssen. Dies geschieht mithilfe von Faserkopplern.

Aber wie soll man Konversionsstrahlen einkoppeln von denen man erst weiß, dass sie existieren, wenn man sie einkoppelt?

4.2. Grobjustage mittels roter Laserdioden

Zunächst muss dafür gesorgt werden, dass die Faserkoppler in etwa richtig positioniert sind, also Konversionsphotonen aufnehmen können, die unter dem vorgegebenen Winkel von 3° emittiert werden. Da die verwendeten Faserkoppler recht platzeinfordernd sind, ist es nötig, den Lichtweg mithilfe zweier Spiegel zu falten, so dass die Anordnung wie folgt aussieht.

¹Sind die Photonen verschränkt, kommen sie fast gleichzeitig auf den Detektoren an. In der Praxis gelten Photonen als gleichzeitig ankommend, wenn sie innerhalb eines eingestellten Zeitfensters (10 ns) ankommen.

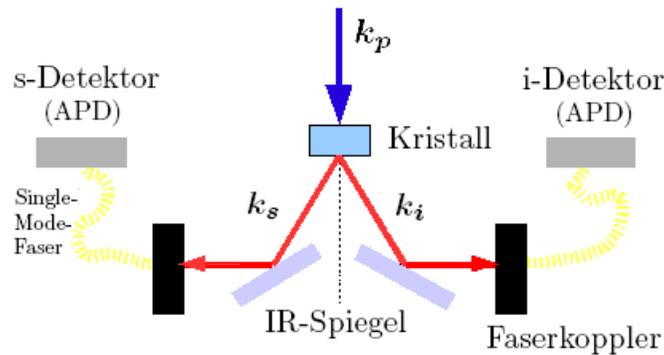


Abbildung 4.2.: Kristall, Spiegel und Faserkoppler

Der Grobanordnung nach Augenmaß folgt eine Justage mittels roter Laserdioden², welche aufgrund ihrer guten Sichtbarkeit die Justagearbeit wesentlich erleichtern. Zur benötigten Winkeleinstellung von 3° werden die Laserdioden in die mit den Faserkopplern verbundenen Glasfasern eingekoppelt. Dadurch wird der Weg der IR-Konversionsstrahlen in rückwärtiger Weise simuliert. Aufgrund ihrer geringen Intensität bleiben die Strahlen der Laserdioden beim Kristalldurchgang unverändert. So hilft ein kleiner Schirm hinter dem Kristall dabei, den benötigten Winkel leichter einstellen zu können. Am Schirm orientierend werden nun Faserkoppler und Spiegel ausgerichtet. Dabei ist penibel darauf zu achten, dass die beiden Diodenstrahlen sich mit dem Pumpstrahl im Kristall kreuzen und mit diesem in einer Ebene liegen. Um möglichen Komplikationen zu entgehen, sollte diese Ebene die Horizontale sein. Der Strahlengang hat dann stets die gleiche Höhe. Das Schirmbild hat wie folgt auszusehen.

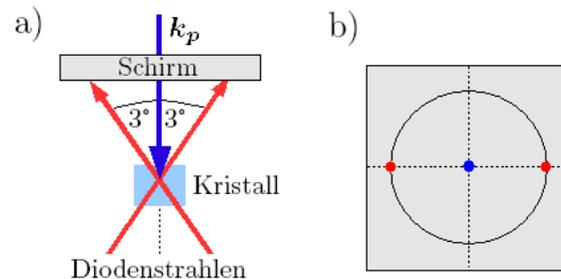


Abbildung 4.3.: Quelle mit Justageschirm. Auf ihm erkennbar sind Pumpstrahl und Diodenstrahlen. a) Ansicht von oben b) Schirmbild

Nach erfolgter Ausrichtung können allerdings nur die Spiegel fixiert werden. Um eine effiziente Fasereinkopplung zu gewährleisten, werden noch zwei Linsen in jeden der Faserkoppler integriert. Die Faserkoppler müssen dann so positioniert werden, dass ihr Fokus im Kristall liegt. Dazu werden Justierlaser der Wellenlänge $\lambda = 808 \text{ nm}$ (IR-Bereich) rückwärtig in die Fasern

²Wellenlängenbereich von 630 - 680 nm, Hersteller: Roithner

4. Justage der Quelle

eingekoppelt. Aufgrund ihrer Wellenlänge erfahren sie die gleiche Brechung an den Kopplerlinsen. Sie können daher das Verhalten von signal und idler besser simulieren als die zuvor angesteckten Laserdioden. Bei der Wahl der Kopplerlinsen ist darauf zu achten, dass der waist der Strahlen im Fokus, also im Kristall, dem des Pumpstrahls entspricht. Das begründet sich darin, dass die Strahldurchmesser sich während des SPDC-Prozesses nicht verändern: Pump- und Konversionstrahlen haben dort den gleichen waist.

Die Kopplerlinse muss deshalb eine bestimmte Brennweite aufweisen.

Der Strahlwaist vor dem Eintritt in die Glasfaser beträgt $\frac{w}{2} = 1,4 \text{ mm}$. Anhand der Skizze lässt sich weiterhin f als $f = \frac{w}{2 \tan \Theta} \approx \frac{w}{2\Theta}$ ablesen.

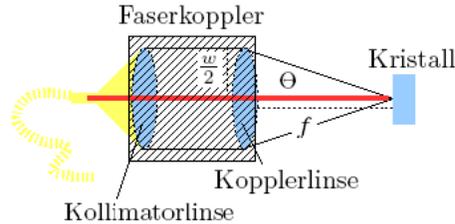


Abbildung 4.4.: Die Linsen im Faserkoppler - Skizze zur Berechnung der Brennweite

Die benötigte Brennweite berechnet sich dann zu:

$$f = \frac{w}{2\Theta} = \frac{w}{2 \frac{\lambda}{\pi w_0'}} = \frac{0,7 \text{ mm}}{\pi \cdot 30,07 \mu\text{m}} = 0,081 \text{ m} \quad (4.3)$$

In der Praxis stellt sich eine Linse der Brennweite $f = 75 \text{ mm}$ als am besten geeignet heraus. Der Abstand zwischen dieser Linse und dem BBO-Kristall sollte also 75 mm betragen. Dem entsprechend müssen die Faserkoppler befestigt werden.

Ob die Strahltaillen am Ort des Kristalls tatsächlich in etwa gleiche Strahldurchmesser aufweisen wird mithilfe einer hochempfindlichen Kamera überprüft. Die Aufnahmen zur Vermessung von UV- und IR-Strahlen befindet sich im Anhang IV.

Anhand der Daten ist zu erkennen, dass die Strahldurchmesser³ näherungsweise gleich sind. Die stärkere Abweichung im Vergleich zwischen UV-waist und den beiden IR-waists ist darauf zurückzuführen, dass die Brennweite der verwendeten Linse nicht dem berechneten Wert entspricht. Eine exakte Anpassung der Optik ist in der Praxis zu aufwändig und nicht lohnend. Die waist-Abweichung zwischen den beiden IR-Strahlen selbst beträgt nur $5 \mu\text{m}$. Dieser relativ kleine Unterschied lässt sich darauf zurückführen, dass eine perfekte Ausleuchtung der Linsen in der Praxis unmöglich ist. Weiterhin ist anzumerken, dass die Durchmesser aller drei Strahlen extrem klein sind und von der benutzen Kamera nicht mehr optimal aufgelöst werden können. Dies ist an den stark verpixelten Aufnahmen erkennbar. Es ist daher einsichtig, dass die berechneten waists fehlerbehaftet sind.

Die gegebene Übereinstimmung der Strahldurchmesser ist aber insofern ausreichend, als dass die Faserkoppler nun auch am Labortisch fixiert werden können.

³In den Aufnahmen entspricht der Strahldurchmesser der Angabe "2W Mean" (siehe Anhang)

4.3. Anschluss der Detektoren an den Zähler und Feinjustage mittels Einstellschrauben

Zur weiteren Justage werden die IR-Justierlaser wieder von den Glasfasern abgesteckt und die Fasern an die APDs angeschlossen. Diese wiederum werden mit einem Zähler verbunden. An ihm abzulesen ist die Anzahl an auftreffenden Photonen pro Zeiteinheit für jede der beiden APDs. Zusätzlich dazu wird die Koinzidenzrate angezeigt - also die Rate an Photonen, die gleichzeitig auf den Detektoren ankommen.

Anhand der Zählraten folgt eine Feinjustage der Quelle. Über Verstellerschrauben an den Faserkopplern kann dessen vertikale und horizontale Orientierung verstellt werden. Weiteren Justagespielraum bieten die Einstellschrauben an den Linsen- bzw. Faserhaltern. Zusammen mit der Verkipfung des Kristalls wird nun versucht sukzessive die Zählraten zu maximieren und möglichst auf Gleichstand zu bringen. Darüber hinaus sollte auf eine maximale Koinzidenzrate justiert werden. Dabei ist darauf zu achten, dass wirklich auf die Konversionsphotonen justiert wird. Einfallendes Raumlicht ist hier weniger störend als Überreste des UV-Strahls, die nicht vom SPDC-Prozess erfasst worden sind. Hierzu blockt man den UV-Strahl nach dem Kristall durch schwarzes Papier, so dass ein Einstrahlen in die Faserkoppler weitgehend verhindert wird. Darüber hinaus wird sicherheitshalber vor die Linsen der Faserkoppler noch ein UV-Filter montiert.

Anfängliche Schwierigkeiten überhaupt eine Zählrate zu erhalten, die auf den Konversionsstrahlen basiert, werden mithilfe eines einfachen Papierstreifens umgangen. Seine fluoreszierende Eigenschaft erhöht die Zählrate insgesamt, so dass kleine Veränderungen am Faserkoppler besser abzulesen sind. Darüber hinaus kann mit solch einem Papierstreifen nochmals die richtige Position des Kristalls überprüft werden: Hält man das Papier sowohl vor als auch nach dem Kristall in den UV-Strahlengang, sollten die Einzelzählraten bei beiden Positionen gleich und gegenüber anderen Stellen im Strahlengang maximal sein.

Lassen sich durch die Einstellschrauben die Zählraten nicht weiter erhöhen, sollte nochmals mit den roten Laserdioden rückwärts durch die Glasfaser geleuchtet und überprüft werden, ob dessen Strahlen sich im Kristall mit dem UV-Strahl kreuzen und weiter entfernt symmetrisch um den UV-Strahl liegen. Ist dies der Fall, so ist die Impulserhaltung erfüllt. Weiterhin sollte stets überprüft werden, ob die optischen Komponenten alle frei von Verschmutzungen und Kratzspuren sind. Das ist besonders bei den Glasfasern von Bedeutung, weil schon kleine Beschädigungen die Lichtleitung in erheblichem Maße behindern können. Um darüber hinaus sicher zu sein, dass die angezeigten Koinzidenzen nicht nur auf Zufälligkeit beruhen, kann man folgendes statistisches Kriterium anwenden:

$$\text{Einzelzählrate}_1 \times \text{Einzelzählrate}_2 \times \text{Koinzidenzzeitfenster} \stackrel{!}{<} \text{Koinzidenzrate}$$

5 Zusammenhang zwischen Aufsammelwinkel und Spektrum

Im vorigen Kapitel wurde gezeigt, dass zur effizienten Einkopplung von signal und idler eine bestimmte Position des Faserkopplers erforderlich ist. Die Bestimmung der Position bezog sich dabei auf Konversionsstrahlen gleicher Wellenlänge, die unter einem Winkel von 3° bezüglich des Pumpstrahls emittiert werden. Es ist aber zu beachten, dass die Phasenanpassungsbedingung (10) für $\Theta_p = 29^\circ$ auch andere Lösungen zulässt. Dann werden die Konversionsstrahlen unter jeweils verschiedenen Winkeln Θ_s und Θ_i emittiert. Daraus ergibt sich eine nicht kollimierte Emission und wegen der Wellenlängenabhängigkeit der Winkel Θ_s und Θ_i auch eine bestimmte spektrale Bandbreite $\Delta\lambda$ [8]:

$$\Delta\Theta_s = \Delta\Theta_i = \frac{d\Theta_i}{d\lambda_i} \Delta\lambda_i \quad (5.1)$$

Zur Veranschaulichung folgende Skizzen:

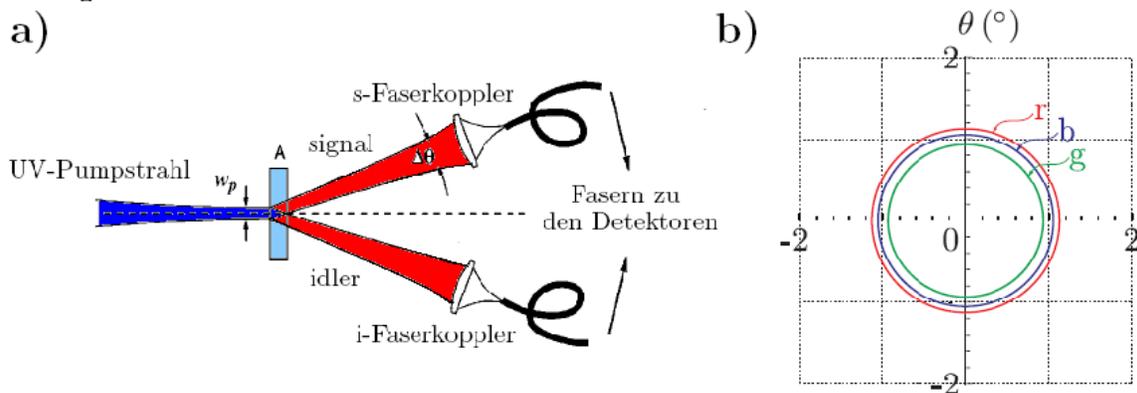


Abbildung 5.1.: a) Illustration der nicht kollimierten Konversionsstrahlen [6] b) Winkelverteilung des Konversionslichts: charakteristische Emissionsringe für die Wellenlängen $\lambda = 780$ nm (b), $\lambda = 806$ nm (g) und $\lambda = 834$ nm (r); berechnet für $\Theta_p = 29,0^\circ$. (aus [2])

5. Zusammenhang zwischen Aufsammelwinkel und Spektrum

Aus Abb. 8 ist ersichtlich, dass das eingefangene Spektrum der Faserkoppler wesentlich von deren Abstand zum BBO abhängt. Je näher der Detektor an den Kristall gerückt wird, umso größer ist die Bandbreite des aufgesammelten Spektrums. Entfernt man den Detektor hingegen vom Kristall, so wird der Strahl immer divergenter und es kann nur noch ein schmalbandiges Spektrum detektiert werden.

Die vorliegende Arbeit ist so konzipiert, dass das Spektrum der Konversionsstrahlen recht breitbandig wird. Welche Bandbreite tatsächlich vorliegt wird anhand der spektralen Vermessung von signal und idler im nächsten Kapitel geklärt.

6 Messungen und Auswertung

6.1. Vermessung des Spektrums der Konversionsstrahlen

Zur spektralen Vermessung der Konversionsstrahlen wird ein eigens dafür gebautes Prismenspektrometer herangezogen. Dessen Funktionsweise soll im Folgenden nur kurz erläutert werden. Eine vollständige Beschreibung findet sich in [9].

Das Spektrometer wird zwischen Faserkoppler und APD jeweils in den signal- bzw. idler-Strahlengang eingebaut, während der andere Konversionsstrahl weiterhin direkt zur APD gelangt. Im Spektrometer selbst wird der Konversionsstrahl durch ein Prisma spektral aufgeweitet. Ein, über einen Schrittmotor gesteuerter Spalt hinter dem Prisma, durchfährt das aufgeweitete Spektrum sukzessive. Somit kann pro Zeiteinheit ein bestimmter Wellenlängenbereich selektiert werden.

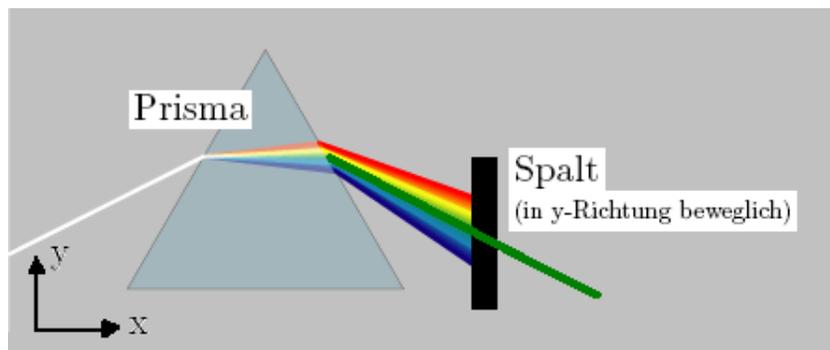


Abbildung 6.1.: Schema zur spektralen Aufweitung und Wellenselektion durch einen Spalt

Dieser wird von den APDs detektiert und die zugehörige Zählrate aufgenommen. Weiterhin aufgenommen wird die Koinzidenzrate. Von Bedeutung für die Vermessung des Spektrums korrelierter Photonen ist nur die Koinzidenzrate.

Dabei ergibt sich das Problem, dass vor Anschluss des Spektrometers, eine Koinzidenzrate von knapp 10% in Bezug auf die Einzelzählrate vorliegt.

6. Messungen und Auswertung

Zählrate 1	12991
Koinzidenzrate	861
Zählrate 2	10415

Tabelle 6.1.: Zählraten und Koinzidenzrate bei 1 mW Laserleistung und 1 s Integrationszeit

Nach Anschluss des Spektrometers sinkt die Koinzidenzrate so tief, dass sie nur zufällig gleichzeitig ankommende Photonen wiedergibt. Das liegt daran, dass der Detektor zwei Photonen nur dann als Photonenpaar erkennt, wenn sie innerhalb des eingestellten Koinzidenzzeitfensters von 10 ns ankommen. Aufgrund des zusätzlichen Weges durch das Spektrometer kommt es bei dem einen Konversionsphoton allerdings zu einer verzögerten Ankunft, die über das Koinzidenzzeitfenster herausgeht. Überschlagen ergibt sich eine Zeitverzögerung von $\Delta t = 2 \cdot 10^{-8} \text{ s}$. Diese wird ausgeglichen durch Einklinken eines Hohlwellenleiters in den Weg des anderen Photons. Die Länge des benötigten Hohlwellenleiters bestimmt sich zu $\Delta s = 4 \text{ m}$.

Nach Einklinken dieses Kabels erhöht sich die Anzahl der Koinzidenzen wieder:

Zählrate 1	77451
Koinzidenzrate	23
Zählrate 2	3674

Tabelle 6.2.: Zählraten und Koinzidenzrate bei Durchlauf des Spektrometers mit 100- μm -Spal. Laserleistung: 20 mW, Integrationszeit: 1 s

Allerdings sinkt sie in Bezug auf die Zählrate ab. Das liegt zuallererst daran, dass die Zählraten von den vorherigen Messungen (ohne Spektrometer) stark abweichen. Während Zählrate 1 erheblich größer geworden ist, hat sich Zählrate 2 mehr als halbiert. Zählrate 1 ist demjenigen Konversionsstrahl zuzuordnen, der direkt zur APD geht. Ihre Erhöhung ist auf die stärkere Laserleistung zurückzuführen. Die starke Erniedrigung von Zählrate 2 ist auf Verluste im Spektrometer zurückzuführen. Schließlich lässt der 100- μm -Spalt nur einen Wellenlängenbereich von 4 nm durch [9].

Ob nun das Einklinken des Hohlwellenleiters tatsächlich bewirkt, dass gleichzeitig emittierte signal- und idler-Photonen gleichzeitig an den APDs ankommen, wird mithilfe eines hochzeitauflösenden Oszilloskops überprüft (siehe Anhang V).

Im Folgenden sind die gemessene Einzelzählrate bzw. die Koinzidenzrate gegen die Wellenlänge aufgetragen. Sie geben das Spektrum des gesamten Konversionsstrahls bzw. das Spektrum der korrelierten Photonen wieder:

6.1. Vermessung des Spektrums der Konversionsstrahlen

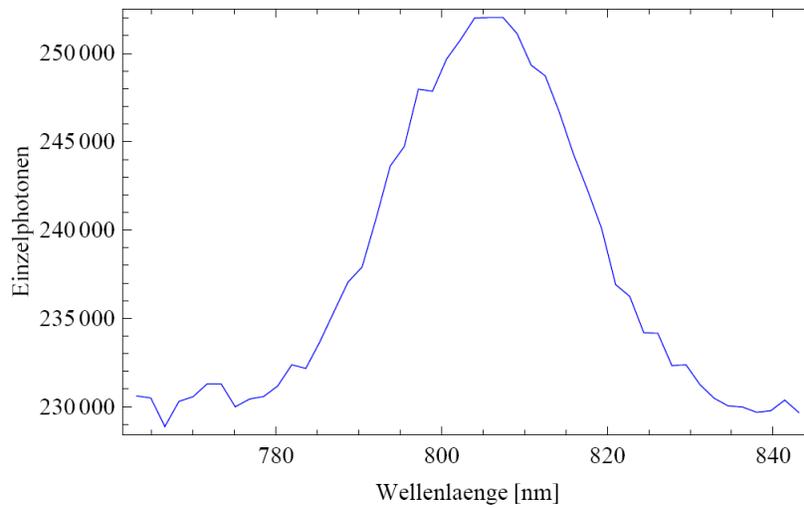


Abbildung 6.2.: Spektrum des gesamten Konversionsstrahls.
Laserleistung 20 mW, Integrationszeit: > 1min

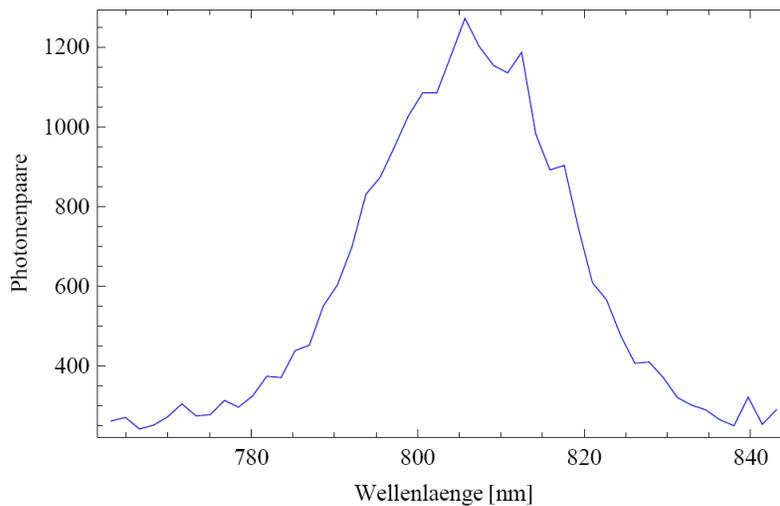


Abbildung 6.3.: Spektrum der korrelierten Photonen.
Laserleistung: 20 mW, Integrationszeit: > 1min

Es kann gezeigt werden, dass die spektrale Verteilung der Konversionsstrahlen einem sinc^2 -Profil entspricht [2]. Der große Offset, vor allem im Spektrum der Einzelphotonen, ist auf eine hohe Dunkelzählrate der APDs zurückzuführen [10]. Ungeachtet der Dunkelzählraten lässt sich über einen Gaußfit jeweils eine Halbwertsbreite von ca. 30 nm feststellen. Darüber hinaus wird deutlich, dass auf eine entartete Frequenz von signal und idler justiert wurde, da eine Zentralwellenlänge von 808 nm vorliegt.

6.2. Polarisationsdrehung

Dieser Versuch ist eine Testmessung zur später folgenden Veranschaulichung der Frequenzkorrelation. Er wird mit einer intensiven, breitbandigen IR-Leuchtdiode durchgeführt.

Das Licht der IR-Leuchtdiode¹ wird zunächst polarisiert und dann auf einen doppelbrechenden Kristall² geschickt. In diesem Fall spielen wegen der geringen Intensität der Diode nichtlineare Effekte keine Rolle, d.h. es kommt zu keiner SPDC. Stattdessen fungiert der BBO als Wellenplättchen. Er verfügt weiterhin über zwei verschiedene Brechungsindizes n_e und n_o und ist negativ uniaxial (siehe Kap. 2.1). Die Polarisation des Konversionsstrahls sei im Folgenden durch α , den Winkel zwischen Polarisationsrichtung und optischer Achse des Wellenplättchens, beschrieben. Sie kann in Bezug auf die Brechungsindizes im Wellenplättchen in zwei Polarisationskomponenten zerlegt werden. Und zwar in ordentlich ($|o\rangle$) und in außerordentlich ($|e\rangle$) polarisiertes Licht (siehe Kap. 2):

$$|\alpha\rangle = \sin\alpha|o\rangle + \cos\alpha|e\rangle \quad (6.1)$$

Das Wellenplättchen bewirkt, dass der außerordentlich polarisierte Teilstrahl gegenüber dem ordentlichen verzögert wird, weil der Brechungsindex des außerordentlich polarisierten Lichtes größer ist als der des ordentlich polarisierten. Das heraustretende Licht ist somit eine Überlagerung von nicht verzögertem und verzögertem Teilstrahl. Der Phasenschub zwischen beiden Strahlen beträgt

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot L \cdot (n_o(\lambda) - n_e(\lambda)) \quad (6.2)$$

wobei L die Länge des Wellenplättchens repräsentiert³. Eine kohärente Überlagerung der beiden austretenden Lichtwellen macht sich in einer Drehung der Polarisation bemerkbar. Der neue Polarisationszustand kann wie folgt ausgedrückt werden:

$$|\alpha'\rangle = |o\rangle + e^{i\Delta\varphi}|e\rangle \quad (6.3)$$

Beträgt der Phasenschub $\Delta\varphi = 2\pi m$ mit $m \in \mathbb{Z}$, liegt gleiche Polarisation vor. An der folgenden Grafik kann abgelesen werden, dass Wellenlängen im Abstand von ca. 10 nm die gleiche Phase aufweisen. Sie haben nach dem BBO also gleiche Polarisation.

¹Zentralwellenlänge 808 nm, Spektrum siehe Anhang VI

²BBO, 1 mm dick

³Ein Graph zur Wellenlängenabhängigkeit der Brechungsindizes findet sich im Anhang VI

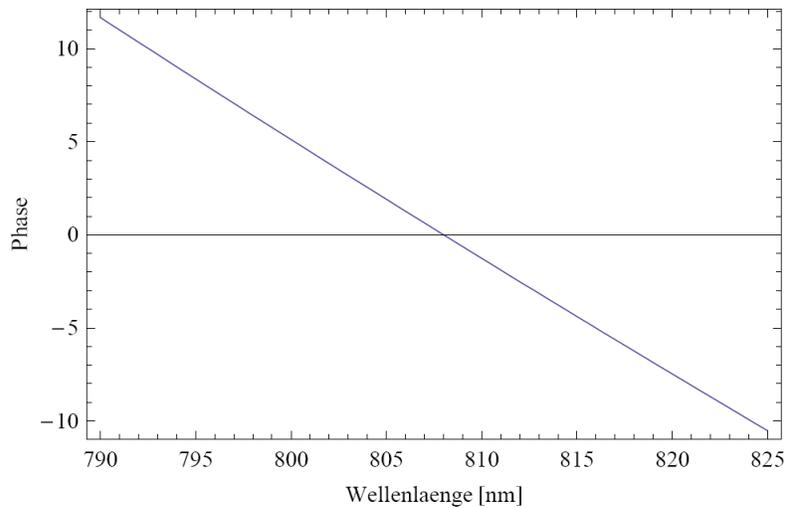


Abbildung 6.4.: Wellenlängenabhängigkeit der Phase

Hinter dem BBO ist ein weiterer Polarisator aufgestellt, welcher die gleiche Einstellung wie der erste Polarisator hat. Danach wird der Diodenstrahl von einem Spektrometer vermessen. Je nachdem, wie der Hauptschnitt des BBOs bezüglich des einfallenden Lichtstrahls eingestellt ist, ergeben sich unterschiedliche Spektren. Ist er so eingestellt, dass das Licht senkrecht zu ihm einfällt, sind die Brechungsindizes n_o und n_e gleich. Die Polarisation wird somit nicht gedreht und bleibt für alle Wellenlängen gleich. Deshalb kann das Licht den zweiten Polarisator ungehindert durchdringen. Das Spektrum sieht insofern genauso aus, als hätte man es direkt von der IR-Leuchtdiode aufgenommen.

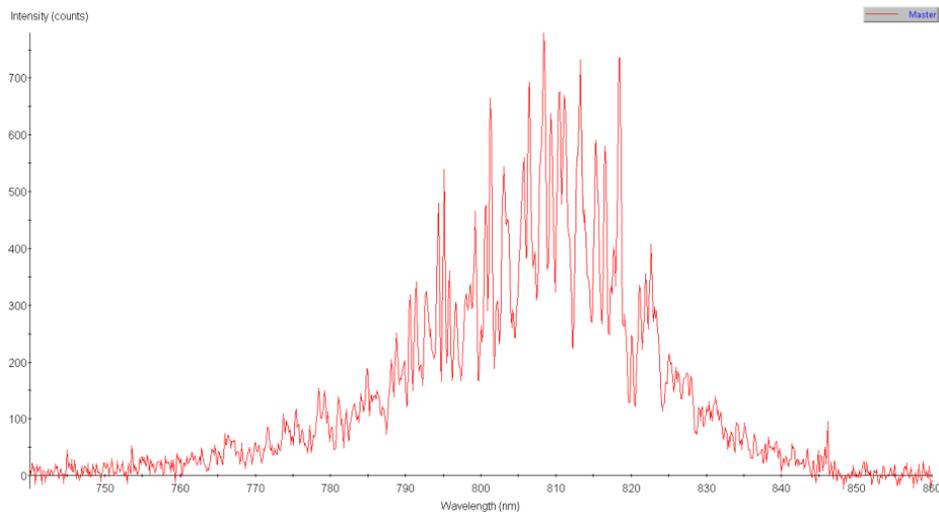


Abbildung 6.5.: IR-Leuchtdioden-Spektrum ohne Polarisationsdrehung

Wird die die die Hauptschnittebene um 45° bezüglich des IR-Strahls geneigt, ergibt sich

6. Messungen und Auswertung

folgendes Spektrum:

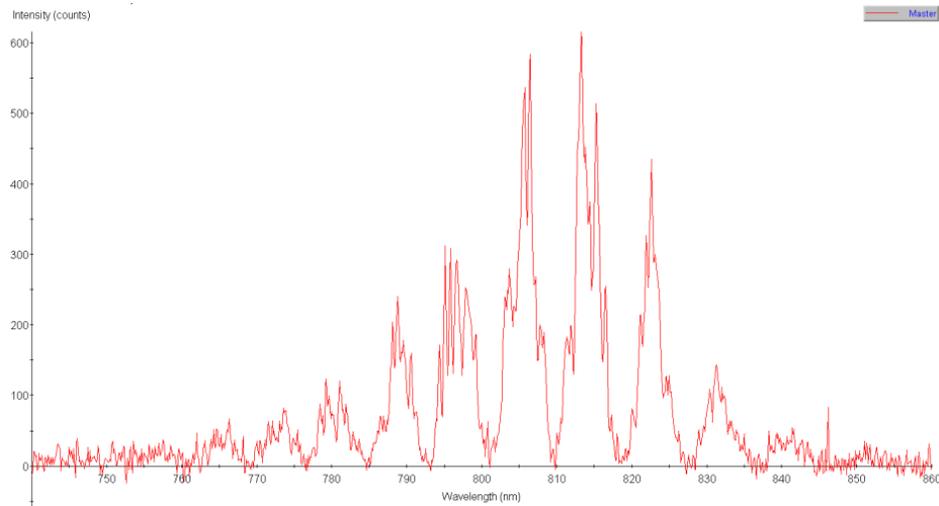


Abbildung 6.6.: IR-Leuchtdioden-Spektrum für Lichteinfall unter 45° bezüglich des Hauptschnitts des BBO

Deutlich zu erkennen sind Oszillationen der Intensität in Abständen von knapp 10 nm. Dies ist auf die gleiche Polarisation aller Wellenlängen im Abstand von 10 nm zurückzuführen. Sie werden, je nach ihrer Polarisation, vom Polarisator hinter dem BBO am Durchgang gehindert oder nicht.⁴

6.3. Messung zur Veranschaulichung der Frequenzkorrelation

Die folgende Messung ist die entscheidende für diese Arbeit. Sie beruht auf der Frequenzverschränkung und macht die Auswirkungen dieser anschaulich.

Dazu werden die beiden Konversionsstrahlen in verschiedene Messapparaturen geschickt. Während der idler-Strahl durch das Spektrometer mit eingebautem Spalt⁵ geschickt wird, durchläuft das signal ein Wellenplättchen und zwei Polarisatoren. Anschließend werden signal und idler von den APDs detektiert.

⁴Durch Aufteilung in Polarisationskomponenten ergibt sich keine scharfe Trennung zwischen vollständig hindurchkommenden und gar nicht hindurchkommenden Wellenlängen.

⁵Spaltbreite: $25 \mu\text{m}$

6.3. Messung zur Veranschaulichung der Frequenzkorrelation

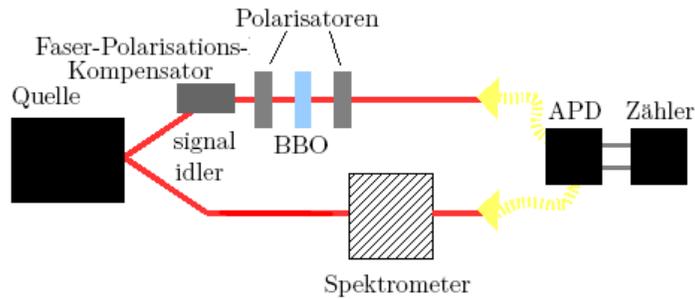


Abbildung 6.7.: Aufbau zum Nachweis der Frequenzkorrelation

Zunächst muss allerdings ein Wegausgleich der beiden Konversionsstrahlen stattfinden. Wie zuvor wird dies mithilfe von Hohlwellenleitern erledigt und durch ein Oszilloskop überprüft (siehe Anhang VIII). Der Einbau eines Faser-Polarisations-Kompensators und des ersten Polarisators garantiert, dass die Polarisation des signals vor dem BBO von der Polarisation entspricht, die das signal nach Verlassen der Quelle hat.

Während am idler das Spektrum von Einzelphotonen und Koinzidenzen vermessen wird, findet am signal über Drehung des zweiten Polarisators eine Polarisationsmanipulation statt. Wie in der vorigen Testmessung bestätigt, ist diese wellenlängenabhängig. Es kommen also nur bestimmte Wellenlängen im Abstand von ca. 10 nm ungehindert durch den 2. Polarisator, während dazwischen liegende Wellenlängen nur teilweise oder gar nicht hindurchkommen.⁶

Auf das Spektrum der einzelnen idler-Photonen hat dies keinen Einfluss. Betrachtet man also das Spektrum am idler, welches auf den Einzelzählraten basiert, so sollte sich das selbe Spektrum ergeben, wie man es direkt nach der Quelle messen würde (siehe Abb. 6.2).

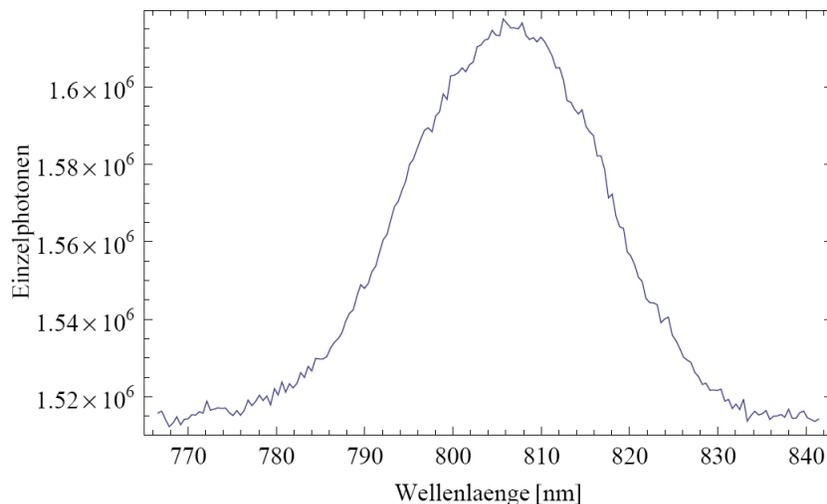


Abbildung 6.8.: Einzelzählrate nach Durchlauf des Spektrometers

⁶Der im vorigen Abschnitt gezeigte Fall, dass es zu keiner Polarisationsdrehung der einzelnen Wellenlängen kommt, soll hier nicht betrachtet werden

6. Messungen und Auswertung

An Abb. 6.8 ist ersichtlich, dass dies der Fall ist.⁷

Das Spektrum ist unabhängig von jeglicher Polarisator- oder BBO-Stellung. Dem ist nicht mehr so, wenn man das Spektrum bezüglich der Koinzidenzrate betrachtet:

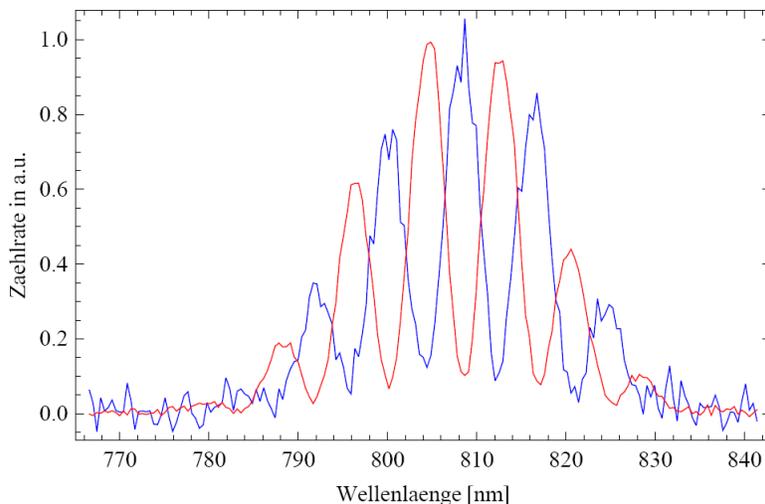


Abbildung 6.9.: Spektrum aus der Koinzidenzrate. Rote Kurve: 1. Polarisator auf H; BBO so eingestellt, dass $|\mathbf{H}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|o\rangle + |e\rangle)$; 2. Polarisator auf V. Blaue Kurve: 1. Polarisator auf H; BBO so eingestellt, dass $|\mathbf{H}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|o\rangle + |e\rangle)$; 2. Polarisator auf H. Das Spektrum ist auf den Untergrund korrigiert und normiert.

Deutlich zu erkennen ist eine Oszillation in der Intensität (bezüglich beider Kurven), die sich ca. alle 8 nm wiederholt. Bekannt ist eine solche Oszillation aus dem Spektrum in Abb. 6.6. Dieses gibt die polarisationsbedingte Wellenselektion wieder, wie man sie von der Einzelzählrate am signal erwartet.

Die Ursache dieser Oszillation im Spektrum der Koinzidenzrate ist die Frequenzkorrelation zwischen signal und idler. So gibt der rote Graph das Koinzidenzspektrum wieder, wenn der vordere Polarisator auf Hund der hintere auf V-Polarisation eingestellt ist. Der BBO dazwischen bewirkt, dass Wellenlängen mit $\lambda = (805 \pm 8 \cdot k)\text{nm}$ ($k \in \mathbb{Z}$) eine Polarisationsdrehung von $\pi \cdot k$ mit ($k \in \mathbb{Z}$) erfahren, sodass diese ungehindert den zweiten Polarisator durchqueren. Für die Wellenlängen $\lambda = (805 \pm 4 \cdot k)\text{nm}$ ($k \in \mathbb{Z}$) bewirkt der BBO eine Polarisationsdrehung von $\frac{\pi}{2}(2k + 1)$ mit ($k \in \mathbb{Z}$). Diese Wellenlängen werden vom 2. Polarisator somit nicht durchgelassen. Alle anderen Wellenlängen lassen sich in H- und V-Komponenten zerlegen. Bei Drehung des 2. Polarisators auf H-Stellung sind die Durchlaufmöglichkeiten der einzelnen Wellenlängen genau entgegengesetzt. Auch das ist deutlich am Koinzidenzspektrum zu erkennen (blaue Kurve).

Es ergeben sich also je nach Polarisatorstellungen unterschiedliche Koinzidenzspektren.

Damit ist anschaulich gezeigt, dass zwischen den signal- und idler-Photonen eine Frequenzkorrelation besteht.

⁷Beim Vergleich mit Abb. 6.2 fällt auf, dass zwar das Spektrum im Profil gleich ist, aber andere Einzelzählraten aufweist. Dies ist auf unterschiedliche Laserleistungen zurückzuführen.

7 Zusammenfassung

Zur Gewinnung frequenzverschränkter Photonenpaare wurde eine Quelle konzipiert und gebaut. Diese nutzte den Prozess der spontanen parametrischen Fluoreszenz. Dabei wurde ein BBO-Kristall mit einem Laser der Wellenlänge 404 nm bestrahlt, was eine Emission zweier Strahlen doppelter Wellenlänge bewirkt hat, genannt signal und idler. Die Frequenzverschränkung nachzuweisen war im Rahmen dieser Arbeit nicht möglich. Es konnte allerdings eine Folge dieser Verschränkung, nämlich die Frequenzkorrelation, gezeigt werden.

Dazu wurden signal und idler zunächst spektral vermessen. Überlegungen, wie man die Frequenzkorrelation anschaulich zeigen könnte, führten zu dem Schluss, dies mit wellenlängenabhängiger Polarisationsdrehung und anschließender Polarisationsselektion - und damit Wellenlängenselektion - durchzuführen. Um die richtigen Voreinstellungen hierfür zu erhalten, wurde eine Testmessung zur Polarisationsdrehung an einer intensiven IR-Leuchtdiode durchgeführt. Nach geglückter Testmessung konnte der Nachweis frequenzkorrelierter Photonen in einem erweiterten Versuchsaufbau erfolgen.

Ausblick

Durch Modifikationen am Versuchsaufbau könnte weiterhin ein Nachweis der Frequenzverschränkung erfolgen. Ebenso könnten Untersuchungen zur Impulskorellation angestellt werden.

Darüber hinaus ließen sich unter bestimmen Bedingungen auch polarisationsverschränkte Photonenpaare erzeugen und nachweisen.

A Anhang

I. Berechnung der wellenlängenabhängigen Brechungsindizes mithilfe der Sellmeier-Beziehung

Sellmeier-Gleichung:

$$n^2(\lambda) = A + \frac{B}{\lambda^2 + C} + D\lambda^2$$

wobei für den verwendeten BBO die Konstanten A , B , C und D für die jeweiligen Brechungsindizes wie folgt gegeben sind:

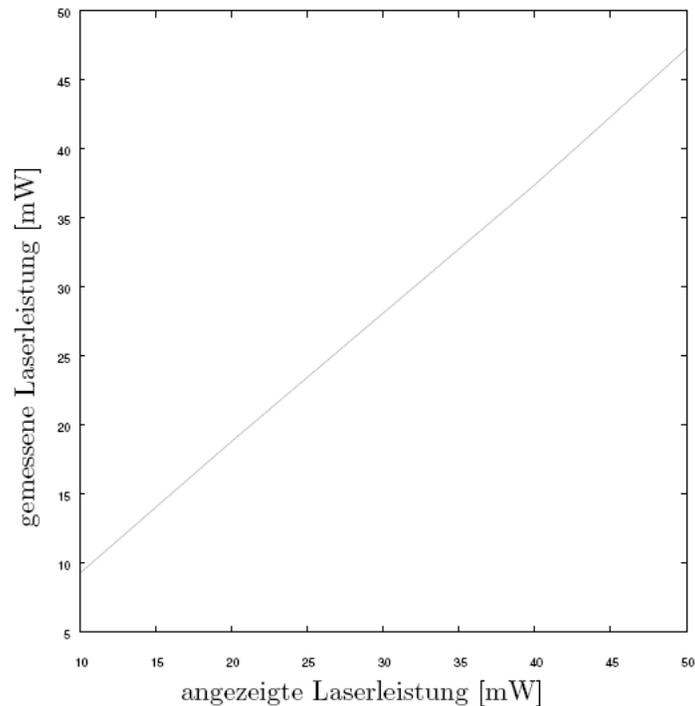
	A	B	C	D
n_o	2,7359	0,01878	-0,01822	-0,01354
n_e	2,3753	0,01224	-0,01667	-0,01516

$$n_o^2(\lambda) = 2,7359 + \frac{0,01878}{(0,404)^2 - 0,01822} - 0,01354 \cdot (0,404)^2 = 2,8632$$

$$n_e^2(\lambda) = 2,3753 + \frac{0,01224}{(0,404)^2 - 0,01667} - 0,01516 \cdot (0,404)^2 = 2,4563$$

Dabei wurde λ in μm eingesetzt: $\lambda = 404 \text{ nm} = 0,404 \mu m$

II. Beziehung zwischen angezeigter und gemessener Leistung



III. Berechnung der Mindestbrennweite der UV-Linse

Es gilt:

$$f_{min} = \frac{\tan\Theta_0}{w(z)} = \frac{1}{w(z)} \cdot \tan\left(\frac{\lambda n_k}{\pi \cdot \sqrt{\frac{l \cdot \lambda \cdot n_k}{\pi}}}\right)$$

Der verwendete Pumpstrahl hat die Wellenlänge $\lambda = 404 \text{ nm}$. Der Brechungsindex des Kristall beträgt ca. $n_k = 1,6$. Seine Länge beträgt $l = 0,5 \text{ mm}$. Mit Aufnahmen der Strahlprofile in verschiedenen Abständen z von der Strahlquelle (ohne Linse im Strahlengang) wurde ein Durchschnittswert $\overline{w(z)}$ gebildet ¹: $\overline{w(z)} = 1705,8 \text{ }\mu\text{m}$.

$$f_{min} = \frac{1}{w(z)} \cdot \tan\left(\frac{\lambda n_k}{\pi \cdot \sqrt{\frac{l \cdot \lambda \cdot n_k}{\pi}}}\right) = \frac{1}{1705,8 \mu\text{m}} \cdot \tan\left(\frac{404 \text{ nm} \cdot 1,6}{\pi \cdot \sqrt{\frac{0,5 \text{ mm} \cdot 404 \text{ nm} \cdot 1,6}{\pi}}}\right) = 0,2075 \text{ m}$$

¹Es ist davon auszugehen, dass der Laserstrahl stabil ist, also überall den gleichen Strahldurchmesser hat. Die Durchschnittsbildung wurde daher eher als Überprüfung dieser Stabilität benutzt. Eine genauere Rechnung findet sich im Anhang.

IV. Waist-Vermessung des UV-Strahls und der IR-Strahlen im Fokus

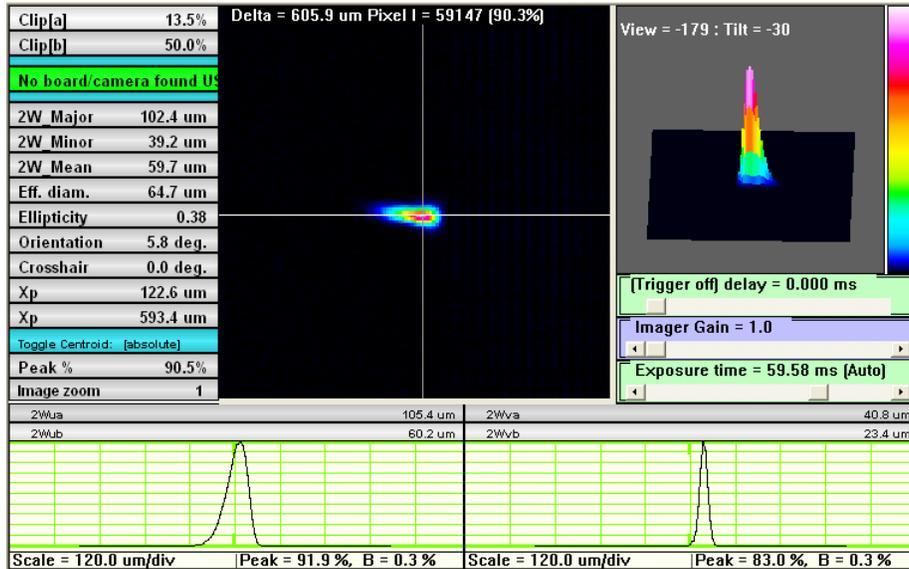


Abbildung A.1.: Profil der IR-Strahltaile des linken Faserkopplers im Fokus

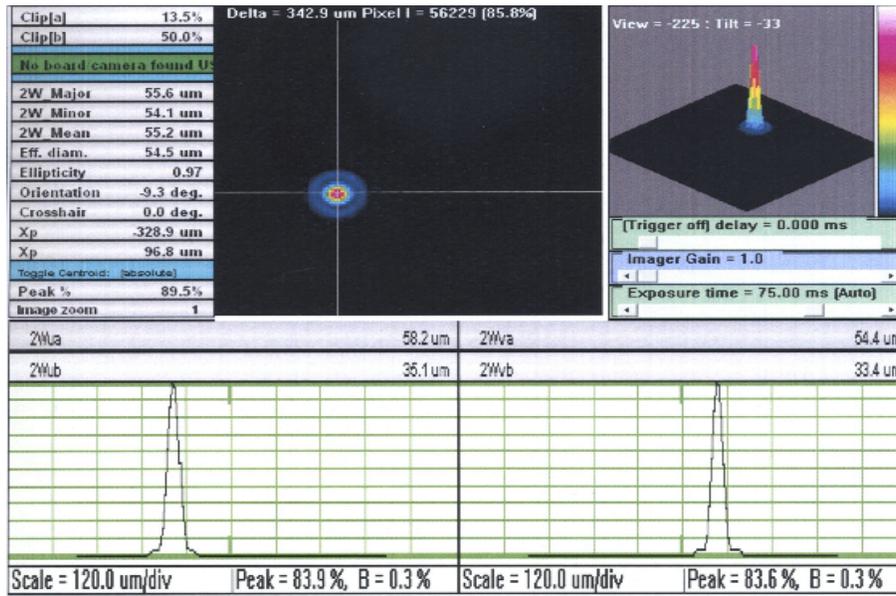


Abbildung A.2.: Profil der IR-Strahltaile des rechten Faserkopplers im Fokus

A. Anhang

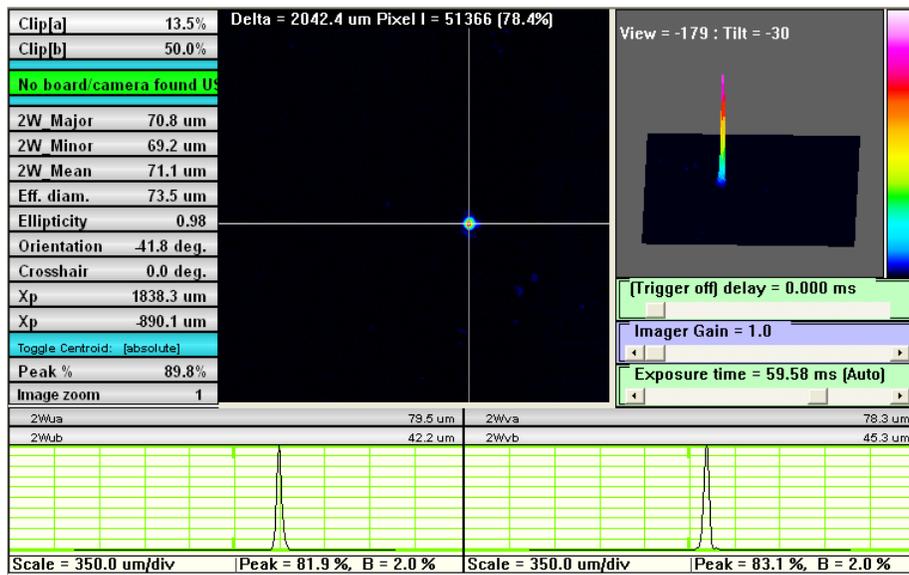


Abbildung A.3.: Profil der UV-Strahlteile im Fokus

V. Überprüfung der Einhaltung des Koinzidenzzeitfensters bei der spektralen Vermessung der Konversionsstrahlen mithilfe eines Oszilloskops

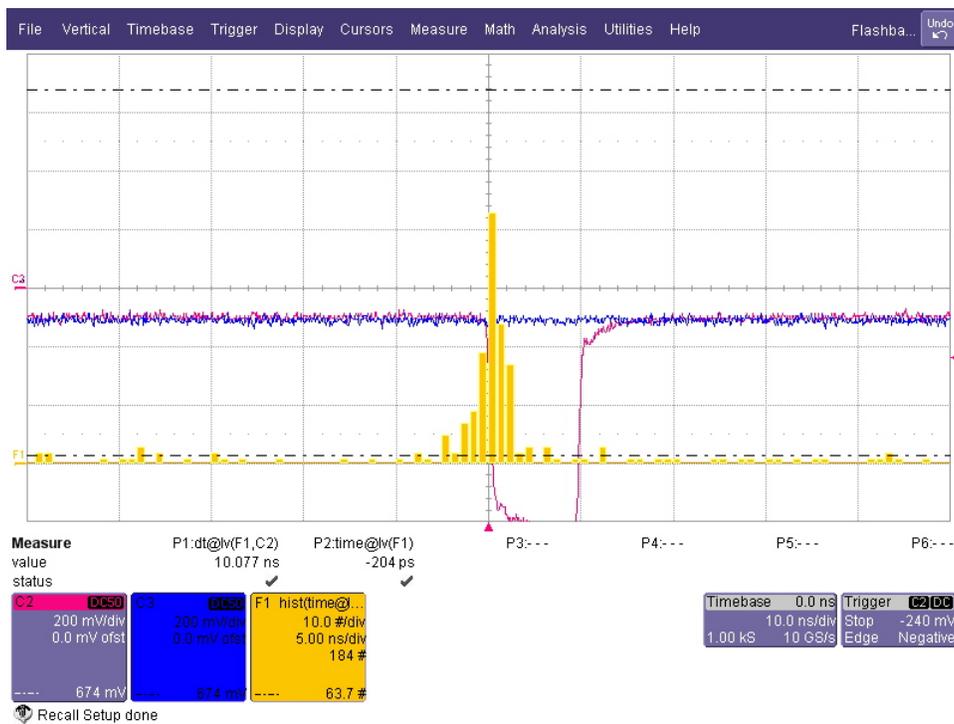
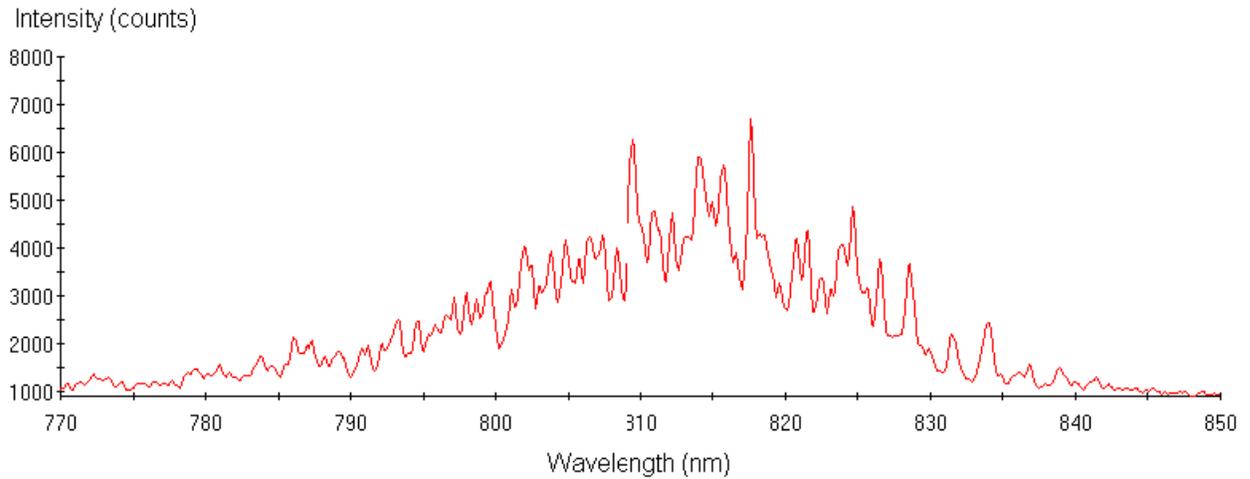


Abbildung A.4.: Oszillatoranzeige zur Ankunft von signal und idler

Es ist erkennbar, dass signal und idler innerhalb eines Zeitfensters von ca. 5 ns ankommen. Das Koinzidenzzeitfenster beträgt 10 ns und wird daher eingehalten.

VI. Spektrum der IR-Leuchtdiode



VII. Wellenlängenabhängigkeit der Brechungsindizes des BBO

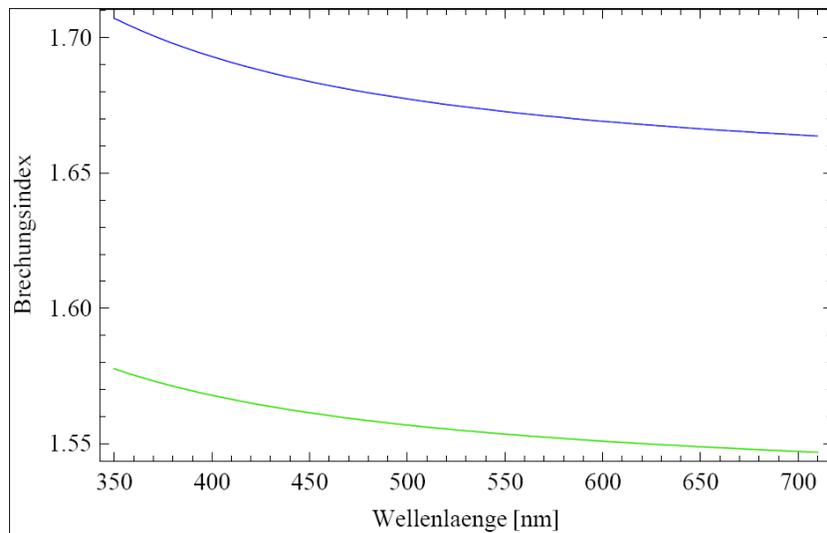


Abbildung A.5.: Graph zur Wellenlängenabhängigkeit der Brechungsindizes n_e (grün) und n_o (blau) des BBO

VIII. Überprüfung der Einhaltung des Koinzidenzeitfensters bei der spektralen Vermessung der Konversionsstrahlen zum Korrelationsnachweis mithilfe eines Oszilloskops

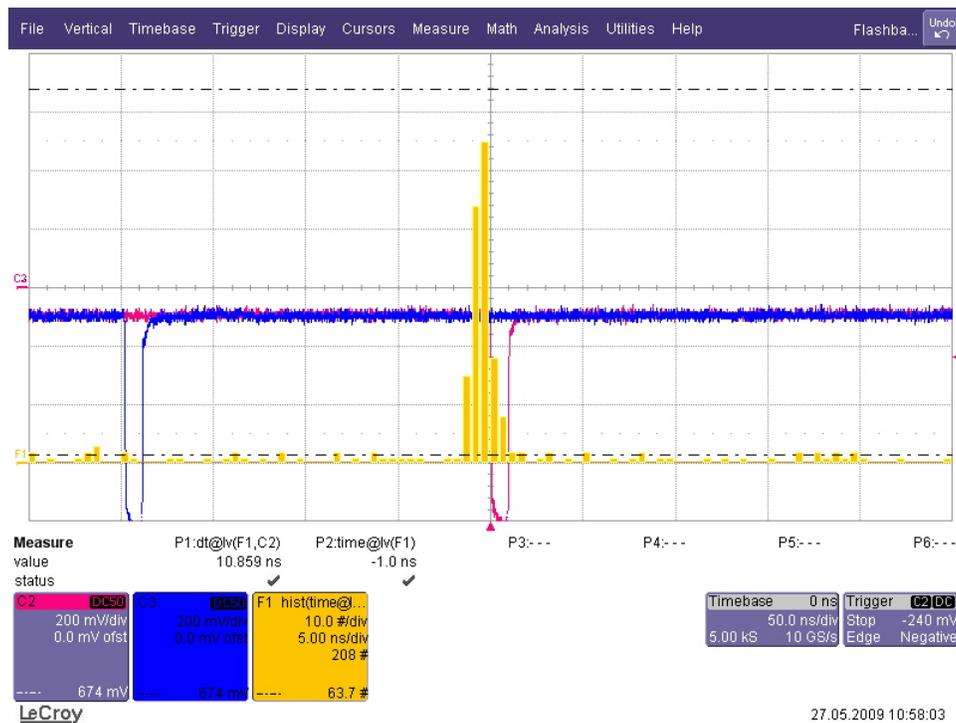


Abbildung A.6.: Oszillatoranzeige zur Ankunft von signal und idler

Aus der Anzeige am Oszilloskop wird deutlich, dass signal und idler innerhalb von ca. 3 ns ankommen. Diese Zeitdifferenz ist kleiner als das Koinzidenzeitfenster der APDs. Signal und idler werden daher als gleichzeitig ankommend registriert.

Literaturverzeichnis

- [1] A. Einstein, B. Podolsky, N. Rosen: Can quantum-mechanical description of physical reality be considered complete?, Phys. Rev. 47 (1935), S. 777 - 780
- [2] Pavel Trojek, Efficient Generation of Photonic Entanglement and Multiparty Quantum Communication, 2007
- [3] Dagmar Bruß, Verschränkungstheorie, 2002
- [4] Centini, M.; Peřina, J.; Sciscione, L.; Sibilia, C.; Scalora, M.; Bloemer, M. J.; Bertolotti, M., Entangled photon pair generation by spontaneous parametric down-conversion in finite-length one-dimensional photonic crystals, Physical Review A, vol. 72, Issue 3, id. 033806
- [5] N. Boeuf, D. Branning, I. Chaperot, E. Dauler, S. Guérin, G. Jaeger, A. Muller, A. Migdall, Calculating Characteristics of Non-collinear Phase-matching in Uniaxial and Biaxial Crystals, 1999
- [6] Markus Oberparleiter, Effiziente Erzeugung verschränkter Photonenpaar, 2002
- [7] <http://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/9/94/Gaussianbeam.png>, 30.5.2009
- [8] C. Kurtsiefer, M. Oberparleiter, H. Weinfurter: High efficiency entangled photon pair collection in type II parametric fluorescence Phys. Rev. A 64, 023802 (2001)
- [9] Sabrina Hermann, Effizientes Prismenspektrometer zur spektralen Filterung einzelner Photonen, 2009
- [10] Christian Schmid, Kompakte Quelle verschränkter Photonen und Anwendungen in der Quantenkommunikation, 2004

Verwendete Abkürzungen

EPR: Einstein-Podolsky-Rosen

UV: Ultraviolett

IR: Infrarot

BBO: Beta-Bariumborat

SPDC: spontane parametrische Fluoreszenz

APD: Avalanche-Photodiode

V-Polarisation: Vertikale Polarisation

H-Polarisation: Horizontale Polarisation

Selbständigkeitserklärung

Hiermit versichere ich, dass ich diese Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Sophia Müller

München, den 2. Juni 2009