Bereitstellung von UV-Laserlicht zur direkten Kühlung und Detektion von $^{115}In^{+}$ in einer Multi-Ionen-Uhr

Von der Fakultät für Mathematik und Physik der
Gottfried Wilhelm Leibniz Universität Hannover

zur Erlangung des Grades

Master of Science Physik
- MSc Physik -

Masterarbeit von

Hartmut Nimrod Hausser
geboren am 01.06.1994 in Keszthely (Ungarn)

Erstprüfer
PD Dr. Tanja E. Mehlstäubler

Zweitprüfer
Prof. Dr. Christian Ospelkaus

Abgabedatum: 06.02.2019

Abstract

The increasing accuracy of optical clocks paves the way to resolve the gravitational potential on the cm level or to search for new physics. To reach a fractional frequency resolution of 10^{-18} in shorter times the concept of the multi-ion clock was developed. Because of its atomic properties $^{115}In^{+}$ is a good candidate for such a clock.
In this report an already established laser system to address the $^{1}S_0 \rightarrow {}^{3}P_1$ transition for cooling and detection of $^{115}In^{+}$ is improved and characterized. An output power of 3.9(6) mW at the target wavelength of 231 nm is achieved. This system sets the basis for longterm stable fluorescence detection and sideband cooling of $^{115}In^{+}$.
Furthermore solarisation resistent photonic crystal fibers are investigated. A manual for the connectorization of those fibers is developed. It is shown that hydrogen loading and curing at 280 nm leads to solarisation resistence and single-mode-transmission at 231 nm. A transmission efficiency of up to 40 % for 40 cm long fibers is measured.
Implementing such fibers into the laser system provides a Gaussian-like beam profile at the ion trap, preventing stray light. The fiber decouples the laser system from the experiment allowing for a stable beam pointing.

Zusammenfassung

Immer genauere optische Uhren bieten die Möglichkeit, das Graviationspotential der Erde im cm-Bereich aufzulösen oder nach neuen physikalischen Konzepten zu suchen. Um schneller eine relative Frequenzauflösung im 10^{-18}-Bereich zu erreichen, wurde das Konzept der Multi-Ionen-Uhr entwickelt. Das $^{115}In^{+}$-Ion eignet sich aufgrund seiner atomaren Eigenschaften für eine solche Uhr.
In dieser Arbeit wird ein bereits bestehendes Lasersystems für die Adressierung des $^{1}S_{0} \rightarrow {}^{3}P_{1}$ von $^{115}In^{+}$ für die Kühlung und Detektion verbessert und charakterisiert. Mit dem Lasersystem wird eine Leistung von 3.9(6) mW bei der Zielwellenlänge von 231 nm erreicht. Es liefert die Grundlage für eine langzeitstabile Detektion der Fluoreszenz sowie der Seitenbandkühlung von $^{115}In^{+}$.
Zusätzlich werden Untersuchungen zu solarisationsresistenten photonischen Kristallfasern durchgeführt. Im Rahmen der Arbeit wird eine Anleitung für das Konnektorisieren von photonischen Kristallfasern entwickelt. Es wird gezeigt, dass bei Hydrieren, Konnektorisieren und anschließendem Belichten mit Licht der Wellenlänge 280 nm, Solarisationsresistenz auch für eine Wellenlänge von 231 nm entsteht, wobei die Transmission nur in der Gauß-Mode beobachtet wird. Es wird eine Transmissionseffizienz von bis zu 40 % für 40 cm lange Fasern erreicht.
Mit der Implementierung dieser Fasern in das Lasersystem kann ein Gauß-ähnlicher Strahl an der Ionenfalle bereitgestellt werden, was zu vermindertem Streulicht führen sollte. Die Faser entkoppelt das Experiment vom Laseraufbau, was zu einer erhöhten Strahllagestabilität führt.

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung **1**

2 Theorie **3**
2.1 Kühlung und Detektion von $^{115}In^{+}$ . . . 3
2.2 Frequenzverdopplung . . . 8
2.2.1 Theorie . . . 9
2.2.2 Phasenanpassung . . . 11
2.2.3 Frequenzverdopplung in einem Resonator . . . 14
2.2.4 Hänsch-Couillaud-Stabilisierung eines Resonators . . . 21

3 $^{115}In^{+}$-Detektionslasersystem **25**
3.1 922 nm Diodenlaser mit externem Resonator . . . 25
3.2 Trapezverstärker . . . 32
3.3 Erste Frequenzverdopplung 922 nm → 461 nm . . . 34
3.3.1 Aufbau und Justage . . . 35
3.3.2 Charakterisierung des Verdopplungsresonators . . . 39
3.3.3 Strahlverlauf nach dem Resonator . . . 44
3.4 Zweite Frequenzverdopplung 461 nm → 231 nm . . . 45
3.4.1 Aufbau und Justage . . . 45
3.4.2 Charakterisierung des Verdopplungsresonators . . . 48
3.4.3 Strahlverlauf nach dem Resonator . . . 52

4 Solarisationsresistente photonische Kristallfasern **55**
4.1 Lichtwellenleitung in photonischen Kristallfasern mit Vollkern . . . 56
4.2 Farbzentren in synthetischem Quarzglas . . . 60
4.3 Hydrieren . . . 62
4.4 Herstellung solarisationsresistenter Glasfasern . . . 63
4.4.1 Konnektorisieren . . . 63
4.4.2 UV-Belichten . . . 72
4.4.3 Vorteile eines kollabierten Bereichs . . . 76

4.5 Langzeitcharakterisierung bei Verwendung mit 231 nm- und 237 nm-Licht . . . 77
4.5.1 Bei 280 nm belichtete Fasern . . . 77
4.5.2 Bei 313 nm belichtete Fasern . . . 79
4.6 Abschätzung der Leistung an den Ionen . . . 83

5 Fazit **85**

6 Ausblick **89**

A Übersicht der im Bereich von 230 nm bis 237 nm relevanten Farbzentren **91**

B PI-Regler für die Stabilisierung des ersten Verdopplungsresonator **93**

Kapitel 1

Einleitung

Optische Uhren, basierend auf einem gefangenen Ion, zählen mit relativen Unsicherheiten im Bereich von 1×10^{-18} [1] zu den genauesten von Menschen hergestellten Geräten. In diesem Bereich werden relativistische Effekte bereits bei erdgebundenen Uhren sichtbar: eine Uhr mit einer relativen Unsicherheit von 1×10^{-18} kann durch die Gravitations-Rot-Verschiebung Höhenunterschiede von 1 cm auflösen. Damit können Gravitationspotentialunterschiede mit cm-Auflösung durch den Vergleich zweier Uhren gemessen werden [2]. Außerdem können mit immer genaueren Uhren neue Grenzen für mögliche Variationen fundamentaler Konstanten gesetzt werden [3].
Einzelionen-Uhren zeigen bei typischen Abfragezeiten von 100 ms nach einer Mittelungszeit τ statistische Unsicherheiten im Bereich von mehreren $1 \times 10^{-15}/\sqrt{\tau}$. Es muss mehrere 10^6 s gemittelt werden, um zu Genauigkeiten im 10^{-18}-Bereich zu gelangen. Kann diese Genauigkeit eines einzelnen Ions auf ein Ensemble von N Ionen in der gleichen Falle übertragen werden, ergibt sich die gleiche Unsicherheit bereits nach 1/N-facher Mittelungszeit [4]. Dieser Ansatz wird auch Multi-Ionen-Uhr genannt, für den sich $^{115}In^+$ als guter Kandidat zeigt [5].
$^{115}In^+$ besitzt einen $^1S_0 \rightarrow {}^3P_0$-Übergang bei 236.5 nm mit einer Linienbreite von 0.8 Hz, der als Uhrenübergang genutzt werden kann [6]. Die Bestimmung der Absolutfrequenz von $^{115}In^+$ wurde bereits von einigen Gruppen durchgeführt [7–9], wobei die bis heute genaueste Messung der Frequenz eine relative Unsicherheit von 5×10^{-15} zeigt [9]. Dabei wurde die Anregung des Uhrenüberganges über die electron-shelving-Methode durch Dunkelphasen im Detektionssignal des Übergangs $^1S_0 \rightarrow {}^3P_1$ gemessen [10].
Dieser Übergang kann zudem für die Kühlung von $^{115}In^+$ genutzt werden. Da es sich mit einer Linienbreite von 360 kHz um einen schwachen Übergang handelt, wird Kühlung in diesem Experiment zunächst durch sympathetisches Kühlen mit $^{172}Yb^+$ erfolgen. $^{172}Yb^+$ besitzt einen Kühlübergang bei 369.5 nm mit einer Lini-

enbreite von 20 MHz, mit dem Dopplerkühlen möglich ist. Die zweite Kühlstufe erfolgt durch Seitenbandkühlen auf dem $^{115}In^+$-Detektionsübergang.
Um den Uhren- sowie Detektionsübergang langzeitstabil adressieren zu können, ist ein Strahl wünschenswert, der eine Gauß-verteilte Intensität zeigt sowie vom Lasersystem entkoppelt ist. Hier bieten Glasfasern eine natürliche Lösung, die bei geeigneten Parametern nur Transmission in der Gauß-Mode zeigen [11, S. 388], [12,13]. Da Fasern im UV-Bereich schon bei geringen Intensitäten sogenannte Solarisation aufweisen, werden dort hydrierte Fasern verwendet [14,15]. Um die Bedingung der Transmission nur in der Gauß-Mode zu erhalten, werden photonische Kristallfasern mit Vollkern verwendet [12,13,16,17].
Im Rahmen dieser Arbeit werden Vorarbeiten für die Realisierung einer Multi-Ionen-Uhr mit $^{115}In^+$ geleistet. Das Ziel der Arbeit ist die Bereitstellung eines Gauß-ähnlichen, leistungsstarken Strahls für die Adressierung des Kühl- und Detektionsübergangs in $^{115}In^+$. Dadurch sollte sich eine gute Fokussierbarkeit ergeben, wodurch Streulicht am Dielektrikum des Fallenchips minimiert wird. Dadurch würden freie Ladungen entstehen, die das Fallenpotential verändern und zum Beispiel zusätzliche Mikrobewegung verursachen. Es würden zusätzliche Frequenzunsicherheiten entstehen, die die Genauigkeit der Uhr negativ beeinflusst.
In Kapitel 2 wird zunächst genauer auf das Termschema, die Kühlung und Detektion von $^{115}In^+$ eingegangen. Da für den Kühlübergang keine direkten Laser zur Verfügung stehen, wird die Theorie der Frequenzverdopplung vorgestellt.
In Kapitel 3 wird das Lasersystem, das das Licht für die Adressierung des Kühlübergangs bereitstellt, vorgestellt. Es werden die einzelnen Bestandteile des Systems charakterisiert und diskutiert. Weiterhin werden wichtige Kalibrierwerte angegeben.
In Kapitel 4 werden solarisationsresistente photonische Kristallfasern vorgestellt. Da keine kommerziellen Fasern für den tiefen UV-Bereich erhältlich sind, werden photonische Kristallfasern verwendet, die selbst konnektorisiert und resistent gegen die Solarisation im UV-Bereich gemacht werden. Die so hergestellten Fasern werden bei 231 nm und 237 nm bezüglich der Langzeittransmission charakterisiert.

Kapitel 2

Theorie

Das in dieser Arbeit vorgestellte Lasersystem soll für die Kühlung und Detektion von $^{115}In^{+}$ im Rahmen einer Multi-Ionen-Uhr genutzt werden. Es werden zunächst die theoretischen Grundlagen für die Kühlung und Detektion gelegt. Da die für die Uhrenspektroskopie relevanten Übergänge bei 230.6 nm und 236.5 nm, d.h. im tiefen UV-Bereich, liegen, für den keine direkten Laser zur Verfügung stehen, wird die Methode der Frequenzverdopplung vorgestellt. Damit ist es möglich, Laserstrahlen in diesem Wellenlängenbereich zu erzeugen.

2.1 Kühlung und Detektion von $^{115}In^{+}$

In diesem Abschnitt wird die Kühlung und Detektion von $^{115}In^{+}$ in Grundzügen vorgestellt. Es wird das Termschema angegeben und diskutiert. Anschließend werden die Kühlmethoden von $^{115}In^{+}$ und die Notwendigkeit dieses Lasers für die Uhrenspektroskopie diskutiert, sowie eine vereinfachte Sequenz für die Spektroskopie des Uhrenüberganges angegeben.
Um $^{115}In^{+}$ zu erhalten, wird metallischer Indium-Draht in einem Ofen der Temperatur ungefähr 900 K sublimiert. Das freie atomare Gas wird mit einer Blende zu einem Atomstrahl kollimiert. Durch Einstrahlen von Laserlicht der Wellenlänge 410.3 nm wird $^{115}In^{+}$ durch Zwei-Photonen-Ionisation von ^{115}In erzeugt [18]. Die Ionen werden in einer Paul-Falle nach [4] in einer Ultrahochvakuumkammer aus Titan gefangen.

Termschema

Abbildung 2.1 zeigt ein vereinfachtes Termschema von $^{115}In^{+}$. Der Übergang $^{1}S_0 \rightarrow ^{3}P_0$ ist in allen Multipol-Ordnungen verboten, da es sich hier um einen

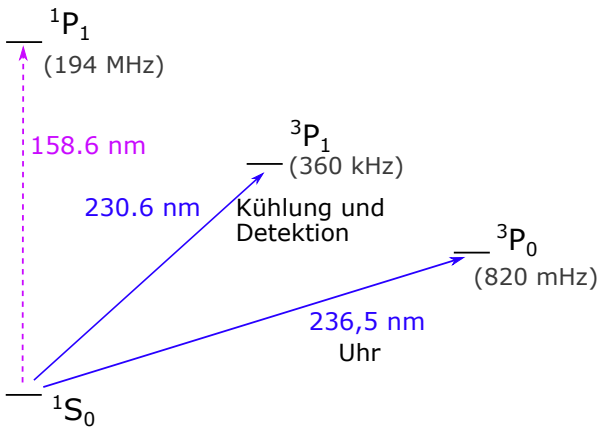


Abbildung 2.1: Vereinfachtes Termschema von $^{115}In^+$. In Klammern sind die Linienbreiten des Übergangs gegeben. Kühlung und Detektion ist auf den Übergängen $^1S_0 \rightarrow^1 P_1$ und $^1S_0 \rightarrow {}^3P_1$ möglich. Da der $^1S_0 \rightarrow {}^1P_1$-Übergang bei einer Wellenlänge von 158.6 nm liegt, die stark in der Luft absorbiert wird, wird der $^1S_0 \rightarrow {}^3P_1$-Übergang zum Kühlen und Detektieren verwendet, da auch hier noch genügend Photonen gestreut werden. Der $^1S_0 \rightarrow {}^3P_0$-Übergang kann aufgrund der geringen Linienbreite und der Insensitivität zu externen Störungen als Uhrenübergang genutzt werden [6].

Übergang mit $J = 0 \rightarrow J = 0$ (J=Elektronengesamtdrehimpuls) handelt. Aufgrund der Hyperfeinwechselwirkung dieses Zustands mit dem $^3P_1$-Zustand mit $J \neq 0$, ergibt sich hier trotzdem ein Ein-Photonenübergang bei 236.5 nm [6]. Wegen der hohen optischen Frequenz und der geringen Linienbreite von 820 mHz ergibt sich hier ein möglicher Güte-Faktor von $Q = \frac{\nu}{\Delta\nu} = 1.5 \times 10^{15}$. Dieser Übergang hat ein verschwindendes Quadrupolmoment [19] und eine im Vergleich zu anderen Kandidaten für optische Uhren sehr kleine AC-Stark-Verschiebung durch Schwarzkörperstrahlung [20]. Die hohe Masse von $^{115}In^+$ verringert zudem relativistische Frequenzverschiebungen durch die Doppler-Verschiebung zweiter Ordnung. Daher ist dieser Übergang ein guter Kandidat für eine optische Uhr [4, 5].

Der starke $^1S_0 \rightarrow {}^1P_1$-Übergang mit einer Linienbreite von 194 MHz liegt mit einer Wellenlänge von 158.6 nm im Vakuum-UV-Bereich, in dem Laserstrahlung stark von Luft absorbiert wird. Daher wird der $^1S_0 \rightarrow {}^3P_1$-Übergang bei 230.6 nm mit einer Linienbreite von 360 kHz für das Kühlen verwendet, da an diesem immer noch genug Photonen gestreut werden. Dieser Übergang wäre nach strenger Gültigkeit der LS-Kopplung dipol-verboten. Da sich $^{115}In^+$ aber im Bereich der intermediären Kopplung zwischen LS- und jj-Kopplung befindet, ergibt sich ein schwacher Übergang [6]. Kühlen ist daher nur langsam möglich.

Der Übergang $^1S_0 \rightarrow {}^3P_1$ besitzt einen Elektronen-Gesamtdrehimpuls von $J = 1$. Bei einem Kernspin von $I = 9/2$ von $^{115}In^+$ bedeutet dies eine Hyperfeinaufspaltung in drei Unterniveaus mit einem Gesamtdrehimpuls von $F = 7/2$, $F = 9/2$

und $F = 11/2$. Für die Kühlung und Detektion werden insbesondere die extremalen Zeeman-Zustände des $|F = 9/2, m_F = \pm 9/2\rangle \rightarrow |F = 11/2, m_F = \pm 11/2\rangle$-Überganges genutzt, mit denen durch optisches Pumpen effektiv ein Zwei-Niveau-System präpariert werden kann [6].

Kühlung

Kühlung der Ionen ist wichtig, um zum Beispiel die Dopplerverschiebung zweiter Ordnung und die damit verbundenen Unsicherheiten zu verringern [4]. Im späteren Uhrenbetrieb wird die Abfrage in Richtung der radialen Fallenachse stattfinden. Es wird daher Kühlung in diese Richtung betrachtet.
Bei typischen radialen Säkularfrequenzen von $\omega = 2\pi \times 1\,\mathrm{MHz}$ liegt $^{115}\mathrm{In}^+$ mit einer natürlichen Linienbreite des Kühlübergangs von $\Gamma = 2\pi\gamma = 2\pi \times 360\,\mathrm{kHz}$ weder im Bereich der starken Bindung $\Gamma \ll \omega$ noch im Bereich der schwachen Bindung $\Gamma \gg \omega$. Wegen $\Gamma < \omega$ werden zwar die Seitenbänder aufgelöst, es ist aber deutlich wahrscheinlicher andere als die gewünschten Seitenbänder anzuregen als im Fall der starken Bindung [21]. Man befindet sich also in einem intermediären Regime zwischen aufgelöstem und unaufgelöstem Seitenbandkühlen.
Beim Seitenbandkühlen wird das Kühlen z. B. durch Verstimmen der Laserfrequenz auf ein rotes Seitenband n. Ordnung $\omega_L = \omega_A - n\omega$ erreicht, wobei ω_A der atomaren Übergangsfrequenz entspricht. Die Größe der Seitenbänder ist proportional zu $J_n^2(\beta)$, wobei J_n die Besselfunktion n. Ordnung und $\beta = \frac{2\pi\Delta x}{\lambda}$, mit Anregungswellenlänge λ und Ausdehnung der Wellenfunktion des Ions Δx, ist [21]. Im Lamb-Dicke-Regime, in dem $\beta \ll 1$ gilt, sind nur noch die Seitenbänder erster Ordnung $\omega_A \pm \omega$ und der Träger ω_A relevant. Wird Licht der Frequenz des roten Seitenbandes $\omega_A - \omega$ eingestrahlt, relaxiert das Ion vom angeregten Zustand vor allem auf dem Träger. Es wird daher pro Absorption- und Emissionsprozess der Bewegung des Ions in der Falle die Energie eines Phonons $\hbar\omega$ entnommen. Durch Wiederholen dieses Prozesses kann nahe an den Bewegungsgrundzustand gekühlt werden. Die erreichbare Endtemperatur ist durch die nicht-resonante Anregung des Trägers ω_A und des blauen Seitenbands $\omega_A + \omega$ beschränkt. Diese Anregung wird mit sinkender Temperatur und steigender Intensität immer wahrscheinlicher. Insbesondere sollte eine niedrige Intensität deutlich unter der Sättigungsintensität I_{sat} gewählt werden [22, S. 347ff.].
Um in den Bereich des Lamb-Dicke-Regimes zu kommen, ist ein vorheriger Kühlschritt notwendig, da sich das Ion bei hoher Temperatur nicht im Lamb-Dicke-Regime befindet. Ein Vorschlag ist das sogenannte bichromatische Seitenbandkühlen. Dabei wird Licht eines Laser hoher Leistung ($I \gg I_{\mathrm{sat}}$), weit rotverstimmt vom Träger, zur Kühlung hoher Bewegungszustände, eingestrahlt. Licht eines anderen Lasers der Intensität $I \ll I_{\mathrm{sat}}$ auf dem roten Seitenbands dient der Kühlung in den Grundzustand [23].
Ein weiterer Ansatz bietet das sympathetische Kühlen. Werden zwei Ionen im

gleichen Fallenpotential gefangen, so sind ihre Bewegungen über die Coulomb-Wechselwirkung miteinander gekoppelt. Wird eines der Ionen gekühlt, wird auch das andere Ion gekühlt. Es kann so ein Ion mit einem starken Kühlübergang gewählt werden, mit dem schnelles Dopplerkühlen möglich ist. Sympathetisches Kühlen von $^{115}In^+$ konnte mit $^{172}Yb^+$ [24] und $^{40}Ca^+$ [9] gezeigt werden.
Im Rahmen des Experimentes wird der erste Kühlschritt von $^{115}In^+$ durch sympathetisches Kühlen mit $^{172}Yb^+$ erreicht. $^{172}Yb^+$ hat den Vorteil, dass alle benötigten Übergänge mit Diodenlasern adressierbar sind und durch die ähnliche Ionenmasse zu $^{115}In^+$ effizientes sympathetisches Kühlen möglich ist [5]. $^{172}Yb^+$ besitzt einen Kühlübergang bei 369.5 nm mit einer natürlichen Linienbreite von $\Gamma = 2\pi\gamma = 2\pi \times 20\,\mathrm{MHz}$, d. h. für diesen Übergang befindet sich $^{172}Yb^+$ im Bereich der schwachen Bindung $\omega \ll \Gamma$. Dopplerkühlen ist ähnlich wie bei einem freien Atom möglich [25]. Es ergibt sich bei einer thermische Verteilung eine Doppler-Temperatur bei einer Endverstimmung von $\delta = -\frac{\Gamma}{2}$ von [22, S. 365ff.]

$$T_D = \frac{\hbar\Gamma}{2k_B} = 480\,\mu\mathrm{K}. \tag{2.1}$$

$\hbar = \frac{6.626 \times 10^{-34}}{2\pi}\,\mathrm{J\,s}$ ist das reduzierte Planck'sche Wirkungsquantum und $k_B = 1.38 \times 10^{-23}\,\mathrm{J\,K^{-1}}$ die Boltzmann-Konstante. Wird angenommen, dass die Doppler-Temperatur von $^{172}Yb^+$ erreicht wird, ergibt sich eine mittlere Besetzungszahl von [21]

$$\langle n\rangle = \frac{1}{\exp\left(\frac{\hbar\omega}{k_B T_D}\right) - 1} \approx 10. \tag{2.2}$$

Mit der typischen Ausdehnung der Wellenfunktion eines harmonischen Oszillators ergibt sich $\Delta x = \sqrt{\left(n + \frac{1}{2}\right)\frac{\hbar}{m\omega}} = 30\,\mathrm{nm}$. Es ist $\beta < 1$ erfüllt, d. h. nach dem Doppler-Kühlen auf $^{172}Yb^+$ ist das Ion nahe am Lamb-Dicke-Regime. Es sind nur wenige Seitenbänder relevant, sodass effizientes Seitenbandkühlen auf dem roten Seitenband von $^{115}In^+$ im nächsten Kühlschritt möglich ist.
Das Seitenbandkühlen führt zu einer theoretischen Minimalbesetzungszahl von [23]

$$\langle n\rangle_{\min} = \left(\alpha + \frac{1}{4}\right)\frac{\Gamma^2}{2\omega^2} \overset{\alpha=1}{\approx} 0.04, \tag{2.3}$$

wobei α ein Parameter der Größenordnung 1 ist, der von der Geometrie der Absorption und Emission abhängt. Die minimal erreichbare Temperatur beträgt $T_{\mathrm{SB}} = \frac{\hbar\omega}{k_{\mathrm{B}} ln(1+\langle n\rangle^{-1})} = 15\,\mu\mathrm{K}$.
In [23] konnte das Kühlen von $^{115}In^+$ durch bichromatisches Kühlen bis auf eine Temperatur unter 100 µK gezeigt werden, was einer Besetzungszahl unter $\langle n\rangle < 0.6$ entspricht. In [26] konnte das sympathetische Kühlen von $^{115}In^+$ mit $^{40}Ca^+$ und anschließende Seitenbandkühlung auf $^{40}Ca^+$ gezeigt werden. Das Seitenbandkühlen

führte zur Kühlung einer Bewegungsmode der beiden Ionen bis auf eine mittlere Besetzungszahl von $\langle n \rangle = 0.096$.
Für die Kühlung ist die Kenntnis der Sättigungsintensität notwendig, da bei Sättigung des Kühlüberganges die erreichbare Minimaltemperatur ansteigt [21]. Die Sättigungsintensität eines Übergangs mit natürlicher Linienbreite Γ ist unter Berücksichtigung des Clebsch-Gordon-Koeffizienten C_{CG} gegeben durch [27, S. 142]

$$I_{\mathrm{sat}} = \frac{\pi h c \Gamma}{3\lambda^3 C_{\mathrm{CG}}^2}. \tag{2.4}$$

h ist das Planck'sche Wirkungsquantum, c die Vakuumlichtgeschwindigkeit und λ die Übergangswellenlänge. Für den Kühlübergang von $^{115}\mathrm{In}^+$, bei dem die extremalen Zeeman-Zustände $|F = 9/2, m_F = \pm\frac{9}{2}\rangle \rightarrow |F = 11/2, m_F = \pm\frac{11}{2}\rangle$ genutzt werden, ergibt sich mit dem Clebsch-Gordon-Koeffizienten $C_{\mathrm{CG}}^2 = \frac{5}{6}$ [28] eine Sättigungsintensität von $I_{\mathrm{sat}} = 46.1\,\mathrm{W\,m^{-2}}$.
Im späteren Uhrenbetrieb werden typischerweise lineare Coulomb-Kristalle mit einer axialen Ausdehnung von 400 µm verwendet [4]. In radialer Richtung wird ein vorgegebener Strahlradius von $w_r = 80\,\mu\mathrm{m}$ angenommen, wobei die radiale Ausdehnung typischerweise sehr viel kleiner ist. Damit die äußersten Ionen des linearen Coulomb-Kristalls mit nahezu der gleichen Rate gekühlt und detektiert werden, sollen sie 95 % der maximalen Intensität erhalten. Der Intensitätsverlauf eines Gauß-Strahls in Abhängigkeit des Abstands r zum Intensitätsmaximum I_0 hat die Form [11, S. 88]

$$I(r) = I_0 e^{-\frac{2r^2}{w^2}}. \tag{2.5}$$

Die Bedingung $I(r = 200\,\mu\mathrm{m}) \stackrel{!}{=} 0.95 I_0$ führt zu einem axialen Strahlradius von $w_a = 1248\,\mu\mathrm{m}$. Damit folgt für die Sättigungsleistung mit $P_{\mathrm{sat}} = \frac{1}{2}\pi w_r w_a I_{\mathrm{sat}} = 7.23\,\mu\mathrm{W}$ [11, S. 89].

Detektion

Neben der Kühlung wird der $^1\mathrm{S}_0 \rightarrow {}^3\mathrm{P}_1$-Übergang zur Fluoreszenz-Detektion von $^{115}\mathrm{In}^+$ genutzt. Die Fluoreszenz-Rate für eine gegebene Verstimmung Δ der Laserfrequenz zur atomaren Übergangsfrequenz ist gegeben durch [27, S. 180]

$$f(s) = \frac{\Gamma}{2}\frac{s}{1 + s + 4\left(\frac{\Delta}{\Gamma}\right)^2} \stackrel{\Delta=0}{=} \frac{\Gamma}{2}\frac{s}{1+s}, \tag{2.6}$$

wobei $s = \frac{I}{I_{\mathrm{sat}}} = \frac{P}{P_{\mathrm{sat}}}$ der Sättigungsparameter ist. Das Fluoreszenz-Signal ist für $s \rightarrow \infty$, d. h. $I \rightarrow \infty$, maximal mit $f_{\max}(I) = \frac{\Gamma}{2}$. Bei bekannter Leistung kann so die zu erwartende Fluoreszenzrate bestimmt werden oder über das Fluoreszenzsignal die genaue Leistung eines Lasers bestimmt werden. Für maximale Fluoreszenz sollte der Laser resonant zum Übergang eingestrahlt werden.

Der Detektionsübergang ist für die Abfrage des Uhrenüberganges wichtig. Da der Uhrenübergang eine geringe Zerfallsrate besitzt, strahlt dieser nach Gleichung 2.6 im Mittel ein Photon pro 2.5 s in eine Richtung ab. Selbst bei einer Detektion über den gesamten Raumwinkel 4π wäre eine direkte Detektion dieses Übergangs nahezu unmöglich, denn dies ist immer noch geringer als das Rauschen eines Photomultipliers. Die Detektion des Uhrenübergangs geschieht daher über electron-shelving. Wird der Uhrenübergang angeregt, so kann der Detektionsübergang (=Kühlübergang) nicht mehr angeregt werden. Die Frequenz des Lasers für die Abfrage des Uhrenüberganges kann auf die Dunkelphasen des Detektionsüberganges optimiert werden [10].
Im Groben kann die Sequenz für die Abfrage des Uhrenüberganges wie folgt aussehen:

1. Sympathetisches Kühlen von $^{115}In^+$ mit $^{172}Yb^+$ bis an das Doppler-Limit
2. Präparation in einen der extremalen Zeeman-Zustände $|F = 9/2, m_F = \pm\frac{9}{2}\rangle$ des Grundzustand $^1S_0$
3. Seitenbandkühlen auf $^{115}In^+$ über den $^1S_0 \rightarrow {}^3P_1$-Übergang
4. Abfrage des Uhrenübergangs $^1S_0 \rightarrow {}^3P_0$ in $^{115}In^+$
5. Detektion auf dem $^1S_0 \rightarrow {}^3P_1$-Übergang von $^{115}In^+$.

Während der Abfrage durch den Uhrenlaser werden alle anderen Laser abgeschaltet, um strahlungsinduzierte Verschiebungen des Überganges zu verhindern. Nach jeder Sequenz erhält man 1 Bit Information über die Anregung. Über wiederholte Messung erhält man die Information über die Anregungswahrscheinlichkeit. So kann die Laserfrequenz angepasst werden und auf Resonanz mit dem Übergang gehalten werden.

2.2 Frequenzverdopplung

Für die Kühlung und Detektion von $^{115}In^+$ wird Laserlicht bei 230.6 nm benötigt (s. Abschnitt 2.1). Da bei dieser Wellenlänge keine direkten Laser vorhanden sind, muss das Licht anderweitig erzeugt werden. Eine Möglichkeit bietet die Frequenzverdopplung. Zunächst wird die Theorie der Frequenzverdopplung und die für die Frequenzverdopplung benötigte Phasenanpassung beschrieben. Anschließend wird ein qualitativer Überblick zur Frequenzverdopplung in einem Resonator und die dazu benötigte Längenstabilisierung mit dem Hänsch-Couillaud-Verfahren gegeben.

2.2.1 Theorie

Die folgenden Überlegungen richten sich nach den Ausführungen in [11, S. 1055ff.]. Die Frequenzverdopplung von Licht ist die Konsequenz der nichtlinearen Polarisation zweiter Ordnung eines Materials. Die Nichtlinearität ist dabei in den meisten Fällen klein gegenüber dem linearen Anteil. Die Polarisation kann daher in einer Taylorreihe entwickelt werden[1]:

$$P(\mathcal{E}) = \epsilon_0\chi^{(1)}\mathcal{E} + \frac{1}{2}\chi^{(2)}\mathcal{E}^2 + \frac{1}{6}\chi^{(3)}\mathcal{E}^3 + \cdots := \epsilon_0\chi^{(1)}\mathcal{E} + P_{\mathrm{NL}}, \tag{2.7}$$

wobei P_{NL} den nichtlinearen Anteil der Polarisation zum gesamten elektrischen Feld $\mathcal{E}$ beschreibt. $\chi^{(n)}$ ist der Koeffizient der nichtlinearen Polarisation n-ter Ordnung, der sich bei der Entwicklung von $P(\mathcal{E})$ um $\mathcal{E} = 0$ ergibt.
Besitzt ein Material Inversionssymmetrie, wie z. B. Flüssigkeiten oder Gase, so sind die Koeffizienten in Gleichung 2.7 $\chi^{(n)} = 0$ für gerades n. Es sind daher nur Kristalle für die Frequenzverdopplung ($n = 2$) geeignet, die keine Inversionssymmetrie besitzen.
Aus den Maxwell-Gleichungen erhält man mit Gleichung 2.7 die Wellengleichung in einem Medium

$$\nabla^2\mathcal{E} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2\mathcal{E}}{\partial t^2} = \mu_0\frac{\partial^2 P}{\partial t^2}, \tag{2.8}$$

wobei P den nichtlinearen Anteil der Polarisation aus Gleichung 2.7 beinhaltet. μ_0 ist die magnetische Feldkonstante und c die Vakuumlichtgeschwindigkeit. Betrachtet man nun nur den nichtlinearen Anteil aus Gleichung 2.8, so erhält man

$$\nabla^2\mathcal{E} - \frac{n^2}{c^2}\frac{\partial^2\mathcal{E}}{\partial t^2} = \mu_0\frac{\partial^2 P_{\mathrm{NL}}}{\partial t^2} =: Q, \tag{2.9}$$

wobei Q als Quellterm einer neuen Welle angesehen werden kann. n ist hier der Brechungsindex im Medium. Im folgenden wird nur der Term zweiter Ordnung der Polarisation betrachtet, d. h. $P_{NL} = d_{\mathrm{eff}}\mathcal{E}^2$ mit $d_{\mathrm{eff}} := \frac{1}{2}\chi^{(2)}$. Das Gesamtfeld $\mathcal{E}$ kann so als Superposition dreier Wellen mit ω_1, ω_2 und ω_3 gewählt werden. Für den Fall ebener Wellen folgt

$$\mathcal{E}(t) = Re\left(E_1 e^{i\omega_1 t}\right) + Re\left(E_2 e^{i\omega_2 t}\right) + Re\left(E_3 e^{i\omega_3 t}\right). \tag{2.10}$$

Damit die drei Felder miteinander über das Medium wechselwirken können, muss eine der drei Frequenzen die Summe oder Differenz der beiden anderen Frequenzen sein. Betrachtet wird nun der Fall $\omega_1 + \omega_2 = \omega_3$. Mit $E_i = A_i e^{-ik_i z}$ für sich in z-Richtung ausbreitende, ebene Wellen der Amplitude A_i und Wellenzahl $k_i = \frac{\omega_i}{c}$

[1] I.A. sind die Koeffizienten Tensoren n. Ordnung. Unter Betrachtung von Symmetrien können die Koeffizienten in dieser Gleichung als Effektivwerte betrachtet werden. Eine genaue Darlegung findet sich z.B. in [11, S. 1114ff.]

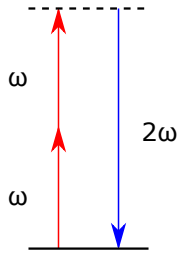


Abbildung 2.2: Frequenzverdopplung im quantenmechanischen Bild. Zwei Photonen der Frequenz ω regen das virtuelle Niveau an, das unter Aussendung eines Photons der Frequenz 2ω wieder relaxiert.

ergibt sich mit Gleichung 2.9 und der Definition von P_{NL} nach einigen Rechenschritten

$$\left(\nabla^2 + k_1^2\right) E_1 = -\mu_0 \omega_1^2 d_{\text{eff}} E_3 E_2^* \tag{2.11a}$$

$$\left(\nabla^2 + k_2^2\right) E_2 = -\mu_0 \omega_2^2 d_{\text{eff}} E_3 E_1^* \tag{2.11b}$$

$$\left(\nabla^2 + k_3^2\right) E_3 = -\mu_0 \omega_3^2 d_{\text{eff}} E_1 E_2. \tag{2.11c}$$

Für den Fall der Frequenzverdopplung gilt $\omega_3 = 2\omega_1 =: 2\omega$ und damit $\omega_2 = \omega_1 = \omega$. Kommen die Wellen der Frequenz ω aus dem gleichen Strahl so gilt $E_1 = E_2$. Damit vereinfacht sich Gleichung 2.11c zu

$$\left(\nabla^2 + k_3^2\right) E_3 = -\mu_0 \omega_3^2 d_{\text{eff}} E_1^2. \tag{2.12}$$

Abbildung 2.2 zeigt die Frequenzverdopplung im quantenmechanischen Bild als Anregung des virtuellen Energieniveaus der Energie $E = 2\hbar\omega$ durch zwei Photonen des fundamentalen Feldes, das unter Aussendung eines Photons des harmonischen Feldes der Frequenz 2ω wieder relaxiert.
Nun wird ein Ausdruck für die linke Seite der Gleichungen 2.12 gesucht. Die komplexe Amplitude A_i soll sich dabei nur wenig und nur in z-Richtung ändern, d. h. $A_i = A_i(z)$. Es wird also der kollineare Fall betrachtet, in dem sich alle drei Wellen in z-Richtung ausbreiten. Es gilt:

$$\nabla^2 \left(A_i e^{-ik_i z}\right) = \frac{\partial^2 A_i}{\partial z^2} e^{-ik_i z} + 2\frac{\partial A_i}{\partial z}\frac{\partial e^{-ik_i z}}{\partial z} + A_i \frac{\partial^2 e^{-ik_i z}}{\partial z^2}. \tag{2.13}$$

Bei kleiner Konversion bleibt die Amplitude des Lichts über eine Wellenlänge nahezu konstant. In diesem Fall gilt $\frac{\partial^2 A_i}{\partial z^2} \ll \frac{\partial A_i}{\partial z}$. Dieser Term kann daher in Gleichung

2.13 vernachlässigt werden und es folgt:

$$\left(\nabla^2 + k_i^2\right) E_i \approx -2ik_i \frac{\partial A_i}{\partial z} e^{-ik_i z}. \tag{2.14}$$

und damit mit Gleichung 2.12

$$\frac{\partial A_3}{\partial z} = \frac{-i\mu_0 d_{\text{eff}} \omega_3^2}{2k_3} A_1^2 e^{i\Delta k z}, \tag{2.15}$$

mit $\Delta k = k_3 - k_1 - k_2 = k_3 - 2k_1$.
Es kann nun das Feld des frequenzverdoppelten Lichts berechnet werden. Dabei wird angenommen, dass das Feld der Fundamentalen konstant ist, d. h. $A_1 = A_1(z) = A_1(0)$. Es folgt mit dem Integral über die Länge des Verdopplungskristalls L

$$A_3(L) = \frac{-iA_1^2(0)\mu_0 d_{\text{eff}} \omega_3^2}{2k_3} \int_0^L e^{i\Delta k z} dz = \frac{-A_1^2(0)\mu_0 d_{\text{eff}} \omega_3^2}{2k_3} \frac{e^{i\Delta k L} - 1}{\Delta k}. \tag{2.16}$$

Für die Intensität eines Feldes der Amplitude A_i gilt $I_i = \frac{cn\epsilon_0}{2} A_i^2$ und es folgt für die Intensität der Harmonischen

$$\begin{aligned} I_3 &= \frac{cn\epsilon_0}{2} |A_3|^2 = |a_3|^2 = \frac{cn\epsilon_0}{2} \left(\frac{\mu_0 d_{\text{eff}} \omega_3^2}{2k_3}\right)^2 A_1(0)^4 L^2 \text{sinc}^2\left(\frac{\Delta k L}{2\pi}\right) \\ &= \frac{2}{cn\epsilon_0} \left(\frac{\mu_0 d_{\text{eff}} \omega_3^2}{2k_3}\right)^2 I_1^2 L^2 \text{sinc}^2\left(\frac{\Delta k L}{2\pi}\right). \end{aligned} \tag{2.17}$$

Die Intensität der Harmonischen steigt quadratisch mit der Intensität der Fundamentalen an. Außerdem ist die Intensität quadratisch von der Kristalllänge L und der Nichtlinearität d_{eff} abhängig. Die Konversionseffizienz als Verhältnis der Eingangsleistung zur Ausgangsleistung ist nach Gleichung 2.17 eine Funktion der Eingangsleistung

$$\eta_C = \frac{P_3}{P_1} \propto d_{\text{eff}} L^2 \text{sinc}^2\left(\frac{\Delta k L}{2\pi}\right) P_1. \tag{2.18}$$

Die Konversionseffizienz nimmt mit steigender Leistung der Fundamentalen P_1 und quadratisch mit der Kristalllänge L und dem nichtlinearen Koeffizienten d_{eff} zu.

2.2.2 Phasenanpassung

Gleichung 2.17 hat das globale Maximum bei $\Delta k = 0$. Diese Bedingung beschreibt die sogenannte Phasenanpassungsbedingung. Im quantenmechanischen Bild ist

dies äquivalent zur Impulserhaltung zweier Photonen des fundamentalen Feldes zum Photon des harmonischen Feldes [11, S. 1071f.]

$$\hbar k_1 + \hbar k_1 = \hbar k_3. \tag{2.19}$$

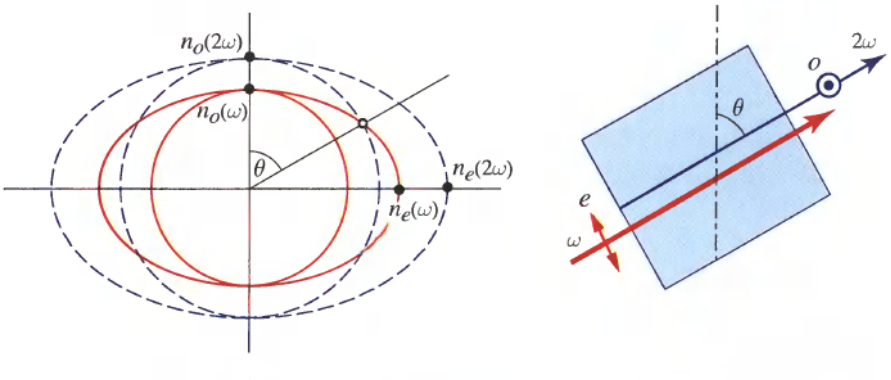
Im Wellenbild kann die Bedingung für Phasenanpassung wie folgt aufgefasst werden: setzt man in Gleichung 2.19 $k_i = \frac{n_i \omega_i}{c}$ ein, wobei c die Vakuumlichtgeschwindigkeit und $n_i = n(\omega_i)$ der Brechungsindex des Mediums bei der Frequenz ω_i ist. Bei der Frequenzverdopplung führt dies mit der Bedingung $\Delta k = 0$ zu

$$k_1 + k_1 = \frac{n_1\omega_1}{c} + \frac{n_1\omega_1}{c} = k_3 = \frac{n_3\omega_3}{c} \overset{\omega_3 = 2\omega_1}{=} \frac{2n_3\omega_1}{c} \leftrightarrow n_\omega = n_1 = n_3 = n_{2\omega}. \tag{2.20}$$

Der Brechungsindex $n_1 = n_\omega$ der Fundamentalen ist der gleiche wie für die Harmonische $n_3 = n_{2\omega}$ [29, S. 79ff.]. Die Fundamentale und Harmonische haben damit die gleiche Phasengeschwindigkeit im Medium. Somit ist die Phasenbeziehung beider Wellen im Medium über die ganze Kristalllänge gleich. Würden die Wellen keine feste Phasenbeziehung haben, würden Harmonische und Fundamentale miteinander vollständig oder zumindest teilweise destruktiv interferieren. Die Effizienz der Erzeugung der Harmonischen wird vermindert, was auch durch Gleichung 2.17 ausgesagt wird.
Im Allgemeinen hängt in anisotropen Medien, wie es Kristalle sind, der Brechungsindex von Polarisation und dem Winkel bezüglich der Hauptachse des Kristalls ab. Die Bedingung in Gleichung 2.20 kann nur mit doppelbrechenden Kristallen erreicht werden. Der Brechungsindex des ordentlichen Strahls ist dabei unabhängig vom Winkel Θ des Strahls zur optischen Achse des Kristalls. Es gilt $n_o(\Theta, \omega) = n_o(\omega)$. Der Brechungsindex des außerordentlichen Strahls $n_e(\Theta, \omega)$ hängt vom Winkel Θ ab. Es gilt [11, S. 1072ff.]

$$\frac{1}{n_e^2(\Theta, \omega)} = \frac{\cos^2(\Theta)}{n_o^2(\omega)} + \frac{\sin^2(\Theta)}{n_e^2(\omega)}. \tag{2.21}$$

Graphisch können für einen einachsigen Kristall die Brechungsindizes des ordentlichen und außerordentlichen Strahls in einer Brechungsindexellipse dargestellt werden. Wird dies für Fundamentale und Harmonische gemacht, gibt der Schnittpunkt beider Ellipsen den Winkel Θ zur optischen Hauptachse an, der für die Phasenanpassung nötig ist. Dies ist in Abbildung 2.3 zu sehen. Hier liefert die Bedingung $n_e(\Theta, \omega) = n_o(2\omega)$ den richtigen Winkel für die Phasenanpassung im Kristall. Diese Art der Phasenanpassung wird auch Winkel-Phasenanpassung genannt. Der Nachteil der Winkel-Phasenanpassung ist, dass bei $\Theta \neq 0°, 90°$ der Poynting- und Propagationsvektor des außerordentlichen Strahls nicht parallel sind. Damit verringert sich der Überlapp zwischen Fundamentaler und Harmonischer, wodurch die Konversionseffizienz sinkt. Dies wird walk-off genannt. Die Strahlqualität der Harmonischen wird dadurch schlechter [29, S. 98f].



(a) (b)

Abbildung 2.3: Veranschaulichung der Winkel-Phasenanpassung. (a) Brechungsindexellipse für den ordentlichen und außerordentlichen Strahl der Fundamentalen und Harmonischen im Kristall. Damit kann der Winkel Θ zur optischen Achse des Kristalls für die Phasenanpassung bestimmt werden. (b) Phasenanpassung im Kristall. Das Licht des fundamentalen Feldes trifft im Winkel Θ gemäß der Phasenanpassungsbedingung auf die optische Achse des Kristalls. Dadurch wird effiziente Frequenzverdopplung ermöglicht. Die Bilder stammen aus [11, S. 1074].

Daneben gibt es die sogenannte Temperatur-Phasenanpassung. Hier wird die Phasenanpassung in einigen Materialien durch Änderung der Kristalltemperatur erreicht, da sich der Brechungsindex der Fundamentalen und der Harmonischen mit der Temperatur unterschiedlich stark ändern [29, S. 99].
Eine dritte Art der Phasenanpassung ist die Quasi-Phasenanpassung (QPA). Dies ist keine wirkliche Phasenanpassung, sondern eine Beeinflussung des Materials, sodass effiziente Frequenzverdopplung erfolgen kann. Gleichung 2.17 impliziert bei gegebener Phasenfehlanpassung $\Delta k \neq 0$ eine kritische Länge L_K eines Kristalls innerhalb der effiziente Frequenzverdopplung stattfinden kann [11, S. 1078ff.]. Für diese kritische Länge gilt

$$L_K = \frac{\pi}{|\Delta k|}. \tag{2.22}$$

Abbildung 2.4 zeigt die relative Leistung der Harmonischen ohne Phasenanpassung (kurz: KPA), mit normaler Phasenanpassung (kurz: NPA) und mit QPA. KPA zeigt eine $2L_K$-Periodizität. Nach dieser Periode zeigen Fundamentale und Harmonische eine Phasenbeziehung, die zu destruktiver Interferenz führt. Für die QPA wird das Vorzeichen von d_{eff}, d. h. das Vorzeichen des Koeffizienten $\chi^{(2)}$, nach Einheiten der kritischen Länge L_K periodisch geändert. Dadurch werden die unterschiedlichen Phasengeschwindigkeiten der Fundamentalen und Harmonischen nach der Länge $2L_K$ wieder kompensiert und die Wellen laufen wieder phasengleich. Da

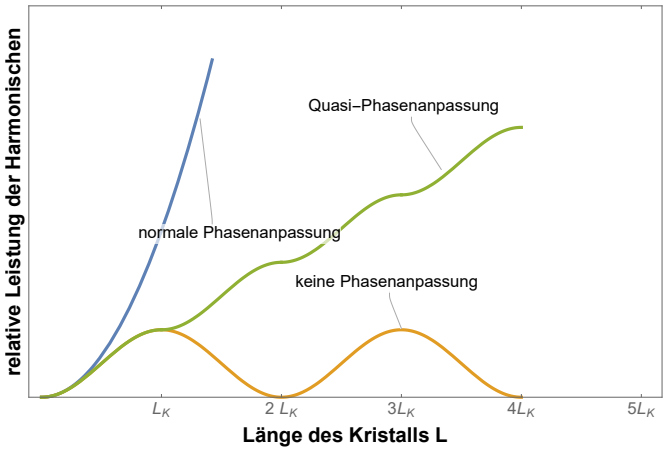


Abbildung 2.4: Relative Leistung der Harmonischen nach Gleichung 2.17 in Abhängigkeit der Kristalllänge in Einheiten der kritischen Länge L_K für die normale Phasenanpassung (NPA), keine Phasenanpassung (KPA) und Quasi-Phasenanpassung (QPA). KPA zeigt eine $2L_K$-Periodizität, da nach dieser Länge Harmonische und Fundamentale destruktiv interferieren. Die NPA zeigt einen deutlich größeren Anstieg der Leistung mit der Kristallänge als die QPA. Bei der QPA wird das Vorzeichen von $\chi^{(2)}$ nach L_K periodisch geändert.

innerhalb der Längen L_K aber trotzdem eine Phasenfehlanpassung vorhanden ist, ist dieser Prozess nicht so effektiv wie die NPA. Das Ändern des Vorzeichens von $\chi^{(2)}$ wird oft durch periodische Polung erreicht. Dabei werden elektrische Felder so angelegt, dass sich die Ausrichtung des Materials permanent ändert. Trotzdem bietet die Quasi-Phasenanpassung eine gute Möglichkeit für die Frequenzverdopplung. Materialien, die ein hohes $\chi^{(2)}$ haben und andere geeignete Materialeigenschaften besitzen wie geeignete Transparenz im benötigten Wellenlängenbereich, aber keine Möglichkeit der NPA bieten, können so für die Frequenzverdopplung genutzt werden [11, S. 1078ff.], [29, S. 84ff.].
Die Phasenanpassung ist für die Maximierung der Leistung des frequenzverdoppelten Lichts notwendig. Sie kann durch Winkel-, Temperatur- oder Quasi-Phasenanpassung abhängig vom jeweiligen Kristall erreicht werden. Die Art der Phasenanpassung kann auch bei der Wahl des Kristalls eine Rolle spielen.

2.2.3 Frequenzverdopplung in einem Resonator

Dieser Abschnitt befasst sich mit der Frequenzverdopplung in einem Resonator. Dies bietet eine Möglichkeit die Konversionseffizienz in einem System begrenzter Leistung zu erhöhen [30]. Dazu ist zunächst die Wahl des Kristalls wichtig, da damit die Parameter für den Resonator vorgegeben werden. Es folgt eine kurze Erläuterung zur Berechnung des optimalen Strahldurchmessers im Kristall, um die Leistung des frequenzverdoppelten Lichts beim einfachen Durchlaufen des Kris-

talls zu maximieren. Anschließend werden wichtige Parameter eines Resonators definiert. Zuletzt wird die Stabilität eines solchen Resonators betrachtet, damit Fehljustagen durch thermische Drifts im Experiment keine großen Auswirkungen auf die Leistung der Harmonischen haben.[2]

Wahl des Verdopplungskristalls

Für effiziente Frequenzverdopplung ist zunächst die Wahl des Kristalls wichtig. Anforderungen an den Kristall sind genügende Transparenz sowohl für die Fundamentale als auch die Harmonische und ein möglichst großer nichtlinearer Koeffizient d_{eff}. Durch diesen werden die Parameter wie Verluste im Resonator durch Konversion und Absorption oder die Brechung des Strahls für die Modenanpassung vorgegeben.
Im Falle der ersten Frequenzverdopplung von 922 nm $\rightarrow$ 461 nm wird analog zu [31] ein periodisch gepolter Kaliumtitanylphosphat-Kristall gewählt (kurz: PPKTP). Zur Wahl des Kristalls sei hier auf [31] verwiesen. Die Phasenanpassung erfolgt hier über Quasi-Phasenanpassung, bei der zusätzlich die Kristalltemperatur angepasst werden muss. PPKTP ist anfällig für die Bildung thermischer Linsen, was bei der Planung des Resonators berücksichtigt werden sollte [31, 32].
Für die zweite Frequenzverdopplung 461 nm $\rightarrow$ 231 nm wird Beta-Bariumborat (kurz: BBO) gewählt. Dieser Kristall findet häufig in der Erzeugung von UV-Licht Einsatz, da er über einen großen Wellenlängenbereich transparent ist und eine, verglichen mit anderen möglichen Materialien, große Nichtlinearität besitzt [33]. Zudem besitzt BBO eine große Zerstörschwelle, sodass eine große Intensität für eine effiziente Frequenzverdopplung gewählt werden kann [34]. Die Phasenanpassung für BBO erfolgt durch Winkel-Phasenanpassung [33].
Nach der Wahl des Kristalls ist auch die Kristalllänge wichtig. Gleichung 2.18 impliziert einen möglichst langen Kristall, da die Konversionseffizienz quadratisch mit der Kristalllänge steigt. In der Realität ist die Kristalllänge ein Kompromiss verschiedener Faktoren. Beispielsweise zeigt BBO durch die kritische Phasenanpassung einen walk-off, der mit steigender Kristalllänge zunimmt. Die optimale Länge ist daher ein Kompromiss aus einem walk-off, der die Strahlqualität nicht zu sehr verschlechtert und hoher Konversionseffizienz [34]. Bei periodisch gepolten Kristallen mit Quasi-Phasenanpassung hängt zum Beispiel der Abstand periodisch gepolter Regionen von der Temperatur ab [31]. Bei steigender Kristalllänge muss die Kristalltemperatur über einen größeren Bereich konstant gehalten werden, um die Phasenanpassungsbedingung zu erfüllen. Ist der Kristall zu lang, so kann dies zu technischen Schwierigkeiten führen.

[2] Die Resonatoren wurden nicht vom Autor dieser Arbeit geplant und aufgebaut. Dieses Kapitel dient dem Leser als Hilfestellung der Planung eines Verdopplungsresonators und dem Verständnis für die Beschreibung des Aufbaus. Es wird qualitativ auf die einzelnen zu beachtenden Schritte bei der Planung eingegangen.

Ist der optimale Kristall gewählt, so kann der theoretisch optimale Strahlradius für die Konversion berechnet werden.

Frequenzverdopplung mit Gauß-Strahlen

Die Betrachtungen in Abschnitt 2.2.1 beziehen sich auf den Fall ebener Wellen. Für die Frequenzverdopplung mit einem Resonator ist eine Betrachtung mit Gauß-Strahlen der TEM_{00}-Mode notwendig. Obwohl in einem Resonator auch höhere Moden angeregt werden können [11, S. 458ff.], wird oft nur die TEM_{00}-Mode (Gauß-Mode) betrachtet. Die Erzeugung frequenzverdoppelten Lichts mit Gauß-Strahlen wurde von G. D. Boyd und D. A. Kleinman [30] betrachtet. Sie berechneten einen Ausdruck für die Leistung der Harmonischen in Abhängigkeit einer optimierbaren Funktion $h(\sigma, \beta, \kappa, \xi, \mu)$. Die Parameter sind definiert als

$$\sigma = \frac{1}{2} b \Delta k \tag{2.23a}$$

$$\beta = \frac{\rho}{\delta_0} \tag{2.23b}$$

$$\kappa = \frac{1}{2} \alpha b \tag{2.23c}$$

$$\xi = \frac{L}{b} \tag{2.23d}$$

$$\mu = \frac{l - 2f}{L} \tag{2.23e}$$

mit der Größe des Fokus w_0, der Wellenzahl im Kristall $k_1 = \frac{2\pi n}{\lambda}$, dem Konfokal-Parameter $b = w_0^2 k_1$, der Phasenfehlanpassung Δk aus Abschnitt 2.2.2, dem Doppelbrechungs-Winkel ρ, $\delta_0 = \frac{2w_0}{b}$, einem Parameter $\alpha = \alpha_1 - \frac{1}{2}\alpha_2$ abhängig von den Absorptionskoeffizienten α_1 und α_2 der Fundamentalen und Harmonischen, der Länge des Kristalls L und dem Ort des Fokus im Kristall f. Boyd und Kleinman nehmen σ, μ und ξ als optimierbare Parameter für die Leistung der Harmonischen an. σ repräsentiert die Phasenfehlanpassung, μ den Ort des Fokus und ξ die Stärke der Fokussierung im Kristall. Die Doppelbrechung im Kristall wird mit dem Parameter β berücksichtigt und κ berücksichtigt die Absorption im Kristall.
Mit dieser Funktion ist die Leistung der Harmonischen P_3 gegeben durch

$$P_3 = K P_1^2 L k_1 e^{\mu\left(\alpha_1 + \frac{1}{2}\alpha_2\right)L} h(\sigma, \beta, \kappa, \xi, \mu). \tag{2.24}$$

Dies kann nun genutzt werden, um die freien Parameter auf die Leistung der Harmonischen bei gegebenen Kristallparametern zu optimieren. Die Definition der Funktion $h(\sigma, \beta, \kappa, \xi, \mu)$ ist in [30] gegeben. Man erhält so zum Beispiel den optimalen Ort und die theoretisch optimale Größe des Fokus. Dies ist ein Anhaltspunkt für die Berechnungen des Resonatordesigns.

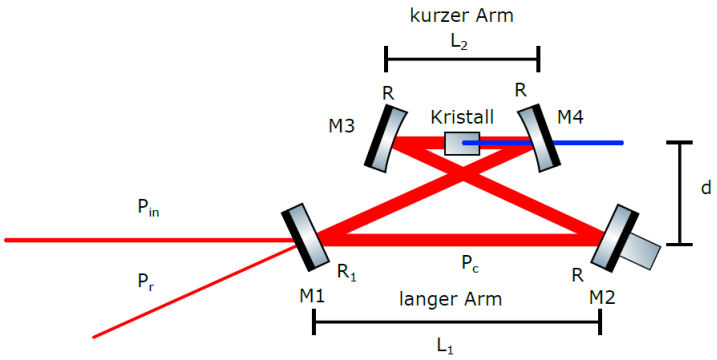


Abbildung 2.5: Schematischer Aufbau eines Resonators mit einem Verdopplungskristall. Das Licht des fundamentalen Feldes trifft auf den Resonator und wird über die Resonatorspiegel mehrfach auf den Kristall gelenkt. Bei jedem Auftreffen auf den Kristall wird bei geeigneter Phasenanpassung Konversion von der Fundamentalen in die Harmonische erzielt und die Konversionseffizienz verglichen mit dem Fall ohne einen Resonator erhöht.

Wichtige Parameter eines Resonators

Optische Resonatoren bieten die Möglichkeit zur Leistungsüberhöhung eines auf sie eintreffenden Lichtstrahls. Dies wird dadurch erreicht, dass das Licht zwischen Spiegeln mehrfach umherläuft, bevor es den Resonator wieder verlässt. Dieses Prinzip kann für die Frequenzverdopplung nutzbar gemacht werden. Ein Eingangsstrahl kann durch einen Resonator mehrfach den Verdopplungskristall passieren und bei jedem Passieren Konversion erzielen. Abbildung 2.5 zeigt einen solchen Aufbau. Für die Frequenzverdopplung eignet sich ein sogenannter Bow-Tie-Resonator, da hier das Licht der Fundamentalen den Kristall nur in eine Richtung passiert und das frequenzverdoppelte Licht in Transmission von Spiegel M4 aus dem Resonator ausgekoppelt werden kann. Gegenüber Ringresonatoren bestehend aus drei Spiegeln bietet ein Bow-Tie-Resonator den Vorteil eines kompakteren Aufbaus. Spiegel M2-M4 sind hochreflektiv für die Fundamentale, M4 ist im Idealfall zudem antireflektiv für die Harmonische beschichtet. Die Reflektivität R_1 des Spiegels M1 wird entsprechend der unten vorgestellten Impedanzanpassung gewählt.
Voraussetzung für die Einkopplung von Licht in einen Resonator ist, dass die optische Weglänge des Resonators einem ganzzahligen Vielfachen der halben Wellenlänge entspricht [11, S. 439]:

$$L_{\text{opt}} = n\frac{\lambda}{2}, n \in \mathbb{N}. \tag{2.25}$$

Die Frequenz des Lichts ist häufig durch den Laser vorgegeben. Da im Experiment die optische Resonatorlänge Fluktuationen durch z. B. Luftbewegung oder Vibration der optischen Elemente unterliegt, muss die optische Weglänge auf die Resonanzbedingung aus Gleichung 2.25 stabilisiert werden. Dies kann z. B. durch

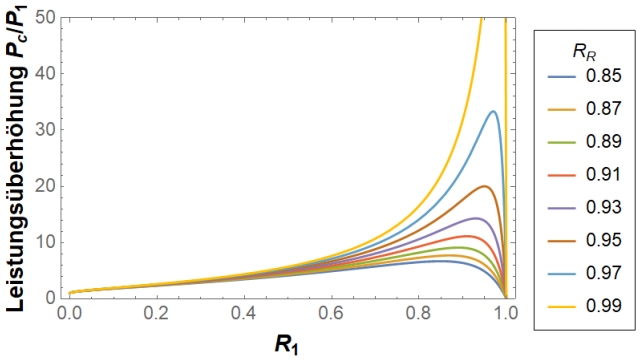


Abbildung 2.6: Leistungsüberhöhung in einem Resonator in Abhängigkeit der Reflektivität R_1 für verschiedene Verluste $1 - R_R$ innerhalb eines Resonatorumlaufs (ohne die Reflektivität des ersten Spiegels). Das Maximum liegt bei $R_1 = R_R$ und steigt mit geringeren Verlusten im Resonator. Die Kurven fallen schneller im untergekoppelten Bereich $R_1 > R_R$ als im übergekoppelten Bereich $R_1 < R_R$.

einen am Spiegel M2 angebrachten piezoelektrischen Aktuator erfolgen. Über das in Abschnitt 2.2.4 beschriebene Verfahren kann ein Regler die optische Weglänge des Resonators stabilisieren.
Ein wichtiger Parameter eines Resonators ist die Finesse. Diese ist definiert als Verhältnis des freien Spektralbereichs (FSB) $\Delta\nu$ des Resonators zur vollen Halbwertsbreite (VHB) $\delta\nu$ der Resonanz [35, S. 142]:

$$\mathcal{F} = \frac{\Delta\nu}{\delta\nu}. \tag{2.26}$$

Der freie Spektralbereich eines Resonators ist der Frequenzabstand zweier Resonanzen und nach Gleichung 2.25 allein durch die optische Weglänge des Resonators gegeben. Es gilt $\Delta\nu = \frac{c}{2L_{\text{opt}}}$ [11, S. 443]. Die Finesse ist durch die Verluste $(1 - R)$ innerhalb eines Resonatorumlaufs gegeben. R ist das Leistungsverhältnis nach einem Umlauf. Es gilt [35, S. 142]

$$\mathcal{F}(R) = \frac{\pi}{\left|\ln\left(\sqrt{R}\right)\right|}. \tag{2.27}$$

Durch Betrachtung der Felder bei Resonanz können Ausdrücke für die Leistung des reflektierten Lichts P_r und des im Resonator zirkulierenden Lichts P_c errechnet werden. Für die Leistungsüberhöhung ergibt sich [36]:

$$\frac{P_c}{P_1} = \frac{1 - R_1}{\left(1 - \sqrt{R_1 R_R}\right)^2}. \tag{2.28}$$

Abbildung 2.6 zeigt die Leistungsüberhöhung aus Gleichung 2.28 in Abhängigkeit der Reflektivität R_1 des Spiegels M1 für verschiedene Verluste $1 - R_R$ im Resonator

(ohne die Reflektivität des Spiegels R_1). Zu sehen ist, dass die zirkulierende Leistung mit sinkenden Verlusten steigt. Insbesondere ist für $R_R = R_1$ die zirkulierende Leistung bei Resonanz maximal. Schaut man sich die reflektierte Leistung

$$P_r = \frac{\left(\sqrt{R_1} - \sqrt{R_R}\right)^2}{\left(1 - \sqrt{R_1 R_R}\right)^2} P_1. \tag{2.29}$$

an [36], so ist bei Resonanz $P_r = 0$, d. h. das komplette Licht wird in den Resonator gekoppelt. Anschaulich werden dann genau die im Resonator auftretenden Verluste durch das auf den Resonator treffende Licht kompensiert. Dies wird auch Impedanzanpassung genannt. Für $R_1 > R_R$ heißt der Resonator untergekoppelt, für $R_1 < R$ übergekoppelt und für $R_1 = R_R$ impedanzangepasst. Die zirkulierende Leistung P_c ist für den impedanzangepassten Fall maximal. Der Resonator sollte daher bei Verlusten unter $1 - R_R < 15\,\%$ impedanzangepasst werden oder leicht übergekoppelt werden, da für Unterkopplung die zirkulierende Leistung für die genannten Fälle schneller abfällt.

Neben der Impedanzanpassung des Resonators muss das auf den Resonator treffende Licht modenangepasst werden. Das bedeutet, dass das auf den Resonator treffende Licht wie die TEM_{00}-Mode des Resonators geformt wird. Anschaulich wird so ein Gauß-Strahl nach einem Resonatorumlauf in sich selbst reflektiert. Dies kann zum Beispiel mit der Matrizenoptik für Gauß-Strahlen berechnet werden [35, S. 561ff.].

Die oben genannten Überlegungen gelten allgemein für Resonatoren. Für die Frequenzverdopplung treten zusätzlich durch die Konversion Verluste auf, die bei der Berechnung der zirkulierenden Leistung nach Gleichung 2.28 zu berücksichtigen sind. Die Konversionseffizienz mit Gauß-Strahlen ist gegeben durch [37]

$$\eta_C = \frac{2\omega^2 d_{\mathrm{eff}}^2 k_1}{\pi n^3 \epsilon_0 c^3} L h(B, \xi) P_c =: \kappa_C P_c, \tag{2.30}$$

wobei $h(B, \xi) = h\left(\sigma_m(B, \xi), B\xi^{-1/2}, 0, \xi, 0\right)$ eine nach [30] bereits optimierte Form der Funktion in Gleichung 2.24 ist. Der Parameter $B = \beta\xi^{1/2}$ ist ein modifizierter Parameter von β. Die Gesamtverluste in einem Bow-Tie-Resonator wie in Abbildung 2.5 sind $R_V = R^3(1 - \eta_C)e^{-\alpha L}$, wobei α der Absorptionskoeffizient des Mediums ist und Absorption der Fundamentalen berücksichtigt. Damit kann die Finesse und die Impedanzanpassung des Resonators berechnet werden.

Die Leistungserhöhung aus Gleichung 2.28 hängt nach Gleichung 2.30 wieder von der zirkulierenden Leistung P_c ab, man muss daher Gleichung 2.28 mit Gleichung 2.30 nach P_c auflösen.

Für die Leistung der Harmonischen folgt insgesamt

$$P_3 = \eta_C P_c = \kappa_C P_c^2. \tag{2.31}$$

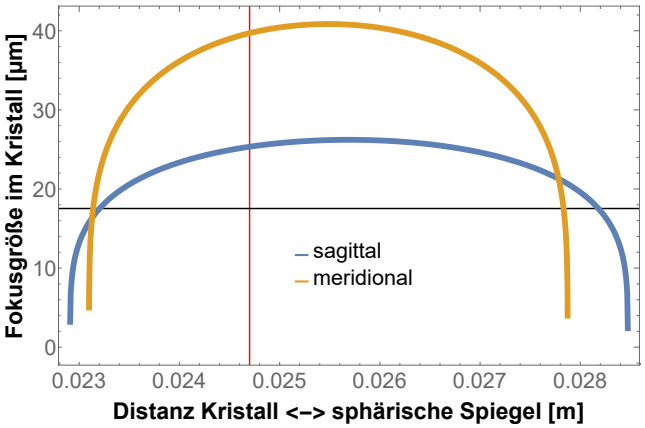


Abbildung 2.7: Änderung des Fokusradius im Verdopplungskristall mit der Distanz der sphärischen Spiegel M3 und M4 zu den jeweils zugewandten Facetten des Kristalls für den BBO-Resonator aus Abschnitt 3.4. Der graue Strich zeigt den nach Boyd-Kleinman theoretisch optimalen Fokusradius, rot den im Experiment gewählten Punkt, der insensitiver auf Änderungen der Resonatorlänge ist.

Die Leistung der Harmonischen steigt monoton mit der Eingangsleistung an, da die zirkulierende Leistung monoton mit der Eingangsleistung steigt.

Stabilität

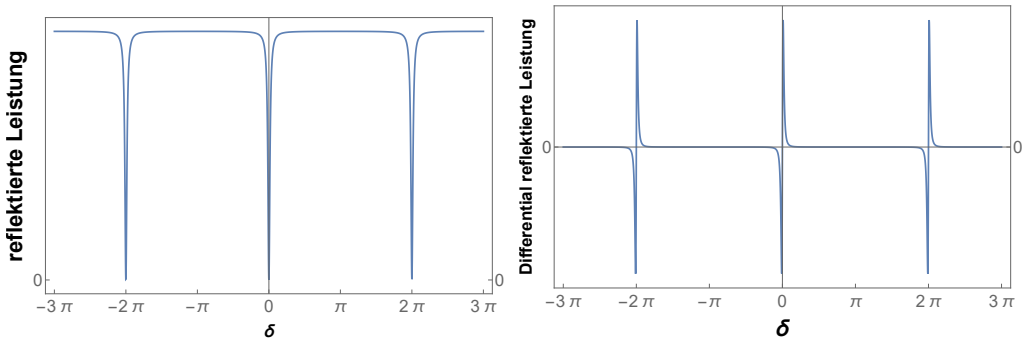
Ist mit Gleichung 2.24 der theoretisch optimale Fokuspunkt und die Fokusgröße bekannt, kann der Resonator um den Kristall gestaltet werden. Sind die Optiken vorgegeben, kann die Position der optischen Elemente optimiert werden. Dies kann durch die Matrizen-Optik von Gauß-Strahlen erzielt werden.
Oft ist es in der Praxis vorteilhaft, dass der Fokus nicht die theoretisch optimale Größe hat. Zum Beispiel bei Kristallen, die empfindlich auf die Bildung thermischer Linsen sind, kann der optimale Fokus in dem Bereich liegen, in der sich thermische Linsen bilden. Durch thermischen Linsen ändert sich die Resonatormode. Bleibt die auf den Resonator treffende Mode gleich, so verringert sich die Einkoppeleffizienz in den Resonator [32]. Die Intensität der Fundamentalen, die im Resonator zirkuliert, wird verringert, was die Intensiät der Harmonsichen verringert. Um dem entgegen zu wirken, kann zum Beispiel die Fokusgröße im Kristall erhöht werden [31].
Eine genaue Analyse der Stabilität eines Resonators befindet sich z.B. in [38]. Die Optimierung eines Verdopplungsresonators wird am Bow-Tie-Resonator in Abbildung 2.5 qualitativ dargestellt. Durch äußere Einschränkungen kann der Resonator nicht beliebig groß gestaltet werden. Ziel ist es den Resonator möglichst kompakt zu halten, deswegen wird z. B. die Breite d des Resonators vorgegeben. Als freie Parameter bleiben nun die Länge des langen und kurzen Arms. Für die Optimierung wird der sagittale und meridionale Strahlradius im Resonator und zum Beispiel deren Fokusgröße im Kristall abhängig von verschiedenen dieser freien Parametern

betrachtet. In Abbildung 2.7 ist die sagittale und meridionale Fokusgröße in einem BBO-Kristall in Abhängigkeit von der Distanz der sphärischen Spiegel M3 und M4 zum Kristall zu sehen[3]. Die anderen Parameter, wie Länge des langen Armes, sind dabei fest gehalten. Die Boyd-Kleinman-Analyse würde einen optimalen Fokusradius von ca. 18 µm ergeben. Dies ist in der Abbildung als schwarze Linie zu sehen. Der optimale Strahlradius liegt in einem Bereich, in dem sich der Strahlradius stark mit der Kristall↔Spiegel-Distanz ändert. Es ist daher ein instabiler Punkt bezüglich der Fokusgröße. Daher wird ein Punkt gewählt, an dem der Resonator stabiler auf Schwankungen der Länge ist, wodurch wird die Stabilität auf Kosten einer geringeren Konversionseffizienz erhöht. In Abbildung 2.7 ist die gewählte Distanz für einen stabilen Betrieb als rote Linie zu sehen. Analog wird nun die Länge und die Fokusgröße im langen Arm auf Stabilität optimiert. Da damit auch wieder die Stabilität im kurzen Arm verändert wird, muss die Optimierung wechselseitig und iterativ erfolgen.
Mit einem optischen Verdopplungsresonator mit den oben genannten Optimierungen kann auch bei kleiner Eingangsleistung eine größere Ausgangsleistung der Harmonischen erzeugt werden, als durch Einfachpassage des Lichts durch einen Verdopplungskristall möglich wäre. Wichtig ist, dass die Impedanz- und Modenanpassung des Resonators stimmen. Der Resonator sollte so konstruiert werden, dass er insensitiv auf leichte Dejustagen ist. In diesem Abschnitt wird vorausgesetzt, dass der Resonator auf Resonanz ist. Wie dies im Experiment erreicht werden kann, zeigt der nächste Abschnitt.

2.2.4 Hänsch-Couillaud-Stabilisierung eines Resonators

Die Überlegungen in Abschnitt 2.2.3 behandeln die Eigenschaften eines Resonators bei Resonanz. Gleichung 2.25 impliziert bei konstanter Wellenlänge λ, dass die optische Weglänge eines Resonators stabil sein muss. Da die optische Weglänge eines Resonators ohne spezielle Vorkehrungen ständiger Fluktuationen unterliegt, muss diese aktiv stabilisiert werden. Dies kann zum Beispiel durch einen beweglichen Spiegel im Resonator erreicht werden, der an einem piezoelektrischen Aktuator befestigt ist. Dessen Ausdehnung kann über die angelegte Spannung geregelt werden.
Über einen Regelkreis kann damit die optische Weglänge stabilisiert werden. Dazu muss der dazugehörige Regler ein Fehlersignal erhalten, bei dem eindeutig bestimmt ist, in welche Richtung auf Resonanz geregelt werden muss. Das Reflexionssionssignal des Resonators beim Durchstimmen kann nicht als Fehlersignal genutzt werden. Dieses Signal ist in Abbidlung 2.8 (a) in Abhängigkeit des Parameters $\delta = \frac{2\Delta\omega L_{\text{opt}}}{c}$ zu sehen. $\Delta\omega$ gibt die Verstimmung der Laserfrequenz ω_L zur Resonanzfrequenz des Resonators ω_R an. Für $\delta < 0$ ergibt sich ein Fehlersignal, das das gleiche Vorzeichen haben würde wie bei $\delta > 0$. Das Kompensationssignal durch

[3]Es handelt sich dabei um eine Analyse des Resonators aus Abschnitt 3.4



(a) (b)

Abbildung 2.8: (a) Leistung des am Resonator reflektierten Feldes in Abhängigkeit des Parameters $\delta = \frac{2\Delta\omega L_{opt}}{c}$ und (b) des Differential der Leistung nach δ für Leistungsverluste von $1 - R = 0.05$ während eines Umlaufs. Zu sehen ist, dass das Differential zum Regeln auf Resonanz geeignet wäre, da das Vorzeichen sich beim Durchgang durch die Resonanz ändert. Das Signal ist aber sehr diskret. Es können damit keine großen Frequenzsprünge kompensiert werden.

den Regler wäre nicht eindeutig. Alternativ könnte das Differential des Transmissionssignals (Abbildung 2.8 (b)), was aber den Nachteil hat, dass das Signal sehr diskret ist und damit keine großen Frequenzsprünge kompensieren werden könnten [39]. Die nachfolgenden Rechnungen richten sich nach den Überlegungen in [39] und [40, S. 268ff.].
Eine andere Möglichkeit einen Resonator auf Resonanz zu halten bzw. ein geeignetes Fehlersignal zu generieren wurde von T. W. Hänsch und B. Couillaud im Jahre 1980 vorgeschlagen. Dieses setzt voraus, dass innerhalb eines Resonators ein polarisierendes Element vorhanden ist. Das Aufbauprinzip ist in Abbildung 2.9 zu sehen. Linear polarisiertes Licht der Polarisation $\vec{E}_{in}$ trifft auf den Resonator. Das polarisierende Element ist der Einfachheit halber ein Linear-Polarisator. Dann kann die Eingangskomponente in zwei Anteile $E^s_{in} = E_{in}\sin\Theta$ und $E^p_{in} = E_{in}\cos\Theta$ senkrecht bzw. parallel zur Polarisatorachse zerteilt werden.
Da die senkrechte Komponente vom Polarisator komplett ausgelöscht wird, ist die senkrechte Komponente des elektrischen Feldes nur durch das direkt reflektierte Licht bestimmt:

$$E^s_r = \sqrt{R_1} E^s_{in}. \tag{2.32}$$

R_1 ist die Reflektivität des ersten Resonatorspiegels. Die parallele, reflektierte Komponente des Feldes besteht aus der Überlagerung des direkt reflektierten Felds und des Feldes nach einem Resonatorumlauf:

$$E^p_r = E^p_{in}\left(\sqrt{R_1} - \frac{T_1}{\sqrt{R_1}}\frac{re^{i\delta}}{1 - re^{i\delta}}\right). \tag{2.33}$$

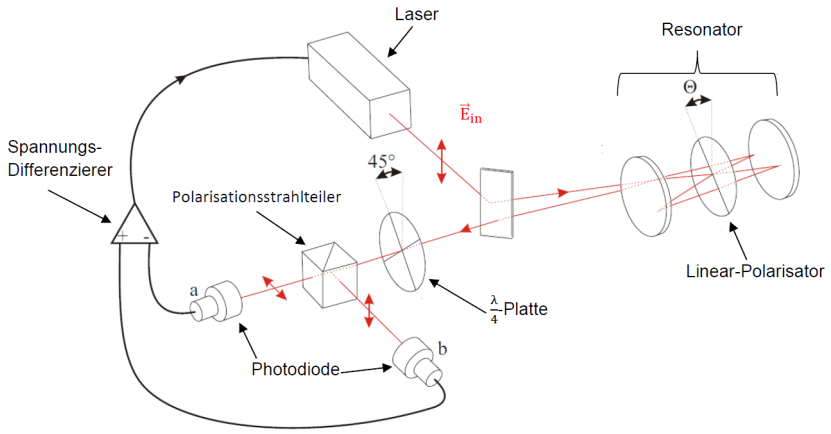


Abbildung 2.9: Schematischer Aufbau eines Resonators mit Hänsch-Couillaud-Stabilisierung. Licht aus einem Laser der Polarisation E_{in} trifft auf einen Resonator, in dem sich ein polarisierendes Element befindet (der Einfachheit halber ein Linearpolarisator). Das reflektierte Gesamtfeld trifft auf eine $\frac{\lambda}{4}$-Platte und einen Polarisationsstrahlteiler (PBS). Die beiden Ausgangsstahlen des Polarisationsstrahlteilers werden jeweils mit einer Photodiode detektiert. Die daraus entstehenden Spannungen werden anschließend voneinander subtrahiert. Die entstehende Spannung ist das Fehlersignal. Das Bild ist eine Modifikation aus [41].

Dabei ist r das Verhältnis der Amplituden nach einem Rundlauf im Resonator und T_1 die Leistungstransmittivität des ersten Resonatorspiegels. Bei Resonanz ist $\delta = 2n\pi$, d. h. die reflektierten Anteile bleiben in Phase. Lediglich die Richtung wird gedreht. Das reflektierte Licht ist daher wieder linear polarisiert. Neben der Resonanz erhält der parallele Anteil eine zusätzliche Phase. Daher ist das am Resonator reflektierte Gesamtfeld elliptisch polarisiert. Die Elliptizität enthält Information darüber, ob $\delta < 0$ oder $\delta > 0$. Zur Analyse der Elliptizität der Polarisation ist in Reflexion zum Resonator eine $\frac{\lambda}{4}$-Platte mit anschließendem Polarisationsstrahlteiler aufgebaut. Die schnelle Achse der Verzögerungsplatte ist im 45°-Winkel zur Polarisationsachse eines der Ausgänge eingestellt. Es ergibt sich mit dem Jones-Formalismus (s. z.B. [11, S. 239ff.]):

$$\vec{E}_{a,b} = \frac{1}{2}\begin{pmatrix} 1 & \pm 1 \\ \pm 1 & 1 \end{pmatrix}\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & i \end{pmatrix}\begin{pmatrix} E_r^p \\ E_r^s \end{pmatrix}. \tag{2.34}$$

Damit lässt sich die Intensität an den beiden Ausgängen des Polarisationsstrahlteilers berechnen:

$$I_{a,b} = \frac{1}{2}c\epsilon|\vec{E}_{a,b}|^2 = \frac{1}{2}c\epsilon|E_r^p \pm iE_r^s|^2. \tag{2.35}$$

Insgesamt ergibt sich durch Einsetzen von den Gleichungen 2.32 und 2.33 in Glei-

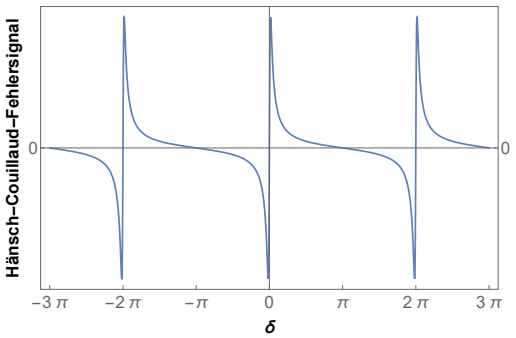


Abbildung 2.10: Fehlersignal nach dem Hänsch-Couillaud-Verfahren (Gleichung 2.36) mit $R = |r|^2 = 0.95$. Zu sehen ist, dass das Fehlersignal verglichen mit Abbildung 2.8 (b) breiter ist. Der Resonator kann daher auch über breitere Frequenzsprünge, bis hin zum halben freien Spektralbereich, stabilisiert werden [40, S. 270].

chung 2.35 eine Differenz zwischen den Intensitäten am Ausgang des Polarisationsstrahlteilers von

$$I_a - I_b = 2I_{in}\sin\Theta\cos\Theta\frac{T_1|r|^2\sin\delta}{(1-|r|^2)^2 + 4|r|^2\sin^2\frac{\delta}{2}}. \tag{2.36}$$

Werden diese Intensitäten mit Photodioden detektiert, so kann durch Subtrahieren der Signale ein Fehlersignal $U_F \propto I_a - I_b$ erzeugt werden. Abbildung 2.10 zeigt die Form des Fehlersignals, das mit diesem Verfahren generiert werden kann. Zu sehen ist, dass die Region, in der der Resonator stabilisiert werden kann, größer ist als mit dem Differential des reflektierten Lichts (Abbildung 2.8 (b)).
Insgesamt bietet diese Methode eine Möglichkeit die Länge eines Resonators zu stabilisieren. Voraussetzung dafür ist aber das Vorhandensein eines polarisierenden Elementes innerhalb des Resonators. Im Falle eines Verdopplungsresonators ist nach Abschnitt 2.2.2 der Verdopplungskristall ein polarisierendes Element, da eine der Polarisationsrichtungen Verluste durch Konversion erfährt. Damit wird ein Fehlersignal qualitativ ähnlich zu Abbildung 2.10 erreicht (s. dazu Abschnitt 3.3.2 und 3.4.2).

Kapitel 3

^{115}In^{+}-Detektionslasersystem

Nach Abschnitt 2.1 wird für die Kühlung und Detektion von $^{115}In^{+}$ Licht bei 230.6 nm benötigt (im Folgenden wird 231 nm für diese Wellenlänge angegeben). Da bei dieser Wellenlänge keine direkten Laser zur Verfügung stehen, muss das Licht aus mindestens einer Frequenzverdopplung gemäß Abschnitt 2.2 erzeugt werden. Das Laserlicht bei dieser Wellenlänge wird mit einem Diodenlaser bei 922 nm und zweifache Frequenzverdopplung erzeugt. Es ist möglich, den Laser auf die Resonanz eines ultrastabilen Resonators zu stabilisieren, um den schmalen Kühlübergang zu adressieren.
In diesem Kapitel werden die einzelnen Teile des Lasersystems diskutiert und die optimalen Parameter für das Experiment vorgestellt. Abbildung 3.1 zeigt den ersten Teil des optischen Aufbaus. Zunächst wird der 922 nm-Laser vorgestellt und diskutiert. Aufgrund der geringen Linienbreite des betrachteten Überganges ist für den Laser zudem eine Frequenzstabilisierung notwendig. Es folgt die Charakterisierung des Trapezverstärkers, der die Ausgangsleistung des Lasers und damit die Effizienz der Frequenzverdopplung nach Abschnitt 2.2 erhöht. Anschließend werden die beiden darauffolgenden Frequenzverdopplungsresonatoren vorgestellt und diskutiert. Dabei werden relevante Ergebnisse präsentiert, die typischerweise erreicht werden können.

3.1 922 nm Diodenlaser mit externem Resonator

Ausgangspunkt des Lasersystems bildet ein Diodenlaser mit externem Resonator [1]. Abbildung 3.2 zeigt den realen Aufbau des Lasers mit den für die Justage relevanten

[1] Der Laser besteht aus Teilen einer alten Toptica DL-100-Einheit bei 740 nm in Littrow-Konfiguration nach [42], das Teil einer Toptica TA-SHG-pro war

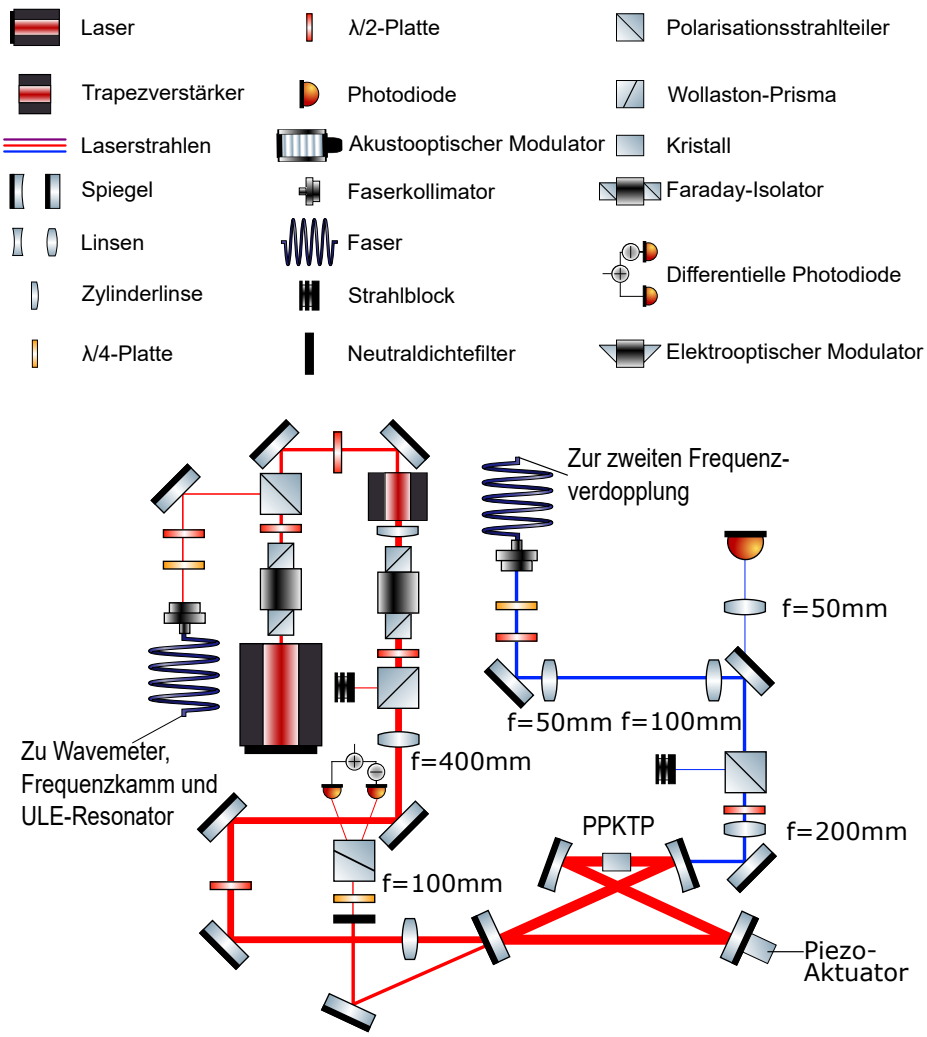


Abbildung 3.1: Schematischer Aufbau des ersten Teils des Lasersystems. Das Licht eines 922 nm-Diodenlaser mit externem Resonator wird mit einem Trapezverstärker für die erste Frequenzverdopplung in einem Resonator verstärkt. Das frequenzverdoppelte Licht wird über eine Faser zum zweiten Frequenzverdopplungsresonator geschickt. Oben ist die Legende für die schematischen Aufbauten in dieser Arbeit gegeben.

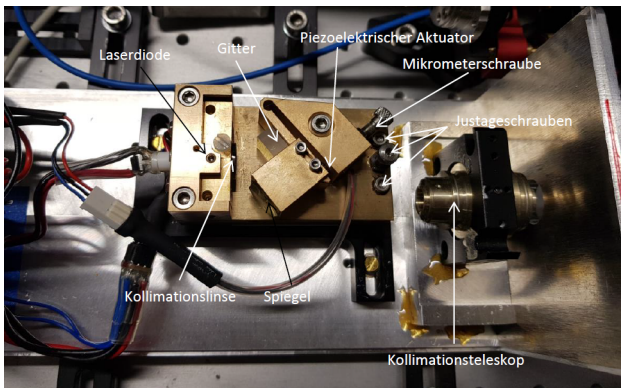


Abbildung 3.2: Foto des realen Laseraufbaus. Im Bild sind die für die Justage relevanten Bauteile gekennzeichnet. Die Laserdiode befindet sich hinter der Kollimationslinse. Der piezoelektrische Aktuator wird mit der Mikrometerschraube gegen den Gitterhalter gedrückt.

Teilen. Die Laserdiode[2] von Eagleyard mit einer zentralen Wellenlänge von 940 nm kann von 860 nm bis 940 nm genutzt werden (Angaben nach Datenblatt).
Die Justage erfolgt in folgenden Schritten:

1. Das Licht der Laserdiode wird mit der Kollimationslinse über einen Strahlweg von 1.2 m in vertikaler Richtung kollimiert. Aufgrund der stark unterschiedlichen Divergenz in horizontaler und vertikaler Richtung wird mit dieser Linse nur die vertikale Strahlrichtung kollimiert. Die horizontale Richtung wird durch das Kollimationsteleskop kollimiert.

2. Das Gitter samt Halter wird in den dafür vorgesehenen Platz eingesetzt. Das Gitter wird in Littrow-Konfiguration angebracht, d. h. die erste Beugungsordnung des optischen Gitters wird zurück auf die Laserdiode reflektiert und bildet so den Laserresonator mit der Ausgangsfacette der Laserdiode [42]. Die Gittergleichung in Littrow-Konfiguration ist

$$2\sin\Theta_{\text{in}} = \frac{\lambda}{d}, \tag{3.1}$$

wobei Θ_{in} der Einfallswinkel zum Gitter, λ die Wellenlänge des Lichts und d der Abstand zweier Gitterlinien ist [40, S. 294]. Damit kann der Winkel des Gitters zum einfallenden Strahl bestimmt werden, um die grobe Wellenlängenanpassung durchzuführen. Das Gitter besitzt eine Gitterkonstante von $g = \frac{1}{d} = 1400\,\text{mm}^{-1}$, d. h. $d = 714\,\text{nm}$ und die Wellenlänge beträgt $\lambda = 922\,\text{nm}$. Daraus ergibt sich mit Gleichung 3.1 ein Winkel von $\theta_{in} = 40.2°$.

[2]Genaue Bezeichnung: EYP-RWE-0940-08000-0750-SOT01-0000, Seriennummer: BA-03276

Dieser Winkel wird zunächst gegenüber dem einfallenden Strahl nach Augenmaß eingestellt.

3. Es werden ca. 80 mA an der Laserdiode angelegt. Der Rückreflex in die Laserdiode kann mit der Mikrometerschraube in der Horizontalen eingestellt werden. Mit den Justageschrauben wird der Laserresonator in vertikaler Richtung geschlossen. Anschließend kann die Leistung in der nullten Beugungsordnung gemessen und die Laserschwelle durch weitere Optimierung der Gitterposition mit den Justageschrauben gesenkt werden.

4. Liegt die Laserschwelle bei ca. 36 mA[3] so wird der Strahl über den Spiegel, der am Gitter befestigt wird, ausgekoppelt und über Fasern zu einem Wavemeter WS7 von High Finesse und zu einem optischen Spektrumanalysator AQ-6315E von Ando gelenkt. Der Laserstrom wird auf 110 mA gesetzt und die Wellenlänge durch die Schraube, die den Piezo gegen das Gitter drückt, ungefähr auf 922.68 nm eingestellt. Anschließend wird die Temperatur so eingestellt, dass der Laser bei ca. 120 mA über einen großen Bereich in nur einer Mode Licht abstrahlt. Dies kann über das Interferogramm des Wavemeters betrachtet werden. Die optimierte Temperatur der Laserdiode beträgt 22.90(5) °C.

5. Der Laser wird wieder an die Laserschwelle gebracht. Mit den Justageschrauben wird die Laserschwelle minimiert. Die minimale Laserschwelle ist in Abbildung 3.3 zu sehen und liegt zwischen 33 mA und 34 mA. Zu sehen ist, dass oberhalb der Laserschwelle die Leistung nahezu linear ansteigt. Die Laserleistung bei 140.0(5) mA beträgt 65(3) mW. Der Fehler bei der Leistungsmessung stammt aus dem Datenblatt des Sensors PD-300-UV von Ophir.

Das Strahlprofil des Lasers nach Justage wird ca. 5 cm nach dem Kollimationsteleskop gemessen. Es ergeben sich Strahlradien von ca. $r_h = 1.58$ mm und $r_v = 1.69$ mm. Das Strahlprofil ähnelt einer Gauß-Mode (s. Fit in der Abbbildung) und sollte damit gut für den weiteren Strahlverlauf formbar sein. Messungen an weiteren Stellen zeigen, dass der Strahl in dieser Einstellung leicht konvergent ist (Fokuspunkt > 75 cm entfernt), was aber mit dem vorhandenen Kollimationsteleskop nicht besser einstellbar ist.
Auf den Laser folgt ein optischer Isolator I-920-4L von Isowave, der Rückreflexe in die Laserdiode deutlich abschwächt, die Beschädigungen der Laserdiode und eine Verschlechterung der Ausgangsmode verursachen können. Mit einer Apertur von 4 mm passt der Strahl ohne zusätzliche Linsen durch den Isolator. Es wird eine Transmission von ca. 76 % erreicht.
Es folgt eine $\frac{\lambda}{2}$-Platte mit einem darauffolgenden Polarisationsstrahlteiler (im folgenden PST genannt), um die Anteile des am PST reflektierten und transmittierten

[3] Dieser Wert ist Richtwert, der sich nach schneller Justage ergab.

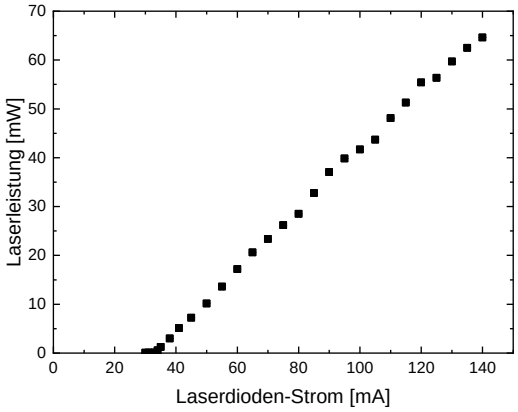


Abbildung 3.3: Abhängigkeit des an der Laserdiode anliegenden Stroms zur ausgehenden Leistung. Der Laserstrom wird über einen Toptica DL-100-Treiber eingestellt und abgelesen. Die Leistung wird aus Platzgründen vor dem Gehäuse des Trapezverstärkers gemessen und über die Effizienz der Isolator-Transmission und dem Leistungsverhältnis vor dem Polarisationsstrahlteiler zur Leistung vor dem Trapezverstärker interpoliert. Zu sehen ist, dass zwischen 33 mA und 34 mA die Leistung deutlich linear zunimmt und bei 140.0(5) mA eine Ausgangsleistung von 65(3) mW erreicht. Der Fehler bei den Leistungswerten beträgt ±5 % und stammt aus dem Datenblatt des verwendeten PD-300-UV-Sensors von Ophir.

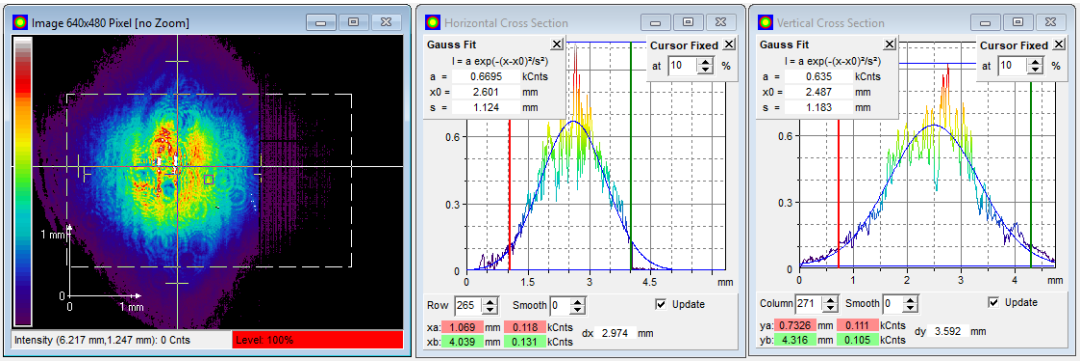


Abbildung 3.4: Strahlprofil nach dem Laser gemessen in einer Entfernung von ca. 5 cm zum Kollimationsteleskop. Die Interferenzringe in der Mitte des Strahlprofils stammen von Staub auf dem Sensor und zeigen sich auch auf dem Gauß-Fit. Es ergeben sich horizontale und vertikale Strahldurchmesser von ca. $r_h = \sqrt{2}s_h = 1.58\,\text{mm}$ und $r_v = \sqrt{2}s_v = 1.69\,\text{mm}$. Der Gauß-Fit ergibt eine gute Übereinstimmung mit den Messdaten. Die Abweichungen stammen vor allem von Staub auf dem Sensor. Die Modenqualität wird für eine weitere Verwendung für gut befunden.

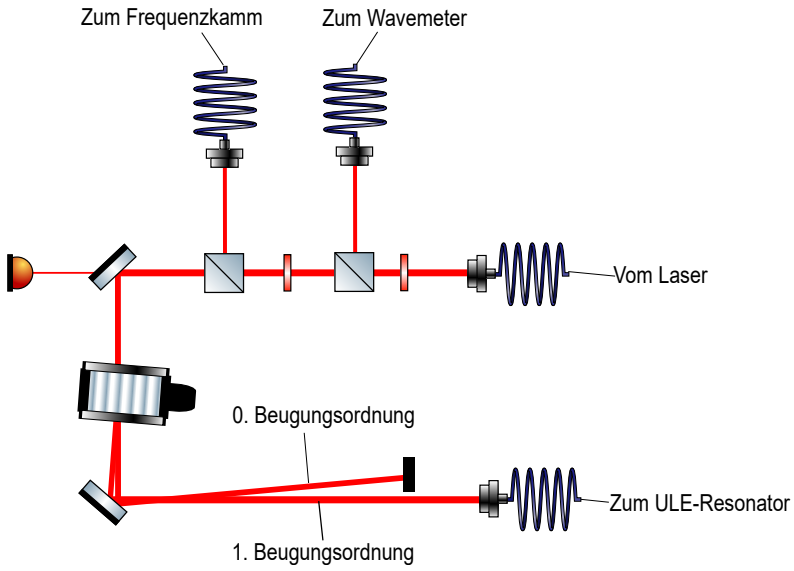


Abbildung 3.5: Schematischer Aufbau nach der Faser, die das Licht direkt aus dem Laser in drei Teilstrahlen aufteilt. Ein Teil dient zur Wellenlängenmessung mit einem Wavemeter, einer zur Messung der Kurz- und Langzeitstabilität der Laserfrequenz mit einem Frequenzkamm und der dritte Teil dient zur Stabilisierung der Laserfrequenz auf die Resonanz eines ultrastabilen ULE-Resonators.

Anteils einstellen zu können. Das reflektierte Licht dient zur Frequenzstabilisierung des Lasers und der Analyse der Frequenzstabilität. Vor der Faser befinden sich eine $\frac{\lambda}{4}$- und $\frac{\lambda}{2}$-Platte, um die Polarisation auf die schnelle, polarisationserhaltende Faserachse einzustellen. Die $\frac{\lambda}{4}$-Platte dient dazu restliche zirkulare Polarisation zu kompensieren. Üblicherweise werden ca. 10 % der Leistung in Richtung der Faser gelenkt. Der transmittierte Anteil wird auf einen Trapezverstärker gelenkt, der die Leistung des Lichts für die Frequenzverdopplung deutlich erhöht (s. Abschnitt 3.2).

In Abbildung 3.5 ist der optische Aufbau nach dieser Faser zu sehen. Das Licht aus der Faser wird mit einem Kollimator 60FC-4-4.5-02 von Schäfter & Kirchhoff ausgekoppelt. Über zwei $\frac{\lambda}{2}$-Platte-PST-Kombinationen wird das Licht zu je einer Faser gelenkt. Die erste Faser führt zu einem Wavemeter, wo die Frequenz des Laserlichts bis auf einige MHz genau bestimmt werden kann. Die zweite Faser führt zu einem Frequenzkamm. Hier soll in Zukunft die Frequenzstabilität des Lasers gemessen werden. Der transmittierte Anteil trifft auf einen akustooptischen Modulator (kurz: AOM) 3110-191 von Gooch & Housegoo. Die erste Beugungsordnung wird in Richtung einer Faser gelenkt und die nullte Beugungsordnung wird geblockt. Der AOM wird typischerweise bei 110 MHz betrieben und ist Teil einer Leistungsstabilisierung des Lichts nach der darauffolgenden Faser. Diese Faser leitet das Licht zu einem Resonator, der für die Frequenzstabilisierung des

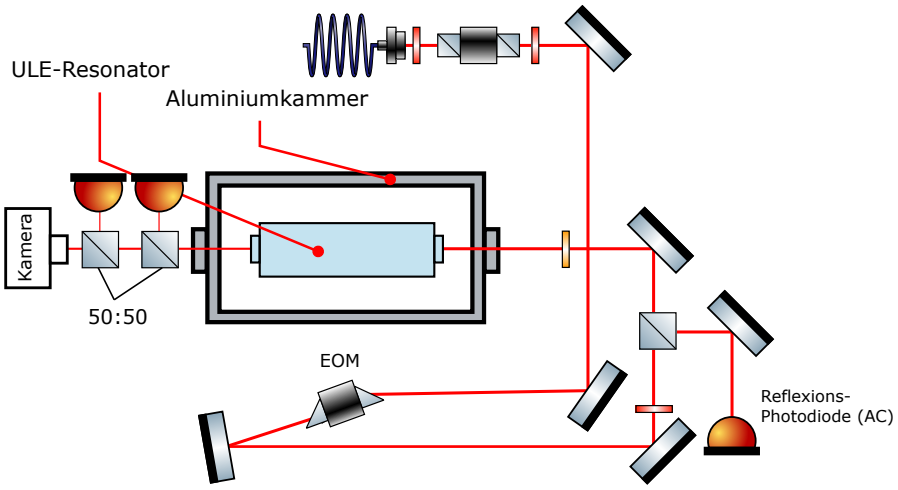


Abbildung 3.6: Optischer Aufbau um den Resonator für die Frequenzstabilisierung des Lasers (im Bild ULE-Resonator genannt). Das Licht aus der Faser trifft auf einen elektrooptischen Modulator, der die Seitenbänder für die Pound-Drever-Hall-Stabilisierung des Lasers auf den Resonator generiert. Das Licht trifft auf den Resonator, der sich in einer Vakuumkammer befindet und dessen Spiegel an einen Abstandshalter des Materials ultra-low expansion glass von Corning optisch kontaktiert sind. Über das reflektierte Licht wird das Fehlersignal generiert. In Transmission des Resonators befinden sich zwei Photodioden und eine Kamera. Die in Strahlrichtung erste Photodiode dient zur Intensitätsstabilisierung des Lichts im Resonator. Die Zweite dient zum Überwachen der Leistung. Der Einfachheit halber sind die Linsen für die Modenanpassung in den Resonator weggelassen.

Lasers verwendet wird. Eine Frequenzstabilisierung ist notwendig, da der $^1S_0 \rightarrow {}^3P_1$-Übergang von $^{115}In^+$ eine Linienbreite von 360 kHz hat und typische Diodenlaser mit externem Resonator Linienbreiten von einigen 100 kHz haben [42] (durch die Frequenzvervierfachung erhöht sich die Linienbreite bei der Zielwellenlänge).
In Abbildung 3.6 ist der optische Aufbau nach dieser Faser zu sehen[4]. Das Licht trifft nach einem optischen Isolator auf einen elektrooptischen Modulator. Dieser generiert die Seitenbänder für die Pound-Drever-Hall-Stabilisierung der Laserfrequenz auf die Resonanz des Resonators (s. dazu z.B. [40, S. 271ff.]). Das Licht trifft auf einen ultrastabilen Resonator. Dieser besteht aus einem Abstandshalter für die Spiegel aus einem Material mit einem sehr kleinen thermischen Ausdehnungskoeffizienten (Ultra-low expansion glass von Corning). An diesen sind zwei Spiegel, die den Resonator bilden, optisch kontaktiert. Der Resonator befindet sich in einer Vakuumkammer mit einem typischen Druck von 7×10^{-8} mbar. In Transmission des

[4]Dieser Aufbau wurde nicht vom Autor der Arbeit aufgebaut. Die Beschreibung erfolgt zur vollständigen Beschreibung des Lasersystems.

Resonators wird das Licht mit zwei 50:50-Strahlteilern zu je einer Photodiode geschickt. Die erste Photodiode dient zur Intensitätsstabilisierung des im Resonator umlaufenden Lichts, die Zweite zur Überwachung der Leistung des transmittierten Lichts. Das an beiden Strahlteilern transmittierte Licht trifft auf eine Kamera, mit der die im Resonator umlaufende Mode überwacht werden kann. Das vom Resonator reflektierte Licht wird mit einer Photodiode detektiert und bildet die Grundlage für das Fehlersignal der Stabilisierung.
Mit den genannten Vorkehrungen wird eine stabile relative Längenunsicherheit des Resonators erzielt. Wird nun über das generierte Fehlersignal ein Kompensationssignal an den Laser geschickt, sodass die Laserfrequenz resonant mit dem Resonator bleibt, so wird nach [40, S. 34] die relative Längenunsicherheit $\frac{\Delta L}{L}$ des Resonators auf die relative Frequenzstabilität $\frac{\Delta \nu}{\nu}$ des Lasers übertragen [40, S. 113]

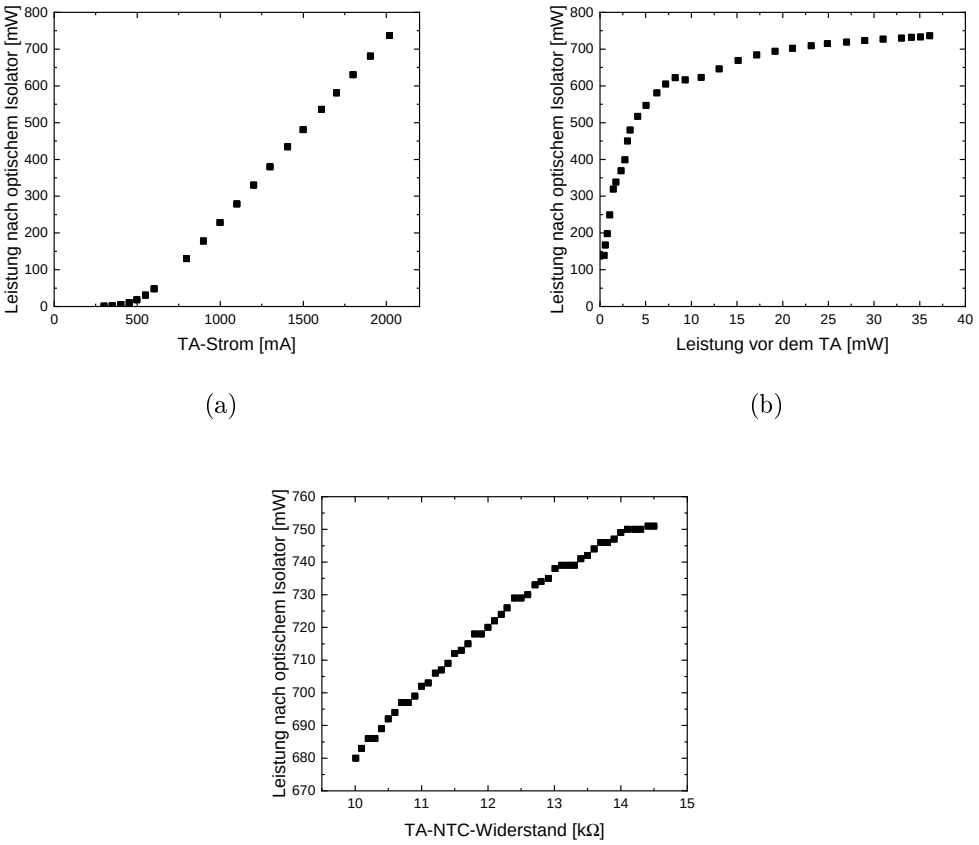
$$\frac{\Delta L}{L} = -\frac{\Delta \nu}{\nu}. \tag{3.2}$$

Die Messung der Linienbreite des Lasers beim Stabilisieren des Lasers auf den Resonator wird in Zukunft erfolgen.

3.2 Trapezverstärker

Für die Leistungsverstärkung des Lasers wird der Trapezverstärker (im folgenden TA nach engl. Tapered Amplifier genannt) charakterisiert. Bei dem TA handelt es sich um einen Chip von Eagleyard[5] mit einer zentralen Wellenlänge von 925 nm. Dieser kann in einem Wellenlängenbereich von 910 nm bis 940 nm eingesetzt werden. Der maximale Strom, der an den TA angelegt werden darf, beträgt 3 A. In dieser Arbeit werden nicht mehr als 2 A angelegt. Die typische Eingangsleistung sollte laut Datenblatt bei 10 mW bis 50 mW liegen.
Die Eingangsapertur des TA beträgt $3\,\mu m \times 3\,\mu m$. Mit den Strahlradien des Lasers aus Abbildung 3.4 und der Eingangslinse mit einer Brennweite von $f = 4.51\,mm$ ergibt sich im Fokus ein maximaler Strahlradius von ca. $r_{0,max} = 1.3\,\mu m$. Der maximale Strahldurchmesser $d_{max} = 2r_{0,max} = 2.6\,\mu m$ liegt somit unter der Apertur des TA. Die Ausgangsapertur des TA beträgt $3\,\mu m \times 190\,\mu m$. Durch die kleine vertikale Apertur ist der Ausgangsstrahl in diese Richtung deutlich stärker divergent als in der horizontalen Richtung. Dementsprechend wird der Strahl vertikal mit einer asphärischen Linse der Brennweite $f = 4.5\,mm$ kollimiert. Die horizontale Komponente wird mit einer Zylinderlinse der Brennweite $f = 70\,mm$ kollimiert. Die Linse ist horizontal leicht verkippt um direkte Rückreflexe in den TA zu verhindern.
Der TA-Strom wird mit einem Stromregler LDC220C von Thorlabs eingestellt. Der TA-Chip ist in einem Kupferblock befestigt, der sich auf einem Peltier-Element

[5]Genaue Bezeichnung: EYP-TPA-0925-01500-3006-CMT03-0000



(a) (b)

(c)

Abbildung 3.7: Abhängigkeit der TA-Ausgangsleistung (gemessen nach dem Faraday-Isolator) vom angelegten Strom (a), der Eingangsleistung (b) und der Temperatur (gemessen über den NTC-Widerstand, (c)). Die Standardwerte sind: TA-Strom:2.02 A, Eingangsleistung: 35(2) mW, Temperatur entsprechend NTC-Widerstand 13.20(2) kΩ. Wird ein Parameter verändert werden die jeweils anderen beiden auf dem Standardwert gehalten.

befindet. Die Temperatur des TA-Chips wird mit einem NTC-Widerstand[6] (Widerstand mit negativem Temperaturkoeffizienten) mit einem typischen Widerstand von 10 kΩ bei 25 °C gemessen. Über einen Temperaturregler TED200C von Thorlabs wird die Temperatur auf einen konstanten NTC-Widerstand stabilisiert. Um weitere Rückreflexe, die den TA-Chip beschädigen würden, zu vermeiden befindet sich nach der Zylinderlinse ein optischer Isolator I-920-4L von Isowave. Eine $\frac{\lambda}{2}$-Platte und ein PST dienen zur Polarisationsreinigung nach dem Isolator.
Abbildung 3.7 zeigt die Ausgangsleistung des TAs gemessen nach dem Faraday-Isolator in Abhängigkeit verschiedener TA-Parameter. Die Abhängigkeit der Ausgangsleistung vom angelegten Strom sieht qualitativ ähnlich aus wie beim Laser (Abbildung 3.7 (a), vgl. mit Abbildung 3.3). Es ist bei ca. 500 mA eine Schwelle zu sehen, ab der die Leistung nahezu linear ansteigt. Bei 2020(2) mA wird eine maximale Leistung von 735(22) mW gemessen. Die Ausgangsleistung des TAs in Abhängigkeit der Eingangsleistung (Abbildung 3.7 (b)) zeigt ein Sättigungsverhalten und erreicht maximal 750(23) mW. Zuletzt wird die Ausgangsleistung bei maximalem TA-Strom gemessen und dabei die Temperatur des TA-Chips variiert (Abbildung 3.7 (c)). Bei Variation der Temperatur des TA ist zu sehen, dass die Ausgangsleistung mit steigendem NTC-Widerstand, d. h. sinkender Temperatur, steigt. Die angegebenen Fehler stammen aus der Ungenauigkeit des thermischen Leistungsmessgeräts 3A von Ophir (±3 % für die Messung der Leistung nach dem optischen Isolator) und des PD-300-UV-Sensors von Ophir (±5 % für die Messung der Leistung vor dem TA). Die restlichen angegebenen Fehler stammen ebenfalls aus den jeweiligen Datenblättern.
Für die weitere Arbeit wird der TA-Chip bei einer Temperatur entsprechend eines NTC-Widerstands von 13.20(2) kΩ gehalten. Mithilfe der Kalibrierung eines anderen NTC-Widerstandes kann abgeschätzt werden, dass dies einer Temperatur von ca. 19.4 °C entspricht. Die typische Eingangsleistung beträgt 35(2) mW. Dabei bei 735(22) mW nach dem Faraday-Isolator nach dem TA bei einem Strom von 2.02 mA erreicht.

3.3 Erste Frequenzverdopplung 922 nm → 461 nm

Um den Kühl- und Detektionsübergang mit dem Laserlicht anzuregen, muss das Licht insgesamt zwei mal frequenzverdoppelt werden. In diesem Abschnitt wird die erste Frequenzverdopplung vom infraroten 922 nm-Licht zum blauen 461 nm-Licht beschrieben und diskutiert. Dies wird mithilfe eines Verdopplungsresonators um einen periodisch gepolten Kaliumtitanyl-phosphat-Kristall (kurz: PPKTP) (gemäß

[6] Die genaue Bezeichnung des Widerstandes kann aufgrund mangelhafter Dokumentation nicht aufgefunden werden. Es kann nur anhand der Einstellung des Temperaturreglers abgeschätzt werden, dass es sich um einen NTC-Widerstand mit einem Widerstand von 10 kΩ bei einer Temperatur von 25 °C handelt.

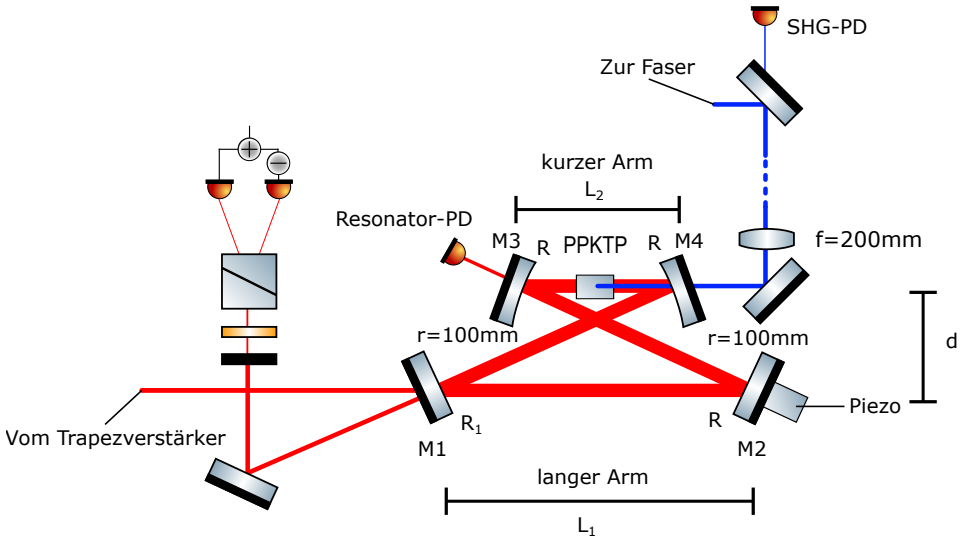


Abbildung 3.8: Optischer Aufbau des ersten Verdopplungsresonator 922 nm → 461 nm in Bow-Tie-Konfiguration. Das Licht wird mit einem periodisch gepolten Kaliumtitanylphosphat-Kristall (PPKTP) frequenzverdoppelt. Der Resonator wird über das reflektierte Licht nach der Hänsch-Couillaud-Methode stabilisiert. Das im Resonator umlaufende Licht in Transmission von Spiegel M3 mit einer Photodiode (PD) gemessen (Resonator-PD). Das frequenzverdoppelte Licht wird zu einer Faser geschickt und in Transmission eines Spiegels mit einer PD überwacht (SHG-PD, nach engl. second harmonic generation).

Abschnitt 2.2) erreicht. Zunächst wird der Aufbau und die Justage des Verdopplungsresonators beschrieben. Es werden die erreichten Ergebnisse bei optimaler Justage vorgestellt. Beim Aufbau wird auf die Ausführungen aus Abschnitt 2.2.3 eingegangen. Anschließend werden anhand von Messungen die Einkopplungs- und Konversionseffizienz sowie die Finesse des Resonators berechnet. Es wird die Regelung zum Stabilisieren des Resonators und die damit erreichte Langzeitstabilität analysiert. Zum Schluss wird der Strahlverlauf nach dem Resonator beschrieben und diskutiert, mit dem das frequenzverdoppelte Licht zu einem weiteren Verdopplungsresonator geleitet wird.

3.3.1 Aufbau und Justage

Nachdem das Licht aus dem Laser mit dem TA verstärkt wird, wird es auf den ersten Verdopplungsresonator gelenkt (im Folgenden auch PPKTP-Resonator genannt). Typischerweise werden 684(21) mW vor dem Resonator gemessen, d. h. ca. 93 % der Leistung die nach dem optischen Isolator nach dem TA gemessen werden. Der Resonator ist in sogenannter Bow-Tie-Konfiguration aufgebaut (s. Abbildung 3.8). Der gewählte Verdopplungskristall ist analog zu [31] ein PPKTP-Kristall

mit 20 mm Länge (s. auch Abschnitt 2.2.3 für die genaue Wahl dieses Kristalls). Ein ebener Spiegel M1 mit einer gemessenen Reflektivität von $R_1 = 89.8(10)\,\%$[7] wird für die Einkopplung in den Resonator genutzt. Es folgt mit einem Abstand $L_1 = 298\,\text{mm}$ ein Spiegel M2 der an einem piezoelektrischen Aktuator befestigt ist. Dies dient zur Stabilisierung der optischen Weglänge des Resonators (genaueres s. Abschnitt 3.3.2). Das Licht wird über einen sphärisch gekrümmten Spiegel mit Krümmungsradius $r = 100\,\text{mm}$ auf den Kristall fokussiert. Der Spiegel M4 ist baugleich zu M3 und steht im gleichen Abstand zum Kristall wie M3. M4 hat eine antireflektive Beschichtung für das frequenzverdoppelte Licht ($R < 0.2\,\%$). Der Abstand der Spiegel M3↔M4 beträgt $L_2 = 116\,\text{mm}$. Das frequenzverdoppelte Licht (im Folgenden Harmonische genannt) wird über M4 aus dem Resonator gekoppelt und dessen Leistung in Transmission eines darauffolgenden Spiegels mit einer Photodiode (im Folgenden SHG-PD genannt) überwacht. Das Licht der Fundamentalen wird über M4 wieder auf M1 gelenkt und schließt so den Resonator. Die Breite des Resonators beträgt $d = 35\,\text{mm}$.

Gemäß Abschnitt 2.2.3 wird zunächst der optimale Strahlradius für die Frequenzverdopplung über Gleichung 2.24 berechnet[8]. Für PPKTP ergibt sich bei 922 nm ein optimaler Fokusradius im Kristall von 24 µm (s. dazu auch [31]). PPKTP zeigt bei zu hoher Intensität Ausbildung thermischer Linsen. Dies hat Auswirkungen auf die Phasenanpassung der Frequenzverdopplung und die Modenanpassung in den Resonator, wodurch der Verdopplungsprozess ineffizienter wird. [31] gibt daher einen stabilen Fokusradius zwischen 40 µm und 50 µm an, ohne signifikant Leistung in der Harmonischen zu verlieren. Eine Stabilitätsanalyse analog zu Abschnitt 2.2.3 ergibt mit dieser Einschränkung einen stabilen Fokusradius von 46 µm bei der oben genannten Resonatorgeometrie. Für die Modenanpassung wird ein Fokusradius von 334 µm in der Mitte des langen Armes benötigt. Dies wird mit einem Teleskop aus zwei plankonvexen Linsen der Brennweite $f_1 = 400\,\text{mm}$ und $f_2 = 100\,\text{mm}$ erreicht. Die genaue Position der zweiten Linse wird während der Justage auf maximale Leistung der Harmonischen justiert. Sie befindet sich dabei 92(2) mm vor dem Resonatorspiegel M1. Der optimale Abstand der Teleskoplinsen beträgt 557(4) mm.

Die Berechnung der Konversionseffizienz nach Abschnitt 2.2.3 ergibt Verluste durch Konversion von $V_K = 1.3\,\%$ pro Umlauf. Dafür werden eine Einkoppeleffizienz von 50 % und eine Leistung von 684 mW vor dem Resonator angenommen. Es ergibt sich mit den Reflektivitäten $R_M = 99.8\,\%$ der Spiegel M2-M4 und einer Transmission durch den Kristall von $T_K = 99.4\,\%$ ein Leistungsverhältnis nach einem Umlauf von $R_R = R_M^3(1 - V_K)T_K = 97.5\,\% > R_1$. Damit befindet sich der Resonator im übergekoppelten Bereich, da die Reflexionsverluste am Kristall nur kleine Auswirkungen (Verlust$<$1 % pro Umlauf) haben sollten.

Die Phasenanpassung in PPKTP wird über Quasi-Phasenanpassung erreicht. Da-

[7] Der Fehler stammt aus dem Linearitätsfehler des thermischen Sensors 3A von Ophir.

[8] Die folgenden Berechnungen beruhen auf einem Mathematica-Notebook aus bereits geleisteten Vorarbeiten.

für muss die Kristalltemperatur temperaturstabilisiert werden, da der Abstand der periodisch gepolten Regionen sich mit der Temperatur ändert. Der Kristall befindet sich in einem Kupferhalter, dessen Temperatur mit einem Peltier-Element und einem Platin-Draht-Widerstand über einen Regler stabilisiert wird. Die optimale Kristalltemperatur beträgt ca. 66.4 °C.
Die Justage des Resonators erfolgt beim Durchstimmen. Dabei wird an den Piezo-Aktuator des Spiegels M2 ein Dreieckssignal angelegt, wodurch der Piezo-Aktuator periodisch annähernd linear durch mindestens einen freien Spektralbereich vor- und zurückbewegt wird. Der Resonator ist daher kurzzeitig resonant zum einfallenden Licht. Dieses Signal kann mit den Photodioden (kurz: PD) am Resonator an einem Oszilloskop betrachtet werden und auf die Frequenz des Dreieckssignals getriggert werden. Dadurch erscheint die Resonanz als Minimum (Fundamentale) bzw. Maximum (Harmonische) auf dem Oszilloskop.
Der Piezo-Aktuator erhält eine Spannung von einem Verstärker MDT694B von Thorlabs. Dieser erzeugt Spannungen von 0 V bis 100 V oder verstärkt ein externes Signal um den Faktor 10. An den Verstärker wird für das Durchstimmen ein Dreieckssignal der Frequenz 80 Hz mit einer Amplitude von 4.1 V und einem Offset von 4.2 V mit einem Funktionengenerator UTG9005C von UNI-T angelegt. So kann die Justage in folgenden Schritten erfolgen:

1. Es wird mit den Optiken vor und im Resonator so justiert, dass alle Spiegel und der Kristall mittig getroffen werden. Insbesondere für die sphärischen Spiegel ist es wichtig, dass diese mittig getroffen werden. Ansonsten wird durch sphärische Abberation die TEM_{00}-Mode nicht perfekt in sich selbst reflektiert wird oder die durchschnittliche Intensität im Kristall vermindert. Der Kristall wird mittig zum Strahl gestellt.

2. Mit den Spiegeln M4 und M1 wird der Umlauf des Resonators so eingestellt, dass der zweite Umlauf mit dem ersten Umlauf überlagert wird. Dadurch wird der Strahl auch für weitere Umläufe in sich selbst reflektiert.

3. Es wird das Signal des an Spiegel M1 reflektierten Lichts mit einer PD (Reflexions-PD) gemessen. Die in den Resonator gekoppelte Leistung maximiert. Am reflektierten Licht wird also der Einbruch in der Leistung maximiert. Dazu wird der Resonatorumlauf mit M1 und M4, die Kristallposition und die Winkel des auf den Resonator treffenden Lichts mehrfach abwechselnd auf dieses Signal optimiert.

4. Die Leistung der Harmonischen mithilfe der SHG-PD (nach engl. second harmonic generation; s. Abbildung 3.8) optimiert. Dazu wird die Polarisation des eintreffenden Lichts mit einer $\frac{\lambda}{2}$-Platte vor dem Resonator auf maximale Leistung der Harmonischen eingestellt. Damit wird die Polarisation auf die Quasi-Phasenanpassungsbedingung eingestellt. Mit der Kristall-Temperatur

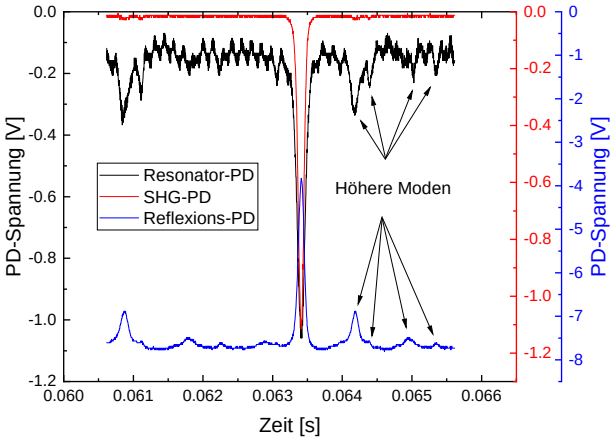


Abbildung 3.9: Spannungen der relevanten PD beim Durchstimmen des PPKTP-Resonators. Es wird die im Resonator umlaufende Mode (Resonator-PD; schwarz), das frequenzverdoppelte Licht (SHG-PD; rot) und das am Resonator reflektierten Lichts (Reflexions-PD; blau) gemessen. Zu sehen ist, dass auch höhere Moden eingekoppelt werden und umlaufen. Im frequenzverdoppelten Licht sind die höheren Moden kaum zu sehen, da der Resonator auf das frequenzverdoppelte Licht in der Gauß-Mode optimiert ist.

wird ähnlich verfahren. Die beiden Parameter werden während der weiteren Justageschritte weiter verändert, um das globale Optimum zu erhalten. Spiegel M2 wird leicht in eine definierte Richtung horizontal bzw. vertikal verkippt. Anschließend wird M3 auf maximale Leistung der Harmonischen justiert. M4 und M1 werden nun wechselseitig justiert. Anschließend werden der Winkel des Eingangsstrahls und die Kristallposition wechselseitig optimiert. Steigt die Leistung, so wird in diese Richtung fortgefahren, ansonsten wird in die andere Richtung justiert. Nach maximal drei Durchläufen wird zwischen horizontal und vertikal getauscht.

5. Schritt 4 wird bei verschiedenen Positionen der Linse vor dem Resonator wiederholt. Damit wird die optimale Linsenposition gefunden.

Abbildung 3.9 zeigt die Spannung der Reflexions-PD, Resonator-PD und SHG-PD beim Durchstimmen des Resonators nach der Justage. Es sind Anteile höherer Moden zu sehen, die im frequenzverdoppelten Licht nur sehr klein sind. Aus diesen Signalen kann nun unter anderem die Finesse des Resonators sowie der Anteil des fundamentalen Lichts, das in den Resonator eingekoppelt wird, bestimmt werden. Die Analyse folgt in Abschnitt 3.3.2. Diese Signale bilden die Grundlage für den Betrieb des Resonators. Nachdem der Resonator so justiert ist, wird der Resonator auf Resonanz stabilisiert. Näheres zur Regelung wird in Abschnitt 3.3.2 besprochen.

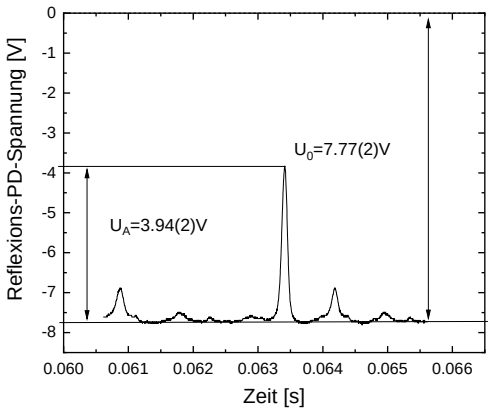


Abbildung 3.10: Messung der Einkoppeleffizienz in den PPKTP-Resonators. Es wird die Spannung der Photodiode, die das von dem Resonator reflektierte Licht beim Durchstimmen detektiert, gemessen. Aus der Amplitude des Einbruchsminimums $U_A = 3.94(2)\,\mathrm{V}$ zum Plateau $U_0 = 7.77(2)\,\mathrm{V}$ ergibt sich eine Einkoppeleffizienz von $\eta_I = \frac{U_A}{U_0} = 50.7(3)\,\%$.

Durch die permanente Leistungsüberhöhung bei Resonanz im Vergleich zum Durchstimmen herrschen andere thermische Zustände im Resonator, vor allem durch Absorption im Kristall. Die Modenanpassung in den Resonator ändert sich. Die Änderung wird durch Kristallposition, den einlaufenden Strahl und Senken der Kristalltemperatur kompensiert. Es ergeben sich so maximal 240(12) mW und typischerweise 220(11) mW Ausgangsleistung des Resonators bei einer Kristalltemperatur von 66.4 °C. Die theoretisch mögliche Ausgangsleistung bei dem Fokusradius von 46 µm beträgt ca. 265 mW. Die Differenz ist darauf zurückzuführen, dass bei der Berechnung Idealbedingungen angenommen werden. Bei der Berechnung wird eine Einkoppeleffizienz von 50.7 % bei einer gemessenen Leistung von 684 mW vor dem Resonator angenommen.

3.3.2 Charakterisierung des Verdopplungsresonators

In diesem Abschnitt wird der Resonator charakterisiert. Zunächst wird die Einkopplungs- und Konversionseffizienz des Verdopplungsresonators bestimmt. Es folgt eine Messung der Finesse und eine Beschreibung der Regelung. Anschließend wird die Langzeitstabilität des Resonators analysiert.

Einkoppel- und Konversionseffizienz

Die Einkoppeleffizienz wird mithilfe einer PD bestimmt, die das vom Resonator reflektierte Licht detektiert. Die von der Photodiode ausgegebene Spannung ist direkt proportional zur Leistung des reflektierten Lichts. So kann die Einkopplungseffi-

zienz η aus dem Verhältnis der Amplitude des Einbruchsminimum U_A (=in den Resonator eingekoppelte Leistung) zum Plateau (= vor dem Resonator anliegende Leistung) U_0 aus Abbildung 3.10 bestimmt werden:

$$\eta_I = \frac{U_A}{U_0} = \frac{P_{in}}{P_0} = 50.7(3)\,\%. \tag{3.3}$$

Mit der gemessenen Einkoppeleffizienz und einer typischen Leistung von $P_0 = 684(21)\,\mathrm{mW}$ vor dem Resonator ergibt sich eine in den Resonator eingekoppelte Leistung von

$$P_{in} = \eta_I P_0 = 0.507(3) \times 684(21)\,\mathrm{mW} = 347(11)\,\mathrm{mW}. \tag{3.4}$$

Typischerweise wird nach dem Resonator eine Leistung von $P_{SHG}^{typ} = 220(11)\,\mathrm{mW}$ erreicht. Es wurden aber auch schon Leistungen von $P_{SHG}^{max} = 240(12)\,\mathrm{mW}$ direkt nach Justage des Resonators und bei optimierter Lasermode beobachtet. Daraus ergibt sich eine Konversionseffizienz mit modenangepasster Eingangsleistung P_{in} von

$$\eta_C^{typ} = \frac{P_{\mathrm{SHG}}^{\mathrm{typ}}}{P_{\mathrm{in}}} = 63(4)\,\%. \tag{3.5}$$

Die maximal erreichbare Konversionseffizienz beträgt $\eta_C^{\mathrm{max}} = \frac{P_{\mathrm{SHG}}^{\mathrm{max}}}{P_{in}} = 69(4)\,\%$.

Finesse

Wie bereits in Abschnitt 2.2.3 angesprochen, ist ein weiterer wichtiger Parameter eines Resonators die Finesse $\mathcal{F}$, die als Verhältnis des freien Spektralbereichs $\Delta\nu$ zur vollen Halbwertsbreite der Resonanz $\delta\nu$ definiert ist (s. Gleichung 2.26). Die Resonanzbedingung gibt vor, welche Wellenlänge in den Resonator eingekoppelt wird. Wird beim Durchstimmen über einen freien Spektralbereich die optische Weglänge geändert, so ändert sich die Wellenlänge des eingekoppelten Lichts gemäß $\Delta L_{opt} = \Delta\lambda$. Die Änderung ist proportional zur am Piezo-Aktuator angelegten Spannung U und beim Durchstimmen mit einem Dreiecksignal konstanter Flankensteigung $\Delta U = m\Delta t$ ergibt sich

$$\Delta L_{opt} = \Delta\lambda \propto \Delta U \propto \Delta t. \tag{3.6}$$

Die Frequenzdifferenzen $\delta\nu$ und $\Delta\nu$ können direkt aus den Wellenlängendifferenzen $\Delta\lambda$ bestimmt werden, da gilt

$$\Delta\nu = \nu_1 - \nu_2 = \frac{c}{\lambda_1} - \frac{c}{\lambda_2} = \frac{c}{\lambda_1\lambda_2}(\lambda_2 - \lambda_1) \approx \frac{c}{\lambda_1^2}\Delta\lambda, \tag{3.7}$$

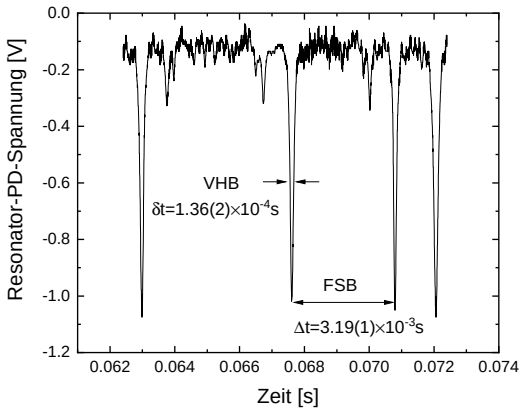


Abbildung 3.11: Messung der Finesse des PPKTP-Resonators. Es wird die Leistung des im Resonator umlaufenden Lichts über die Spannung der Resonator-PD beim Durchstimmen des Resonators gemessen. Die volle Halbwertsbreite wird aus einer anderen Messung bestimmt, der freie Spektralbereich aus dieser Messung. Aus den gemessenen Wert ergibt sich eine Finesse von $\mathcal{F}_{gem} = 23.5(4)$.

wobei für den Nenner des Koeffizienten $\lambda_1\lambda_2 \approx \lambda_1^2$ angenommen werden kann. Es folgt daraus insgesamt $\Delta\nu \propto \Delta\lambda \propto \Delta t$, sodass die Finesse beim Durchstimmen des Resonators durch die Zeitdifferenzen des Signals bestimmt werden kann

$$\mathcal{F} = \frac{\Delta\nu}{\delta\nu} \approx \frac{\Delta t}{\delta t}, \tag{3.8}$$

wobei δt der Zeitdifferenz der vollen Halbwertsbreite der Resonanz und Δt der Zeitdifferenz des freien Spektralbereichs entspricht.
Die Finesse kann also direkt aus dem Signal der umlaufenden Mode auf dem Oszilloskops bestimmt werden. Dieses Signal ist in Abbildung 3.11 zu sehen. Daraus ergibt sich eine gemessene Finesse von

$$\mathcal{F}_{\text{gem}} = \frac{3.19(2) \times 10^{-3}}{1.36(1) \times 10^{-4}} = 23.5(4). \tag{3.9}$$

Nach Gleichung 2.27 ist die Finesse nur durch die Verluste in einem Resonator gegeben. Sind alle Verluste bis auf Konversion bekannt, so kann der Verlust pro Umlauf im Resonator durch den Verdopplungskristall berechnet werden. Mit den aus Abschnitt 3.3.1 bekannten Reflektivitäten der Resonatorspiegel M1 sowie M2 bis M4 ergibt sich eine Finesse ohne Kristall von $\mathcal{F}(R = R_1 \times R_M^3) = 27.7(3)$. Mit der gemessenen Finesse lassen sich über die gemessenen Finesse und den Reflektivitäten der Resonatorspiegel die zusätzlichen Verluste V durch den Verdopplungskristall

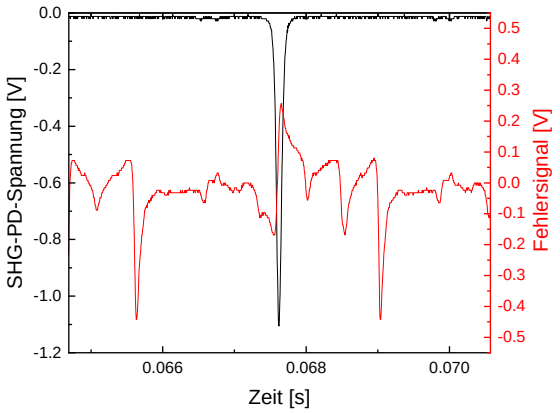


Abbildung 3.12: Fehlersignal des PPKTP-Resonators nach dem Hänsch-Couillaud-Verfahren beim Durchstimmen des Resonators. Es sind Signale anderer Moden zu sehen, die aber eine entgegengesetzte Steigung zum Signal der Gauß-Mode zeigen oder einen so kleinen linearen Bereich aufweisen, dass die Regelung an diesem Punkt nicht stabil ist. Das Signal der Gauß-Mode ist nicht symmetrisch um $U = 0$, sondern zeigt einen kleinen Offset. Dieser kann aber mithilfe des Reglers kompensiert werden.

berechnen. Dazu muss die Gleichung

$$\mathcal{F}_{\text{gem}} = \mathcal{F}(R = R_1 \times R_M^3 \, (1 - V)) \tag{3.10}$$

nach V aufgelöst werden. Es ergeben sich zusätzliche Verluste durch den Kristall im Resonator von $V = 2(1)\,\%$ pro Umlauf. Für die Unsicherheit des Verlustes sind die Unsicherheiten der Reflektivität R_1 und der gemessenen Finesse $\mathcal{F}_{\text{gem}}$ berücksichtigt. Die Verluste sind in guter Übereinstimmung mit den geschätzten Verlusten aus Abschnitt 3.3.1.

Regelung

Im Experiment wird der Resonator permanent auf Resonanz stabilisiert, sodass die maximal mögliche Leistung kontinuierlich zur Verfügung steht. Die optische Weglänge muss dementsprechend stabilisiert werden, was durch einen Piezo-Aktuator, der Spiegel M2 translatiert, und einem Proportional-Integral(PI)-Regler realisiert wird. Das dazugehörige Fehlersignal wird über das in Abschnitt 2.2.4 Hänsch-Couillaud-Verfahren generiert. Der Aufbau für das Generieren des Fehlersignals ist in Abbildung 3.8 zu sehen.
Das vom Resonator reflektierte Licht trifft über einen Neutraldichtefilter und eine $\frac{\lambda}{4}$-Platte auf ein Wollaston-Prisma WPA10-B von Thorlabs, das wie ein PST wirkt, die beiden Strahlen aber unter einem Winkel von 20° separiert. Die beiden

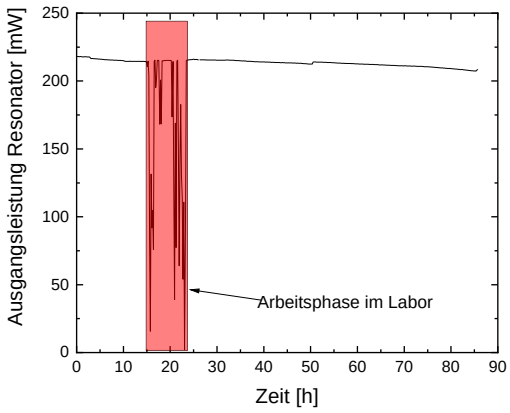


Abbildung 3.13: Messung der Langzeitstabilität des PPKTP-Resonators. Die Messung erfolgt mit einer Photodiode (SHG-PD in Abbildung 3.8), die mit einem Sensor PD-300-UV von Ophir kalibriert wird. Die PD-Spannung wird jede Sekunde mit einem Datenlogger DataTranslation DT9834 aufgenommen und zur Auswertung jeweils über 10 min gemittelt. Die Startleistung von 220(11) mW sinkt über die gesamte Messzeit nur leicht auf ca. 208 mW ab. Die Arbeitsphase im Labor führte zu Frequenzsprüngen des Lasers, die nicht von der Regelung kompensiert werden können.

Strahlteile werden mit einer differentiellen Photodiode detektiert. Das so generierte Fehlersignal ist in Abbildung 3.12 zu sehen.
Der Schaltplan des PI-Reglers ist in Abbildung B.1 im Anhang zu sehen. Dieser wurde bereits vor dieser Arbeit für das Stabilisieren des Resonators genutzt und für diese Anwendung dimensioniert. Der freie Regelparameter ist das Potentiometer R13. Der Widerstand beeinflusst den Proportional- und Integral-Teil. In der Praxis wird dieser zunächst so weit verändert bis die Regelung anfängt zu oszillieren. Nun wird das Potentiometer wieder so weit zurückgedreht bis das Signal nicht mehr oszilliert. Der folgende Abschnitt zeigt, dass mit dieser Methode eine langzeitstabile Regelung möglich ist, mit der der Resonator mehrere Tage auf Resonanz stabilisiert werden kann.

Langzeitstabilität

Abbildung 3.13 zeigt eine Langzeitmessung der Ausgangsleistung dieses Verdopplungsresonators über mehr als 85 h. Dazu wird die SHG-PD mit einem PD-300-UV-Sensor von Ophir kalibriert. Die Spannung der Photodiode wird mit einem Datenlogger DataTranslation DT9834 aufgenommen. Es wird pro Sekunde ein Datenpunkt aufgenommen und die Werte anschließend über 10 min gemittelt. Zu Beginn werden 220(11) mW nach dem Resonator gemessen. Während der Arbeitsphase wird der Resonator durch Frequenzsprünge des Lasers aus der Resonanz gebracht.

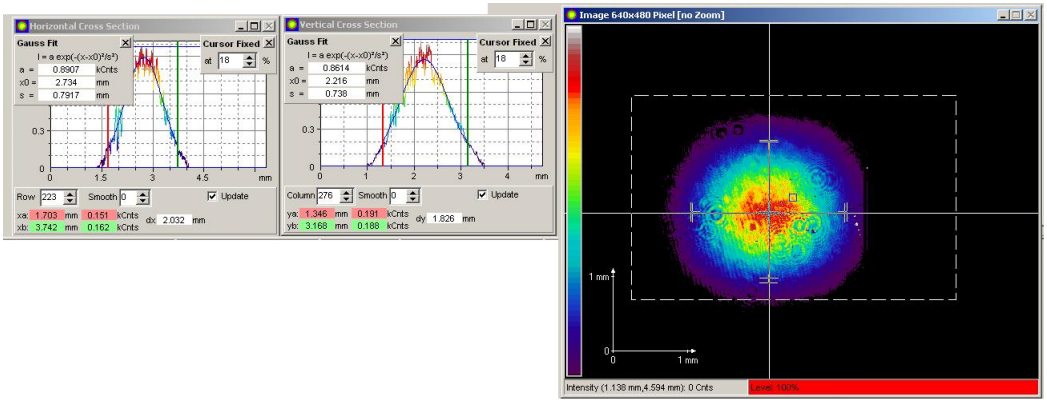


Abbildung 3.14: Strahlprofil des frequenzverdoppelten Lichts ca. 7 cm nach der Linse nach dem PPKTP-Resonator. Das Strahlprofil ist leicht elliptisch, zeigt aber eine gute Übereinstimmung mit einem Gauß-Fit. Es ergeben sich Strahlradien von ca. $r_v = \sqrt{2}s_h = 1.12\,\text{mm}$ vertikal und $r_h = \sqrt{2}s_v = 1.04\,\text{mm}$ horizontal.

Diese beruhen auf Arbeiten am gleichen optischen Tisch, bei denen durch Schrauben und Schraubendreher hohe akustische Frequenzen auf den Tisch übertragen werden, die der Regler nicht kompensieren kann. Die Leistung sinkt über die gesamte Messdauer leicht ab. Zu Messende werden noch ca. 208(10) mW gemessen. Dies entspricht einer Abnahme von 4.6 % über eine Messzeit von 85 h. Die Anfangsleistung kann durch die Winkel des Eingangstrahles und leichtes Nachjustieren der Kristallposition wiederhergestellt werden. Die Messung zeigt, dass der Resonator langzeitstabil mit nur leichtem Absinken der Ausgangsleistung betrieben werden kann.

3.3.3 Strahlverlauf nach dem Resonator

Von dieser Frequenzverdopplungs-Einheit wird das Licht zum zweiten Frequenzverdopplungsresonator geleitet. Das Licht wird mit einer Linse der Brennweite $f = 200\,\text{mm}$ kollimiert. Abbildung 3.14 zeigt das Strahlprofil in einer Entfernung von ca. 7 cm von der Linse. Der Strahlradius beträgt ca. $r_v = 1120\,\mu\text{m}$ in vertikaler Richtung und $r_h = 1040\,\mu\text{m}$ in horizontaler Richtung. Das Strahlprofil zeigt eine Gauß-verteilte Intensität, ist jedoch leicht elliptisch. Die Gauß-ähnliche Mode ist typisch nach solch einem Resonator, da der Resonator einen Modenfilter der Fundamentalen darstellt. Da PPKTP keinen walk-off zeigt, hat auch das frequenzverdoppelte Licht einen Gauß-ähnlichen Strahlverlauf.
Nach der Kollimationslinse folgt eine $\frac{\lambda}{2}$-Platte mit anschließendem PST. Dies hat hier mehrere Vorteile:

1. Nach dem PST folgt eine Faser. Um die Faser zu justieren sollte zunächst bei niedriger Leistung justiert werden. Dies kann einfach durch Drehen der $\frac{\lambda}{2}$-Platte erreicht werden, sodass mit einer Leistung von ca. 1 mW justiert wird.

Dies verhindert, dass bei kompletter Fehljustage die Faserfacette beschädigt wird.

2. Da es sich bei der Faser um eine polarisationserhaltende Faser handelt, muss die Polarisation vor der Faser auf die schnelle, polarisationserhaltende Achse justiert werden. Dies wird mit der $\frac{\lambda}{4}$-Platte und $\frac{\lambda}{2}$-Platte vor der Faser erzielt. Der PST entkoppelt die Polarisation vor der Faser von der Polarisation nach dem Resonator, sodass nach Justage des Resonators die Polarisation vor der Faser gleich bleibt.

Das Experiment, bei dem letztendlich das frequenzvervierfachte Licht benötigt wird, steht auf einem anderen optischen Tisch. Daher wird dieses Licht über eine 10 m lange Faser SP-405-XP von Thorlabs zu diesem Tisch geleitet, auf dem die in Abschnitt 3.4 beschriebene zweite Frequenzverdopplung. Als Einkopplungskollimator in die Faser dient ein CFC-11X-A-APC von Thorlabs.
Die Modenanpassung in die Faser erfolgt mit einem Teleskop mit $f_1 = 100\,\text{mm}$ und $f_2 = 50\,\text{mm}$ im Abstand von $d = f_1 + f_2 = 150\,\text{mm}$. Der Strahldurchmesser wird also ungefähr halbiert. Die Faserkoppeleffizienz beträgt damit sowohl bei kleiner als auch maximaler Leistung typischerweise ca. 71 %. Die Anpassung der Polarisation erfolgt mit den Wellenplatten. Da sich nach der Faser mit einem Wollaston-Prisma ein polarisationsselektives Element befindet, kann mithilfe einer der beiden Strahlteile die Polarisationsanpassung durchgeführt werden.
Es werden ca. 92 % der Leistung, die aus dem Resonator austreten, vor der Faser gemessen. Der Großteil der Leistung wird dabei am PST verloren, der laut Datenblatt 93.3 % des p-polarisierten Anteils transmittiert.
Insgesamt werden so typischerweise 143(7) mW nach der Faser gemessen und in Richtung der zweiten Frequenzverdopplung gelenkt.

3.4 Zweite Frequenzverdopplung 461 nm → 231 nm

Für die Kühlung und Detektion von $^{115}In^+$ muss das Licht in einem weiteren Verdopplungsresonator frequenzverdoppelt werden. In diesem Fall wird dies mit einem 10 mm langen Beta-Bariumborat-Kristall (kurz: BBO-Kristall) erreicht. Dieser Abschnitt beschreibt den zweiten Verdopplungsresonator analog zum ersten Verdopplungsresonator in Abschnitt 3.3.

3.4.1 Aufbau und Justage

Abbildung 3.15 zeigt den Aufbau des zweiten Verdopplungsresonators. Das aus dem ersten Resonator frequenzverdoppelte Licht wird über einen Kollimator 60FC-4-A6.2S-01 von Schäfter & Kirchhoff aus der Faser gekoppelt. Der Kollimator besitzt eine Linse der Brennweite $f = 6.2\,\text{mm}$. Das Licht aus der Faser wird mit dieser Linse über 5 m kollimiert und anschließend vermessen.

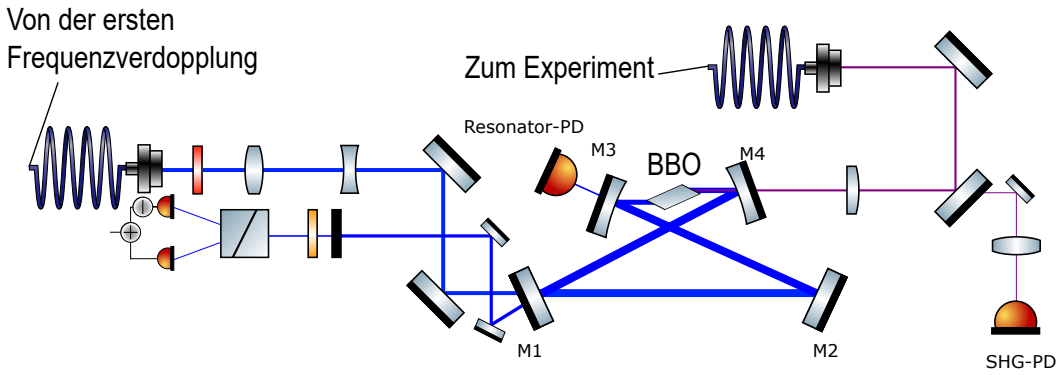


Abbildung 3.15: Schematischer Aufbau des zweiten Verdopplungsresonators. Das Licht trifft auf den zweiten Verdopplungsresonator. In diesem befindet sich ein Beta-Bariumborat-Kristall (BBO) der im Brewster-Schnitt. Das frequenzverdoppelte Licht wird über eine solarisationsresistene photonische Kristallfaser (s. Kapitel 4) zum Experiment gelenkt.

Für die Frequenzverdopplung wird ein BBO-Kristall der Länge 1 cm in Brewster-Schnitt verwendet (s. Abschnitt 2.2.3). Der Aufbau ist analog zum ersten Verdopplungsresonator in Abschnitt 3.3.1 (der Resonator wird im Folgenden auch BBO-Resonator genannt). Spiegel M1 hat eine gemessene Reflektivität von $R_1 = 98.3(10)\,\%$. Die Spiegel M2-M4 haben eine Reflektivität von ca. $R_M = 99.95\,\%$. Spiegel M3 und M4 sind sphärisch gekrümmte Spiegel mit einem Krümmungsradius von $r = 50\,\text{mm}$. Durch den Brewster-Schnitt unter einem Winkel von 59.2° des Kristalls ohne zusätzliche Beschichtung an den Kristallfacetten ergibt sich ein Strahlversatz. Nach den Fresnel-Gleichungen werden 22.8 % des frequenzverdoppelten Lichts an der Ausgangsfacette reflektiert.
Entgegen anderer Verdopplungsresonatoren für die Erzeugung von Licht im UV-Bereich (siehe z. B. [43]) wird der Kristall in diesem Resonator im Rahmen dieser Arbeit nicht mit einem Gas gespült.
Der optimale Fokusradius im langen und kurzen Arm sowie die Resonatorgeometrie werden analog zu Abschnitt 2.2.3 und 3.3.1 berechnet. Die Analyse nach Boyd-Kleinman ergibt einen theoretisch optimalen Strahlradius von 18 µm in der Mitte des Kristalls. Dieser Fokusradius ist in einem instabilen Bereich für einen kompakten Resonator. Daher werden Strahlradien von $r_s = 25\,\mu\text{m}$ sagittal und $r_m = 40\,\mu\text{m}$ meridional gewählt, die in einem stabileren Bereich liegen (s. Abschnitt 2.2.3). Dies wird mit der Resonatorgeometrie

1. Resonatorbreite $d = 45\,\text{mm}$
2. Länge langer Arm L_1 (Abstand Spiegel M1↔M2) = 112 mm

3. Abstand Spiegel M3/M4↔zugewandte Kristallfacette $L_2 = 25\,\text{mm}$

4. Fokusradius in der Mitte des langen Armes = 160 µm

erreicht. Der Abstand des Faser-Kollimators zur Mitte des Resonators beträgt 390(5) mm. Die Modenanpassung wird mit einer Linse der Brennweite $f_1 = 150\,\text{mm}$ ca. 68 mm nach dem Kollimator und einer Linse der Brennweite $f_2 = -200\,\text{mm}$ ca. 94 mm nach dem Kollimator erreicht. Damit ergibt sich mit dem zuvor vermessenen Strahl der gewünschte Fokusradius im langen Arm.

Für die Abschätzung der Impedanzanpassung wird der erste Resonatorspiegel mit einer Reflektivität von 98.3(10) % gemessen. Ohne Reflexionsverluste am Kristall ergibt sich mit einer berechneten Konversionseffizienz pro Umlauf von ca. $V_K = 1 \times 10^{-3}\,\%$ und abgeschätzter Absorption von 0.5 % ein Leistungsverhältnis von $R_R = 99.2\,\% > R_1$ nach einem Umlauf für die Fundamentale. Der Resonator ist also nahe am impedanzangepassten Fall. Für die Berechnung der Konversionseffizienz wird eine Leistung von 140 mW vor dem Resonator mit einer Einkoppeleffizienz von 75 % angenommen.

Die Justage erfolgt komplett analog zur ersten Frequenzverdopplung in Abschnitt 3.3.1. Das Durchstimmen für die Justage wird mit einem Dreiecksignal der Frequenz 70 Hz bei einer Amplitude von 4 V und einem Offset von 4 V erzielt. Die Spannungen der Photodioden, die die im Resonator umlaufende Mode (Resonator-PD), die reflektierte Leistung (Reflexions-PD) und die Leistung des frequenzverdoppelten Lichts (SHG-PD) messen, sind in Abbildung 3.16 zu sehen. Es sind nur kleine Signale höherer Moden im reflektierten und im Resonator umlaufenden Licht zu sehen. Das frequenzverdoppelte Licht zeigt kein Signal höherer Moden, da hier das Signal der Gauß-Mode optimiert ist.

Wird der Resonator stabilisiert, so werden bei einer Eingangsleistung von 140(7) mW typischerweise bis zu 5.0(5) mW bei 231 nm mit einem PD-300-UV-Sensor gemessen. Dieser Sensor zeigt im UV-Bereich bei 237 nm eine deutliche Abweichung zu einem kalibrierten, thermischen Messkopf 3A. Es ergibt sich ein Kalibrierungsfaktor von 77 % für die gemessene Leistung, sodass die Ausgangsleistung des Resonators bei 3.9(6) mW liegt. Der Fehler berücksichtigt dabei die angegebenen Ungenauigkeiten beider Leistungsmessköpfe.

Eine theoretische Berechnung mit dem angepassten mittleren Strahldurchmesser von ca. 33 µm nach Abschnitt 2.2.3 ergibt bei einer Eingangsleistung von 140 mW und einer Einkoppeleffizienz von 75 % eine Leistung von 3.5 mW nach dem Resonator. Dabei wird bereits die Reflexion am Ausgang des Kristalls nach den Fresnel-Gleichungen durch den Brewster-Schnitt berücksichtigt. Der theoretische Wert liegt damit im Fehlerbereich der gemessenen Leistung und zeigt gute Übereinstimmung.

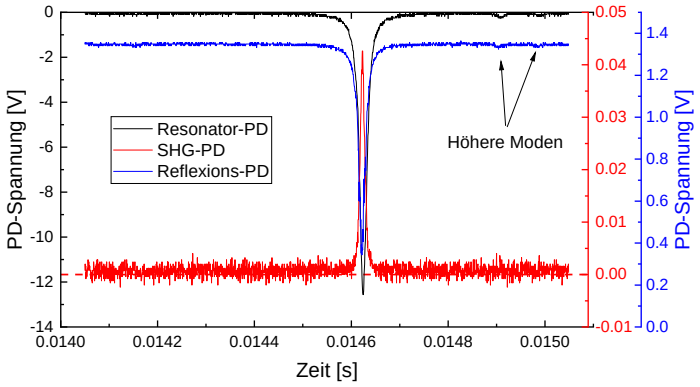


Abbildung 3.16: Spannung aller relevanten Photodioden beim Durchstimmen des BBO-Resonators. Es wird die Leistung des reflektierten Lichts (blau), die Leistung des im Resonator umlaufenden Lichts (d. h. die von M3 transmittierte Leistung) (schwarz) und die Leistung des frequenzverdoppelten Lichts beim Durchstimmen (rot) gemessen. Es werden kaum höhere Moden eingekoppelt. Diese sind im frequenzverdoppelten Licht nicht zu sehen sind.

3.4.2 Charakterisierung des Verdopplungsresonators

In diesem Abschnitt wird der Verdopplungsresonator analog zum ersten Verdopplungsresonator in Abschnitt 3.3.2 analysiert.

Einkoppel- und Konversionseffizienz

Abbildung 3.17 zeigt die Spannung einer Photodiode, die die vom Resonator reflektierte Leistung misst. Beim Durchstimmen kann damit die Einkopplungseffizienz gemessen werden. Mit Gleichung 3.3 ergibt sich eine Einkopplungseffizienz von

$$\eta_I = \frac{U_A}{U_0} = \frac{P_{in}}{P_0} = 74.6(9)\,\%. \tag{3.11}$$

Typischerweise können mit einer Leistung von 140(7) mW vor dem Resonator eine Leistung von bis zu 3.9(6) mW erreicht werden. Es konnten aber auch Leistungen bis zu 4.5(7) mW bei 231 nm bei einer Leistung von ca. 150(8) mW vor dem Resonator gemessen werden. Mit diesen Leistungen ergibt sich nach Gleichung 3.5 eine typische Konversionseffizienz mit modenangepasster Leistung P_{in} von

$$\eta_C^{\mathrm{typ}} = \frac{P_{\mathrm{SHG}}^{\mathrm{typ}}}{P_{in}} = 3.7(6)\,\% \tag{3.12}$$

bzw. bei maximaler Leistung $\eta_C^{\mathrm{max}} = \frac{P_{\mathrm{SHG}}^{\mathrm{typ}}}{P_{in}} = 4.0(6)\,\%$.

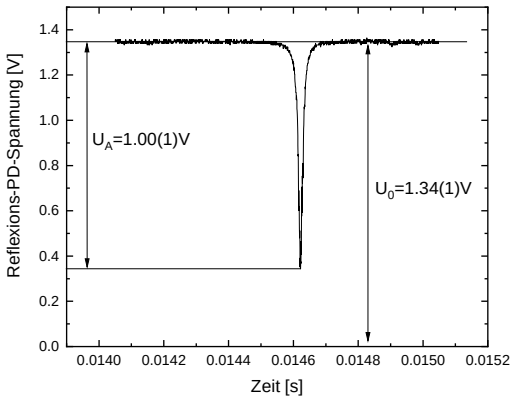


Abbildung 3.17: Messung der Einkoppeleffizienz in den BBO-Resonator. Es wird die Leistung des am Resonator reflektierten Lichts mit einer Photodiode gemessen. Der Resonator wird dabei durchgestimmt. Es ergibt sich eine Einkoppeleffizienz von $\eta_I = 74.6(9)\,\%$.

Finesse

Analog zu Abschnitt 3.3.2 wird auch hier die Finesse des Resonators über das Signal des in dem Resonator umlaufenden Lichts bestimmt. Abbildung 3.18 zeigt die relevanten Parameter zur Bestimmung der Finesse. Mit Gleichung 3.8 ergibt sich eine gemessene Finesse von

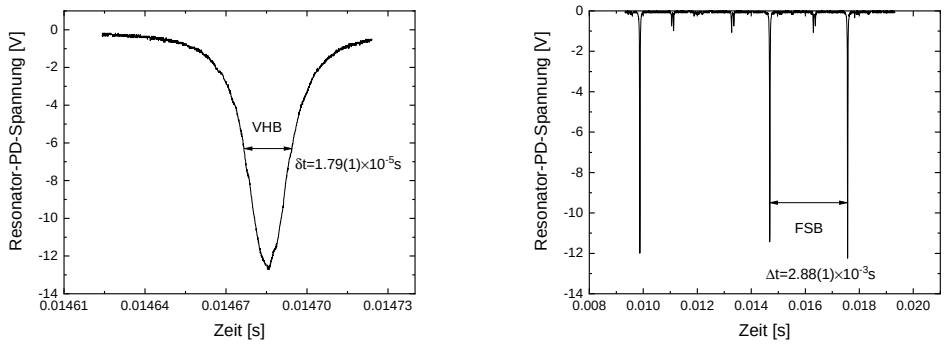
$$\mathcal{F} \approx \frac{\Delta t}{\delta t} = \frac{2.88(1) \times 10^{-3}}{1.79(1) \times 10^{-5}} = 161(1) \tag{3.13}$$

Eine Analyse der Verluste im Resonator ist hier nicht sinnvoll. Unter Berücksichtigung des Fehlers bei der Bestimmung der Reflektivität des ersten Resonatorspiegels, würden sich zusätzliche Verluste von $V = 0.088(1010)\,\%$ pro Resonatorumlauf ergeben. Der Fehler ist damit deutlich größer als der Messwert.

Regelung

Der Regelkreis des Resonators ist analog zu Abschnitt 3.3.2. Das Fehlersignal ist in Abbildung 3.19 zu sehen. Im Gegensatz zu Abschnitt 3.3.2 wird hier ein digitaler Proportional-Integral-Differential(PID)-Regler verwendet. Damit der Resonator stabilisiert werden kann, ist es nötig die Ausgangsspannung des Piezo-Spannungsverstärkers um einen Faktor 3 mit einem Spannungsteiler zu verkleinern. Damit kann der Resonator stabilisiert werden[9].

[9] Ohne die Abschwächung der Ausgangsspannung war keine Stabilisierung des Resonators möglich.



(a) (b)

Abbildung 3.18: Messung der Finesse des BBO-Resonators. Es wird die Leistung des im Resonator umlaufenden Lichts mit der Resonator-PD gemessen. Mit (a) wird die volle Halbwertsbreite (VHB) und mit (b) der freie Spektralbereich (FSB) bestimmt. Es ergibt sich eine Finesse von $\mathcal{F}_{\text{gem}} \approx \frac{\Delta t}{\delta t} = 161(1)$.

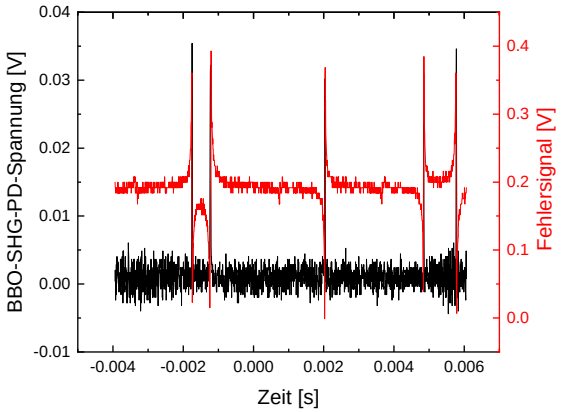


Abbildung 3.19: Fehlersignal des BBO-Resonators nach dem Hänsch-Couillaud-Verfahren beim Durchstimmen des Resonators. In rot ist das Fehlersignal zu sehen und in schwarz das Signal des frequenzverdoppelten Lichts. Mit diesem Signal ist es möglich den Resonator langzeitstabil auf Resonanz zu halten.

Die optimalen Regelparameter werden empirisch gefunden. Dazu wird zunächst der P-Teil bei sehr geringem I-Teil so weit erhöht bis zu sehen ist, dass der Resonator zumindest kurz auf Resonanz stabilisiert wird. Nun werden wechselseitig Integral(I)- und Proportional(P)-Teil erhöht bis der Resonator permanent auf Resonanz gehalten wird. Bei dieser Einstellung wird der P-Teil zunächst konstant gehalten und der I-Teil soweit erhöht bis ein Aufschwingverhalten der Regelung zu sehen ist. Nun wird der I-Teil soweit herabgesetzt bis der Resonator nicht mehr permanent auf Resonanz gehalten werden kann, d. h. die Ausgangsleistung beginnt erneut zu oszillieren, da der Regler zwar versucht den Regler auf Resonanz zu halten, aber aufgrund des zu kleinen I-Teils den Fehler nicht schnell genug kompensieren kann. Der I-Teil wird nun auf einen Wert mittig zwischen den beiden Bereichen eingestellt. Analog wird mit dem P-Teil verfahren. Durch diese Methode ergeben sich die folgenden Regelungsparameter für das Fehlersignal aus Abbildung 3.19[10]:

$$\begin{aligned} &\text{Gain} = 0.55 \\ &K_P = 0.23 \\ &K_I = \tfrac{792.3}{40}\,\text{ms}^{-1}. \end{aligned} \tag{3.14}$$

'Gain' beschreibt die Verstärkung des Eingangssignals und K_P bzw. K_I sind die Parameter des P- bzw. I-Teils. Der digitale PID-Regler bietet die Möglichkeit den Resonator automatisch neu zu stabilisieren, falls dieser aus Resonanz gebracht wird. Dazu kann das Signal der SHG-PD genutzt werden. Fällt dieses unter einen einstellbaren Schwellwert, wird die Resonanz erneut gesucht.
Der Sollwert der Regelung liegt bei ca. 200 mV (s. Abbildung 3.19). Zu erwarten wäre, dass das Fehlersignal symmetrisch um 0 V ist. Dies bedeutet, dass ein Polarisationsanteil im Resonator mehr Verluste erfährt als der andere, was aber keinen Einfluss auf die Stabilität der Regelung hat.

Langzeitstabilität

Abbildung 3.20 zeigt eine Langzeitmessung der Ausgangsleistung des Resonators. Dazu wird die in Abbildung 3.15 gezeigte SHG-PD gegen einen Sensor PD-300-UV unter Berücksichtigung des Korrektur von oben kalibriert. Zu Beginn wird eine Leistung von 3.5(5) mW nach dem Resonator erreicht. Über die Messdauer sinkt dieser Wert kontinuierlich bis nach 75 h eine Leistung von 2.8(4) mW gemessen wird. Dies entspricht einer Abnahme von 20 %. Ein Teil dieser Abnahme kann auf eine niedrigere Eingangsleitung am Resonator zurückgeführt werden. Am Messende werden ca. 94 % der Anfangsleistung vor dem Resonator gemessen. Nach der theoretischen Berechnung würde dies eine Abnahme der Leistung des frequenzverdoppelten Lichts von 12 % erklären. Die restlichen 8 % stammen wahrscheinlich von Änderungen des Resonatorumlaufs. Die Messung zeigt, dass der Resonator über

[10] Der Parameter für den I-Teil wird in dieser Weise dargestellt, da der Regler eine Einstellung bietet, mit der der Parameter für den I-Teil durch 40 subtrahiert wird

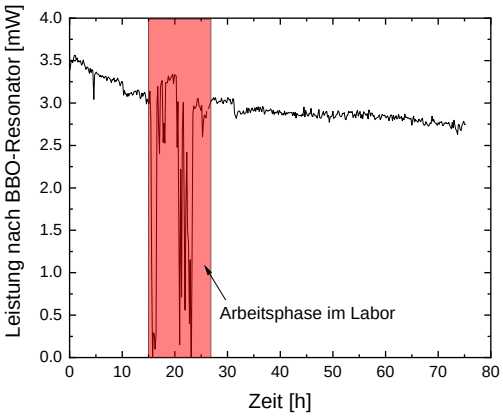


Abbildung 3.20: Langzeitmessung der Ausgangsleistung des BBO-Resonators. Die Leistung wird mit einer Photodiode (SHG-PD) gemessen, die gegen einen Sensor PD-300-UV von Ophir kalibriert wird. Zu Beginn wird eine Maximalleistung von 3.5(5) mW gemessen. Die Leistung sinkt kontinuierlich ab. Zu Messende ergibt sich eine Leistung von 2.8(4) mW. Dies entspricht einer Abnahme von 20 % über eine Messzeit von ca. 75 h. Ein Teil des Verlustes stammt von der Abnahme der Leistung vor dem Resonator. Die Arbeitsphase führt dazu, dass der erste Verdopplungsresonator nicht auf Resonanz stabilisiert werden kann (s. Abbildung 3.13).

den gesamten Messzeitraum stabilisiert werden kann. Die Leistung kann durch Anpassung der Eingangsleistung und Justage der Kristallposition und des Eingangsstrahls wiederhergestellt werden.
Verglichen mit Vorarbeiten an diesem Aufbau ergeben sich deutliche Verbesserungen bezüglich der Langzeitstabilität. Dort zeigte sich ein Sinken der Ausgangsleistung um 50 % innerhalb von ca. 20 min.

3.4.3 Strahlverlauf nach dem Resonator

Nach dem Resonator wird das Licht auf einen Kollimator 60FC-0-S24-SC-XV von Schäfter & Kirchhoff gelenkt, an dem eine solarisationsresistente photonische Kristallfaser nach Kapitel 4 befestigt ist. Abbildung 3.21 zeigt das Strahlprofil nach dem BBO-Resonator gemessen zwischen den beiden Spiegeln. Es sind leichte Interferenzeffekte durch die Kamera zu sehen. Das Strahlprofil zeigt keine Gaußförmige Verteilung. Es wird vermutet, dass das Strahlprofil aufgrund des walk-off im BBO-Kristall entsteht (s. Abschnitt 2.2.3). Dass es sich um eine Resonatormode wie die TEM_{10}- oder TEM_{01}-Mode handelt, konnte durch das Betrachten des 461 nm-Lichts, das am Ausgang des Resonators zu sehen ist, ausgeschlossen werden. Ein Gauß-Fit an dieses Strahlprofil ergibt einen mittleren Strahldurchmesser von $r_m = 866\,\mu m$.

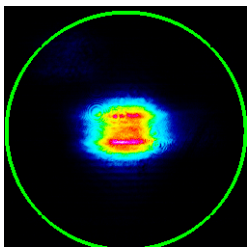


Abbildung 3.21: Strahlprofil am Ausgang des BBO-Resonators. Dieses wird zwischen den beiden Spiegeln nach dem Resonator gemessen. Es ist eine deutliche Abweichung von einer Gauß-förmigen Intensitätsverteilung zu sehen, vermutlich verursacht durch den walk-off im BBO-Kristall.

Durch die Faser wird das Licht bei 231 nm in Richtung Experiment geleitet. Typischerweise werden 30 % bis 40 % Transmission durch die in Kapitel 4 vorgestellten Fasern erreicht. Anzumerken ist, dass die beste Transmission ohne zusätzliche Linsen vor dem Faserkollimator erreicht wird. Die Faser reinigt hier vor allem die Mode, sodass sich nach der Faser ein Gauß-ähnliches Strahlprofil ergibt (s. Kapitel 4 und [17]). Durch die gute Formbarkeit eines solchen Strahls wird zusätzliches Streulicht an der Ionen-Falle vermindert. Die Faser dient der Entkopplung der Aufbauten vor und nach der Faser. Damit werden Strahllageschwankungen am Experiment vermindert. Bei Dejustagen vor der Faser muss oft nur die Faserkopplung nachjustiert werden.

Kapitel 4

Solarisationsresistente photonische Kristallfasern

Ziel dieser Arbeit ist es einen Gauß-ähnlichen Strahl bereitzustellen. Wäre dies nicht gegeben, so könnte Streulicht beim Fokussieren auf die Ionen, insbesondere bei der tiefen Wellenlänge von 231 nm, zu freien Ladungen an der Falle führen und durch die so erzeugten, zusätzlichen elektrischen Felder die Position der Ionen in der Falle beeinflussen. Dies würde z.B. zu zusätzlicher Mikrobewegung und somit zu zusätzlichen Frequenzunsicherheiten bei der Implementierung einer Ionenfalle für eine optische Uhr führen.
Üblicherweise zeigt die Ausgangsmode einer Glasfaser geeigneter Parameter ein Strahlprofil, das einer Gauß-förmigen Intensitätsverteilung gleicht [11, S. 398ff.]. Fasern bieten daher eine natürliche Lösung das Strahlprofil zu reinigen. Damit ist es z.B. möglich die Mode des aus dem BBO-Resonator in Abschnitt 3.15 austretenden Strahls zu reinigen (s. Abbildung 3.21).
Das Problem ist, dass es keine kommerziellen Fasern für Laserstrahlung für Wellenlängen unter 370 nm gibt, die Licht im mW-Bereich langzeitstabil leiten können [17]. Herkömmliche Fasern, die auf totaler interner Reflexion beruhen, können nicht für den UV-Bereich genutzt werden, da diese oft aus synthetischem Quarzglas bestehen. Dieses Material ist im Wellenlängenbereich von 200 nm bis 4 µm transparent [44], zeigt aber bei zu hoher Intensität Solarisation [17, 45]. Es entstehen Farbzentren, die die Transmission der Faser vermindern und dazu führen, dass diese unbrauchbar werden [14, 15]. Die Intensität, ab der Solarisation eintritt, sinkt mit sinkender Wellenlänge. Da der Modenfelddurchmesser in einer Faser, die Licht nur in der Gauß-Mode leiten soll, mit sinkender Wellenlänge ebenfalls sinkt, ist es nicht möglich solche Fasern für die Langzeittransmission im mW-Bereich für den UV-Bereich zu nutzen [17, 45]. Eine Möglichkeit auch im UV-Bereich Licht nur in der Gauß-Mode zu leiten (diese Bedingung wird im Folgenden

single-mode-Transmission genannt), bieten photonische Kristallfasern, bei denen deutlich größere Modenfelddurchmesser für die single-mode-Transmission möglich sind als mit herkömmlichen Glasfasern [13]. Es zeigt sich aber auch bei diesen Fasern Solarisation. So konnte in [46] die single-mode-Transmission von 250 nm-Licht in einer photonischen Kristallfaser (LMA-10-UV von NKT Photonics) gezeigt werden. Bei Leistungen von 1 mW und 3 mW zeigte sich aber eine kontinuierliche Abnahme der Transmission innerhalb weniger Stunden. Bei 0.3 mW stabilisierte sich die Transmission auf ungefähr 65 % des Anfangswertes. Verantwortlich dafür sind die oben genannten Farbzentren.
Durch Hydrieren dieser Fasern[1] und anschließendes Belichten mit UV-Licht, kann in Fasern eine hohe Solarisationsresistenz erzielt werden [14, 15, 47]. In [16] konnte so stabile single-mode-Transmission in LMA-8-UV- und LMA-10-UV-PCF über mehrere 100 h bei Leistungen von 10 mW bei einer Wellenlänge von 280 nm und 125 mW bei 313 nm gezeigt werden. Ein ähnlicher Ansatz mit dem Hydrieren bereits konnektorisierter LMA-10-UV- und LMA-10-PM-Fasern führte in [17] zu stabiler single-Mode-Transmission bis zu 200 mW bei 313 nm. Es wird dort angemerkt, dass solche Fasern auch Solarisationsresistenz bei 235 nm zeigen.
In diesem Kapitel werden solarisationsresistente photonische Kristallfasern (kurz PCF nach engl. photonic crystal fiber) vorgestellt. Dazu wird zuerst die Lichtwellenleitung in PCFs mit Vollkern besprochen. Daneben existieren PCFs mit Hohlkern, die Licht im Kern durch photonische Bandlücken im Mantel leiten [11, S. 430]. Diese müssen aber für die Zielwellenlänge hergestellt werden [13] und sind im Allgemeinen nicht für 231 nm kommerziell erhältlich. Es wird daher ein Ansatz gewählt, der auf kommerziell erhältlichen LMA-10-UV-Fasern von NKT-Photonics beruht. Solche Vollkern-PCFs aus synthetischem Quarzglas besitzen im UV-Bereich Farbzentren (Abschnitt 4.2), deren Absorptionsprofil durch Hydrieren in einen anderen spektralen Bereich verschoben werden kann (Abschnitt 4.3). Auf dieser Basis wird in Abschnitt 4.4 die Herstellung solarisationsresistenter Fasern gezeigt. In Abschnitt 4.5 wird die Langzeit-Transmission bei Verwendung mit 231 nm- und 237 nm-Licht betrachtet. Im letzten Abschnitt folgt eine Abschätzung der Gesamtleistung am Ort der gefangenen Ionen, bei dem die hergestellten PCFs in den Laseraufbau aus Kapitel 3 eingesetzt werden.

4.1 Lichtwellenleitung in photonischen Kristallfasern mit Vollkern

In diesem Abschnitt wird die Lichtwellenleitung in photonischen Kristallfasern mit Vollkern besprochen. Diese bestehen aus einem Kern (oft aus synthetischem Quarzglas) und einer hexagonalen Lochstruktur (meistens mit Luft gefüllt, seltener bestehend aus anderen Materialien) im Mantel [13]. Abbildung 4.1 zeigt den Quer-

[1] Lagern der Fasern in einem Wasserstoffdrucktank mit einem hohen Druck

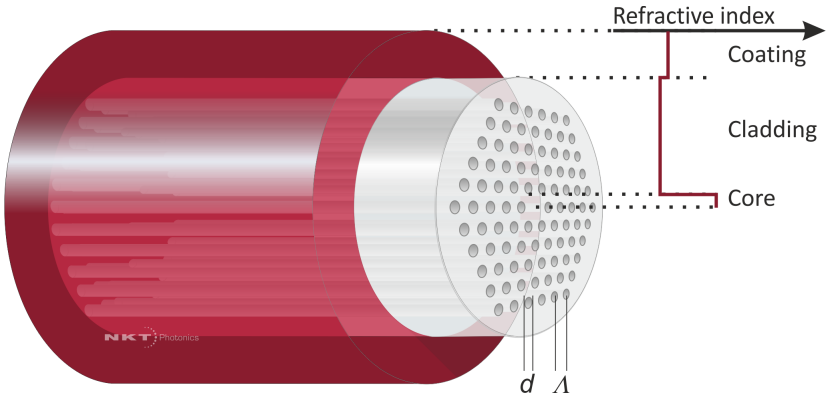


Abbildung 4.1: Querschnitt einer photonischen Kristallfaser mit Vollkern. Zu sehen ist die Lochstruktur im Mantel (engl. Cladding) des Fasermaterials sowie der dazugehörige solide Kern (engl. Core) mit Brechungsindexverlauf. Wichtige Parameter einer solchen photonischen Kristallfaser sind der Lochdurchmesser d im Mantel, der Abstand zweier Löcher Λ und der Kerndurchmesser 2ρ. Das Bild wurde der Homepage von NKT Photonics entnommen [48].

schnitt einer solchen PCF. Die Lichtleitung in diesen Fasern beruht auf einem modifizierten Mechanismus der totalen internen Reflexion (kurz: TIR) [11, S. 428], [13]. In herkömmlichen Stufenindexfasern wird die Leitung des Lichts durch TIR erreicht. Hier besteht ein Kern mit Durchmesser 2ρ aus einem Material des Brechungsindex n_K und der Mantel aus einem Material des Brechungsindex n_M. Ist der Brechungsindex des Mantels kleiner als der des Kerns, kann das Licht durch Totalreflexion an der Grenzfläche von Kern zum Mantel geleitet werden. Der maximale Akzeptanzwinkel α_A für das in die Faser einfallende Licht kann aus dem snelliuschen Brechungsgesetz berechnet werden und definiert die sogenannte numerische Apertur (kurz: NA). Es ergibt sich [11, S. 391f.]

$$NA = \sin\alpha_A = \left(\sqrt{n_K^2 - n_M^2}\right). \tag{4.1}$$

Die dabei geleiteten Moden des Lichts sind vor allem durch die Geometrie der Faser gegeben. Bei großem Kerndurchmesser 2ρ wird nicht nur die fundamentale TEM_{00}-Mode (Gauß-Mode) durch die Faser geleitet, sondern auch höhere Moden. Ein wichtiger Parameter zur Charakterisierung konventioneller Glasfasern ist der sogenannte V-Parameter. Dieser stellt eine normierte Frequenz für die Faser dar und definiert, ob diese single-mode-Transmission zeigt. Dieser ist wie folgt definiert:

$$V(\lambda) = \frac{2\pi\rho}{\lambda}\sqrt{n_K^2 - n_M^2}. \tag{4.2}$$

Das Kriterium, dass die Faser single-mode- Transmission zeigt, ist gegeben durch $V < 2.405$ [11, S. 429], [12, 49]. Bei typischen Glasfasern ist der Brechungsindex

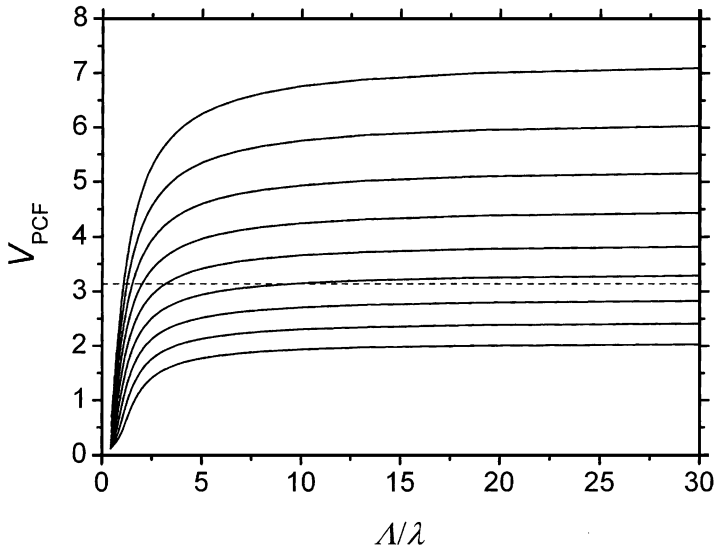


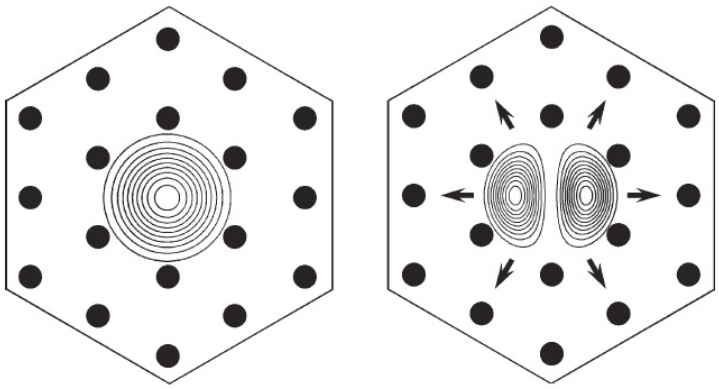
Abbildung 4.2: Effektiver V-Parameter V_{PCF} einer PCF in Abhängigkeit des Verhältnisses des Lochabstands Λ zur Wellenlänge λ des einfallenden Lichts für verschiedene Verhältnisse des Lochdurchmessers d zum Lochabstand Λ von 0.30 bis 0.70 in 0.05-Schritten. Für $\frac{d}{\Lambda} < 0.406$ zeigt die Faser endlose single-mode-Transmission [49, 50]. Das Bild stammt aus [50].

für Kern und Mantel über einen großen Wellenlängenbereich nahezu konstant. D.h. bei fallender Wellenlänge, also steigender Frequenz, steigt der V-Parameter. Unter einer cut-off-Wellenlänge λ_c ist single-mode-Transmission durch die Faser nicht mehr gewährleistet.
Analog dazu kann für Vollkern-PCFs ein Modell entwickelt werden, bei dem für den Kern und den Mantel ein effektiver Brechungsindex $n_{\mathrm{K,\,eff}}(\lambda)$ bzw. $n_{\mathrm{M,\,eff}}(\lambda)$ definiert wird [49]. Der analoge effektive V_{PCF}-Parameter sieht wie folgt aus:

$$V_{\mathrm{PCF}}(\lambda) = \frac{2\pi\Lambda}{\lambda}\sqrt{n^2_{\mathrm{K,eff}}(\lambda) + n^2_{\mathrm{M,eff}}}. \tag{4.3}$$

Für dieses Modell ergibt sich, dass single-mode-Transmission für $V < \pi$ gegeben ist [49]. Abbildung 4.2 zeigt den berechneten Parameter V_{PCF} in Abhängigkeit der normierten Frequenz $\frac{\Lambda}{\lambda}$ für verschiedene Verhältnisse $\frac{d}{\Lambda} = 0.30$ bis 0.70 des Lochdurchmesser d zum Lochabstand Λ in 0.05-Schritten[2]. Als durchgehende Linie ist die single-mode-Bedingung $V_{\mathrm{PCF}} = \pi$ eingezeichnet. Für steigendes Verhältnis $\frac{d}{\Lambda}$, d. h. die Löcher werden relativ zum Lochabstand größer, steigt auch der Verlauf für V_{PCF} an. Entgegen des Verhaltens herkömmlicher Fasern, bei denen $V \overset{\lambda\to 0}{\to} \infty$

[2]Bei der Berechnung wurde ein konstanter Brechungsindex $n_{\mathrm{Luft}} = 1$ und $n_{\mathrm{Quarz}} = 1.444$ für den gesamten Wellenlängenbereich angenommen. In erster Ordnung ist die Verschiebung des Brechungsindex für Mantel und Kern bei sich ändernder Wellenlänge aber ungefähr gleich und sollte daher nur kleine Auswirkungen haben [50].



(a) (b)

Abbildung 4.3: Veranschaulichung der Wirkung einer PCF als "Modensieb". (a) Die Gauß-Mode hat eine große transversale Wellenlänge und ist im Kern der Faser gefangen. (b) Höhere Moden haben eine kleinere transversale Wellenlänge und können über den Mantel entweichen [13]. Das Bild stammt aus [13].

(vgl. Gleichung 4.2), gilt für PCF $V_{\mathrm{PCF}} \overset{\lambda \to 0}{\to}$ const. Dies ist darauf zurückzuführen, dass in Gleichung 4.3 die effektiven Brechungsindizes für Mantel und Kern im Gegensatz zu herkömmlichen Fasern stark wellenlängenabhängig sind und dem divergierenden Koeffizienten entgegen wirkt. Es kann gezeigt werden, dass für $\frac{d}{\Lambda} < 0.406$ die Faser endlose single-mode-Transmission zeigt [49](in dem Rahmen, dass die Annahme, dass der Brechungsindex von Quarz nahezu konstant ist, stimmt, d.h. auf jeden Fall im UV- bis Infrarot-Bereich).
Dieses Verhalten kann auch veranschaulicht werden. Abbildung 4.3 zeigt dazu die Gauß-Mode und eine höhere Mode in der Struktur einer PCF. Schaut man sich die Intensitätsverteilung der Gauß-Mode an, so kann dieser Mode eine effektive transversale Wellenlänge $\lambda_{\mathrm{T,eff}}$ ungefähr des doppelten Kerndurchmessers zugeordnet werden:

$$\lambda_{\mathrm{T,eff}} = 2d = 4\rho \overset{\rho \approx \Lambda}{\approx} 4\Lambda. \tag{4.4}$$

Höhere Moden haben dagegen eine kleinere transversale Wellenlänge (s. Abbildung 4.3) und dementsprechend ein höheres Auflösungsvermögen. Sie können bei genügend kleinem Verhältnis $\frac{d}{\Lambda}$ zwischen den Löchern im Mantel entweichen. Die Lochstruktur wirkt wie ein 'Sieb für die Moden'. Werden die Löcher dagegen zu groß bzw. der Abstand der Löcher zu klein, werden zunehmend mehr Moden im Kern gefangen. Die Faser zeigt dann keine single-mode-Transmission mehr [13].
Eine solche Faser ist in der Theorie für das Leiten von Licht im UV-Bereich geeignet. Da konventionelle Glasfasern aus den oben genannten Gründen für kurze Wellenlängen nicht für single-mode-Transmission geeignet sind, können dort

Vollkern-PCFs hinzugezogen werden. Dabei muss ein Material genügend großer Transmittivität bei diesen Wellenlängen genutzt werden. Im tiefen UV-Bereich, im Rahmen dieser Arbeit im Bereich von 230 nm bis 237 nm, wird daher Quarzglas bestehend aus Siliziumdioxid (SiO_2) verwendet. Punktdefekte in der Quarz-Struktur führen aber zu Farbzentren im UV-Bereich, die eine solche Faser bei hoher Leistung schnell unbrauchbar machen [45] (s. Abschnitt 4.2). Wird die Faser dagegen vor der UV-Belichtung hydriert, kann eine langzeitstabile single-mode-Transmission im UV-Bereich erreicht werden [16, 17].

4.2 Farbzentren in synthetischem Quarzglas

Das Hauptproblem für die Leitung von UV-Licht in Glasfasern ist das Finden geeigneter Materialien zur Leitung von Licht. Synthetisches Quarzglas (amorphe Form bestehend aus SiO_2) zeigt hohe Transparenz im UV-Bereich bis nah-IR-Bereich und kann als Material für eine Faser mit großer Transmittivität genutzt werden [44,45]. Diese Aussage gilt aber nur für eine Quarzglas-Struktur ohne Punktdefekte. Fehler in dieser Struktur führen zu Farbzentren, an denen Licht unterschiedlicher Frequenzbereiche absorbiert und gestreut werden [45]. Dabei wird in Quarzglas zwischen folgenden Arten von Farbzentren unterschieden [45, 51]:

1. **E'-Zentren** entstehen durch ein ungepaartes Elektron durch fehlenden Sauerstoff in der Struktur, z. B. durch $\equiv Si^{\bullet}$.

2. **ODCs** (nach engl. Oxygen-Deficiency-Centers) entstehen ebenfalls durch fehlenden Sauerstoff, haben aber gepaarte Elektronen. Beispiele hierfür sind $\equiv Si - Si \equiv$ (ODC(I)) oder ein Elektronenpaar am Si, z. B. in $\equiv Si - O - Si - O - Si \equiv$ (auch ODC(II) genannt).

3. **NBOHCs** (nach engl. Non-Bridging Oxygen Hole Centers) entstehen durch nicht-gepaarte Elektronen am Sauerstoff ($\equiv Si - O^{\bullet}$).

4. **Peroxy-Radikale** ($\equiv Si - O - O^{\bullet}$)

5. **Peroxy-Brücken** ($\equiv Si - O - O - Si \equiv$)

Außerdem wird Licht an Molekülen gestreut und absorbiert, die sich in den Zwischenräumen des Fasermaterials befinden. Beispielsweise zeigt Ozon (O_3) starke Absorptionsbanden im UV [45]. Abbildung 4.4 zeigt einen Überblick aus [45] der wichtigsten Farbzentren in Quarzglas. Abbildung 4.5 zeigt die relative Intensität dieser Farbzentren in Abhängigkeit der Energie pro Photon. Zur Einordnung der in den folgenden Abschnitten besprochenen Ergebnisse sind Linien bei 231 nm, 280 nm und 313 nm eingezeichnet. Bei 231 nm zeigt sich Absorption durch ODC(II), E'-Zentren, NBOHCs, Ozon-Absorptionsbanden sowie möglicherweise Peroxy-Radikale. Betrachtet man die Intensität dieser Absorptionsbanden

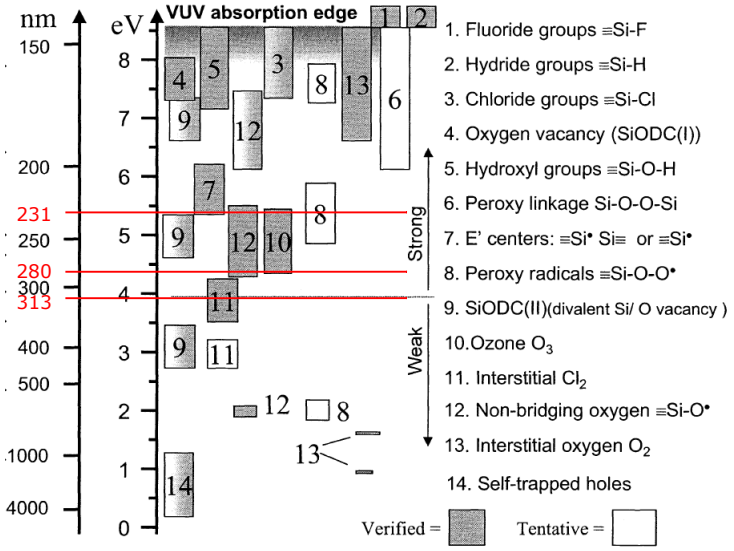


Abbildung 4.4: Übersicht der wichtigsten Farbzentren und weiterer Absorptionsbanden in Quarzglas aus [45]. Die Höhe der Säulen entsprechen der vollen Halbwertsbreite der Absorption. Zusätzlich sind Linien bei 231 nm, 280 nm und 313 nm angegeben. Bei 231 nm zeigen ODC(II), E'-Zentren, NBOHCs und Ozon Absorptionsbanden. Möglicherweise absorbieren Peroxy-Radikale bei 231 nm.

(s. Tabelle A.1 im Anhang und Abbildung 4.5), zeigt ODC(II) an der Oberfläche sowie das sogenannte "5.4 eV-Band", verursacht entweder durch Peroxy-Radikale oder E'-Zentren, die größte Intensität der bei 231 nm absorbierenden Farbzentren. Die Intensität der anderen Farbzentren zeigen aber eine ähnlich starke Absorption.

Die ODCs und Peroxy-Brücken sind bei Fasern mit wenig Hydroxid(OH)-Anteil bereits vor Belichtung mit UV-Strahlung vorhanden [15]. Durch Belichtung mit UV-Licht wird die Bildung neuer Farbzentren begünstigt, sodass Streuung und Absorption im genannten Bereich verstärkt wird. Fasern aus Quarzglas werden daher schnell unbrauchbar bei Belichtung mit UV-Strahlung, da weitere Verbindungen aufgebrochen werden. Es entstehen z.B. Peroxy-Radikale aus Peroxy-Brücken [45] oder es werden E'-Zentren oder NBOHCs gebildet [15].

Es wird ein Weg gesucht, dass diese Fasern resistent gegen diese Solarisation werden. In [14,15] konnte gezeigt werden, dass Stufenindex-Glasfasern mit einem Kerndurchmesser von 200 µm sowohl mit geringem als auch hohem OH-Anteil durch Hydrieren und anschließendes Belichten mit einem gepulsten Laser bei 266 nm resistenter gegen Solarisation durch UV-Licht werden (s. Abschnitt 4.3). Zusammen mit der endlosen single-mode-Transmission von photonischen Kristallfasern aus Abschnitt 4.1 können Fasern für den UV-Bereich bis zu 200 nm hergestellt werden [16].

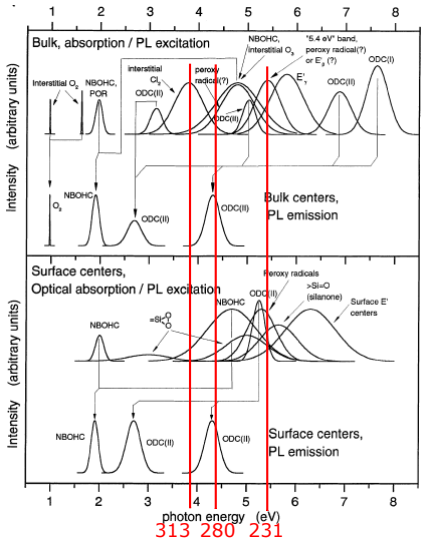


Abbildung 4.5: Relative Intensität der wichtigsten Farbzentren und weiterer Absorptionsbanden in Quarzglas in Abhängigkeit der Energie pro Photon aus [51]. Oben sind die Farbzentren im Material zu sehen, unten die Farbzentren an der Oberfläche. Zusätzlich sind Linien bei 231 nm, 280 nm und 313 nm angegeben.

4.3 Hydrieren

Das Hydrieren und anschließende Belichtenmit UV-Licht (im Folgenden auch UV-Belichten genannt) dient dazu, die bei der UV-Belichtung entstehenden Farbzentren oder bereits vorhandene Farbzentren so zu verändern, dass diese im relevanten Strahlungsbereich nicht absorbieren oder streuen. Hydrieren wird dabei durch Lagern von Fasern in einem Wasserstoffdurcktank bei einem hohen Druck (typischerweise 200 bar) für einige Wochen erreicht.
Nach 4.2 entstehen während der Belichtung vor allem ungepaarte Elektronen, die stark im UV-Bereich absorbieren [15, 45]. Ist Wasserstoff in der Faser vorhanden, kann dieser mit den Produkten der Belichtung reagieren und Farbzentren bilden, die nicht mehr im relevanten UV-Bereich streuen oder absorbieren. Beispielsweise kann bei der Entstehung von NBOHCs und E'-Zentren durch [15]

$$\equiv\mathrm{Si}-\mathrm{O}-\mathrm{Si}\equiv \xrightarrow{h\nu} \equiv\mathrm{Si}^{\bullet} + {}^{\bullet}\mathrm{O}-\mathrm{Si}\equiv \tag{4.5}$$

anwesender Wasserstoff reagieren zu

$$\equiv\mathrm{Si}-\mathrm{O}^{\bullet} + \mathrm{H}_2 \longrightarrow \equiv\mathrm{Si}-\mathrm{O}-\mathrm{H} + \mathrm{H}, \tag{4.6}$$

dessen Produkt im tieferen UV-Bereich absorbiert (Energien $> 7.4\,\mathrm{eV}$) [45]. Absoprtion von UV Licht wird auch für E'-Zentren durch Reaktion mit Wasserstoff vermindert. Hier entstehen $\equiv$Si$-$H-Gruppen [15], die erst bei Energien $> 8\,\mathrm{eV}$

absorbieren [45]. Ähnliches gilt für Peroxy-Brücken [15]

$$\equiv\mathrm{Si}-\mathrm{O}-\mathrm{O}-\mathrm{Si}\equiv + \mathrm{H_2} \xrightarrow{h\nu} 2 \equiv\mathrm{Si}-\mathrm{O}-\mathrm{H}. \tag{4.7}$$

Durch den anwesenden Wasserstoff können die Farbzentren zu Bereichen verschoben werden, die nicht mehr im Bereich zwischen 200 nm und 400 nm absorbieren oder streuen. Durch das Belichten hydrierter Vollkern-PCFs mit UV-Licht können solarisationsresistente Fasern für diesen Bereich hergestellt werden, die single-mode-Transmission zeigen. Es sollte darauf geachtet werden, dass beim Belichten die Farbzentren nach Abbildung 4.4 bzw. 4.5 angeregt werden, die auch bei der Zielwellenlänge relevant sein können.

4.4 Herstellung solarisationsresistenter Glasfasern

Die Herstellung solarisationsresistenter Fasern kann auf zwei Arten erfolgen [17]:

1. Eine bereits konnektorisierte Faser wird hydriert und anschließend mit UV-Licht belichtet.

2. Es wird eine nicht-konnektorisierte Faser hydriert, selbst konnektorisiert und anschließend mit UV-Licht belichtet.

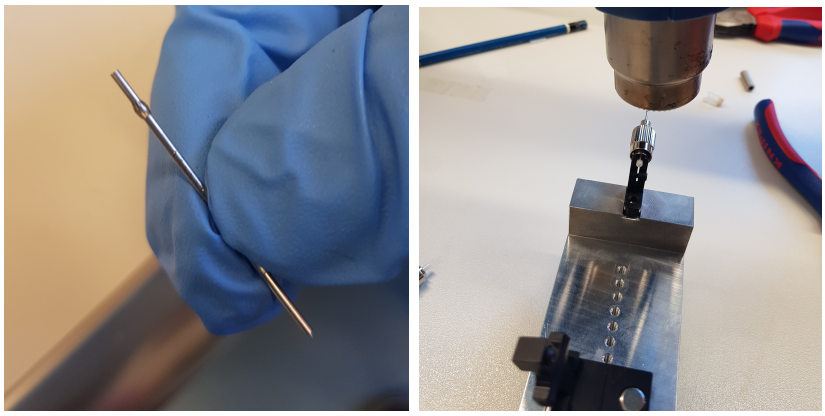
In dieser Arbeit wird der zweite Fall durchgeführt. Das Herstellen solarisationsresistenter Glasfasern basiert auf den Anleitungen von Y. Colombe [52] und D. Slichter [53]. Diese wurden jedoch in einigen Schritten verändert.

4.4.1 Konnektorisieren

Entsprechend der Anleitungen wird eine Faser LMA-10-UV von NKT Photonics verwendet, die zwei Wochen in einem Wasserstoffdrucktank bei 200 bar und einer Temperatur von 23.5 °C hydriert wird[3]. Für die Zeit nach der Lieferung bis zum Konnektorisieren und Belichten der Faser wird die Faser in einem −80 °C-Kühlschrank gelagert, um die Diffusion von Wasserstoff aus der Faser zu verlangsamen [17].

Vorbereitung der Konnektoren Für das Konnektorisieren werden Konnektoren 30240C1 von Thorlabs mit einem Ferrulendurchmesser von $240\,\mu\mathrm{m}^{+10\,\mu\mathrm{m}}_{-0\,\mu\mathrm{m}}$ verwendet, da die Faser ohne Acrylat-Mantel einen Durchmesser von 230 µm hat. Je nachdem ob senkrecht-polierte (PC) oder schrägpolierte (APC) Konnektoren verwendet werden, werden die Konnektoren direkt gereinigt (PC) oder zunächst schrägpoliert (APC, 8°). Das Schrägpolieren wird mit einer Halterung mit dem

[3] durchgeführt von der Firma Advanced Optics Solutions in Dresden



(a) (b)

Abbildung 4.6: Kleben einer Stahlnadel in eine Faserkonnektor. (a) Der Klebstoff Epotek 353ND wird auf eine Stahlnadel aufgetragen und anschließend in den hinteren Teil eines Konnektors 30240C1 von Thorlabs geschoben. (b) Der Klebstoff wird durch Heizen mit einem Heißluftfön für 2 min ausgehärtet.

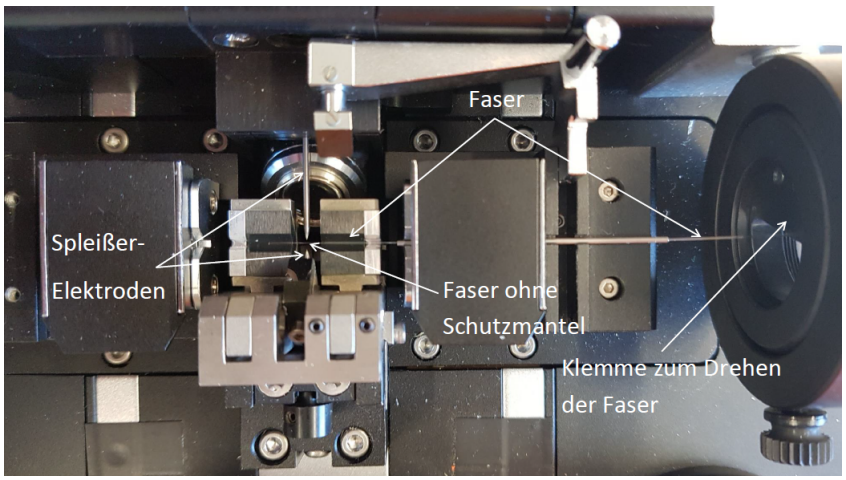
entsprechenden Winkel und Polierscheiben der Körnung 15 µm durchgeführt. Anschließend werden die Konnektoren gereinigt. Die Konnektoren werden für je zehn Minuten mit 'Simple Green', Isopropanol und Aceton in einem Ultraschallbad gereinigt.
In die Konnektoren werden Stahlnadeln[4] mit einem Innendurchmesser von 580 µm und einem Außendurchmesser von 910 µm geklebt. Der dafür verwendete Klebstoff Epotek 353ND ist wärmehärtend. Der Klebstoff wird mit etwas Abstand (ca. 5 mm) zur vorderen Öffnung um die Nadel aufgetragen (s. Abbildung 4.6 (a)) und in den Konnektor geschoben. Es ist wichtig die Stahlnadel nur am vorderen Teil des Konnektors festzukleben, an dem die Ferrule befestigt ist. Der Konnektor besteht aus zwei Teilen, die über einen Feder-Mechanismus miteinander verbunden sind. Dadurch kann der Ferrulen-Teil für das Polieren nach vorne gedrückt werden. Wird zu viel Klebstoff an der Nadel aufgetragen, werden die zwei Teile miteinander verbunden und der Mechanismus blockiert. Zum Aushärten wird der Konnektor von hinten mit einem Heißluftfön für ca. 2 min erwärmt (s. Abbildung 4.6 (b)).

Kollabieren der Faser Als Nächstes wird die Faser nahe an den Enden kollabiert. Dazu wird ein Stück gewünschter Länge abgeschnitten (in dieser Arbeit typischerweise 40 cm bis 100 cm) und an den Enden jeweils ca. 45 mm vom Acrylat-Schutzmantel entfernt. Danach werden die Enden mit Isopropanol gesäubert, damit die Faser für das anschließende Kollabieren frei von Rückständen ist. Das Kollabieren wird mit einem Spleißer durchgeführt (s. Abbildung 4.7 (a)). Dabei wird das

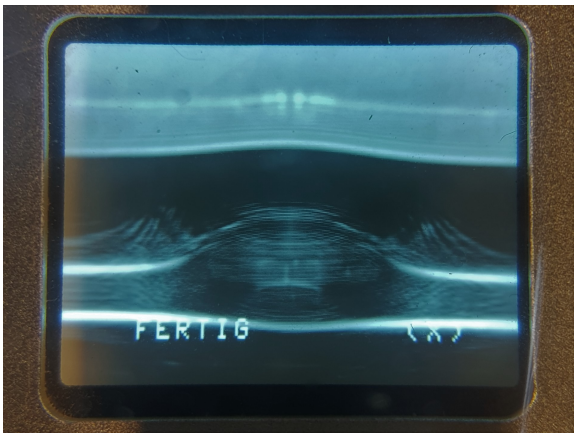
[4]Die Stahlnadeln stammen aus Dosiernadeln F560088-1,5. Die Klebstoffreste an den Nadeln werden mit Aceton entfernt.

Glas der Glasfaser durch einen Lichtbogen zwischen den Elektroden geschmolzen, sodass die aus Abschnitt 4.1 bekannte Lochstruktur zerstört wird und der kollabierte Bereich nur aus Quarzglas besteht. Das Kollabieren verhindert das Eintreten von Partikeln in die Lochstruktur und senkt die Intensität an der Facette der Faser. Weitere Vorteile werden in Abschnitt 4.4.3 besprochen.
Beim Kollabieren ist die richtige Einstellung der Parameter, vor allem der Strom des Lichtbogens und die Spleißdauer, entscheidend. Dabei unterscheidet es sich zudem, ob die Faser hydriert ist oder nicht und wie hoch der Wasserstoffgehalt in der Faser ist. Der maximale Spleißstrom von 21 mA zeigte bei einer nicht-hydrierten Faser ein Kollabieren ohne Bildung von Blasen wohingegen hydrierte Fasern bei diesem Spleißstrom Blasenbildung zeigen (s. Abbildung. 4.7 (b) und (c)). Hier wird vermutet, dass durch das Erwärmen durch den Lichtbogen Wasserstoff herausströmt, der gegen das geschmolzene Glas wirkt und zur Blasenbildung führt. Ist der Spleißstrom zu niedrig, kollabiert der Bereich nicht oder nur teilweise. Der optimale Spleißstrom liegt bei ca. 17 mA für zwei Monate gelagerte Fasern. Selbst hier zeigt sich bei einigen Kollabiervorgängen Blasenbildung. Die Blasenbildung folgt keiner erkennbaren Systematik, sondern zeigt sich nur in einigen Fällen, weshalb im Falle der Blasenbildung der teilkollabierte Bereich abgetrennt wird und das Kollabieren wiederholt wird. Es kann aber auch versucht werden die Faser von außen nach innen weiter zu kollabieren, was in einigen Fällen zum Erfolg führt (außen=Bereich, der näher zur Faserspitze ist). Ansonsten wird die Faser so lange von innen nach außen kollabiert, bis der kollabierte Bereich mehrere 100 µm misst. Dies kann gut abgeschätzt werden, da der Durchmesser der Faser bekannt ist. Einige weitere Kollabiervorgänge am Übergang des kollabierten Bereichs zur inneren, intakten PCF-Struktur sind empfehlenswert, um einen möglichst ebenen Übergang von dem kollabierten Bereich zur PCF-Struktur zu haben und später optimal in die Faser einkoppeln zu können (s. Abbildung 4.7 (d), (e)). Dies sollte auch durch Drehen der Faser überprüft werden. Das kollabierte Ende wird anschließend in ein Polyimid-Röhrchen (im folgenden wird der Handelsname Kapton-Röhrchen verwendet) mit einem Innendurchmesser von 455 µm und ca. 6 cm Länge geschoben, sodass die freie Spitze geschützt bleibt. Das Röhrchen wird temporär mit Klebestreifen an der Faser fixiert.

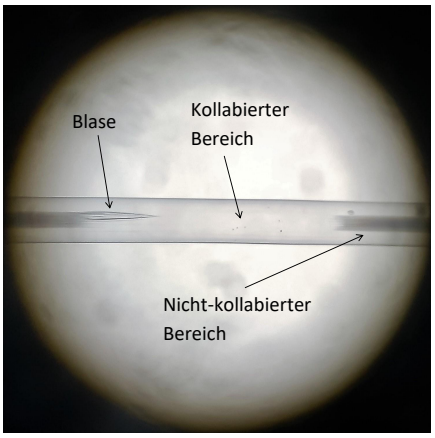
Anbringen des Konnektors Im nächsten Schritt wird die Faser im Konnektor festgeklebt. Zunächst wird überprüft, ob die Faser durch den Konnektor passt, da sich die Faser beim Kollabieren elliptisch verformen kann. Außerdem kann beim Kleben der Stahlnadel Klebstoff in die Stahlnadel oder den Innenteil der Ferrule fließen, in der die Faser geführt wird. Dann muss entweder die Faser neu kollabiert werden oder ein neuer Konnektor verwendet werden. Zum Überprüfen wird der Klebestreifen an Faser und Kapton-Röhrchen entfernt, die Faser aber immer noch in dem Röhrchen gelassen. Das Kapton-Röhrchen wird nun in die Stahlnadel geschoben und die Faser so weit durch geschoben, bis sie aus der Ferrule



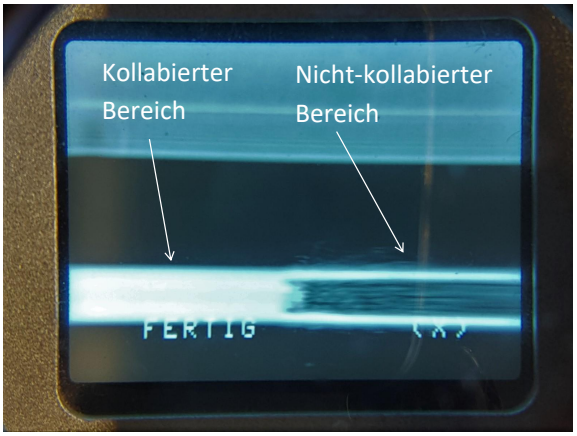
(a)



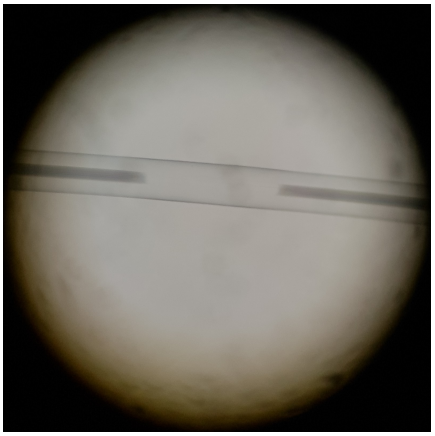
(b)



(c)



(d)



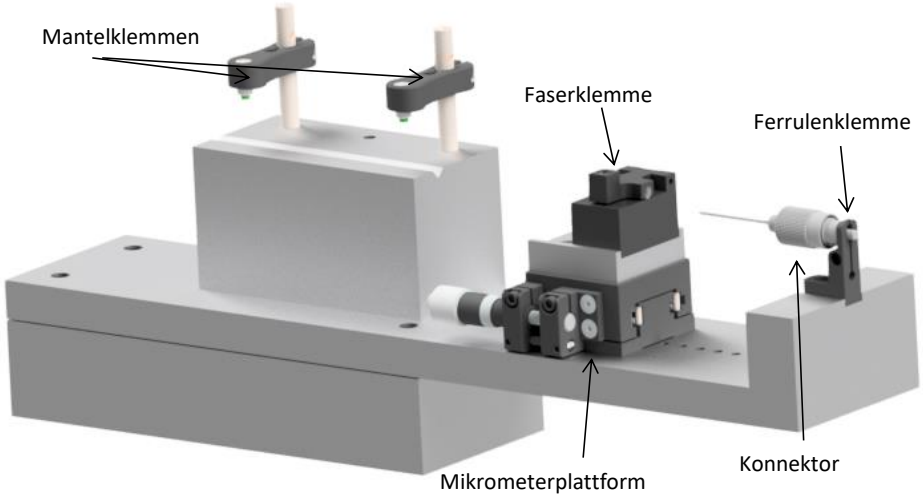
(e)

Abbildung 4.7: Ergebnisse des Kollabierens einer hydrierten PCF in einem Spleißer. (a) Faser im Spleißer. (b), (c) Blasenbildung durch herausströmenden Wasserstoff am Spleißermonitor (SM) bzw. unter einem Durchlichtmikroskop (DLM). (d), (e) Erfolgreiche Kollabiervorgänge am Übergang des kollabierten Bereiches am SM und unter dem DLM. Im Falle der Blasenbildung kann, falls der blasenbildende Bereich nicht teilkollabiert ist, von außen nach innen weiter kollabiert werden.

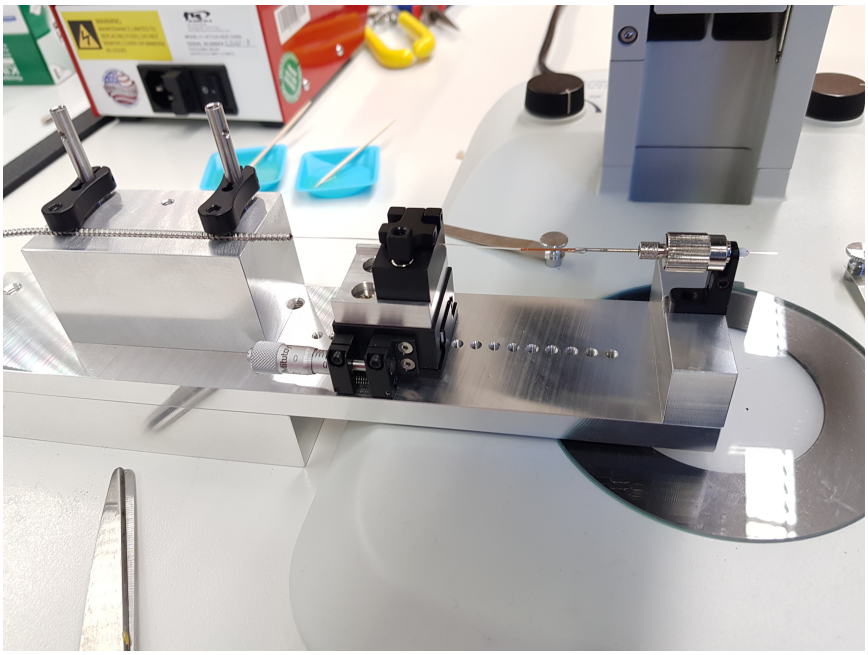
herausschaut. Die Faser sollte ohne spürbaren Widerstand durch die Ferrule zu schieben sein. Sollte ein Widerstand spürbar sein, kann die Faser gedreht werden. Oft kann die Faser dann ohne spürbaren Widerstand weitergeschoben werden. Ansonsten besteht die Gefahr, dass die Faser bricht. Passt die Faser durch die Ferrule, wird die Faser wieder zurückgezogen und durch das Kapton-Röhrchen wieder geschützt. Um eine Beschädigung der Faser durch Herausrutschen zu verhindern, wird die Faser wieder mit einem Klebestreifen am Kapton-Röhrchen befestigt. Das Kapton-Röhrchen wird mit dem Klebstoff Epotek OG198-55 und anschließendem Aushärten mit UV-Licht an der Stahlnadel befestigt werden.
Nun wird die Faser in der Ferrule festgeklebt. Dadurch kann die Faser, falls notwendig, poliert werden. Dies ist gerade im UV-Bereich von Vorteil, da die hohe Energie pro Photon zu Festbrennen von Staub an der Faserfacette führen kann (s. dazu Abschnitt 4.4.3 oder [17]). Würde die Faser frei in der Ferrule stecken und poliert werden, würde die Faser lateral gegen die Ferrule gedrückt und unter Umständen brechen. Diese Bewegung würde auch zu einem verschlechterten Polierbild führen, da sich die Faserspitze relativ zur Polierscheibe bewegen könnte. Zudem führt das Festkleben der Faserspitze zu keinem erheblichen Mehraufwand, da damit zum Beispiel das 'Cleaven' [5] der Faser wegfällt (siehe dazu z. B. [16]). Für das Festkleben wird die Faserkonnektorisierungsstation in Abbildung 4.8 verwendet. Die Ferrule wird in der Ferrulenklemme befestigt. Wenn Fasern mit Stahlmantel produziert werden, kann der Mantel in der Mantelklemme befestigt werden. Da die Faserklemme an einer Mikrometerplattform befestigt ist, lässt sich die Faser mit hoher Präzision in der Ferrule bewegen.
Diese Konstruktion wird unter ein Durchlichtmikroskop gestellt (s. Abbildung 4.8 (b)), durch das die kollabierte Region gut von der nicht-kollabierten Region unterschieden werden kann (s. Abbildung 4.9 (a)-(c)). Die Faser wird nun so weit aus der Ferrule geschoben, bis der kollabierte Bereich aus der Ferrule herausschaut, in der Klemme befestigt und es wird getestet, ob die Faser ohne Widerstand mit der Mikrometerplattform bewegt werden kann (Abbildung 4.9 (a)). Die Faser wird so platziert, dass ca. 250 µm unkollabierter Bereich zwischen Ferrulenspitze und kollabiertem Bereich liegen (Abbildung 4.9 (b)). Dadurch wird sichergestellt, dass beim Auftragen genug Klebstoff in die Ferrule gezogen wird. Nun wird der Klebstoff Epotek OD2002[6] auf die Ferrulenspitze aufgetragen und die Faser um 500 µm in die Ferrule gezogen (Abbildung 4.9 (c)). Somit sind ca. 250 µm kollabierter Bereich in der Ferrule. Um ein Verschieben der Faser relativ zur Ferrule während des Transports zum Ofen zu verhindern, wird die Faser mit dem Klebstoff Dymax 9008 am Kaptonröhrchen befestigt (ca. 1 min Aushärten des Klebstoffs unter UV-Bestrahlung). Der Klebstoff Epotek OD2002 ist ein ausschließlich wärmehärtender Klebstoff , der in einem Faserkonnektor-Ofen für 4 Stunden bei 100 °C

[5] Hierbei wird die Faser unter Spannung gezogen und eine Diamantklinge entlang des kollabierten Bereichs geführt.

[6] Dies ist ein Klebstoff mit geringer Ausgasrate, eignet sich also für diese Anwendung.

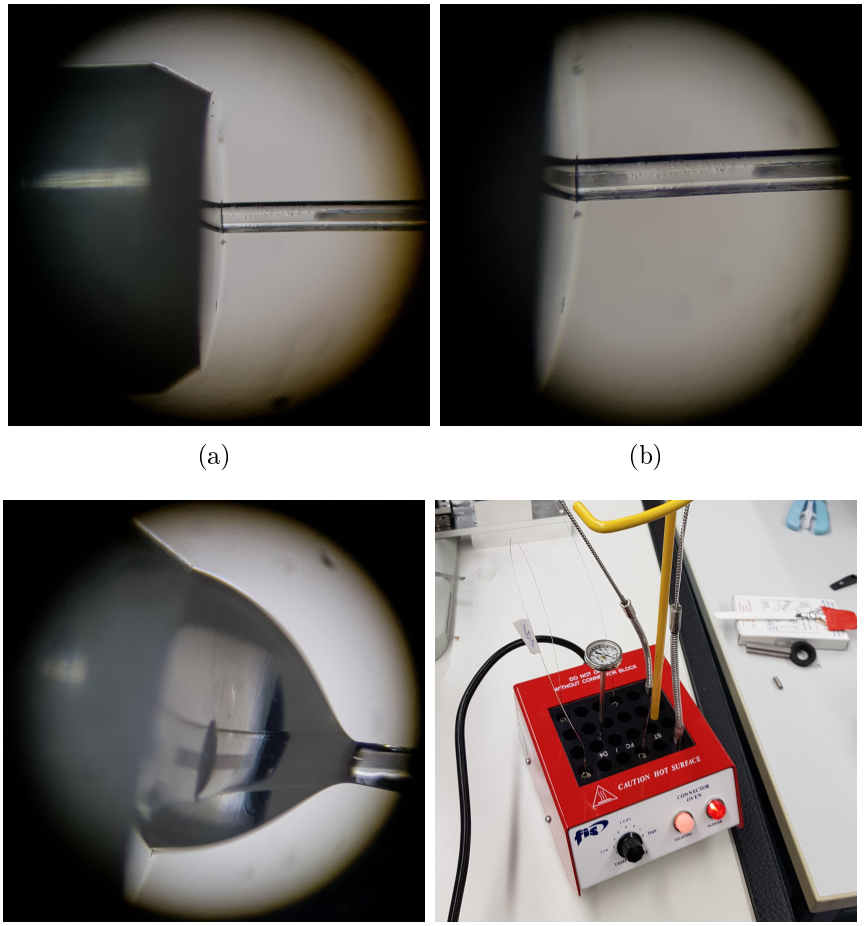


(a)



(b)

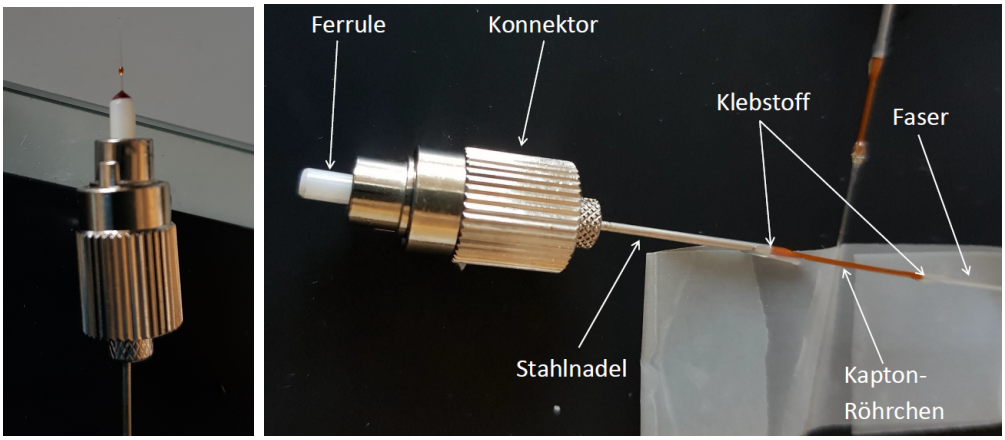
Abbildung 4.8: Aufbau einer Faserkonnektorisierungsstation. Diese wurde von Fabian Wolf entwickelt. (a) Inventor-Zeichnung mit Markierung der relevanten Teile. (b) Foto des Aufbaus, das für das Festkleben der Faserspitze unter ein Durchlichtmikroskop geschoben wird. Damit ist es ohne große Schwierigkeiten möglich die Faserspitze in der Ferrule festzukleben.



(a) (b)

(c) (d)

Abbildung 4.9: Festkleben der Faser in der Ferrule. (a) Nachdem getestet wurde, dass die Faser durch die Ferrule passt, wird die Faser an den Rand der Ferrule gezogen. (b) Die Faser wird anschließend ca. 250 µm herausgeschoben. (c) Der Klebstoff Epotek OD2002 wird auf die Ferrulenspitze aufgetragen und die Faser ca. 500 µm in die Ferrule gezogen. (d) Der Faserkonnektor wird anschließend in einem Konnektorofen 4 h bei 100 °C geheizt, damit der Klebstoff aushärtet.

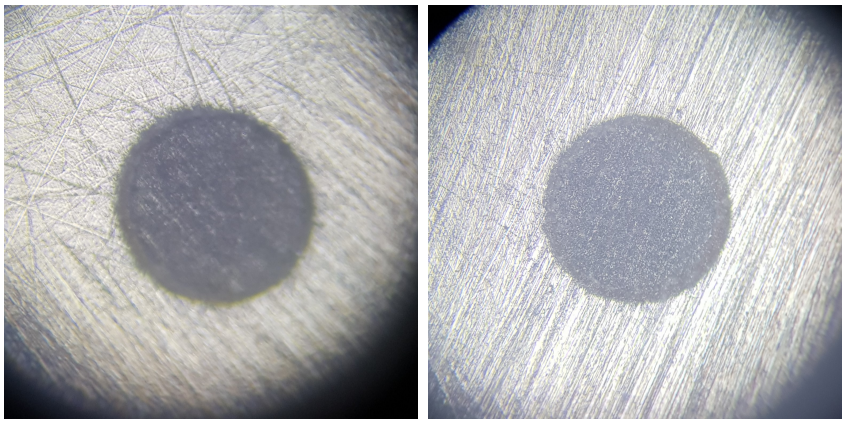


(a) (b)

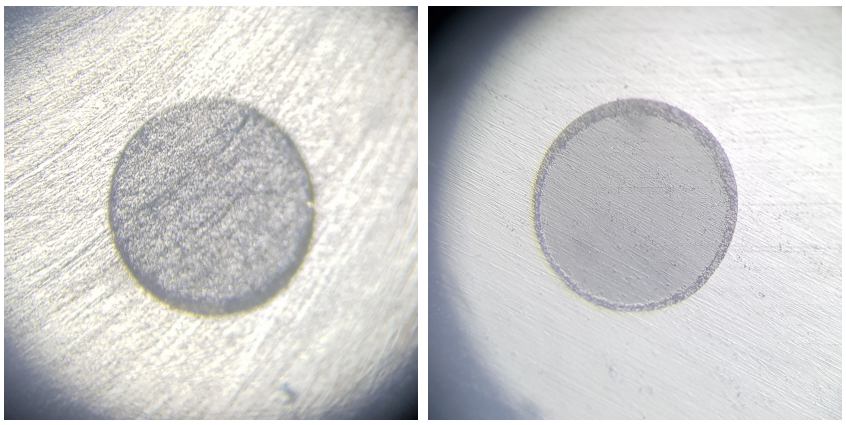
Abbildung 4.10: Faserkonnektor nach dem Aushärten des Klebstoffs, der die Faser in der Ferrule festklebt. (a) Klebstoffrest an der Ferrule, der sich beim Aushärten des Klebstoffs braun verfärbt. (b) Gesamtergebnis des Konnektorisierens. Die Stahlnadel ist im Ferrulen-Teil des Konnektors festgeklebt (nicht sichtbar). Das Kapton-Röhrchen ist an der Stahlnadel und die Faser am Kapton-Röhrchen festgeklebt. Die Klebepunkte sind markiert.

ausgehärtet wird. Abbildung 4.10 zeigt das Ergebnis. In (a) ist der Konnektor, unmittelbar nachdem der Klebstoff an der Ferrulenspitze im Konnektor-Ofen ausgehärtet wurde, zu sehen. Der ausgehärtete Klebstoff ist in braun zu sehen. In (b) ist das Gesamtergebnis der konnektorisierten Faser zu sehen, bei dem bereits der Klebstoffrest wegpoliert wurde. Zu sehen sind die Stahlnadel, die im Konnektor nur im Ferrulen-Teil festgeklebt ist. An der Stahlnadel ist das Kapton-Röhrchen festgeklebt und die Faser ist am Kapton-Röhrchen festgeklebt. Die Klebepunkte sind gesondert in der Abbildung gekennzeichnet.
Die gesamte Prozedur wird am anderen Ende der Faser wiederholt bzw. parallel durchgeführt.

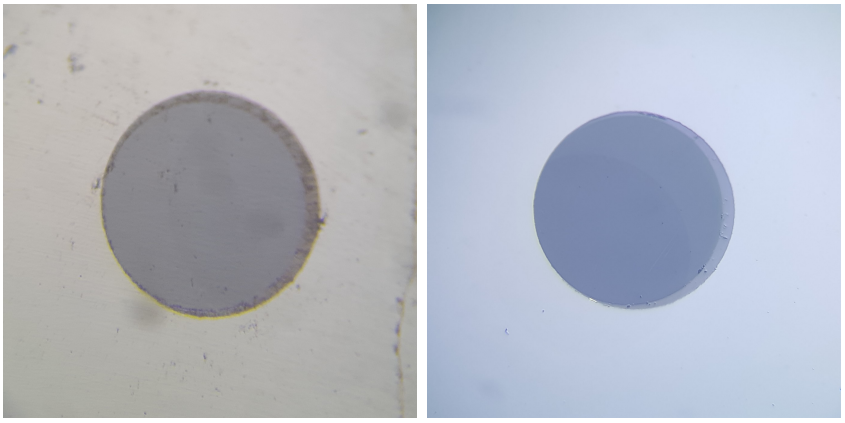
Polieren der Facette Als letzter Schritt wird die Faserfacette poliert. Dazu wird zunächst mit einer Diamant-Klinge der Faserrest über dem Klebstoffrest auf der Ferrule abgetrennt. Das Polieren beginnt mit einer Diamantpolierscheibe mit 30 µm Körnung. Damit werden eventuelle Klebstoffreste seitlich an der Ferrule wegpoliert. Danach wird mit 15 µm Körnung der Klebstoffrest auf der Ferrule wegpoliert (s. Abbildung 4.10 (a)). Sind die Klebstoffreste wegpoliert, wird mit Körnungen von 6 µm, 3 µm, 1 µm und 0.5 µm weiter poliert. Zwischen den einzelnen Polierschritten wird das Ergebnis unter einem Fasermikroskop begutachtet. Falls nötig, wird das Polieren mit der gleichen Körnung fortgesetzt. Falls gröbere Kratzer zu sehen sind oder ein Teil der Faser abbricht, wird das Polieren mit einer gröberen Körnung wiederholt. Ist das Polierergebnis zufriedenstellend, wird mit der nächst feineren



(a) 15 µm (b) 6 µm



(c) 3 µm (d) 1 µm



(e) 0.5 µm (f) Finaler Polierschritt

Abbildung 4.11: Polierergebnis nach jedem Polierschritt. Die Angabe unter den Bildern entspricht der beim Polierschritt verwendeten Körnung. Es ist eine Verbesserung der Facette nach jedem Schritt zu sehen. Das Endergebnis ist eine Facette ohne sichtbare Kratzer. Diese Polierreihe ist stellvertretend für die konnektorisierten Fasern. Die Fotos wurden durch ein Fasermikroskop FS201 von Thorlabs aufgenommen. Die Unreinheiten in (e) sind Rückstände auf der Linse des Fasermikroskops.

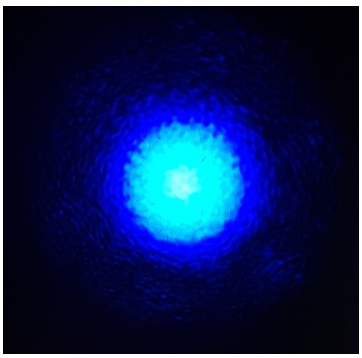


Abbildung 4.12: Fluoreszenz der Ausgangsmode einer selbst konnektorisierten Faser bei 280 nm ohne Kollimator. Es ist das typische hexagonale Muster einer photonischen Kristallfaser an der Ausgangsmode zu erkennen. Die Mode zeigt aber qualitativ eine große Übereinstimmung mit einer Gauß-Mode.

Körnung fortgefahren. Das Ergebnis für einen Polierdurchgang mit verschiedenen Körnungen ist in Abbildung 4.11 zu sehen. Der letzte Polierschritt besteht aus einer Siliziumdioxid-Scheibe mit 20 nm Körnung. Insgesamt ist das Polierergebnis bei allen konnektorisierten Fasern reproduzierbar. Die Facette ist nach dem letzten Schritt glatt und zeigt keine sichtbaren Kratzer. Das Modenprofil am Ausgang der Fasern sollte nicht durch Kratzer an der Facette verschlechtert werden.

4.4.2 UV-Belichten

Auf das Polieren folgt unmittelbar das Belichten der Faser mit UV-Licht. Nach Abschnitt 4.3 induziert das Belichten einer hydrierten Faser chemische Reaktionen, die die Lage der Farbzentren verschieben. Da die für 231 nm relevanten Farbzentren eine breite Anregung (s. Abbildung 4.4 und 4.5) besitzen, kann die Faser bei einer anderen Wellenlänge belichtet werden, bei der mehr Leistung zur Verfügung steht. Dadurch verkürzt sich die Zeit für das Belichten. Im Rahmen dieser Arbeit werden die Fasern vor allem bei 280 nm belichtet. Um jedoch eine Aussage darüber treffen zu können, ob auch bei anderen, größeren Wellenlängen belichtet werden kann, werden zudem zwei Fasern bei 313 nm belichtet. Die Untersuchung bei 313 nm beruht darauf, dass in [17] angemerkt ist, dass bei 313 nm belichtete Fasern auch Solarisationsresistenz bei 235 nm zeigen.
Für das Belichten werden Kollimatoren 60-FC-0-S24-49-XV (FC-PC) oder 60-FC-4-S24-49-XV (FC-APC) von Schäfter & Kirchhoff verwendet. Diese werden mit Sauerstoff gespült, um das Festbrennen von Partikeln an den Faserfacetten zu verhindern [7] [17]. Durch die eingebaute Linse mit einer Brennweite von $f = 24\,\text{mm}$ kann die Modenanpassung in die Faser erfolgen. Ein Teleskop im Strahlengang vor

[7] Es konnte ohne aktive Sauerstoffspülung innerhalb von wenigen Minuten das Festbrennen von Partikeln an der Facette beobachtet werden.

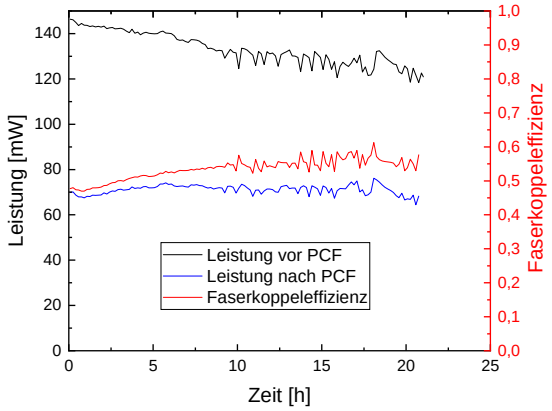


Abbildung 4.13: Langzeitmessung der Faserkoppeleffizienz einer selbst konnektorisierten, hydrierten langen PCF der Länge 80 cm während eines Belichtungsvorgangs bei 280 nm. Die Leistung vor der Faser (schwarz) wird mit einer Photodiode, die mit einem Sensor 3A (Fehler ±6 %) von Ophir kalibriert, gemessen und pro Sekunde ein Datenpunkt mit einem Datenlogger DT9834 aufgenommen . Die Leistung nach der Faser (blau) wird mit einem Photodiodensensor S120VC von Thorlabs über die interne Aufnahmefunktion aufgenommen (Fehler ±7 %). Die Daten werden über 10 min gemittelt und die Faserkoppeleffizienz berechnet (rot). Zu sehen ist, dass die Faserkoppeleffizienz von einem Startwert von 48(4) % während des Belichtens bis auf einen Wert von 57(5) % steigt.

der Faser dient zur weiteren Modenanpassung des Eingangsstrahls. Das Licht bei 280 nm wird durch zweifache Frequenzverdopplung eines 1122 nm-Lasers generiert. Beim Erstmaligen Einkoppeln des Lichts zu Beginn des Belichtens muss zunächst die Gauß-Mode gefunden werden. Dazu wird die Fluoreszenz der Ausgangsmode ohne Kollimator auf einem Blatt Papier angeschaut. Wird das Licht im Mantel geleitet (im Folgenden Cladding-Mode genannt nach engl. Cladding = Mantel), ist die Ausleuchtung der Fluoreszenz auf dem Papier gesprenkelt. Wird dagegen das Licht im Kern geleitet, ist in der Mitte der Fluoreszenz eine Gauß-Moden-förmige Ausleuchtung zu beobachten, bei der an den Seiten die hexagonale Struktur der PCF erkennbar (s. Abbildung 4.12). Ist man in der Nähe des optimalen Punktes, kann folgendes Phänomen beobachtet werden: wird das Licht über der Faserfacette in eine Richtung bewegt, zeigt sich auf dem Papier das Erscheinungsmuster dunkel → Cladding-Mode → dunkel → Gauß-Mode → dunkel → Cladding-Mode → dunkel. Dieses Signal kann zunächst auf Sicht auf maximale Helligkeit und anschließend mit einem Powermeter auf maximale Leistung justiert werden. Bei der Justage muss aber sichergestellt werden, dass die richtige Mode durch die Faser geleitet wird, da selbst die Cladding-Mode viel Licht leiten kann. Die Ausgangs-Mode zeigt qualitativ eine große Übereinstimmung mit einer Gauß-Mode. Dieses Ergebnis ist zu Beginn und nach dem Belichten zu sehen.

Ist die Transmission der Gauß-Mode optimiert, kann das Belichten gestartet werden. Abbildung 4.13 zeigt die Transmission beim Belichten einer ca. 80 cm langen PCF über ca. 21 h. Die Leistung vor der Faser wird mit einer Photodiode in Transmission eines Spiegels gemessen, die mit einem Sensor 3A von Ophir kalibriert wird. Die Spannung der Photodiode wird mit einem Datenlogger DT9834 von DataTranslation aufgenommen. Die Leistung nach der Faser wird mit einem Sensor S120VC von Thorlabs gemessen und die Messdaten über ein Powermeter PM400 aufgenommen. Es wird pro Sekunde ein Datenpunkt aufgenommen. Die Daten werden über 10 min gemittelt und die Faserkoppeleffizienz über die gemittelten Daten berechnet. Es ist zu sehen, dass die Effizienz im Laufe der Messung steigt. Dies kann darauf zurückzuführen sein, dass durch die induzierten Reaktionen im Laufe der Belichtung die Streuung und Absorption an den Farbzentren abnimmt und dadurch weniger Verluste in der Faser auftreten. In [16] wird ein ähnliches Verhalten beobachtet. Die zu Beginn erzielte Effizienz beträgt 48(4) %, zum Ende der Messung beträgt die Effizienz 57(5) %. Das qualitative Verhalten dieser Messung ist bei allen im Rahmen dieser Arbeit hydrierten und konnektorisierten Fasern zu sehen, die belichtet werden. Dabei variiert die zu Beginn erreichbare Effizienz zwischen ca. 45 % und 55 %. Die Schwankungen könnten auf unterschiedliche Kollabierergebnisse und unterschiedliche Länge der Fasern zurückgeführt werden. Typische Belichtungszeiten sind 20 h bis 24 h.

Zusätzlich zu den bei 280 nm belichteten Fasern werden zwei schrägpolierte Fasern über ca. 24 h bei 313 nm belichtet. Die Fasern sind ca. 45 cm und ca. 90 cm lang und werden am Institut für Quantenoptik in Hannover belichtet. Da es sich bei den Lasersystemen um laufende Systeme für ein Experiment handelt, werden hier keine weiteren Optiken eingebaut, sondern die Modenanpassung mit der Linse im Kollimator optimiert. Bei beiden Systemen wird das Licht zunächst über Summenfrequenzerzeugung von 1550 nm-Licht und 1051 nm-Licht erzeugt. Das generierte 626 nm-Licht wird mithilfe von Fasern zu zwei Verdopplungsresonatoren mit BBO-Kristall geleitet, wo das Licht jeweils zu 313 nm frequenzverdoppelt wird. Aus dem Resonator wird das Licht auf einen Kollimator 60-FC-4-S24-49-XV von Schäfter & Kirchhoff gelenkt, mit dessen Linse die Modenanpassung in die Faser erfolgt. Dieser Aufbau lässt es zu zwei Fasern gleichzeitig zu belichten, sodass die beiden Faser zeitgleich für 24 h belichtet werden. Dabei werden zu Beginn bei beiden Fasern Effizienzen zwischen 30 % und 35 % erreicht. Aufgrund eines Softwarefehlers während des Belichtens konnten keine Leistungsdaten aufgenommen werden. Allerdings war die Koppeleffizienz der PCF nach dem Belichten unverändert, was auf ein erfolgreiches Belichten schließen lässt. Dies wird insbesondere deutlich, wenn man sich das Verhalten einer nicht-hydrierten Faser beim Belichten anschaut.

Abbildung 4.14 zeigt das Belichten einer nicht-hydrierten, konnektorisierten Faser mit 280 nm-Licht. Die Daten werden analog zur Messung beim Belichten aufgenommen und die Leistung vor und nach der Faser über eine Minute gemittelt. Bereits zu Beginn der Messung wird eine geringere Faserkoppeleffizienz von 27(3) %

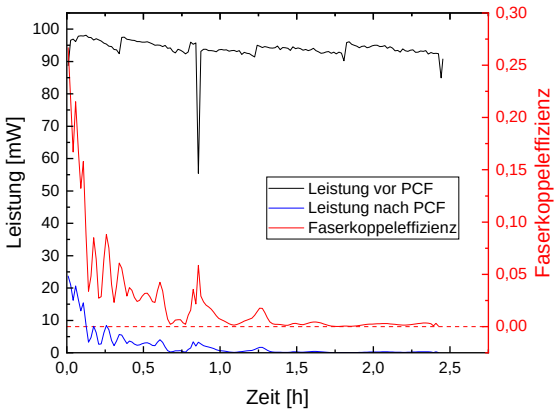


Abbildung 4.14: Langzeitmessung der Faserkoppeleffizienz einer nicht-hydrierten PCF bei 280 nm. Die Leistung vor (schwarz) und nach (blau) der PCF sowie die daraus resultierende Faserkoppeleffizienz (rot) werden analog zu Abbildung 4.13 gemessen. Die Daten werden analog zu Abbildung 4.13 aufgenommen, hier aber über eine Minute gemittelt. Die zu Beginn erreichte Faserkoppeleffizienz beträgt 27(3) %. Die Faserkoppeleffizienz sinkt innerhalb von Minuten und zeigt Oszillationen. Nach 1.5 h ist die Transmission nahezu auf 0 % gesunken.

erreicht. Dies kann darauf zurückzuschließen sein, dass die Faser bereits bei der Justage Solarisation durch Farbzentren zeigt. Es ist zu sehen, dass die Leistung ab Messbeginn innerhalb von Minuten sinkt. Auf der sinkenden Faserkoppeleffizienz sind Oszillationen zu sehen, bei denen die Faserkoppeleffizienz wieder steigt und dann weiter sinkt. Ähnliches Verhalten wurde auch an der Universität Innsbruck gesehen [54]. Es wird vermutet, dass sich durch das Belichten und die damit verbundenen Beschädigungen der Brechungsindex im Material und damit die Bedingung für die Modenanpassung ändert. Durch die weitere Beschädigung sinkt die Effizienz schnell wieder. Nach 1.5 h ist die transmittierte Leistung nahezu auf 0 mW gesunken. Weitere Justageversuche brachten keine Verbesserung. Das Zerstören der Faser ist in Einklang mit Abschnitt 4.2 auf Reaktionen im Glas zurückzuführen, die Farbzentren erzeugen, an denen das UV-Licht gestreut wird. Gestärkt wird dies dadurch, dass rote Fluoreszenz an der Faserfacette zu sehen ist, wie nach [51] vom NBOHC zu erwarten ist. Wird die Faser umgedreht, d. h. Eingang und Ausgang werden getauscht, kann kurzzeitig wieder Licht durch die Faser geleitet werden, wobei die Ausgangsmode keine reine Gauß-Mode ist. Die transmittierte Leistung nimmt aber auch hier schnell auf 0 mW ab. Die Faser ist nicht mehr für Experimente geeignet. Dies zeigt, dass die oben gezeigten Messungen den Erfolg des Belichtens demonstrieren und die Fasern Solarisationsresistenz zeigen. Abschnitt 4.5 zeigt, dass die bei 280 nm belichteten Fasern auch für single-mode-Transmission bei 231 nm und 237 nm geeignet sind.

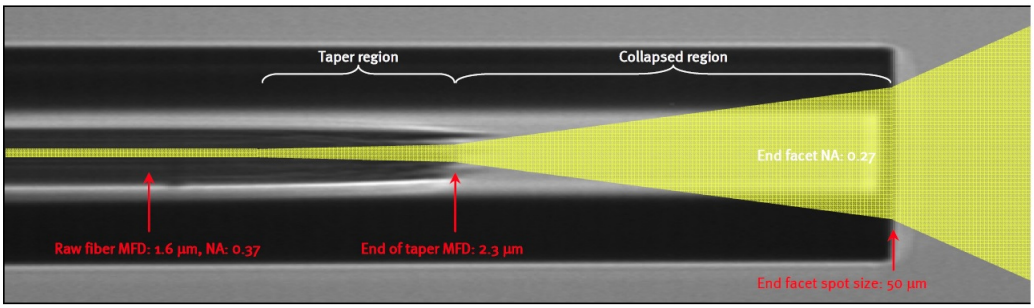


Abbildung 4.15: Veranschaulichung der Auswirkungen eines kollabierten Bereiches am Strahlverlauf an der Spitze einer PCF bei einer Wellenlänge von 780 nm. Zu sehen ist, dass durch die Brechung an der kollabierten Region die Strahlfläche an der Facettes erhöht wird, sodass durch die sinkende Intensität die Wahrscheinlichkeit für das Festbrennen von Partikeln gesenkt wird bzw. die Zerstörleistung erhöht wird. Das Bild stammt aus [55].

4.4.3 Vorteile eines kollabierten Bereichs

Das Kollabieren einer PCF bietet mehrere Vorteile [55]

1. Die Faser ist hermetisch abgesiegelt, d. h. es können keine Partikel in die Faser gelangen.

2. Durch das Kollabieren kann die Faser poliert werden, da ansonsten die Lochstruktur der PCF zerstört werden würde. Außerdem würde sonst beim Konnektorisieren Klebstoff in die Löcher gelangen könnte, sodass die Faser unbrauchbar wäre.

3. Wie in Abbildung 4.15 zu sehen wird durch die Brechung an der kollabierten Region die Strahlgröße an der Facette erhöht, was eine geringere Intensität zur Folge hat. Die Faser hat eine höhere Zerstörleistung an der Facette und das Festbrennen von Partikeln an der Facette, die die Performance senken würde, wird unwahrscheinlicher.

4. Die NA der Faser wird dadurch gesenkt bzw. der Modenfelddurchmesser (MFD) erhöht. Die Einkopplungseffizienz und die Langzeitstabilität der Faserkopplung werden erhöht.

Kollabierte PCFs bieten mehrere Vorteile gegenüber nicht kollabierten PCFs. Im UV-Bereich ist vor allem die Möglichkeit zu polieren und der höhere MFD vorteilhaft, da das Festbrennen von Schmutz weniger wahrscheinlich wird. Falls dies doch geschieht, kann die Faser durch Polieren wieder repariert werden. Daher sind alle in dieser Arbeit konnektorisierten Fasern kollabiert.

4.5 Langzeitcharakterisierung bei Verwendung mit 231 nm- und 237 nm-Licht

In diesem Abschnitt werden die nach der Anleitung in Abschnitt 4.4 hergestellten Fasern bei Verwendung mit 231 nm- und 237 nm-Licht langzeitcharakterisiert. Die Transmission bei 280 nm und 313 nm belichteten Fasern wird über mehrere Tage gemessen. Durch den Vergleich von zwei bei 280 nm belichteten Fasern wird die Abschwächung pro Meter im Fasermaterial bei 231 nm abgeschätzt.

4.5.1 Bei 280 nm belichtete Fasern

Zunächst werden zwei unterschiedlich lange PCFs, die nicht schrägpoliert sind und bei 280 nm belichtet wurden, im Aufbau des Detektionslasers untersucht. Der Aufbau ist in Kapitel 3 beschrieben. Die Modenanpassung in die Faser geschieht nur mit der Linse im Kollimator 60-FC-0-S24-SC-XV von Schäfter & Kirchhoff, d. h. mit einer Linse der Brennweite $f = 24\,\mathrm{mm}$. Die Kollimatoren werden analog zum UV-Belichten in Abschnitt 4.4.2 mit Sauerstoff gespült. Dies ist wichtig, da bereits eine erste Messung der Langzeittransmission eine Abnahme der Transmission durch Festbrennen von Partikeln an der Faserfacette zeigte.
Für die Messungen werden die Leistungen nach dem ersten Frequenzverdopplungsresonator, nach der Glasfaser, die zum zweiten Verdopplungsresonator führt, nach dem zweiten Verdopplungsresonator und nach der solarisationsresistenten UV-Faser mithilfe von Photodioden überwacht. Dabei wird die Leistung an den ersten drei Stellen in Transmission eines Spiegels gemessen, während die Leistung nach der UV-Faser direkt auf eine Photodiode geschickt wird. Die Photodioden werden mit einem Sensor PD-300-UV von Ophir kalibriert. Bei den Absolutleistungen des UV-Lichts wird die Kalibrierung gegen einen kalibrierten, thermischen Sensor 3A berücksichtigt (s. Abschnitt 3.4.1).
Abbildung 4.16 zeigt die Langzeitmessung der Transmission einer ca. 76 cm langen, bei 280 nm belichteten LMA-10-UV-PCF bei Verwendung mit Licht bei 231 nm. Zu Beginn der Messung wird vor der PCF eine Leistung von 3.8(6) mW und nach der PCF eine Leistung von 1.2(2) mW gemessen. Dies entspricht einer Faserkoppeleffizienz von 31 %. Wird die Verschiebung des Filters vor der SHG-PD (misst die Leistung vor der Faser) berücksichtigt, ist keine Abnahme der Faserkoppeleffizienz, sondern ein leichter Anstieg der Effizienz im ersten Teil der Messung zu sehen. Im zweiten Teil nach der Justage wird eine höhere Effizienz als zu Beginn der Messung erreicht. Die maximale Faserkoppeleffizienz während der Messung beträgt ca. 33 %. Da die Abnahme der Leistung durch Nachjustieren wieder kompensiert werden kann und die Ausgangsmode sich während der Messung nicht ändert, ist die Faser für die Langzeit-single-mode-Transmission geeignet (s. Abbildung 4.18(a)). Die Abnahme der Leistung des BBO-Resonators ist vor allem auf einen Drift der Faserkopplung von dem ersten Verdopplungsresonator zurückzuführen.

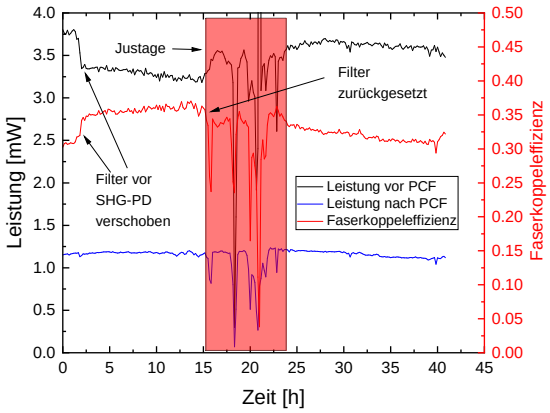


Abbildung 4.16: Langzeitmessung der Faserkoppeleffizienz einer 76 cm langen, bei 280 nm belichteten photonischen Kristallfaser bei Verwendung mit 231 nm-Licht. Die Faser ist nicht schräg-poliert. Die Leistung vor (schwarz) und nach (blau) der Faser wird mit je einer Photodiode gemessen. Diese werden gegen ein Powermeter kalibriert. Die daraus resultierende Faserkoppeleffizienz ist in rot zu sehen. Die Faser ist nicht schrägpoliert. Zu Beginn der Messung wird eine Faserkoppeleffizienz von ca. 31 % erreicht. Wird die Verschiebung des Filters berücksichtigt, steigt die Faserkoppeleffizienz trotzdem leicht. Nach einer Justagephase wird das Experiment weitergeführt und eine leicht höhere Effizienz als zu Beginn erreicht (ca. 33 %). Danach ist eine Abnahme der Effizienz zu sehen, die aber durch Justage bis auf ca. 33 % wieder kompensiert werden kann. Die Faser zeigt stabile single-mode-Transmission.

Eine analoge Messung wird mit einer bei 280 nm belichteten Faser der Länge 40 cm durchgeführt. Das Ergebnis ist in Abbildung 4.17 zu sehen. Es ist anzumerken, dass hier nur single-mode-Transmission zu erreichen ist, wenn die Faser leicht gebogen wird (Ausgangsmode s. Abbildung 4.18 (b)). Die Ausgangsmode zeigt eine ca. 95 % Übereinstimmung mit einer Gauß-Mode, sollte daher für die weitere Verwendung gut durch Linsen auf die Ionen fokussierbar sein.

Die Faserkoppeleffizienz zu Beginn beträgt ca. 36 %, sinkt zunächst und steigt anschließend. Die Werte während der Arbeitsphase sollten nicht beachtet werden, da der erste Verdopplungsresonator durch Arbeiten am Tisch aus der Resonanz gebracht wird. Im zweiten Teil der Messung steigt die Faserkoppeleffizienz bis auf ca. 40 %. Da sich die Ausgangsmode während der Verwendung bei 231 nm nicht ändert, ist auch diese Faser für die Langzeit-Modenreinigung geeignet (s. Abbildung 4.18).

Aus dem Vergleich der beiden Faser lässt sich eine Abschätzung der reinen Verluste im Fasermaterial bei 231 nm abschätzen. Die Längendifferenz beträgt ca. 36 cm. Die maximalen Faserkoppeleffizienzen betragen ca. 33 % bzw. 40 %. Damit ergibt sich eine abgeschätzte Abschwächung von 2.3 $\mathrm{dB\,m^{-1}}$. Der Wert sollte durch Kür-

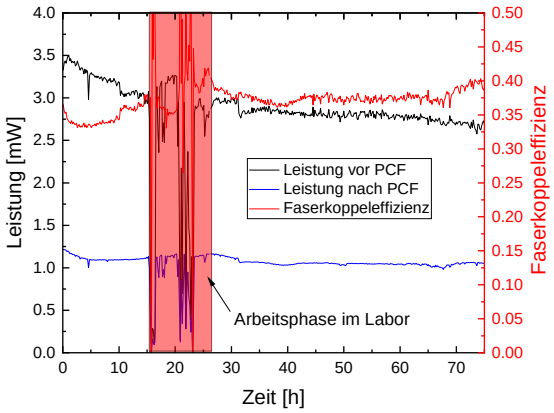
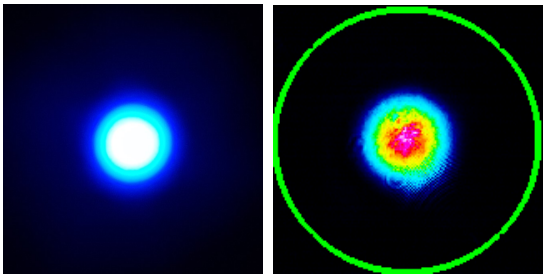


Abbildung 4.17: Langzeitmessung der Faserkoppeleffizienz einer 40 cm langen, bei 280 nm belichteten photonischen Kristallfaser bei Verwendung mit 231 nm-Licht. Die Leistung vor (schwarz) und nach (blau) der Faser sowie die Faserkoppeleffizienz werden analog zu Abbildung 4.16 gemessen. Die Faser ist nicht schräg-poliert. Zu Beginn der Messung wird eine Faserkoppeleffizienz von ca. 36 % erreicht. Nach der Arbeitsphase ist ein Anstieg der Faserkoppeleffizienz bis ca. 40 % zu sehen. Die Faser zeigt stabile single-mode Transmission.

zen einer Faser analog zu [16] überprüft werden, da bei unterschiedlichen Fasern nicht zwischen Einkoppel- und Transmissionsverlusten unterschieden werden kann. Dabei wird eine Faser sukzessive gekürzt und die resultierende Transmission gemessen. Darüber kann die Abschwächung pro Meter besser abgeschätzt werden, da die oben genannten Unsicherheitsfaktoren nicht zum Fehler beitragen.
Insgesamt sind beide bei 280 nm belichteten Fasern mit langzeitstabiler single-mode-Transmission für das Reinigen der Ausgangsmode des BBO-Resonators geeignet, da das Ausgangsprofil große Übereinstimmung mit einem Gauß-Strahl zeigt. Es zeigt sich kein Degradieren. Es kann davon ausgegangen werden, dass keine neuen Farbzentren aktiviert werden, die bei 231 nm streuen oder absorbieren.

4.5.2 Bei 313 nm belichtete Fasern

Die bei 313 nm belichteten Fasern werden bei Verwendung mit 237 nm-Licht hinsichtlich der Langzeittransmission charakterisiert. Nach Abschnitt 4.2 sollten die bei 231 nm absorbierenden Farbzentren die gleichen wie bei 237 nm sein. Dieser Laser wird später für die Abfrage des Uhrenüberganges von $^{115}In^{+}$ genutzt. Der optische Aufbau besteht aus einem Nd:YAG-Laser bei 946 nm, der mit einem TA verstärkt wird und über eine Faser zu einer Toptica FHG-Pro geschickt wird. Dort wird das Licht in zwei Verdopplungsresonatoren insgesamt auf 237 nm frequenzvervierfacht. Die Modenanpassung in die Faser erfolgt mit einem Faserkollimator 60-



(a) (b)

Abbildung 4.18: Strahlprofil des Ausgangslichts bei 231 nm von bei 280 nm belichteten PCF. (a) Fluoreszenz der Ausgangsmode bei 231 nm aus der langen, bei 280 nm belichteten PCF im Fernfeld ohne Kollimator. Die Mode zeigt qualitativ eine Gauß-förmige Intensitätsverteilung. Dieses Modenprofil zeigt sich auch nach der Langzeitverwendung mit 231 nm-Licht. (b) Strahlprofil mit Kollimator nach der kurzen, bei 280 nm belichteten PCF, die 231 nm-Licht transmittiert. Das Bild wurde mit einer BladeCam-XHR von DataRay aufgenommen. Ein Gauß-Fit ergibt eine Übereinstimmung von ca. 95 % mit einer Gauß-Mode.

FC-4-S24-SC-XV von Schäfter & Kirchhoff, die mit Sauerstoff gespült werden. Der Strahl wird mit einem Galilei-Teleskop am Ausgang der FHG-pro mit $f_1 = 150\,\text{mm}$ und $f_2 = -50\,\text{mm}$ im Abstand von $d = f_1 + f_2 = 100\,\text{mm}$ auf die richtige Größe geformt.
Es wird zuerst eine ca. 90 cm lange PCF charakterisiert. Mit dieser ergibt sich bei einer Leistung von 11.6(17) mW vor der PCF eine Leistung von 4.5(7) mW nach der PCF. Dies entspricht einer Faserkoppeleffizienz von ca. 39 %. Die PCF zeigt zudem nur Transmission in der Gauß-Mode. Die Leistungen vor und nach der PCF werden jeweils in Transmission eines Spiegels mit einer PD gemessen. Diese werden mit einem Sensor PD-300-UV von Ophir kalibriert. Bei den angegebenen Leistungswerten wird die Kalibrierung dieses Sensors zu einem kalibrierten, thermischen Messkopf (s. Abschnitt 3.4.1) berücksichtigt.
Die von den PD ausgegebenen Spannungen werden mit einem Datenlogger DT9834 von DataTranslation aufgenommen. Da sich die Transmittivität des Spiegels nach der PCF während der Messung geändert hat, kann diese Messung nicht für eine Analyse der Langzeittransmission genutzt werden[8]. Bei der Überprüfung der Leistung ergibt sich, dass die Faserkoppeleffizienz nicht mehr an den Anfangswert gebracht werden kann. Die PCF zeigt zudem keine single-mode-Transmission mehr, sondern Anteile der Cladding-Mode. Nach erneuter Justage wird eine Faserkoppeleffizienz von ca. 25 % erreicht. Es zeigt sich weiterhin das verschlechterte Modenprofil am Ausgang der Faser.
Es wird eine weitere Messung gestartet. Dabei wird die Ausgangsleistung nicht

[8]Es konnte am Ende der Messung überprüft werden, dass die Transmittivität sich geändert hat. Es konnten keine Neutraldichtefilter verwendet werden, da diese zu viel Leistung absorbieren.

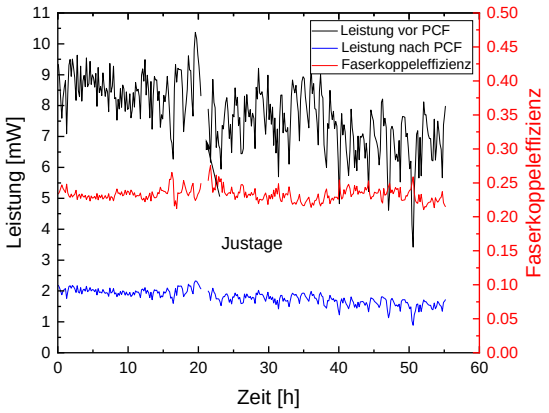


Abbildung 4.19: Langzeitmessung der Faserkoppeleffizienz einer bei 313 nm belichteten PCF der Länge 90 cm bei Verwendung mit 237 nm-Licht. Die Leistung vor (schwarz) und nach (blau) der Faser werden mit kalibrierten Photodioden gemessen. Es wird pro Sekunde ein Datenpunkt gemessen, über zehn Minuten gemittelt und die resultierende Faserkoppeleffizienz (rot) bestimmt. Die Faser ist schrägpoliert. Die Faserkoppeleffizienz beträgt zu Beginn ca. 23 %. Es ist zu sehen, dass die Ausgangsleistung der Toptica-FHG stark oszilliert. Dies ist auch an der Leistung nach der Faser zu sehen. Die Effizienz ist aber über den gesamten Messzeitraum nahezu konstant. Da aber in einer vorherigen Messung bereits eine höhere Effizienz von ca. 39 % erreicht wurde, ist diese Faser nicht für das Experiment geeignet.

mehr in Transmission eines Spiegels gemessen, da die gesunkene Transmission der PCF die PD nicht mehr sättigt. Das Ergebnis ist in Abbildung 4.19 zu sehen. Es sind fluktuierende Leistungen sowohl vor als auch nach der PCF zu sehen, die von der Ausgangsleistung der FHG stammen. Trotzdem ist die Faserkoppeleffizienz während der gesamten Messung auf einem ähnlichen Niveau. Es ist kein weiteres Degradieren der Leistung zu sehen. Während der gesamten Messung ist aber das schlechtere Modenprofil im Vergleich zu Beginn der ersten Messung zu sehen. Es wird vermutet, dass durch die Verwendung mit 237 nm-Licht Farbzentren aktiviert werden. Dass sich Verunreinigungen an den Faserfacetten angelagert haben, konnte durch eine Inspektion der Facetten ausgeschlossen werden.

Zur Überprüfung, ob dies eine Unregelmäßigkeit oder bei einer weiteren, ähnlichen Faser auch beobachtbar ist, wird eine weitere bei 313 nm belichtete Faser bei 237 nm langzeitbelichtet. Diese ca. 45 cm lange, schrägpolierte Faser wird im gleichen Aufbau eingebaut. Nach der Justage wird bei einer Leistung von 9.3(14) mW vor der Faser eine Leistung von 5.8(9) mW nach der Faser erreicht. Dies entspricht einer Faserkoppeleffizienz von ca. 62 %. Die Langzeitmessung in Transmission eines anderen Spiegels als bei der ersten Messung zeigt auch hier eine Änderung der Transmittivität des Spiegels. Die Messung kann auch hier nicht für eine Analyse

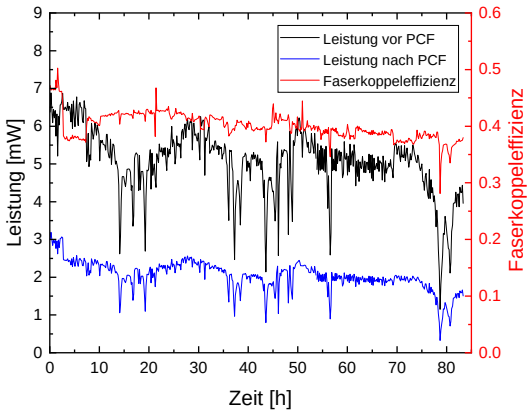


Abbildung 4.20: Langzeitmessung der Faserkoppeleffizienz einer bei 313 nm belichteten PCF der Länge 45 cm bei Verwendung mit 237 nm-Licht. Die Faser ist schrägpoliert Die Leistung vor (schwarz) und nach (blau) der Faser sowie die daraus resultierende Faserkoppeleffizienz (rot) wird analog zu Abbildung 4.19 gemessen. Warum die ersten 10 h Einbrüche zeigen, ist nicht klar. Nach 10 h wird eine Faserkoppeleffizienz von ca. 41 % gemessen. Insgesamt sinkt die Leistung über die gesamte Messdauer nur leicht bis auf ca. 37 %.

verwendet werden.

Die Faserkoppeleffizienz ist gegenüber dem Verwendungsbeginn auf ca. 42 % gesunken. Es ist analog zur längeren Faser nicht möglich die gleiche Effizienz wie zu Verwendungsbeginn zu erreichen. Auch hier wird eine sich verschlechternde Mode im von der PCF transmittierten Licht beobachtet. Es wird eine Langzeitmessung gestartet, um das weitere Langzeitverhalten der PCF zu untersuchen. Das Ergebnis ist in Abbildung 4.20 zu sehen. Zu Beginn der Messung ist nicht klar, warum die Effizienz sich so stark und plötzlich ändert. Ca. 10 h nach Messbeginn ergibt sich eine Effizienz von ca. 41 %. Diese sinkt über die gesamte Messung kontinuierlich auf ca. 37 %. Wie in der vorherigen Messung zeigt sich auch hier das verschlechterte Modenprofil während der gesamten Messung. Unabhängig von der vergleichbaren Effizienz zur bei 280 nm belichteten Faser sind die bei 313 nm belichteten Fasern aufgrund des sich verschlechternden Strahlprofils nicht für single-mode-Transmission des Lichts aus dem BBO-Resonator geeignet.

Da bereits erfolgreich in anderen Gruppen Fasern bei 313 nm belichtet wurden, die bei 235 nm eingesetzt werden [17], kann hier davon ausgegangen werden, dass einer der Parameter für den Prozess der Herstellung solarisationsresistenter Fasern sich erheblich unterscheidet. Die sinkende Transmission lässt vermuten, dass durch das Belichten mit 313 nm-Licht nicht alle für 237 nm relevanten Farbzentren eliminiert wurden. Der genaue Grund dafür ist nicht bekannt, da die Parameter nicht vergleichbar waren zum Belichten mit 280 nm. Die Fasern mussten z. B. nach

dem Konnektorisieren für das Belichten mit 313 nm-Licht über einen längeren Weg transportiert werden. Es kann nicht ausgeschlossen werden, dass der Wasserstoffgehalt dieser Fasern geringer war, als bei den Fasern, die bei 280 nm belichtet wurden.

4.6 Abschätzung der Leistung an den Ionen

Insgesamt konnte in diesem Kapitel gezeigt werden, dass das Hydrieren, Konnektorisieren und Belichten von photonischen Kristallfasern bei 280 nm dazu führt, dass diese auch über mehrere Tage konstante single-mode-Transmission bei 231 nm zeigen.
Mit dem Aufbau aus Kapitel 3 und dem Einbau dieser Fasern einen Gauß-ähnlichen Strahl, der gut formbar sein sollte. Es können bis zu 1.6(2) mW nach der solarisationsresistenten photonischen Kristallfaser erreicht werden. Abschnitt 4.5 zeigt, dass langzeitstabil mindestens 1.0(2) mW durch die Faser transmittiert werden können. Langfristig wird ein AOM zur Intensitätsstabilisierung eingebaut werden. Dieser könnte mit den erreichten Werten stabil auf eine Leistung von 320 µW nach der Faser stabilisiert werden (entsprechend einer Beugungseffizienz von ca. 40 %; nach Datenblatt können maximal 80 % erreicht werden). Berechnet man noch drei Spiegel auf dem Weg in die Vakuumkammer mit zu erwartenden Reflektivitäten von mindestens 98 %, sowie die Transmittivität der Fenster der Vakuumkammer, in der sich die Ionenfalle befindet, mit $T = 98\,\%$ ein, ergibt sich eine Gesamtleistung von 295 µW an den Ionen in der Falle. Nach Abschnitt 2.1 ergibt sich mit einer Sättigungsleistung von $P_{\mathrm{sat}} = 7.2\,\mu\mathrm{W}$ ein Sättigungsparameter von ca. $s = \frac{P}{P_{\mathrm{sat}}} = 41$. Damit erhält man bei resonanter Anregung des Detektionsübergangs nach Gleichung 2.6 eine maximale Fluoreszenzrate pro Ion von $f(s = 41) = 1.1 \times 10^6\,\mathrm{s}^{-1}$ in den gesamten Raumwinkel 4π. Dies entspricht 98 % der maximalen Fluoreszenzrate.
Wird eine Gesamtdetektionseffizienz von mindestens 2 % angenommen [9], so können pro Ion 2.2×10^4 gestreute Photonen pro Sekunde detektiert werden. Bei einer Quanteneffizienz des verwendeten Photonenvervielfältigers von ca. 20 % kann ein Detektionssignal von 4400 Photonen pro Sekunde für ein Ion erwartet werden. Dies liegt deutlich über dem Dunkelsignal von 10 bis 30 pro Sekunde. Es sollte also möglich sein, $^{115}\mathrm{In}^+$ direkt zu detektieren.

[9] Die Detektionseffizienz eines ähnlichen Experiments beträgt ca. 2 %

Kapitel 5

Fazit

In dieser Arbeit konnte die Charakterisierung und Verbesserung eines bereits bestehenden Lasersystems für die Anregung des $^1S_0 \rightarrow {}^3P_1$-Übergangs in $^{115}In^+$ gezeigt werden. Im Gegensatz zu vorherigen Arbeiten konnte eine deutlich bessere Langzeitstabilität des Lasersystems erreicht werden. Es konnten erfolgreich UV-resistente Glasfasern hergestellt werden. Dabei wurde eine Anleitung, basierend auf [52] und [53], erarbeitet, mit der polierbare Fasern für den UV-Bereich hergestellt werden können, die single-mode-Transmission zeigen. Mit der Implementierung dieser Fasern in das Lasersystem, kann ein Gauß-ähnlicher, leistungsstabiler Strahl für das Experiment erreicht werden.
Das Lasersystem besteht aus einem Diodenlaser mit externem Resonator bei einer Wellenlänge von 922 nm. Es wurde eine maximale Ausgangsleistung von 66(3) mW bei einem angelegten Strom von 140 mA. Der Laser wird im Experiment mithilfe eines ULE-Resonators frequenzstabilisiert, um den schmalen Kühlübergang mit einer Linienbreite von 360 kHz zu adressieren. Das Laserlicht wird mit einem Trapezverstärker verstärkt, der eine Ausgangsleistung nach einem optischen Isolator von 735(22) mW bei einer Eingangsleistung von 35(2) mW aufweist. Mit einem Frequenzverdopplungsresonator, in dem sich ein periodisch gepolter Kaliumtitanylphosphat-Kristall befindet, wird eine Ausgangsleistung von 220(11) mW bei einer Wellenlänge von 461 nm erreicht. Es ergibt sich eine Einkoppeleffizienz von 50.7(3) % und eine modenangepasste Konversionseffizienz von 63(4) %. Eine Messung der Langzeitstabilität zeigt eine Abnahme der Ausgangsleistung von ca. 4.6 % über eine Messzeit von 85 h.
Ein zweiter Frequenzverdopplungsresonator dient zur Erzeugung der Zielwellenlänge von 231 nm mit einem nichtlinearen Beta-Bariumborat-Kristall in Brewster-Schnitt. Mit dem Resonator wird eine Ausgangsleistung von 3.9(6) mW erreicht. Bei einer Leistung von 140(7) mW und einer Einkoppeleffizienz von 75(1) % ergibt sich eine modenangepasste Konversionseffizienz von 3.7(6) %. Das Ergebnis stimmt

gut mit der theoretischen Berechnung überein, nach der eine Leistung von 3.5 mW nach dem Resonator zu erwarten ist. Eine Messung der Langzeitstabilität zeigt eine Abnahme der Ausgangsleistung von 20 % über eine Messzeit von 75 h, wobei 12 % der Abnahme auf eine verringerte Eingangsleistung zurückzuführen sind. Dabei wird der Kristall während der gesamten Messzeit nicht mit einem Gas gespült. Im Vergleich zu Vorarbeiten, bei denen ein Sinken der Ausgangsleistung um 50 % innerhalb von 20 min beobachtet wurde, zeigt sich eine deutlich verbesserte Langzeitstabilität. Verglichen mit anderen Experimenten zu $^{115}In^{+}$ bietet dieses System eine höhere Ausgangsleistung [8, 9, 23]. Da die Kühlung von $^{115}In^{+}$ im deutlich untersättigten Bereich erfolgt [23], ist mit dem hier charakterisierten System Kühlung auf $^{115}In^{+}$ möglich.

Für die Modenreinigung des erzeugten Lichts bei 231 nm konnten erfolgreich solarisationsresistente photonische Kristallfasern getestet werden. Diese werden hydriert, selbst konnektorisiert und durch anschließendes Belichten mit UV-Licht solarisationsresistent. Es wurde gezeigt, dass hydrierte Fasern durch das Belichten mit Licht der Wellenlänge 280 nm über mehr als 20 h und einer Leistung von über 100 mW keine UV-Solarisation zeigen, während eine nicht-hydrierte Faser innerhalb von 1.5 h nahezu kein Licht mehr transmittiert. Diese Fasern zeigen auch Solarisationsresistenz bei einer Wellenlänge von 231 nm. Bei 313 nm belichtete Fasern zeigen bei einer Wellenlänge von 237 nm eine Abnahme der Transmission mit der Zeit, die sich stabilisiert. Dabei zeigen sie während der Langzeitmessung ein sich verschlechterndes Modenprofil der Ausgangsmode. Es wird vermutet, dass bei erstmaliger Verwendung mit 237 nm Farbzentren entstehen, die bei der Belichtung mit 313 nm nicht eliminiert werden konnten. Da bei der Belichtung mit 313 nm im Vergleich zu der Belichtung mit 280 nm deutlich mehr Zeit zwischen Konnektorisieren und der Belichtung lagen und damit der Wasserstoffgehalt der Fasern nicht vergleichbar war, kann keine Aussage darüber getroffen werden, ob es generell nicht möglich ist Solarisationsresistenz für Fasern bei 231 nm durch Belichten bei 313 nm zu erreichen.

Die bei 280 nm belichteten Fasern zeigen stabile Transmission einer Gauß-ähnlichen Mode. Damit sind die Voraussetzungen geschaffen Streulicht bei 231 nm zu minimieren. Bei dieser Wellenlänge würde das Streulicht Ladungen insbesondere am Dielektrikum der Falle erzeugen, die die Position der Ionen in der Falle beeinflussen. Zudem bietet die Faser die Möglichkeit den Strahlverlauf nach dem zweiten Verdopplungsresonator von dem Strahlverlauf vor der Falle zu entkoppeln.

Der Vergleich von zwei bei 280 nm belichteten Fasern unterschiedlicher Länge ergibt eine durchschnittliche Abschwächung in der Faser von 2.3 dB m^{-1} bei 231 nm. Die Messung sollte durch Kürzen einer Faser überprüft werden, da bei unterschiedlichen Fasern nicht klar ist, ob es sich um Einkopplungs- oder Transmissionsverluste handeln. Da es zu diesem Zeitpunkt keine Veröffentlichungen zur Transmission von solarisationsresisten PCF in diesem Wellenlängenbereich gibt, kann kein Vergleich gezogen werden. Wird die Transmission der Faser beim Belichten bei 280 nm

(s. Abschnitt 4.4.2) mit den Ergebnissen aus [16] verglichen, ergibt sich in dieser Arbeit eine geringere Transmission. Ein Grund hierfür kann die nicht komplett optimierte Modenanpassung in die PCF sein.
Hervorzuheben ist, dass sowohl beim Belichten als auch bei der Verwendung mit UV-Licht eine Sauerstoff- bzw. Stickstoffspülung der Kollimatoren notwendig ist. Ohne diese ist ein Festbrennen von Partikeln an der Faserfacette innerhalb weniger Minuten zu beobachten.
Insgesamt bietet das Lasersystem die Möglichkeit den $^1S_0 \rightarrow {}^3P_1$-Übergang in $^{115}In^+$ anzuregen. Es kann die Kühlung von $^{115}In^+$ über Seitenbandkühlen nach einer Vorkühlung durch sympathetisches Kühlen mit $^{172}Yb^+$ realisiert werden. Zudem kann die Fluoreszenz von $^{115}In^+$ in gemischten Coulomb-Kristallen detektiert werden, da genügend Sättigung erreicht werden kann ($s_{\max} \approx 41$). Es können ca. 4400 gestreute Photonen pro Sekunde pro Ion erwartet werden.

Kapitel 6

Ausblick

Mit dem beschriebenen Lasersystem ist es möglich Spektroskopie am $^1S_0 \rightarrow {}^3P_1$-Übergang von $^{115}In^+$ durchzuführen. Durch Verstimmen des Lasers kann zunächst die Frequenz der Übergänge $|F = 9/2, m_F = \pm 9/2\rangle \rightarrow |F = 11/2, m_F = \pm 11/2\rangle$ im Experiment bestimmt werden. Es ist zum ersten Mal möglich, in diesem Experiment die Fluoreszenz von $^{115}In^+$ direkt zu detektieren. Anschließend kann das Seitenbandkühlen auf $^{115}In^+$ erfolgen. Damit bietet sich die Möglichkeit, die Kühldynamik in gemischten Coulomb-Kristallen aus $^{115}In^+$ und $^{172}Yb^+$ zu untersuchen. Für die Kühlung und Detektion von $^{115}In^+$ wird eine Intensitätsstabilisierung des Lichts nach der photonischen Kristallfaser benötigt. Ohne diese ist die Kühlung nicht effizient, da eine schwankende Intensität zu zusätzlichem Aufheizen führt [56]. Für die Detektion ist die Intensitätsstabilisierung notwendig, um ein konstantes Fluoreszenzsignal zu erhalten. Die Stabilisierung wird in Zukunft über eine Regelschleife aus einem akustooptischen Modulator (AOM) und einer Photodiode realisiert. Der AOM kann auch zum schnellen Schalten des Lichts in der späteren Uhrenspektroskopie verwendet werden. Außerdem kann beim zweiten Verdopplungsresonator getestet werden, ob eine Sauerstoffspülung des BBO-Kristalls zu einer Verbesserung der Langzeitstabilität führt.
Bezüglich der solarisationsresistenten PCF können noch weitere systematische Untersuchungen folgen. In den nächsten Schritten kann untersucht werden, ob sich die Transmission bei 231 nm bessert, wenn nach dem Hydrieren direkt bei dieser Wellenlänge oder bei 237 nm belichtet wird. Für eine bessere Abschätzung der zu erwartenden Verluste pro Meter sollte anstatt des Vergleiches zweier unterschiedlicher Fasern eine Faser systematisch gekürzt werden (s. dazu auch [16]). Es kann zudem eine Messung der Biegeverluste bei 231 nm für verschiedene Biegeradien erfolgen.
Da in Zukunft ein Wasserstoffdrucktank am QUEST-Institut zum Hydrieren der PCF genutzt werden kann, können Messungen dazu erfolgen, ob die Solarisation

nicht-hydrierter PCF reversibel ist, wenn diese nach dem Degradieren hydriert und mit UV-Licht belichtet werden.
Im Rahmen dieser Arbeit war die Herstellung polarisationserhaltender, solarisationsresistenter PCF (LMA-10-PM von NKT-Photonics) nach der Anleitung in Abschnitt 4.4 nicht erfolgreich. Es müssen hierzu noch weitere Ansätze zum Konnektorisieren dieser Fasern getestet werden. Es soll beispielsweise versucht werden, über einen kleineren Bereich zu Kollabieren oder ein Stück Quarzglas an die Spitze einer Faser zu spleißen. Alternativ können bereits konnektorisierte Fasern gekauft, hydriert und UV-belichtet werden [17].

Anhang A

Übersicht der im Bereich von 230 nm bis 237 nm relevanten Farbzentren

Farbzentrum	**Zentral-energie** [eV]	**volle Halb-wertsbreite** [eV]	**Wellenlänge** [nm]	**Oszillator-stärke**
E'-Zentrum (im Material)	5.78	0.8	200-230	0.2
E'-Zentrum (Oberfläche)	6-6.3	1.2	180-230	0.2
ODC(II)	5.05	0.3	238-253	0.36
NBOHC (im Material)	4.8	1.07	232-290	0.055
NBOHC (Oberfläche)	4.9	1.2	230-288	0.048
Peroxy-Radikale (im Material)	evtl. bei 5.2	-	-	-
Peroxy-Radikale (Oberfläche)	4.9	1.2	230-288	0.048
Peroxy-Brücken	5.5			1×10^{-4}
Ozon (O_3)	4.79	0.83	238-283	0.09

Abbildung A.1: Übersicht der bei 231 nm und 237 nm relevanten Farbzentren in Quarzglas. Die Daten stammen aus [45]. Es wird die Art des Farbzentrums sowie die Zentralenergie mit der dazugehörigen Halbwertsbreite angegeben. Darüber wird die Wellenlänge berechnet. Es wird zudem die Oszillatorstärke des Farbzentrums angegeben.

Anhang B

PI-Regler für die Stabilisierung des ersten Verdopplungsresonator

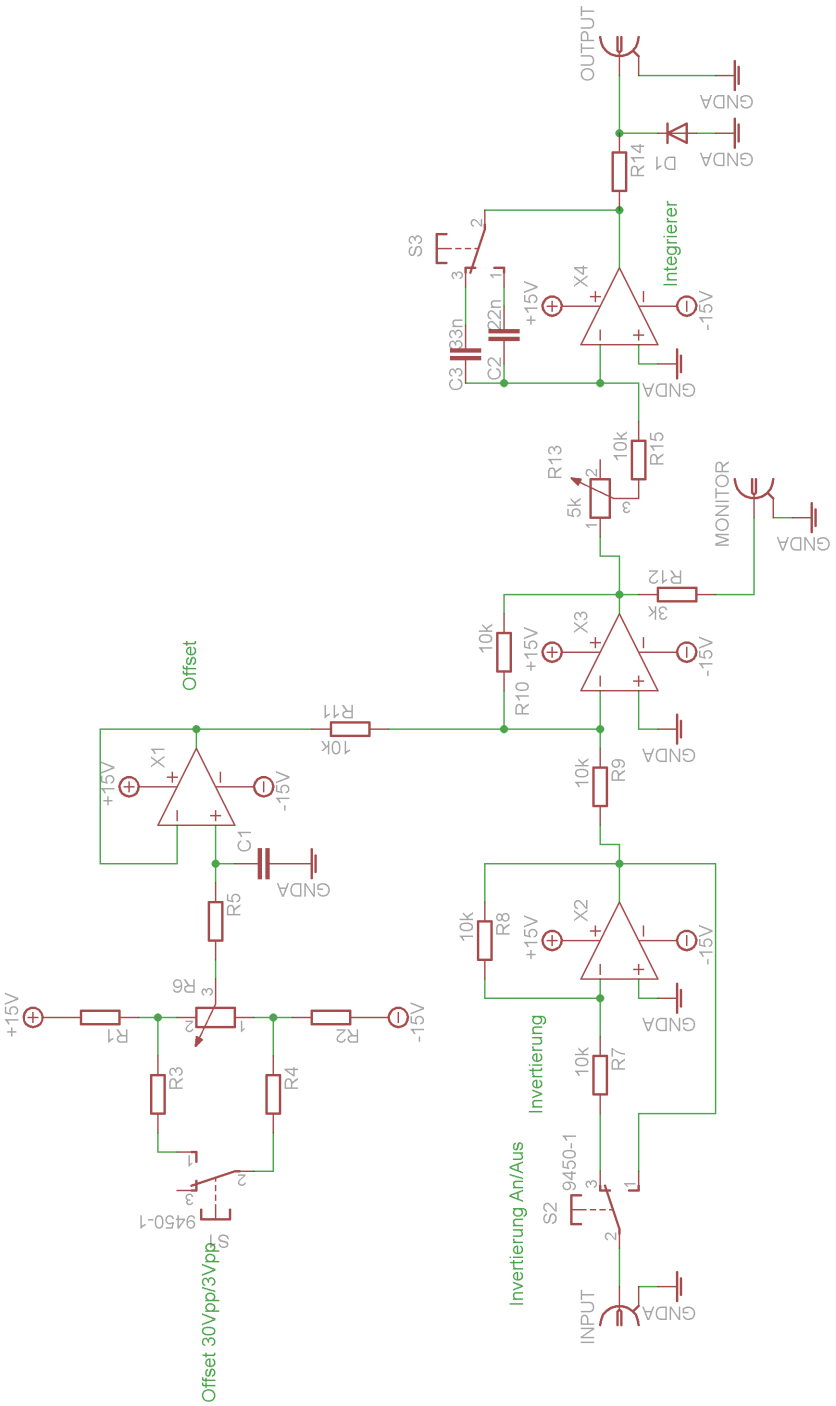


Abbildung B.1: Schaltplan des PI-Reglers für die Stabilisierung des ersten Verdopplungsresonators. Es lässt sich der Sollwert der Regelung über Potentiometer R6 eingestellt werden. Über Potentiometer R13 lassen sich die Parameter für den Proportional- und Integral-Teil für die Regelung einstellen.

Literaturverzeichnis

[1] N. Huntemann, C. Sanner, B. Lipphardt, C. Tamm, E. Peik.
Single-Ion Atomic Clock with 3×10^{-18} Systematic Uncertainty.
Phys. Rev. Lett., 116:063001, Feb 2016.
DOI: 10.1103/PhysRevLett.116.063001.

[2] T. E. Mehlstäubler, G. Grosche, C. Lisdat, P. O. Schmidt, H. Denker.
Atomic clocks for geodesy.
Reports on Progress in Physics, 81(6):064401, apr 2018.
DOI: 10.1088/1361-6633/aab409.

[3] M. S. Safronova, D. Budker, D. DeMille, D. F. J. Kimball, A. Derevianko, C. W. Clark.
Search for new physics with atoms and molecules.
Rev. Mod. Phys., 90:025008, Jun 2018.
DOI: 10.1103/RevModPhys.90.025008.

[4] J. Keller, D. Kalincev, T. Burgermeister, A. P Kulosa, A. Didier, T. Nordmann, J. Kiethe, T.E. Mehlstäubler.
Probing Time Dilation in Coulomb Crystals in a High-Precision Ion Trap.
Phys. Rev. Applied, 11:011002, Jan 2019.
DOI: 10.1103/PhysRevApplied.11.011002.

[5] N. Herschbach, K. Pyka, J. Keller, T. E. Mehlstäubler.
Linear Paul trap design for an optical clock with Coulomb crystals.
Applied Physics B, 107(4):891–906, Jun 2012.
DOI: 10.1007/s00340-011-4790-y.

[6] E. Peik, G. Hollemann, H. Walther.
Laser cooling and quantum jumps of a single indium ion.
Phys. Rev. A, 49:402–408, Jan 1994.
DOI: 10.1103/PhysRevA.49.402.

[7] T. Becker, J. von Zanthier, A. Y. Nevsky, C. Schwedes, M. N. Skvortsov, H. Walther, E. Peik.
High-resolution spectroscopy of a single In^+ ion: Progress towards an optical frequency standard.

Phys. Rev. A, 63:051802, Apr 2001.
DOI: 10.1103/PhysRevA.63.051802.

[8] Y. H. Wang, R. Dumke, T. Liu, A. Stejskal, Y. N. Zhao, J. Zhang, Z. H. Lu, L. J. Wang, T. Becker, H. Walther.
Absolute frequency measurement and high resolution spectroscopy of $^{115}In^{+}$ $5s^2\ ^1S_0 0$–$5s5p\ ^3P_0$ narrowline transition.
Optics Communications, 273(2):526 – 531, 2007.
DOI: https://doi.org/10.1016/j.optcom.2007.01.068.

[9] N. Ohtsubo, Y. Li, K. Matsubara, T. Ido, K. Hayasaka.
Frequency measurement of the clock transition of an indium ion sympathetically-cooled in a linear trap.
Opt. Express, 25(10):11725–11735, May 2017.
DOI: 10.1364/OE.25.011725.

[10] W. Nagourney, J. Sandberg, H. Dehmelt.
Shelved optical electron amplifier: Observation of quantum jumps.
Phys. Rev. Lett., 56:2797–2799, Jun 1986.
DOI: 10.1103/PhysRevLett.56.2797.

[11] M. C. Teich B. E. A. Saleh.
Grundlagen der Photonik.
Lehrbuch Physik. Wiley-VCH, Weinheim, 1. auflage edition, 2008.

[12] T. A. Birks, J. C. Knight, P. St. J. Russell.
Endlessly single-mode photonic crystal fiber.
Opt. Lett., 22(13):961–963, Jul 1997.
DOI: 10.1364/OL.22.000961.

[13] P. St. J. Russell.
Photonic-Crystal Fibers.
J. Lightwave Technol., 24(12):4729–4749, Dec 2006.

[14] P. Karlitschek, G. Hillrichs, K.-F. Klein.
Influence of hydrogen on the colour center formation in optical fibers induced by pulsed UV-laser radiation. Part 1: all silica fibers with high-OH undoped core.
Optics Communications, 155(4):376 – 385, 1998.
DOI: 10.1016/S0030-4018(98)00409-X.

[15] P. Karlitschek, G. Hillrichs, K.-F. Klein.
Influence of hydrogen on the colour center formation in optical fibers induced by pulsed UV-laser radiation. Part 2: All-silica fibers with low-OH undoped core.
Optics Communications, 155(4):386 – 397, 1998.
DOI: 10.1016/S0030-4018(98)00408-8.

[16] Y. Colombe, D. H. Slichter, A. C. Wilson, D. Leibfried, D. J. Wineland.

Single-mode optical fiber for high-power, low-loss UV transmission.
Opt. Express, 22(16):19783–19793, Aug 2014.
DOI: 10.1364/OE.22.019783.

[17] C. D. Marciniak, H. B. Ball, A. T.-H. Hung, M. J. Biercuk.
Towards fully commercial, UV-compatible fiber patch cords.
Opt. Express, 25(14):15643–15661, Jul 2017.
DOI: 10.1364/OE.25.015643.

[18] P. Eckle.
Photoionisation von Indium und Fallenpotentialrechnungen für ein optisches Frequenznormal.
Diplomarbeit, Max-Planck-Institut für Quantenoptik, Garching, 2003.

[19] K. Beloy, D. R. Leibrandt, W. M. Itano.
Hyperfine-mediated electric quadrupole shifts in Al^+ and In^+ ion clocks.
Phys. Rev. A, 95:043405, Apr 2017.
DOI: 10.1103/PhysRevA.95.043405.

[20] M. S. Safronova, M. G. Kozlov, C. W. Clark.
Precision Calculation of Blackbody Radiation Shifts for Optical Frequency Metrology.
Phys. Rev. Lett., 107:143006, Sep 2011.
DOI: 10.1103/PhysRevLett.107.143006.

[21] D. J. Wineland W. M. Itano.
Laser cooling of atoms.
Phys. Rev. A, 20:1521–1540, Oct 1979.
DOI: 10.1103/PhysRevA.20.1521.

[22] D. F. Walls G. J. Milburn.
Quantum optics.
Springer Berlin, 2nd edition, 2008.

[23] E. Peik, J. Abel, Th. Becker, J. von Zanthier, H. Walther.
Sideband cooling of ions in radio-frequency traps.
Phys. Rev. A, 60:439–449, Jul 1999.
DOI: 10.1103/PhysRevA.60.439.

[24] K. Pyka, N. Herschbach, J. Keller, T. E. Mehlstäubler.
A high-precision segmented Paul trap with minimized micromotion for an optical multiple-ion clock.
Applied Physics B, 114(1):231–241, Jan 2014.
DOI: 10.1007/s00340-013-5580-5.

[25] J. Eschner, G. Morigi, F. Schmidt-Kaler, R. Blatt.
Laser cooling of trapped ions.
J. Opt. Soc. Am. B, 20(5):1003–1015, May 2003.
DOI: 10.1364/JOSAB.20.001003.

[26] U. Tanaka, T. Kitanaka, K. Hayasaka, S. Urabe.
Sideband cooling of a Ca^+-In^+ ion chain toward the quantum logic spectroscopy of In^+.
Applied Physics B, 121(2):147–153, Nov 2015.
DOI: 10.1007/s00340-015-6212-z.

[27] C. J. Foot.
Atomic Physics.
Oxford Master Series in Physics. OUP Oxford, 2005.

[28] E. Peik.
Laserspektroskopie an gespeicherten Indium-Ionen.
Dissertation, Max-Planck-Institut für Quantenoptik, Garching, 1993.

[29] R. W. Boyd.
Nonlinear Optics.
Academic Press, San Diego, second edition, 2003.

[30] G. D. Boyd D. A. Kleinman.
Parametric Interaction of Focused Gaussian Light Beams.
Journal of Applied Physics, 39(8):3597–3639, 1968.
DOI: 10.1063/1.1656831.

[31] R. Le Targat, J.-J. Zondy, P. Lemonde.
75%-Efficiency blue generation from an intracavity PPKTP frequency doubler.
Optics Communications, 247(4):471 – 481, 2005.
DOI: 10.1016/j.optcom.2004.11.081.

[32] Y. Wang, Z. Li, Y. Zheng, J. Su.
Determination of the Thermal Lens of a PPKTP Crystal Based on Thermally Induced Mode-Mismatching.
IEEE Journal of Quantum Electronics, 53(1):1–7, Feb 2017.
DOI: 10.1109/JQE.2016.2640229.

[33] K. Hara, S. Matsumoto, T. Onda, W. Nagashima, I. Shoji.
Efficient Ultraviolet Second-Harmonic Generation from a Walk-Off-Compensating β-BaB_2O_4 Device with a New Structure Fabricated by Room-Temperature Bonding.
Applied Physics Express, 5(5):052201, 2012.

[34] D. N. Nikogosyan.
Beta barium borate (BBO).
Applied Physics A, 52(6):359–368, Jun 1991.
DOI: 10.1007/BF00323647.

[35] N. Hodgson H. Weber.
Optical Resonators - Fundamentals, Advanced Concepts and Applications.
Oxford Master Series in Physics. Springer-Verlag London, 1997.

[36] A. Ashkin, G. Boyd, J. Dziedzic.
Resonant optical second harmonic generation and mixing.
IEEE Journal of Quantum Electronics, 2(6):109–124, June 1966.
DOI: 10.1109/JQE.1966.1074007.

[37] R. L. Byer.
Nonlinear Optics, Kapitel Parametric Oscillators and nonlinear materials, Seiten 47–160.
P. G. Harper and B. S. Wherrett, Eds., San Francisco, 1977.

[38] D.-M. Maier.
Ein Lasersystem zur Seitenbandspektroskopie von gemischten In^+/Yb^+-Kristallen.
Masterarbeit, Technische Universität Braunschweig, 2012.

[39] T. W. Hansch B. Couillaud.
Laser frequency stabilization by polarization spectroscopy of a reflecting reference cavity.
Optics Communications, 35(3):441 – 444, 1980.
DOI: 10.1016/0030-4018(80)90069-3.

[40] F. Riehle.
Laser Frequency Standards.
John Wiley & Sons, Ltd, Weinheim, 2005.

[41] M. Sieghart.
A frequency stabilized diode laser system.
Masterarbeit, Institut für Angewandte Physik der Universität Bonn, 2011.

[42] L. Ricci, M. Weidemüller, T. Esslinger, A. Hemmerich, C. Zimmermann, V. Vuletic, W. König, T. W. Hänsch.
A compact grating-stabilized diode laser system for atomic physics.
Optics Communications, 117(5):541 – 549, 1995.
DOI: 10.1016/0030-4018(95)00146-Y.

[43] S. Hannig, J. Mielke, J. A. Fenske, M. Misera, N. Beev, C. Ospelkaus, P. O. Schmidt.
A highly stable monolithic enhancement cavity for second harmonic generation in the ultraviolet.
Review of Scientific Instruments, 89(1):013106, 2018.
DOI: 10.1063/1.5005515.

[44] R. Kitamura, L. Pilon, M. Jonasz.
Optical constants of silica glass from extreme ultraviolet to far infrared at near room temperature.
Appl. Opt., 46(33):8118–8133, Nov 2007.
DOI: 10.1364/AO.46.008118.

[45] L. Skuja, H. Hosono, M. Hirano.

Laser-induced color centers in silica.
Proc.SPIE, 4347:4347 – 4347 – 14, 2001.
DOI: 10.1117/12.425020.

[46] N. Yamamoto, L. Tao, A.P. Yalin.
Single-mode delivery of 250 nm light using a large mode area photonic crystal fiber.
Opt. Express, 17(19):16933–16940, Sep 2009.
DOI: 10.1364/OE.17.016933.

[47] M. Oto, S. Kikugawa, N. Sarukura, M. Hirano, H. Hosono.
Optical fiber for deep ultraviolet light.
IEEE Photonics Technology Letters, 13(9):978–980, Sep. 2001.
DOI: 10.1109/68.942666.

[48] NKT Photonics.
NKT Photonics Homepage, 01 2019.
https://www.nktphotonics.com/lasers-fibers/technology/photonic-crystal-fibers/.

[49] N. A. Mortensen, J. R. Folkenberg, M. D. Nielsen, K. P. Hansen.
Modal cutoff and the V parameter in photonic crystal fibers.
Opt. Lett., 28(20):1879–1881, Oct 2003.
DOI: 10.1364/OL.28.001879.

[50] M. D. Nielsen, N. A. Mortensen, J. R. Folkenberg, A. Bjarklev.
Mode-field radius of photonic crystal fibers expressed by the V parameter.
Opt. Lett., 28(23):2309–2311, Dec 2003.
DOI: 10.1364/OL.28.002309.

[51] L. Skuja.
Optically active oxygen-deficiency-related centers in amorphous silicon dioxide.
Journal of Non-Crystalline Solids, 239(1):16 – 48, 1998.
DOI: 10.1016/S0022-3093(98)00720-0.

[52] Y. Colombe.
Making a LMA-10-UV patch cord, June 2013.
Persönliche Kommunikation.

[53] D. H. Slichter.
UV fiber patch cord recipe, October 2014.
https://www.nist.gov/sites/default/files/documents/2017/05/09/UV-fiber-patch-cord-recipe-10-2014-v2-3.pdf.

[54] Y. Colombe.
Persönliche Kommunikation, 2018.

[55] NKT Photonics.
Photonic Crystal Fiber end-sealing.

Persönliche Kommunikation.

[56] E. Peik.
Kalte Atome in Fallen: Quantenoszillatoren und optische Uhren.
Habilitationsschrift, Ludwig-Maximilians-Universität München, 1999.

Abbildungsverzeichnis

2.1 Vereinfachtes Termschema von $^{115}In^{+}$. 4
2.2 Frequenzverdopplung im quantenmechanischen Bild. 10
2.3 Veranschaulichung der Winkel-Phasenanpassung. 13
2.4 Relative Leistung der Harmonischen nach Gleichung 2.17 in Abhängigkeit der Kristalllänge in Einheiten der kritischen Länge L_K für die normale Phasenanpassung (NPA), keine Phasenanpassung (KPA) und Quasi-Phasenanpassung (QPA). 14
2.5 Schematischer Aufbau eines Resonators mit einem Verdopplungskristall. 17
2.6 Leistungsüberhöhung in einem Resonator in Abhängigkeit der Reflektivität R_1 für verschiedene Verluste $1 - R_R$ innerhalb eines Resonatorumlaufs (ohne die Reflektivität des ersten Spiegels). 18
2.7 Änderung des Fokusradius im Verdopplungskristall mit der Distanz der sphärischen Spiegel M3 und M4 zu den jeweils zugewandten Facetten des Kristalls für den BBO-Resonator aus Abschnitt 3.4. . . 20
2.8 (a) Leistung des am Resonator reflektierten Feldes in Abhängigkeit des Parameters $\delta = \frac{2\Delta\omega L_{opt}}{c}$ und (b) des Differential der Leistung nach δ für Leistungsverluste von $1 - R = 0.05$ während eines Umlaufs. 22
2.9 Schematischer Aufbau eines Resonators mit Hänsch-Couillaud-Stabilisierung. 23
2.10 Fehlersignal nach dem Hänsch-Couillaud-Verfahren (Gleichung 2.36) mit $R = |r|^2 = 0.95$ 24

3.1 Schematischer Aufbau des ersten Teils des Lasersystems. 26
3.2 Foto des realen Laseraufbaus. 27
3.3 Abhängigkeit des an der Laserdiode anliegenden Stroms zur ausgehenden Leistung. 29
3.4 Strahlprofil nach dem Laser gemessen in einer Entfernung von ca. 5 cm zum Kollimationsteleskop. 29
3.5 Schematischer Aufbau nach der Faser, die das Licht direkt aus dem Laser in drei Teilstrahlen aufteilt. 30

3.6 Optischer Aufbau um den Resonator für die Frequenzstabilisierung des Lasers. 31
3.7 Abhängigkeit der TA-Ausgangsleistung (gemessen nach dem Faraday-Isolator) vom angelegten Strom (a), der Eingangsleistung (b) und der Temperatur (gemessen über den NTC-Widerstand, (c)). 33
3.8 Optischer Aufbau des ersten Verdopplungsresonator 922 nm → 461 nm in Bow-Tie-Konfiguration. 35
3.9 Spannungen der relevanten PD beim Durchstimmen des PPKTP-Resonators. 38
3.10 Messung der Einkoppeleffizienz in den PPKTP-Resonators. 39
3.11 Messung der Finesse des PPKTP-Resonators. 41
3.12 Fehlersignal des PPKTP-Resonators nach dem Hänsch-Couillaud-Verfahren beim Durchstimmen des Resonators. 42
3.13 Messung der Langzeitstabilität des PPKTP-Resonators. 43
3.14 Strahlprofil des frequenzverdoppelten Lichts ca. 7 cm nach der Linse nach dem PPKTP-Resonator. 44
3.15 Schematischer Aufbau des zweiten Verdopplungsresonators. 46
3.16 Spannung aller relevanten Photodioden beim Durchstimmen des BBO-Resonators. 48
3.17 Messung der Einkoppeleffizienz in den BBO-Resonator. 49
3.18 Messung der Finesse des BBO-Resonators. 50
3.19 Fehlersignal des BBO-Resonators nach dem Hänsch-Couillaud-Verfahren beim Durchstimmen des Resonators. 50
3.20 Langzeitmessung der Ausgangsleistung des BBO-Resonators. 52
3.21 Strahlprofil am Ausgang des BBO-Resonators. 53

4.1 Querschnitt einer photonischen Kristallfaser mit Vollkern. 57
4.2 Effektiver V-Parameter V_{PCF} einer PCF in Abhängigkeit des Verhältnisses des Lochabstands Λ zur Wellenlänge λ des einfallenden Lichts für verschiedene Verhältnisse des Lochdurchmessers d zum Lochabstand Λ von 0.30 bis 0.70 in 0.05-Schritten. 58
4.3 Veranschaulichung der Wirkung einer PCF als "Modensieb". 59
4.4 Übersicht der wichtigsten Farbzentren und weiterer Absorptionsbanden in Quarzglas aus [45]. 61
4.5 Relative Intensität der wichtigsten Farbzentren und weiterer Absorptionsbanden in Quarzglas in Abhängigkeit der Energie pro Photon aus [51]. 62
4.6 Kleben einer Stahlnadel in einen Faserkonnektor. 64
4.7 Ergebnisse des Kollabierens einer hydrierten PCF in einem Spleißer. 66
4.8 Aufbau einer Faserkonnektorisierungsstation. 68
4.9 Festkleben der Faser in der Ferrule. 69

4.10 Faserkonnektor nach dem Aushärten des Klebstoffs, der die Faser in der Ferrule festklebt. 70
4.11 Polierergebnis nach jedem Polierschritt. 71
4.12 Fluoreszenz der Ausgangsmode einer selbst konnektorisierten Faser bei 280 nm ohne Kollimator. 72
4.13 Langzeitmessung der Faserkoppeleffizienz einer selbst konnektorisierten, hydrierten langen PCF der Länge 80 cm während eines Belichtungsvorgangs bei 280 nm. 73
4.14 Langzeitmessung der Faserkoppeleffizienz einer nicht-hydrierten PCF bei 280 nm. 75
4.15 Veranschaulichung der Auswirkungen eines kollabierten Bereiches am Strahlverlauf an der Spitze einer PCF bei einer Wellenlänge von 780 nm. 76
4.16 Langzeitmessung der Faserkoppeleffizienz einer 76 cm langen, bei 280 nm belichteten photonischen Kristallfaser bei Verwendung mit 231 nm-Licht. 78
4.17 Langzeitmessung der Faserkoppeleffizienz einer 40 cm langen, bei 280 nm belichteten photonischen Kristallfaser bei Verwendung mit 231 nm-Licht 79
4.18 Strahlprofil des Ausgangslichts bei 231 nm von bei 280 nm belichteten PCF. 80
4.19 Langzeitmessung der Faserkoppeleffizienz einer bei 313 nm belichteten PCF der Länge 90 cm bei Verwendung mit 237 nm-Licht. 81
4.20 Langzeitmessung der Faserkoppeleffizienz einer bei 313 nm belichteten PCF der Länge 45 cm bei Verwendung mit 237 nm-Licht. 82

A.1 Übersicht der bei 231 nm und 237 nm relevanten Farbzentren in Quarzglas. 92

B.1 Schaltplan des PI-Reglers für die Stabilisierung des ersten Verdopplungsresonators. 94

Danksagung

Zuerst möchte ich mich bei Fabian Wolf für die gemeinsame Arbeit an den Fasern bedanken, der sich auch an einem Freitagabend bis 22Uhr nicht scheute an den Fasern zu arbeiten.
Ein besonderer Dank gilt Jan Kiethe, der mir immer unterstützend bei Fragen zur Verfügung stand.
Außerdem bedanke ich mich bei dem gesamten QuaCCS-Team des Quest-Instituts für die tolle Arbeitsatmosphäre, den zahlreichen Diskussionen und der großen Hilfsbereitschaft.
Zu guter Letzt möchte ich Tanja Mehlstäubler für die Möglichkeit, an einem solch interessanten Thema zu arbeiten, danken.

Erklärung der Selbstständigkeit

Hiermit versichere ich, die vorliegende Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt, sowie alle Stellen der Arbeit, die wörtlich oder sinngemäß aus anderen Quellen übernommen wurden, als solche kenntlich gemacht zu haben. Die Arbeit hat in gleicher oder ähnlicher Form noch keiner Prüfungsbehörde vorgelegen.

Hannover, den 06.02.2019 Hartmut Nimrod Hausser