Erzeugung von 230 nm Laserstrahlung zur Detektion von Indium Ionen

Bachelorarbeit

Studiengang Optik und Lasertechnik
Hochschule Koblenz, RheinAhrCampus Remagen

verfasst von
Henrik Wingerath
geb. am 01.10.1990 in Andernach
Matrikel Nr. 516934

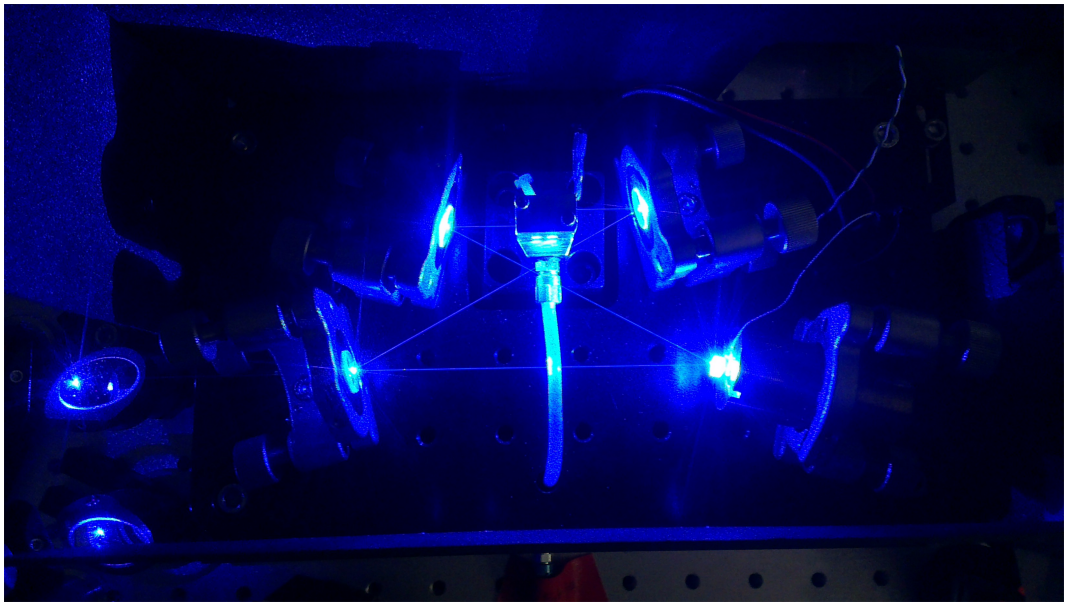
durchgeführt am:

Quest-Institut an der

Physikalisch-Technischen Bundesanstalt Braunschweig

24. November 2015

Betreuer:
Prof. Dr. Thomas Wilhein
Prof. Dr. Barbara Hahn
Dr. Tanja E. Mehlstäubler



Henrik Wingerath: Erzeugung von 230nm Laserstrahlung zur Detektion von Indium Ionen

Betreuer:

Prof. Dr. Thomas Wilhein

Prof. Dr. Barbara Hahn

Dr. Tanja E. Mehlstäubler

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung **1**

2. Grundlagen der Frequenzverdopplung **3**

2.1. Nichtlineare Polarisation 4

2.2. Erzeugung der zweiten harmonischen Frequenz 5

2.3. Phasenanpassung 7

2.4. Frequenzverdopplung mit Gaußstrahlen 9

3. Experimenteller Aufbau **12**

3.1. Startsystem 14

3.2. Erzeugung von 230 nm Laserstrahlung 16

3.2.1. Wahl des Kristalls 16

3.2.2. Verdopplungsresonator 17

3.2.3. Aufbau 21

3.2.4. Justage 23

3.2.5. Hänsch-Couillaud-Stabilisierung 25

4. Ergebnisse **31**

4.1. Experimentelle Ergebnisse 31

4.2. Vergleich mit theoretischen Werten 38

5. Dissoziieren von Molekülen **40**

6. Zusammenfassung **42**

7. Ausblick **43**

A. Anhang **I**

B. Abbildungsverzeichnis **III**

1. Einleitung

> „Die Physikalisch-Technische Bundesanstalt (PTB), das nationale Metrologieinstitut, ist eine wissenschaftlich-technische Bundesbehörde im Geschäftsbereich des Bundesministeriums für Wirtschaft und Energie“[1]

Die PTB besteht aus 200 Arbeitsgruppen in 60 Fachbereichen, die über neun Abteilungen auf zwei Standorte verteilt sind. Die Aufgaben umfassen beispielsweise Kalibriertätigkeiten von Messeinrichtungen, Forschung und Weiterentwicklung von metrologischen Messaufgaben, bis zu der Bewahrung und Weitergabe der SI-Einheiten. Die PTB ist jedoch nicht nur die oberste Instanz bei Fragen des richtigen Messens, sondern auch für die Verbreitung der gesetzlichen Zeit zuständig. Die für diese Aufgabenbereiche benötigten exakten Uhren werden nicht nur von der PTB betrieben sondern auch entwickelt.

Die momentane Darstellung der Zeitskala wird durch Cäsiumfontänen realisiert. Diese haben eine relative Standartabweichung von 10^{-15} was einer Abweichung von einer Sekunde in 20 Millionen Jahren entspricht. Mittlerweile werden die Cäsiumfontänen von optischen Uhren in ihrer Genauigkeit übertroffen. In Versuchen wurde mit einer Strontium-Uhr eine Präzision von 10^{-18} gemessen [1].

Von der Arbeitsgruppe Mehlstäubler wird ein weiterer Ansatz verfolgt: die Multiionenuhr. Der Vorteil zu einer Einzelionenuhr besteht in der kürzeren Mittlungen bei gleicher Genauigkeit. Dazu wird eine Indium-Ytterbium-Ionenuhr aufgebaut. Bereits vorhanden ist sowohl ein Lasersystem für Ytterbium-Ionen als auch das Detektionssystem. Der noch fehlende Detektioslaser für Indium-Ionen wird aktuell aufgebaut, wozu die im Folgenden beschrieben Arbeiten die Grundlage darstellen. Für die Detektion von Indium-Ionen wird der Übergang $^1S_0 \rightarrow ^1P_3$ genutzt der bei einer Zentralwellenlänge von 230.5 nm anregbar ist. Bei dieser Wellenlänge ist derzeit kein einfach zu handhabendes Lasersystem erhältlich, weshalb ein System aufgebaut werden muss um diese Wellenlänge erzeugen zu können.

Bei eine Wellenlänge von 461 nm, die für eine Frequenzverdopplung nötig ist, existiert keine geeignete Strahlquelle, da Laserdioden im blauen Wellenlängenbereich

[1] Entnommen aus der Internetseite der PTB am 26.05.2015

Leistungsschwach und nicht in dem benötigten spektralen Bereich vorhanden sind. Der einfachste Weg Laserstrahlung mit 230 nm zu erzeugen ist eine Frequenzvervierfachung aus dem infraroten Spektralbereich.

Im folgenden wird der experimentelle Aufbau beschrieben, mit dem die Erzeugung von 230 nm Laserstrahlung realisiert wurde. Der experimentelle Aufbau erfolgt in zwei Schritten. Zunächst die Frequenzverdopplung eines infraroten Diodenlasers von 325154.5 GHz auf 650309.0 GHz und anschließend wird diese Frequenz erneut auf 1300618.0 GHz verdoppelt. Das entspricht einer Halbierung der Wellenlänge von 922 nm auf 461 nm und wiederum eine Halbierung der Wellenlänge auf 230.5 nm.

2. Grundlagen der Frequenzverdopplung

1961 wurde die Frequenzverdopplung zum ersten Mal von Boyd und Kleinmann [2]. In ihrem Experiment strahlten sie einen 694 nm Rubinlaser auf eine Quarzplatte und konnten hinter dieser Platte Licht der Wellenlänge 347 nm beobachten. Ermöglicht wurde dies erst, durch schmalbandige und intensitätsstarke Lichtquellen.

Die Frequenzverdopplung ist eine spezielle Form der Frequenzmischung, bei der aus zwei oder mehr eingestrahlten Grundwellen, durch Ausnutzen nichtlinearer optischer Effekte, elektromagnetische Wellen anderer Frequenz erzeugt werden. Quantenmechanisch kann dieser Prozess als ein Zwei-Photonen-Prozess beschrieben werden. Wie in der Abbildung 1 schematisch dargestellt, erzeugen zwei Photonen der Energie $\hbar\omega$ ein Photon der Energie $2\hbar\omega$.

Im Folgenden wird die physikalische Entstehung der doppelten Frequenz betrachtet. Diese wird in nichtlinearen Materialien, in welchen aufgrund der Entstehung von höheren Ordnungen im elektrischen Feld, auch höheren Frequenzen, beschrieben.

Für detailliertere Ausführungen zu diesem Thema sei auf die Literatur in [2] und [3] verwiesen.

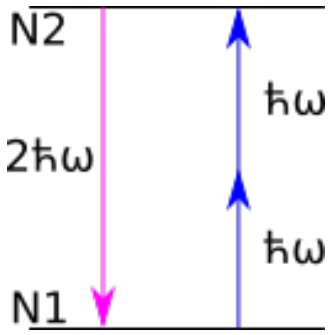


Abbildung 1: Schematische Skizze der Frequenzverdopplung. Zwei Photonen mit der Energie $\hbar\omega$ regen den Zustand N2 an. Dieser zerfällt mit einem Photon der Energie $2\hbar\omega$ auf den Zustand N1.

2.1. Nichtlineare Polarisation

Um die Frequenzverdopplung mithilfe eines nichtlinearen optischen Kristalles zu erklären ist es erforderlich die Wechselwirkung zwischen Festkörperatomen und elektromagnetischen Wellen zu betrachten.
Befindet sich ein Teilchen in einem elektrischen Feld, werden der positive und der negative Ladungsschwerpunkt des Teilchens verschoben. Dies nennt man Polarisation. Dieser Effekt tritt auch beim Durchgang von elektromagnetischer Strahlung, wie Licht, durch Materie auf. Bei geringen elektrischen Feldstärken sind die Auslenkungen und somit auch die Rückstellkräfte der Elektronen klein. Sie liegen im hook'schen Bereich und sind proportional zur Auslenkung. Die vom Licht erzeugten dielektrischen Polaristaionskomponenten P_i berechnen sich durch

$$P_i = \epsilon_0 \sum_j \chi_{ij} E_j \tag{1}$$

mit ϵ_0 als die elektrische Feldkonstante, E_j als das elektrische Feld der Welle und χ_{ij} als Suszeptibilität des Materials. Der lineare Zusammenhang zwischen der Polarisation P und dem elektrische Feld wird so ersichtlich. Für nichtlineare Materialien muss die linearen Beziehungen aus Gleichung 1 zwischen der Polarisation und dem elektrischen Feld um einen nichtlinearen Term erweitert werden:

$$P_i(\omega) = P_i^1 + P_i^2 \tag{2}$$

$$= \underbrace{\epsilon_0 \sum_j \chi_{ij}^{(1)}(\omega E_j(\omega)}_{P^1} + \underbrace{\epsilon_0 \sum_{jk} \sum_{(\omega_1,\omega_2)} \chi_{ijk}^{(2)}(\omega = \omega_1 + \omega_2) E_j(\omega_1) E_k(\omega_2)}_{P^2} + ... \tag{3}$$

Dabei steht $\chi^{(n)}$ für die Suszeptibilität n-ter Ordnung und die Indizes i, j und k für die kartesischen Komponenten der Felder. Terme höherer Ordnung als $\omega = \omega_1 + \omega_2$ sind für die Frequenzverdopplung irrelevant und werden nicht betrachtet. In Gleichung 3 wird ist ersichtlich, dass zwei entartete elektrische Felder der Frequenz ω eine dielektrische Polarisation mit der Frequenz 2ω anregen können. Dies hat zur Folge, dass die angeregten Dipole nicht auf der Grundwelle abstrahlen, sonder bei einer Frequenz von 2ω, der zweiten Harmonischen. Die Erzeugung der zweiten Harmonischen hängt im Wesentlichen von dem Suszeptibilitätstensor χ_{ijk} ab.

jk:	xx	yy	zz	yz,zy	xy,yx	zx,xz
l:	1	2	3	4	5	6

Tabelle 1: Verkürzte Schreibweise eingeführt mit der Kleinmann-Symmetrie

Der Suszeptibilitätstensor besitzt $3^3 = 27$ komplexe Elemente. Diese können aus Symmetriegründen auf wenige verschiedene Elemente reduziert werden. Im Falle der Kleinmann-Symmetrie, bei der alle am Prozess beteiligten Frequenzen unterhalb der Resonanzfrequenz des Materials liegen, kann die Frequenzabhängigkeit des Tensors vernachlässigt werden: $\frac{dx}{d\omega} = 0$. Die mit der Kleinmann-Symmetrie[4] eingeführte verkürzte Schreibweise für den Suszeptibilitätstensor

$$d_{il}\frac{1}{2}\chi^2_{ijk} \text{ mit} i : x \to 1, y \to 2, z \to 3, \tag{4}$$

reduziert die Anzahl der Parameter auf zehn, siehe Tabelle 1. So erhält man für die Suszeptibilität zweiter Ordnung eine 3x6-Matrix anstelle eines Tensors dritter Stufe. Dies genügt um den Zusammenhang zwischen Polarisation und elektrischen Feld zu beschreiben.

Für eine feste Symmetrie, mit fester Ausbreitungsrichtung und fester Polarisation der Felder, kann die nichtlineare Polarisation auf eine skalare Beziehung reduziert werden:

$$P(2\omega) = 2\epsilon d_{\text{eff}} E^2(\omega), \tag{5}$$

d_{eff} ist hierbei der effektive nichtlineare Koeffizient.

2.2. Erzeugung der zweiten harmonischen Frequenz

Um die Erzeugung der zweiten Harmonischen (engl. Second Harmonic Generation *Abk. SHG*) durch nichtlineare Polarisation quantitativ genauer zu beschreiben[5], werden die Maxwell-Gleichungen betrachtet, mit denen sich die Phänomene des Elektromagnetismus weitestgehend beschreiben lassen:

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho \qquad \nabla \cdot \mathbf{B} = 0$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\dot{B} \qquad \nabla \times \mathbf{H} = j + \dot{\mathbf{D}}$$

$$\mathbf{D} = \epsilon_0 \mathbf{E} + P \qquad B = \mu_0(\mathbf{H} + M)$$

mit B der magnetischen Flussdichte, D der elektrischen Flussdichte, E der elektrischen Feldstärke, H der magnetischen Feldstärke, j der Stromdichte, P der Polarisation, M der Magnetisierung und ∇ der Nabla-Operator der Vektoranalysis.
Für den in der Optik häufigen Fall eines unmagnetischen Isolators ($M = 0$) in dem die Stromdichte $j = 0$ und die Ladungsdichte $\rho = 0$ ist, lässt sich mit Hilfe von $\nabla \times \nabla \times E$ eine Wellengleichung im dielektrischen Medium herleiten:[2]

$$\Delta E - \mu_0 \epsilon_0 \ddot{E} = \mu_0 \ddot{P} \tag{6}$$

$$\text{mit} \mu_0 \epsilon_0 = \frac{1}{c^2}. \tag{7}$$

Hierbei steht μ_0 für die Permeabilität und ϵ_0 für die Permittivität. Um diese Gleichung einfach lösen zu können wird nur die Ausbreitungsrichtung des E-Feldes entlang der z-Achse betrachtet. Wobei das elektrisches Feld eine stehende Welle mit kleiner Amplitude und beider Frequenzkomponenten (ω und 2ω) ist.

$$E(z,t) = E^{\omega}(z,t) + E^{2\omega}(z,t) \tag{8}$$

$$E^{\omega}(z,t) = \frac{1}{2}[E_1(z)e^{i(k_1 z - \omega t)} + c.c] \tag{9}$$

$$E^{2\omega}(z,t) = \frac{1}{2}[E_2(z)e^{i(k_2 z - 2\omega t)} + c.c] \tag{10}$$

Mit der Annahme einer kleinen Variation der Amplituden in einer Wellenlänge ($\frac{dE_i}{dz} k_1 \gg \frac{d^2 E_i}{dz^2}$) erhält man ein gekoppeltes Differntialgleichungssystem für $E_1(z)$ und $E_2(z)$:

$$\frac{\partial}{\partial z} E_1 = i \frac{\omega}{n_\omega c} d_{\text{eff}} E_2 E_1^* e^{i\Delta k z} \tag{11}$$

$$\frac{\partial}{\partial z} E_2 = i \frac{2\omega}{n_{2\omega} c} d_{eff} E_1^2 e^{i\Delta k z} \tag{12}$$

$$\text{wobei } \Delta k = 2k^{\omega} - k^{2\omega} = \frac{2\omega}{c}(n_{2\omega} - n_\omega). \tag{13}$$

Bei der Frequenzverdopplung wird ein nichtlinearer Kristall nur mit der Grundwelle der Frequenz ω bestrahlt. Bei einem nichtlinearen Material mit der Länge l in welchem die Dämpfung der Grundwelle vernachlässigbar ist, folgt aus den gekoppelten Amplitudengleichung 11 und 12 deshalb:

$$E_2 = \frac{\omega}{n_{2\omega} c} d_{\text{eff}} E_1^2 \frac{e^{i\Delta k l} - 1}{\Delta k}. \tag{14}$$

[2] es wird angenommen (vgl. [5]): $\nabla(\nabla \cdot E) - \Delta E = \nabla \times \nabla \times E$

Hierbei beschreibt E_2 die Amplitude des elektrischen Feldes der zweiten Harmonischen in Abhängigkeit zu der Kristalllänge l. Aufgrund der Intensitätsabhängigkeit vom Betragsquadrat des betrachteten elektrischen Feldes, ergibt sich der Zusammenhang

$$I_2 \propto L_c^2 \operatorname{sinc}^2(\frac{\Delta k L_c}{2}), \tag{15}$$

wobei $\operatorname{sinc}(x) = \frac{\sin(x)}{x}$ ist. Aus der sinc-Funktion folgt, dass eine maximale Frequenzkonversion nur bei $\Delta k = 0$ möglich ist. Dies nennt man Phasenanpassung und wird im Folgenden näher erläutert.

2.3. Phasenanpassung

Die Phasenanpassung ist ein wichtiger Faktor für die Frequenzverdopplung. Der Ausdruck Δk steht für die Phasenfehlanpassung, die von den frequenzabhängigen Brechungsindizes abhängt. Aus der Gleichungen 15 wird erkenntlich, dass bei $\Delta k = 0$ die maximale Intensität der Oberwelle erreicht wird. Dies resultiert aus der Geometrie der sinc-Funktion. Um die Phasenanpassung zu erfüllen, kann Gleichung 13 umgestellt werden:

$$\Delta k = 0 = \frac{2\omega}{c}(n_{2\omega} - n_\omega) \tag{16}$$

$$n_{2\omega} = n_\omega. \tag{17}$$

Folglich kann eine Phasenanpassung nur erreicht werden, wenn die Brechungsindizes der Grund- und Oberwelle im Material identisch sind. Dies nennt man Brechzahlanpassung (engl. Indexmatching). Allgemeinen ändert sich aber der Brechungsindex mit der Frequenz womit Indexmatching nicht mehr anwendbar ist. Ein Ausweg dafür bieten Materialien mit doppelbrechenden Eigenschaften. In einem solchen Material erfährt eine Polarisationskomponente, der ordentliche Strahl, den Brechungsindex n_o welcher unabhängig von dem Winkel, der Ausbreitungsrichtung der Welle und der optischen Achse des Kristalls ist. Die andere Polarisationskomponente, der außerordentliche Strahl, hat einen vom Winkel θ abhängigen Brechungsindex n_e, welcher sich wie folgt berechnen lässt:

$$\frac{1}{n_e(\theta)^2} = \frac{\cos^2\theta}{n_o^2} + \frac{\sin^2\theta}{n_e^2}. \tag{18}$$

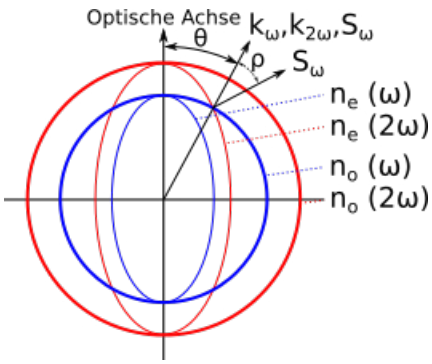


Abbildung 2: Indexellipsoiddarstellung der Brechzahlen eines ordentlichen und außerordentlichen Strahls.

Die Brechungsindizes n_o und n_e sind Materialeigenschaften.

Eine elektromagnetische Welle, die einen negativ einachsigen doppeltbrechenden Kristall ($n_e < n_o$) durchläuft, erfährt für unterschiedliche Polarisationskomponenten unterschiedliche Ablenkungen. Unter Zuhilfenahme eines Inedxellipsoiden, wie in Abbildung 2 dargestellt, kann dies veranschaulicht werden. Abgebildet sind die Brechungsindizes der Grund- und Oberwelle bei unterschiedlichen Winkeln der Ausbreitungsrichtung zu der optischen Achse. Für einen bestimmten Winkel stimmen die Brechungsindizes der außerordentlich polarisierten Oberwelle und der ordentlich polarisierten Grundwelle überein. Dies wird Winkelphasenanpassung genannt, mit dem Winkel θ als Phasenanpassungswinkel, und lässt sich mit Hilfe der Gleichungen 18 und 13 wie folgt bestimmen:

$$\sin^2\theta_m = \frac{(n_o^\omega)^{-2} - (n_o^{2\omega})^{-2}}{(n_e^{2\omega})^{-2} - (n_o^{2\omega})^{-2}}. \tag{19}$$

Wenn die Grundwelle dem ordentlichen, oder beide Wellen dem außerordentlichen Strahl angehören, wird dies auch Typ-I-Phasenanpassung genannt. Von der Typ-II-Phasenanpassung spricht man, wenn die Grundwelle als außerordentlicher Strahl und die Oberwelle als ordentlicher Strahl in dem Kristall läuft. Bei Materialien mit kleinen d_{eff} kann die Typ-II-Phasenanpassung vernachlässigt werden. Anhand der Indexellipsoide kann ein weiterer Effekt beobachtet werden. Senkrecht auf dem Indexellipsoiden steht der Poyntingvektor des Strahls. Der Poyntingvektor des außerordentlichen Strahls bildet mit dem Poyntingvektor des ordentlichen Strahls einen Winkel ρ, der als Walk-Off-Winkel bezeichnet wird. In Abbildung 3 ist der Effekt des Walk-Off

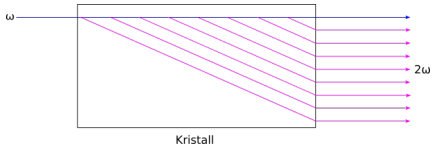


Abbildung 3: Beispielhafte Skizze für die Entstehung des Walk-Off in einem Kristall

schematisch dargestellt. Die erzeugte Oberwelle und die Grundwelle laufen um den Walk-Off-Winkel auseinander. Die Folge dessen ist eine niedrige Konversionseffizienz. Da der Walk-Off-Effekt immer auftritt wenn der Winkel $\theta \neq 90°$ ist, wird dies als kritische Phasenanpassung bezeichnet. Der Walk-Off-Winkel lässt sich durch

$$\rho = \arctan\left(\frac{n_o^2}{2}\left(\frac{1}{n_e^2(2\omega)} - \frac{1}{n_o^2(2\omega)}\right)\sin(2\theta)\right) \tag{20}$$

berechnen. Für hohe Konversionseffizienzen ist $\rho = 0$ wünschenswert, was unkritische Phasenanpassung genannt wird. Wegen $n_o(\lambda) = n_e(\frac{\lambda}{2})$ ist dies nur für eine Wellenlänge möglich. Falls aber die Temperaturabhängigkeit der Brechungsindizes unterschiedlich ist, lässt sich durch unterschiedliche Kristalltemperaturen unkritische Phasenanpassung erreichen. Dies bezeichnet man als Temperaturphasenanpassung.

2.4. Frequenzverdopplung mit Gaußstrahlen

In diesem Abschnitt wird der Einfluss realer Laserstrahlen auf die Frequenzverdopplung betrachtet. Mit dieser Fragestellung haben sich Boyd und Kleinmann [6] in den 60er-Jahren auseinander gesetzt. Die Theorie wurde dann von J. J. Zondy [7] um die Typ-II-Phasenanpassung erweitert. Die vorrangegangenen Abschnitte betrachteten die Frequenzkonversion anhand einer ebenen Welle. Wie hierbei beschrieben, nimmt die Konversionseffizienz mit steigender Intensität der Grundwelle zu.

Bei einem realen Laserstrahl wird für eine hohe Effizienz eine geeignete Strahlformung vorausgesetzt. Hier liegt immer ein Kompromiss zwischen der Zerstörschwelle des Kristalls, der Divergenz und einer Erhöhung der Intensität vor. Durch stärkere Fokussierung der Grundwelle erhält man eine höhere Intensität im Fokus, aber auch eine größere Divergenz. Dies hat wiederum Einfluss auf den Walk-Off-Winkel und die Phasenanpassung, was zu einer Verschlechterung der Effizienz führt. In Abbildung 4 wird ein Gauß' scher Strahl im Kristall schematisch dargestellt. Es ist der Zusammen-

hang zwischen dem Brennpunkt und der Divergenz zu erkennen. Der Grenzfall der schwachen Konversion betrachtet wird betrachtet, wobei die Grundwelle als konstant angenommen werden kann. Den Strahl kann man durch die Rayleigh-Länge z_0 und den Divergenzwinkel δ_0

$$z_0 = \frac{w_0^2 k_\omega}{2} \tag{21}$$

$$\delta_0 = \frac{2}{w_0 k_\omega} \tag{22}$$

mit w_0 dem Strahlradius im Fokus und $k_\omega = 2\pi n\lambda/c$ der Wellenzahl der Grundwelle im Kristall beschreiben. Ein Gauß-Strahl beschreibt das elektrische Feld der Grundwelle durch

$$E_1(x,y,z,t) = E_0 \frac{i(k_\omega z - \omega_1 t)}{1+i\tau} \exp\left(\frac{x^2+y^2}{w_0^2(1+i\tau)}\right) e^{-\alpha_1 z/2}, \tag{23}$$

wobei $\tau = \frac{z-f}{z_0}$ ist. Mit Hilfe von Gleichung 12 lässt sich somit das Feld E_2 an der Stelle P(x,y,z) außerhalb des Kristalls errechnen, indem entlang der Walk-Off-Achse integriert wird, da dies die Ausbreitungsrichtung der Oberwelle ist. Die Leistung P_2 der Oberwelle ist so im Fernfeld gegeben als:

$$P_2 = K P_1^2 L k_\omega e^{-\alpha_{2\omega} L} h(\sigma, B, a, L, f) \tag{24}$$

Bei der Konstanten K handelt es sich um eine Zusammenfassung der Konstanten

$$K = \frac{2\omega^2 d_{eff}^2}{\pi \epsilon_0 c^3 n_{2\omega} n_\omega^2}. \tag{25}$$

und bei h um die Fokussierungsfunktion. Die Funktion $h(\sigma, B, a, L, f)$ beschreibt alle Abhängigkeiten der Oberwellenleistung P_2 die experimentell optimiert werden können. Hierbei steht L für die Stärke der Fokussierung, der Ort des Fokus f, die Phasenanpassung σ und die Parameter B (Walk-Off) und a (Absorption) für die Kristalleigenschaften.

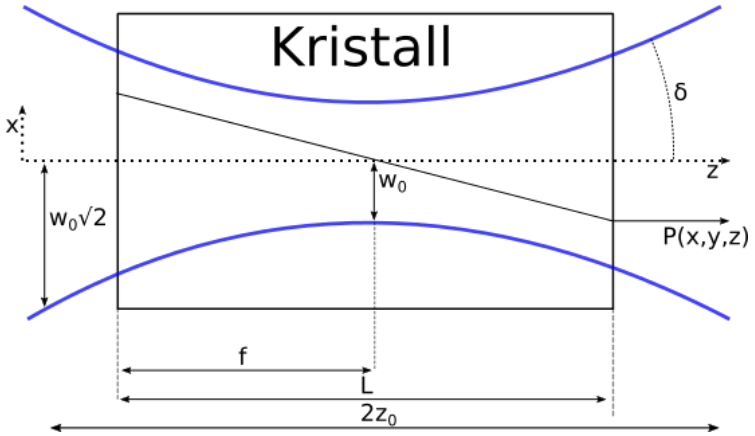


Abbildung 4: Schematische Darstellung eines Gaußstrahls in einem BBO-Kristall

3. Experimenteller Aufbau

In den folgenden Abschnitten wird die Struktur des aufgebauten Systems beschrieben und charakterisiert. Der Versuchsaufbau besteht aus zwei aufeinander folgenden Frequenzverdopplungen, auf welche in jeweils einem Abschnitt eingegangen wird.
Im folgenden, Abschnitt 3.1: *Startsystem*, wird die Frequenzverdopplung aus dem infraroten Spektralbereich in den blauen Spektralbereich beschrieben. Ein Diodenlaser mit 922 nm Zentralwellenlänge dient als Strahlquelle. Der Frequenzverdoppelte Laserstrahl mit einer Zentralwellenlänge von 461 nm dient im zweiten Experiment als Strahlquelle.
Anschließend, Abschnitt 3.2: *Erzeugung von 230 nm Laserstrahlung*, wird die Frequenzverdopplung aus dem blauen Wellenlängenbereich in den ultravioletten Wellenlängenbereich (*Abk. UV*) beschrieben. Dabei wird auf den gewählten Verdopplungskristall, auf den Aufbau des Experiments, den Verdopplungsresonator und die Justage und Stabilisierung des selbigen eingegangen.
Die Abbildung 5 zeigt eine Skizze des gesamten Experiments. Der rot markierte Strahlengang Symbolisiert Laserlicht im infraroten Spektralbereich und wird im Abschnitt 3.1 vorgestellt. Der blau markierte Strahlengang stellt Strahlverlauf in 461 nm zu der zweiten Verdopplungsstufe dar und wird in Abschnitt 3.2 beschrieben.

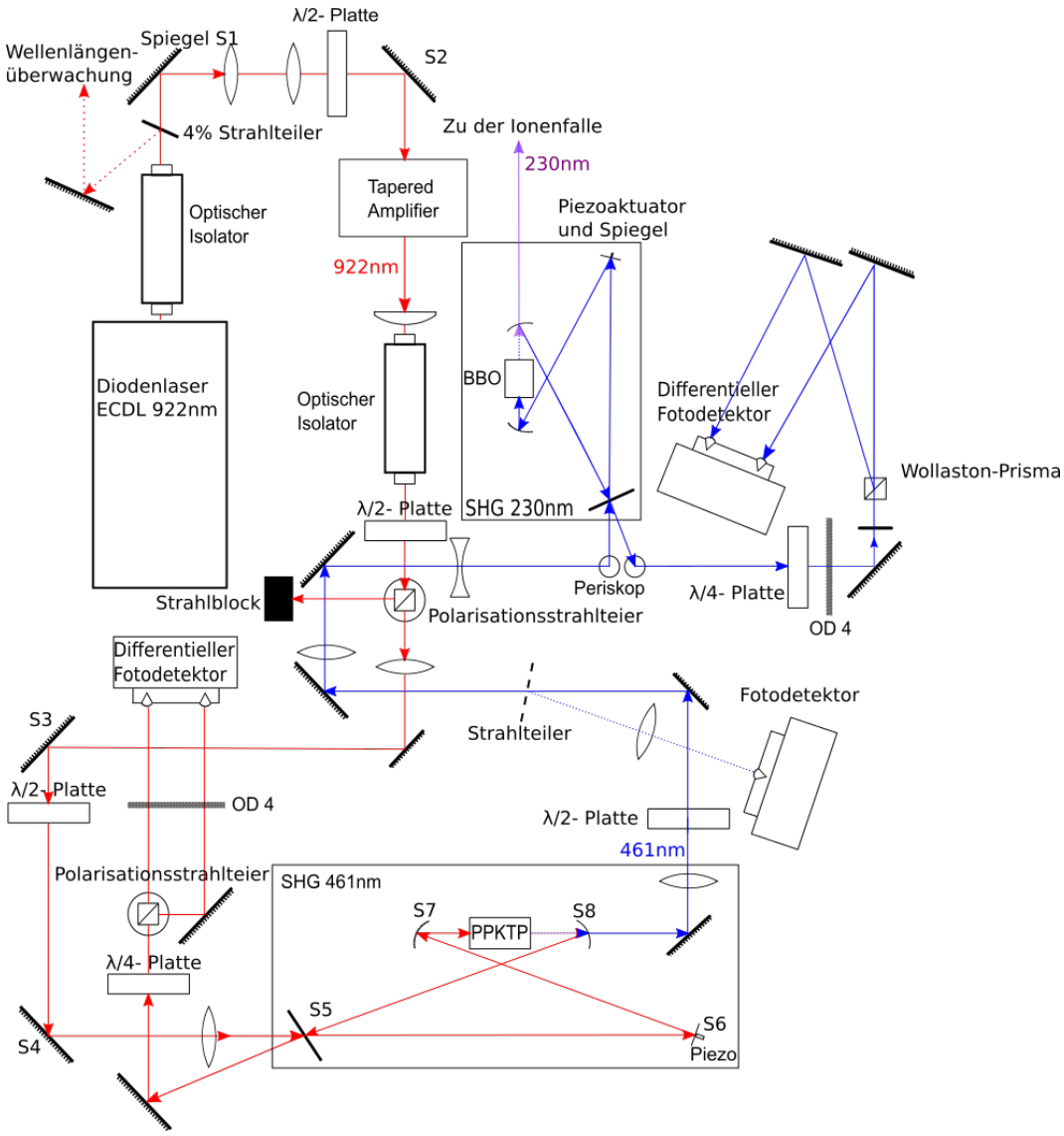


Abbildung 5: Skizzierter Aufbau des kompletten Experiments. Die Strahlrichtung ist durch Pfeile gekennzeichnet.

3.1. Startsystem

Das Startsystem wurde in mehreren Schritten von unterschiedlichen Praktikanten vorbereitet. Zu Beginn der Arbeit musste dies nach einer längeren Standzeit wieder in Betrieb genommen werden. Dazu wurden die Komponenten justiert und die Stabilisierung verbessert. In Abbildung 6 ist der Aufbau und der Strahlverlauf des vorgegebenen Lasersystems dargestellt.

Die verwendete Laserquelle ist ein temperatur- und stromstabilisierter Diodenlaser mit externem Resonator (*Abk. ECDL*) aus einer Galliumarsenid (GaAs) Fabry-Pérot-Diode. Ein Gitter hinter der Laserdiode bildet mit der Endfläche der Laserdiode einen externen Resonator. Durch den Winkel des Gitters ist die longitudinale Mode durchstimmbar. Dies wird als Littrow-Aufbau bezeichnet [8]. Zum Schutz der Diode durchläuft der Strahl einen optischen Isolator, der mithilfe des Faraday-Effekts Reflexionen zurück in die Diode verhindert. Dies erfolgt durch einen optisch durchlässigen Kristall, zwischen zwei um 45° zueinander verkippten Polarisationsstrahlteilern. Durch Anlegen eines starken Magnetfeldes im Kristall wird unabhängig von der Ausbreitungsrichtung die Polarisation des einfallenden Lichtes um 45° gedreht. Der Isolator ist so für Licht einer bestimmten Polarisation in einer Strahlrichtung durchlässig, Licht in der entgegengesetzten Strahlrichtung wird jedoch um mehrere Größenordnungen abgeschwächt. Ein trapezförmiger Halbleiterverstärker (*Abk. TA*), der mit einem weiteren optischen Isolator vor Reflexionen geschützt wird, verstärkt die Leistung des ECDL. Zwei Linsen fokussieren den Strahl in den langen Arm, zwischen den Einkoppelspiegel S5 und den Spiegel mit angebrachtem Piezoaktuator S6, wie in Abbildung 6 dargestellt, des Resonators. Ein Hohlspiegel (Abb. 6 S7) fokussiert den Strahl in den periodisch gepolten Kaliumtitanylphosphat-Kristall (*Abk. PPKTP*). An den periodisch gepolten Domänen im Kristall ändert sich das Vorzeichen der Nichtlinearität. Dies führt zu einer Umkehrung der Polarisationrichtung zur vorrangegangenen Domäne im Kristall. So wird der Walk-Off kompensiert und neu erzeugte Oberwellen überlagen sich konstruktiv. Nach Austritt des Laserstrahls aus dem Verdopplungskristall werden infrarotes und blaues Licht durch den Auskoppelspiegel (Abb. 6 S8) getrennt und reflektiert das infrarote Licht auf den

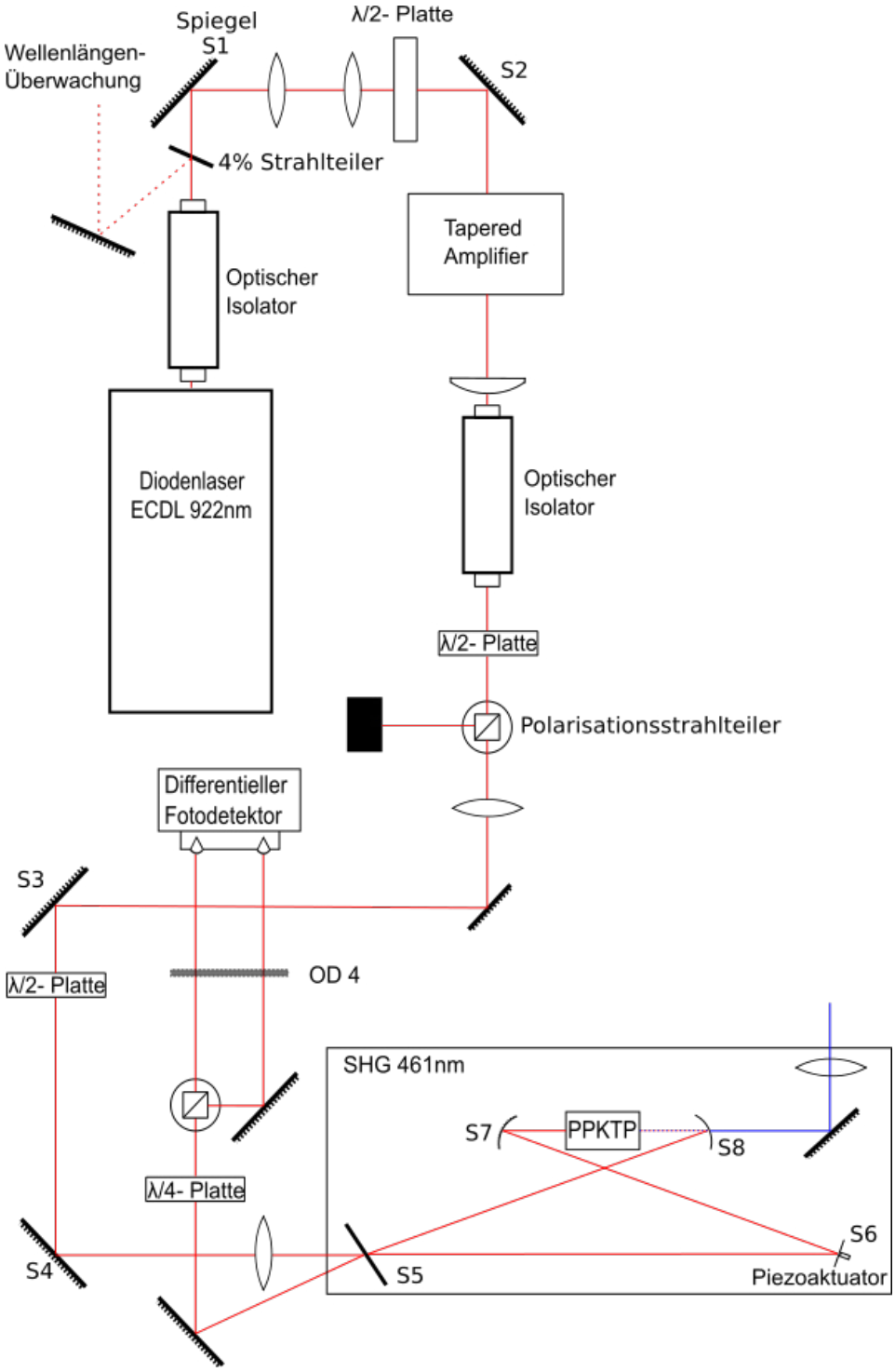


Abbildung 6: Aufbau des Startsystems zu der Frequenzverdopplung von 922 nm auf 461 nm

Einkoppelspiegel. Eine Linse hinter dem Auskoppelspiegel kollimiert die transmittierte blaue Laserstrahlung für die weitere Nutzung. Die Reflexion des Laserstrahls am Einkoppelspiegel wird für die Regelung nach Hänsch-Couillaud genutzt. Für die Erzeugung des Regelsignals wird mit einem Polarisationsstrahlteiler und einer Lambda-Viertel Platte ein Polarisationsanalysator aufgebaut. Die Lambda-Viertel Platte steht mit der schnellen Achse im 45° Winkel zu der einfallenden Polarisation des reflektierten Strahls. So erzeugt die Lambda-Viertel Platte zwei orthogonal aufeinander stehende Polarisationen im Strahl, die vom Polarisationsstrahlteiler in einzelne Strahlen getrennt werden. Mithilfe einer differentiellen Fotodiode wird die entstehende Intensitätsänderung, bei einer Längenänderung des Resonators, als Regelsignal genutzt. Mit einer Umwandlungseffizienz von etwa 70% erzielt der Aufbau aus 625 mW Eingangsleistung mehr als 220 mW Ausgangsleistung.

3.2. Erzeugung von 230 nm Laserstrahlung

In diesem Abschnitt werden die Vorgänge den Aufbau der Frequenzverdopplung aus dem blauen Spektralbereich in den ultravioletten Spektralbereich behandelt. Dabei wird der nichtlineare Kristall, der Resonator sowie der Aufbau des Experiments beschrieben. Im Folgenden wird für die verwendeten Zentralwellenlängen 230.5 nm synonym UV und für 461 nm blau verwendet.

3.2.1. Wahl des Kristalls

Um eine effiziente Frequenzkonversion zu erreichen ist ein passender nichtlinearer Kristall benötigt. Bei der Auswahl ist zu beachten, dass dieser transparent für die Startwellenlänge der Fundamentalwelle, als auch für die erzeugte zweite Harmonische ist. Des weiteren ist es sinnvoll, einen Kristall zu wählen, der einen hohen nichtlinearen Koeffizienten aufweist, da die Konversionseffizienz wie in Kapitel 2.1 und 2.2 beschrieben stark von diesem Abhängig ist.
Obwohl mit periodisch gepolten Kristallen Frequenzverdopplungseffizienzen von 75% im Sichtbaren ohne Walk-Off von A. Arie et al. erreicht wurden [9], kann wegen der mangelnden Transparenz im ultravioletten Spektralbereich ein PPKTP, wie für die erste Frequenzverdopplung aus dem infraroten Spektralbereich in den blauen

Kristall	BBO	LBO	PPKTP	PPLN	KNbO3
Transparenz [nm]	189 - 1750	160 - 2600	350 - 4500	420 - 5200	400 - 4500
NK [$\frac{pm}{V}$]	≥ 1	≤ 1	7 - 9	17 - 18	18

Tabelle 2: Kristalleigenschaften verschiedener Materialien. NK steht für den nichtlinearen Koeffizienten.

Spektralbereich, nicht verwendet werden. Auch andere periodisch gepolte Kristalle, wie ein Lithiumniobat-Kristall (periodisch gepolter Lithiumniobat *Abk. PPLN*), sind wegen der Absorption im UV, für die geplante Wellenlänge unbrauchbar. Wie in Tabelle 2 dargestellt, eignen sich für eine SHG in den ultravioletten Spektralbereich nur zwei Kristalle. Von diesen wird Beta-Bariumborat (*Abk. BBO*) Lithiumtriborat (*Abk. LBO*) bevorzugt, da dieser eine bessere Nichtlinearität aufweist. Andere, im tiefen UV transparente, Kristalle wie Kaliumdihydrogenphosphat (*Abk. KDP*) und Ammoniumdihydrogenphosphat (*Abk. ADP*) werden aufgrund viel geringerer Zerstörschwellen und kleinerer Nichtlinearität nur selten verwendet.
BBO ist ein hygroskopischer Kristall mit einer hohen Zerstörschwelle von etwa $1\frac{GW}{cm^2}$. Es ist ein negativ uniaxialer Kristall ($n_o > n_e$) mit einem gering temperaturabhängigem Phasenanpassungswinkel ($\frac{d\theta}{dT} = \frac{0.001°}{K}$). Aufgrund dessen ist für BBO nur die kritische Phasenanpassung möglich.
In der Tabelle 2 werden die Literaturwerte der Transparenz und der nichtlinearen Koeffizienten (NK) von gängigen Kristallen dargestellt die es zu beachten gilt.
Der in diesem Aufbau verwendete BBO Kristall ist an der Ein- und Ausgangsfacette im Brewsterwinkel für die Fundamentalwelle mit 60° geschnitten und unbeschichtet.

3.2.2. Verdopplungsresonator

Die durch nichtlineare Prozesse erzeugten Intensitäten der Oberwelle sind wegen der geringen Umwandlungseffizienzen in einem einzelnen Durchgang klein im Vergleich zu der eingestrahlten Grundwelle. Da die Intensität der Grundwelle dabei quadratisch in die Umwandlung eingeht, bietet sich eine Frequenzverdopplung im Resonator an. Durch die Überhöhung der Eingangsleistung um das zehnfache kann so eine

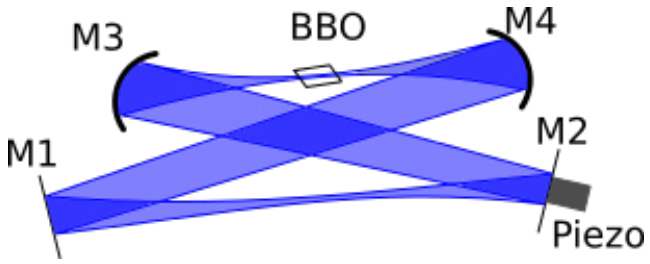


Abbildung 7: Skizze des Strahlverlaufs mit Strahltaillen in dem Resonator

100-fach größere Oberwellenleistung erzeugt werden. Der Verdopplungsprozess in einem Resonator wurde schon 1966 von G.D. Boyd beschrieben [10].

Ein Stehwellenresonator erzeugt aufgrund seiner Geometrie frequenzverdoppelte Strahlung in beide Ausbreitungsrichtungen. Da nur eine Strahlrichtung benutzt wird entstehen Verluste, die in der Ausgangsleistung des Resonators fehlen. Aus diesem Grund hat sich die Nutzung von Ringresonatoren für die Frequenzverdopplung durchgesetzt. In diesem Aufbau handelt es sich um einen Ringresonator mit kreuzenden Strahlen. Diese Bauart wird oft als Bow-Tie-Resonator bezeichnet. Eine Skizze des Strahlverlaufs mit den Strahltaillien in einem Bow-Tie-Resonator wird in Abbildung 7 dargestellt.

Die Strukturelemente wurden in der Werkstatt der PTB gefertigt und mit gekauften optischen und mechanischen Teilen komplettiert. In Abbildung 8 ist der geplante Aufbau als Inventor[3] Modell gezeigt.

Der Aufbau besteht aus zwei einzelnen schwarz eloxierten Aluminiumplatten. Eine 20 mm dicke Bodenplatte aus eloxiertem Aluminium, mit welcher der Resonator auf dem optischen Tisch fixiert und der Verfahrtisch für den Kristallhalter verschraubt wird. Weiterhin eine 15 mm dicke eloxierte Aluminiumplatte auf der die Spiegelhalter für die Resonatorspiegel montiert werden.

Der Verfahrtisch ist eine in fünf Achsen, mittels Mikrometerschrauben in xyz-Achsen einzeln verfahr- und rotier- oder kippbare Justierplattform. Die Verkippung um die x- und y-Achse sind nur in kleinen Gradbereichen möglich[4]. Auf dem Verfahrtisch ist ein weiteres Podest befestigt, in welches der Kristallhalter verschraubt wird. Dieses

[3]Ein 3D-CAD Programm der Firma autodesk

[4]Die z-Achse entspricht der Strahlache, die y-Achse der Höhe und die x-Achse der Tiefe

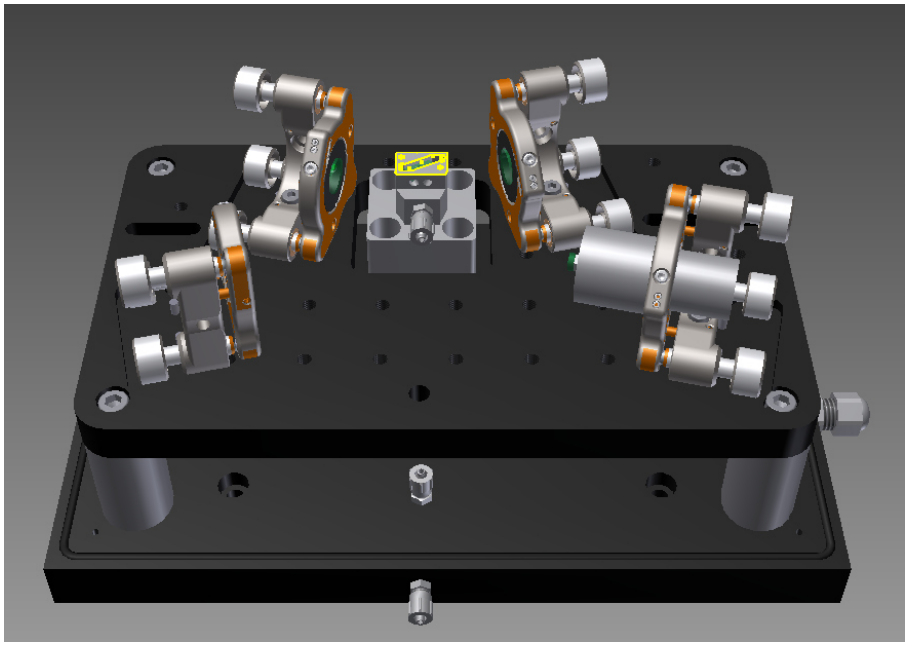


Abbildung 8: Inventorzeichnung des Resonators

Podest passt durch eine rechteckige Aussparung in der oberen Platte, auf welcher der Resonator aufgebaut ist und bringt den Kristall im Kristallhalter auf Strahlhöhe. Bei dem Kristallhalter handelt es sich um einen rechteckigen Aluminiumkörper mit einer diagonalen Nut für den Kristall. An einer der langen Seiten des Aluminiumkörpers ist ein Heizwiederstand angebracht, um die Temperatur des Kristalls zu regulieren. In die obere Platte sind vier länglichen Vertiefungen und eine mittige rechteckige Aussparung, für den Kristallhalter, eingefräst. In die länglichen Vertiefungen werden die Spiegelhalter montiert. Durch diese Vertiefungen sind die Spiegelhalter grob ausgerichtet und Millimetergenau in den richtigen Abständen. Die Spiegelhalter können durch Mikrometerschrauben gekippt und im Strahlengang vor oder zurück bewegt werden. Dies erleichtert die Justierung des Resonators, da sich die optische Weglänge des Resonators ändern lässt und somit Mikrometer genau anpassen lässt. Die Platten sind durch vier Aluminiumpfosten miteinander Verschraubt.
Bei der Montage dieses Aufbaus auf dem optischen Tisch wird der Resonator mit Dämpfungsmaterial gegen Störung vom optischen Tisch geschützt.

Die folgenden vier Spiegel[5][6] bilden den Resonator:

M1: Der *Eingangsspiegel.* Es handelt sich um einen planen Spiegel mit beidseitiger Beschichtung ist. Der Spiegel ist antireflektiv für 470 nm (Reflektivität $< 0.2\%$) auf der vom Resonator abgewandten Seite und hochreflektiv (Reflektivität $> 99.9\%$) auf der Innenseite des Resonators.

M2: Der *Piezospiegel.* Ein kleiner beschichteter Spiegel, mit einer Dicke von 2.3 mm und einem Durchmesser von 6 mm, der auf einen piezoelektrischen Aktuator angebracht ist. Der Spiegel ist bei 470 nm zu 99.9% Reflektiv und bei 235 nm antireflektiv (Reflektivität $< 0.2\%$). Der Spiegel hat geringere Dimensionen, da eine größere Masse auf dem piezoelektrischen Aktuator zu einer geringeren Grenzfrequenz führt. Der Aktuator dient der Änderung der optischen Weglänge, um den Resonator aktiv gegen äußere Einflüsse zu stabilisieren. Dies wird in Kapitel 3.1.4 genauer beschrieben.

M3: Der *Fokussierspiegel.* Der im Strahlverlauf erste Hohlspiegel, mit einem Krümmungsradius von 50 mm, fokussiert das Licht in den Kristall. Die Krümmung des Spiegels wurde aufgrund der Länge des kurzen Resonatorarms gewählt. Der Kristall soll möglichst genau in der Mitte des Armes, im Brennpunkt der Spiegel M3 und M4 liegen. Der Spiegel hat eine Reflektivität von $< 0.2\%$ bei 235 nm und eine Reflektivität von $> 99.95\%$ bei 470 nm.

M4: Der *Auskoppelspiegel.* Ein Spiegel baugleich mit dem Spiegel M3, der zu der Trennung der ultravioletten Strahlung von der blauen Strahlung dient. Entstehende UV Strahlung wird aus dem Resonator ausgekoppelt und über 99.9 % des erzeugten 461 nm Strahles verbleiben im Resonator.

Die Abstände der Spiegel bestimmen die Lage und Position der Strahltaillen. Bei falschen Abständen zwischen den Spiegeln kann es passieren, dass der Strahlradius pro Umlauf anwächst. Dies erzeugt einen instabilen Resonator. Der Abstand M1 zu

[5] Alle Angaben für die Reflexivität und Transmissivität beziehen sich auf einen Strahlwinkel von $14° - 18°$. Falls nicht anders erwähnt sind die Spiegel 6.35 mm dick und haben einen Durchmesser von 12.7 mm. Bei den Werten handelt es sich um Herstellerangaben.

[6] Die Nummerierung der Spiegel bezieht sich auf Abbildung 7

M2 wird als langer Arm und der Abstand M3 zu M4 als kurzer Arm des Resonators bezeichnet. Die kleine Strahltaille, mit 30 µm Strahlradius, befindet sich im kurzen Arm, in der Mitte des BBO-Kristalls und die größere Strahltaillie, mit 190 µm Strahlradius, befindet sich im langen Arm des Resonators.

3.2.3. Aufbau

Eine gute Einkoppeleffizienz in den Resonator hängt stark von der Strahlformung vor der Verdopplungsstufe ab. Dafür wird vor dem Resonator ein Linsensystem mit zwei beweglichen Linsen aufgebaut. Das Linsensystem legt die Strahltaillie und den Fokuspunkt in dem Verdopplungsresonator fest, indem der Abstand der Linsen zueinander verschoben wird. Über zwei bewegliche Spiegel vor dem Linsensystem wird der Strahlverlauf des Resonators optimiert.
In der Abbildung 9 ist der Aufbau und der Strahlverlauf der Frequenzverdopplung in den ultravioletten Spektralbereich skizziert. Der frequenzverdoppelte 461 nm Laserstrahl ist hinter dem Resonator, mithilfe einer Sammellinse kollimiert. Hinter einer $\frac{\lambda}{2}$-Platte, die der Polarisationsanpassung dient, wird der Laserstrahl über einen Spiegel[7] auf den ersten einstellbaren Spiegel reflektiert. Bei den einstellbaren Spiegeln handelt es sich um zweiachsig verstellbare Spiegelhalter mit hochreflektiven Spiegeln. Der erste einstellbare Spiegel S9 reflektiert den Strahl durch die erste Linse des Linsensystems auf den zweiten einstellbaren Spiegel S10. Mithilfe beider einstellbaren Spiegel sind alle Freiheitsgerade, welche für die Optimierung der Einkopplung in den Resonator benötigt werden, justierbar. Hinter dem zweiten beweglichen Spiegel durchläuft der Strahl die zweite Linse des Linsensystems und das Periskop bis zum Resonator. Jedes Periskop besteht aus zwei um 45° zum Strahl geneigten Spiegeln. Die Fokussierung in den langen Arm des Resonators erfolgt mittels des Linsensystems. Es wird ein Galilei-Linsensystem verwendet, das einen kompakteren Aufbau ermöglicht als ein Kepler-Linsensystem, da trotz der langen Strahlwege zwischen den

[7] Der Abstand in dem sich dieser Spiegel von dem Resonator zu der Verdopplung aus dem infraroten Spektralbereich zu dem blauen Spektralbereich befindet ist beabsichtigt, um die Möglichkeit zu erhalten, im laufenden Betrieb die Millimeterschrauben des Verfahrtisches für den PPKTP zugänglich zu halten.

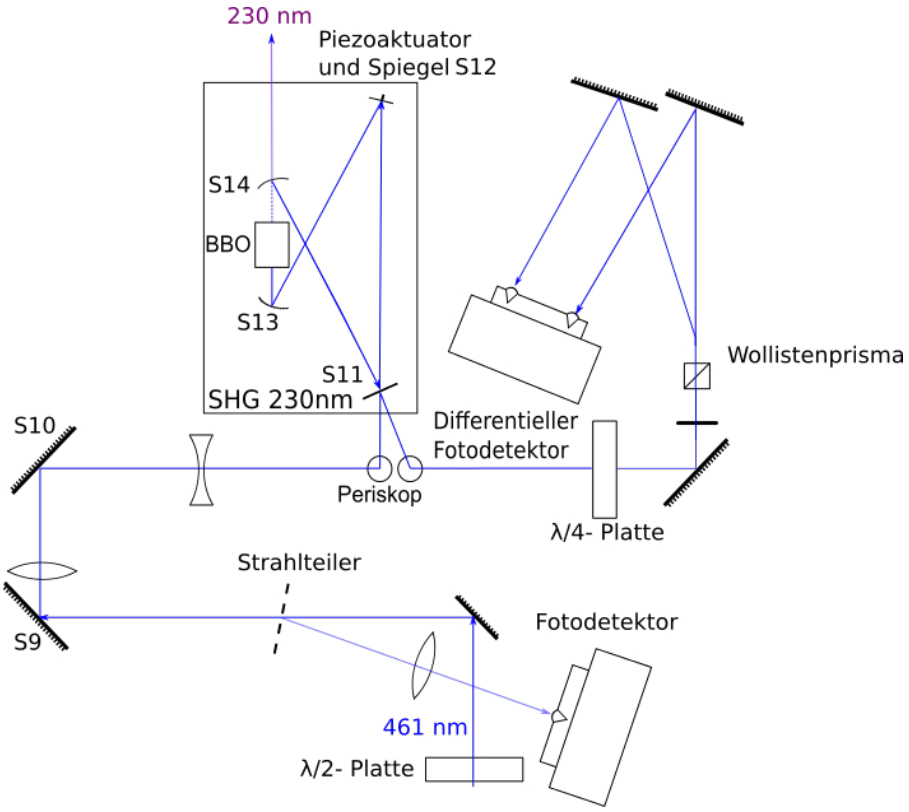


Abbildung 9: Skizze des Aufbaus mit Frequenzverdopplung von 461 nm auf 230 nm. Der gestrichelte Strahlteiler wird nur bei der Nachjustierung der ersten SHG genutzt. Der von dem Strahlteiler reflektierte Strahl wird in diesem Fall von einer Linse auf den Fotodetektor fokussiert.

Resonatoren nicht genug Platz für letzteres vorhanden ist. Zu Beginn werden die Komponenten erst ohne das Linsensystem aufgebaut. Dies erleichterte die Positionierung der Periskope. Darauf folgend wird das Linsensystem in den Strahlengang montiert und der Strahl in den langen Arm des Resonators auf 190 Mikrometer fokussiert. Dadurch entsteht im Kristall ein Brennpunkt von 20 Mikrometer Radius. Der reflektierte Strahl des Einkoppelspiegels (Abbildung 9 S11 und Abbildung 7 M1) des Resonators wird für die Erzeugung des Hänsch-Couillaud-Signals verwendet. Dafür durchläuft der Strahl ein zweites Periskop, welches die Strahlhöhe wieder auf die Höhe des optischen Tisches absenkt. Nach dem Periskop durchläuft der Strahl eine $\frac{\lambda}{4}$-Platte und wird durch ein Wollaston-Prisma in zwei Strahlen aufgeteilt. Diese zwei Strahlen werden über Spiegel auf eine differentielle Fotodiode reflektiert.

3.2.4. Justage

Zu Beginn der Justage wird eine Fotodiode hinter einem Filter[8] im ultravioletten Strahlengang des Resonators montiert um die Transmission des Resonators zu beobachten. Der Filter ist für das UV Licht weniger als 1% reflektiv, aber für 461nm Licht über 99.9% undurchlässig. Des Weiteren wird mit einem Fotodetektor das reflektierte Signal des Resonators auf einem Oszilloskop beobachtet. Während dem periodischen Verfahren des piezoelektrischen Aktuators lässt sich so die Einkopplung von 461nm Licht in den Resonator direkt betrachten.

Zuerst wird mittels der verstellbaren Spiegel S9 und S10, in Abbildung 9, sichergestellt, dass der Eingangsstrahl gerade auf gleichbleibender Höhe durch den Eingangsspiegel auf den Piezospiegel trifft. Danach wird der reflektierte Strahl des Piezospiegels mittig auf den gegenüberliegenden Hohlspiegel gerichtet. Der Hohlspiegel S13 und der Kristall werden so ausgerichtet, dass der Auskoppelspiegel S14 mittig getroffen wird und der Strahl mittig durch den Kristall geht. Mit dem Auskoppelspiegel wird der Strahl wieder zentriert auf den Eingangsspiegel justiert. Es wird darauf geachtet, dass sich der Eingangsstrahl und der erste Umlauf im Resonator überlagern. Der Resonator ist geschlossen, sobald sich alle Strahlen überlagern. Ein Frequenzgenerator treibt über den Piezoverstärker das piezoelektrische Element mit einer beliebigen Frequenz an[9]. Bei Betrachtung des reflektierten Signals auf einem Oszilloskop wird die eingekoppelte Leistung über beide Einkoppelspiegel durch einen „Beam walk“ maximiert. In Abbildung 10 ist eine konstante Leistung auf dem Fotodetektor im reflektierten Strahl mit einem Einbruch der Leistung bei $2.5 \cdot 10^{-4}$s zu sehen. Die Resonatorlänge nimmt an dieser Stelle ein Vielfaches der Wellenlänge des Laserlichts an und ein Teil der optischen Leistung wird in den Resonator eingekoppelt. An dieser Stelle bricht die konstante Leistung auf dem Fotodetektor ein. Hierbei wird nur

[8] Bei dem Filter handelt es sich um einen weiteren Resonatorspiegel der gleichen Charge. Er hat die gleichen Eigenschaften wie M3 und M4. Der Spiegel wird so platziert, dass reflektiertes blaues Licht nicht zurück auf den Kristall fällt.

[9] Es hat sich experimentell herausgestellt, dass eine Frequenz von 70 Hz Frequenz als Sägezahnsignal bei einer Amplitude von 400 mV genügen um mehrere freie spektrale Bereiche durchzustimmen.

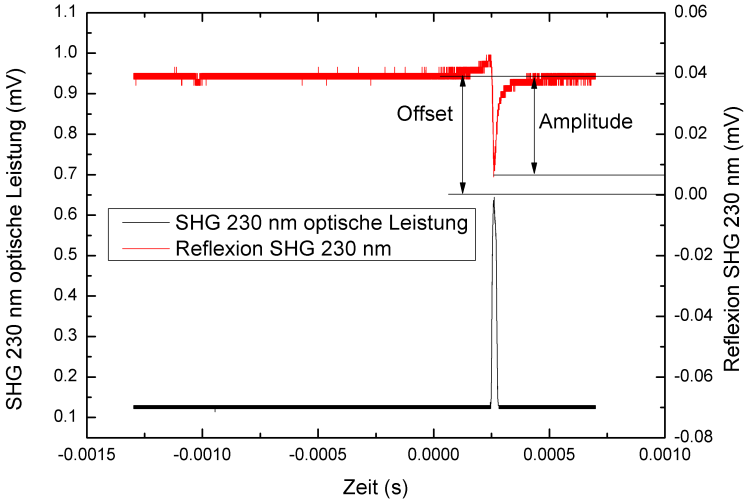


Abbildung 10: Bestimmung der Einkoppeleffizienz

der Teil des Laserstrahls in den Resonator eingekoppelt, der passend polarisiert ist. Mittels eines „Beam walk“ wird der Resonator so justiert, dass der Einbruch in der optischen Leistung im reflektierten Strahl maximal wird. In der optischen Leistung hinter dem Resonator, ist an der Stelle des Einbruchs in der optischen Leistung des reflektierten Strahls, ein Anstieg in der frequenzverdoppelten optischen Leistung zu sehen. Dies ist nur der Fall, wenn der Kristall den richtigen Winkel zum Strahl einnimmt.

Falls die Fotodiode am Ausgang des Resonators ein Signal erhält, wird mit dem Piezospiegel M2 und dem Hohlspiegel M3 vor dem Kristall ein „Beam walk“ durchgeführt um die frequenzverdoppelte Leistung zu maximieren. Falls die Fotodiode kein Signal ausgibt, muss der Kristall rotiert werden. Grund hierfür ist die kritische Phasenanpassung, bei der der Einfallswinkel auf den Kristall entscheidend für eine Konversion ist. Befindet sich der Kristall nicht in dem richtigen Winkel, findet keine, beziehungsweise nur eine sehr kleine, Konversion statt. Die Fotodiode kann nicht beliebig kleine Intensitäten darstellen, weshalb kein Ausgangssignal erzeugt wird. Diese Schritte werden iterativ angewendet bis das gewünschte Ergebnis erreicht ist.

3.2.5. Hänsch-Couillaud-Stabilisierung

Um die Ausgangsleistung des Systems stabil zu halten, ist eine aktive Regelung der optischen Weglänge im Resonator nötig. Dies wird mit dem piezoelektrischen Stellelement ermöglicht, auf dem der Spiegel S12 befestigt ist. Die Stabilisierung der Ausgangsleistung des Lasers erfolgt nach dem Hänsch-Couillaud-Verfahren (*Abk. HC*) [11]. Gegenüber anderen Verfahren (z.B. Pound-Drever-Hall [12]) bietet das HC-Verfahren den Vorteil, dass keine Frequenzmodulation des Lasers nötig ist, da dies seine geplante Funktion als Detektionslaser für Indium$^+$ beeinflusst. Eine HC-Regelung kann eingesetzt werden, falls ein polarisierendes Element im Resonator enthalten ist. Das linear polarisierende Element ist der Brewster-geschnittene Verdopplungskristall. Hierbei erfährt die meridionale Komponente des E-Feldes fast keine Verluste, wogegen die dazu senkrechte, sagittale Komponente des E-Feldes Verluste von etwa 40% durch Fresnel-Reflexion erfährt. Die hohen Verluste führen dazu, dass die sagittale Komponente praktisch nicht in den Resonator eingekoppelt wird. Für die reflektierte sagittale Komponente gilt somit:

$$E_s^r = E_s^i \sqrt{R_1} \tag{26}$$

Für die sagittale Komponente ist die Reflektivität des Resonators unabhängig von der Resonatorlänge. Die meridionale Komponente des reflektierten Strahls entsteht durch Überlagerung des direkt reflektierten Strahls mit dem aus dem Resonator austretenden Strahl [3][10]:

$$E_m^r = E_m^i \left(\sqrt{R_1} - \frac{T_1 R e^{i\phi}}{\sqrt{R_1}(1 - R e^{i\phi})} \right) \tag{27}$$

Mit der Phase $\phi = \frac{L}{\lambda} 2\pi$ erhält man somit einen Zusammenhang abhängig von der Resonatorlänge. Nur bei Resonanz ist das reflektierte Licht linear polarisiert.

Der reflektierte Strahl durchläuft eine Viertelwellenplatte und einen Polarisationsstrahlteiler. Wobei die schnelle Achse der Viertelwellenplatte um 45° gegen die Polarisationsrichtung des reflektierten Strahls gedreht ist. Der Strahlteiler teilt beide Polarisationen in einzelne Strahlen, die von zwei Fotodioden in Form von Intensitätsschwankungen detektiert werden. Da die sagittale Komponente als Referenz für

[10] Die Bezeichnungen sind aus Kapitel 2 übernommen

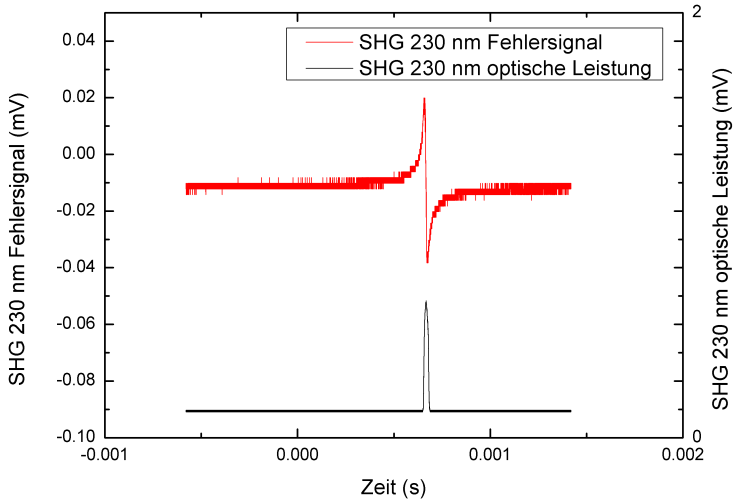
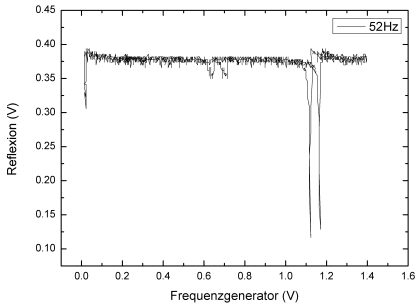


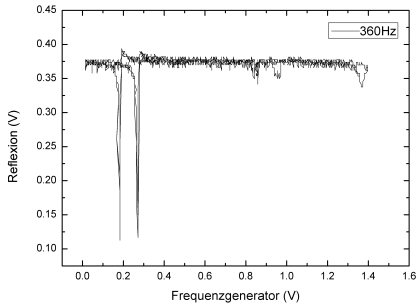
Abbildung 11: Signal der differentiellen Fotodiode, auch Fehlersignal genannt und des frequenzverdoppelten Laserstrahls hinter dem Resonator, während der Modulation der Resonatorlänge über den piezoelektrischen Aktuator.

eine Phasenänderung dient, muss sichergestellt werden, dass sie in dem einfallenden Strahl vorhanden ist. Dies geschieht durch die Halbwellenplatte vor dem Resonator. Das Differenzsignal der Fotodioden während der Modulierung der Resonatorlänge ist in diesem Aufbau in Abbildung 11 dargestellt.

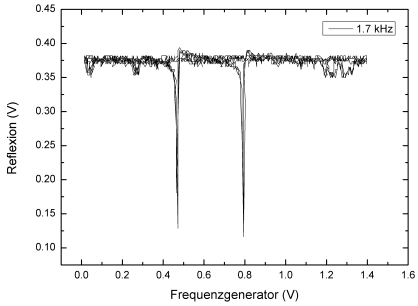
Um eine Regelung aufzubauen muss als erstes die Grenzfrequenz des Resonators bestimmt werden. Diese wird mit einem Oszilloskop, einem Frequenzgenerator und einem Fotodiodensignal des reflektierten Strahls gemessen. Der Frequenzgenerator treibt über einen Verstärker das piezoelektrische Element mit einer Sinusspannung an, die langsam in ihrer Frequenz erhöht wird. Auf dem Oszilloskop wird in der xy-Ansicht das reflektierte Signal des Resonators gegen das Signal des Frequenzgenerators aufgetragen. In Abbildung 12 ist die Anzeige des Oszilloskops bei verschiedenen Frequenzen dargestellt. Die Messung bei 52 Hz (Abbildung 12 a) zeigt zwei eng aneinander liegende Ausschläge. Aufgrund der Bewegungshysterese des piezoelektrischen Stellelements liegen die Ausschläge nicht aufeinander. Bei 360 Hz (Abbildung 12 b) haben sich die Ausschläge leicht voneinander entfernt. Bei 1.7 kHz (Abbildung 12 c) ist der Abstand beider Ausschläge auf 0.3 V gewachsen, was einer Phasendrehung



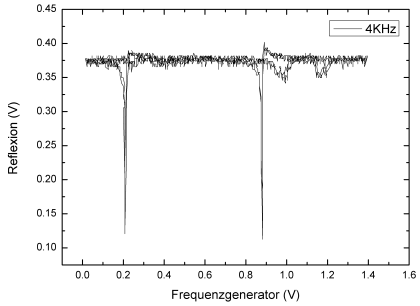
(a) 52 Hz



(b) 360 Hz



(c) 1.7 kHz



(d) 4 kHz

Abbildung 12: Bestimmung der Grenzfrequenz. Die Messungen sind Beispiele aus der Messreihe. Es ist das reflektierte Signal der SHG gegen den Frequenzgenerator und somit die Bewegung des piezoelektrischen Elements aufgetragen.

von ungefähr 40° entspricht. Bei 4 kHz (Abbildung 12 d) ist die Differenz beider Amplituden auf 0.7 V angestiegen. Bei der Amplitude des Frequenzgenerators von 1.4 V entsprechen 0.7 V einer Phasendrehung um 90°.

Mit dieser Grenzfrequenz wird die Regelelektronik entworfen. Diese besteht aus einem I-Regler mit der Grenzfrequenz f_g[11].

Der Schaltplan der Regelung wird im Anhang in Abbildung 27 dargestellt[12]. In einem Test wird die Stabilität des Regelelements geprüft. Die Regelung war in keiner Weise stabil und hat eine Tendenz zu schwingen.

Das Schwingen in einem Regelkreis ist häufig auf eine zu große Verstärkung zurück-

[11] Die Bauteile für die Regelelektronik sind auf einer Lochrasterplatine aufgelötet.

[12] Alle Schaltpläne sind mit dem Programm Eagle der Firma CadSoft erstellt

zuführen. Deshalb wird die Verstärkung bei kleinen Frequenzen unter 4 Hz bei 60 dB Verstärkung durch einen Widerstand begrenzt. In Abbildung 28 im Anhang ist der Schaltplan der Regelelektronik mit einem überbrückenden Widerstand zu sehen. Bei niedrigen Frequenzen wird der Kondensator zu einem Isolator, was zu einer Verstärkung gegen unendlich für Frequenzen gegen null führt. Durch den Widerstand kann in diesem Fall das Signal zurück koppeln. Dies erzeugt bei kleineren Frequenzen einen Proportionalteil in der Regelung.

Geräusche oder geringe Erschütterungen am optischen Tisch destabilisieren den Resonator und das Lock kann diese nicht korrigieren. Die Regelung findet in den Tests aber selbstständig wieder zum Lockpunkt. Dies ist in Abbildung 13 dargestellt. Es wird vermutet, dass eine höhere Verstärkung bei mittleren Frequenzen benötigt wird.

Um die Regelung weiter zu stabilisieren wird ein weiteres I-Glied in Reihe geschaltet. Hierbei ist zu beachten, dass beide I-Glieder in der Verstärkung begrenzt werden, damit bei niedrigen Frequenzen die Verstärkung limitiert bleibt. Des Weiteren muss das I-Glied mit der kleineren Grenzfrequenz ein PI-Glied sein, dass eine Dekade vor der Grenzfrequenz des zweiten I-Glieds vom Proportionalteil dominiert wird. Zu beachten ist, dass ein weiterer invertiert aufgebauter Verstärker für eine Invertierung des gesamten Regelsignals sorgt. Um die Invertierung beliebig zu ändern ist deshalb ein weiterer invertierender Verstärker eingebaut, der über einen Schalter zuschaltbar ist und so das Signal in der Regelung invertiert.

In einem Test erwies sich die Regelung als hinreichend stabil für eine normale Labornutzung.

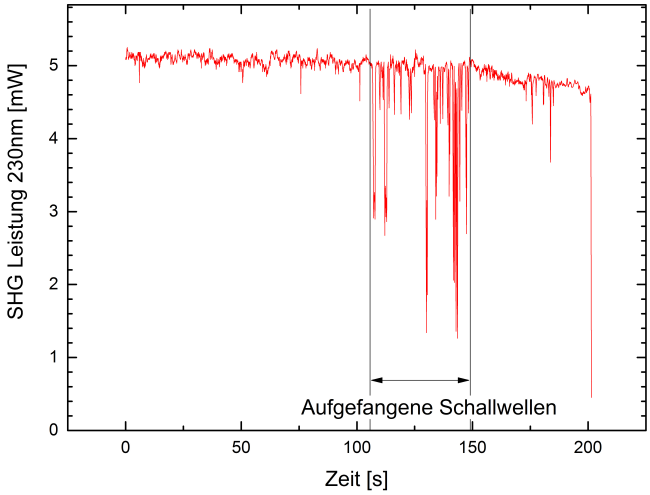
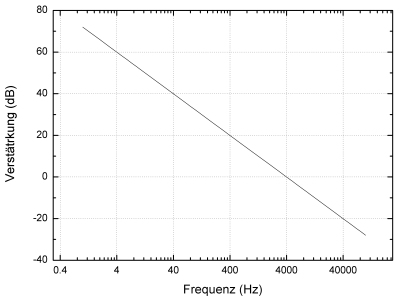
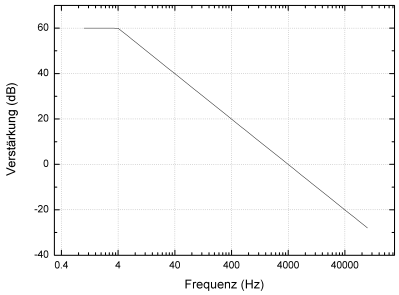


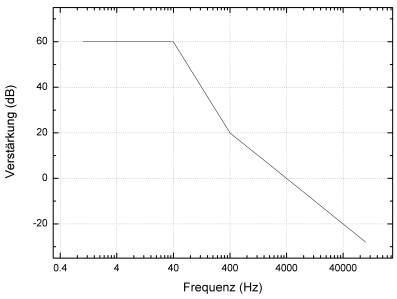
Abbildung 13: Messung der 230 nm Ausgangsleistung des Resonators während direkt neben dem Aufbau gesprochen wird



(a) Regelverhalten des I-Reglers. Die Verstärkung steigt gegen kleine Frequenzen theoretisch unendlich an. In der Realität wird die Verstärkung durch das Limit der Versorgungsspannung begrenzt.



(b) Regelverhalten des begrenzten I-Reglers. Die Verstärkung zu kleinen Frequenzen wird ab 60 dB begrenzt.



(c) Regelverhalten des begrenzten zweistufig ausgeführten I-Reglers. Die Verstärkung zu kleinen Frequenzen bleibt begrenzt. Die Verstärkung fällt mit 40 dB pro Dekade bis zu der Frequenz, an der der erste I-Regler in den Proportionalteil übergeht. Ab dieser Frequenz fällt die Verstärkung weiter mit 20 dB pro Dekade.

Abbildung 14: Bodediagramme der konstruierten Regelelektronik

4. Ergebnisse

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der Arbeit vorgestellt und anschließend mit errechneten Werten aus dem Mathematika Programm verglichen. Der Vergleich mit den errechneten Werten ist für die Bewertung der durchgeführten Arbeit ein wichtiger Orientierungspunkt. Mit Hilfe dieser, im folgenden theoretische Werte genannten, errechneten Ergebnisse wird, während der Justage, eine Evaluation der erreichten Resonatoreigenschaften vorgenommen.

4.1. Experimentelle Ergebnisse

Für die Bestimmung der Finesse und der Einkoppeleffizienz des Resonators werden der reflektierte Strahl und der ausgekoppelte Strahl des Resonators mit jeweils einer Fotodiode, bei einer von einem Frequenzgenerator modulierten Resonatorlänge, betrachtet. Für die Bestimmung der Finesse wird der Abstand eines Freien Spektralbereichs (engl. Free Sepctral Range; *Abk. FSR*) und der Pulsbreite bei halber Pulsamplitude (engl. Full Width Half Maximum; *Abk. FWHM*) gemessen. In Abbildung 15 ist das reflektierte Resonatorsignal auf einer Fotodiode und ein Teil der Flanke des Frequenzgenerators dargestellt, welche mithilfe eines Oszilloskops gemessen werden. Mit der Formel

$$F = \frac{\nu_{FSR}}{\nu_{FWHM}} \tag{28}$$

berechnet sich die Finesse auf 131.

Ein Resonator ist reflektierend solange die Resonanzbedingung $2L = n\lambda$, mit L der optischen Weglänge und n einer reellen Zahl, nicht erfüllt ist, wird diese erfüllt, koppelt ein Teil der optischen Leistung in den Resonator ein. Dies bedeutet, dass die Einkoppeleffizienz im Scanbetrieb über den reflektierten Strahl bestimmt werden kann. Die konstante optische Leistung des reflektierten Strahls auf der Fotodiode, in Abbildung 16 dargestellt und als Offset bezeichnet, bricht ein, in der Abbildung 10 als Amplitude bezeichnet, sobald die Resonanzbedingung erfüllt ist. Mit der Formel

$$\eta = \frac{\text{Amplitude}}{\text{Offset}} \tag{29}$$

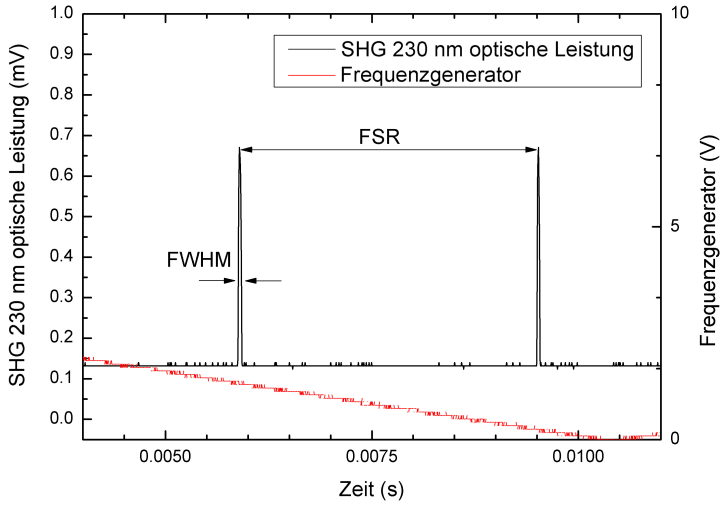


Abbildung 15: Bestimmung der Finesse über die Reflexion auf einer Fotodiode in Volt.

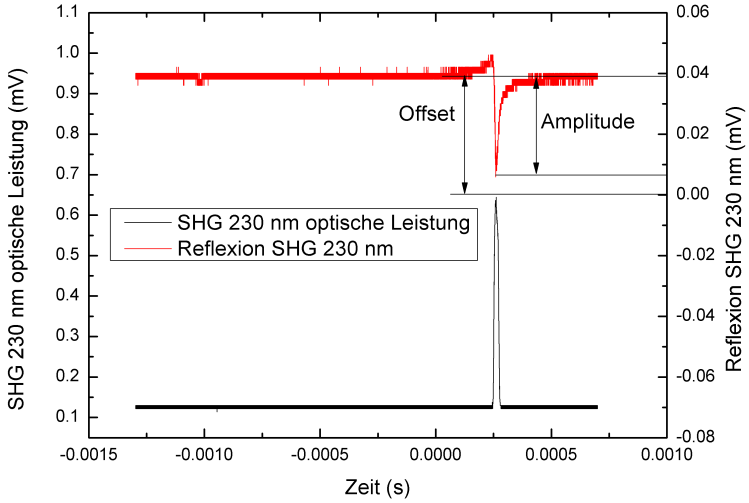


Abbildung 16: Bestimmung der Einkoppeleffizienz

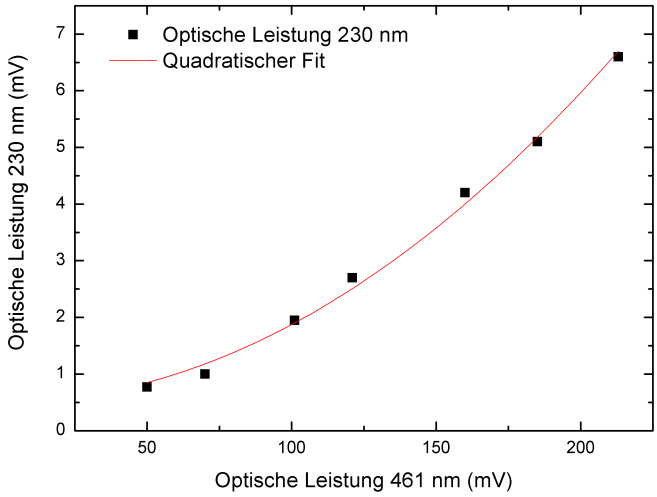


Abbildung 17: Konversionseffizienz. SHG 230 nm Ausgangsleistung aufgetragen gegen die Eingangsleistung

errechnet sich eine Einkoppeleffizienz, mit der Amplitude von 0.3 V und dem Offset von 0.4 V, von 75%. Je nach Justage liegt dieser Wert zwischen 70% und 75%.

Um eine Aussage über die Stabilität und die Leistung der Frequenzverdopplung zu treffen, wird die optische Leistung des ausgekoppelten 230 nm Strahls mit einem wellenlängenkalibrierten Fotodiodensensor und einem Leistungsmessgerät hinter einem Filter gemessen. Simultan werden die Daten mit einem Computer und dem dazugehörigen Programm aufgenommen[13].

Bei einer Eingangsleistung von 200 mW in den Resonator kann eine maximale Leistung im ultravioletten von 7 mW ± 0.5 mW gemessen werden. Durch eine Anhebung der Eingangsleistung auf 240 mW werden maximal 10 mW ± 0.5 mW gemessen. Die höhere Eingangsleistung wird durch eine Optimierung der PPKTP SHG erreicht. Bei dem System fällt die Konversionseffizienz mit der Zeit, was zu einer sinkenden Ausgangsleistung führt. Aus diesem Grund wird die SHG nur mit 200 mW als Eingangsleistung gewählt da diese Leistung über einen längeren Zeitraum stabil ist. Um die Konversionseffizienz zu bestimmen, wird die Eingangsleistung in den Resonator mit der Ausgangsleistung verglichen. Hierfür wird vor und hinter der SHG

[13]Der Sensor, das Leistungsmessgerät und das Computerprogramm stammen von der Firma Ophir.

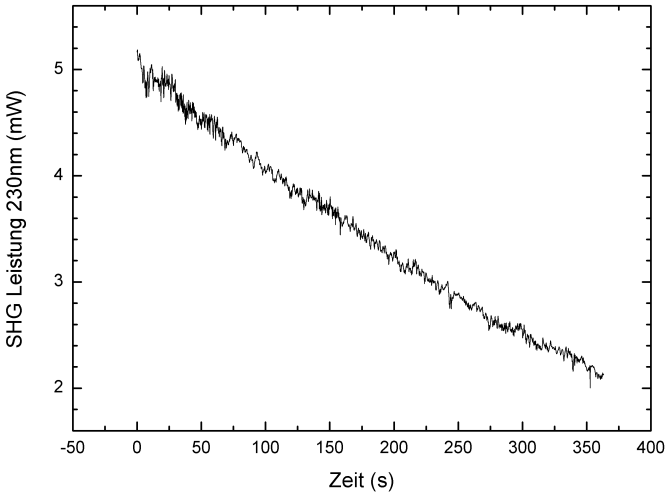


Abbildung 18: 6 Minuten Messung der 230 nm Ausgangsleistung des Resonators

mit dem Leistungsmessgerät die optische Leistung aufgezeichnet. In Abbildung 17 sind die Leistungen gegeneinander Aufgetragen. Die maximale Konversionseffizienz errechnet sich aus der eingekoppelten Leistung P_{in}^{ω} und der ausgekoppelten SHG Leistung $P^{2\omega}$

$$\eta = \frac{P^{2\omega}}{P_{in}^{\omega}} \tag{30}$$

auf 5% der Eingangsleistung.

Die Stabilitätsmessungen erfolgen mit dem oben genannten Mitteln. Hierfür wird die Ausgangsleistung über einen Zeitraum aufgezeichnet um Änderungen in der Leistung zu erkennen. Zuerst wird eine Messung der SHG über einen kurzen Zeitraum aufgenommen. Eine Messung über 6 Minuten weist eine fallende optische Leistung auf, wie in Abbildung 18 dargestellt. Nach erneuter Justage des Resonators wird eine Messung über 30 Minuten mit demselben Aufbau durchgeführt. In Abbildung 19 ist das Messergebnis dargestellt. Zu erkennen ist eine Steigung in der optischen Leistung zu Beginn der Messung. Dies ist auf eine Offsetänderung an der Regelelektronik zurückzuführen. Nach der Steigerung der Leistung verringert sich die optische Leistung, wie schon beobachtet. Bei etwa 400 Sekunden flacht die Messung ab.

Als Grund für die fallende Leistung wird ein langsam wanderndes Regelsignals

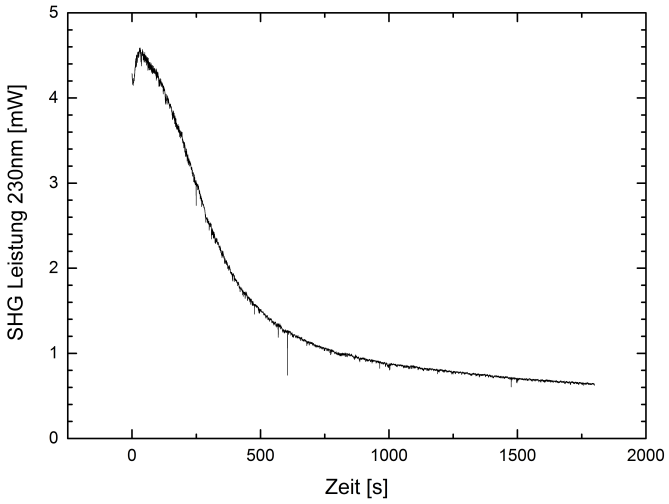


Abbildung 19: 30 Minuten Messung der 230 nm Ausgangsleistung des Resonators

vermutet. Es wird überprüft, ob eine Offsetkompensation dem entgegenwirkt. Hierfür wird eine weitere Messung aufgenommen, wobei während der Messung an einer Stelle der Offset der Regelung geändert wird. In der Abbildung 20 ist bei circa 700 Sekunden ein Einbruch der Leistung auf 0 mW zu erkennen. Dies erfolgt aufgrund der Änderung an der Offsetspannung der Regelung, worauf diese die Stabilisierung nicht mehr aufrecht hält. Nach dem Wiederherstellen der Stabilisierung des Resonators wird die Leistung vor der Offsetkompensation wieder erreicht. Dies lässt darauf schließen, dass ein Offsetdrift nicht für die sinkende Leistung verantwortlich ist. Ein weiterer Grund für die sich verringernde Leistung können Defekte auf der Kristalloberfläche sein, die durch die große eingestrahlte Leistung entstehen. Um dies zu kontrollieren wird der Kristall im Betrieb horizontal verschoben. In Abbildung 21 ist zu diesem Zeitpunkt, bei 360 Sekunden ein Einbruch der Leistung zu erkennen. Zu diesem Zeitpunkt wird die Regelstrecke während dem Verschieben des Kristalls unterbrochen. Nach dem Verschieben wird ein höherer Leistungswert als vor der Kristallbewegung gemessen, der im Bereich zu Beginn der Messung liegt, was zu der Vermutung führt, dass die Kristallfacetten während dem Dauerstrichbetrieb stark degradieren.

Andere Arbeitsgruppen an der PTB haben bei der Handhabung von BBO Kristallen gute Erfahrungen mit einer Spülung des Kristalls durch reinen Sauerstoff gemacht.

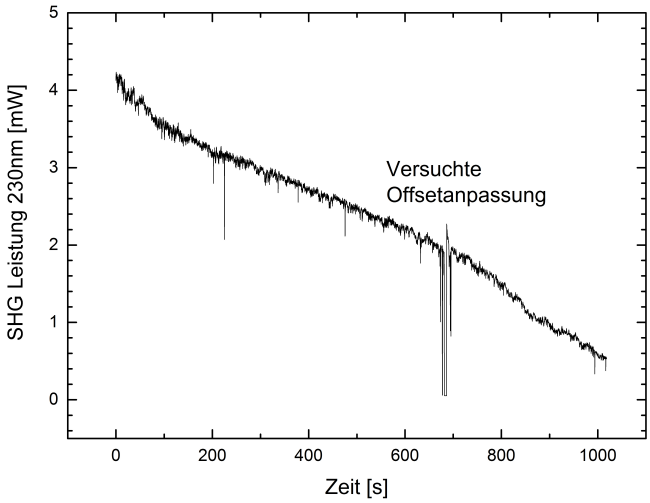


Abbildung 20: Messung der 230 nm Ausgangsleistung des Resonators. An der bezeichneten Stelle wurde versucht die sinkende Leistung durch eine Änderung des Offsets an der Regelelektronik zu kompensieren

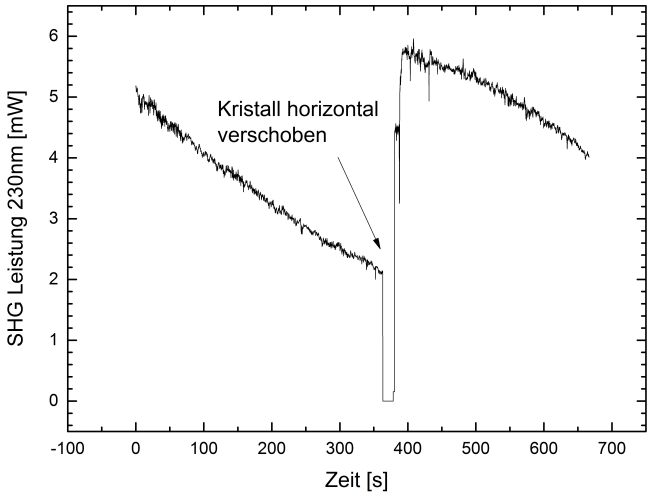


Abbildung 21: Messung der 230 nm Ausgangsleistung des Resonators. An der bezeichneten Stelle wurde der Kristall bei dem Versuch die sinkende Leistung zu kompensieren verschoben.

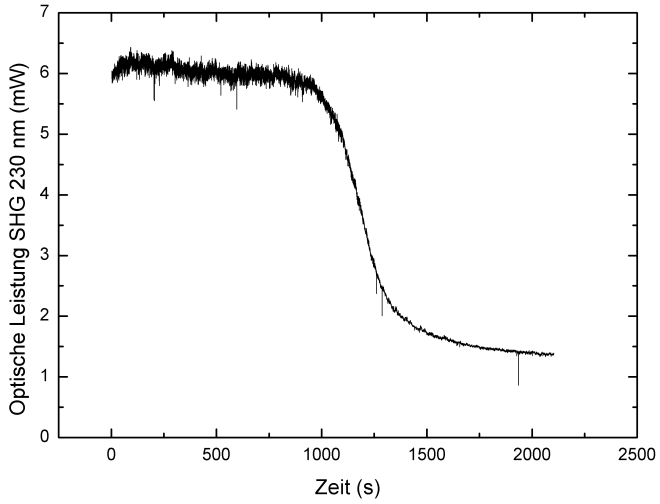


Abbildung 22: Messung der 230 nm Ausgangsleistung des Resonators mit Sauerstoffspülung

Dies soll die Degradierung der Kristallfacetten verhindern. Da der Resonator für eine Verwendung mit einer Gasspülung geplant wurde, wird eine erneute Langzeitmessung mit einer Sauerstoffspülung durchgeführt. Der Sauerstoff hat einen Reinheitsgrad von 99.995%, wobei der größte Teil der Verunreinigung aus Stickstoff besteht. In der Abbildung 22 ist das Ergebnis der Messung abgebildet. Es ist klar zu erkennen, dass die optische Leistung zu Beginn der Messung annähernd konstant bleibt. 1000 Sekunden nach dem Beginn der Messung verringert sich die Leistung wie bei der Messung ohne Sauerstoff.

In Abbildung 23 sind beide Langzeitmessungen mit normierter Leistung abgebildet. An der markierten Stelle erreicht die SHG Leistung die Hälfte des Startwertes. Die Messung, bei der die Sauerstoffspülung aktiv ist, erreicht diesen Wert 889 Sekunden später. Beim Vergleich beider Steigungen fällt auf, dass die Leistung beider Messungen mit derselben Rate sinkt. Dies legt die Vermutung nahe, dass die Sauerstoffspülung den Prozess nicht verlangsamt, sondern nur verzögert.

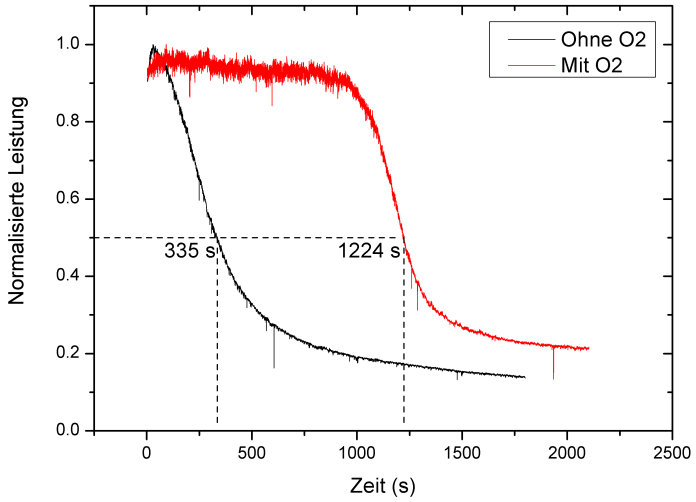


Abbildung 23: Vergleich der Messungen von 230 nm SHG Ausgangsleistung des Resonators mit Sauerstoffspülung und ohne Sauerstoffspülung. Die Leistung ist normiert dargestellt. Die Linie markiert die Stelle an der die Ausgangsleistung 50% unterschreitet.

4.2. Vergleich mit theoretischen Werten

In diesem Abschnitt werden die Werte der Messungen mit theoretisch errechneten Werten verglichen um eine Aussage über die Qualität des aufgebauten Resonators zu treffen. Die theoretisch optimalen Werte, errechnet mit einem Programm basierend auf Wolfram Research Mathematica, werden im Folgenden als theoretische Werte angenommen. Um die theoretischen Werte zu errechnen werden folgende Annahmen getroffen:

- Die Lichtgeschwindigkeit c wird auf $c = 3 \cdot 10^8 \frac{\mathrm{m}}{\mathrm{s}}$.
- Die Elektrische Feldkonstante ϵ_0 wird auf $\epsilon_0 = 8.85 * 10^{-12} \frac{\mathrm{As}}{\mathrm{Vm}}$ gerundet.
- Die Zentralwellenlänge von 461.2 nm sei beliebig schmal.
- Die Eingangsleistung in den Resonator sei $P_g = 190mW$.
- Die Einkoppeleffizienz sei 80%.
- Der Brechungsindex n von Luft sei $n = 1$.

- Die Nichtlinearität des BBO-Kristalls sei $1.47 * 10^{-12} \frac{\mathrm{m}}{\mathrm{V}}$.

- Der Walk-Off im Kristall sei $\rho = 77.21 * 10^{-3}$rad.

Auf Grundlage dieser Annahmen werden unter Zuhilfenahme der Formeln in Kapitel 2 die Resonatoreigenschaften errechnet. Die Intensität der frequenzverdoppelten Leistung errechnet sich so auf $P_o = 8.7$ mW bei einer Finesse von $F = 184.2$. Im Vergleich zu dem Experiment wird bei einer Eingangsleistung von 190 mW, mit einer gemessenen Finesse von 130, eine UV Leistung von $P_o = 5.5$ mW gemessen. Gemessen wird eine Einkoppeleffizienz von 73%, die die erwartete Einkoppeleffizienz von 80% nicht erreicht. Die Differenz der gemessenen Werte von den theoretischen Werten kann durch eine bessere Einkoppeleffizienz und eine bessere Finesse verringert werden.
Mit der Fresnel-Gleichung lässt sich die Reflexion des UV Lichtes an der Ausgangsfacette des Kristalls auf 22.8% bestimmen. Die Reflexion an der Ausgangsfacette kann über ein dafür vorgesehenes Loch im Kristallhalter gemessen werden. Wiederholte Messungen ergeben eine Reflexion von $21\% \pm 2\%$. Dieser Wert kann höher sein, da der reflektierte Strahl im Kristall nicht nur an der polierten Ausgangsfacette reflektiert wird, sondern noch mehrmals an den Kristallseiten. Auch an dieser Stelle kann ein Verlust der Ausgangsleistung auftreten.

5. Dissoziieren von Molekülen

Die gefangenen Ionenketten in der Vakuumkammer bilden sogenannte Kristalle. Aufgrund von einem nicht idealen Vakuum entstehen durch Fremdatome in den Kristallen Moleküle, die für den Versuch unbrauchbar sind, da aufgrund anderer Energieniveaus auch andere Anregungswellenlängen benötigt werden. Daraus folgt, dass die Bestrahlung eines Ytterbium Moleküls mit dem Detektionslaser für Ytterbium keinen Effekt auf dieses hat und es sich somit nicht mehr für Messungen eignet. Aufgrund dieser Molekülbildung innerhalb des Kristalls in der Vakuumkammer müssen immer wieder neue Ionenketten geladen werden, was einige Zeit in Anspruch nimmt.

Unter Dissoziation versteht man den Vorgang der Trennung chemischer Verbindungen. Um Moleküle zu dissoziieren, werden diese mit einer hochenergetischen Wellenlänge bestrahlt worauf sich nach der Absorption eine Bindugsspaltung vollzieht. Da die Leistung der bisherigen Laser nicht ausreichend ist um Moleküle zu dissoziieren und außerdem die Energie E eines einzelnen Photons ($E = \frac{\mathrm{hc}}{\lambda}$ mit h dem planckschen Wirkungsquantum und c der Lichtgeschwindigkeit) von der Wellenlänge λ abhängig ist, wird erwartet, dass sich mit 230 nm die Moleküle im Ionenkristall dissoziieren lassen.

Versucht wird dies mittels eines konzeptionellen Beweises. Über Spiegel wird der Laserstrahl auf den Ionenkristall in der Kammer ausgerichtet, so dass er den Ionenkristall bestrahlt. Nach dem Laden einer Ionenkette wird gewartet, bis sich mehrere Moleküle in dieser gebildet haben. In Abbildung 24 ist der Ionenkristall mit Molekülen als Falschfarbendartstellung einer CCD Kamera gezeigt. Die Moleküle sind als dunkle Stellen in dem regelmäßigen Muster aus hellen Punkten zu sehen. Der Ionenkristall mit Molekülen wird mit einer Leistung von < 2 mW bei 230 nm bestrahlt, während der Ausgang des Photomultipliers aufgenommen wird. In Abbildung 25 ist der Ionenkristall nach der Bestrahlung mit 230 nm mit einer regelmäßigen Ionenkette abgebildet. Der Moment der Einstrahlung des UV-Lichts ist in Abbildung 26 deutlich an dem steigenden Signal des Photomultipliers bei 50 Zählungen auf der x-Achse zu erkennen. Der Ausgang steigt von 150000 Zählungen auf 360000 Zählungen an.

Nach kurzer Zeit sind alle dunklen Stellen im Ionenkristall wieder hell, was folgert,

dass das Dissoziieren von Molekülen mit dem Detektionslaser für Indium möglich zu sein scheint.

Bei dem Versuch treten einige Probleme auf. Da der Strahlweg des Lasers lang ist (über 2.5 m) und nur drei Spiegel für die Justage und eine Höhenänderung zur Verfügung stehen, ist der Aufbau empfindlich. Des weiteren gibt es wegen des langen Strahlwegs und seiner Empfindlichkeit Schwierigkeiten, die Ionen dauerhaft richtig zu treffen. Falls bei der Justage die Falle getroffen wird versetzt dies die Ionen in Bewegung. Je höher dabei die Leistung des Lasers ist, desto schneller und weiter ist diese Bewegung, was darauf schließen lässt, dass der Laser den Rand der Falle auflädt und so das Ladungsfeld der Falle ändert.

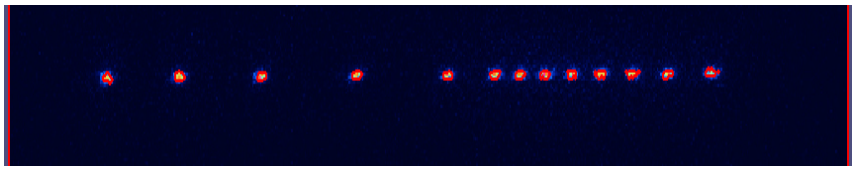


Abbildung 24: Ionenkristall vor der Bestrahlung mit 230 nm. Die dunklen Stellen sind Moleküle und werden vom Spektroskopielaser nicht angeregt.

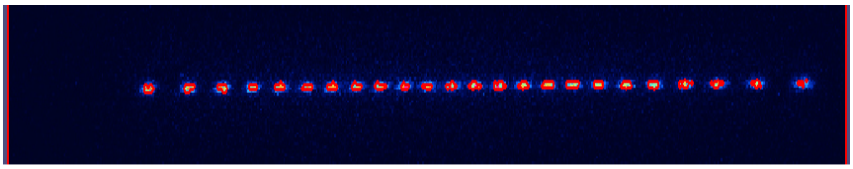


Abbildung 25: Ionenkristall nach der Bestrahlung mit 230 nm. Die Moleküle sind dissoziiert.

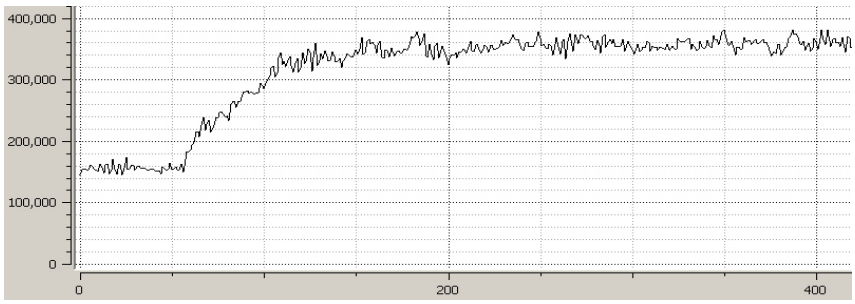


Abbildung 26: Ausgang des Photomultipliers während der Bestrahlung mit 230 nm. Ein größeres Signal ist gleichbedeutend mit mehr fluoreszierenden Ionen.

6. Zusammenfassung

Im Verlauf der vorliegenden Bachelorarbeit wurde der Aufbau eines Systems zur Erzeugung von 230 nm Laserstrahlung für die Detektion von Indium-Ionen beschrieben. Dies wurde durch zwei aufeinanderfolgende Frequenzverdopplungen eines verstärkten ECDL realisiert.

In dem ersten Frequenzverdoppelungssystem kommt ein PPKTP-Kristall als nichtlineares optisches Medium zum Einsatz, welcher in einem, nach dem Hänsch-Couillaud-Verfahren stabilisiertem, Ringresonator zur Effizienzerhöhung eingebaut ist. Damit ist eine Verdopplungseffizienz von 70% möglich. Der frequenzverdoppelte Laserstrahl wurde anschließend in einem weiteren Frequenzverdoppelungssystem, mit einem BBO-Kristall als nichtlineares optisches Medium, auf die Zielwellenlänge von 230 nm verdoppelt. Auch das zweite Verdopplungssystem besteht aus einem Ringresonator mit aktiver Stabilisierung nach dem Design von Hänsch und Couillaud. Mit einer Verdopplungseffizienz des zweiten Resonators von 5% wurde eine ultraviolette Laserleistung von 7 mW erzielt. Aufgrund der hohen Intensität des eingestrahlten Lasers degradieren die Kristallfacetten, was zu einem Verlust an Laserleistung führt. In einem konzeptionellen Beweis wurde gezeigt, dass eine Sauerstoffspülung diesen Prozess verzögert. Somit konnte die Laserleistung über circa 15 Minuten erhalten werden. Erste Versuche zum Dissoziieren von Molekülen in der Ionenfalle mit dem aufgebauten Lasersystem erwiesen sich als erfolgreich.

7. Ausblick

Im Hinblick auf die Integration des vorgestellten Aufbaus in das Uhrenexperiment und den geplanten Betrieb als Detektionslaser sind noch einige Änderungen geplant. Die Langzeitstabilität ist, wegen der sinkenden Ausgangsleistung über die Zeit, nicht ausreichend. Zur Verbesserung der Stabilität kann ein anderer Kristall verbaut und die Flutung des Kristalls mit Sauerstoff weiter untersucht werden. Eine weitere Verbesserung des Aufbaus ist durch eine bessere Stabilisierung möglich. Dies kann über die Verschalung des Experimentes und das Abdecken des Aufbaus erreicht werden. Außerdem kann die Impedanzanpassung mithilfe eines anderen Einkoppelspiegels in den Resonator verbessert werden. Dies kann zu einer besseren Einkoppeleffizienz in den Resonator führen, was in einer höhere Ausgangsleistung resultieren würde.
Um den vorgestellten Aufbau in das Experiment zu integrieren, ist es nötig, dass UV Licht auf einem anderen Weg, nicht über freistehende Spiegel mit langen Strahlwegen, zu der Ionenfalle zu leiten. Das gesamte Experiment im Labor ist mittels Glasfasern verbunden. Dies ermöglicht ein leichtes Austauschen von einzelnen Teilen, ein Einfaches und schnelles umstellen des Experiments und ein entkoppeln der Vakuumkammer von dem restlichen Laseraufbau. Aus diesem Grund wird geplant das UV Licht durch eine Glasfaser an die Vakuumkammer zu leiten. UV Licht zerstört jedoch herkömmliche Glasfasern schnell, zum Beispiel durch Foto-thermische Schädigung, was zu einer starken Dämpfung und Streuung in diesen Fasern führt. Deshalb soll eine spezielle Glasfaser genutzt werden, welche unter Hochdruck mit Wasserstoff geladen und mit einem starken UV Laser über einen längeren Zeitraum belichtet werden soll. Während der Belichtung bilden sich Farbzentren in der Faser, die normalerweise zu den hohen Verlusten innerhalb der Faser führen. Der Wasserstoff in der Glasfaser *repariert* die Farbzentren während der Entstehung. Aus diesem Grund kann die Faser nach der Belichtung, ohne große Verluste der optischen Strahlleistung zur Übertragung von UV Licht genutzt werden.

A. Anhang

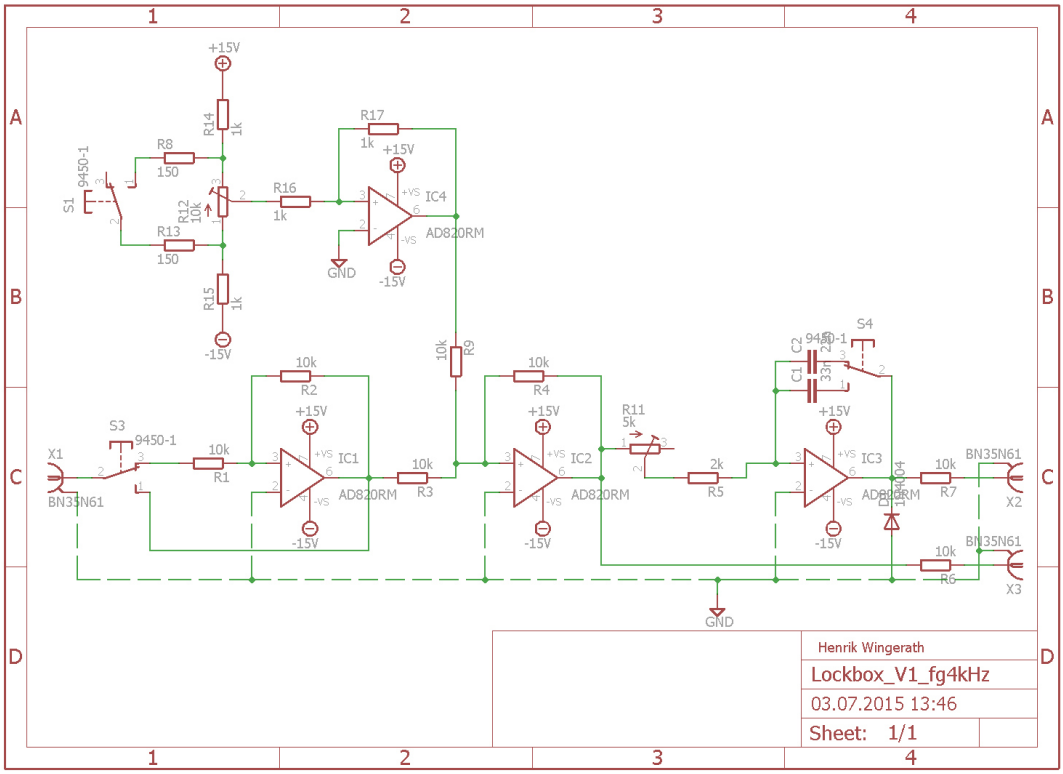


Abbildung 27: Regelung als I-Regler

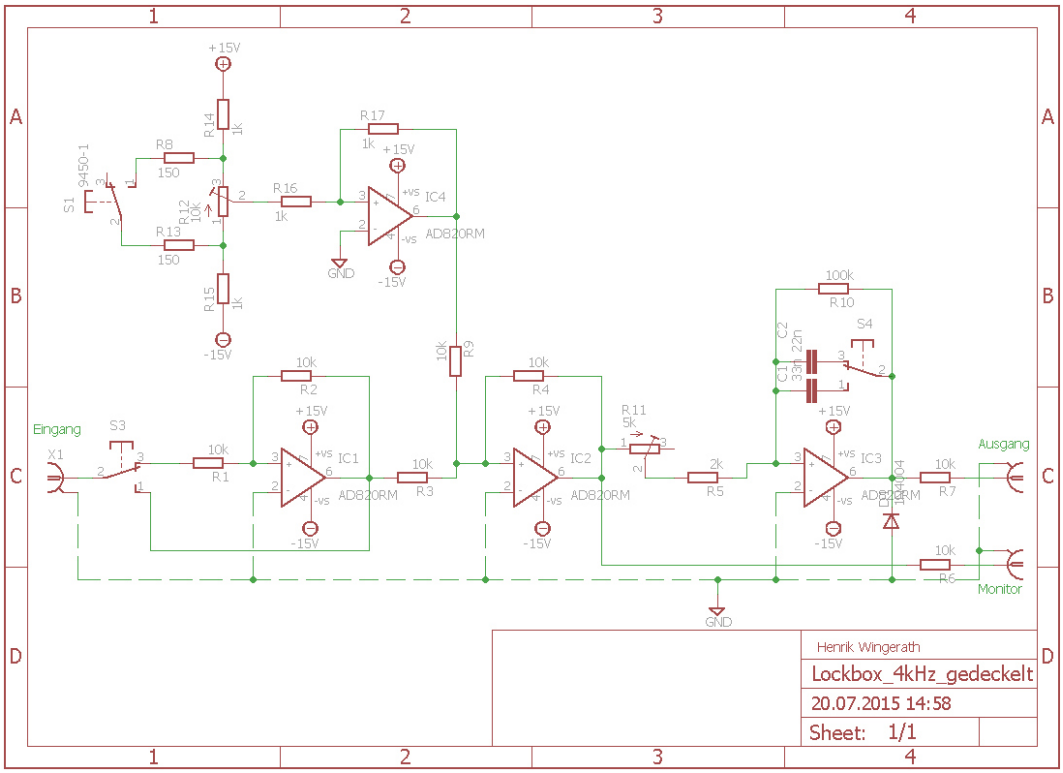


Abbildung 28: Regelung mit begrenzter Verstärkung

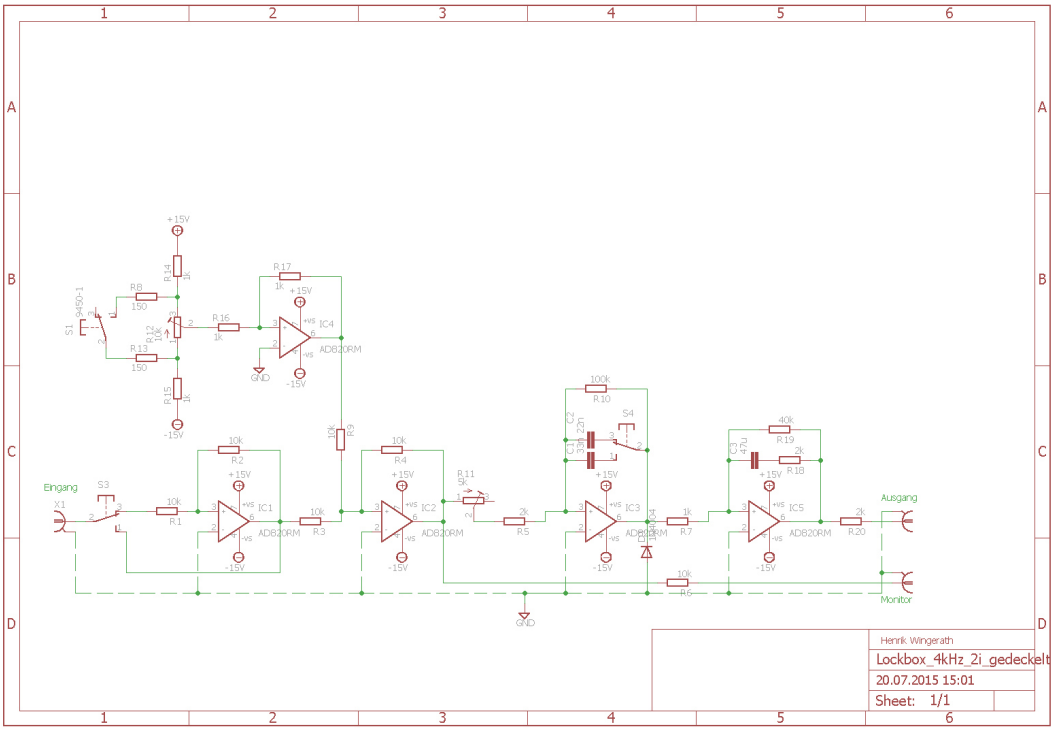


Abbildung 29: Regelung mit begrenzter Verstärkung und zweitem Integrator

B. Abbildungsverzeichnis

1. Schematische Skizze der Frequenzverdopplung. Zwei Photonen mit der Energie $\hbar\omega$ regen den Zustand N2 an. Dieser zerfällt mit einem Photon der Energie $2\hbar\omega$ auf den Zustand N1. 3
2. Indexellipsoiddarstellung der Brechzahlen eines ordentlichen und außerordentlichen Strahls. 8
3. Beispielhafte Skizze für die Entstehung des Walk-Off in einem Kristall 9
4. Schematische Darstellung eines Gaußstrahls in einem BBO-Kristall . 11
5. Skizzierter Aufbau des kompletten Experiments. Die Strahlrichtung ist durch Pfeile gekennzeichnet. 13
6. Aufbau des Startsystems zu der Frequenzverdopplung von 922 nm auf 461 nm 15
7. Skizze des Strahlverlaufs mit Strahltaillen in dem Resonator 18
8. Inventorzeichnung des Resonators 19
9. Skizze des Aufbaus mit Frequenzverdopplung von 461 nm auf 230 nm. Der gestrichelte Strahlteiler wird nur bei der Nachjustierung der ersten SHG genutzt. Der von dem Strahlteiler reflektierte Strahl wird in diesem Fall von einer Linse auf den Fotodetektor fokussiert. . . . 22
10. Bestimmung der Einkoppeleffizienz 24
11. Signal der differentiellen Fotodiode, auch Fehlersignal genannt und des frequenzverdoppelten Laserstrahls hinter dem Resonator, während der Modulation der Resonatorlänge über den piezoelektrischen Aktuator. 26
12. Bestimmung der Grenzfrequenz. Die Messungen sind Beispiele aus der Messreihe. Es ist das reflektierte Signal der SHG gegen den Frequenzgenerator und somit die Bewegung des piezoelektrischen Elements aufgetragen. 27
13. Messung der 230 nm Ausgangsleistung des Resonators während direkt neben dem Aufbau gesprochen wird 29
14. Bodediagramme der konstruierten Regelelektronik 30
15. Bestimmung der Finesse über die Reflexion auf einer Fotodiode in Volt. 32

16. Bestimmung der Einkoppeleffizienz 32
17. Konversionseffizienz. SHG 230 nm Ausgangsleistung aufgetragen gegen die Eingangsleistung 33
18. 6 Minuten Messung der 230 nm Ausgangsleistung des Resonators . . 34
19. 30 Minuten Messung der 230 nm Ausgangsleistung des Resonators . 35
20. Messung der 230 nm Ausgangsleistung des Resonators. An der bezeichneten Stelle wurde versucht die sinkende Leistung durch eine Änderung des Offsets an der Regelelektronik zu kompensieren 36
21. Messung der 230 nm Ausgangsleistung des Resonators. An der bezeichneten Stelle wurde der Kristall bei dem Versuch die sinkende Leistung zu kompensieren verschoben. 36
22. Messung der 230 nm Ausgangsleistung des Resonators mit Sauerstoffspülung 37
23. Vergleich der Messungen von 230 nm SHG Ausgangsleistung des Resonators mit Sauerstoffspülung und ohne Sauerstoffspülung. Die Leistung ist normiert dargestellt. Die Linie markiert die Stelle an der die Ausgangsleistung 50% unterschreitet. 38
24. Ionenkristall vor der Bestrahlung mit 230 nm. Die dunklen Stellen sind Moleküle und werden vom Spektroskopielaser nicht angeregt. . 41
25. Ionenkristall nach der Bestrahlung mit 230 nm. Die Moleküle sind dissoziiert. 41
26. Ausgang des Photomultipliers während der Bestrahlung mit 230 nm. Ein größeres Signal ist gleichbedeutend mit mehr fluoreszierenden Ionen. 41
27. Regelung als I-Regler I
28. Regelung mit begrenzter Verstärkung II
29. Regelung mit begrenzter Verstärkung und zweitem Integrator II

Literatur

[1] N. B. Phillips M. Schioppo N. D. Lemke K. Beloy M. Pizzocaro C. W. Oates A. D. Ludlow N. Hinkley, J. A. Sherman. An atomic clock with 10^{-18} instability. 2013.

[2] C. W. Peters g: Weinreich P. A. Franken, A. E. Hill. Gerneration of optical harmonics. 1961.

[3] E. Wolf M. Born. Principles of optics. 1969.

[4] Dieter Meschede. Optik, Licht und Laser. Vieweg+Teubner, 3 edition, 2008.

[5] Jürgen Jahns. Photonik: Grundlagen, Komponenten und Systeme. Oldenburg Verlag, 2001.

[6] D. A. Kleinmann G. D. Boyd. Parametric interaction of focused gaussian light beams. 1968.

[7] J.-J Zondy. Comparative theory of walkoff-limited type-2 versus type-1 second harmonic generation with gaussian light beams. 1994.

[8] T. Esslinger A. Hemmerich C. Zimmermann V. Vuletic W. König T.W. Hänsch L. Ricci, M. Weidemüller. A compact grating-stabilized diode laser system for atomic physics. 1995.

[9] A. Arie; G. Rosenman; V. Mahal; A. Skilar; M. Oron; M. Katz; D. Eger. Green and ultraviolet quasi-phasematched second harmonic generation in bulk peridocally-poled ktiopo. 1997.

[10] NJ USA ; Boyd G.D. ; Dziedzic J. A. Ashkin, Murray Hill. Resonant optical second harmonic generation and mixing. 1966.

[11] T.W Hansch und B. Couillaud. Laser frequency stabilization by polarization spectroscopy of a reflecting reference cavity. 1997.

[12] F. V. Kowalski J. Hough G. M. Ford A. J. Munley H. Ward R. W. P. Drever, J. L. Hall. Laser phase and frequency stabilization using an optical resonator. 1983.

[13] P. Lemonde R. Le Targat, J.-J. Zondy. 75%-efficiency blue generation from an intracavity ppktp frequency double. 2005.

[14] P. Yeh A. Yariv. Opticl waves in crystals. 1984.

[15] J.-J Zondy. Type-ii frequency doubling at $\lambda = 1.3\mu m$ und $\lambda = 2.53\mu m$ in flux-grown potasium titanyl phosphate. 1994.

[16] Dr. Rüdiger Paschotta. Phase matching. [Online eingesehen 20.05.2015 19:20].

[17] Dr. Rüdiger Paschotta. External-cavity diode lasers. [Online eingesehen 20.05.2015 20:20].

Erklärung

Hiermit versichere ich, dass ich die vorliegende Arbeit selbständig und nur unter Verwendung der angegebenen Quellen und Hilfsmittel verfasst habe.

Zutreffendes bitte ankreuzen:

Mit der hochschulinternen Veröffentlichung der Arbeit bin ich

☐ einverstanden ☐ n i c h t einverstanden.

Ich bin damit einverstanden, dass

- der Titel meiner Arbeit mit meinem Namen und denen der Betreuer im Bibliothekskatalog (OPAC) veröffentlicht wird und
- die Arbeit als PDF hochschulintern eingesehen werden kann.

Dafür erhält die Hochschule ein einfaches, nicht übertragbares Nutzungsrecht ausschließlich für den Zweck der Veröffentlichung in der Bibliothek. Das Recht der Veröffentlichung oder Verwertung durch den Verfasser oder die Verfasserin auf andere Weise, z.B. über einen Verlag, bleibt davon unberührt. Die Hochschule ist nicht verpflichtet, die Arbeit zu veröffentlichen. Das Einverständnis kann jederzeit schriftlich (per Brief!) widerrufen werden. Die Bibliothek wird die Arbeit dann unverzüglich aus dem OPAC oder der Auslage entfernen. Die Veröffentlichung hängt außerdem von der später erteilten Zustimmung des Erstbetreuers ab.

Ort, Datum	Unterschrift