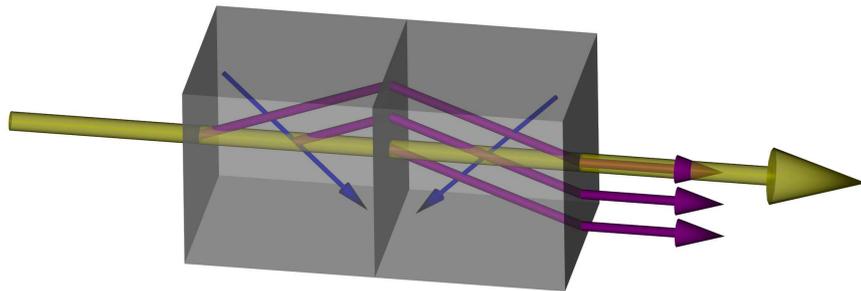


Effiziente Erzeugung von ultraviolettem Licht mit neuartigen Kristallstrukturen

Diplomarbeit

von

Jan Friebe



angefertigt am
Institut für Quantenoptik

unter Anleitung von
Prof. Dr. Wolfgang Ertmer

Juli 2005

Effiziente Erzeugung von ultraviolettem Licht mit neuartigen Kristallstrukturen

Diplomarbeit



angefertigt am
Institut für Quantenoptik

vorgelegt dem Fachbereich Physik
der Universität Hannover

Referent: Prof. Dr. Wolfgang Ertmer
Korreferent: Prof. Dr. Karsten Danzmann

11. Juli 2005

Zusammenfassung

Ziel dieser Arbeit war die optimale Erzeugung der Wellenlänge $\lambda = 285,2$ nm mittels Frequenzverdoppelung. Licht dieser Wellenlänge wird für die erste Laserkühlstufe von Magnesium benötigt und ist daher von zentraler Bedeutung für das Experiment. Für die Verbesserung des Strahlprofils, der Effizienz und des Resonatordesigns wurden zwei komplementäre Strategien verfolgt, die in Zukunft kombiniert werden können und sollen.

Zum einen wurde ein neuer Verdoppelungsresonator mit BBO aufgebaut. Bei dieser Wellenlänge im tiefen UV-Bereich stellt BBO auch heute noch die beste Wahl für die Frequenzverdoppelung aufgrund seiner großen Nichtlinearität und hohen Zerstörschwelle dar. Im momentanen Aufbau konnte die UV-Leistung auf bis zu 350 mW gesteigert werden bei einer Verdoppelungseffizienz von ca. 35 % bei 1 W Pumpleistung im Vergleich zu 120 mW, die mit dem älteren Resonator maximal erreicht wurden. Neben vielen Verbesserungen im Detail konnten die linearen Verluste auch durch Verwendung von AR-Beschichtungen bei gleichzeitig senkrechtem Einfall auf die Kristallfacetten, anstelle von Brewsterschnittflächen, reduziert werden. Hieraus resultiert eine deutlich größere Überhöhung im Resonator. Die gleichzeitige Verringerung der Resonatorlinienbreite bewirkt allerdings hochfrequente Intensitätsschwankungen im UV und erfordert noch eine Verbesserung der Regelung.

Zum anderen wurden Untersuchungen zur Verbesserung des Herzstückes des Resonators, nämlich des BBO-Kristalls selbst, durchgeführt. Dazu wurde erstmals eine monolithische Struktur aus zwei optisch kontaktierten BBO-Kristallen (BBO-OCWOC) auf ihre Eignung für die Walk-off-Kompensation untersucht. Die Methode zeigte eine Erhöhung der Konversionseffizienz um einen Faktor von 1,65 verglichen mit einem herkömmlichen Kristall gleicher Länge. Diese Verbesserung wurde aufgrund eines imperfekten Schnittwinkels bei einer Wellenlänge von 569,5 nm und damit ca. 1 nm entfernt von der Zielwellenlänge von 570,4 nm beobachtet. Die Wellenlängenakzeptanz betrug ca. 0,2 nm. Diese Untersuchung zeigt die hohe Anforderung an die Schnittgenauigkeit, die an die Herstellung der einzelnen Segmente gestellt werden muss, wenn das Verfahren auf ein stark doppelbrechendes Material wie BBO angewendet werden soll. Eine dank dieser Ergebnisse nun realisierbaren Struktur aus mehreren Segmenten (8-10) kann eine bis zu siebenfache Verbesserung der Konversionseffizienz bewirken, gleichzeitig die Genauigkeiten für den Schnittwinkel herabsetzen, die Wellenlängenakzeptanz erhöhen und zudem das Strahlprofil deutlich verbessern.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Frequenzverdoppelung	5
2.1	Nichtlineare Polarisation	5
2.2	Die Erzeugung der 2. Harmonischen	7
2.3	Phasenanpassung und Doppelbrechung	8
2.4	Frequenzverdoppelung mit Gaußschen Strahlen	12
3	Erzeugung von 285 nm	17
3.1	Wahl des Kristalls: BBO	17
3.2	Konversionseffizienz von BBO	19
3.3	Der externe Resonator	20
3.3.1	Geometrie	22
3.3.2	Verdoppelungseffizienz und Impedanzanpassung	26
3.3.3	Modenanpassung	30
3.3.4	Linienbreite und Finesse	31
3.3.5	Stabilisierung mittels Lock-In Verfahren	32
3.4	Ergebnisse	34
3.5	Zusammenfassung	37
4	Walk-Off Kompensation	39
4.1	Prinzip der OCWOCs	39
4.2	Herstellung der OCWOCs	43
4.3	Messaufbau	45
4.4	Charakterisierung des 2-OCWOC	47
4.4.1	Erste Messungen bei $\lambda = 570,4$ nm	48
4.4.2	Verhalten bei unterschiedlichen Wellenlängen	51
4.4.3	Vergleich der Konversionseffizienz eines herkömmlichen Kristalls mit einem 2-OCWOC	54
4.5	Ausschöpfen des Potenzials: 8-OCWOC	55
4.6	Zusammenfassung	57
5	Ausblick	59

A Berechnungen zur Frequenzverdoppelung von 1141 nm	61
B Kristallhalterung	63
C Elektronik	64
D Programm zur Berechnung der Fokussierungsfunktion	67
Abbildungsverzeichnis	69
Literaturverzeichnis	71
Danksagung	75

EINLEITUNG

Heute stehen optische Atomuhren an der Schwelle, die Mikrowellenuhren in Bezug auf Stabilität und Genauigkeit zu übertreffen. Insbesondere die Entwicklung des Frequenzkamms [1] hat die Zeitmetrologie revolutioniert, indem sie dem ultrastabilen atomaren Oszillator der optischen Uhr ein ebenso leistungsfähiges und gleichzeitig kompaktes Uhrwerk zur Seite stellt. Die weitere Optimierung der Leistungsfähigkeit von optischen Atomuhren hinsichtlich Stabilität und Genauigkeit erfordert ein perfektes Zusammenspiel aller atom-optischen Methoden, dazu gehören z.B. das Speichern der Atome, die Interferometrie und die hierfür benötigten Laser. Der Fokus dieser Arbeit lag auf der optimalen Erzeugung der Wellenlänge von 285,2 nm, die für die Laserkühlung einer auf Magnesium basierenden Atomuhr eine entscheidende Rolle spielt.

Schon in der Vergangenheit gingen Verbesserungen der Uhren einher mit Erhöhungen der Oszillatorfrequenz. So liefen die ersten mechanischen Pendeluhren, die z.B. zu deutlichen Verbesserungen in der Schiffsnavigation geführt haben, bei Frequenzen in der Größenordnung von ca. $\nu \approx 1$ Hz. Heutige Mikrowellenatomuhren schwingen im Bereich von $\nu \approx 10^{10}$ Hz. Der nächste logische Schritt ist die Verwendung von optischen Atomuhren, also Laserstrahlung, deren Frequenz über optische Übergänge in neutralen Atomen oder Ionen festgelegt ist. Damit wird die Frequenz der Mikrowellenstrahlung um ca. fünf Größenordnungen übertroffen, und bei vergleichbarer Linienbreite nimmt die Güte Q um denselben Faktor zu. Da die Frequenzinstabilität sich umgekehrt proportional zur Liniengüte verhält, führt dies zu einer deutlich erhöhten Stabilität der Uhr [2].

Erste Anwendungen optischer Atomuhren sind bereits heute Präzisionsmessungen zur Überprüfung fundamentaler Theorien. Auch die Sekunde

könnte in der Zukunft über die Strahlung eines optischen Übergangs festgelegt werden. Sie ist momentan als das 9.192.631.770-fache der Periodendauer der Strahlung, der dem Übergang zwischen den beiden Hyperfeinstruktur-niveaus des Grundzustandes von Atomen des Nuklids Cs¹³³ entspricht [3], definiert.

Ein möglicher Kandidat für eine optische Atomuhr ist das Magnesium mit seinem Interkombinationsübergang vom Singlett- in den Triplettzustand $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$ mit einer Linienbreite von 31 Hz. Um das Potenzial eines solch schmalen Übergangs ausnutzen zu können, ist eine Kühlung des Atomensembles unerlässlich, da sonst andere Verbreiterungseffekte zum Tragen kommen und eine lange Wechselwirkungszeit des Lichts mit dem Atom unmöglich wird. Diese Kühlung erfolgt normalerweise mit Hilfe von Laserlicht auf speziellen atomaren Übergängen. Die erste Kühlstufe nutzt den schnellen $^1S_0 \rightarrow ^1P_1$ Übergang im Magnesiumatom, der einer Wellenlänge von 285,2 nm entspricht. Da die direkte kontinuierliche Erzeugung dieser Wellenlänge bei ausreichend hohen Intensitäten derzeit nicht möglich ist, wird die Strahlung mittels Frequenzverdoppelung erzeugt. Bei diesem Prozess werden zwei Photonen mit Hilfe eines nichtlinearen Mediums in ein Photon der doppelten Frequenz umgewandelt. Das hierfür benötigte Licht der Fundamentalwellenlänge von 570,4 nm wird mit Hilfe eines auf Rhodamin 6G basierenden Farbstofflasers erzeugt. Die maximale Ausgangsleistung des Lasers beträgt ca. 1,7 W bei einer Linienbreite von 1,3 MHz.

Ziel dieser Arbeit war es, das Design und die Effizienz dieser Frequenzverdoppelung zu verbessern. Während im sichtbaren und IR-Bereich inzwischen enorme Verdoppelungseffizienzen von ca. 75% mit Hilfe von periodisch gepoltem KTP erreicht wurden [4], ist eine Erzeugung von UV-Licht unterhalb von $\lambda=300$ nm, also im tiefen UV Bereich, deutlich schwieriger. Hier sind nur wenige transparente Materialien, die für die Frequenzverdopplung geeignet sind, verfügbar (KDP, ADP, LBO und BBO) [5]. Unter diesen bleibt BBO oft die beste Wahl, da es die größte Nichtlinearität aufweist und damit die höchsten Konversionseffizienzen verspricht und außerdem eine hohe Zerstörschwelle aufweist. Daher wurde auch bei dem neuen Resonator wieder auf dieses Material zurückgegriffen. Der Nachteil von BBO ist seine starke Doppelbrechung, die in einer hohen Elliptizität des erzeugten Strahlprofils und einer Verringerung der Effizienz resultiert und die Wechselwirkungslänge auf wenige mm begrenzt. Um diesem Effekt entgegenzuwirken, wurde erstmals eine monolithische walk-off-kompensierte Struktur aus optisch kontaktiertem BBO (BBO-OCWOC) untersucht. Diese Materialien bestehen aus mehreren Segmenten, deren Anordnung die Richtung der Doppelbrechung periodisch umkehrt und das erzeugte Licht damit immer wieder zurück in den fundamentalen Strahl führt. Der Gewinn ist eine erhöhte Konversionseffizienz bei einer gleichzeitig deutlichen Verbesserung

des Strahlprofils.

Im Folgenden werden die Ergebnisse dieser Arbeit zusammengefasst und diskutiert. Für das Verständnis der Arbeit wichtige Begriffe wie nichtlinearer Koeffizient, Phasenanpassung und Walk-off werden in Kapitel 2 anhand der Theorie der Frequenzverdopplung eingeführt und erklärt.

In Kapitel 3 wird die praktische Frequenzverdoppelung mit einem herkömmlichen Kristall dargestellt. Hier werden auch die Berechnungen erläutert, die für das neue, verbesserte Resonatordesign durchgeführt wurden. Außerdem werden die erste Ergebnisse, die mit dem Aufbau erzielt wurden, dargestellt.

Kapitel 4 ist den walk-off-kompensierten Strukturen gewidmet. Zunächst wird das zugrundeliegende Prinzip erläutert und dann die Herstellung dieser Strukturen beschrieben. Den Hauptteil dieses Kapitels stellen die Untersuchungen eines BBO-2-OCWOC dar.

FREQUENZVERDOPPELUNG

In diesem Kapitel werden grundlegende Begriffe, die für die Nichtlineare Optik bzw. Frequenzverdoppelung große Bedeutung haben, wie z.B. effektiver nichtlinearer Koeffizient, Phasenanpassung oder Walk-off, kurz erläutert. Eine detailliertere Darstellung kann [6] entnommen werden.

2.1 Nichtlineare Polarisation

Beim Durchgang von Licht durch Materie werden die Atome polarisiert. Bei kleinen elektrischen Feldstärken sind die Auslenkungen der Elektronen aus der Ruhelage klein, und die Rückstellkräfte liegen im hookeschen Bereich, sie sind also proportional zur Auslenkung. Die durch das Licht erzeugten Komponenten der dielektrischen Polarisation

$$P_i = \varepsilon_0 \sum_j \chi_{ij} E_j \quad (2.1)$$

sind somit linear von den elektrischen Feldstärken abhängig. In der nichtlinearen Optik, in der man bei sehr hohen Intensitäten und Feldstärken arbeitet, gilt dieser Zusammenhang nicht mehr. Hier müssen auch die höheren Ordnungen der Suszeptibilität berücksichtigt werden. Die i-te Komponente der dielektrischen Polarisation ist nun gegeben durch:

$$P_i(\omega) = \underbrace{\varepsilon_0 \sum_j \chi_{ij}^{(1)}(\omega) E_j(\omega)}_{P^{(1)}} + \underbrace{\varepsilon_0 \sum_{jk} \sum_{(\omega_1, \omega_2)} \chi_{ijk}^{(2)}(\omega = \omega_1 + \omega_2) E_j(\omega_1) E_k(\omega_2) + \dots}_{P^{(2)}} \quad (2.2)$$

Die Indizes ijk beziehen sich dabei auf die kartesischen Komponenten der Felder und $\chi^{(n)}$ bezeichnet die Suszeptibilität n-ter Ordnung, die sich wie ein

Tensor (n+1)-ter Stufe verhält. Im zweiten Term muss über alle Frequenzpaare summiert werden, die die Beziehung $\omega_1 + \omega_2 = \omega$ erfüllen. Terme höherer Ordnung wurden nicht berücksichtigt, da sie für die Frequenzverdoppelung keine Rolle spielen.

Anhand Gleichung 2.2 kann man erkennen, dass bei Einstrahlung eines Feldes der Frequenz ω auf ein nichtlineares Medium auch eine Polarisation mit der Frequenz 2ω entstehen kann. Dies hat zur Folge, dass die induzierten Dipole nicht nur auf der Grundwelle elektromagnetische Strahlung emittieren, sondern auch auf der Oberwelle der Frequenz 2ω .

Die Erzeugung der zweiten Harmonischen wird also im Wesentlichen durch den Suszeptibilitätstensor χ_{ijk} bestimmt. Er besitzt $3^3 = 27$ komplexe Elemente, die sich aber aus Symmetrieüberlegungen auf wenige unabhängige von null verschiedene Komponenten reduzieren.

So kann z.B. im Fall von Kleinman-Symmetrie [7], die dann gilt, wenn alle am nichtlinearen Prozeß beteiligten Frequenzen weit unterhalb der untersten Resonanzfrequenz des Materials liegen, die Frequenzabhängigkeit des Suszeptibilitätstensors vernachlässigt werden: $\frac{d\chi}{d\omega} = 0$. In diesem Fall kann man die Indizes i,j,k permutieren, ohne Frequenzen zu ändern und es bleiben nur noch zehn freie Parameter übrig. Zusammen mit der Kleinman-Symmetrie wird für Suszeptibilitätstensor oft eine verkürzte Schreibweise eingeführt:

$$d_{il} = \frac{1}{2}\chi_{ijk}^{(2)} \quad (2.3)$$

Mit i: x→1, y→2, z→3

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

Tabelle 2.1: Verkürzte Schreibweise

Durch Einführung der verkürzten Schreibweise vereinfacht sich die Darstellung der Suszeptibilität zweiter Ordnung, da anstelle eines Tensors dritter Stufe eine 3x6-Matrix genügt, um den Zusammenhang zwischen Polarisation und elektrischem Feld zu beschreiben. Unter Berücksichtigung der Kleinman-Symmetrie gilt also für die Frequenzverdoppelung der Zusammenhang:

$$\begin{pmatrix} P_x(2\omega) \\ P_y(2\omega) \\ P_z(2\omega) \end{pmatrix} = 2\varepsilon_0 \begin{pmatrix} d_{11} & d_{12} & d_{13} & d_{14} & d_{15} & d_{16} \\ d_{16} & d_{22} & d_{23} & d_{24} & d_{14} & d_{12} \\ d_{15} & d_{24} & d_{33} & d_{23} & d_{13} & d_{14} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x^2(\omega) \\ E_y^2(\omega) \\ E_z^2(\omega) \\ 2E_y(\omega)E_z(\omega) \\ 2E_z(\omega)E_x(\omega) \\ 2E_x(\omega)E_y(\omega) \end{pmatrix}. \quad (2.4)$$

Unter Berücksichtigung der verschiedenen Kristallsymmetrien lässt sich die Anzahl der freien Parameter weiter deutlich reduzieren. Für eine feste Geometrie, also feste Ausbreitungsrichtung und Polarisation der Felder, kann man die Nichtlineare Polarisation somit vereinfachen und es ergibt sich die skalare Beziehung:

$$P(2\omega) = 2\varepsilon_0 d_{eff} E^2(\omega) . \quad (2.5)$$

Hierbei ist d_{eff} der effektive nichtlineare Koeffizient, den man durch Ausführen der Summation in Gl. 2.4 erhält.

2.2 Die Erzeugung der 2. Harmonischen

Eine quantitativ genauere Beschreibung der nichtlinearen Effekte 2. Ordnung lässt sich mit Hilfe der makroskopischen Maxwellgleichungen

$$\begin{aligned} \nabla \times \mathbf{H} &= \mathbf{j} + \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{D} = \mathbf{j} + \frac{\partial}{\partial t} (\varepsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P}) \\ \nabla \times \mathbf{E} &= -\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{B} \end{aligned} \quad (2.6)$$

durchführen. Aus diesen kann man für den Fall eines unmagnetischen ($\mathbf{M} = 0$) Isolators ($\rho = 0$, $\mathbf{j} = 0$) unter Bildung von $\nabla \times \nabla \times \mathbf{E}$ eine Wellengleichung im dielektrischen Medium herleiten [8]:

$$\Delta \mathbf{E} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \mathbf{E} + \mu_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} \mathbf{P} \quad \text{mit } \mathbf{P} = \mathbf{P}^{(1)} + \mathbf{P}^{(2)} . \quad (2.7)$$

Gleichung 2.7 vereinfacht sich unter folgenden Annahmen:

1. Betrachtung ebener linear polarisierter Wellen mit Ausbreitung in z -Richtung:

$$\mathbf{E}(z, t) = \mathbf{e}_x \cdot E(z, t) . \quad (2.8)$$

2. Darstellung von \mathbf{E} und \mathbf{P} als Fouriersumme ebener Wellen:

$$E(z, t) = \sum_n \frac{E_n(\omega_n, z)}{2} e^{-i(\omega_n t - k_n z)} + c.c. \quad (2.9)$$

$$P^{(n)}(z, t) = \sum_k \frac{P_k^{(n)}(\omega_k, z)}{2} e^{-i(\omega_k t)} + c.c. \quad (2.10)$$

$$(2.11)$$

3. Die Variation der Feldamplitude über eine Wellenlänge sei klein:

$$\frac{\partial E_i}{\partial z} k_i \gg \frac{\partial^2 E_i}{\partial z^2} . \quad (2.12)$$

4. Die Absorption des Kristalls sei bei beiden Frequenzen vernachlässigbar ($\alpha = 0$).

Im Spezialfall der Frequenzverdoppelung mit Typ-I-Phasenanpassung¹ bekommt man damit ein gekoppeltes Differentialgleichungssystem für die Amplituden der Grund- und Oberwelle:

$$\frac{\partial E_1(\omega_1, z)}{\partial z} = i \frac{\omega_1}{n_1 c} d_{eff} E_2 E_1^* e^{i\Delta k z} \quad (2.13)$$

$$\frac{\partial E_2(\omega_2, z)}{\partial z} = i \frac{\omega_2}{n_2 c} d_{eff} E_1^2 e^{-i\Delta k z} \quad (2.14)$$

Die Phasenanpassung

$$\Delta k = k_{2\omega} - 2k_\omega = \frac{2\omega}{c} (n_{2\omega} - n_\omega) \quad (2.15)$$

hängt dabei von den Brechungsindizes der Grund- und Oberwelle ab und ist auf Grund der Dispersion optischer Materialien immer vorhanden. Die Auswirkungen, die durch die Phasenanpassung entstehen, werden im nächsten Kapitel diskutiert.

2.3 Phasenanpassung und Doppelbrechung

Im Fall der Frequenzverdoppelung bestrahlt man einen nichtlinearen Kristall nur mit der Grundwelle ($E_2(z=0) = 0$). Für den Grenzfall der schwachen Konversion, bei dem man annimmt, dass die Grundwelle nur geringfügig abgeschwächt wird ($E_1 = \text{const}$), kann man die Gleichung 2.14 leicht integrieren und man erhält für die Oberwellenamplitude in Abhängigkeit von der Kristalllänge (L_c):

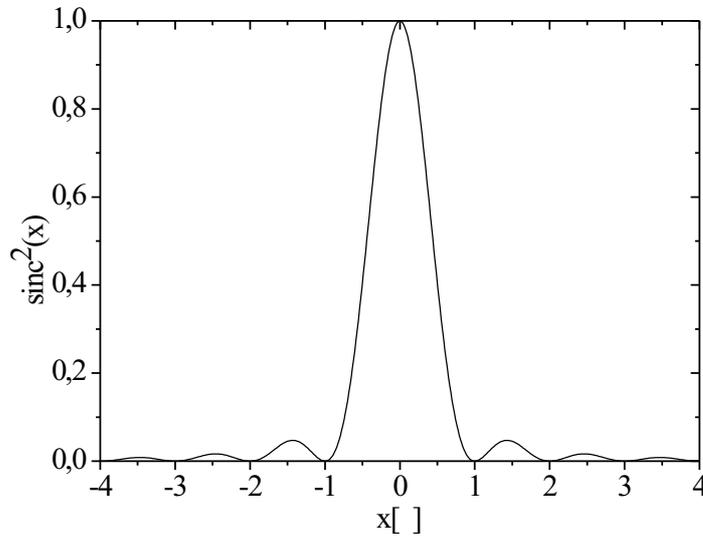
$$E_2(L_c) = i \frac{\omega_2 d_{eff}}{n_2 c} L_c E_1^2(0) \frac{\sin(\Delta k L_c / 2)}{\Delta k L_c / 2} \cdot e^{-i \frac{\Delta k L_c}{2}}. \quad (2.16)$$

Die Intensität ist nun proportional zum Betragsquadrat der elektrischen Feldstärke ($I_2(L_c) \propto |E_2(L_c)|^2$) und damit ergibt sich zusammen mit $\text{sinc} x = \sin x/x$ die Intensität der Oberwelle zu

$$I_2 \propto L_c^2 \text{sinc}^2\left(\frac{\Delta k L_c}{2}\right). \quad (2.17)$$

Diese Funktion ist in Abb. 2.1 dargestellt. Hier kann man sehen, dass für eine Phasenanpassung ($\Delta k \neq 0$) die Oberwellenintensität periodisch oszilliert

¹wird in Abschnitt 2.3 erklärt

Abbildung 2.1: Die sinc^2 -Funktion

und effektive Frequenzverdoppelung ist nur in einen kleinen Bereich, der durch die Kohärenzlänge

$$l_{coh} = \frac{\pi}{\Delta k} = \frac{\lambda}{4(n_{2\omega} - n_{\omega})} \quad (2.18)$$

begrenzt ist, möglich. Typische Werte für die Brechungsindexdifferenz von Grund- und Oberwelle in Kristallen mit normaler Dispersion liegen bei [9] $|n_{\omega} - n_{2\omega}| \simeq 10^{-2}$ und daraus ergibt sich eine Kohärenzlänge l_{coh} von einigen $10 \mu\text{m}$. Da aber die Intensität der Oberwelle auch mit L_c^2 anwächst, ist es für effiziente Konversion unumgänglich, die Phasenanpassungsbedingung $\Delta k = 0$ zu erfüllen. Um die Phasenanpassung zu gewährleisten, muss im Fall der Typ-I-Phasenanpassung die Bedingung

$$n_{\omega} = n_{2\omega} \quad (2.19)$$

erfüllt werden. Diese Bedingung nennt man Index-Matching. Sie stellt sicher, dass sich Grund- und Oberwelle mit gleicher Phasengeschwindigkeit ausbreiten und sich dadurch die an verschiedenen Stellen des Kristalls erzeugten Oberwellen konstruktiv überlagern. Da der Brechungsindex aber, wenn man sich im Bereich normaler Dispersion befindet, mit der Frequenz zunimmt ($dn/d\omega > 0$), ist es nicht möglich Gl. 2.19 in isotropen Medien zu erfüllen. Auch die Möglichkeit, eine Frequenz in den Bereich der normalen und die andere in den Bereich der anormalen Dispersion zu legen, scheidet aus, da man sich dann in der Nähe einer Resonanz befindet. Hier steigt die Absorption stark an und

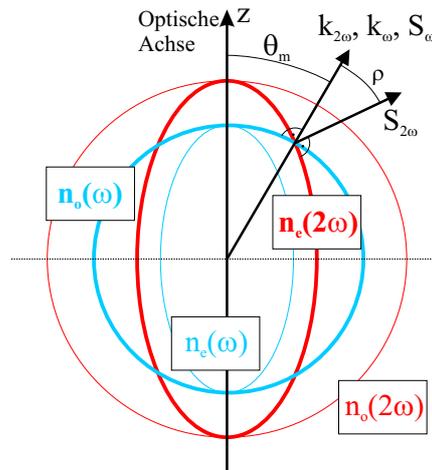


Abbildung 2.2: Indexellipsoid eines negativ einachsigen doppelbrechenden Kristalls. Die Pfeile geben nur die Richtungen der entsprechenden Vektoren an.

eine effiziente Konversion ist daher unmöglich.

Als Ausweg bietet sich die Verwendung von doppelbrechenden Kristallen an. Hier gibt es zwei unterschiedliche Typen:

- Uniaxiale Materialien besitzen einen ordentlichen, von der Ausbreitungsrichtung des Feldes unabhängigen, Brechungsindex ($n_o = n_o(\omega)$) und einen außerordentlichen Brechungsindex, der so genannt wird, weil der entsprechende Strahl nicht dem Brechungsgesetz von Snellius unterliegt. Dieser Brechungsindex hängt von der Ausbreitungsrichtung des Feldes ab ($n_e = n_e(\omega, \theta)$). Der Winkel θ ist der Winkel zwischen Ausbreitungsrichtung und optischer Achse. Die optische Achse eines doppelbrechenden Kristalls zeichnet sich dadurch aus, dass ein Strahl, der in Richtung der optischen Achse propagiert, einen polarisationsunabhängigen Brechungsindex erfährt. Als negativ uniaxial bezeichnet man Kristalle deren außerordentlicher Brechungsindex kleiner ist, als der Ordentliche.
- In biaxialen Kristallen stellt sich die Situation noch etwas komplizierter dar. Sie besitzen zwei optische Achsen, in denen der Brechungsindex unabhängig von der Polarisation ist. Für alle anderen Richtungen hängen die beiden Indizes n_+ und n_- sowohl von θ als auch von ϕ ab.

Im Folgenden wird die Betrachtung auf uniaxiale Kristalle beschränkt, die in dieser Arbeit verwendet wurden. Welchem Brechungsindex ein einfallender Strahl unter einem Winkel $\theta \neq 0$ unterliegt, hängt von seiner Polarisation ab. Licht, dessen Polarisation senkrecht zur Ebene, die durch \mathbf{k} und die optische Achse aufgespannt wird, steht, breitet sich gemäß dem ordentlichen Brechungsindex

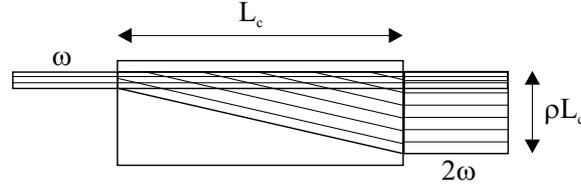


Abbildung 2.3: Entstehung des elliptischen Strahlprofils in Gegenwart von Walk-Off.

aus, während Licht, dessen Polarisationsvektor in dieser Ebene liegt, den außerordentlichen Brechungsindex erfährt. Der außerordentliche Brechungsindex ist durch die Beziehung:

$$\frac{1}{n_e^2(\theta)} = \frac{\cos^2 \theta}{n_o^2} + \frac{\sin^2 \theta}{\bar{n}_e^2} \quad (2.20)$$

gegeben. \bar{n}_e ist gleich dem außerordentlichen Brechungsindex unter dem Winkel 90° ($\bar{n}_e = n_e(\theta = 90^\circ)$) und ist wie n_o eine Materialkonstante. Wie die Phasenanpassung mit diesen Voraussetzungen erreicht wird, ist in Abb. 2.2 dargestellt.

Die Beziehung 2.19 ist für einen bestimmten Winkel θ erfüllbar. Diesen Fall nennt man Winkelphasenanpassung und θ_m ist der Phasenanpassungswinkel. Er lässt sich mit Hilfe der Formel

$$\sin^2 \theta_m = \frac{n_o(\omega)^{-2} - n_o(2\omega)^{-2}}{\bar{n}_e(2\omega)^{-2} - n_o(2\omega)^{-2}} \quad (2.21)$$

berechnen. Sie folgt direkt aus Gl. 2.20 und Gl. 2.19.

An Abb. 2.2 man auch den großen Nachteil erkennen, den die Winkelphasenanpassung für den Energiefluß mit sich bringt: Die Pointing-Vektoren, die den Energiefluss von Grund- und Oberwelle beschreiben und immer senkrecht auf den Indexellipsoiden stehen, sind nicht mehr parallel. Es existiert ein Winkel ρ , und der Überlapp verringert sich zunehmend, was wiederum eine geringere Konversionseffizienz und ein schlechteres Strahlprofil der Oberwelle bewirkt, wie in Abb. 2.3 dargestellt ist. Der Winkel ρ wird als Walk-off Winkel bezeichnet. Er kann nach

$$\rho = \arctan \left(\frac{n_o^2(\omega)}{2} \left(\frac{1}{n_e^2(2\omega)} - \frac{1}{n_o^2(2\omega)} \right) \sin(2\theta_m) \right) \quad (2.22)$$

berechnet werden [10].

Eine Phasenanpassung, die unter einem Winkel $\theta_m \neq 0^\circ$ stattfindet, wird auch als kritische Phasenanpassung bezeichnet, weil sie immer einen Walk-off mit sich bringt. Eine unkritische Phasenanpassung ist wegen der Bedingung $\theta = 90^\circ$ nur in einem sehr kleinen Wellenlängenbereich möglich.

Um Walk-off zu vermeiden, kann man in bestimmten Kristallen, die eine starke Temperaturabhängigkeit des Phasenanpassungswinkels aufweisen, eine unkritische Phasenanpassung unter dem Winkel $\theta = 90^\circ$, in einem großen Wellenlängenbereich durch Variieren der Temperatur realisieren. In diesem Fall spricht man von Temperaturphasenanpassung.

Alternativ gibt es auch noch die Quasiphasenanpassung, die in Materialien wie PPKTP oder PPLN angewandt wird. Hier wird bewusst eine Phasenfehlanpassung in Kauf genommen, die aber durch periodische Polung des nichtlinearen Koeffizienten ausgeglichen werden kann. Das Vorzeichen wird jeweils nach einer Kohärenzlänge invertiert. Diese Art der Phasenanpassung bietet sich jedoch nur im Falle ferroelektrischer Materialien an, da hier durch Anlegen eines elektrischen Feldes Domänen mit wechselndem Vorzeichen geschaffen werden können.

2.4 Frequenzverdoppelung mit Gaußschen Strahlen

In den vorangegangenen Abschnitten wurden die Frequenzkonversion und Phasenanpassung für den Grenzfall ebener Wellen beschrieben. In diesem Abschnitt wird nun der Einfluss realer Laserstrahlen diskutiert.

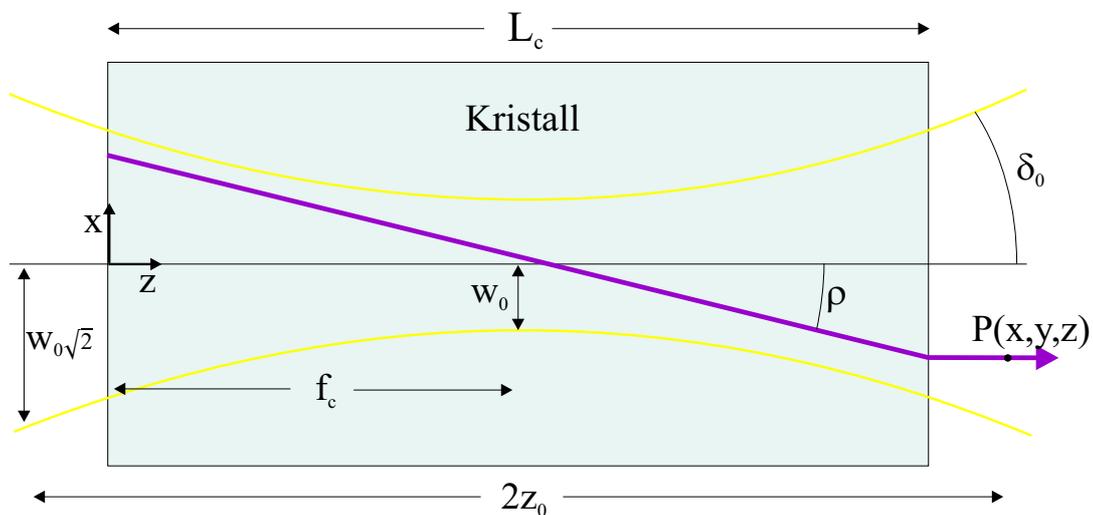


Abbildung 2.4: Gaußscher Strahl im Kristall

Eine hohe Effizienz setzt eine geeignete Strahlformung der Grundwelle voraus, die immer einen Kompromiss zwischen Erhöhung der Intensität, Zerstörschwelle und Divergenz darstellt. Die Konversionseffizienz steigt mit der Intensität der Grundwelle, auf der anderen Seite erhöht sich bei einer

starken Fokussierung die Divergenz, was natürlich Auswirkungen auf die Phasenanpassung hat und ebenso wie ein großer Walk-Off zu einer Verschlechterung der Effizienz führt. Man erwartet also intuitiv, dass es bei gegebenen Kristallparametern eine optimale Fokussierung gibt. Mit dieser Frage haben sich Boyd und Kleinman [11] in den 60er-Jahren auseinandergesetzt. Erweitert wurde diese Theorie für die Typ-II-Phasenanpassung von Zondy [12].

Betrachtet wird der Grenzfall der schwachen Konversion ($E_1 \approx \text{const}$). Der Strahl im Inneren des Kristalls wird durch die Rayleigh Länge z_0 und den halben Divergenzwinkel δ_0 beschrieben:

$$z_0 = w_0^2 k_\omega / 2 \quad (2.23)$$

$$\delta_0 = \frac{2}{w_0 k_\omega} . \quad (2.24)$$

Dabei ist w_0 der Strahlradius im Fokus (Waist) und k_ω die Wellenzahl der Grundwelle im Kristall: $k_\omega = 2\pi n / \lambda$.

Das elektrische Feld der Grundwelle wird durch einen Gaußschen Strahl beschrieben und ist damit gegeben durch:

$$\mathbf{E}_1(x, y, z, t) = \mathbf{E}_0 \frac{e^{i(k_\omega z - \omega_1 t)}}{1 + i\tau} \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{w_0^2(1 + i\tau)}\right) e^{-\alpha_1 z/2} \quad (2.25)$$

mit $\tau = \frac{z - f_c}{z_0}$.

Um E_2 an einer Stelle P(x,y,z) außerhalb des Kristalls zu erhalten, muss man 2.25 in Gl. 2.14 einsetzen und diese entlang der Walk-off-Linie integrieren, da dies die Ausbreitungsrichtung der Oberwelle ist (siehe Abb. 2.4). Die gesamte Leistung bekommt man durch eine Integration über alle Punkte einer Ebene $z = \text{const}$. Im Fernfeld² ist sie gegeben durch [11][13]:

$$P_2 = K P_1^2 L_c k_\omega e^{-\alpha_2 \omega L_c} h(\sigma, B, a, L, f) \quad (2.26)$$

wobei die Konstante K definiert ist durch

$$K = \frac{2\omega^2 d_{\text{eff}}^2}{\pi \varepsilon_0 c^3 n_{2\omega} n_\omega^2} \quad (2.27)$$

und die Fokussierungsfunktion h hat die Form:

$$h = \frac{1}{2L} \int \int_{-f}^{L-f} d\tau d\tau' \frac{\exp(-a(\tau + \tau' + 2f) - i\sigma(\tau - \tau') - \beta^2(\tau - \tau')^2)}{(1 + i\tau)(1 - i\tau')} . \quad (2.28)$$

²Die Leistung ist natürlich in jeder Ebene $z > l$ außerhalb des Kristalls konstant.

Um die Funktion $h(\sigma, B, a, L, f)$ für Anwendungen in den folgenden Kapiteln numerisch berechnen zu können, wurde im Rahmen der Diplomarbeit ein Programm geschrieben. Die h-Funktion beschreibt alle Abhängigkeiten der Oberwellenleistung P_2 , die experimentell optimiert werden können. Die Stärke der Fokussierung L kann in einem Resonator durch den Krümmungsradius der Spiegel bzw. deren Abstände festgelegt werden (siehe Abschnitt 3.3.1). Der normalisierte Ort des Fokus f_c wird durch Verschiebung des Kristalls in Ausbreitungsrichtung variiert. Die normalisierte Phasenanpassung σ kann durch Drehung des Kristalls im Fall der Winkelphasenanpassung oder durch Temperaturänderung für den Fall der Temperaturphasenanpassung realisiert werden. Die restlichen Parameter B (Walk-Off) und a (Absorption) sind Kristallparameter und können daher nicht experimentell optimiert werden. Die Parameter sind dabei wie folgt definiert:

$$\begin{aligned}\sigma &= \Delta k z_0 \\ \beta &= B\sqrt{2/L} \\ B &= \rho\sqrt{L_c k_\omega}/2 \\ a &= (\alpha_\omega - \alpha_{2\omega}/2)z_0 \\ L &= L_c/z_0 \\ f &= f_c/z_0 .\end{aligned}$$

Für den Fall des Gaußschen Strahls gilt nun nicht mehr $\Delta k = 0$ für optimale Phasenanpassung. Um Abschätzungen über die unter optimalen Bedingungen erreichbare Oberwellenleistung bzw. die Konversionseffizienz

$$\Gamma = \frac{P_2}{P_1^2} \quad (2.29)$$

machen zu können, muss die Fokussierungsfunktion berechnet bzw. optimiert werden. Als Ergebnis bekommt man ein h_{opt} , aus dem man die Konversionseffizienz Γ berechnen kann, und ein L_{opt} mit dessen Hilfe man auf die Größe der zugehörigen Strahltaile zurückschließen kann.

Bei vernachlässigbarer Absorption ($a=0$) ist die optimale Fokussierung mittig im Kristall, d.h. $f_c = L_c/2 \rightarrow f = L/2$ und der Optimierungsprozess vereinfacht sich und beschränkt sich bei konstantem B auf die Variablen σ und L . Die Phasenanpassung muss für jedes L neu maximiert werden³: $\sigma_{opt} = \sigma_{opt}(B, L)$. Die optimierte h-Funktion hängt also effektiv nur von zwei Parametern ab, nämlich der Fokussierung und dem Walk-off:

$$h_{opt}(B, L) = h(\sigma_{opt}(B, L), B, 0, L, 0) . \quad (2.30)$$

³Der Index *opt* zeigt an, dass die Variable optimiert wurde.

Wenn man sich nur für den maximalen h-Wert interessiert und nicht die Abhängigkeit der h-Funktion von der Fokussierung benötigt, kann man auch folgende Gleichungen zur Berechnung verwenden [14]:

$$h_{opt}(B) = \frac{0,27163}{1 + 0,339B} + \frac{1,0517}{1 + 1,00008B^2} - \frac{0,25563}{1 + 0,59847B^3} \quad (2.31)$$

$$L_{opt}(B) = 2,7517 + \frac{0,62204}{1 + 0,39218B} + \frac{2,49362}{1 + 3,2012B^2} . \quad (2.32)$$

Die Genauigkeit ist hierbei angegeben als 10^{-2} für $0,1 \leq B \leq 10$.

ERZEUGUNG VON 285 NM

In diesem Kapitel werden die grundlegenden technischen und physikalischen Überlegungen dargestellt, die zu dem Design des neuen Resonators beigetragen haben. Außerdem werden die Unterschiede bzw. die Verbesserungen, die am Design, im Vergleich zum älteren Aufbau vorgenommen wurden, herausgestellt.

3.1 Wahl des Kristalls: BBO

Für eine effiziente Frequenzverdoppelung ist es besonders wichtig, dass der nichtlineare Kristall für alle am Prozess beteiligten Frequenzen hochgradig transparent ist. Für die Erzeugung von UV-Licht scheidet aus diesem Grund eine Verwendung von periodisch gepolten Materialien, wie z.B. PPKTP oder PPLN, mit denen inzwischen sehr große Konversionseffizienzen von bis 75% im Sichtbaren [4] ohne Walk-off erreicht wurden, aus. Sie weisen eine zu große Absorption im UV-Bereich auf.

Unter den Materialien, die im tiefen UV-Bereich phasenanpassbar und transparent sind (KDP, ADP, LBO, BBO), bleibt BBO oft die beste Wahl aufgrund seiner höheren Nichtlinearität und großen Zerstörschwelle. Der biaxiale Kristall LBO beispielsweise ist zwar gerade noch phasenanpassbar unter dem Winkel $\theta = 90^\circ$, $\phi_{PM}(285 \text{ nm}) \simeq 73^\circ$, aber der nichtlineare Koeffizient hängt hier von ϕ gemäß $d_{eff} = \pm 0.85 \text{ pm/V} \cdot \cos(\phi)$ ab [5] und ist damit fast eine Größenordnung kleiner als der von BBO (siehe unten). Wie bei dem früheren Design wurde daher auch bei dieser Frequenzverdoppelung wieder auf BBO zurückgegriffen.

Der Kristall ist transparent im Bereich von 189-3500 nm. Er ist ein negativ uniaxialer Kristall ($n_o > n_e$) mit geringer Temperaturabhängigkeit des Phasenanpassungswinkels: $d\theta_{PM}/dT \simeq 0,001^\circ/K$. Daher ist außer bei einer Wellenlänge von $\lambda = 409,5 \text{ nm}$, die zugleich die untere Grenze darstellt, an der BBO noch phasenanpassbar ist, nur kritische Phasenanpassung möglich.

Nachteilig bei BBO ist das - wenn auch schwache - hygroskopische Verhalten [15], das zu einer Degeneration des Kristalls führt und der relativ große Walk-Off-Winkel, der eine starke Elliptizität im Strahlprofil verursacht.

Die Berechnung des Walk-Off und des Phasenanpassungswinkels erfordert genaue Kenntnis der Brechungsindizes des Kristalls bei den entsprechenden Wellenlängen bzw. eine Dispersionsrelation, mit der man die Indizes berechnen kann. In [5] ist der Satz von Sellmeier-Gleichungen, die eine Dispersionsrelation darstellt, angegeben, der die beste experimentelle Übereinstimmung liefert:

$$n_o^2(\lambda) = 2.7359 + \frac{0,01878}{\lambda^2 - 0,01822} - 0,01354\lambda^2 \quad (3.1)$$

$$n_e^2(\lambda) = 2.3753 + \frac{0,01224}{\lambda^2 - 0,01667} - 0,01516\lambda^2 \quad (3.2)$$

mit λ in μm .

Eine exakte Bestimmung der Brechungsindizes für eine gegebene Wellenlänge ist jedoch nur im Experiment möglich. Für $\lambda = 0,5704 \mu\text{m}$ und die zweite Harmonische $\lambda = 0,2852 \mu\text{m}$ berechnen sich die Brechungsindizes zu

$n_o(\omega)$	1,6711
$\bar{n}_e(\omega)$	1,5524
$n_o(2\omega)$	1,7414
$\bar{n}_e(2\omega)$	1,6010

Tabelle 3.1: Brechungsindizes

Damit ergibt sich mit Gleichung 2.21 für den Phasenanpassungswinkel $\theta_m = 43,2^\circ$. Der Walk-Off berechnet sich nach Gleichung 2.22 zu $\rho = 4,81^\circ$.

BBO ist die Abkürzung für beta-Bariumborat und hat die chemische Formel $\beta\text{-BaB}_2\text{O}_4$. Das β kennzeichnet hierbei die Tieftemperaturphase, die unterhalb von 925°C vorliegt [16]. Es besteht aus einer Abfolge von Boratringen, zwischen denen ein Bariumatom eingelagert ist. Die optische Achse steht dabei senkrecht auf den Boratringen. Um diese Achse existiert eine 3m-Symmetrie [17]. Dies führt dazu, dass zusammen mit der Kleinman-Symmetrie der d-Tensor nur noch drei freie Parameter hat:

$$d = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & d_{31} & -d_{22} \\ -d_{22} & d_{22} & 0 & d_{31} & 0 & 0 \\ d_{31} & d_{31} & d_{33} & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (3.3)$$

Für eine Typ-I Phasenanpassung berechnet sich der effektive nichtlineare Koeffizient zu [5]:

$$d_{eff} = d_{31} \sin \theta - d_{22} \cos \theta \sin 3\phi. \quad (3.4)$$

Die Winkel θ und ϕ geben die Ausbreitungsrichtung des Lichts an. Für den Winkel θ , der den Winkel zur optischen Achse darstellt, muss natürlich der Phasenangepassungswinkel $\theta = \theta_m$ gewählt werden. Der Azimutalwinkel ϕ geht in uniaxialen Kristallen nicht in die Phasenangepassung ein und wird durch den Schnitt des Kristalls so gewählt, dass d_{eff} maximal wird, in diesem Fall also $\phi = 30^\circ$.

Die einzigen beiden freien Komponenten des Suszeptibilitätstensors, die für d_{eff} eine Rolle spielen, sind nach [5] gegeben durch:

$$\begin{aligned} d_{22} & \pm 2,3 \text{ pm/V} \\ d_{31} & \mp 0,16 \text{ pm/V} \end{aligned}$$

Tabelle 3.2: nichtlineare Koeffizienten

Daraus ergibt sich $d_{eff} = 1,79 \text{ pm/V}$.

Ein Grund für die hohen linearen Verluste in dem älteren Resonator [16] liegt möglicherweise in der Wahl von Brewsterschnittflächen für die Kristallfacetten. Um die Verluste an den Kristallgrenzflächen gering zu halten, wurde diesmal der senkrechte Einfall auf die Facetten gewählt. In diesem Fall müssen Antireflexbeschichtungen aufgebracht werden, um die Verluste zu minimieren. Sie schützen den Kristall zusätzlich vor Degeneration durch Hygroskopie [18]. Außerdem wird die Justage des Kristalls in der für den Brewsterwinkel kritischen Richtung erleichtert. Die AR-Beschichtungen besitzen laut Hersteller eine Zerstörschwelle von $>350 \text{ MW/cm}^2$ [19].

3.2 Konversionseffizienz von BBO

Genaue Daten über die Konversionseffizienz Γ sind für das Resonatordesign sehr wichtig. Sie hängt von der Strahltaile im Kristall ab und kann daher durch geeignete Wahl der Fokussierung optimiert werden. Eine größeres Γ bedeutet auch eine höhere Verdoppelungseffizienz $\eta = \frac{P_{2\omega}}{P_{\omega}}$.

Die Konversionseffizienz kann sowohl experimentell ermittelt werden, als auch theoretisch, wie in Abschnitt 2.4 dargestellt, abgeschätzt werden. Die für eine theoretische Berechnung benötigten Kristallparameter sind im vorherigen Abschnitt berechnet worden.

In Abb. 3.1 ist die Konversionseffizienz in Abhängigkeit von der Fokussierung dargestellt. Man sieht, dass die gemessenen Werte für kleine Fokussierungen und damit großen Strahltaillen gut mit der Theorie übereinstimmen. Bei großer Fokussierung gibt es allerdings eine kleine Diskrepanz. Die theoretische Kurve liegt in diesem Bereich etwas über den gemessenen Werten. Eine mögliche Erklärung für dieses Verhalten ist, dass sich der leichte Astigmatismus des Laserstrahls bei

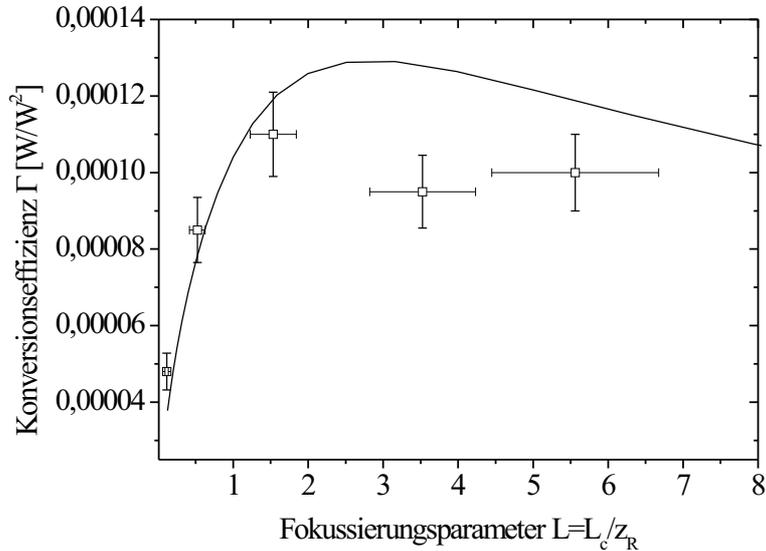


Abbildung 3.1: Theoretische Konversionseffizienz im Vergleich mit experimentellen Messungen

dieser starken Fokussierung, und damit einer Verkürzung der Rayleighlänge, stärker auswirkt, und die Strahltaillen damit in waagerechter und senkrechter Richtung an deutlich unterschiedlichen Positionen liegen. Aufgrund der gemessenen Werte haben wir uns für die Frequenzverdoppelung für eine Fokussierung von $L \approx 1,4$ entschieden, was einer Strahltaille von ca. $w_0 = 25 \mu\text{m}$ entspricht. Dies liegt zwar etwas abseits des theoretischen Optimums, allerdings hat man hier auch geringere Intensitäten im Kristall und eine genauere Information über die Konversionseffizienz.

3.3 Der externe Resonator

Da die Leistung der Oberwelle quadratisch mit der Leistung der Grundwelle anwächst, bekommt man bei höheren Leistungen der Grundwelle bessere Konversionseffizienzen. Darum wird die Frequenzverdoppelung üblicherweise in einem externen Resonator betrieben. Der Resonator muss hierbei nur resonant für die Grundwelle sein, da die erzeugte Oberwelle normalerweise sofort ausgekoppelt wird. Um eine Überhöhung der Grundwelle zu erreichen, muss die Umlauflänge des Resonators stabil bei einem Vielfachen der Wellenlänge gehalten werden. Damit die Resonatorlänge trotz unvermeidbarer Störungen von außen stabil bleibt, muss eine aktive Stabilisierungstechnik angewendet werden. Das hier

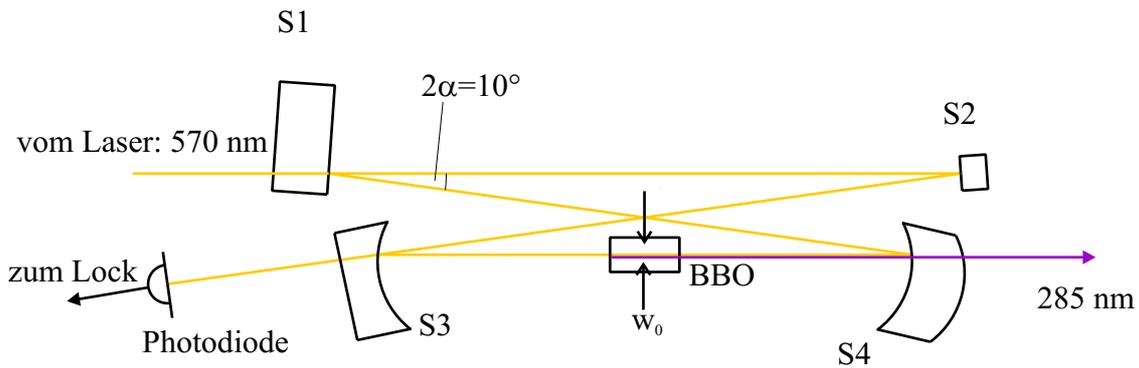


Abbildung 3.2: Aufbau des externen Resonators

verwendete Lock-In Verfahren wird in Abschnitt 3.3.5 näher beschrieben.

Eine Skizze des Resonators ist in Abb. 3.2 dargestellt. Es wurde, wie in dem zuvor verwendeten Design auch, ein Ringresonator in Doppel-Z (bow-tie) Konfiguration gewählt. In dieser Geometrie bildet sich aufgrund der vom Laser vorgegebenen Umlaufrichtung im Resonator keine stehende Welle mit den hiermit verbundenen lokalen Leistungsmaxima und -minima und somit ist gewährleistet, dass die Leistung überall im Resonator identisch ist. Außerdem werden gegenüber einem Linearresonator die passiven Umlaufverluste der Grundwelle minimiert, da sie in hier zweimal durch den Kristall laufen müsste. Ein weiterer Vorteil des Ringresonators ist, dass der Einkoppelspiegel nicht senkrecht im Strahlengang steht und daher Rückreflexe in Richtung Laser unterdrückt werden.

Der Resonator ist symmetrisch aufgebaut. Daher können die Strahltaillen nur mittig zwischen den gekrümmten bzw. den planparallelen Spiegeln liegen. Die Spiegel sind alle auf der Rückseite doppelantireflexbeschichtet, um Etalon-Effekte zu vermeiden. Sie sind nicht größer als 1/2 Zoll, um die Faltungswinkel in dem Resonator möglichst klein zu halten und die Elliptizität der Grundwelle zu reduzieren. Die speziellen Eigenschaften der einzelnen Spiegel werden im Folgenden kurz dargestellt:

- Planparalleler Einkoppelspiegel **S1**: Durch geeignete Wahl seiner Transmission erreicht man die optimale Impedanzanpassung, deren Berechnung in Abschnitt 3.3.2 beschrieben wird. Es wurden Spiegel unterschiedlicher Transmission (1-4%) benutzt, da einerseits aufgrund der experimentellen Unsicherheit die Berechnung der notwendigen Transmission mit großer Unsicherheit behaftet ist, und andererseits der Resonator auch für den Einsatz von OCWOCs¹, die größere Transmissionsgrade benötigen, vorbereitet ist.

¹werden in Kapitel 4 vorgestellt

- **Piezospiegel S2:** Die Beschichtung der planparallelen Oberflächen ist dichroitisch: Sie hat eine hohe Reflexion ($R > 0,999$) bei der Grundwellenlänge von 570 nm und eine hohe Transmission ($T > 0,9$) im UV. Die hohe Transmission im UV ist eigentlich nur für den Auskoppelspiegel erforderlich, allerdings konnte durch diese Wahl auf eine zusätzliche Beschichtungscharge verzichtet werden. Der Spiegel kann mit Hilfe eines Piezoaktuators bewegt werden und dient somit zur Anpassung der Resonatorlänge an die Laserfrequenz. Für ihn wurde ein besonders kleines (3 mm dick, 4 mm \varnothing) und damit leichtes Substrat gewählt. Dadurch wird der Piezo entlastet und die Resonanzfrequenz des Gesamtsystems aus Piezo und Spiegel wird gegenüber der reinen Piezoresonanzfrequenz weniger abgesenkt. Dies erlaubt eine möglichst hohe Regelbandbreite der aktiven Regelung, die durch die niedrigste Resonanzfrequenz der Stillelemente begrenzt ist.
- **S3:** Dieser Spiegel ist von der Beschichtung her identisch zu S2. Er ist plankonkav und hat einen Krümmungsradius von 50 mm. Diese Wahl erfolgte aufgrund der Anforderung, einen Strahlradius von ca. 26-30 μm bei gleichzeitig kleinstmöglicher Resonatorlänge zu erzeugen. Die genauen Berechnungen werden in Abschnitt 3.3.1 erklärt.
- **Auskoppelspiegel S4:** Er besitzt genau wie S3 einen Krümmungsradius von 50 mm. Um das Strahlprofil der Oberwelle nicht zu verändern, wurde für diese Spiegelform die Nulllinse gewählt. Sie besitzt eine konkave und eine konvexe Seite mit gleichem Krümmungsradius und hat daher die Brechkraft null. Hierdurch ist es auch möglich, durch Messung der Strahlradien außerhalb des Resonators auf den tatsächlich vorliegenden Waist zurückzuschließen.

3.3.1 Geometrie

Durch geeignete Wahl der Spiegelabstände und der Krümmungsradien der Spiegel wird die Strahltaile (Waist) im Resonator festgelegt. Sobald man also einen optimalen Strahlradius berechnet oder experimentell ermittelt hat, kann man einen externen Resonator berechnen, der genau diesen Waist zur Verfügung stellt.

In einem stabilen Resonator muss sich die Feldverteilung nach jedem Umlauf des Strahls reproduzieren. Dabei sollte die Geometrie so gewählt werden, dass kleine Änderungen der Abstände nicht zu einem instabilen Resonator führen.

Die Berechnung des Resonators kann mit Hilfe der ABCD-Matrizen geschehen. Diese Matrizen kommen ursprünglich aus der Strahlenoptik und beschreiben den Strahlengang durch verschiedene optische Elemente. Diese Matrizen können aber auch auf Gaußsche Strahlen angewendet werden.

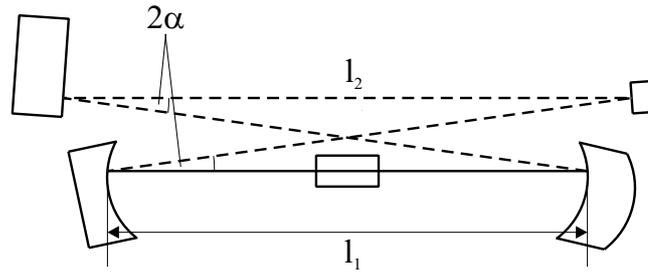


Abbildung 3.3: Skizze der Resonatorgeometrie

Ein Gaußscher Strahl kann an einem beliebigen Ort auf der Strahlachse vollständig durch den komplexen Strahlparameter

$$\frac{1}{q} = \frac{1}{R} - i \frac{\lambda}{n\pi w^2} \quad (3.5)$$

beschrieben werden. Dabei ist R der Krümmungsradius und w der Strahlradius.

Die Parameter des Gaußschen Strahls werden nun durch lineare Operationen transformiert, deren Koeffizienten mit denen aus der Strahloptik identisch sind:

$$q_1 = \frac{Aq_0 + B}{Cq_0 + D} \quad (3.6)$$

q_0 ist der ursprüngliche Parameter und q_1 der transformierte. Für die Matrizen gilt wie auch in der Strahlenoptik die Matrizenmultiplikation. Man kann also für ein optisches System eine Gesamtmatrix aufstellen und gemäß Gl. 3.6 die Wirkung auf einen Gaußschen Strahl berechnen.

Um nun den Resonator zu berechnen, muss der gesamte Strahlengang im ABCD-Matrix-Formalismus dargestellt werden. Dafür werden drei unterschiedliche Matrizen benötigt:

1. Translation über Strecke d : $\begin{pmatrix} 1 & d \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$
2. Brechung an ebener Fläche ($n_1 \rightarrow n_2$): $\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & n_1/n_2 \end{pmatrix}$
3. Linsen bzw. Hohlspiegel mit Brennweite f : $\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -1/f & 1 \end{pmatrix}$

Man trennt den Resonator in der Mitte des Kristalls auf, beginnt hier mit der Aufstellung der Matrizen und erhält die Strahlmatrix :

$$\begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & L_c/2 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1/n \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 1 & d \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -1/f & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 1 & L \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -1/f & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 1 & d \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & n \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 1 & L_c/2 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (3.7)$$

Die Brennweite eines Hohlspiegels ist hierbei gegeben durch $R/2$. Da in der Mitte des Kristalls der Fokus liegt, wird der Krümmungsradius der Wellenfronten unendlich ($R \rightarrow \infty$) und der Gaußsche Strahl wird hier nur durch seinen Waist beschrieben. Der Strahlparameter ist also rein imaginär: $q = in\pi w^2/\lambda$. Damit sich der Strahl nach einem Umlauf reproduziert, folgt mit $q_0 = q_1$ aus Gleichung 3.6:

$$0 = Cq^2 + Dq - Aq - B \Rightarrow \begin{cases} D - A = 0 \\ q^2 = B/C \end{cases} \quad (3.8)$$

Hiermit wiederum folgt direkt eine Formel für den Waist:

$$w_0 = \sqrt{\frac{\lambda}{\pi n} \sqrt{-B/C}}. \quad (3.9)$$

Um den Waist und den Abstand der gekrümmten Spiegel für vorgegebene Resonatorlänge L und Krümmungsradius R der Spiegel zu berechnen, wurde ein Computerprogramm geschrieben. Da der Resonator symmetrisch aufgebaut ist, können die beiden Waists in der Meridionalebene (das ist die Ebene des umlaufenden Laserstrahls) und der dazu senkrechten Sagittalebene nur auf der Symmetrieachse der Cavity liegen. Sie liegen also mittig zwischen den gekrümmten bzw. den planparallelen Spiegeln. Daher gibt es keinen Astigmatismus, aber aufgrund des Einfallswinkel $\alpha \neq 0$ haben die Hohlspiegel unterschiedliche Brennweiten: $f_s = f/\cos(\alpha)$ und $f_m = f * \cos(\alpha)$ und die Waists in den beiden Ebenen sind unterschiedlich groß. Daher ist der Strahl nicht kreisförmig, sondern er weist eine gewisse Elliptizität auf.

Bei der Konstruktion des Resonators wurde im Besonderen darauf geachtet, dass die Faltungswinkel bzw. Einfallswinkel sehr klein gehalten wurden. Während in dem alten Aufbau der Einfallswinkel α nicht kleiner als 12° gewählt werden konnte und 16° realisiert wurden [16], konnte nun durch Auswahl von kleinen 1/2 Zoll Spiegelsubstraten und seitlichen Halterungen der minimale Einfallswinkel bis auf 4° verkleinert werden. Eine natürliche Begrenzung ist, wie man in Abb. 3.3 sehen kann, durch die Ausmaße des Kristalls gegeben, da die diagonalen Strahlen nicht beliebig dicht am Kristall entlanglaufen können. Durch den kleinen Einfallswinkel ist die Elliptizität der Grundwelle in beiden Armen sehr gering. In [20] wird zwar gezeigt, dass eine gewisse Elliptizität sogar positive Auswirkungen auf die Konversionseffizienz hat, allerdings liegt sie im Design des älteren Resonators genau in der falschen Richtung. Die beiden Waists in der Meridionalebene und der dazu senkrechten Sagittalebene unterscheiden sich nur noch sehr wenig voneinander, nämlich bei Wahl der Parameter

$$l_1 = 61,5 \text{ mm} \quad l_2 = 208,5 \text{ mm} \quad \alpha = 5^\circ \quad (3.10)$$

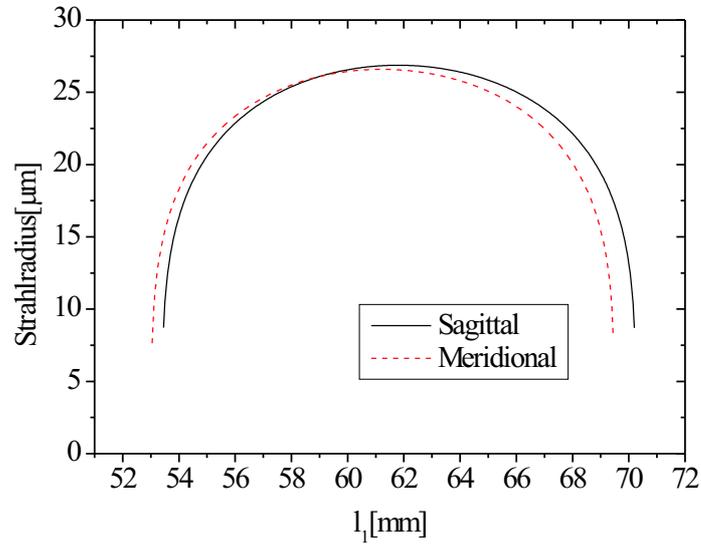


Abbildung 3.4: Strahltaile im kurzen Arm in Abhängigkeit vom Abstand der gekrümmten Spiegel

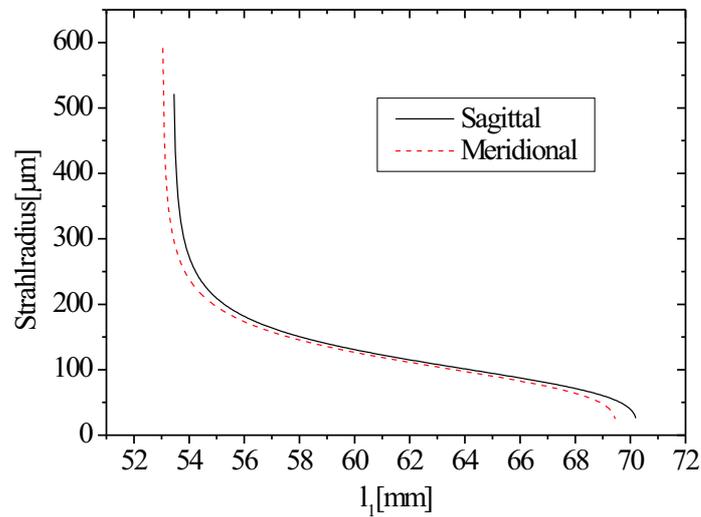


Abbildung 3.5: Strahltaile im langen Arm in Abhängigkeit vom Abstand der gekrümmten Spiegel

ergeben sie sich zu:

$$\begin{aligned} w_{1m} &= 26,6 \mu\text{m} & w_{2m} &= 115,0 \mu\text{m} \\ w_{1s} &= 26,9 \mu\text{m} & w_{2s} &= 118,8 \mu\text{m} \end{aligned} \quad (3.11)$$

Dies ist in den Abbildungen 3.4 und 3.5 dargestellt. Hier kann man auch gut erkennen, dass eine kleine Änderung des Abstandes l_1 nur geringe Auswirkungen auf den Waist hat, daher sollte auch die Justage unkritisch sein. Eine Änderung der Länge des langen Arms ist sehr viel unkritischer als im kurzen Arm und deswegen nicht dargestellt.

3.3.2 Verdoppelungseffizienz und Impedanzanpassung

Da die Leistung der zweiten Harmonischen quadratisch mit der Leistung der Fundamentalwelle anwächst, steigt die erzeugte UV-Leistung stark mit der Überhöhung an, die im Verdoppelungsresonator erreicht wird. Die Überhöhung in einem Resonator berechnet sich nach [21] zu:

$$\frac{P_c}{P_1} = \frac{1 - R_1}{(1 - \sqrt{R_1 R_m})^2 + 4\sqrt{R_1 R_m} \sin^2(\phi/2)} \quad (3.12)$$

Diese Gleichung ist auch als Airy-Formel bekannt. Hierbei ist P_c die zirkulierende, P_1 die modenangepasste, auf dem Spiegel auftreffende Leistung, und R_1 die Reflektivität des Einkoppelspiegels. Die Reflektivität des restlichen Resonators ist gegeben durch $R_m = (1 - \epsilon)(1 - V_{NL})R_2R_3R_4$. Sie beinhaltet alle restlichen Verluste:

- R_2 bis R_4 sind die Reflektivitäten der drei verbleibenden Resonatorspiegel
- ϵ umfasst alle restlichen passiven Verluste während eines Umlaufs. Dazu gehören die passiven Absorptions- und Beugungsverluste beim Durchlauf durch den Kristall und die Restreflektivität der AR-Beschichtungen auf der Kristalloberfläche.
- V_{NL} beschreibt die Verluste der Grundwelle, die durch die Konversion in die zweite Harmonische entstehen und ist nach [22] gegeben durch $V_{NL} = \Gamma P_c$

ϕ ist die Phase, die das Licht bei einem Umlauf im Resonator aufammelt, sie ist gegeben durch $\phi = 2\pi L/\lambda$. L ist in diesem Fall die optische Weglänge. Sie ist etwas größer als die geometrische Resonatorlänge, da der Kristall einen Brechungsindex $n > 1$ aufweist. Die umlaufende Leistung wird maximal für $\phi = 2\pi n$. Daraus folgt sofort die Bedingung:

$$L = n \cdot \lambda \quad (3.13)$$

Die optische Länge muss also konstant auf einem Vielfachen der Wellenlänge gehalten werden. Diesen Fall nennt man Resonanz. Die Überhöhung berechnet sich im Resonanzfall und unter Verwendung hochreflektierender Spiegel ($R_2 = R_3 = R_4 \approx 1$) zu:

$$A = \frac{P_c}{P_1} = \frac{T_1}{(1 - \sqrt{(1 - T_1)(1 - \epsilon)(1 - \Gamma P_c)})^2} \quad (3.14)$$

mit $T_1 = 1 - R_1$. Mit Hilfe dieser impliziten Gleichung kann man die Überhöhung berechnen, wenn die linearen Verluste und die Konversionseffizienz bekannt sind. Von noch größerem Interesse ist oft die zu erwartende Verdoppelungseffizienz

$$\eta = \frac{P^{2\omega}}{P_1^\omega} = \frac{\Gamma P_c^2}{P_1^\omega}. \quad (3.15)$$

Sie ist natürlich abhängig von der Eingangleistung und kann mit Hilfe von Gl. 3.14 berechnet werden. Nach ein paar einfachen Umformungen ergibt sich damit [23]:

$$\sqrt{\eta} \left[2 - \sqrt{1 - T_1} (2 - \epsilon - \sqrt{\eta \Gamma P_1}) \right]^2 - 4T_1 \sqrt{\eta \Gamma P_1} = 0 \quad (3.16)$$

Diese implizite Gleichung kann numerisch mit Hilfe eines Computers einfach berechnet werden. Wenn nun wiederum ϵ und Γ , welche natürlich von der Fokussierung und den Kristallparametern abhängen, bekannt sind, kann man eine optimale Transmission des Einkoppelspiegels wählen, so dass die gesamte Leistung in den Resonator einkoppelbar ist. In diesem Fall spricht man von Impedanzanpassung. Sie liegt dann vor, wenn die Reflektivität des Einkoppelspiegels mit der Reflektivität des restlichen Resonators übereinstimmt. Nur in diesem Fall kann die direkt am Einkoppler reflektierte Leistung mit der aus dem Resonator herausleckenden Leistung komplett destruktiv interferieren, da sie vom Betrag gleich sind. Die Überhöhung hat dann ein Maximum von $1/T_1$ und die optimale Transmission des Einkoppelspiegels ist:

$$\begin{aligned} (1 - T_1^{opt}) &= (1 - \epsilon)(1 - \Gamma P_c) \\ \Rightarrow T_1^{opt} &\cong \epsilon + \Gamma P_c = \epsilon + \Gamma \frac{P_1}{T_1^{opt}} \\ \Rightarrow T_1^{opt} &= \frac{\epsilon}{2} + \sqrt{\left(\frac{\epsilon}{2}\right)^2 + \Gamma P_1} \end{aligned} \quad (3.17)$$

Eine Abschätzung, welcher Einkoppelspiegel für die Frequenzverdoppelung benötigt wird, ist sehr schwierig. Dies liegt vor allem an der Unsicherheit, mit der die linearen Verluste² behaftet sind. In Abb. 3.6 ist die Verdoppelungseffizienz

²Diese sind typischerweise sehr klein und daher schwierig messbar.

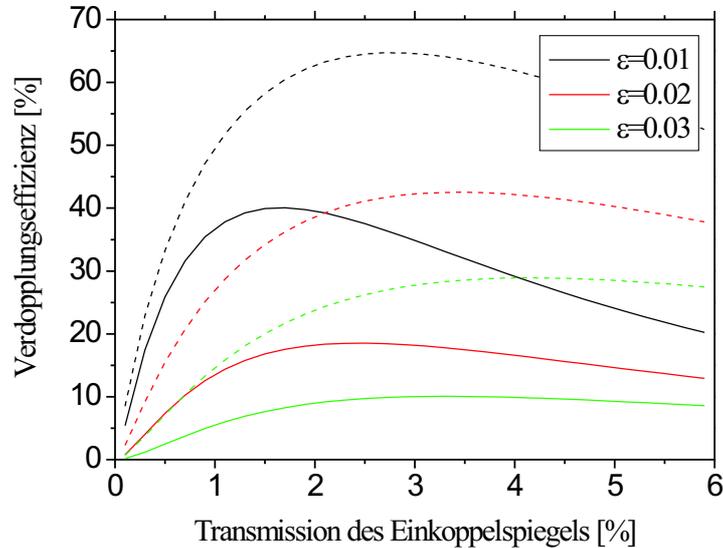


Abbildung 3.6: Verdoppelungseffizienz bei verschiedenen linearen Verlusten und Konversionseffizienzen: durchgezogene Linie: $\Gamma = 1 \cdot 10^{-4} \text{ W/W}^2$; gestrichelt: $\Gamma = 5 \cdot 10^{-4} \text{ W/W}^2$

in Abhängigkeit von der Transmission für verschiedene Konversionskoeffizienten und lineare Verluste dargestellt, die wie man sieht, großen Einfluss auf den optimalen Spiegel haben. Das Verhalten bei größeren Konversionseffizienzen ist deswegen interessant, weil mit den in Kapitel 4 untersuchten BBO-Strukturen durchaus wesentlich größere Konversionseffizienzen erreichbar sind und der Resonator auch für einen Einsatz dieser Strukturen vorbereitet werden sollte.

Deswegen ist es unerlässlich, mehrere Spiegel mit unterschiedlichen Transmissionen zu haben, um nicht zuviel Verdoppelungseffizienz zu verschenken. Wie man an der Abbildung sehen kann, sollte der Bereich von ca. 1,5%-4,5% abgedeckt sein. Eine Schrittweite von ca. 1% sollte allerdings ausreichend sein, um nicht zu weit neben der optimalen Verdoppelungseffizienz zu liegen. Daher wurden fünf verschiedene Transmissionsgrade von 1,4%, 1,9%, 2,7%, 3,4% und 4,3% gewählt.

In Abb. 3.7 ist die Verdoppelungseffizienz für verschiedene Konversionseffizienzen und Eingangsleistungen als Funktion der linearen Verluste dargestellt. Anhand dieser Abbildung kann man sehen, dass die Verdoppelungseffizienz für das gemessene $\Gamma = 1.11 \cdot 10^{-4} \text{ W/W}^2$ mit ansteigenden linearen Verlusten stark abfällt. Somit ist auch die erzielbare Verdoppelungseffizienz schwer abzuschätzen.

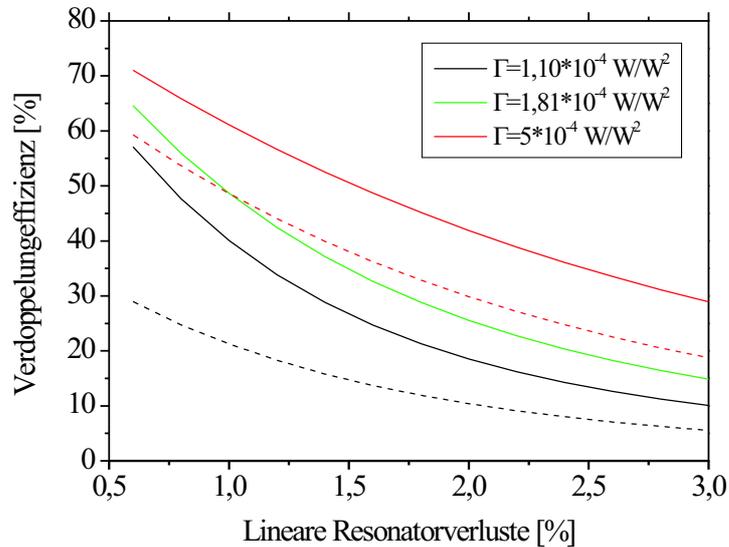


Abbildung 3.7: Verdoppelungseffizienz in Abhängigkeit von den linearen Verlusten bei verschiedenen Eingangsleistungen und Konversionseffizienzen: durchgezogene Linie $P_1=1$ W; gestrichelt: $P_1=0,5$ W

Werte von unter 20% bis hinauf zu 50% sind möglich. An der Abbildung kann man auch die Vorteile eines größeren Konversionseffizienzen sehen. Während im Grenzfall sehr kleiner linearer Verluste die Verbesserung der Verdoppelungseffizienz nur moderat ausfällt, liefert ein solcher Kristall bei höheren Verlusten eine deutlich bessere Performance.

Zum Abschluß dieses Abschnitts verdient die Überhöhung noch eine genauere Betrachtung. Sie ist in Abb. 3.8 für verschiedene Leistungen und Konversionseffizienzen in Abhängigkeit der linearen Verluste dargestellt. Besonders bei kleinen linearen und nichtlinearen Verlusten kann sie, wie man sieht, sehr groß werden. Hier sind Überhöhungen um einen Faktor 80 durchaus möglich, was zu großen zirkulierenden Leistungen führt. Besonders an Orten im Resonator, an denen große Fokussierungen vorliegen, kann das zu hohen Intensitäten führen. Die maximale Intensität in einem Gaußschen Strahl ist gegeben durch [24]:

$$I_0 = \frac{2P}{\pi w_0^2} \quad (3.18)$$

Mit einer Leistung von $P=100$ W und einer Strahltaile von ca. $0,0025$ cm ergibt sich damit eine Spitzenintensität von ca. 10 MW/cm². Die AR-Beschichtungen an der Kristalloberfläche haben laut Hersteller eine Zerstörschwelle von >350 MW/cm². Sie liegt also deutlich über der Spitzenintensität, die hier auftaucht

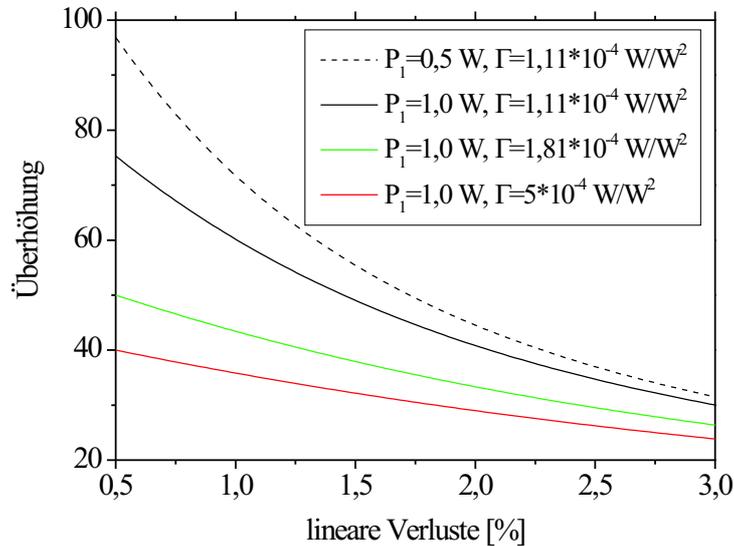


Abbildung 3.8: Überhöhung bei verschiedenen Eingangsleistungen und Konversionseffizienzen

und sollte daher unproblematisch sein.

3.3.3 Modenanpassung

In einen Resonator kann nur der Teil des Lichtes eingekoppelt werden, der mit der umlaufenden Mode überlappt. Daher ist es wichtig, den Laserstrahl an die Resonatormode anzupassen.

In dem verwendeten Ringresonator gibt es außer dem Waist im kurzen Arm, also im Kristall, noch einen zweiten Waist. Dieser befindet sich aus Symmetriegründen exakt in der Mitte des langen Arms, also zwischen den beiden Planspiegeln. Diese Strahltaile liegt, aus Sicht des Lasers, direkt hinter dem Einkoppelspiegel. Um nun einen guten Überlapp von Laser- und Resonatormode zu erreichen, muss der Laserstrahl genau an diese Stelle mit demselben Waist fokussiert werden. Ein möglichst großer Waist ($w_0 > 100 \mu\text{m}$) an dieser Stelle erleichtert dabei die Anpassung. Nach 3.11 sind die Resonatorwaists etwas unterschiedlich: $w_{0m} = 115 \mu\text{m}$, $w_{0s} = 118,8 \mu\text{m}$. Ein mittlerer Waist von $w_0 \approx 117 \mu\text{m}$ sollte aber für einen guten Überlapp in beiden Ebenen sorgen. Da eine derart spezielle Anforderung normalerweise nicht mit einer Linse zu realisieren ist, wurde mit Hilfe eines Programms [25] ein Teleskop berechnet und aufgebaut. Der Laserwaist wurde mit einer CCD-Kamera an zwei Positionen auf-

genommen und daraus eine Strahltaile von $800 \mu\text{m}$ bestimmt. Die Entfernung zum Resonator beträgt ca. 3 m und die verwendeten Linsen haben Brennweiten von $f=80 \text{ mm}$ und $f=100 \text{ mm}$. Da besonders der Abstand der Linsen und die Entfernung zum Verdoppelungsresonator für die Modenanpassung sehr kritisch ist, wurde das Teleskop auf einer in Strahlrichtung beweglichen Schiene und die zweite Linse zusätzlich auf einem Mikrometertisch platziert.

3.3.4 Linienbreite und Finesse

Neben der Impedanz- und Modenanpassung ist ein weiterer Faktor für eine gute Einkopplung in einen Resonator von Bedeutung: Die Linienbreite des Resonators.

Damit die gesamte Laserleistung in den Resonator einkoppelbar ist, muss die Linienbreite der Airy-Funktion des Resonators deutlich größer sein als die Linienbreite des Lasers ($\delta\nu_{\text{Resonator}} \gg \delta\nu_{\text{Laser}}$). Ist dies nicht der Fall, muss die Überhöhung um einen Wert korrigiert werden, den man aus einer Faltung der Linienprofile von Laser und Resonator erhält [26]. Dies bedeutet aber auch gleichzeitig, dass die einkoppelbare Leistung abnimmt. Untersuchungen in [27] haben gezeigt, dass die Linienbreite des Resonators mindestens um einen Faktor 5-10, je nach Größe der Resonatorverluste, über der des Lasers liegen sollte, um diese Effekte vernachlässigen zu können.

Die Linienbreite des Resonators kann mit Hilfe der Finesse gewonnen werden. Als Finesse ist das Verhältnis von freiem Spektralbereich (FSR) $\delta\nu$ zur Halbwertsbreite $\Delta\nu$ definiert und sie berechnet sich zu [28]:

$$F = \frac{\delta\nu}{\Delta\nu} = \frac{\pi\sqrt{R}}{1-R} \quad (3.19)$$

R ist die Ersatzreflektivität des Resonator und sie ist in unserem Fall gegeben durch $R = \sqrt{R_1 R_m} = \sqrt{R_1 R_2 R_3 R_4 (1-\epsilon)(1-V_{NL})}$. Der FSR ist der Frequenzabstand von zwei benachbarten longitudinalen Resonatormoden. Dies ist in Abb. 3.9 dargestellt. Bei konstanter Resonatorlänge muss die Laserfrequenz um $\delta\nu = c/L$ verstimmt oder der Piezospiegel bei konstanter Frequenz um $x = \lambda/2$ bewegt werden, um wieder auf Resonanz zu sein. Die Halbwertsbreite der Resonanz wird mit $\Delta\nu$ bezeichnet.

Da von den verfügbaren Spiegeln der mit $T = 1,9\%$ die beste Verdoppelungseffizienz bei noch nicht vollständiger Impedanzanpassung gezeigt hat (siehe Abschnitt 3.4), kann die Finesse mit diesem Spiegel zu ungefähr $F = 170 \pm 20$ abgeschätzt werden.

Aus einer Resonatorlänge von $L=270 \text{ mm}$ ergibt sich ein FSR von 1,11 GHz und zusammen mit der Finesse berechnet sich die Linienbreite zu ca. 6,5 MHz.

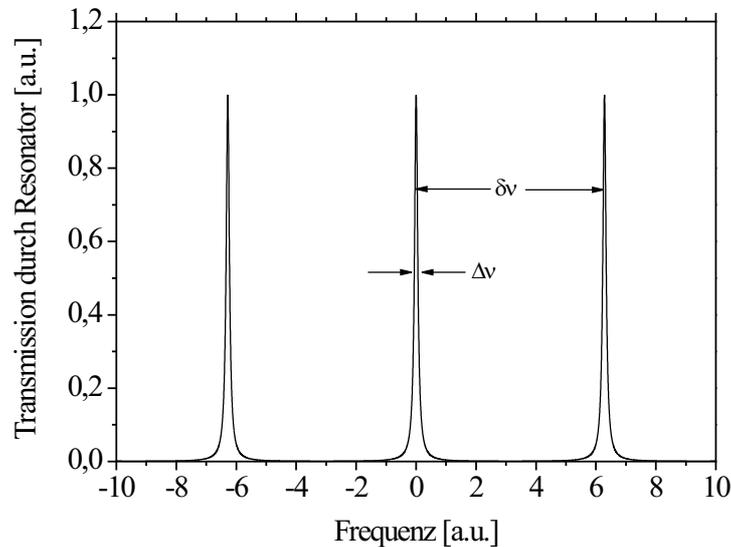


Abbildung 3.9: Airy Funktion eines Resonators

Die Linienbreite des Farbstofflasers beträgt nach [29] ca. 1,3 MHz. Sie ist also nur einen Faktor 5 kleiner. Untersuchungen in [27] deuten darauf hin, dass bei nur fünffacher Linienbreite der Resonators im Vergleich zur Laserlinienbreite und Resonatorverlusten von weniger als 2%, Einkoppelungsverluste von deutlich über 10% in Kauf genommen werden müssen. Da aber das genaue spektrale Verhalten des Laser nicht bekannt ist, ist eine bessere Abschätzung sehr schwierig.

Um das Verhältnis $\delta\nu_{Resonator}/\delta\nu_{Laser}$ zu verbessern kann, falls nötig, die Resonatorlänge noch auf ca. 230 mm verkleinert werden. Dies bewirkt aber auch eine Verkleinerung des Waists im langen Arm und erschwert damit die Modenanpassung.

Die offensichtlich sehr geringen linearen Verluste, die zu einer hohen Verdoppelungseffizienz führen, machen sich hier durch eine hohe Finesse negativ bemerkbar. In dem alten Resonator haben die großen Verluste zu einer deutlich geringeren Finesse von ca. 100 geführt.

3.3.5 Stabilisierung mittels Lock-In Verfahren

Wie in Abschnitt 3.3.2 gezeigt, muss die optische Resonatorlänge stabil auf einem Vielfachen der Wellenlänge gehalten werden. Da es durch thermische oder mechanische Bewegungen immer zu Längenänderungen in dem Resonator

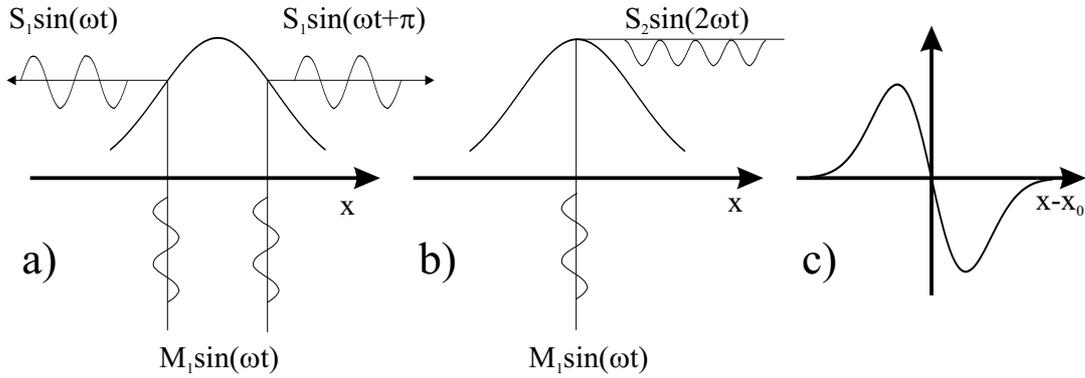


Abbildung 3.10: a) Modulation auf Flanke der Resonanz b) Modulation in der Mitte der Resonanz c) gesamtes Fehlersignal in Abhängigkeit des Abstands von der Resonanz

kommen wird, muss ein aktives Stellglied, in unserem Fall ein Piezoaktuator, an dem der eine Resonatorspiegel befestigt ist, für eine Kompensation sorgen.

Damit diese Regelung funktionieren kann, muss ein Fehlersignal erzeugt werden, das dem Piezoaktuator die Stellrichtung vorgibt. Bei dem Lock-In Verfahren wird die Resonatorlänge bei einer hohen Frequenz (in unserem Fall 100 kHz) und kleiner Amplitude moduliert und das aus einem Spiegel herausleckende Licht (siehe Abb. 3.2), das proportional zur umlaufenden Leistung ist, mit einer Photodiode detektiert. Aus dem Signal der Photodiode und der Modulationsfrequenz kann das Fehlersignal mit Hilfe eines Lock-In-Verstärkers gewonnen werden.

Die Wirkung des Lock-Ins besteht zunächst in einer Verschiebung der Phase des Modulationssignals, die manuell eingestellt werden muss und einer anschließenden Integration über das Produkt aus Photodioden- und Modulationssignal.

Die genaue Funktionsweise ist in Abb. 3.10a und 3.10b für drei einfache Spezialfälle gezeigt. Im Fall a) wird der Resonator auf der Flanke der Resonanz moduliert. Dann ist, wie man sieht, das Photodiodensignal mit derselben Frequenz moduliert. Der Lock-In-Verstärker liefert dann [30]:

$$\begin{aligned}
 M_1 S_1 \frac{1}{2T} \int_{-T}^T \sin(\omega t + \phi) \sin(\omega t) dt &= M_1 S_1 \frac{1}{2T} \int_{-T}^T \frac{\cos(\phi) - \cos(2\omega t + \phi)}{2} dt \\
 &= \frac{M_1 S_1}{2} \cos(\phi)
 \end{aligned} \tag{3.20}$$

für genügend große Integrationszeiten T . Das Signal ist proportional zu der Phasenverschiebung ϕ zwischen beiden Frequenzen und sollte daher mit einem in den Lock-In-Verstärker integrierten Phasenschieber optimiert werden. Auf

der gegenüberliegenden Flanke der Resonanz gibt es eine Phasenverschiebung um 180° ($\phi \rightarrow \phi + \pi$) und das Fehlersignal hat ein negatives Vorzeichen.

Im Gegensatz dazu wird in Abb. 3.10b der Resonator genau auf der Spitze der Resonanz moduliert. Man kann sehen, dass dadurch ein Signal der Frequenz 2ω erzeugt wird. Hier sollte das Fehlersignal null sein, da keine Korrektur der Resonatorlänge nötig ist. In diesem Fall liefert der Lock-In-Verstärker:

$$\begin{aligned} \frac{M_1 S_2}{2T} \int_{-T}^T \sin(\omega t + \phi) \sin(2\omega t) dt &= \frac{M_1 S_2}{2T} \int_{-T}^T \frac{\cos(\omega t - \phi) - \cos(3\omega t + \phi)}{2} dt \\ &= 0 \end{aligned} \quad (3.21)$$

Das Fehlersignal zeigt also das richtige Verhalten für die betrachteten Fälle. Das gesamte Fehlersignal in Abhängigkeit der Entfernung von der Resonanz ist in Abb. 3.10c gezeigt. Es muss nun noch mit Hilfe eines analogen Reglers und eines HV-Verstärkers verstärkt und zusammen mit der Modulationsfrequenz auf den Piezoaktuator gegeben werden. Die Schaltpläne des verwendeten Reglers und des Lock-In-Verstärkers sind in Anhang C angefügt.

3.4 Ergebnisse

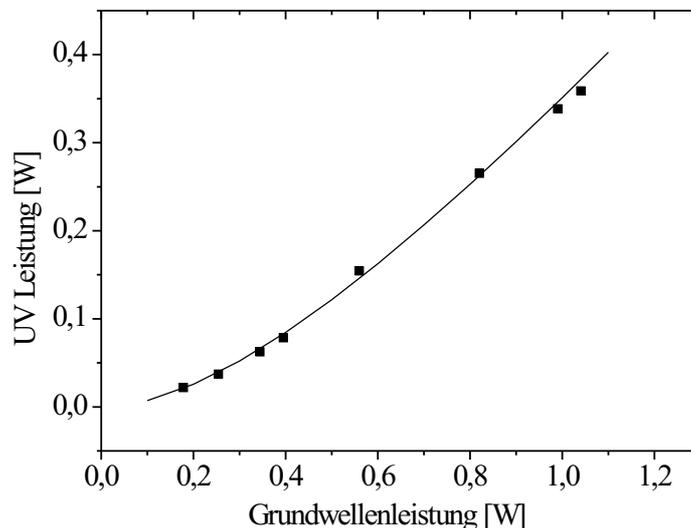


Abbildung 3.11: Gemessene UV-Leistung mit einer nach dem im Text beschriebenen Verfahren angepassten Kurve in Abhängigkeit der direkt vor dem Resonator gemessenen Grundleistung

Die mit dem Resonator erzeugte UV Leistung ist in Abb. 3.11 in Abhängigkeit der direkt vor dem Resonator verfügbaren Laserleistung dargestellt. Es wurden bis zu 350 mW UV-Licht bei einer Verdopplungseffizienz von ca. 35% erzeugt. Diese große Verbesserung der UV Leistung³ ist hauptsächlich auf die starke Verminderung der linearen Verluste zurückzuführen. Die Messung wurde mit einem thermischen Meßkopf P3Q der Firma Coherent gemacht. Dieser ist zwar nur bis hinab zu 300 nm spezifiziert, die Begrenzung ergibt sich aber durch die Transmission des Quarzfilters und kann nach Aussagen von Coherent nur zu einer Unterschätzung des tatsächlichen Messwertes führen.

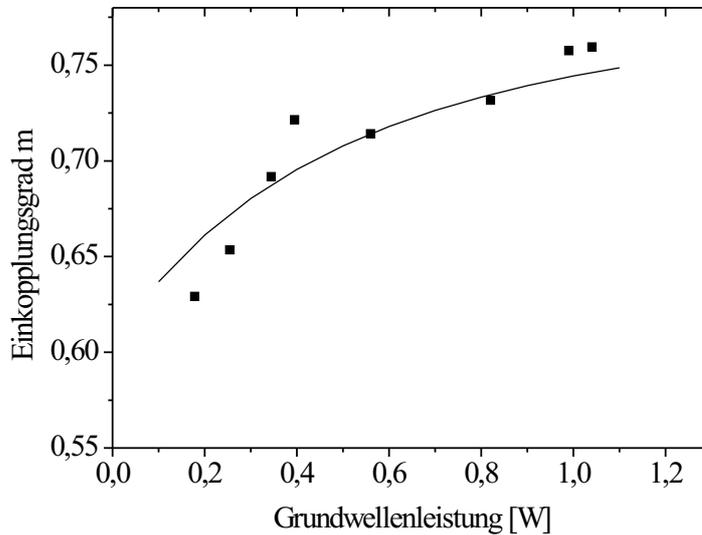


Abbildung 3.12: Gemessener Einkopplungsgrad in Abhängigkeit der Grundleistung vor dem Resonator mit angepasster Kurve

Der mit einem Einkoppelspiegel der Transmission $T=1,9\%$ erzielte Einkopplungsgrad

$$m = \frac{I_{Laser} - I_{reflektiert}}{I_{Laser}} \quad (3.22)$$

ist in Abb. 3.12 in Abhängigkeit der Fundamentalwellenleistung dargestellt. Er setzt sich aus einem leistungsabhängigen Beitrag von schlechter Impedanzanpassung $m_{impedanz}$ und Beiträgen von schlechter Modenanpassung und zu kleiner Linienbreite, die hier als leistungsunabhängig angenommen werden (m_{const}),

³Mit dem älteren Resonatordesign sind maximal 120 mW und typischerweise 100 mW erzeugt worden.

zusammen: $m = m_{\text{impedanz}} \cdot m_{\text{const}}$. Wenn der Hauptbeitrag von letzterem kommt, muss P_1 in Gl. 3.14 durch $P_1 = m_{\text{const}}P$ ersetzt werden. P ist jetzt die gesamte auf dem Spiegel auftreffende Leistung. Wenn man nun einen Ansatz für m_{const} und ϵ macht, kann man mit dieser Gleichung die zirkulierende Leistung und damit über $P_{2\omega} = P_c^2 \Gamma$ die Leistung der Harmonischen berechnen. Auch P_1 wird jedoch bei imperfekter Impedanzanpassung nicht komplett in den Resonator eingekoppelt werden. Den Einkoppelgrad, für den die Impedanzanpassung verantwortlich ist, kann man nach [22]

$$m_{\text{impedanz}} = 1 - \frac{P_r}{P_1} = 1 - \frac{(\sqrt{R_1} - \sqrt{R_m})^2}{(1 - \sqrt{R_1 R_m})^2} \quad (3.23)$$

berechnen. P_r ist die aufgrund schlechter Impedanzanpassung reflektierte Leistung. Mit $m_{\text{const}} \cdot m_{\text{impedanz}} = m$ erhält man wieder den gesamten Einkoppelgrad. Die beste Anpassung an die Kurven in Abb. 3.12 und 3.11 wurde mit den Werten $\epsilon = 0,7\%$, und $m_{\text{const}} = 0,77$ erreicht. Hier sollte man jedoch nicht vergessen, dass auch der Einkoppelspiegel und die Konversionseffizienz, die mit $\Gamma = 1,1 \cdot 10^{-4} W/W^2$ und $T_1 = 1,9\%$ festgesetzt wurden, eine gewisse Unsicherheit aufweisen. Der niedrige Wert für die linearen Verluste ist etwas überraschend, da in [31] ein Absorptionskoeffizient von $\alpha(532 \text{ nm}) = 1 \text{ \%}/\text{cm}$ angegeben wird. Daher hätten allein die Absorptionsverluste bei einem 8 mm langen Kristall 0,8% betragen zuzüglich der Verluste für imperfekte AR-Beschichtungen.

Bevor der Resonator in das Experiment eingebaut werden kann, sind noch einige Verbesserungen und Untersuchungen nötig, die aus zeitlichen Gründen nicht mehr durchgeführt werden konnten. Die in Abb. 3.11 gezeigten Messwerte waren nur über eine Zeit von ca. 20 Sekunden stabil. Diese Langzeitdrift des Resonators kann aber vermutlich mit der schon vorbereiteten Temperaturstabilisierung⁴ oder einer Verbesserung des noch nicht optimalen Regelverhaltens aufgefangen werden.

Da ein thermischer Meßkopf über große Zeiten mittelt, wurde das Licht mit einer UV-Photodiode detektiert und hochfrequente Leistungsschwankungen von 20-30 % beobachtet. Dies liegt möglicherweise an den geringen linearen Verlusten die eine hohe Finesse und folglich geringe Linienbreite bewirken und damit die Stabilisierung erschwert. Eine Verkleinerung des Resonators wie in Abschnitt 3.3.4 dargestellt, könnte diese Schwankungen leicht reduzieren. Auch ein Einsatz von den in Kapitel 4 beschriebenen BBO-OCWOC-Strukturen könnte hier eine Verbesserung bringen. Diese weisen deutlich höhere nichtlineare Verluste auf, würden so für eine Verringerung der Finesse sorgen und die Verdoppelungseffizienz trotzdem steigern. Eine andere Möglichkeit besteht in

⁴Die Temperaturstabilisierung basiert auf dem HTC-1500 von Wavelength Electronics.

der Intensitätsstabilisierung des UV-Lichts mit Hilfe eines AOMs. Mit 70% Beugungseffizienz würde aber sehr viel Leistung verloren gehen.

3.5 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurde das Design und die Berechnung des neuen BBO-Verdoppelungs-Resonators vorgestellt. Es wurde eine Maximalleistung von ca. 350 mW im UV bei einer Grundwellenleistung von ca. 1,04 W, bei einem Einkoppelgrad von 75%, gemessen, was einer Verdoppelungseffizienz von fast 35% entspricht. Diese Werte konnten dank der sehr geringen Absorptionsverluste von Kristall und AR-Beschichtungen von ca. 0,7% erreicht werden. Diese geringen Verluste, die so nicht erwartet wurden⁵, haben aber auch einen Nachteil. Sie verursachen eine große Finesse und erschweren damit die Einkopplung in den Resonator und stellen höhere Anforderungen an die Regelungselektronik.

⁵In dem älteren Design wurden Verluste von 3% beobachtet[16].

WALK-OFF KOMPENSATION

In Abschnitt 2.3 wurde gezeigt, dass bei der kritischen Phasenanpassung, also der Phasenanpassung unter einem Winkel $\theta \neq 90^\circ$, immer der sogenannte Walk-Off auftritt. Die Doppelbrechung verhindert die perfekte räumliche Überlagerung der am nichtlinearen Prozeß beteiligten Felder insbesondere bei starker Fokussierung. Dies führt zu einer Verschlechterung des Strahlprofils der zweiten Harmonischen und ist zusätzlich einer der begrenzenden Faktoren für eine effiziente Konversion.

Einer Verbesserung der Frequenzverdoppelung nur mit Hilfe des Resonator-designs sind also Grenzen gesetzt. Daher wurde im Rahmen dieser Arbeit nach Möglichkeiten gesucht, das Herzstück der Frequenzverdoppelung, den Kristall an sich, zu optimieren. Das Schlüsselkonzept in diesem Zusammenhang ist die Walk-Off Kompensation (WOC). In dieser Arbeit wurde erstmals ein optisch kontaktierter WOC (OCWOC) unter Verwendung des für die Erzeugung von UV-Licht besonders gut geeigneten Materials BBO (siehe Abschnitt 3.1) untersucht. Diese Untersuchung wurde in Kooperation mit J.-J.Zondy (INM-CNAM) und dem Institut für Mineralogie in Novosibirsk durchgeführt.

4.1 Prinzip der OCWOCs

Die maximale Konversionseffizienz $\Gamma = P_{2\omega}/P_\omega^2$ eines herkömmlichen Kristalls wird durch den Walk-Off Parameter

$$B = \frac{\rho\sqrt{k_\omega L_c}}{2} \quad (4.1)$$

begrenzt, denn die Fokussierungsfunktion h kann für jedes B bezüglich der Fokussierung und der Phasenanpassung optimiert werden. Das Verhalten dieser

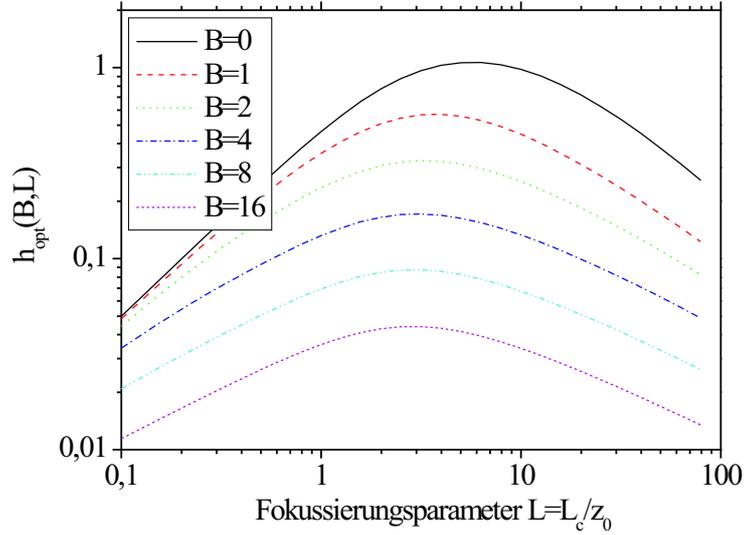


Abbildung 4.1: Fokussierungsfunktion h in Abhängigkeit der Fokussierung $L = 2L_C/k_\omega w_0^2$ für verschiedene Walkoff-Parameter B

Funktion für unterschiedliche Walk-Off Parameter ist in Abb. 4.1 dargestellt. Hier kann man erkennen, dass die Konversion, die sich proportional zur Fokussierungsfunktion verhält, mit zunehmendem B abnimmt.

Es wurden einige Walk-off Kompensationstechniken, die auf Zwei- oder Mehrfachkristallanordnungen basieren, vorgeschlagen [32], um die Konversionseffizienz von $\chi^{(2)}$ -Prozessen zu verbessern. Im Prinzip basiert die Idee der Walk-Off Kompensation darauf, dass statt eines herkömmlichen Kristalls zwei oder mehrere Kristalle verwendet werden, und man dann durch geeignete Anordnung dafür sorgt, dass die Richtung der Doppelbrechung periodisch umgekehrt wird. Bei der Anordnung ist es besonders wichtig, dass der jeweils zweite Kristall die richtige Orientierung im Vergleich zum ersten besitzt. Das Vorzeichen des nichtlinearen Koeffizienten d_{eff} darf sich nämlich nicht ändern, dies würde sonst dazu führen, dass das vom ersten Kristall erzeugte UV-Licht im zweiten wieder zurück in die Grundwelle konvertiert wird [12]. Die genaue Herstellung wird im Abschnitt 4.2 beschrieben.

Da mit zunehmender Anzahl an einzelnen Kristallen die Fresnelreflexion stark zunimmt und natürlich der experimentelle Aufwand wächst, wurde vorgeschlagen [33], einen monolithischen Kristall aus optisch kontaktierten einzelnen

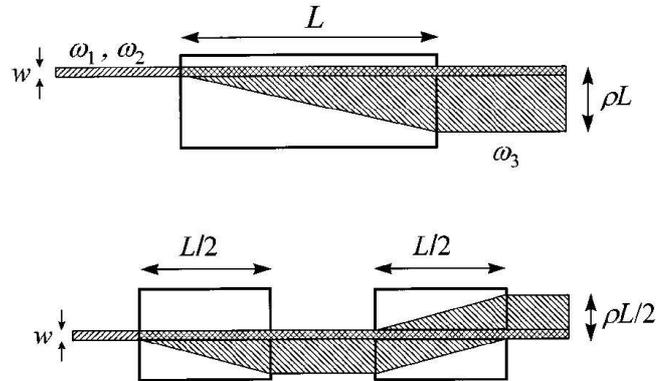


Abbildung 4.2: Strahlverlauf der ordentlich polarisierten Grund- und außerordentlich polarisierten Oberwelle in einem herkömmlichen doppelbrechenden Kristall (oben) und in zwei walk-off-kompensierten Segmenten (unten)

Kristallen herzustellen. Dies hat auch den Vorteil, dass Phasenverschiebungen zwischen Grund- und Oberwelle, die aufgrund der Propagation in Luft (die natürlich dispersive Eigenschaften hat) auftreten, vermieden werden. Eine experimentelle Realisierung dieses Konzeptes wurde 1996 [34] mit einer Struktur aus vier optisch kontaktierten KTP-Kristallen demonstriert. Hier wurde auch erstmals eine Erzeugung von UV-Licht mit Hilfe von BBO-OCWOCs vorgeschlagen. Eine ausführliche theoretische Ausarbeitung für eine beliebige Anzahl von optisch kontaktierten Elementen wurde 2003 geliefert [35] und experimentell bestätigt [36].

Die Konversionseffizienz $\Gamma_N = P_{2\omega}/P_\omega^2$ eines idealen $2N$ -OCWOC¹ (also einer perfekten Struktur ohne Fehlstellungen der optischen Achse) kann nicht mehr einfach wie in Abschnitt 2.4 dargestellt berechnet werden, sondern sie ist nach [35] gegeben durch:

$$\Gamma_N(B, L) = K L_c k_\omega h_N(\sigma_1, \sigma_2) . \quad (4.2)$$

Die Konstante K ist in Gl. 2.27 definiert und die $\sigma_{1,2} = \Delta k_{1,2} z_R$ sind die reduzierten Phasenfehlanpassungen. Die σ_1, σ_2 sind aufgrund der optischen Kontaktierung relativ zueinander fixiert. Eine nachträgliche, unabhängige Feinabstimmung ist daher nicht möglich. Hierin manifestiert der einzige, aber wesentliche Nachteil der OCWOCs, der eine hohe Anforderung an die Herstellung der Kristalle stellt.

Eine Änderung des Einfallswinkels ist nicht mehr wie bei einem herkömm-

¹ N ist die Anzahl von Kristallpaaren

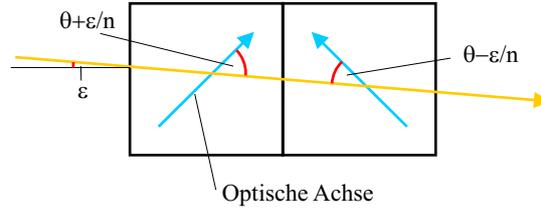


Abbildung 4.3: Änderung des Phasen Anpassungswinkel im 2-OCWOC bei Verkippung des einfallenden Strahls der Fundamentalwelle

lichen Kristall äquivalent zu einer Wellenlängenverstimmung oder Temperaturvariation. Dies ist im Fall ebener Wellen graphisch in Abb. 4.3 veranschaulicht. Eine leichte Verkippung des einfallenden Strahls um einen Winkel ε führt im ersten Kristall zu einer positiven Änderung des Phasen Anpassungswinkels $\Delta\theta = +\varepsilon/n$, während der Phasen Anpassungswinkel im zweiten Kristall kleiner wird: $\Delta\theta = -\varepsilon/n$. Das bedeutet, dass die Phasenfehlanpassung Δk_1 im einen Kristall proportional zur Verkippung anwächst, während sie im zweiten Kristall Δk_2 abnimmt. Für die reduzierte Phasen Anpassung gilt in diesen Fall also:

$$\sigma_1 = -\sigma_2 . \quad (4.3)$$

Eine Änderung der Wellenlänge oder Temperatur zeigt ein anderes Verhalten als eine Verkippung des Einfallswinkels. Bei senkrechtem Einfall und perfekter Phasen Anpassung ($\theta = \theta_{PM}$) ist die Änderung für beide Kristalle identisch:

$$\sigma_1 = \sigma_2 = \sigma(\lambda, T) . \quad (4.4)$$

Daher kann eine Wellenlängenverstimmung bei einem OCWOC nur durch eine Temperaturvariation kompensiert werden, nicht jedoch durch eine Winkelverkippung.

Der Effekt der Walk-Off Kompensation äußert sich darin, dass der Wert der Fokussierungsfunktion² h_N wächst und damit die Konversioneffizienz steigt. Die genaue Berechnung der Fokussierungsfunktion ist jetzt relativ aufwändig und kann in [35] nachgelesen werden. Für eine kleine Zahl von Kristallschichten kann die Wirkung der Walk-Off-Kompensation durch die etwas anschaulichere Beziehung

$$B_{eff}(N) \cong B/2N \quad (4.5)$$

beschrieben werden. Dies bedeutet nichts anderes, als dass der effektive Walk-Off Winkel $2N$ -mal kleiner ist als der tatsächliche Wert von ρ . Dies hat Auswirkung auf die Konversioneffizienz und führt wie in Abb. 4.2 dargestellt, direkt zu einer starken Verminderung der Elliptizität.

² $N=0$ entspricht einem herkömmlichen Kristall aus nur einem Element.

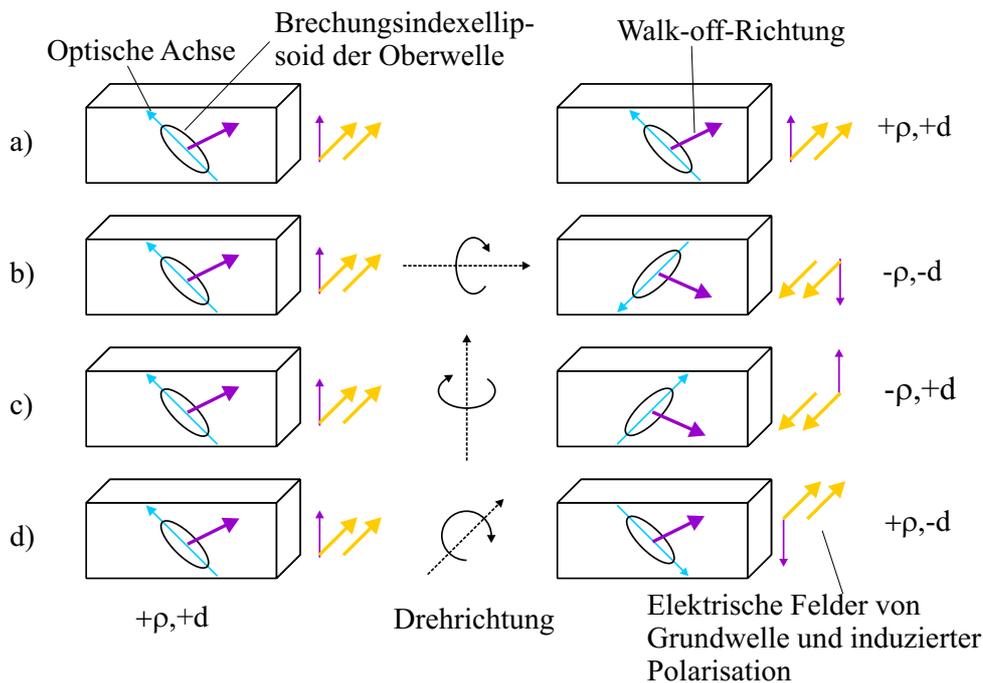


Abbildung 4.4: Mögliche Anordnungen von zwei identisch geschnittenen Kristallen: a) herkömmlicher Kristall in zwei Segmente geschnitten; b) und c) Verschiedene Anordnungen zur Walk-off Kompensation; d) Drehung um dritte Raumachse

4.2 Herstellung der OCWOCs

Um eine effektive Walk-Off Kompensation zu gewährleisten, muss wie schon im letzten Abschnitt erwähnt, für eine geeignete Orientierung der Kristalle zueinander gesorgt werden. In Abb. 4.4 sind alle Anordnungen zweier gleichgeschnittener Kristalle dargestellt, für die die Phasen Anpassungsbedingung erfüllt ist. Die Anordnung 4.4a entspricht der eines herkömmlichen Kristalls doppelter Länge. Hier läuft der Walk-Off, der immer senkrecht auf den Indexellipsoiden steht, in beiden Kristallhälften in die gleiche Richtung und es gibt keine Kompensation und auch das Vorzeichen des nichtlinearen Koeffizienten ist in beiden Kristallen natürlich identisch. In der in Abb. 4.4b dargestellten Konfiguration wurde der zweite Kristall um die Strahlachse gedreht. Wie man sieht, führt dies zu einer Invertierung der Walk-Off-Richtung. Für die Untersuchung des Vorzeichens des nichtlinearen Koeffizienten sollen hier nun die Felder im Kristall näher betrachtet werden. Die gelben Pfeile repräsentieren das elektrische Feld der Grundwelle an einem beliebigen Ort, zu einer beliebigen Zeit und der violette Pfeil zeigt die Richtung der induzierten Polarisation an. Wenn man nun diesen Kristall um die Strahlachse dreht und mit ihm die Felder, dann hat sich an dem physikalischen Prozess nichts geändert. Allerdings zeigen nun die Felder von außen betrachtet in die entgegengesetzte Richtung. Die induzierte Polarisation ist durch die

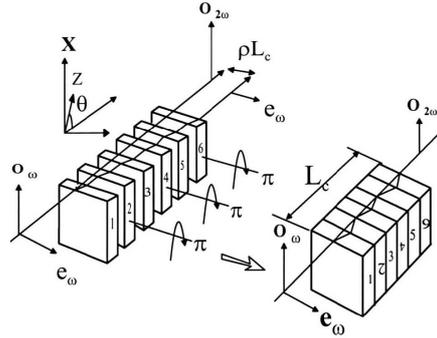


Abbildung 4.5: Herstellung eines 2N-OCWOC

Beziehung

$$P(\omega_3) = 2\varepsilon_0 d_{eff} E(\omega_1) E(\omega_2) \quad (4.6)$$

bestimmt. Da jetzt sowohl die elektrischen Felder, als auch die Polarisation das Vorzeichen gewechselt haben, folgt daraus, dass nun auch der nichtlineare Koeffizient d_{eff} das Vorzeichen geändert hat. Dies bedeutet, dass der Walk-Off zwar kompensiert ($\rho \rightarrow -\rho$), aber gleichzeitig eine Phasenverschiebung um 180° im zweiten Kristall verursacht wird, die bewirkt, dass sich die Beiträge aus beiden Kristallen destruktiv addieren und es daher zu einer Auslöschung der zweiten Harmonischen kommt. Die dritte Konfiguration (4.4c) zeigt die richtige Einstellung der optischen Achsen: Der Walk-Off-Winkel wird umgekehrt und aus derselben Überlegung wie im Fall (b) folgt, dass das Vorzeichen des nichtlinearen Koeffizienten gleich bleibt. Diese Anordnung erreicht man dadurch, dass man den zweiten Kristall relativ zum ersten um die richtige Achse, die senkrecht auf der Strahlachse steht, um 180° dreht.

Eine Drehung um die dritte Drehachse, die ebenfalls, wie in Abb. 4.4d dargestellt, senkrecht auf der Strahlachse steht, bewirkt keine Invertierung der Walkoff-Richtung und ist daher natürlich auch nicht geeignet für die Walkoff-Kompensation.

Die Herstellung eines 2N-OCWOC funktioniert ähnlich zur der eines 2-OCWOC und ist in Abb. 4.5 gezeigt. Nachdem der Kristall in Schichten geschnitten wurde und die Oberflächen für den optischen Kontakt poliert wurden, muss jede zweite Schicht um 180° gedreht und wieder zusammengesetzt werden.

Die vergleichsweise einfache Vorschrift für die Herstellung der OCWOCs setzt hohe Anforderungen an die exakte Orientierung der optischen Achse und somit an den Kristallschnitt. Diese Strukturen funktionieren nämlich nur effizient bei einem Einfallswinkel der Lichtstrahlen, der nur wenig vom senkrechten Einfall abweichen darf. Daher muss der Schnittwinkel θ_{cut} , unter dem die Kristalle geschnitten werden, sehr genau mit dem Phasenanpassungswinkel θ_{PM} für

die gewünschte Wellenlänge, die in unseren Fall 570,4 nm beträgt, übereinstimmen. Dies gilt insbesondere für ein Material wie BBO, das aufgrund der starken Doppelbrechung eine sehr kleine Bandbreite für die Winkelakzeptanz der Phasenanpassung aufweist, die sich nach [5] berechnet zu:

$$\Delta\theta L = \frac{0,443\lambda_1[1 + (n_{o2}/n_{e2})^2 \tan^2 \theta]}{\tan \theta |1 - (n_{o2}/n_{e2})^2| n_{e2}(\theta)}. \quad (4.7)$$

Hierbei ist λ_1 die Wellenlänge der Fundamentalwelle in μm . Mit den in Tabelle 3.1 berechneten Brechungsindizes und aus Gl. 2.21 ergibt sich damit $\Delta\theta L \simeq 0,1^\circ\text{mm}$. Die Genauigkeit, mit der der Phasenanpassungswinkel θ_{pm} berechnet werden kann, ist durch die Unsicherheit der Sellmeiergleichung [5] und die Genauigkeit, mit der man den Schnittwinkel bestimmen kann, begrenzt. Die durch die Sellmeiergleichung verursachte Unsicherheit beträgt ungefähr $\Delta\theta_{PM} \approx \pm 1^\circ$ und die durch Röntgenbeugung am Kristallgitter erzielbare Genauigkeit, mit der man den tatsächlichen Winkel der optischen Achse bestimmen kann, beträgt ca. $\Delta\theta_{PM} \approx \pm 0,2^\circ$. Wie man an diesen Werten sehen kann, ist die Herstellung eines auf BBO basierenden OCWOC sehr kritisch in Bezug auf die Toleranzen. Daher ist es notwendig vor der Herstellung einer Struktur aus mehreren Elementen zunächst vorbereitende Tests zu machen, um den Phasenanpassungswinkel so genau wie möglich zu bestimmen. Wir haben uns deswegen entschlossen, zunächst mit der Untersuchung eines 2-OCWOCs zu beginnen und die Ergebnisse mit einem herkömmlich BBO-Kristall gleicher Länge (8 mm) zu vergleichen. Untersucht werden sollten dabei im Wesentlichen drei Punkte:

- Prüfung der Qualität des optischen Kontaktes.
- Bestimmung einer Korrektur für den Schnittwinkel des Kristalls.
- Messung der Konversionseffizienz des 2-OCWOC und Vergleich mit einem herkömmlich Kristall gleicher Länge.

4.3 Messaufbau

Für die Untersuchung der Kristalle wurde ein Messplatz, der in Abb. 4.3 dargestellt ist, aufgebaut.

Das Licht wird von einem Rhodamin 6G Farbstofflaser zur Verfügung gestellt und konnte daher weit in der Wellenlänge verstimmt werden. Dies ist für die Untersuchung der OCWOCs besonders nützlich, da diese Strukturen bei Winkelphasenanpassung, wie schon im letzten Abschnitt bemerkt, ein anderes Verhalten zeigen als bei Wellenlängenänderungen und daher nur so eine vollständige Charakterisierung erfolgen kann. Ein kleiner Teil des Lichts wurde vom

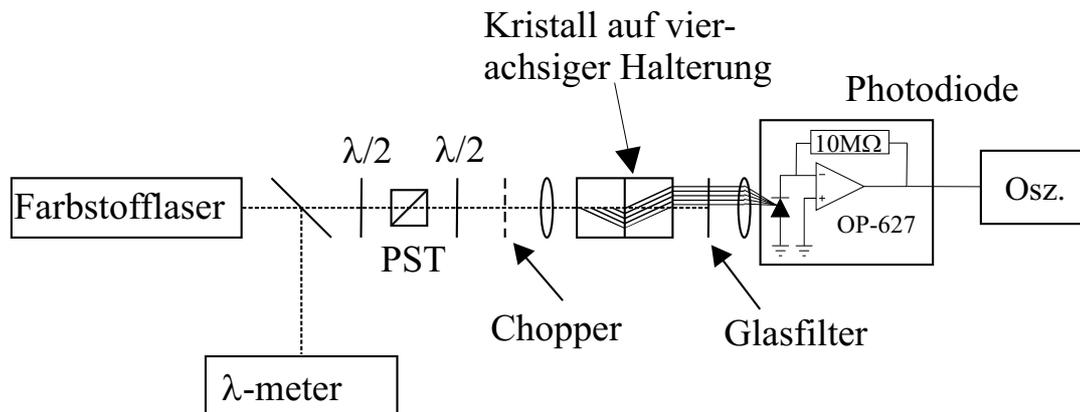


Abbildung 4.6: Messaufbau zur Charakterisierung des 2-OCWOC; $\lambda/2$: $\lambda/2$ -Plättchen, PST: Polarisationsstrahlteilerwürfel

Hauptstrahl abgespalten und konnte mit Hilfe eines Wellenlängenmessgerätes (Coherent Wavemaster) bis auf 0,005 nm genau bestimmt werden. Die Intensität des Lichts wurde durch Drehen der Polarisierung mit einem $\lambda/2$ -Plättchen und der damit einhergehenden Einstellung der Verluste eines nachfolgenden Polarisationssteilerwürfels eingestellt. Das zweite $\lambda/2$ -Plättchen dient zur Festlegung der Polarisierung des Lichts senkrecht zur optischen Achse, um die Phasen Anpassung zu gewährleisten. Der Chopper dient zur Diskriminierung des Hintergrundlichts (Offsetdrifts). Die Chopperfrequenz beträgt 200 Hz. Die erforderlichen Strahlradien wurden mittels Linsen unterschiedlicher Brennweite erzeugt. Die Bestimmung der Strahlradien der Linsen erfolgte mit einer CCD-Kamera³. Da der Strahl nicht perfekt gaußförmig war und auch einen leichten Astigmatismus aufwies, ist die Messung allerdings mit einem größeren Fehler ($\pm 20\%$) behaftet. Es standen folgende Strahlradien zur Verfügung:

Brennweite der Linse [mm]	500	250	150	100
Gemessene Strahltaile [μm]	95	40	25	20

Tabelle 4.1: Untersuchte Strahlradien

Die Kristall selbst wurde auf einer vierachsigen ($xyz\phi$)-Halterung platziert, die eine genaue Positionierung des Kristalls in allen drei Raumrichtungen erlaubte. Dadurch konnte der Kristall leicht im Laserstrahl an den Ort optimaler Konversion gefahren werden, sodass die Strahltaile mittig im Kristall liegt. Um das Verhalten der Kristalls unter verschiedenen Einfallswinkeln zu untersuchen, wurde in die Halterung ein Rotationstisch eingebaut, der eine minimale Auflösung von $0,022^\circ$ besitzt, und somit eine sehr präzise Untersuchung der Winkelphasenanpassung erlaubte. Diese Genauigkeit ist ausreichend für die Bestimmung des

³Coherent COHU 4800

Korrekturwertes des Schnittwinkel. Durch Beobachtung des Rückreflexes von der ersten Kristallgrenzfläche konnte der Winkel für senkrechten Einfall festgelegt und somit der absolute Einfallswinkel bestimmt werden.

Da die Konversion, wie im hier realisierten Single-Pass sehr gering ist ($\Gamma = P_{2\omega}/P_{\omega}^2 \approx 10^{-4} W/W^2$), läuft die Fundamentalwelle nahezu unabgeschwächt durch den Kristall und muss daher vom erzeugten UV-Licht mittels eines Glasfilters⁴ getrennt werden. Er besitzt eine spezifizierte Transmission von $T < 10^{-5} \text{ mm}^{-1}$ bei 570 nm und bei den von uns verwendeten Dicken von 2 mm bzw. 3 mm konnte keine Transmission des gelben Lichts beobachtet oder gemessen werden. Aufgrund dieser starken Absorption musste auch die maximale Grundwellenleistung auf ca. 400mW begrenzt werden, um nicht zu dicht an die Zerstörschwelle des Filters zu kommen. Bei 285 nm dagegen weist er eine deutliche Transmission auf. Sie wurde mit einem UV-Messkopf bestimmt zu $0,46 \pm 0,03$ bei einer Dicke von 3 mm und $0,64 \pm 0,03$ bei einer Dicke von 2 mm.

Zur Messung der erwarteten sehr geringen Leistungen im UV wurde eine Photodiode mit integriertem Transimpedanzverstärker aufgebaut. Die Silizium-Photodiode S1226-18BQ von Hamamatsu besitzt laut Datenblatt eine Responsivität von $r \geq 0,1 \text{ A/W}$. Eine Messung mit UV Leistungsmessgerät⁵ ergab einer Empfindlichkeit von $r = 0,113 \pm 0,01 \text{ A/W}$ und deckt sich also mit den Herstellerangaben. Durch einen Rückkoppelwiderstand von 10 M Ω erreicht man damit eine Spannungs-zu-Leistungskonversion von $r=1,13 \text{ mV/nW}$. Damit ist es also möglich, Leistungen bis hinunter zu wenigen nW zu messen. Aufgrund dieser hohen Verstärkung wurde bei einigen Messung die Leistung der Fundamentalwelle verringert. Um trotzdem eine Vergleichbarkeit aller gemessenen Kurven zu erreichen, wurden alle UV-Leistungen auf eine Fundamentalleistung von 400 mW normiert. Diese Normierung wurde mit Hilfe der Formel

$$P_{2\omega}^{\text{norm}} = P_{2\omega} \left(\frac{400 \text{ mW}}{P_{\omega}} \right)^2 \quad (4.8)$$

durchgeführt.

4.4 Charakterisierung des 2-OCWOC

In diesem Abschnitten sollen die einzelnen Schritte, die für die Untersuchung des 2-OCWOCs gemacht wurden, dargestellt und erläutert werden. Der Kristall hat eine Gesamtlänge von 8 mm und die zwei einzelnen Segmente sind jeweils 4 mm lang und quaderförmig. Die gesamten Ausmaße der Struktur betragen daher 4x4x8 mm.

⁴Schott UG11

⁵Coherent Fieldmaster mit Messkopf LM-2 UV

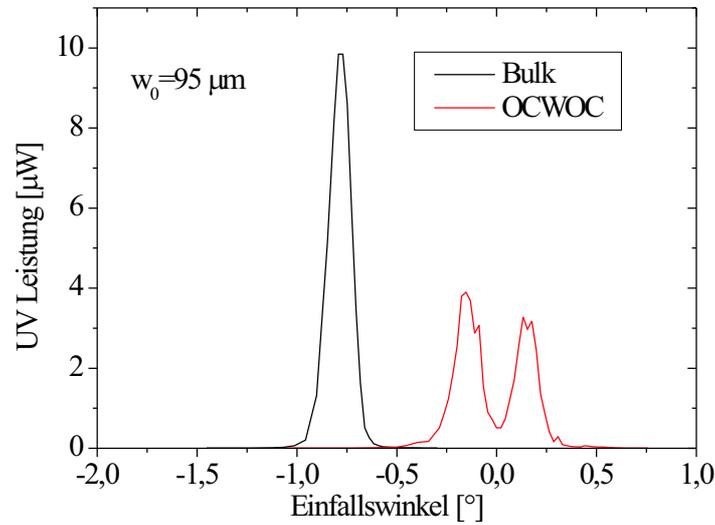


Abbildung 4.7: Winkelakzeptanz eines herkömmlicher Kristalls (schwarz) verglichen mit einem 2-OCWOC (rot) bei schwacher Fokussierung ($w_0 = 95 \mu\text{m}$).

4.4.1 Erste Messungen bei $\lambda = 570,4 \text{ nm}$

Die ersten Messungen wurde bei der Designwellenlänge $\lambda = 570,4 \text{ nm}$ gemacht, deren Harmonische mit der Frequenz des Kühlübergangs im Magnesium koinzidiert. Abb. 4.7 zeigt das Verhalten bei Winkelphasenanpassung des 2-OCWOC-Kristalls im Vergleich zu einem herkömmlichen Kristall, der im Folgenden auch als „Bulk-Kristall“ bezeichnet wird, bei schwacher Fokussierung.

Der Bulk-Kristall zeigt das typische Verhalten einer sinc^2 -Funktion (siehe Abschnitt 2.2). Allerdings liegt das Maximum nicht bei 0° , wie in unseren Fall gewünscht, sondern bei einem Einfallswinkel von $\alpha \approx -0.8^\circ$. Dies kann auf eine Ungenauigkeit bei der Herstellung zurückgeführt werden, die darauf beruht, dass für den Vergleichskristall keine hohe Genauigkeit gefordert wurde und es auch für die Charakterisierung des OCWOC keine weitere Nachteile mit sich bringt.

Auch beim 2-OCWOC ist, wie man anhand von Abb. 4.7 sehen kann, der Schnittwinkel nicht perfekt getroffen worden. Man erkennt deutlich zwei UV-Maxima. Dies ist darauf zurückzuführen, dass die eine Kristallhälfte die optimale Phasenanpassungsbedingung bei einem Einfallswinkel⁶ von $\alpha = +0,154^\circ$ und die andere Hälfte der Struktur bei $\alpha = -0,154^\circ$ erreicht. Offensichtlich liegt also auch

⁶Die Genauigkeit beträgt etwa $\pm 0,02^\circ$

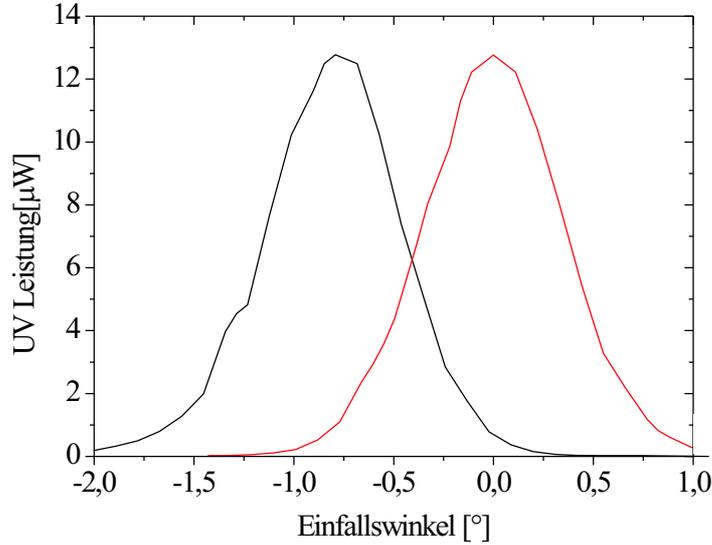


Abbildung 4.8: Winkelakzeptanz eines herkömmlicher Kristalls (schwarz) verglichen mit einem 2-OCWOC (rot) bei starker Fokussierung ($w_0 = 20 \mu\text{m}$).

hier eine Fehlstellung der optischen Achse vor, die dazu führt, dass die einzelnen Kristalle bei entgegengesetzten Einfallswinkeln die Phasen Anpassung erreichen. Allerdings wurde aber offenbar kein relativer Orientierungsfehler während des Prozesses der optischen Kontaktierung verursacht. Dieses hätte nämlich dazu führen müssen, dass die Peaks unsymmetrisch um null verteilt gelegen hätten.

Den Einfallswinkel kann man mit Hilfe des snelliusschen Brechungsgesetzes in einen Schnittfehler des Kristalls umrechnen. Mit Hilfe der für kleine Winkel ($\alpha \ll 1$) gültigen Annahme, dass $\sin x = x$ ist, berechnet sich der Schnittfehler zu

$$\delta_{cut} = \theta_{cut} - \theta_{PM} = \alpha/n_\omega \quad (4.9)$$

und beträgt daher mit $n_\omega = 1,67$: $\delta_{cut} = \pm 0,09^\circ$.

Dieser Fehler kann und sollte bei dem Design der nächsten komplexeren OCWOC-Struktur berücksichtigt und daher korrigiert werden. Welches Vorzeichen für die Korrektur angewendet werden sollte, lässt sich aus der linearen Dispersion des Phasen Anpassungswinkel $\theta_{PM}(\lambda)$ berechnen. Da $d\theta_{PM}/d\lambda < 0$ muss das (-)Zeichen angewandt werden. Da BBO aber auch eine schwache Temperaturabhängigkeit der Phasen Anpassungswinkels aufweist ($d\theta_{PM}/dT \simeq 0,001^\circ/K$), hätte auch eine Temperaturänderung um ca. 90 K eine Phasen Anpassung bei senkrechtem Einfall ermöglichen können.

In Abb. 4.8 ist dieselbe Winkelphasen Anpassung wie in Abb. 4.7 dargestellt,

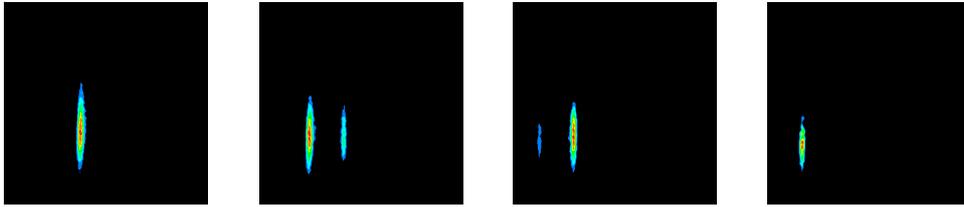


Abbildung 4.9: Strahlprofil des vom 2-OCWOC erzeugten UV-Lichts bei 570,4 nm. Die Bilder wurden unter unterschiedlichen Einfallswinkeln aufgenommen. Der Abstand der Einfallswinkel beträgt $0,22^\circ$.

allerdings mit wesentlich größerer Fokussierung. Durch direkten Vergleich dieser Abbildungen kann man gut den Verbreitungseffekt aufgrund der stärkeren Fokussierung erkennen. Anschaulich kann man diese Verbreiterung verstehen, wenn man davon ausgeht, dass in einem fokussiertem Gaußschen Strahl nur für einen Teil der k -Vektoren die Phasenanpassungsbedingung erfüllt ist und nach einer Drehung um einen kleinen Winkel ein anderer Teil der Vektoren die Bedingung optimal erfüllt. Durch die größere Dispersion der k -Vektoren bei zunehmender Divergenz ist die Phasenanpassungsbedingung also für einen größeren Winkelbereich erfüllbar.

Der Verbreiterungseffekt ist nun offensichtlich wesentlich größer als der Abstand der beiden einzelnen Peaks des OCWOC-Kristalls. Dies äußert sich darin, dass in der Nähe des senkrechten Einfalls die Phasenanpassungsbedingung in beiden Kristallhälften für unterschiedliche Winkel des Strahls erfüllt wird. Allerdings kommt es anscheinend zu keiner Verbesserung der Effizienz, da der Bulkkrystall eine vergleichbare Leistung im UV erzeugt. Der Grund liegt darin, dass die beiden UV-Beiträge des OCWOC sich nicht geometrisch überlagern und somit nicht konstruktiv interferieren. Das vom OCWOC erzeugte Strahlprofil ist in Abb. 4.9 für verschiedene Winkel dargestellt. Hier sieht man, dass sich der UV-Strahl aus zwei geometrisch separierten Beiträgen zusammensetzt, die jeweils bei unterschiedlichen Winkel die optimale Phasenanpassung erreichen.

Eine effiziente UV Erzeugung mit diesem 2-OCWOC ist somit bei Raumtemperatur bei $\lambda = 570,4$ nm aufgrund des nicht optimalen Schnittwinkels, über den es vor dieser Messung nur unzureichend Informationen gab, nicht möglich. Da mit dem verwendeten Aufbau keine Temperaturvariation möglich ist, muss die weitere Untersuchung bei verstimmter Grundwellenlänge des Lasers erfolgen. Dies stellt jedoch kein Problem dar, da das Licht von einem weitverstimmbaren

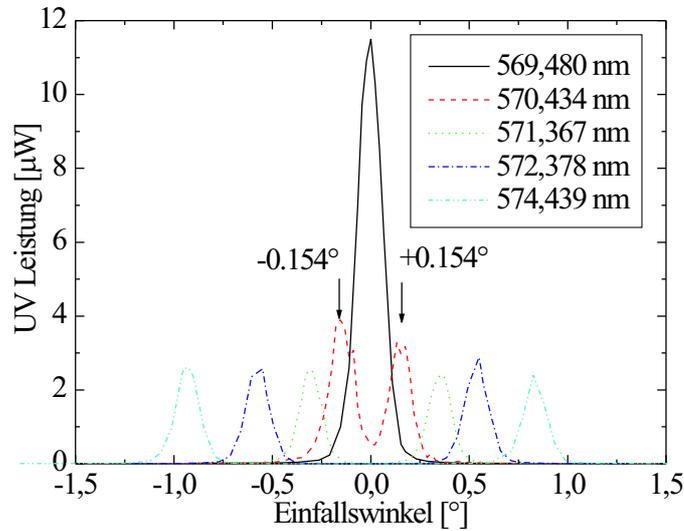


Abbildung 4.10: Winkelakzeptanz des 2-OCWOC bei unterschiedlichen Wellenlängen und schwacher Fokussierung ($w_0 = 95 \mu\text{m}$)

Farbstofflaser geliefert wird.

4.4.2 Verhalten bei unterschiedlichen Wellenlängen

In diesem Abschnitt soll das Verhalten des 2-OCWOC bei unterschiedlichen Wellenlängen untersucht werden. Eine Wellenlängenänderung ist für das Verhalten des OCWOC, wie schon in Abschnitt 4.1 erklärt wurde, äquivalent zu einer Temperaturänderung.

In Abb. 4.10 ist die erzeugte UV-Leistung des OCWOC in Abhängigkeit des Winkels bei unterschiedlichen Wellenlängen dargestellt. Um die Winkelakzeptanz nicht unnötig zu vergrößern und damit eine Verschmierung der Peaks, wie es in Abb. 4.8 der Fall ist, zu verhindern, wurde hier die schwächste Fokussierung, die mit dem Aufbau realisierbar war, angewandt.

Während bei der Wellenlänge $\lambda = 572,4 \text{ nm}$ die Peaks deutlich getrennt bei ein Einfallswinkel von ca. $0,6^\circ$ liegen, gibt es bei $\lambda = 570,4 \text{ nm}$ schon einen leichten Überlapp, der sonst unabhängigen Beiträge der beiden Kristallhälften. Bei der für diesen OCWOC optimalen Wellenlänge

$$\lambda_0 = 569,5 \text{ nm} \quad (4.10)$$

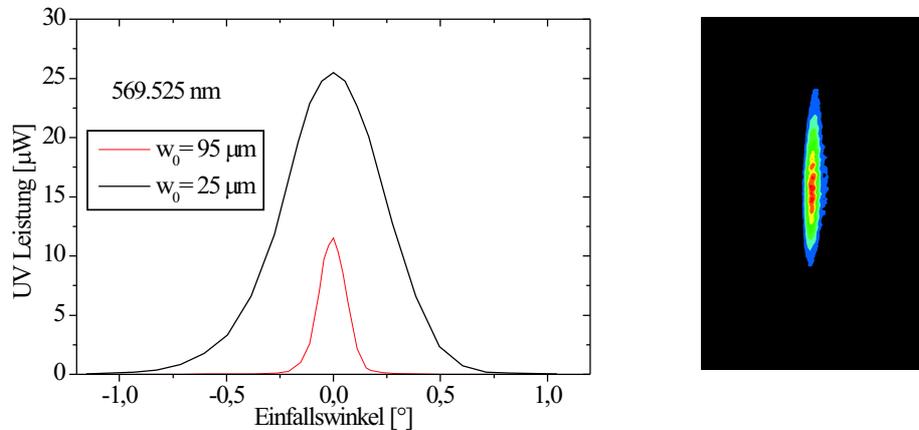


Abbildung 4.11: links: Winkelakzeptanz bei optimaler Wellenlänge ($\lambda = \lambda_0$), optimale Fokussierung (schwarz) und schwacher Fokussierung (rot) ; rechts: Strahlprofil bei optimaler Fokussierung

gibt es eine optimale Überlagerung der UV-Strahlen des Kristalls. Nur bei dieser Wellenlänge ist genau bei senkrechtem Einfall die optimale Phasenanpassung gewährleistet und es kommt zu konstruktiver Interferenz.

In Abb. 4.11 ist bei der optimalen Wellenlänge λ_0 die UV Leistung in Abhängigkeit des Einfallswinkels bei schwacher und optimaler Fokussierung dargestellt. Der kleinere Peak entspricht also dem aus Abb. 4.10. Auch hier kann wieder eine Erhöhung der Winkelakzeptanz bei stärkerer Fokussierung beobachtet werden. Das Strahlprofil besteht, wie in Abb. 4.11 gezeigt, nun auch nur noch aus einem UV-Spot, in dem jetzt die gesamte UV-Leistung vereint ist. Die Elliptizität, die immer noch zu sehen ist, stammt daher, dass die Walk-Off-Kompensation, in einer Zweifachstruktur noch nicht optimal ist.

Da offensichtlich der 2-OCWOC bei λ_0 das erwartete Verhalten zeigt, ist es nun interessant zu untersuchen, in welchem Wellenlängenbereich er effizient arbeitet, bzw. wie weit die Frequenz verstimmbar ist, ohne dass der OCWOC seine positiven Eigenschaften verliert.

Um das Verhalten bei Wellenlängenänderungen genauer zu untersuchen, wurde im folgenden Experiment der Einfallswinkel bei 0° fixiert und die UV Leistung bei optimaler Fokussierung in Abhängigkeit von der Wellenlänge gemessen. Das Resultat ist in Abb. 4.12 dargestellt. Man sieht ein breites Podest mit einer schmalen Resonanz, deren Maximum bei λ_0 liegt. Die Breite dieses

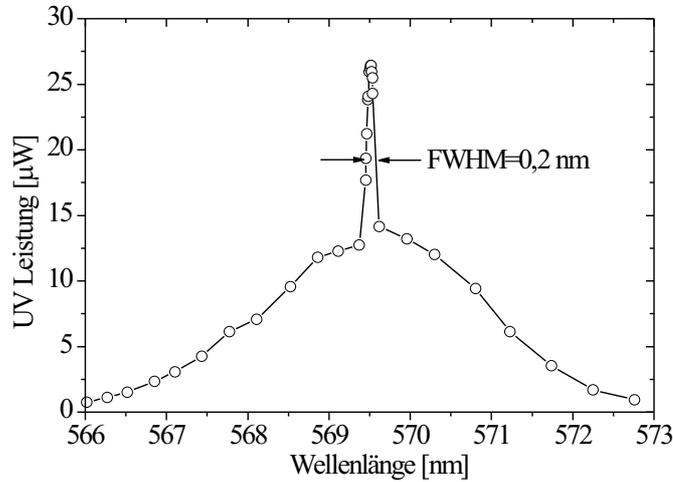


Abbildung 4.12: Variation der Wellenlänge bei optimaler Fokussierung ($w_0 = 25 \mu m$) und senkrechtem Einfall der Fundamentalwelle

Peaks beträgt ca.

$$\Delta_{FWHM} \simeq 0,2 \text{ nm} . \quad (4.11)$$

Eine effiziente Frequenzverdoppelung ist somit nur in einem sehr schmalen Wellenlängenbereich möglich. Außerhalb dieses Bereichs funktionieren die Kristallhälften nur unabhängig voneinander bzw. erzeugen geometrisch getrennte UV-Strahlen wie in Abschnitt 4.4.1 gezeigt.

Die theoretische UV-Leistung in Abhängigkeit der Wellenlänge wurde numerisch für einen 2-OCWOC berechnet [37]. Der Verlauf der UV-Leistung bei Wellenlängenverstimung eines idealen 2-OCWOC ist in Abb. 4.13 gezeigt. Die auf der y-Achse aufgetragene Fokussierungsfunktion ist proportional zur UV-Leistung. Auf der x-Achse ist die wellenlängenabhängige, allgemeine Phasenfehlanpassung $\phi = \sigma L/2 = \Delta k(\lambda)L_c/2$ dargestellt. Auch diese Kurve zeigt das aus dem Experiment (Abb. 4.12) bekannte „scharfer Peak auf breitem Podest“-Verhalten. Die leichte Modulation, die auf der theoretischen Kurve zu erkennen ist, konnte im Experiment nicht beobachtet werden. Dies kann damit erklärt werden, dass minimale Fehlstellungen der optischen Achse oder Abweichungen von der perfekten Parallelität leicht zu einer Auswaschung dieser Modulation führen können [35].

Zusätzlich zum 2-OCWOC ist in der Abbildung die theoretische Performan-

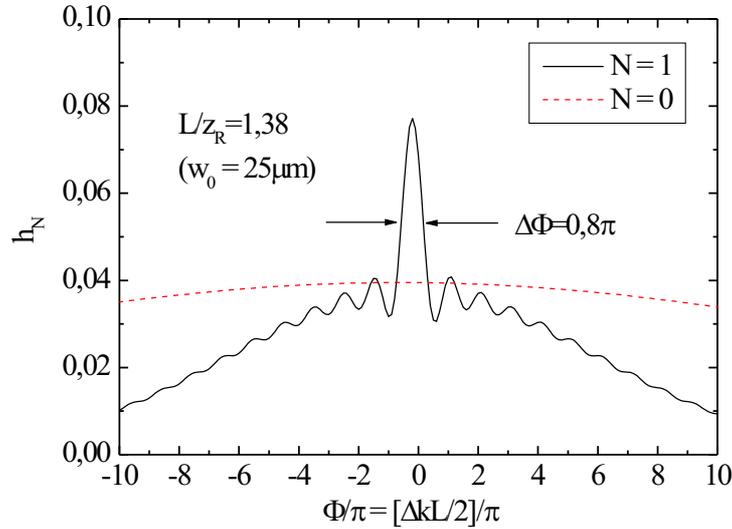


Abbildung 4.13: Theoretische Berechnung der Wellenlängenakzeptanz eines 2-OCWOC bei optimaler Fokussierung [37]; gestrichelt: Herkömmlicher Kristall

ce eines herkömmlichen Kristalls eingezeichnet. Dieser ist unkritisch in Bezug auf die Wellenlängenakzeptanz, da eine Wellenlängenänderung durch ein Nachstellen des Einfallswinkels kompensiert werden kann. Die UV-Leistung des herkömmlichen Kristalls entspricht der maximalen Leistung im Bereich des breiten Podests des OCWOC. Dies liegt daran, dass an diesem die Phasenanpassungsbedingung für beide OCWOC-Hälften noch gerade gut erfüllt sind, sie sich aber nicht mehr konstruktiv überlagern. Die Summe der beiden Leistungen der UV-Strahlen, die der 2-OCWOC erzeugt, ist somit gleich der Leistung des UV-Strahls des herkömmlichen Kristalls.

4.4.3 Vergleich der Konversionseffizienz eines herkömmlichen Kristalls mit einem 2-OCWOC

Wie man schon in Abb. 4.13 sieht, liefert der OCWOC-Kristall in einem kleinen Wellenlängenbereich eine deutlich höhere UV-Leistung als der herkömmliche Kristall. Diese Verbesserung der Konversionseffizienz soll durch direkten experimentellen Vergleich zwischen 2-OCWOC und Bulk-Kristall quantitativ untersucht werden.

Die Konversionseffizienz ist gegeben durch $\Gamma = P_{2\omega}/P_{\omega}^2$. Um sie so genau wie möglich zu bestimmen, wurde die Grundwellenleistung bei optimaler Fokussie-

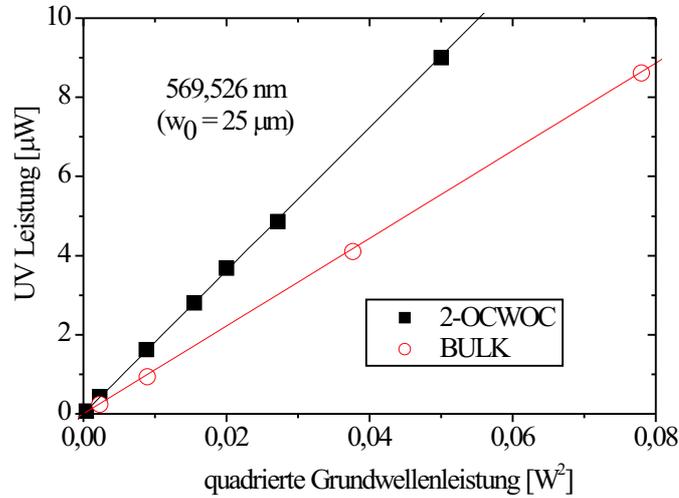


Abbildung 4.14: Vergleich der Konversionseffizienz eines herkömmlichen Kristalls (blau) mit der eines 2-OCWOC (schwarz) bei optimaler Fokussierung ($w_0 = 25 \mu\text{m}$)

und optimaler Wellenlänge ($\lambda = \lambda_0$) variiert und die Leistung des UV-Strahls über der quadrierten Grundwellenleistung auftragen. Dies ist in Abb. 4.14 dargestellt. Man sieht hier, dass sich eine Gerade sehr gut an die Messwerte anpassen lässt. Die Steigung dieser Geraden ist die Single-Pass-Konversion und wurde bestimmt zu:

$$\begin{aligned}\Gamma_{\text{Bulk}} &= 1,10 \cdot 10^{-4} \text{ W/W}^2 \\ \Gamma_{2\text{-OCWOC}} &= 1,81 \cdot 10^{-4} \text{ W/W}^2 .\end{aligned}$$

Damit ergibt sich eine deutliche Verbesserung der Konversionseffizienz um einen Faktor von $\Gamma_{N=1}/\Gamma_{N=0} = 1,65$. Dies liegt etwas unterhalb des theoretischen Wertes, der gemäß Abb. 4.13 eine Verbesserung um einen Faktor zwei im idealen Fall gebracht hätte.

4.5 Ausschöpfen des Potenzials: 8-OCWOC

Als nächster Schritt soll eine 8- oder 10-OCWOC-Struktur mit gleicher Gesamtlänge untersucht werden. Davon wird das Strahlprofil stark profitieren, da es wie in Abb. 4.11 gezeigt, bei einem 2-OCWOC weit davon entfernt ist, vollständig kompensiert zu sein. Auch die Konversionseffizienz wird gleichzeitig

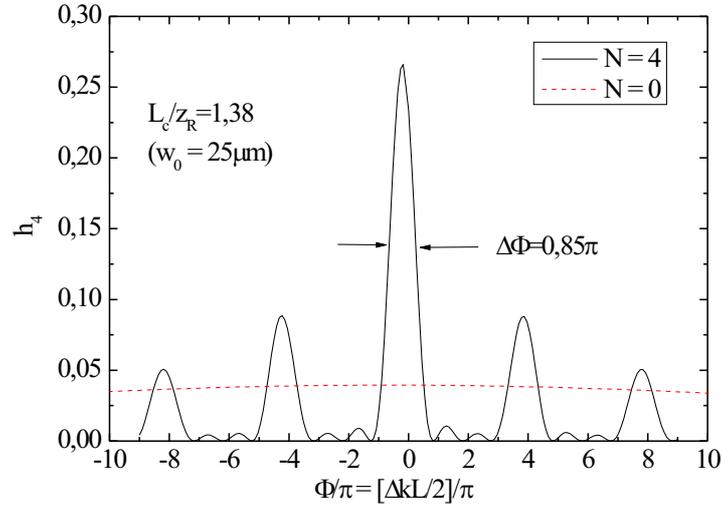


Abbildung 4.15: Theoretische Berechnung der Wellenlängenakzeptanz eines BBO-8-OCWOC im Vergleich zu der eines herkömmlichen BBO-Kristalls (gestrichelt) bei optimaler Fokussierung

ansteigen. Die Verbesserung verglichen mit der Leistungsfähigkeit eines herkömmlichen Kristalls liegt nach theoretischen Berechnungen bei einem Faktor von bis zu sieben [37].

Die bisherige Untersuchung des spektralen und winkelabhängigen Verhaltens der OCWOC-Struktur hat die hohen Anforderung gezeigt, die an die Herstellung eines 2N-OCWOC aus dem stark doppelbrechenden Material BBO gestellt werden müssen. Das Wichtigste dabei ist die genaue Anpassung des Schnittwinkels θ_{cut} an den Phasenanpassungswinkel bei der richtigen Wellenlänge $\theta_{PM}(570,4 \text{ nm})$. Die Genauigkeit ist dabei durch die Winkelakzeptanz jeder einzelnen Platte gegeben und liegt bei unserem 2-OCWOC mit einer Schichtdicke von $l_c = 4 \text{ mm}$ nach Formel 4.7 bei $\Delta\theta \sim 0,04^\circ$. Eine Reduzierung der Schichtdicke l_c auf 1 mm würde die Winkelakzeptanz deutlich erhöhen, nämlich auf $\Delta\theta \sim 0,15^\circ$ und liegt damit sehr dicht an der Ungenauigkeit, mit der der Schnittwinkel bei der Herstellung durch Beugung von Röntgenstrahlen bestimmt werden kann. Hier ist noch anzumerken, dass die gesamte Akzeptanzbandbreite der Struktur nicht auf den Wert einer einzelnen Platte verbreitert wird, wie es in [38] für ein Multi-Kristall-Anordnung gezeigt wurde. In einer monolithischen Struktur wie einem 2N-OCWOC hängt die Akzeptanzbreite für die Wellenlänge von den fixierten relativen Fehlstellungen zwischen den Platten ab [35].

Die theoretische Wellenlängenakzeptanz ist für einen idealen 8-OCWOC berechnet worden und in Abb. 4.15 dargestellt. Diese ideale Strukturen zeigen, wie man sehen kann, aufgrund der Periodizität der Phasenfehlanpassung $\pm\Delta k$ ein Filterverhalten mit charakteristischen Seitenbändern, ähnlich dem von doppelbrechenden Filtern wie z.B. Lyot Filtern. Das zentrale Maximum hat ungefähr dieselbe Breite wie das Maximum des 2-OCWOC. Das bedeutet, dass die theoretische Wellenlängenakzeptanz vergleichbar ist mit der der von uns untersuchten Struktur. Praktisch kann allerdings erwartet werden, dass minimale Fehlstellungen der optischen Achse, die beispielsweise während des Polierens der einzelnen Elemente entstehen, zu einer Verringerung der Konversionseffizienz führen. Dieser Effekt wurde schon bei der Untersuchung einer 10-OCWOC-Struktur aus dem Material KTP beobachtet [36]. Im diesem Fall wäre diese sogar wünschenswert, da die Verringerung der Effizienz einhergeht mit einer Verbreiterung des Peaks und somit die Wellenlängenakzeptanz noch stark zunehmen dürfte.

4.6 Zusammenfassung

Im diesem Kapitel wurde die Realisierbarkeit einer monolithischen BBO Walk-Off Kompensation zur effizienten Erzeugung von UV Licht untersucht. Eine derartige Struktur verspricht eine höhere Konversionseffizienz bei einem gleichzeitig verbessertem Strahlprofil. In diesem Rahmen wurde eine 2-OCWOC-Struktur charakterisiert, um die Methodik und notwendigen Genauigkeiten zu studieren und den exakten Phasenanpassungswinkel zu bestimmen.

Verglichen mit einem herkömmlichen Kristall gleicher Länge wurde eine Erhöhung der Konversionseffizienz um einen Faktor von 1,65 gemessen. Die untersuchte Struktur hat eine Wellenlängenakzeptanz von ca. 0,2 nm, was für die Anforderungen des Magnesiumexperiments mehr als ausreichend ist. Die optimale Wellenlänge lag allerdings bei 569,5 nm und war daher fast 1 nm entfernt von der Zielwellenlänge von 570,4 nm. Der Grund liegt in einer leichten Fehlstellung der optischen Achse bzw. einem Schnittwinkelfehler von $0,1^\circ$. Dies zeigt die enorme Anforderung, die an die Herstellung einer solchen Struktur gestellt werden müssen. Hätte der Fehler in der anderen Richtung gelegen, so hätte eine Temperaturerhöhung von ca. 90 K diesen Fehler ausgleichen können. Diese Ergebnisse fordern eine weitere Untersuchung eines 2N-OCWOC mit mehr Elementen ($N \geq 4$) geradezu heraus. Durch sie wird die Konversionseffizienz weiter erhöht werden und gleichzeitig die Anforderungen an die Schnittgenauigkeit abnehmen.

AUSBLICK

Mit dem im Rahmen dieser Diplomarbeit aufgebauten Resonator konnte eine UV-Leistung von maximal 350 mW gemessen werden, verglichen mit 120 mW, die mit dem älteren Design maximal erzeugt wurden. Der wichtigste Grund für diese Steigerung ist die deutliche Verringerung der linearen Resonatorverluste, die vermutlich auf die Verwendung von AR-Beschichtungen und senkrechten Einfallswinkel auf die Kristallfacetten anstelle von Brewsterflächen zurückgeführt werden kann. Bevor dieser neue Resonator in das Experiment integriert werden kann, sind allerdings noch Optimierungen des Regelungsverhaltens nötig und es muss eine Intensitätsstabilisierung aufgebaut werden.

Eine weitere Optimierung der Frequenzverdoppelung kann mit Hilfe von OCWOCs erfolgen. Die Untersuchungen haben gezeigt, dass sie das Potenzial haben, die Konversionseffizienz zu erhöhen, bei einer gleichzeitigen Verbesserung des Strahlprofils. Der untersuchte BBO-2-OCWOC zeigte eine 65% höhere Konversionseffizienz als ein herkömmlicher Kristall gleicher Länge. Die optimale Wellenlänge weicht allerdings, aufgrund eines imperfekten Schnittwinkels, um ca. 1 nm von der Zielwellenlänge ab. Dies zeigt die hohen Anforderung, die an die Kristallherstellung gestellt werden müssen, wenn diese Technik auf ein stark doppelbrechendes Material wie BBO angewendet werden soll. Diese Ergebnisse fordern eine weitere Untersuchung eines OCWOC mit mehr Elementen (8-10) geradezu heraus. Durch sie werden die Anforderungen an die Schnittgenauigkeit abnehmen und gleichzeitig die Wellenlängenakzeptanz erhöht werden [35]. Theoretische Berechnungen sagen eine Erhöhung der Konversionseffizienz um einen Faktor von sieben voraus. Aufgrund von kleinen relativen Fehlstellungen der optischen Achse, die durch den Prozess der optischen Kontaktierung entstehen, wird dieser Wert allerdings nicht erreicht werden. Bei einer als realistisch anzunehmenden tatsächlichen Erhöhung um

einen Faktor fünf, wären dann Konversionseffizienzen von deutlich über 50% bei einer Fundamentalleistung von 1 W möglich. Die Untersuchung eines 8-OCWOC wird endgültig die Anwendbarkeit des Verfahrens auf stark doppelbrechende Kristalle wie BBO klären. Bewährt sich der BBO-OCWOC, so wird diese Technik durchaus für viele andere Experimente im UV interessant sein und diese Strukturen könnten das Gegenstück zu den periodisch gepolten Materialien, die im UV-Bereich eine unzureichende Transmission aufweisen, bilden.

Eine Integration der optimierten Frequenzverdoppelung in den bestehenden Aufbau und die damit verbundene deutliche Erhöhung der verfügbaren UV-Leistung würde die Leistungsfähigkeit des Magnesiumexperiments in vielerlei Hinsicht verbessern. Besonders interessant ist die Perspektive, das gelbe Licht mit Hilfe einer Faser in die Nähe der Fallenapparatur zu transportieren und direkt hier das UV-Licht zu erzeugen. Die damit verbundene Reduzierung der Verdoppelungseffizienz wäre jetzt akzeptabel. Es entfällt zudem die umständliche Strahlführung des UV-Lichts über mehrere Meter, sowie die benötigten Strahllagestabilisierungen, wovon die Stabilität des Experiments enorm profitieren würde. Die höhere Leistung erlaubt es, die magneto-optische Falle zur besseren Balance auf sechs statt bisher drei unabhängige Strahlen zu erweitern, sowie das Strahlprofil durch Filterung einem idealen Gaußschen Strahl anzunähern. Ein verbessertes Strahlprofil würde sich besonders positiv auf die Kühlmechanismen auswirken. Ein gutes Strahlprofil ist unabdingbar für das Erzielen tieferer Temperaturen in einer idealen Melasse, einer Reduzierung der internen Teilchendynamik und Voraussetzung für Sub-Doppler-Kühlmechanismen, wie Polarisationsgradientenkühlen.

Die fortschreitende Entwicklung auf dem Gebiet der Halbleiterlaser ermöglicht es heutzutage, bei 1141 nm hohe Leistungen zu erzeugen [39]. Eine effiziente Verdoppelung einer solchen Strahlquelle stellt eine interessante Alternative zum Farbstofflaser bei 570,4 nm dar, dessen Betrieb mit einem hohem und unangenehmen Wartungsaufwand verbunden ist. Eine Verdoppelung von 1141 nm ist unproblematischer als die von 570,4 nm, da man hier auf sehr gute Materialien, wie periodisch gepoltes KTP, zurückgreifen kann. In Anhang A sind Rechnungen für eine solche Erzeugung von 570,4 nm angefügt. Diese Rechnungen zeigen, dass hier Verdoppelungseffizienzen von über 80 % bei einer Grundleistung von 1,5 W erwartet werden können. Die Erzeugung von 285 nm muss dann wiederum mit dem hier konzipierten BBO-Resonator erfolgen.

Mit diesen neuen Konzepten ist die systematische Untersuchung des Potenzials des Magnesiums als optische Uhr deutlich vereinfacht und erhält neue Perspektiven.

BERECHNUNGEN ZUR FREQUENZVERDOPPELUNG VON 1141 NM

Vorausgesetzt, dass eine ausreichend starke Laserquelle bei 1141 nm zur Verfügung steht, kann eine Erzeugung der Wellenlänge von 570,4 nm mit Hilfe von PPKTP erfolgen. Quasiphasenangepasste Materialien weisen keinen Walk-Off auf und versprechen daher ein gutes Strahlprofil. Da PPKTP außerdem einen großen nichtlinearen Koeffizienten d_{eff} besitzt sind auch hohe Verdoppelungseffizienzen zu erwarten. In Abb. A.1 ist die theoretische Konversionseffizienz für einen 20 mm langen Kristall in Abhängigkeit der Fokussierung dargestellt. Die optimale Strahltaile beträgt 26,5 μm . Da PPKTP jedoch starke thermische Effekte, wie z.B. thermisch induzierte Linsen, aufweist [40], ist eine derart starke Fokussierung problematisch und sollte so weit wie möglich reduziert werden. In Abb. A.2 ist die Verdoppelungseffizienz mit optimalem Einkoppelspiegel T_1^{opt} in Abhängigkeit der Fokussierung dargestellt. Man kann erkennen, dass auch noch hohe Verdoppelungseffizienzen bei wesentlich geringeren Fokussierungen und damit niedrigeren Intensitäten erreicht werden können. Eine Verdoppelung sollte daher bei Strahltaillen im Bereich von 80-100 μm stattfinden. Die zu erwartenden Verdoppelungseffizienzen liegen dann bei etwa 75-80%.

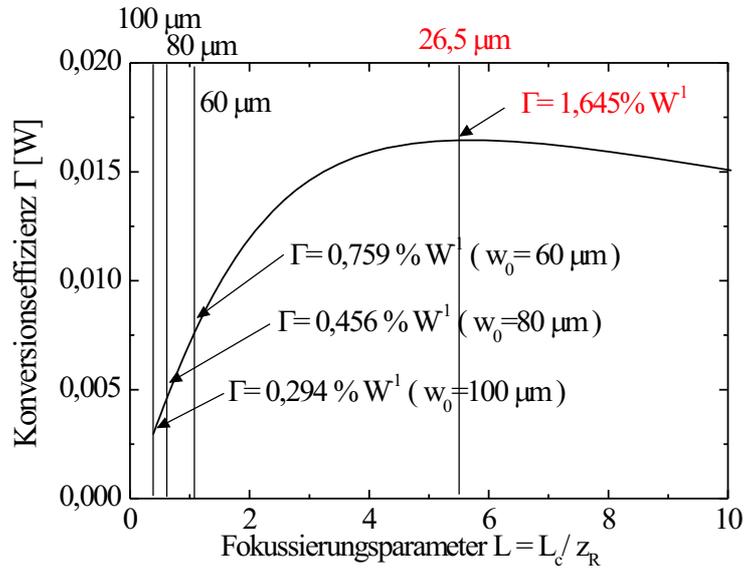


Abbildung A.1: Konversionseffizienz Γ von PPKTP in Abhängigkeit von der Fokussierung. Die für die Berechnung verwendeten Kristallparameter sind: $L_c = 20$ mm; $\alpha_\omega = 0,003$ cm⁻¹; $\alpha_{2\omega} = 0,08$ cm⁻¹; $d_{\text{eff}} = 8,7$ pm/V.

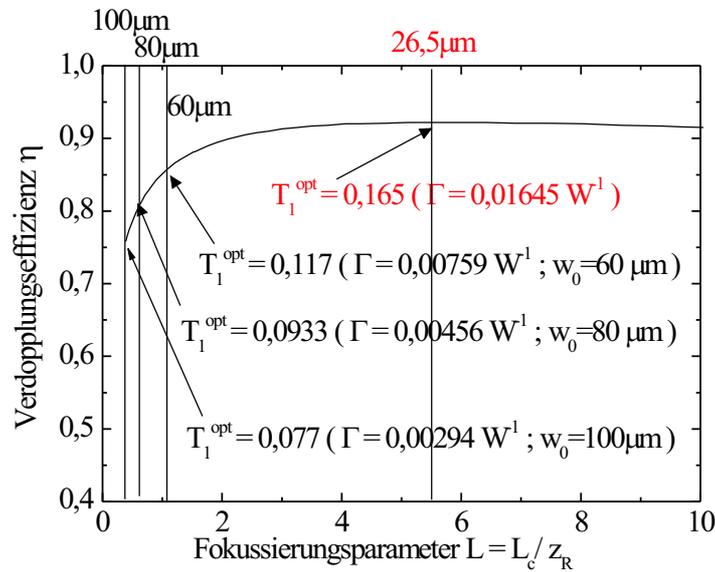


Abbildung A.2: Verdoppelungseffizienz η in Abhängigkeit von der Fokussierung bei linearen Umlaufverlusten von $\varepsilon = 2\%$ und einer Punpleistung von 1,5 W.

KRISTALLHALTERUNG

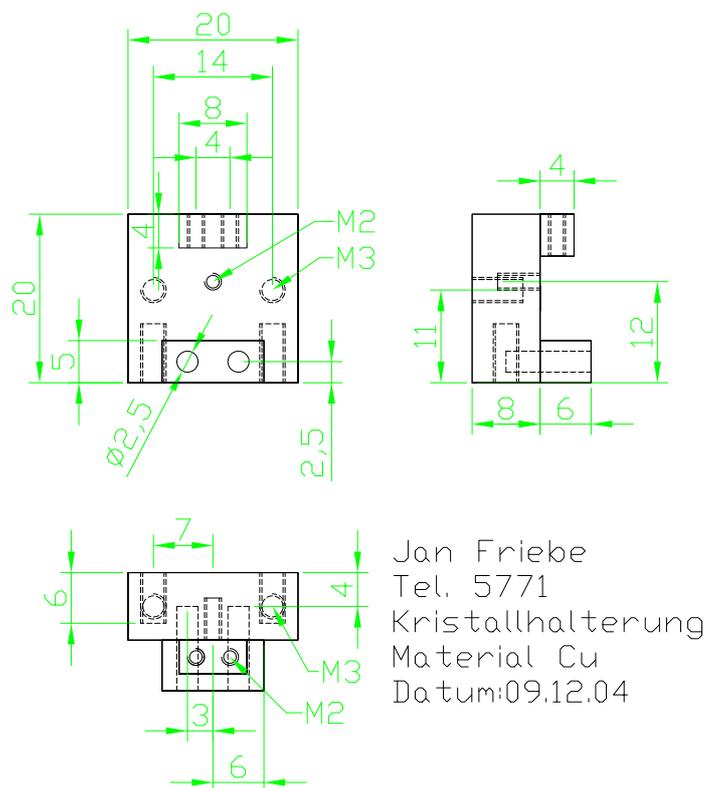


Abbildung B.1: Kristallhalterung

ELEKTRONIK

Auf den folgenden beiden Seiten sind Schaltpläne für die Resonatorstabilisierung abgebildet. Die erste Zeichnung zeigt den Schaltplan des Lock-In Verstärkers und die zweite die des Proportional-Integral-Differenzial Reglers.

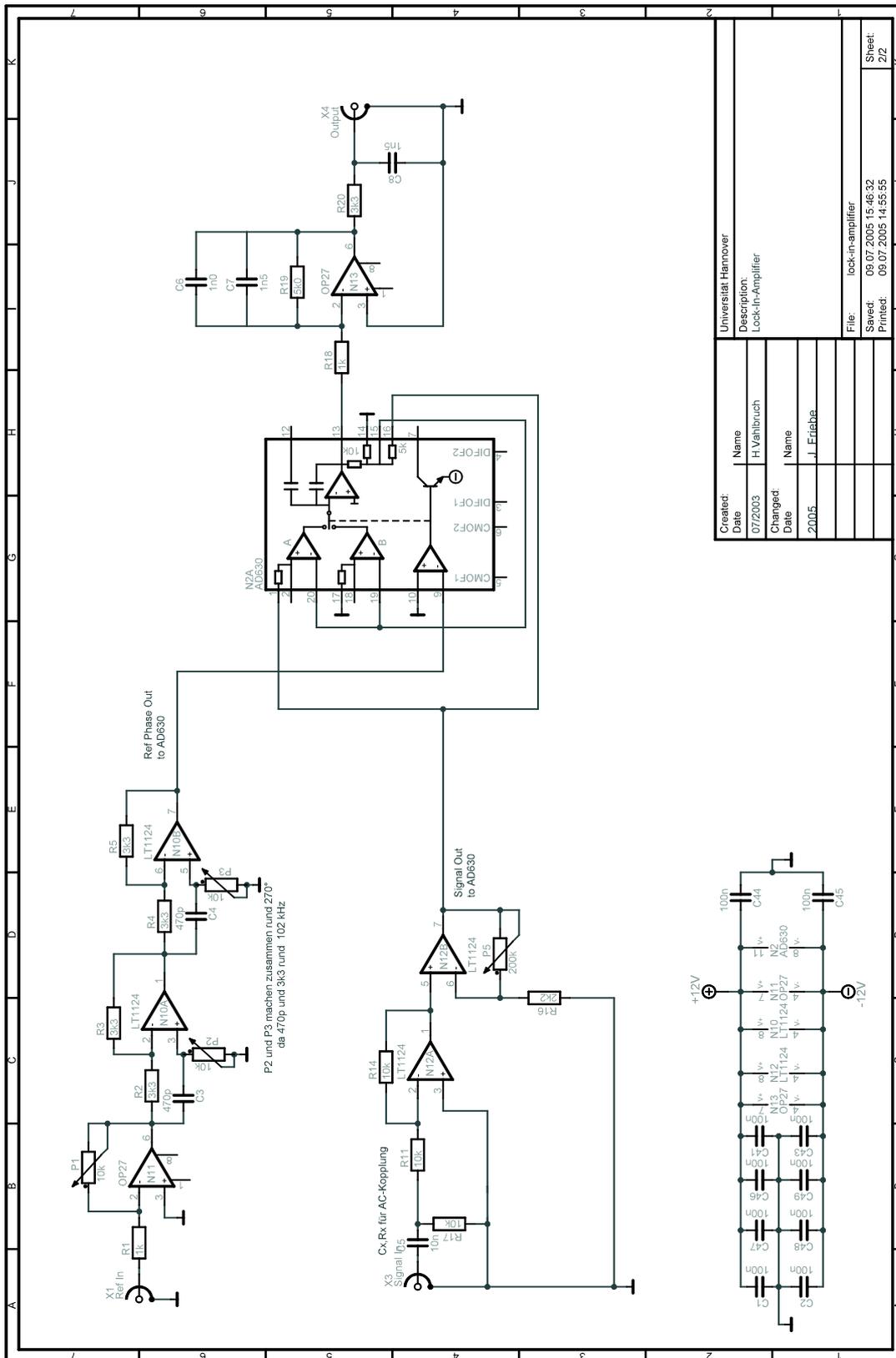
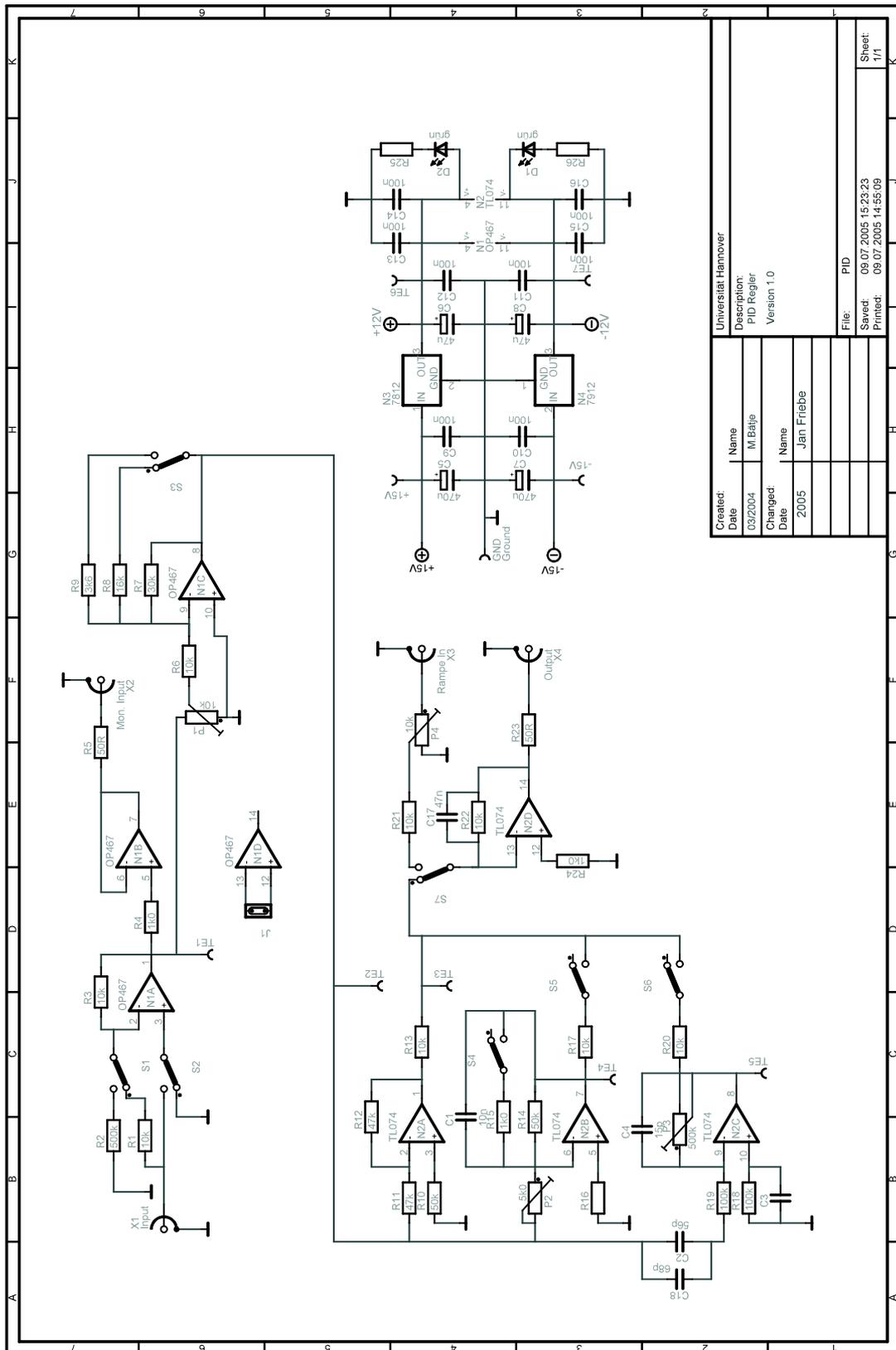


Abbildung C.1: Schaltplan des Lock-In-Verstärkers



Created:		Universität Hannover	
Date:	03/2004	Description:	PID Regler
Changed:		Date:	Version 1.0
Date:	2005	Name:	Jan Friebe
File:	PID	Save:	09.07.2005 15:23:23
		Printed:	09.07.2005 14:55:09
		Sheet:	1/1

Abbildung C.2: Schaltplan des PID-Reglers

PROGRAMM ZUR BERECHNUNG DER FOKUSSIERUNGSFUNKTION

Dies ist der Quellcode des Mathematica-Programms, das für die Berechnung der Fokussierungsfunktion h und der Verdoppelungseffizienz in einem Resonator geschrieben wurde:

```

Clear["global'*", m,  $\sigma$ , h,  $\xi$ , B,  $\rho$ , L, a, Lc,
  w0,  $\sigma_{max}$ , k $\omega$ , l, b,  $\beta$ , omega, T1, Tlopt,  $\epsilon$ ,  $\eta$ , gamma]
kfaktor = 2 * omega^2 * deff^2 * Lc * k $\omega$  / ( $\pi$  * e[0] * c^3 * n $\omega$ ^2 * n2 $\omega$ );
hfunkt = Function[{ $\sigma$ , L, prec},
  Re[1 / (2 * L) * NIntegrate[e^(-a (tau1 + tau2 + 2 f) - I *  $\sigma$  * (tau1 - tau2) -  $\beta$ ^2 * (tau1 - tau2)^2) /
    ((1 + I * tau1) * (1 - I * tau2)), {tau1, -f, (L - f)}, {tau2, -f, (L - f)},
    AccuracyGoal -> prec, MinRecursion -> 5, MaxRecursion -> 8]]];
 $\eta_{eqn}$  = Sqrt[ $\eta$ ] * (2 - Sqrt[1 - T1] * (2 -  $\epsilon$  - Sqrt[gamma * Pin *  $\eta$ ]))^2 -
  4 * T1 * Sqrt[gamma * Pin] == 0;
Tlopt =  $\epsilon$  / 2 + Sqrt[( $\epsilon$  / 2)^2 + gamma * Pin];
k $\omega$  = 2. *  $\pi$  * n $\omega$  /  $\lambda$ ;
(*z0=1/2*k $\omega$ *w0^2*)
 $\beta$  = B * Sqrt[2 / L];
B =  $\rho$  * Sqrt[k $\omega$  * Lc] / 2;
(*B=16;*)
(* $\beta$ =rho/delta0; delta0=lam/(Pi*n $\omega$ *w0)*)
a = (a $\omega$  - a2 $\omega$  / 2) * z0;
c = 2.9979 * 10^8;
e[0] = 8.8542 * 10^(-12);
omega = 2 *  $\pi$  * c /  $\lambda$ ;

```

```

(*Kristalleigenschaften*)
deff = 1.79 * 10^(-12);
λ = 570.4 * 10^(-9);
ρ = 4.81 * 2 * π / 360;
Lc = 0.008;
f = L / 2;
aω = 0;
a2ω = 0;
nω = 1.67;
n2ω = 1.67;
kfaktor;
(*Cavityeigenschaften*)
Pin = 1.0;
ε = 0.01; (*lineare Cavityverluste*)
Print["Parameter:\n\n", "Wellenlänge: λFF=", λ * 10^9,
      "\nm\nNichtlin. Koeff. deff=", deff * 10^12, "V/pm\nKristalllänge: Lc=", Lc * 1000,
      "\nm\nBrechungsindizes: nω=", nω, ", n2ω\ω=", n2ω, "\nWalk-Off-Parameter: B=",
      B, "\nAbsorption: a=", a, "\nlin. Resonatorverluste: ε=",
      ε, "\nModenangepasste Leistung: Pin=", Pin, "W \n"];
(*Berechnen von σopt*)
m3 = {}; m2 = {}; m4 = {}; Print[kω];
hmax = 0;
file1 = OpenWrite["testt2.txt"];
For[i = 0, i < 3, i += .1,
  L = 10.^(i - 1.);
  For[σ = -1.7, σ < 0.1, σ += 0.2,
    hwert = hfunkt[σ, L, 5];
    If[hwert > hmax, hmax = hwert; omax = σ - 0.2; ,];
  ];
  dσ = 0.025;
  While[hfunkt[omax + dσ, L, 5] > hfunkt[omax, L, 5], omax += dσ];
  omax -= 0.025;
  dσ = 0.002;
  While[hfunkt[omax + dσ, L, 6] > hfunkt[omax, L, 6], omax += dσ];
  Print["L=", L, " → w0=", Sqrt[2 * Lc / (kω * L)] * 10^6, "μm → σopt=", omax];
  hwert = hfunkt[omax, L, Infinity];
  gamma = hwert * kfaktor;
  T1 = T1opt;
  bat = Solve[ηeqn, η];
  Print["hopt=", hwert, " → Γ=", gamma,
        " → T1opt=", T1, " → η=", η /. bat[[1]], "\n"];
  m2 = Append[m2, {L, hwert}];
  m3 = Append[m3, {L, gamma}];
  m4 = Append[m4, {L, η /. bat[[1]]}];
  WriteString[file1, L, " ", hwert, "\n"];
]
Close[file1]
m2 = Delete[m2, 1]; ListPlot[m2, PlotJoined -> True, AxesOrigin -> Automatic]
m3 = Delete[m3, 1]; ListPlot[m3, PlotJoined -> True, AxesOrigin -> Automatic]
m4 = Delete[m4, 1]; ListPlot[m4, PlotJoined -> True, AxesOrigin -> Automatic]

```

Abbildungsverzeichnis

2.1	Die sinc ² -Funktion	9
2.2	Indexellipsoid eines negativ einachsig doppelbrechenden Kristalls	10
2.3	Entstehung des elliptischen Strahlprofils	11
2.4	Gaußscher Strahl im Kristall	12
3.1	Theoretische Konversionseffizienz im Vergleich mit experimentellen Messungen	20
3.2	Aufbau des externen Resonators	21
3.3	Skizze der Resonatorgeometrie	23
3.4	Strahltaille im kurzen Arm in Abhängigkeit vom Abstand der gekrümmten Spiegel	25
3.5	Strahltaille im langen Arm in Abhängigkeit vom Abstand der gekrümmten Spiegel	25
3.6	Verdoppelungseffizienz bei verschiedenen linearen Verlusten und Konversionseffizienzen	28
3.7	Verdoppelungseffizienz in Abhängigkeit von den linearen Verluste bei verschiedenen Eingangsleistungen und Konversionseffizienzen	29
3.8	Überhöhung bei verschiedenen Eingangsleistungen und Konversionseffizienzen	30
3.9	Airy Funktion	32
3.10	Erzeugung des Fehlersignals mittels Lock-In Verfahren	33
3.11	Gemessene UV-Leistung in Abhängigkeit der Grundleistung	34
3.12	Gemessener Einkopplungsgrad	35
4.1	Fokussierungsfunktion h in Abhängigkeit der Fokussierung für verschiedene Walk-Off-Parameter	40
4.2	Strahlverlauf im Kristall: OCWOC vs. herkömmlicher Kristall	41
4.3	Auswirkung einer Verkipfung des Strahl auf Phasen Anpassung	42
4.4	Verschiedene Kristallanordnungen zur Walk-Off-Kompensation	43
4.5	Herstellung eines 2N-OCWOC	44
4.6	Messaufbau zur Charakterisierung des 2-OCWOC	46
4.7	Vergleich der Winkelakzeptanz eines OCWOC mit einem Bulk-kristall bei schwacher Fokussierung	48

4.8	Vergleich der Winkelakzeptanz eines OCWOC mit einem Bulk- kristall bei starker Fokussierung	49
4.9	Strahlprofil des 2-OCWOC bei unterschiedlichen Einfallswinkeln ($\lambda = 570,4 \text{ nm}$)	50
4.10	Winkelakzeptanz des 2-OCWOC bei unterschiedlichen Wellen- längen und schwacher Fokussierung	51
4.11	Winkelakzeptanz des 2-OCWOC bei optimaler Wellenlänge mit Strahlprofil	52
4.12	Variation der Wellenlänge bei optimaler Fokussierung und senk- rechtem Einfall der Fundamentalwelle	53
4.13	Theoretische Berechnung der Wellenlängenakzeptanz eines 2- OCWOC bei optimaler Fokussierung	54
4.14	Vergleich der Konversionseffizienz eines herkömmlichen Kristalls mit der eines 2-OCWOC	55
4.15	Theoretische Berechnung der Wellenlängenakzeptanz eines BBO- 8-OCWOC	56
A.1	Konversionseffizienz Γ von PPKTP in Abhängigkeit von der Fo- kussierung	62
A.2	Verdoppelungseffizienz η in Abhängigkeit von der Fokussierung .	62
B.1	Kristallhalterung	63
C.1	Schaltplan des Lock-In-Verstärkers	65
C.2	Schaltplan des PID-Reglers	66

Literaturverzeichnis

- [1] R. Holzwarth, Th. Udem, T. W. Hänsch, J. C. Knight, W.J. Wadsworth, and P.St.J. Russell. Optical Frequency Synthesizer for Precision Spectroscopy. *Phys. Rev. Letters*, 85(11), 2000.
- [2] A. Bauch and H. R. Telle. Frequency standards and frequency measurement. *Reports on Progress in Physics*, 65:789–843, 2002.
- [3] F. Riehle. *Frequency Standards*. Wiley-VCH, 2004.
- [4] R. Le Targat, J.-J. Zondy, and P. Lemonde. 75%-Efficiency blue generation from an intracavity PPKTP frequency doubler. *Optics Communications*, 247:471–481, 2005.
- [5] V.G. Dimitriev, G.G. Gurzadian, and D.N. Nikogosyan. *Handbook of Non-linear Optical Crystals*. Springer-Verlag, 1997.
- [6] R.W. Boyd. *Nonlinear Optics*. Academic Press, 1992.
- [7] D. A. Kleinman. Nonlinear Dielectric Polarization in Optical Media. *Physical Review*, 126, 1977.
- [8] B.Wellegehausen. Einführung in die nichtlineare Optik. *Script zur Vorlesung*, WS 2002/2003.
- [9] D. Meschede. *Optik, Licht und Laser*. Teubner Studienbücher, 1999.
- [10] Y.R. Shen. *The principles of Nonlinear Optics*. John Wiley & Sons, Inc., 1984.
- [11] G.D. Boyd and D. A. Kleinman. Parametric Interaction of Focused Gaussian Light Beams. *J. of Applied Physics*, 39(8), 1968.
- [12] J.-J. Zondy. Comparative theory of walkoff-limited type-II versus type-I second harmonic generation with gaussian beams. *Optics Communications*, 81(6), 1991.

- [13] J.-J. Zondy, D. Touahri, and O. Acef. Absolute value of the d_{36} nonlinear coefficient of AgGaS_2 : prospect for a low-threshold doubly resonant oscillator-based 3:1 frequency divider. *J. Opt. Soc. Am B*, 14(10), 1997.
- [14] J.-J. Zondy. Type-II frequency doubling at $\lambda = 1.30 \mu\text{m}$ and $\lambda = 2.53 \mu\text{m}$ in flux-grown potassium titanyl phosphate. *J. Opt. Soc. Am B*, 11(10), 1994.
- [15] L.J. Bromley, A. Guy, and D.C. Hanna. Synchronously Pumped Optical Parametric Oscillation in Beta-Barium Borate. *Optics Communications*, 67(4), 1988.
- [16] D. Scheller. Erzeugung von cw-UV-Strahlung durch Frequenzverdopplung für die magneto-optische Speicherung von Magnesium. Master's thesis, Universität Hannover (IQO), 1996.
- [17] D.N. Nikogosyan. Beta barium borate (BBO) A review of its properties and applications. *Applied Physics A*, 58(3), 1994.
- [18] J.-J. Zondy. persönliche Mitteilung.
- [19] V. Vedenyapine. persönliche Mitteilung.
- [20] T. Freearde and J. Coutts. General analysis of type I second-harmonic generation with elliptical Gaussian beams. *J. Opt. Soc. Am B*, 14(8), 1997.
- [21] A. Ashkin, G.D. Boyd, and J.M. Dziedzic. Resonant Optical Second Harmonic Generation and Mixing. *IEEE J. Quantum Electronics*, 2(6):109–124, 1966.
- [22] W.J. Kozlovsky, C.D. Nabors, and R.L. Byer. Efficient Second Harmonic Generation of a Diode-Laser-Pumped CW Nd:YAG Laser Using Monolithic $\text{MgO}:\text{LiNbO}_3$ External Resonant Cavities. *IEEE J. Quantum Electron.*, 24(6), 1988.
- [23] E.S. Polzik and H.J. Kimble. Frequency doubling with KNbO_3 in an external cavity. *Optics Letters*, 16(18), 1991.
- [24] B.E.A. Saleh and M.C. Teich. *Fundamentals of Photonics*. John Wiley & Sons, Inc., 1991.
- [25] U. Sterr. Strahl - Modenanpassungsprogramm V. 1.0.7.
- [26] A. Renn, A. Hese, and H. Büsener. Externer Ringresonator zur Erzeugung kontinuierlicher Einmoden-UV-Strahlung. *Laser und Optoelektronik*, 3(11-19), 1982.

- [27] D. Herrendörfer. Erzeugung von frequenzverdoppelter Strahlung bei 285 nm zur manipulation eines Magnesium-Atomstrahls. Master's thesis, Bonn, 1990.
- [28] W. Demtröder. *Laserspektroskopie*. Springer, 2000.
- [29] D. Bettermann. Präparation von 285 nm Strahlung für Experimente an einem lasergekühlten Magnesium-Atomstrahl. Master's thesis, Bonn, 1991.
- [30] H. Hinsch. *Elektronik - Ein Werkzeug für Naturwissenschaftler*. Springer, 1996.
- [31] Y.X. Fan, R.C. Eckardt, R.L. Byer, C. Chen, and A.D. Jiang. Barium Borate Optical Parametric Oscillator. *IEEE J. Quantum Electronics*, 20(6), 1989.
- [32] L. K. Samanta, T. Yanagawa, and Y. Yamamotoe. Technique for enhanced second harmonic output power. *Optics Communications*, 76:250–252, 1990.
- [33] J.-J. Zondy. Experimental investigation of single and twin AgGaSe₂ crystals for CW 10.2 μm SHG. *Optics Communications*, 119, 1995.
- [34] J.-J. Zondy, M. Abed, S. Khodja, C. Bonnin, B. Rainaud, H. Albrecht, and D. Lupinsky. Walkoff-compensated type-I and type-II SHG using twin-crystal AgGaSe₂ and KTiOPO₄ devices. *Proc. SPIE*, 2700, 1996.
- [35] J.-J. Zondy. Second-harmonic generation with monolithic walk-off-compensating periodic structures. I. Theory. *J. Opt. Soc. Am B*, 20(8):1675–1694, 2003.
- [36] J.-J. Zondy and D. Kolker. Second-harmonic generation with monolithic walk-off-compensating periodic structures. II. Experiments. *J. Opt. Soc. Am B*, 20(8):1695–1707, 2003.
- [37] J. Friebe, K. Moldenhauer, E.M. Rasel, W.Ertmer, J.-J. Zondy, L. Isaenko, and A. Yelissejev. $\beta\text{-BaB}_2\text{O}_3$ deep UV monolithic walk-off compensating tandem. *eingereicht bei Optics Letters*.
- [38] D.J. Armstrong, W.J. Alford, T.D. Raymond, A.V. Smith, and M.S. Bowers. Parametric amplification and oscillation with walkoff-compensating crystals. *J. Opt. Soc. Am. B*, 14(2), 1997.
- [39] G. Erbert, F.Bugge, J. Fricke, P. Ressel, R. Staske, B. Sumpf, H. Wenzel, M. Weyers, and G. Tränkle. High-power, high efficient 1150nm quantum well laser. *Conference Digest. IEEE 19th International Semiconductor Laser Conference, Matsue-shi, Japan*, 2004.

- [40] F. Torabi-Goudarzi and E. Riis. Efficient cw high-power frequency doubling in periodically poled KTP. *Optics Communications*, 227:389–403, 2003.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich ganz herzlich bei alldenjenigen bedanken, die mich während meines gesamten Studiums auf verschiedene Art unterstützt, motiviert und begleitet haben.

Herrn Prof. Dr. Wolfgang Ertmer danke ich dafür, diese interessante Arbeit in seiner Gruppe durchführen zu können. Auch für die Ermöglichung der Teilnahme an der Dänemarkfahrt und den zahlreichen Konferenzen und Tagungen, die für mich sehr eindrucksvolle und wichtige Erfahrungen darstellten, bin ich sehr dankbar.

Bedanken möchte ich mich bei Herrn Prof. Dr. Karsten Danzmann für die freundliche Übernahme des Korreferates.

Herrn Dr. Ernst Rasel danke ich für das große Vertrauen, dass er mir entgegengebracht hat und die interessante Themenstellung meiner Diplomarbeit. Besonders die vielen aufschlussreichen Diskussionen haben mir in manchen schwierigen Momenten neue Wege aufgezeigt und mir im Verständnis von vielen Sachverhalten geholfen.

Ich möchte mich bei den gesamten Mitgliedern der Magnesiumgruppe für die freundliche Aufnahme, die schöne Zeit und den tollen Umgang bedanken. Mein Betreuer Karsten Moldenhauer war für mich immer ansprechbar und hat mich bei vielen Messungen, Aufbauten, den Vorträgen und weiteren Dingen unterstützt. Besonders in kritischen Situationen konnte ich mich stets auf ihn verlassen. Dr. Hardo Stoehr danke ich besonders für die viele Zeit, die er sich für mich genommen hat und die vielen unterhaltsamen und spannenden physikalischen Diskussionen. Nils Rehbein danke ich im Besonderen für die vielen wertvollen Tipps und Anregungen bei technischen Problemen, die ich von ihm bekommen habe. Tanja Mehlstäubler hat mir besonders in der Anfangsphase viele Dinge erklärt und hat durch ihre positive Ausstrahlung stets für gute Laune gesorgt.

Herrn Dr. Jean-Jacques Zondy danke ich für die freundliche und fruchtbare Zusammenarbeit, auch über die große Entfernung, und die vielen kleinen und großen Erklärungen, die mich im Verständnis der Effekte der nichtlinearen Optik stark voran gebracht haben. Seine unermüdliche Geduld beim Schreiben einer Vielzahl von, manchmal sehr langen, E-Mails mit detaillierten Ausführungen hat

mich sehr beeindruckt.

Auch meinen Kommilitonen Jens, Olli, Tobi, Lars, Nico, Michael, Anna, Sonja und Hendrik möchte ich sehr danken. Die zahlreichen Diskussionen haben mir für das Verständnis von vielen physikalischen Problemen sehr geholfen. Besonders wichtig waren aber auch die zahlreichen privaten und freundschaftlichen Aktivitäten, die eine schöne Abwechslung in den oft anstrengenden Studienalltag gebracht haben.

Bei allen Kollegen der Gruppe möchte ich mich für die tolle Arbeitsatmosphäre, die in dieser Form sicher nicht selbstverständlich ist, bedanken. Auch für das unkomplizierte Ausleihen von Geräten und anderen Dingen möchte ich danken.

Stellvertretend für die Mitarbeiter der Feinmechanikwerkstatt möchte ich mich bei Herrn Heidekrüger für die Anfertigung meiner benötigten Teile bedanken. Speziell bei Sonderwünschen und Problemen waren sie immer ansprechbar und haben viele Varianten und Optimierungen diskutiert.

Den anderen Mitarbeitern des Instituts, wie Frau Pfennig, Frau Faber, Frau Hünitzsch und Herrn Gaul, danke ich für ihr Engagement bei der Organisation von vielen finanziellen, rechtlichen aber auch sonstigen alltäglichen Dingen.

Meinem Bruder Nils und meinen Freunden möchte ich für die Geduld während meiner Diplomarbeit danken. Auch wenn ich sie manchmal zeitlich vernachlässigt habe, hatten sie für meine Situation Verständnis.

Auch meiner Freundin Susanne Merten gilt ein herzliches Dankeschön für die Aufmunterung und die Geduld während der manchmal sehr stressigen Phasen der Diplomarbeit.

Meinen lieben Eltern, Anne und Reinhard Friebe, danke ich für die große Unterstützung, der ich mir immer sicher war und bin.

Danke