

Diamantbasierte Raman-Oszillatoren

DISSERTATION

zur Erlangung des akademischen Grades
Doktor-Ingenieur (Dr.-Ing.)

vorgelegt an der Physikalisch-Astronomischen Fakultät der Friedrich-Schiller-Universität
Jena

von M. Eng. Matthias Heinzig
geboren am 26. April 1986 in Karl-Marx-Stadt (Chemnitz)

—

Erstgutachter: Prof. Dr. Andreas Tünnermann, Friedrich-Schiller-Universität Jena

Zweitgutachter: Prof. Dr. Malte Christoph Kaluza, Friedrich-Schiller-Universität Jena

Drittgutachter: Prof. Dr. Marc Eichhorn, Karlsruher Institut für Technologie

Tag der Disputation: 2. Mai 2023

Alle Natur, alles Wachstum, aller Friede, alles Gedeihen und Schöne in der Welt beruht auf
Geduld, braucht Zeit, braucht Stille, braucht Vertrauen.

– Hermann Hesse

Abstract

High-power laser sources have essential applications in the fields of industry and research. However, the spectral gain of the active medium often limits the output power of highly demanded laser sources at uncommon wavelengths. Driven by higher requirements of industry and science, laser sources with process-optimized emission wavelengths represent a key technology in our society. Among other systems, Raman lasers provide an excellent technology to shift and adapt the emission spectrum to the process. These are less complex than comparable systems based on other nonlinear effects such as optical parametric gain.

In this work, high-performance diamond-based Raman oscillators are developed and realized in double and single resonant operation to shift the emissions spectrum into the infrared range. Furthermore, parasitic nonlinear effects are shown and a method of their suppression is presented.

Two different fiber-based lasers were developed for oscillator operation, which were used as pump sources for the Raman frequency converters. Both pump Wavelength 1060 nm and 1018 nm and the corresponding Raman frequency converters were used to shift the output spectrum into the infrared range. Going beyond the state of the art, high continuous wave power of 105 W at 1234 nm and 56 W at 1178 nm were shown for the single resonant Diamond-Raman-Oscillator. Furthermore, a double resonant system was developed to shift the emission spectrum even further into the infrared range to 1477 nm. The Raman oscillators have been characterized at high powers in a modulated and continuous mode operation. In particular, the transient behavior of the double-resonant oscillator was investigated. Here, an unstable behavior strongly dependent on the resonator length and the power range was found. In addition, upcoming intense pulse trains and spectral broadenings were investigated.

A numerical model was developed to describe the performance of the diamond-Raman-oscillator for the single and double resonant mode operation. Based on the model, the Raman oscillator was designed to achieve the most efficient operation at the lowest possible laser threshold. Dependencies and parameter influence factors with respect to the outcoupling, the focal diameter in the crystal, the internal losses and the gain factor were investigated. In contrast to other numerical models the steady state was calculated and the transient range depended on the number of resonator round trips.

A special folded resonator architecture was developed and realized to investigate the influence on Brillouin scattering, transverse mode structure, and the resonator length. A direct correlation of the Brillouin spectral components and the transverse modes was verified here. Based on these results, a tightly tailored spectral filter (*etalon*) was developed to suppress both Brillouin scattering and, thus, higher modes in the beam profile. This was achieved by designing the thickness of the *etalon* so that it leads to a strong circulation loss for the Brillouin signal, and simultaneously the Raman signal is specifically outcoupled. As a result, the Brillouin content was significantly reduced compared to a conventional outcoupling mirror, even at high power levels.

Inhaltsverzeichnis

| | |
|---|-----------|
| 1. Einleitung | 1 |
| 1.1. Motivation | 1 |
| 1.2. Stand der Technik | 3 |
| 2. Grundlagen | 5 |
| 2.1. Nichtlineare Optik | 5 |
| 2.1.1. Stimulierte Raman-Streuung | 7 |
| 2.1.2. Konkurrierende nichtlineare optische Prozesse | 9 |
| 2.2. Beschreibung optischer Resonatoren | 12 |
| 2.2.1. Wellenoptische Ausbreitung von Strahlung | 12 |
| 2.2.2. Der optische Resonator | 15 |
| 2.3. Raman-aktives Medium CVD-Diamant | 18 |
| 3. Design und Auslegung des Experimentellen Aufbaus | 22 |
| 3.1. Faserlaserbasierte Pumpquellen | 22 |
| 3.1.1. Aufbau, Auslegung und Charakterisierung – 1018 nm Faserlaser . . . | 22 |
| 3.1.2. Auslegung und Charakterisierung – 1060 nm Faserlaser | 25 |
| 3.1.3. Optische Isolation | 28 |
| 3.2. Numerisches Modell | 30 |
| 3.2.1. Numerisches Raman-Oszillator-Modell | 30 |
| 3.2.2. Validierung des numerischen Modells | 36 |
| 3.3. Parameteranalyse des Raman-Oszillators durch das numerische Modell . . . | 39 |
| 3.3.1. Modellergebnisse einfach-resonanter Raman-Oszillator | 40 |
| 3.3.2. Modellergebnisse doppelt-resonanter Raman-Oszillator | 43 |
| 3.4. Ausführungsformen und Aufbau der Raman-Oszillatoren | 46 |
| 3.4.1. Auslegung der Resonator-Geometrien | 47 |
| 3.4.2. Justagestrategien | 53 |
| 3.5. Spektrale Filterung | 55 |
| 3.5.1. Berechnung, Auslegung und Implementierung | 56 |
| 3.5.2. Konstruktion der Etalon-Halterung | 59 |
| 3.6. Diamanten - Charakterisierung und Präparation | 60 |
| 4. Ergebnisse der Diamant-Raman-basierten Frequenzkonversion | 63 |
| 4.1. Einfach-resonanter Diamant-Raman-Oszillator | 63 |
| 4.1.1. Raman-induzierte Frequenzkonversion hin zu 1234 nm | 64 |
| 4.1.2. Raman induzierte Frequenzkonversion hin zu 1178 nm | 69 |
| 4.2. Doppelt-resonanter Diamant-Raman-Oszillator | 73 |

| | |
|--|-----------|
| 4.3. Gefalteter Diamant-Raman-Oszillator | 84 |
| 4.3.1. Einfluss der Resonatorlänge auf das Emissionsspektrum | 85 |
| 4.3.2. Spektrale Filterung mittels Etalon | 92 |
| 5. Zusammenfassung und Ausblick | 97 |
| 5.1. Zusammenfassung | 97 |
| 5.2. Ausblick | 99 |
| A. Appendix | i |
| A.1. Schriftverkehr mit Herrn de Wit von Element 6 | i |
| A.2. Technische Zeichnung Diamant-Kristall | ii |
| A.3. Parameter für die Kernjustage für eine 20/400 LMA Faser | iii |

1. Einleitung

1.1. Motivation

Hochleistungslaser sind in der heutigen Wirtschaft und Forschung ein etabliertes Werkzeug, um nicht nur vorhandene Technologien abzulösen, sondern auch völlig neue Technologiefelder zu eröffnen. Getrieben von immer präziseren Anforderungen von Industrie und Wissenschaft stellen Laserquellen mit prozessoptimierten Emissionswellenlängen eine Schlüsseltechnologie in unserer Gesellschaft dar. Zahlreiche Anwendungsfelder in der medizinischen Lasertherapie, selektiven Materialbearbeitung, Atmosphärenforschung und Fernerkundung sowie in der Materialwissenschaft profitieren von hochpräzisen und dem Prozess spektral angepassten Laserquellen. Beispielsweise werden Absorptionsbanden der zu untersuchenden oder zu bearbeitenden Materialien mit schmalbandigen Laserquellen gezielt adressiert, um diese anzuregen bzw. durch Energieeintrag zu bearbeiten. Das Emissionsspektrum der Laserquellen hängt hierbei maßgeblich von den Energieübergängen des eingesetzten lichtverstärkenden Materials ab. Dies und die Verfügbarkeit geeigneter effizienter Pumpquellen beschränkt die optische Ausgangsleistung bei bestimmten Wellenlängen und lässt somit Lücken im Spektrum zurück, in denen noch keine geeigneten Lasersysteme hoher Leistung gezeigt werden konnten. Abhängig von ihrer Auslegungsform und dem eingesetzten laseraktiven Material unterscheiden sich die Eigenschaften der unterschiedlichen Systeme erheblich und werden dem Aufgabenfeld entsprechend gewählt. Ist jedoch die Ausgangsleistung vorhandener Laserquellen beschränkt oder liegt das Emissionsspektrum außerhalb der gewünschten Zielwellenlänge, stellt die nichtlineare Frequenzkonversion eine geeignete Methode dar, um vorhandene Quellen hoher Leistung in den gewünschten spektralen Emissionsbereich zu verschieben. Hier kommen zahlreiche unterschiedliche Verfahren wie beispielsweise die optisch-parametrische Verstärkung oder nichtlineare Streuprozesse wie stimulierte Raman- oder Brillouin-Streuung zum Einsatz. Letztere sind weniger komplex und mit geringerem technologischen Aufwand umsetzbar. Daher ist die stimulierte Raman-Streuung eine hervorragende Methode zur Konversion von verfügbaren Laserquellen hin in den längerwelligen Emissionsbereich. Neuartige nichtlineare optische Medien erweitern diese Möglichkeit ständig und erschließen so neue Anwendungsfelder.

Liegt allerdings die Gewinn-Verlust-Schwelle außerhalb des Leistungsbereiches vorhandener Pumpquellen oder ist der Wirkungsgrad zu gering, wird die erzeugte Raman-Strahlung mittels eines optischen Resonators rückgekoppelt, wodurch sich die Intensität der rückgekoppelten Strahlung erhöht. Dieses System bestehend aus Raman-aktiven Medium und optischem Resonator zur Strahlüberhöhung und Formung, wird Raman-Oszillator genannt. Unter Berücksichtigung des Transparenzbereiches werden diesem auf die Zielwellenlänge abgestimmte Pumpquellen vorgeschaltet und folglich durch die Raman-Frequenzverschiebung das Emissionsspektrum dieser Quellen verschoben. Für den erfolgreichen Einsatz von Raman-Medien im Hochleistungsbereich ergeben sich besondere Anforderungen an deren mechanische sowie optomechanische Eigenschaften. Diese sind eine möglichst hohe Raman-Verstärkung, eine

hohe Zerstörschwelle und gute thermische Eigenschaften, insbesondere die der Wärmeleitfähigkeit und der Wärmeausdehnung sowie ein geringer Temperaturkoeffizient des Brechungsindex. Seit 2010 steht von der Firma *Element 6* hochreiner, synthetischer, monokristalliner Diamant [1] als Raman-aktives Medium zur Verfügung. Die hervorragenden optischen und thermischen Eigenschaften sowie der außerordentlich hohe spektrale Transmissionsbereich befähigen diese neue Art von Diamant für den Einsatz bei hohen kontinuierlichen Leistungen über ein breites Anwendungsfeld [2]. Ein Alleinstellungsmerkmal gegenüber allen anderen Raman-aktiven Medien ist die Kombination aus der spektral höchsten Raman-Verschiebung, der hohen Raman-Verstärkung und der ausgezeichneten thermischen Leitfähigkeit, welche die aller anderen Festkörper übersteigt¹.

Sind hohe kontinuierliche Ausgangsleistungen, eine beugungsbegrenzte Strahlqualität sowie hohe Anforderungen hinsichtlich Flexibilität und Verlässlichkeit gefragt, stellen faserbasierte Festkörperlaser die derzeit attraktivsten Pumpquellen für einen Diamant basierten Raman-Oszillator dar. Basierend auf der Lichtführung in Quarzglas gibt es derzeit drei etablierte Konzepte, deren Unterschied hauptsächlich die Dotierung des aktiven Kernmaterials der Faser betrifft und somit den Emissionsbereich festlegt. Hier werden derzeit mit den seltenen Erden Ytterbium, Erbium und Thulium jeweils die Bereiche um 1 μm , 1,5 μm und 2 μm abgedeckt. Das Konzept der Raman-Frequenzkonversion mittels Diamant auf diese Faserlaser angewandt, ergeben sich weitere Emissionsbereiche hin in das langwellig Spektrum (siehe Abbildung 1).

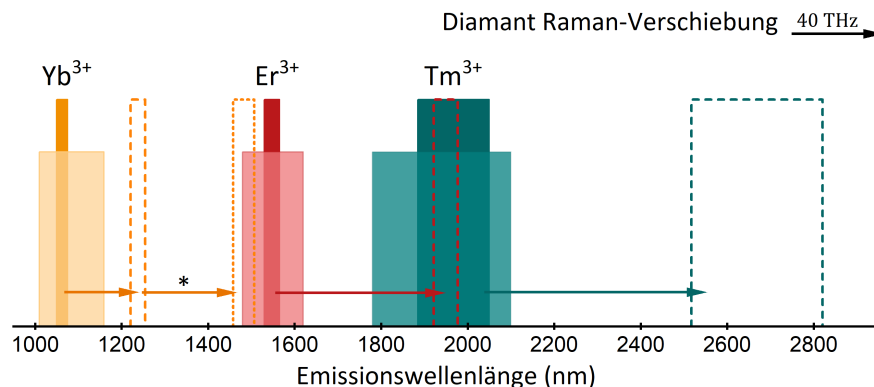


Abb. 1.: Emissionsspektrum von mit Ytterbium (Yb), Erbium (Er) und Thulium (Tm) dotierten Faserlaser und das mögliche einfach (- - -) und doppelte (· · ·) Diamant-Raman verschobene Spektrum. Hervorgehoben sind Emissionsbereiche für Systeme im Hochleistungsbereich.

Für die Raman-Verschiebung des Emissionsbereiches von Yb- und Er- und Th-Faserlasersystemen ist Diamant größtenteils transparent und ermöglicht den Emissionsbereich entsprechend spektral zu verschieben. Zur Erschließung neuer Laserquellen ist demnach der Faserlaser gepumpte Diamant-Raman-Oszillator (DRO) eine hervorragende Kombination aus leistungsstarken und verlässlichen Pumpquellen einerseits und dem hochleistungstauglichen nichtlinearen Raman-Medium Diamant andererseits. Auf Basis dieses Konzeptes werden neue Laserquellen bei hohen mittleren Leistungen in spektralen Bereichen zur Verfügung gestellt, für die es noch keine oder nur sehr komplexe Lösungen gab.

¹ Hier sind Graphen sowie rein experimentelle Materialien [3] ausgenommen.

1.2. Stand der Technik

Entsprechen die Emissionsbereiche vorhandener Laserquellen nicht den spektralen Anforderungen der Anwendung oder liegt die gewünschte Zielwellenlänge nicht im Verstärkungsbereich des dotierten Materials, bietet die nichtlineare Frequenzkonversion eine Möglichkeit zur spektralen Verschiebung und somit eine Erweiterung deren Anwendungsspektrum. Für die Konvertierung in den kürzeren Wellenlängenbereich werden Kristalle mit einer nichtlinearen Suszeptibilität in zweiter Ordnung χ^2 zur Erzeugung höherer Harmonischer verwendet. Eine Konversion in den längerwelligen Bereich gelingt mit optisch-parametrischer Verstärkung und der Erzeugung der phasenangepassten Signal- und Idler-Strahlung, welche beide eine höhere Wellenlänge als die der fundamentalen Ausgangsquelle (Pumpe) aufweisen. Ein weiterer hervorragend geeigneter Ansatz ist die Raman-induzierte Frequenzkonversion. Diese ist gegenüber optisch-parametrischen Prozessen weniger komplex und benötigt keine spezielle Phasenanpassung². Zudem ist Glas selbst ein Raman-aktives Medium, wodurch die zuvor erwähnte Fasertechnologie ebenfalls die Möglichkeit der spektralen Verschiebung mittels der Raman-Frequenzkonversion bietet [4]. Dies hat den Vorteil, dass die Technologie der Lichtführung genutzt werden kann und Schwellwerte durch hohe Interaktionslängen herabgesetzt werden können. Im Gegensatz zu den rein faserbasierten Ansätzen stellen Freistrahl-Raman-Frequenzkonverter mit Resonatoren in Einzel- oder Mehrfachresonanz ein weiteres, äußerst attraktives Konzept zur Verschiebung des Emissionsspektrums dar. Dies ist als nachgeschaltetes System auf eine große Auswahl an ausgereiften und handelsüblichen Festkörperlasern anwendbar und ermöglicht die freie Wahl des Raman-Mediums innerhalb des Resonators. Durch die hohe konzeptionelle Flexibilität von externen Resonatoren gibt es Ansätze, die nichtlineare Frequenzkonversion zweiter und dritter Ordnung innerhalb eines Resonators zu kombinieren. Dies wird für die Raman-Verschiebung hin in den langwelligen und mittels einer Frequenzverdopplung in den sichtbaren Bereich in [5, 6] gezeigt. Hier sind kristalline Raman-Medien wegen ihres höheren Raman-Verstärkungskoeffizienten im Vergleich zu Gasen und Glas sowie ihrer geringeren spektralen Verbreiterung [7] besonders gut geeignet.³ Bedingt durch einen mit der Frequenzverschiebung einhergehenden hohen Quantendefekt verhindern thermische Effekte in herkömmlichen Kristallen allerdings eine effiziente Raman-Konversion bei hohen Leistungen [9, 10]. Die starke Fokussierung zum Erhöhen der Intensität, führt einerseits in herkömmlichen Raman-Kristallen zu einer Ausbildung thermischer Linsen, wodurch sich der Resonator verstimmt und eine effiziente Raman-Konversion bei hohen Ausgangsleistungen verhindert wird [11, 12], und andererseits zu einer direkten Zerstörung des Mediums. Demgegenüber steht synthetischer, monokristalliner Diamant als neuartiges Medium zur Raman-Frequenzkonversion mit einer spektralen Raman-Verschiebung von 39,96 THz und einer ≈ 1000 -fach höheren Wärmeleitfähigkeit als herkömmliche Raman-Medien. Der erste kontinuierlich emittierende Diamant-Raman-Oszillator erzielte 2011 etwa 200 mW Ausgangsleistung.

² Die Phasenanpassung erfolgt hier über das gestreute Phonon.

³ Unbetrachtet bleibt die Technologie der Gas gefüllten Hohlkernfasern, wodurch nahezu beliebige Interaktionslängen realisiert werden [8].

tung, realisiert mittels eines $Nd : YVO_4$ -Kristalls und mit synthetischem Diamant innerhalb eines Freistrahleresonators [14]. In darauffolgenden Experimenten konnten die Effizienz und Emissionsleistung gesteigert werden [15, 16, 17, 18, 19]. Die maximal bisher veröffentlichte kontinuierliche Ausgangsleistung von 154 W wurde für einen Yb-Faserlaser-gepumpten konzentrischen Diamant-Raman-Oszillator mit Pumprückkopplung in [20] gezeigt. Höhere Ausgangsleistungen von 381 W konnten durch einen modulierten Betrieb, welcher die thermischen Effekte reduzierte, in derselben Arbeit erreicht werden. Mit einer Emissionswellenlänge von 1235 nm lag die Effizienz dieses Systems optisch-optisch schon bei $\approx 50\%$ und konnte im modulierten Betrieb bis auf 61 % erhöht werden. Limitiert wurde das System hauptsächlich durch zwei Aspekte: zum einen thermisch, bedingt durch das Aufheizen des Einkoppelspiegels und zum anderen durch rückwärtiges, in der Pumpquelle verstärktes Licht. Auf Grund der erreichten hohen Intensitäten wurden erstmalig parasitäre nichtlineare Brillouin-Effekte für einen Diamant-Raman-Oszillator nachgewiesen. Ein kaskadierter, doppelt-resonanter Oszillator zur zweifachen Raman-Verschiebung wurde das erste Mal in [21] mit 375 mW Ausgangsleistung und darauf folgend in [22, 23, 24, 25] mit einer Ausgangswellenlänge von 1485 nm vorgestellt. Sowohl in [23] als auch in weiteren Veröffentlichungen [26, 27] traten Brillouin-Effekte auf, welche im Spektrum deutlich sind. Zudem wird das Potenzial zur Leistungsskalierung von Diamant als Raman-aktives Medium oft beworben, allerdings wird nicht auf parasitäre nichtlineare Effekte (z.B. stimulierte Brillouin Streuung), welche erst bei hohen Leistungen auftreten, eingegangen.

Ziel dieser Arbeit ist es, das Potenzial von diamantbasierten einfach- und doppelt-resonanten Raman-Oszillatoren in Kombination mit Faserlaserquellen für gezielte Wellenlängenbereiche zu demonstrieren sowie auftretende nichtlineare Effekte bei hohen mittleren Leistungen aufzuzeigen und zu kontrollieren. Hierfür werden unterschiedliche Auslegungsformen der Freistrahler-Raman-Frequenzkonverter basierend auf Diamant in Kapitel 3.4 ausgelegt, miteinander verglichen und experimentell umgesetzt. Zum einen werden hierbei hoch spezialisierte optomechanische kommerzielle Komponenten verwendet und zum Anderen eigens im Rahmen dieser Arbeit entwickelte und angefertigte Komponenten eingesetzt, welche den Anforderungen des diamantbasierten Frequenzkonverters in Kombination mit hohen mittleren Leistungen entsprechen. Weiterhin wird ein *Etalon* für die spektrale Filterung des Diamant-Raman-Oszillators entwickelt und erstmalig zur gezielten Unterdrückung von Brillouin-Streuung eingesetzt. In Kapitel 3 werden die Aufbauten anschließend charakterisiert und die Ergebnisse dargestellt. Dabei wird im Einzelnen auf die Besonderheiten der Auslegungsformen hinsichtlich deren Resonanz und geometrischer Umsetzung eingegangen. Besondere Anforderungen bei der Verwendung von Diamant werden experimentell untersucht sowie der Einfluss des Resonators auf das Raman-verschobene Emissionsspektrum dargestellt. Im Besonderen wird auf das spektrale und zeitliche Verhalten eines doppelt-resonanten Diamant-Raman-Oszillators eingegangen und dieser im Detail charakterisiert.

2. Grundlagen

Ein wesentlicher Teil der in dieser Arbeit vorgestellten Experimente beruhen auf nichtlinearen optischen Prozessen der Frequenzkonversion in Diamant. Darum soll im folgenden Kapitel ein Überblick über die theoretischen Grundlagen von nichtlinearen optischen Prozessen im Festkörper, insbesondere für die Raman-Streuung in Diamant, gegeben werden. Hierzu wird das aus den angegebenen Quellen enthaltene Material zum Teil wiederholt und in den für die Arbeit notwendigen Kontext gebracht. Ausführliche Erläuterungen für die nichtlineare Optik im Allgemeinen lassen sich der Literatur entnehmen [28, 29] sowie hinsichtlich der nichtlinearen-Streuprozesse in [30] und für Diamant im Speziellen in [31].

2.1. Nichtlineare Optik

Grundlegend für die nichtlineare Optik und damit für alle Frequenzkonversionsprozesse ist die Reaktion eines dielektrischen Mediums auf ein eingestrahktes elektromagnetisches Feld. Dabei werden die meisten Effekte sowohl in der linearen als auch in der nichtlinearen Optik durch das elektrische Feld hinreichend beschrieben. Zur Vereinfachung werden hier ebene Wellen mit diskreten Frequenzkomponenten $\omega = 2\pi\nu$ und der Wellenzahl $k = 2\pi n/\lambda$ angenommen. Für den Fall der Ausbreitung entlang der z-Achse werden diese durch

$$E(z,t) = E_0(z,t) \exp^{i(kz - \omega t)} + c.c. \quad (2.1)$$

beschrieben mit $E_0(z,t)$ als zeit- und ortsabhängiger Amplitude. Der zweite Term $c.c$ bezeichnet den konjugiert komplexen Anteil und wird durch $c.c.$ abgekürzt.

Im Medium führt das oszillierende elektrische Feld zu einer Auslenkung der Elektronenhüllen gegenüber den Atomkernen. Die Summe der auf diese Weise verschobenen Ladung pro Volumen ergibt die dielektrische Polarisierung P im Medium in Abhängigkeit vom elektrischen Feld E . Das Medium wird hierbei durch die elektrische Suszeptibilität χ repräsentiert und verknüpft die beiden Größen miteinander. Im Falle eines anisotropen, elektrisch neutralen Dielektrikums ($\mu_r = 1$) gilt¹:

$$P_i(E) = \underbrace{\varepsilon_0 \chi_{ij}^1 E_j}_{\text{linearer Anteil}} + \underbrace{\varepsilon_0 \chi_{ijk}^2 E_j E_k + \varepsilon_0 \chi_{ijkl}^3 E_j E_k E_l + \dots}_{\text{nichtlineare Terme}} \quad (2.2)$$

mit ε_0 für die elektrische Feldkonstante (Vakuumpermittivität), χ_{ijkl}^n als die elektrische Suszeptibilität n-ter Ordnung, wobei die Indizes i,j,k,l aus allen Raumkoordinaten x,y,z zu wählen sind. Der erste Term repräsentiert die lineare Wirkung des Feldes auf ein Medium und beschreibt in der Optik Effekte der Brechung und Absorption. Mit dem nichtlinearen Term 2. Ordnung χ^2 werden Prozesse durch das Zusammenwirken von zwei Feldkomponenten be-

¹ Für hohe Feldstärken folgt das Medium diesen nicht mehr linear, sodass auftretende nichtlineare Anteile der Polarisierung berücksichtigt werden. Hierzu wird die Polarisierung als Taylorreihe entwickelt.

schrieben. Diese Prozesse sind: die Summen-/Differenz-Frequenzerzeugung (engl. *sum/difference frequency generation* SFG DFG), die Optische Frequenzverdopplung (engl. *second harmonic generation* SHG) und der lineare elektrooptische Effekt (Pockels-Effekt). Der Term 3. Ordnung χ^3 beschreibt die Vierwellenmischung, parametrische Verstärkung (engl. *four wave mixing* FWM), die Optische Frequenzverdreifachung (engl. *third harmonic generation* THG), Selbst- und Kreuzphasenmodulation (engl. *self- and crossphase modulation* SPM XPM), den nichtlinearen Brechungsindex (elektrooptischer Kerr-Effekt) sowie spontane und stimulierte Raman- und Brillouin-Streuung (SRS und SBS). Die Suszeptibilität χ^n selbst besitzt Tensorcharakter mit Rang $n + 1$ und 3^{n+1} Elementen. Randbedingungen und zahlreiche Symmetrieeigenschaften reduzieren die Anzahl der Tensorelemente, welche ungleich Null bzw. unabhängig voneinander sind [28]. In inversionssymmetrischen Medien fallen zudem alle Polarisationssterme gerader Ordnung weg bzw. gilt $\chi^n \equiv 0$ für gerade n , wohingegen χ^3 prinzipiell in allen vorhanden ist. Unter der Annahme eines solchen zentrosymmetrischen Mediums (Diamant) und der alleinigen Betrachtung des dritten Terms des Frequenzkonversionsprozesse von Gleichung 2.2 erhält man nach Einsetzen der beteiligten elektrischen Felder (Pumpfeld E_p und Signalfeld E_s) die nichtlineare Polarisation zu:

$$P_{NL}(\omega_s) = \epsilon_0 \chi_{ijkl}^3(\omega_s : \omega_p, -\omega_p, \omega_s) E_j(\omega_p) E_k^*(\omega_p) E_l(\omega_s) \quad (2.3)$$

Für ein linear polarisiertes, gerichtetes Strahlungsfeld ebener Wellenfronten entfallen zwei der drei Raumkoordinaten, wodurch sich der Tensor der Suszeptibilität auf ein Skalar χ_R^3 reduziert. Dies ist innerhalb eines konzentrischen Resonators näherungsweise der Fall. Die verlustfreie (Leitfähigkeit $\sigma = 0$) Ausbreitung von elektromagnetischer Strahlung im homogenen ($-\nabla(\nabla \cdot E) = 0$) dielektrischen Medium wird durch die Wellengleichung beschrieben

$$\nabla^2 E(z, t) - \epsilon_0 \epsilon_r \mu_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} E(z, t) = \mu_0 \frac{\partial}{\partial t^2} P. \quad (2.4)$$

Mit μ_0 als der magnetischen Feldkonstante, der Permittivität $\epsilon_r = n^2$ und der Beziehung $c_0 = 1/\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}$ für die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum. Nach Gleichung 2.2 besitzt die Polarisierung im Medium lineare und nichtlineare Anteile. Den rechten Term der Polarisation gleich Null gesetzt, ergibt die lineare Wellengleichung und beschreibt die Ausbreitung des Lichtes im freien Raum (siehe Kapitel 2.2.1). Ist nur die Entstehung neuer Frequenzen von Interesse, wird zur Vereinfachung nur der nichtlineare Term der Polarisierung (Gleichung 2.4) betrachtet und in die Wellengleichung als Quellterm für neue Felder eingesetzt. Zusätzlich werden nach [30] bei der Darstellung der Wellengleichung im Frequenzbereich die zeitlichen Ableitungen durch die Beziehung $\partial/\partial t E = i \omega E$ ersetzt. Hieraus resultiert die nichtlineare Wellengleichung im Frequenzbereich zu:

$$\nabla^2 E(z, t) + \omega_i^2 \epsilon_0 \epsilon_r \mu_0 E(z, t) = -\omega_i^2 \mu_0 P_{NL}(E_p E_p, E_s) \quad (2.5)$$

Diese Gleichung gilt es für alle beteiligen Felder ω_i und deren Mischprodukte separat aufzu-

stellen. Durch die Polarisierung P_{NL} im Medium entsteht hierbei eine nichtlineare Kopplung der Wellengleichungen wodurch die weiter oben beschriebenen nichtlinearen Effekte hervorgerufen werden. Eine ausführliche Beschreibung und Herleitung hierzu findet sich in [30] S. 13 ff.

2.1.1. Stimulierte Raman-Streuung

Ein elektromagnetisches Strahlungsfeld kann innerhalb eines Mediums mit dessen Atomen in Wechselwirkung treten und gestreut werden. Im Falle der Raman-Streuung handelt es sich um einen inelastischen Streuprozess (ähnlich der Brillouin-Streuung) bei dem das gestreute Strahlungsfeld einen materialspezifischen Energieübertrag erfährt und somit eine andere Frequenz bzw. Wellenlänge aufweist als das ursprüngliche einwirkende Feld. Dieses wird im Weiteren als Pumpe mit der Frequenz ν_P und das gestreute frequenzverschobene Feld als Raman-Signal mit ν_S bezeichnet. Der Raman-Frequenzversatz ergibt sich dann zu $\nu_R = \nu_P - \nu_S$. Dieser Frequenzunterschied resultiert aus der Wechselwirkung des Feldes mit der in Vibration versetzten atomaren Bindung (Phononen). Die Frequenzdifferenz der beiden beteiligten Felder Pumpe und Signal wird auf das Medium übertragen bzw. von dem Medium an das Signalfeld abgegeben. Auf Grund des in Festkörpern hohen Vernetzungsgrades der Atome geht das Modell einzelner Molekülschwingungen in ein Modell quantisierter Gitterschwingungen über. Diesen Schwingungen werden Quasiteilchen zugeordnet und als optische Phononen bezeichnet, welche mit den einwirkenden elektromagnetischen Feldern, den Photonen, wechselwirken [32]. Diese Wechselwirkung wird Streuung genannt und führt im Stokes-Fall (S) zur Entstehung eines Phonons und im Antistokes-Fall (AS) zur Vernichtung eines Phonons (siehe Abbildung 2). Der dabei entstehende Energiegewinn bzw. -verlust führt zu der charakteristischen Raman-Frequenzverschiebung.

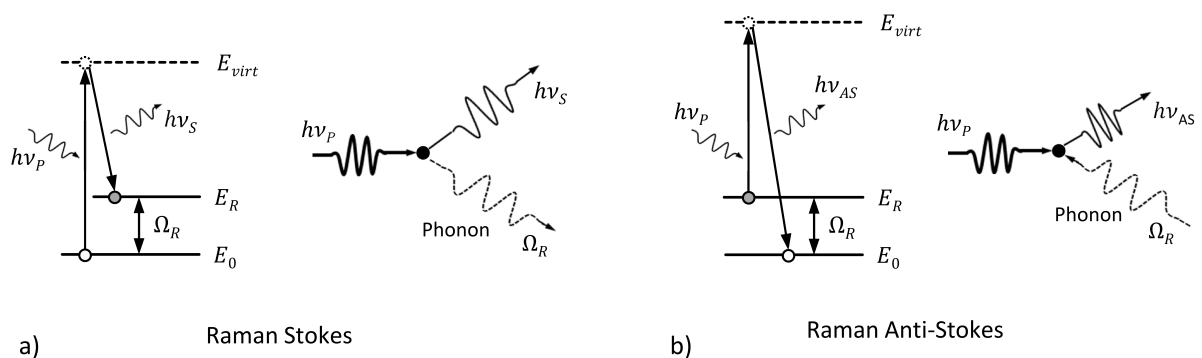


Abb. 2.: Modell des Raman-Streuprozesses: a) Raman-Stokes-, b) Raman-Antistokes-Streuung

Weiterhin wird zwischen drei Formen der Raman-Streuung unterschieden. Die spontane (SpRS), die stimulierte (SRS) und die verstärkte spontane Raman-Streuung (VSpRS). Letztere ist eine Mischform wie sie typischerweise in ungeseedeten Verstärkern mit großen Wechselwirkungslängen (z.B. Raman-Faserlaser) und in Oszillatoren mit optischer Signalrückkopplung auftritt (siehe Abbildung 3). Die spontane Raman-Streuung und deren stimulierte Ver-

stärkung erzeugen das Signal, wobei abhängig vom Systems dieses in der Größenordnung der Pumpleistung und darüber liegen kann.

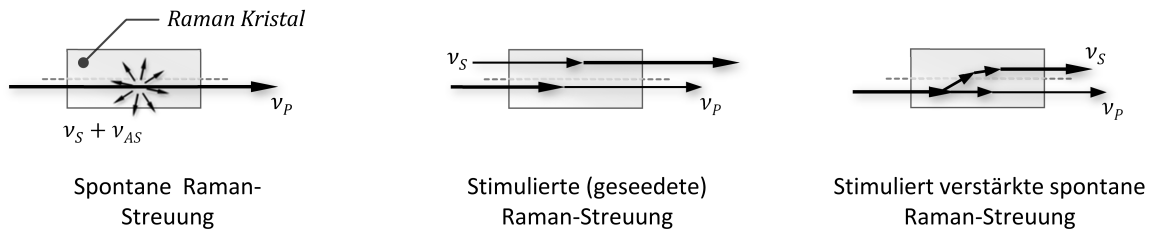


Abb. 3.: Schematische Darstellung der unterschiedlichen Arten der Raman-Streuung nach [32].

Für den Fall, dass die Differenzfrequenz des Signal- und Pumpfeldes genau der materialspezifischen Raman-Frequenz ν_R entspricht bzw. deren Energiedifferenz Ω_R , ist die Verstärkung (der Energieübertrag vom Pump- zum Signalfeld) maximal. Im VSpRS-Fall wird diese Bedingung inhärent erfüllt da das zu verstärkende Signal entsprechend dem maximalen Verstärkungsfaktor bei $\nu_S = \nu_P - \nu_R$ aus dem Rauschen entsteht und anschließend verstärkt wird. Auf Grund des rein virtuellen oberen Energieniveaus ist der Raman-Streuprozess nicht an bestimmte Frequenzbereiche ν_P gebunden, wird jedoch durch den Transparenzbereich des Mediums beschränkt. Ein fundamentaler Parameter für Raman- Laser und Verstärkersysteme ist der materialspezifischer Raman-Gewinnkoeffizient g_R .

$$g_R = N \frac{\delta\sigma}{\delta\Omega} \frac{8\pi^2 c_0^2}{\hbar n_s^2 \omega_s^3 \Gamma_R} \quad (2.6)$$

mit $d\sigma/d\Omega$ Raman-Streuquerschnitt (engl.: *integrated scattering cross-section*), N als die Zahl der am Streuprozess beteiligten Atome bzw. Struktureinheiten eines Kristalls, n_s als den Brechungsindex bei der Signal-Wellenlänge und Γ_R als die Raman Linienbreite. Eine ausführliche Herleitung und Verknüpfung mit der Suszeptibilität findet sich in [32] S. 220 ff. und allgemein in [33]. Aus Gleichung 2.6 resultiert, dass Raman Medien mit schmalen Linienbreiten einen hohen Gewinnkoeffizient aufweisen. Zudem ist die Linienbreite direkt mit der Phononen Lebensdauer verknüpft und nach [34] stark temperaturabhängig, woraus sich für den Betrieb bei hohen Leistungen Anforderungen an die Kühlarchitektur ableiten lassen.

Der Raman-Gewinnkoeffizient unterliegt zahlreichen reduzierenden Faktoren, welche durch den Aufbau des Lasersystems selbst² sowie durch spektrale und Polarisationsparameter hervorgerufen werden [35]

$$g_R^* = \eta_{ov} \eta_{sp} g_R \quad (2.7)$$

mit η_{sp} als transversalem Überlapp der Modenstruktur und η_{sp} als spektralem Überlappfaktor bzgl. der Linienbreite des anregenden Feldes (Pumpfeld) $\Delta\nu_P$ und der Raman-Linienbreite Γ_R des Raman-Mediums. Für Gauß-Strahlen ist nach [35] der transversale Überlapp gegeben durch $\eta_{ov} = 2w_s^2/(w_s^2+w_p^2)$. Eine allgemeingültige Berechnung findet sich in [36]. Während

² Zu nennen wäre hier vor allem der Überlapp des Signal- und Pumpfeldes sowie voneinander abweichende transversale Modestrukturen

die Wahl der Zentralwellenlänge des Pumpfeldes für den Raman-Effekt lediglich durch den Transparenzbereich des Mediums eingeschränkt wird, ist der spektrale Überlapp der Linienbreite des Pumpfeldes mit der Raman-Linienbreite für einen effizienten Prozess zu maximieren. Für voneinander abweichende Linienbreiten reduziert sich nach [36, 33] der Raman-Gewinnkoeffizient mit $\eta_{sp} = 2\Delta\nu_P \Gamma_R / (2\Delta\nu_P^2 + \Gamma_R^2)$. Gegenüber amorphen Raman-Medien wie Glas sind Raman-Linienbreiten in kristallinen Medien eher schmal, woraus sich zum einen hohe Verstärkungsfaktoren ergeben und zum anderen hohe Anforderungen an die Pumpquellen ableiten (siehe Kapitel 3.1). Auf Grund der speziellen Symmetrieeigenschaften kristalliner Raman-Medien wirkt sich weiterhin nicht nur die Polarisation der Pumpquelle selbst auf den Raman-Prozess aus, sondern auch die Orientierung des Raman-Kristalls bezüglich des einfallenden Feldes (siehe Kapitel 2.3). Sind die strahl-geometrischen und spektralen Parameter der Pumpquelle bekannt, kann ein effektiver Raman-Gewinnkoeffizient angegeben werden. Im Raman-Medium kann die Leistungsentwicklung der beteiligten der Pump- und Stokes-Strahlen durch die gekoppelten Differentialgleichungen der Leistung (engl. *coupled power equations*, CPE) beschrieben werden. Eine detaillierte Herleitung, ausgehend von der nichtlinearen Wellengleichung, findet sich in [28, 29, 37]. Im Falle von kontinuierlich emittierenden Lasersystemen (CW-Laser) erhält man für die Entwicklung der zeitunabhängigen mittleren Leistung $P_P(z)$ und $P_S(z)$ der Pump- und Stokes-Felder entlang der Ausbreitungsrichtung z die gekoppelten Leistungsgleichungen

$$\frac{dP_P^\pm}{dz} = \mp \alpha_P P_P^\pm \mp \frac{g_R^*}{A_{eff}} \frac{\nu_P}{\nu_S} (P_S^+ + P_S^-) P_P^\pm \quad (2.8)$$

$$\frac{dP_S^\pm}{dz} = \mp \alpha_S P_S^\pm \pm \frac{g_R^*}{A_{eff}} (P_P^+ + P_P^-) P_S^\pm \quad (2.9)$$

mit $\alpha_{P/S}$ als Absorptionskoeffizient für die Pump- und Stokes-Leistung, dem Faktor ν_S/ν_P als Verhältnis der Pump- und Stokes-Photonenenergie. Mit A_{eff} wird die *effektive Querschnittsfläche* innerhalb des Interaktionsvolumens des Raman-Mediums mit den beteiligten Feldern sowie deren Überlapp zueinander angegeben [38] S. 346. Die hochgestellten Indizes geben die Ausbreitungsrichtung der Felder in $+z$ und $-z$ - Richtung an. Befindet sich das Raman aktive Medium innerhalb eines Resonators wird die Entwicklung der Signal- und Pumpleistung schrittweise durch das Modell hin zu dem stationären Fall beschrieben (siehe Kapitel 3.2), wobei die Gleichungen 2.8 und 2.9 für jeden Schritt einzeln gelöst werden. Ist der Kavität hierzu ausschließlich Resonant für die Signalstrahlung, ohne eine Rückkopplung der Pumpe, können die entsprechenden Anteile P^- weggelassen werden.

2.1.2. Konkurrierende nichtlineare optische Prozesse

Die in Kapitel 2.1.1 beschriebene Raman-Streuung ist nur einer der genannten nichtlinearen Effekte 3. Ordnung. Weitere Effekte sind die Brillouin-Streuung und die Vierwellenmischung, welche beide die Funktion und vor allem das Emissionsspektrum des Diamant-Raman-Oszillators beeinflussen können. In diesem Kapitel werden beide Effekte kurz genannt sowie deren

Funktionsweise beschrieben. Detailliertere Angaben finden sich in [31] und [32].

Brillouin-Streuung in Diamant

Grundlegend resultiert die Brillouin-Streuung aus der Interaktion einer im Material vorhandenen Dichteschwankung-Schallwelle und dem eingebrachten Strahlungsfeld. Diese Dichteschwankung hat wiederum eine Auswirkung auf den lokalen Brechungsindex, wodurch es zur eigentlichen Interaktion mit dem Feld kommt. Hierbei kann zwischen der spontanen Brillouin-Streuung (SpBS) und der stimulierten Brillouin-Streuung (SBS) unterschieden werden. Für den spontanen Streuprozess werden die Schallwellen im Medium durch dessen thermischen Rauschen hervorgerufen ([28] S.391 ff.) und die Pumpwelle an diesen gestreut. Bei der stimulierten Brillouin-Streuung hingegen liegen beide elektromagnetische Felder (der Pumpe und des Brillouin-Stokes-Signals) vor und interferieren miteinander. Dieses Interferenzmuster zieht auf Grund der hohen Intensität eine Brechzahlmodulation nach sich. Hierbei ist der Frequenzunterschied beider Felder entscheidend. Dieser entspricht der Frequenzverschiebung der Brillouin-Streuung $\nu_P - \nu_{BS} = \nu_B$ und ist mit der Schallgeschwindigkeit innerhalb des Mediums v_S wie folgt verknüpft:

$$\omega_B = \pm \omega_P n \frac{v_S}{c_0} \sin(\theta/2) \quad \text{mit} \quad \omega_i = 2\pi \nu_i \quad (2.10)$$

mit $\omega_{P/B}$ als der Kreisfrequenz der Pumpe (P) und dem Brillouin-verschobenen Signal (B) und n als dem Brechungsindex. Das Vorzeichen \pm beschreibt das Auftreten von Brillouin-Stokes (+) und Anti-Stokes (-) Streuung und stellt demnach spektral rot- und blau-verschobene Anteile dar, mit dem Winkel θ als Richtung des gestreuten Lichtes bezogen auf die Ausbreitungsachse der Pumpe. Die Schallgeschwindigkeit v_S ist in kristallinen Medien von deren kristallografischer Struktur und Orientierung abhängig und wird bzgl. der Ausbreitungsrichtung der Signal- und Pumpstrahlung sowie der Kristallausrichtung gewählt. Für kubisch-flächenzentrierte Kristallgitterstrukturen (wie sie Diamant aufweist) berechnet sich die Schallgeschwindigkeit anhand der Elastizitätsmodule c_{ij} des Spannungstensors zu [39]

$$v_S = \sqrt{(c_{11} + c_{12} + c_{44}) / 2\rho} \quad \text{für} \quad \langle 110 \rangle \quad (2.11)$$

mit ρ als der Dichte des Brillouin-Mediums. Findet dieser Prozess innerhalb eines Resonators mit optischer Rückkopplung statt, können einige Einschränkungen hinsichtlich der Ausbreitung getroffen werden. So ist experimentell keine Trennung der Streurichtung innerhalb eines Resonators möglich. Weiterhin ist auf Grund der höheren Umlaufverluste und einer überwiegend stimulierten Brillouin-Streuung kein signifikanter Anteil außerhalb der optischen Achse des Resonators zu erwarten. Somit kann für den Streuwinkel $\theta = \pi$ angenommen werden, und demnach die Streuung nach Gleichung 2.10 in rückwärtiger Richtung maximal ist. Wie auch bei der stimulierten Raman-Streuung findet sich in der Literatur ein effektiver Verstärkungs-koeffizient sowie eine Linienbreite für die stimulierte Brillouin-Streuung. Für eine Kristallorientierung $\langle 110 \rangle$ und 1 μm Wellenlänge sind in Tabelle 2.1 die Parameter für die Brillouin-

Streuung in Diamant zusammengefasst.

Tab. 2.1.: Parameter für die Brillouin-Streuung in Diamant mit $\langle 110 \rangle$ Orientierung und $1 \mu\text{m}$ Pumpwellenlänge [26, 20].

| Brillouin bei 1234 nm | | |
|-------------------------|-------------------|-------------------------|
| Verschiebung ω_B | Verstärkung g_B | Linienbreite Γ_B |
| 71 [GHz] | 50-300 [cm/GW] | 20 [MHz] |

Die große Unsicherheit bzgl. des Brillouin-Verstärkungskoeffizienten beruht im Wesentlichen auf Messunsicherheiten. Hierbei spielen wie auch bei der Berechnung des Raman-Verstärkungsfaktors zahlreiche reduzierende Faktoren eine Rolle [40, 35, 31].

Vierwellenmischung

Die Vierwellenmischung ist ein weiterer nichtlinearer Prozess 3. Ordnung, welcher bei hohen Intensitäten im Material auftritt. Hierbei entsteht durch die Kopplung aus bis zu drei Feldern mit den Frequenzen $\omega_1, \omega_2, \omega_3$ ein Feld mit einer neuen, vierten Frequenz ω_4^3 . Gleichzeitig kann auch Leistung zwischen den beteiligten Feldern ausgetauscht werden. Für alle beteiligten Frequenzen gilt die Bedingung der Phasenanpassung

$$\omega_1 + \omega_2 = \omega_3 + \omega_4. \quad (2.12)$$

Im Gegensatz zu SBS und SRS handelt es sich bei der Vierwellenmischung um einen parametrischen Effekt ohne Quantendefekt, bei dem das nichtlineare Medium als Vermittler auftritt und keine Energie aufnimmt bzw. speichert. Demnach findet auch keine automatische Phasenanpassung wie in den zuvor behandelten Streuprozessen durch akustische oder optische Phononen statt. Alle beteiligten Felder unterliegen der Bedingung der Phasenanpassung (Gleichung 2.12). Nach [32] kann zwischen zwei Arten der Vierwellenmischung unterschieden werden: dem nicht-entarteten Fall mit $\omega_1 \neq \omega_2$ und dem entarteten Fall mit $\omega_1 = \omega_2$ (engl. Degenerate Four-Wave Mixing (DFWM)). In Abbildung 4 sind die beiden Arten der Vierwellenmischung grafisch dargestellt.

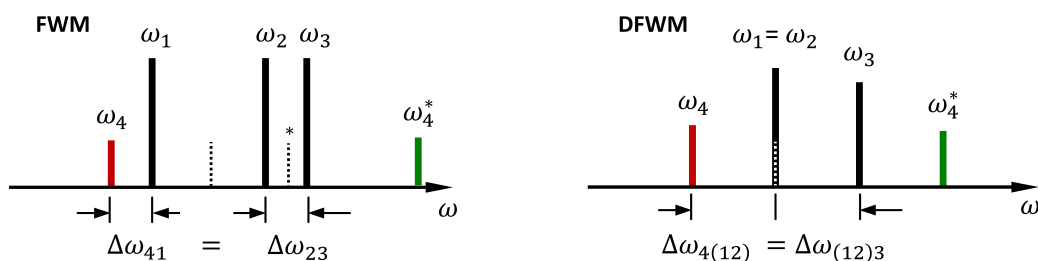


Abb. 4.: Vierwellenmischung (FWM) mit drei Ausgangsfeldern und der entarteten Vierwellenmischung (DFWM) mit zwei Ausgangsfeldern unterschiedlicher Frequenz. Durch Vertauschen der Indizes wird die Entstehung von niedrigeren Frequenzen ω_4 und höheren ω_4^* beschrieben.

³ Im Gegensatz dazu wird unter der Annahme einzelner Photonen wird in [38] S. 368 ff. davon ausgegangen, dass aus der Interaktion zweier Photonen mit dem Medium zwei neue Photonen entstehen.

Durch vertauschen der Indizes wird sowohl die Entstehung von Feldern mit niedrigeren Frequenzen ω_4 und von höheren ω_4^* beschrieben - $\omega_4 = \omega_1 + \omega_2 - \omega_3$ und $\omega_4^* = \omega_2 + \omega_3 - \omega_1$. Liegt weiterhin Phasenanpassung für die neuen Felder vor, wird dieser Prozess fortgesetzt, wodurch es zu einer kaskadierten Vierwellenmischung kommt. Neben der Vierwellenmischung können die Felder in einem entsprechenden Brillouin-Medium durch SBS zusätzlich verstärkt werden. Somit können beide Effekte gleichzeitig auftreten und untereinander koppeln. Dabei sind die Prozesse nicht mehr klar voneinander trennbar. Dieser Fall wird als Brillouin-verstärkte Vierwellenmischung (engl.: brillouin-enhanced four-wave mixing BEFWM) oder SBS-unterstützte FWM bezeichnet [41, 42, 43].

2.2. Beschreibung optischer Resonatoren

Die Grundidee eines optischen Resonators ist es, einen eingekoppelten Strahl immer wieder mit sich selbst zu überlagern und durch konstruktive Interferenz resonant zu überhöhen. Hierdurch beträgt die Leistung des im Resonator umlaufenden Strahls ein Vielfaches der Leistung des eingekoppelten bzw. ausgekoppelten Strahles. Dies ermöglicht die im vorherigen Kapitel vorgestellten stark leistungsabhängigen nichtlinearen optischen Prozesse effizient stattfinden zu lassen. Hierzu sollen im folgenden Kapitel die Grundlagen der Strahlpropagation allgemein sowie im Speziellen für optische Resonatoren vorgestellt werden. Eine umfassende Beschreibung sowie eine ausführliche Herleitung der Gleichungen findet sich in [44] und [45].

2.2.1. Wellenoptische Ausbreitung von Strahlung

Analog zur Beschreibung der nichtlinearen Prozesse aus dem vorherigen Kapitel beschreibt die Wellengleichung ebenfalls die Ausbreitung von Strahlung im freien Raum bzw. in linearen Medien. Hier entfällt der nichtlineare Quellterm und man erhält die lineare Wellengleichung. Für die Propagation von elektromagnetischen Wellen in einem linearen, homogenen und isotropen Medium ergibt sich diese zu

$$\nabla^2 \vec{E}(x, y, z, t) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{E}(x, y, z, t) = 0 \quad (2.13)$$

mit der Lichtgeschwindigkeit im Medium $c = c_0/n$. Unter dem Ansatz eines mit der Kreisfrequenz ω oszillierenden elektrischen Feldes und konstanter Polarisierung entfällt die Vektorschreibweise und das Feld kann geschrieben werden als:

$$E(x, y, z, t) = E(x, y, z) e^{i\omega t} \quad (2.14)$$

Setzt man Gleichung 2.14 in 2.13 ein, erhält man die lineare Wellengleichung im Frequenzraum (Helmholz-Gleichung) zu

$$\nabla^2 E(x, y, z) + k^2 E(x, y, z) = 0 \text{ mit } k = \frac{\omega}{c}. \quad (2.15)$$

Hierbei reduziert sich die zweifache Ableitung nach der Zeit auf den quadratischen Faktor der Wellenzahl k . Unter der Annahme gerichteter, sich in z -Richtung ausbreitender Strahlung, welche durch die gaußförmige Einhüllende $a(x, y, z)$ für das elektrische Feld räumlich begrenzt ist, erhält das propagierende elektrische Feld den Ansatz

$$E(x, y, z) = a(x, y, z) e^{-ikz} \text{ mit } a(x, y, z_0) = a_0 e^{-ik \frac{x^2+y^2}{2z_R}} \quad (2.16)$$

mit z_R als die Rayleighlänge⁴ und z_0 als die Position der Strahltaile bzw. einer ebenen Phasenfront. Der Tailenradius w_0 und die Rayleighlänge können mit $z_R = w_0^2 k / 2$ ineinander überführt werden. In paraxialer Näherung (slowly varying envelope approximation SVEA) erhält man durch Einsetzen von 2.16 in 2.13 eine spezielle Lösung der Wellengleichung für den Gauß'schen Strahl in Form:

$$E(x, y, z) = a_0 \frac{i z_R}{(z - z_0) + i z_R} e^{-ik \frac{x^2+y^2}{2(z-z_0) + i z_R}} \quad (2.17)$$

Für ein besseres Verständnis und zur physikalischen Interpretation der Lösung werden zusätzliche Parameter eingeführt, welche eine Trennung der Terme in eine ortsabhängige Amplitude und Phase erlauben. Die Parameter und deren Zusammenhang lauten hierfür:

$$\text{Strahlradius} \quad w(z) = w_0 \sqrt{1 + \frac{(z - z_0)^2}{z_R^2}} \quad (2.18)$$

$$\text{Krümmungsradius der Phasenfront} \quad R(z) = (z - z_0) \left(1 + \frac{z_R^2}{(z - z_0)^2} \right) \quad (2.19)$$

$$\text{Gouy-Phase} \quad \psi(z) = \arctan \left(\frac{z - z_0}{z_R} \right) \quad (2.20)$$

Durch Einsetzen der Parameter in Gleichung 2.17 und Umformung erhält man die Grundform des Gaußschen Strahls zu:

$$E(x, y, z) = \underbrace{a_0 \frac{w_0}{w(z)} e^{-\frac{x^2+y^2}{w(z)^2}}}_{\text{Einhüllende Amplitude}} \cdot \underbrace{e^{-ik \frac{x^2+y^2}{2R(z)}}}_{\text{Wellenfront}} \cdot \underbrace{e^{-i(kz - \psi(z))}}_{\text{Phase}} \quad (2.21)$$

Hierdurch ist der Amplituden- und Phasenterm des elektrischen Feldes klar voneinander getrennt. Diese Grundform wird auch als TEM₀₀-Mode (engl.: *transversal elektro-magnetic mode*) bezeichnet. Abweichende Formen dieser Grundmode sind Hermit- bzw. Laguerre-Gauß-Moden und werden unter dem Abschnitt *Höhere transversale Moden* genauer beschrieben. Mit Ausnahme der Gouy-Phase verhalten sich die Moden höherer Ordnung gleich der Grundmode und besitzen somit die gleiche Wellenfront, wodurch sie von optischen Systemen auch gleich behandelt werden [46].

⁴ Entspricht bei einem Gauß'schen Strahl der Distanz von der Mitte der Strahltaile bis zu dem Ort mit dem kleinsten Krümmungsradius der Wellenfront (siehe Gleichung 2.19).

Einfacher Astigmatismus des Gaußschen Strahlenbündels

Ist das Feld des Gaußschen Strahlenbündels in beiden transversalen Achsen unterschiedlich verteilt, ändert sich entsprechend die Propagation und die Felder müssen getrennt betrachtet werden. Diese Abweichung wird einfacher Astigmatismus genannt. Die Feldverteilung des Gaußschen Strahls in einer Ebene wird beschrieben durch:

$$E(j, z) = a_{0,j} \frac{w_{0,j}}{w_j(z)} e^{-\frac{j^2}{w_j(z)^2}} e^{-i\frac{kz}{2}} e^{-ik\frac{j^2}{2R_j(z)}} e^{i\frac{\psi_j(z)}{2}} \text{ mit } j = x, y \quad (2.22)$$

Der Index j steht hierbei für die jeweilige transversale Achse x bzw. y . Das gesamte Feld setzt sich dann als Produkt der einzelnen Felder zusammen $E(x, y, z) = E(x, z) \cdot E(y, z)$. Es sei darauf hingewiesen, dass Phasenterme nur zur Hälfte der jeweiligen Achse (j) beitragen (siehe [29], S.647 ff.). Hieraus ergeben sich zwei weitere Strahlparameter für den astigmatischen Gauß-Strahl: die Elliptizität ε der Strahltaile und die astigmatische Differenz α_K , welche den Abstand der beiden Strahltaillen beschreibt.

$$\text{Elliptizität: } \varepsilon = \frac{w_{0,x}}{w_{0,y}} \quad \text{Astigmatismus: } \alpha_K = \frac{z_{0,x} - z_{0,y}}{\sqrt{z_{R,x} z_{R,y}}} \quad (2.23)$$

Zur Unterscheidung und Orientierung werden die beiden orthogonal zueinander stehenden Ebenen, welche durch die astigmatische Aufteilung der Fokus-Lage und -Größe sowie der Ausbreitungsachse des Strahls aufgespannt werden, gesondert als Tangentialebene (auch Meridionalebene genannt) und Sagittalebene bezeichnet.

Höhere transversale Moden

Die Annahme, dass der Gaußstrahl seine Form der Feldverteilung bei der Propagation nicht ändert ermöglicht die eben beschriebene Berechnung der Strahlausbreitung im Raum. Neben der bisher besprochenen Grundmode des Gaußschen Bündels können noch weitere Feldverteilungen, welche ihre Form ebenfalls beibehalten, angegeben werden. Die höheren transversalen Moden werden als Produkt der Gaußverteilung mit Hermite- $H_{n,m}$ bzw. rotationssymmetrisch mit Laguerre-Polynomen $L_{p,l}$ beschrieben [29, 47].

$$E_{n,m}(x, y, z) = E_n(x, z) \cdot E_m(y, z) \quad (2.24)$$

$$E_k(j, z) = \sqrt[4]{\frac{2}{\pi}} \sqrt{\frac{1}{w_j(z)}} H_l \left(\frac{\sqrt{2}j}{w_j(z)} \right) \cdot e^{-\frac{j^2}{w_j^2(z)}} \cdot e^{-ik\frac{j^2}{2R_j(z)}} e^{i(l+0,5) \cdot \psi_j(z)} \quad (2.25)$$

mit $l, j = n, x | m, y$

Die zugehörigen Hermite-Polynome ergeben sich als Lösung der Differenzialgleichung

$$\frac{d^2 H_k}{dj^2} - 2j \frac{dH_k}{dj} + 2kH_k = 0 \quad (2.26)$$

$$H_0(j) = 1; \quad H_1(j) = j; \quad H_2(j) = 4j^2 - 2; \quad H_3(j) = 8j^3 - 12j$$

mit l für die jeweilige Ordnung n, m . Die Ordnungen n, m aus der Gleichung 2.25 und 2.26 sind den Achsen x, y fest zugeordnet. Abgekürzt werden diese Moden mit TEM_{nm} und deren entsprechenden Ordnungen. Für die Gaußsche Grundmode entspricht dies der TEM_{00} . Weitere ausführliche Beschreibungen und die Betrachtung der Laguerre-Moden finden sich in [45] S. 149 ff. .

q-Parameter

Für die Ausbreitung eines Gaußschen Strahls, dessen Form sich nicht ändert, kann die Berechnungsgrundlage der Strahlenoptik auf die Ausbreitung im Raum und beim Durchlaufen optischer Systeme ebenfalls angewandt werden. Hierzu beschreibt der komplexe Strahlparameter $q(z)$ die Größe und Form eines sich im Raum ausbreitenden Gaußschen Strahls entlang der Ausbreitungsachse z . Es gilt:

$$q(z) = z + iz_R = z + i \frac{\pi n(\lambda_0) w_0^2}{\lambda_0} \quad (2.27)$$

$$\frac{1}{q(z)} = \frac{1}{R(z)} - i \frac{\lambda_0}{\pi n(\lambda_0) w(z)^2} \quad (2.28)$$

mit $R(z)$ als dem ortsabhängigen Krümmungsradius der Wellenfront. Im Fernfeld für $z \gg z_R$ kann die Wellenfront des sich ausbreitenden gaußschen Strahls als Kugelwelle angenommen werden. Im Grenzfall für $\lambda_0 \rightarrow 0$ geht die wellenoptische Beschreibung in die geometrische Optik über für Strahlen ohne transversale Ausdehnung [29, 48]. Die Einführung des q-Parameters erlaubt die Anwendung des ABCD-Matrizen-Formalismus und ermöglicht, die Propagation geometrisch ausgedehnter Strahlen zu berechnen. Im folgenden Abschnitt wird genauer darauf eingegangen sowie die Berechnung der Feldverteilung innerhalb stabiler Resonatoren beschrieben.

2.2.2. Der optische Resonator

Durchläuft ein gaußsches Strahlenbündel ein optisches Element, ändert sich dessen q-Parameter. Das Element wird im Rahmen der geometrischen Optik mit den Strahl-Transfermatrizen M_{oe} und den Matrixelementen $ABCD$ repräsentiert. Sofern keine Verluste (Absorption, Beugung) berücksichtigt werden, lässt sich der gaußsche Strahl vor und nach dem optischen System über den ABCD-Matrizen-Formalismus berechnen:

$$q_f(z) = \frac{A q_i(z_a) + B}{C q_i(z_a) + D} = M_{oe} \cdot q_i(z_a) \quad (2.29)$$

mit $q_i(z_a)$ als q-Parameter des gaußschen Strahls an der Position $z = z_a$ beim Übergang in das optische System. Mit Hilfe der Transfermatrix können verschiedene optische Elemente nachgebildet werden [44]. Durchläuft der gaußsche Strahl mehrere auch voneinander verschiedene optische Elemente $M_1, M_2, M_3 \dots M_n$, können die Transfermatrizen der einzelnen Elemente zu einer zusammengefasst werden, welche anschließend das gesamte optische System repräsen-

tiert. Die Multiplikation der Matrizen erfolgt in umgekehrter Reihenfolge:

$$q_f(z) = (M_n \cdot M_{n-1} \cdots M_2 \cdot M_1) \cdot q_i = M_f \cdot q_i \quad (2.30)$$

Durchläuft der Strahl das gleiche System k -fach, wird dies über die Exponentialfunktion $M_f^k \cdot q_i$ ausgedrückt. Für kontinuierliche Quellen oder der Resonatorlänge angepasste Repetitionsraten bei gepulsten Systemen wird der Strahl durch seinen Umlauf innerhalb des Resonators überhöht. Für die Berechnung und Auslegung von Resonatoren verhält es sich umgekehrt zu der bisherigen Betrachtung von einfach durchlaufenden Systemen. Eine Resonatormatrix enthält alle optischen Elemente (einschließlich der Freistrahstrecke) für einen gesamten Umlauf innerhalb des Resonators. Stabil ist der Resonator für ein Strahlenbündel mit einem q -Parameter q_R , welcher sich nach dem Umlauf wieder in sich selbst abbildet. Hier wird der q -parameter anhand der Resonatormatrix M_R berechnet. Es gilt:

$$q_R = \frac{A q_R(z^*) + B}{C q_R(z^*) + D} \Rightarrow q_R = \frac{A - D}{2C} \pm i \frac{1}{C} \sqrt{1 - m^2} \quad (2.31)$$

mit $m = (A+D)/2$ und der Stabilitätsbedingung $-1 < m < 1$. Nach [29] S. 828 ff. kann der Ausgangspunkt z^* des Umlaufes beliebig gewählt werden, da sich der Strahl nach einem Umlauf wieder in sich abbildet⁵. Wie in Gleichung 2.27 beschrieben, gibt auch in 2.31 der Realteil $Re(q_R)$ die Position der Strahltaile bezüglich des ersten Matrixelements der Resonatormatrix M_R , und der Imaginärteil $Im(q_R)$ ergibt die Rayleighlänge des sich innerhalb des Resonators ausbildenden Feldes.

Das Frequenzspektrum des Überhöhungsresonators

Ausgehend von der Gaußschen Strahlausbreitung (siehe Kapitel 2.2.1) ergeben sich für einfach umlaufende, stabile Resonatoren zwei grundlegende Auslegungsformen, der Plan-Plan- und der Sphärische-Resonator. Während bei einem Plan-Plan-Resonator die Wellenfront des Lichtfeldes auf den Spiegelflächen ebenfalls Plan ist – sprich, $z_R \gg l_{eff}$ – sind bei der sphärischen Auslegungsform die Spiegelflächen des Resonators gekrümmt und somit der Wellenfront im Fernfeld angepasst. Hierdurch bleibt die Wellenfront nach der Reflexion erhalten, jedoch mit umgekehrter Ausbreitungsrichtung. Hinsichtlich nichtlinearer optischer Prozesse ermöglicht die sphärische Form eine hohe Intensität im Fokus des Resonators, während die Eintritts- und Austritts-Facetten des Resonators auf Grund der größeren Strahlradien mit einer weitaus geringeren Strahlungslast beaufschlagt werden. Im Folgenden wird das Frequenzspektrum der hier verwendeten Resonatoren anhand des Plan-Plan (Fabry-Pérot) beschrieben (siehe Abbildung 5). Alle weiteren stabilen, einfach umlaufenden, Resonatorformen (gefaltete oder Plan-Sphärische) unterscheiden sich lediglich in ihrer effektiven optischen Länge l_{eff} . Ausgenommen hiervon ist die Gouy-Phase deren Anteil in den folgenden Formeln allerdings berücksichtigt wird. Abbildung 5 zeigt die Prinzipskizze des Fabry-Pérot-Resonators (auch

⁵ Im Matrixformalismus für Laserresonatoren bedeutet dies, dass für stabile Resonatoren die Determinante der Resonatormatrix $AD - BC = 1$ ist

Fabry-Pérot-Interferometer genannt).

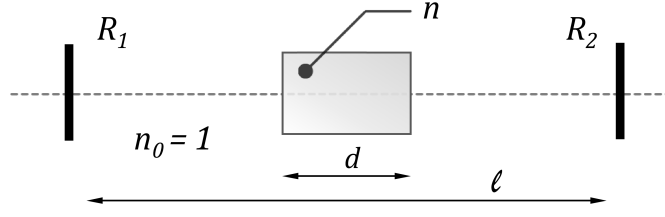


Abb. 5.: Schematische Darstellung des Fabry-Pérot-Resonators.

Das spektrale Verhalten eines Plan-Plan-Resonators basiert auf der Interferenz des einfallenden mit dem innerhalb des Resonators umlaufenden Strahl. Wird die Strahlung innerhalb des Resonators erst erzeugt, verhält es sich gleich mit dem Unterschied, dass hier der ausgekoppelte Strahl betrachtet wird. Überhöhung und spektrale Ausprägung sind gleich. Für den in Abbildung 5 dargestellten optischen Resonator gilt die Umlaufzeit (engl. *round-trip time* t_{RT}) zu:

$$t_{RT} = \frac{1}{\Delta \nu_{FSR}} = \frac{2 \ell_{eff}}{c_0} \quad \text{mit } \ell_{eff} = \ell - d(1 - n(\lambda)) \quad (2.32)$$

mit $n(\lambda)$ als dem spektral abhängigen Brechungsindex, ℓ_{eff} als der effektiven optischen Weglänge, c_0 als der Vakuum-Lichtgeschwindigkeit und $\Delta \nu_{FSR}$ als dem freien-Spektralbereich (engl. *free spectral range* FSR). Transversale Moden höherer Ordnung (Formel 2.25) besitzen gegenüber der Grundmode eine höhere Divergenz, wodurch sich die effektive Weglänge innerhalb des Resonators ändert zu $\ell'_{eff} = \ell_{eff} + \lambda/2\sqrt{m^2 + n^2}$ (hergeleitet in [49] S. 279 ff.). Für eine feste optische Weglänge ergibt sich die aufgesammelte Phase des Feldes nach einem halben Umlauf (Endspiegel zu Endspiegel) $\phi(\nu)$ allgemein zu:

$$\phi(\nu) = \pi \nu t_{RT} + \underbrace{2(m+n+1) \arctan\left(\frac{\ell/2}{z_R}\right)}_{\text{Gouy-Phase}} \quad (2.33)$$

Resonanz und damit maximale Überhöhung ergibt sich für Frequenzen deren Vielfache q gleich der optischen Weglänge sind. Der *Airy*-Verteilung folgend [29, 50], berechnet sich das Verhältnis der resonatorinternen- und transmittierten-Intensität (hier gleichbedeutend mit der ausgekoppelten-Intensität) in Abhängigkeit der Phasenverschiebung zu:

$$\frac{I_{out}}{I_{int}} = \frac{|E_{out}|^2}{|E_{int}|^2} = \frac{(1 - R_1)(1 - R_2)}{(1 - \sqrt{R_1 R_2})^2 + 4\sqrt{R_1 R_2} \sin^2(\phi)} \quad (2.34)$$

mit $R_{1/2}$ als die Reflektivität der Resonatorspiegel. Hieraus ergibt sich die resonatorinterne Überhöhung des Strahlungsfeldes in Abhängigkeit der Phasenverschiebung bzw. für eine feste Resonatorgeometrie in Abhängigkeit der Frequenz (siehe Abbildung 6).

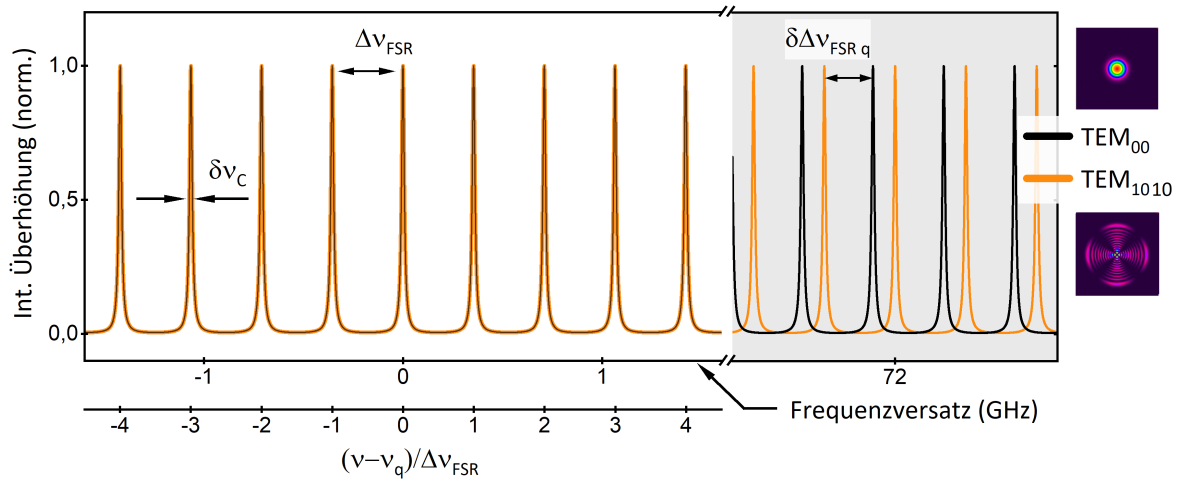


Abb. 6.: Resonatorinterne Überhöhung in Abhängigkeit der longitudinalen Moden für die TEM-Grundmode und höhere Mode.

Die zuvor beschriebene Abhängigkeit der effektiven Weglänge ℓ'_{eff} von der transversalen Modenstruktur führt dazu, dass sich entsprechend dem freien Spektralbereich die longitudinale Modenstruktur der höheren- gegenüber der Grundmode spektral verschiebt [51] S. 203 ff. Zur Veranschaulichung ist dies bis zu einem Frequenzversatz von ≈ 72 GHz in Abbildung 6 dargestellt. Demnach ergeben sich für unterschiedliche transversale Moden auch voneinander abweichende Spektren für die der Resonator resonant ist. Weitere charakteristische Größen sind die Linienbreite des Resonators (bei FWHM), die Finesse als Verhältnis der Linienbreite und des freien Spektralbereiches sowie die Resonator-Lebensdauer (engl.: *cavity ring down CRD*) für den Abfall der Intensität auf $1/e^2$.

$$\text{Linienbreite: } \delta\nu_C = |\ln(\sqrt{R_1 R_2} V)| \frac{\Delta\nu_{FSR}}{\pi} \quad (2.35)$$

$$\text{Lebensdauer: } \tau_{CRD} = \frac{1}{2\pi \delta\nu_C} \quad (2.36)$$

mit V als zusätzliche Verluste durch bspw. Absorption oder Beugung. Im sphärischen Resonator erfahren höhere TEM-Moden auf Grund der Gouy-Phase eine zusätzliche Phasenverschiebung, wodurch sich für diese Moden eine effektiv andere spektrale Frequenzverteilung ergibt. Der Resonator prägt dem Feld der höheren Moden TEM_{nm} abhängig von deren Ordnung eine spektral abweichende Verteilung gegenüber der Grundmode TEM_{00} auf. Dies wird hinsichtlich der Brillouin-verschobenen spektralen Anteile der in Kapitel 4.3 dargestellten Ergebnisse relevant.

2.3. Raman-aktives Medium CVD-Diamant

Maßgebend für den Einsatz von Raman-aktiven Materialien im Hochleistungslaserbetrieb sind hervorragende mechanische und optische Eigenschaften, welche einen stabilen Betrieb bei unterschiedlichen Leistungsklassen gewährleisten. Grundsätzlich ist die Ausgangsleistung von Raman-Lasern durch thermische Effekte limitiert, welche im Wesentlichen auf Zerfallspro-

zesse der bei der SRS beteiligten optischen Phononen sowie auf die intrinsische Absorption zurückzuführen sind. Neben den optischen Eigenschaften sind demnach die mechanischen Anforderungen Hauptkriterium für die Wahl des Raman-aktiven Materials. Bei den für diese Arbeit verwendeten Kristallen handelt es sich ausschließlich um hochreine monokristalline (engl. *single-crystal*, **SC**) Diamanten. Hergestellt werden solche Diamanten derzeit ausschließlich von der Firma *Element 6* mit dem Verfahren der chemischen Gasphasenabscheidung (engl. *chemical vapour deposition*, CVD) [52]. Im folgenden Kapitel werden die Diamanten genauer vorgestellt und deren grundlegenden Eigenschaften beschrieben sowie mit anderen gängigen Raman-aktiven Kristallen verglichen. In Kapitel 3.6 werden die in dieser Arbeit verwendeten Diamanten genauer charakterisiert sowie die aufgebrachten dielektrischen Schichten zur Reflexionsminderung beschrieben und deren Designparameter aufgeführt.

Optische und mechanische Eigenschaften von Diamant

In der Lasertechnologie eignet sich synthetischer Diamant im Vergleich zu anderen optischen Materialien aufgrund seiner um zwei Größenordnungen höheren Wärmeleitfähigkeit sehr gut zur effektiven Wärmeableitung. Weiterhin ermöglicht der hohe Transparenzbereich seine Verwendung als Substratmaterial für optische Elemente in zahlreichen Anwendungsgebieten [53]. Die Kombination aus den hervorragenden mechanischen und opto-mechanischen Eigenschaften in Verbindung mit dem hohen Raman-Verstärkungsfaktor sowie einer extrem hohen Raman-Frequenzverschiebung ermöglicht den Einsatz als Raman-aktives Medium zur Frequenzkonversion bei hohen kontinuierlichen Laserleistungen. Eine umfangreiche Zusammenfassung und detaillierte Beschreibung der für den Lasereinsatz relevanten optischen und mechanischen Eigenschaften wird in [31] gegeben. Ergebnisse zu detaillierten Untersuchungen an monokristallinem CVD-Diamant werden in [54] und [1] aufgeführt. Eine genaue Diskussion des Einsatzes von CVD-Diamant als Raman-aktives Lasermedium findet sich in [53, 55] sowie in [13].

Für den Einsatz von Lasermedien in Lasersystemen hoher mittlerer Leistung ist vor allem der Einfluss der Temperatur auf mechanische und optische Parameter entscheidend. Hierbei ist nicht nur der absolute Energieeintrag in Form von Wärme von Bedeutung, sondern auch deren Verteilung in Form der Wärmeleitfähigkeit. Für letztere ist entscheidend, wie stark sich die eingebrachte Energie als lokale Änderung der optischen und geometrischen Parameter auswirkt. Gängige Effekte [56], die sich problematisch für den Laserbetrieb bei hohen mittleren Leistungen auswirken, sind:

- Spannungsdoppelbrechung
- intrinsische Absorption
- lokale Brechzahlmodifikation
- geometrische Deformation
- Zugfestigkeit (Spannungsbruchgrenze)

Diesen Effekten stehen die außergewöhnlichen Eigenschaften von synthetischen monokristallinen Diamanten gegenüber. In Tabelle 2.2 sind Eigenschaften von fünf ausgewählten Festkörper-Raman-Medien sowie von den in dieser Arbeit verwendeten Diamanten zusammengefasst.

Tab. 2.2.: Raman-Kristalle und deren Eigenschaften [13, 57, 54]: Kalium-Gadolinium-Wolframat - $\text{KGd}(\text{WO}_4)_2$ [57], Barium Nitrate – $\text{Ba}(\text{NO}_3)_2$, Bariumwolframat – BaWO_4 , Diamant

| | | KGW | $\text{Ba}(\text{NO}_3)_2$ | BaWO_4 | Diamant |
|--------------------------------|---------------------------|------------|----------------------------|-----------------|-----------|
| transparenter Bereich | $[\mu\text{m}]$ | 0,35 - 5,5 | 0,3 - 1,8 | 0,45 - 5,4 | 0,3 - 100 |
| Wärmeleitfähigkeit | $[\text{W}/\text{mK}]$ | 2,6 - 3,8 | 1,2 | 2,3 | 2200 |
| therm. Ausdehnung | $[10^{-6} \text{K}^{-1}]$ | 2,4 - 17 | 13 | 4 - 23 | 1,1 |
| therm.-opt. Koeff. | $[10^{-6} \text{K}^{-1}]$ | 0,4 | -20 | -9 | 9,6 |
| Raman-Verschiebung | $[\text{cm}^{-1}]$ | 901/768* | 1047 | 925 | 1333 |
| Raman-Gain (@ $1\mu\text{m}$) | $[\text{cm}/\text{GW}]$ | 3,3/4,4* | 11 | 8,5 | 15 |

*Verschiedene Werte für unterschiedliche Raman-Phononen-Moden.

Besonders herausragend ist hier die höchste Raman-Verschiebung gegenüber allen anderen derzeit eingesetzten Raman-Medien und der außerordentliche Transmissionsbereich. Abgesehen von einem Absorptionsbereich von $2,5 \mu\text{m}$ bis $6,5 \mu\text{m}$ auf Grund von Mehrphonen-Gitter-Absorption [53], ist synthetischer Diamant vom UV-Bereich bis hin zum fernen infraroten Bereich transparent (siehe Abbildung 42).

Kristallographische Struktur

Die besonderen Eigenschaften von Diamant sind grundlegend auf seine kristalline Gitterstruktur und die damit einhergehende hohe Bindungsenergie (sp^3 -Hybridisierung) zurückzuführen [49] S. 404 ff. Der atomare Kristallaufbau ist in Abbildung 7 schematisch dargestellt. Das Gitter besteht aus zwei sich gegenseitig durchdringenden kubisch flächenzentrierten

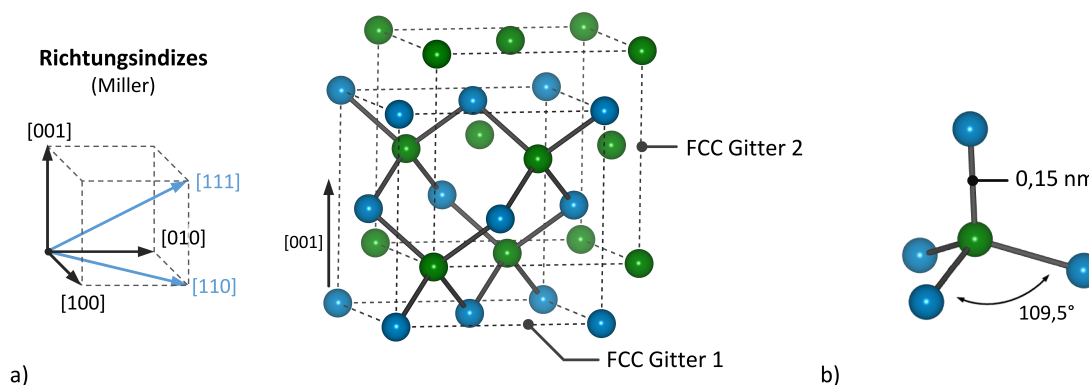


Abb. 7.: Kristallstruktur Diamant a) zwei verschobene kubisch-flächenzentrierte Einheitszellen (FCC) bilden die Diamantstruktur b) 4-fach atomare Bindung von Kohlenstoff.

(FCC) Gittern, bei dem jedes Kohlenstoffatom gleichwertig mit dessen vier Nachbaratomen kovalent gebunden ist. Der einheitliche Abstand der gebundenen Atome zueinander beträgt

1,5 Å (0,15 nm). Aus der symmetrischen Bindung eines jeden Atoms mit vier benachbarten Atomen ergibt sich eine tetraetrische-Form mit einem Bindungswinkel von 109,5° der Atome zueinander (siehe Abbildung 7b). Die Ausrichtung der Gitterstruktur hinsichtlich der Pump-Strahlpropagation und bzgl. dessen Polarisation ist für einen effizienten Betrieb des diamantbasierten Raman-Frequenzkonverters entscheidend. Dieser Effekt wird durch die Raman-Streueffizienz für den spontanen Streuprozess S ausführlich in [58] beschrieben und berücksichtigt sowohl die einfall- und Stokes-gestreuete- Polarisation e_i und e_s als auch die Orientierung des Raman-Kristalls mit dem Raman-Polarisationstensor R_j . Die Streueffizienz S ist proportional zu:

$$S \propto \sum_j |e_s R_j e_i|^2 \quad (2.37)$$

Wird die gestreute Polarisationsorientierung durch das Lasersystem auf Grund von polarisationsabhängigen Verlusten vorgegeben oder ist sie durch das Seed-Signal in einem Verstärker festgelegt, ist die Raman-Streueffizienz proportional zu dem Gewinnkoeffizienten g_R . Für ein möglichst effizientes System gilt es, die Kristallorientierung selbst und die Eingangspolarisation so abzustimmen, dass die Streueffizienz maximal wird. Ausgehend von der Kristallsymmetrie $Fd\bar{3}m$ und dem ihr zugeordneten 3×3 Raman-Polarisationstensor erhält man eine maximale Raman-Streueffizienz für eine $\langle 110 \rangle$ Kristallorientierung senkrecht zur Ausbreitungsachse [59, 60]. Dies entspricht der Rotation des Tensors für ein Kristallgitter der Raumgruppe $Fd\bar{3}m$ (Diamantstruktur) um die $[001]$ Achse um 45° [31]

$$R_1^* = \begin{pmatrix} 0 & 0 & a \\ 0 & 0 & a \\ a & a & 0 \end{pmatrix}, \quad R_2^* = \begin{pmatrix} 0 & 0 & a \\ 0 & 0 & -a \\ a & -a & 0 \end{pmatrix}, \quad R_3^* = \begin{pmatrix} d & 0 & 0 \\ 0 & -d & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (2.38)$$

mit $a = d/\sqrt{2}$.

mit $d = d\alpha/dq$ als die Polarisierbarkeit und deren Änderung über dem Ort⁶, dessen Position innerhalb des Tensors die Wirkung auf den eingestrahltten elektrischen Feldvektor. Eine Normierung der Streueffizienz auf diesen Wert d ermöglicht es, die Raman-Streueffizienz für unterschiedliche Orientierungs- und Polarisationszustände zu vergleichen. Während die Eingangspolarisation durch eine entsprechende Pumpquelle und Polarisations-Filter weitgehend frei einzustellen ist, verhält es sich mit der Kristallorientierung aufwendiger. Für einen experimentellen Aufbau gilt es nicht nur die Kristallgitterstruktur auszurichten, sondern auch die optischen Eintritts- und Austrittsfacetten entsprechend zu präparieren, sodass diese der gewünschten Orientierung hinsichtlich der Gitterstruktur entspricht. Für monokristallinen Diamant ist dies nicht trivial. Mit dem Verfahren der chemischen Gasphasenabscheidung wächst der Kristall in Richtung $\langle 100 \rangle$ und wird für die Anwendung als Raman-aktives Medium so geschnitten, dass die Seitenflächen die Ebene $\langle 110 \rangle$ bilden (siehe Anhang A.2).

⁶ Gemeint ist hier die Änderung des Kernabstandes dq bei einer Molekülschwingung.

3. Design und Auslegung des Experimentellen Aufbaus

Für die Realisierung diamantbasierter Raman-Laserquellen und die Erzeugung hoher mittlerer Leistungen ergeben sich anhand der optischen und mechanischen Eigenschaften von monokristallinem Diamant besondere Anforderungen an die zu verwendenden Pumpquellen sowie an das Design des Raman-Oszillators selbst. In den nun folgenden Kapiteln sollen sowohl der verwendete Raman-Kristall (Diamant) als auch die aufgebauten und verwendeten Pumpquellen sowie deren Lasercharakteristik vorgestellt werden. Weiterhin wird ein numerisches Modell zur Simulation des Raman-Oszillators beschrieben und anhand von experimentellen Daten validiert. Dieses Modell dient im Weiteren dazu, das Design geeigneter Ausführungsformen der Resonatoren zu ermitteln und so zu dimensionieren, dass die angestrebten Laserparameter realisiert werden können.

3.1. Faserlaserbasierte Pumpquellen

Aus den in Kapitel 2.3 vorgestellten optischen und mechanischen Eigenschaften von CVD-Diamant sowie die in Kapitel 3.4 beschriebenen Ausführungsformen von geeigneten Überhöhungsresonatoren ergeben sich die zeitlichen, räumlichen und spektralen Laserparameter der Pumpquellen sowie Anforderungen an die Strahlformung. Aus den konstruktiven Merkmalen der Resonatoren und der Pumpquellen sowie deren Verknüpfung miteinander resultieren weitere spezielle Anforderungen an die Strahlführung und an die optische Isolation beider Systeme voneinander hinsichtlich rückwärtigem Pumplicht. Im Folgenden werden die verwendeten Pumpquellen detaillierter beschrieben und deren technische Umsetzung zusammengefasst.

3.1.1. Aufbau, Auslegung und Charakterisierung – 1018 nm Faserlaser

Ausgehend von der Zielwellenlänge bei 1178 nm für den Diamant-Raman-Laser und einer Diamant-Raman-Frequenzverschiebung von 39,97 THz wird ein Pumpasersystem bei einer zentralen Wellenlänge von 1018 nm benötigt. Unter Berücksichtigung der Anforderungen an die Konversionseffizienz räumlicher und spektraler Laserparameter sowie zum Erreichen hoher mittlerer Leistung wurde die Pumpquelle als faserbasierter, diodengepumpter Festkörperlaser realisiert. In Abbildung 8 ist der Aufbau der 1018nm Pumpquelle schematisch dargestellt.

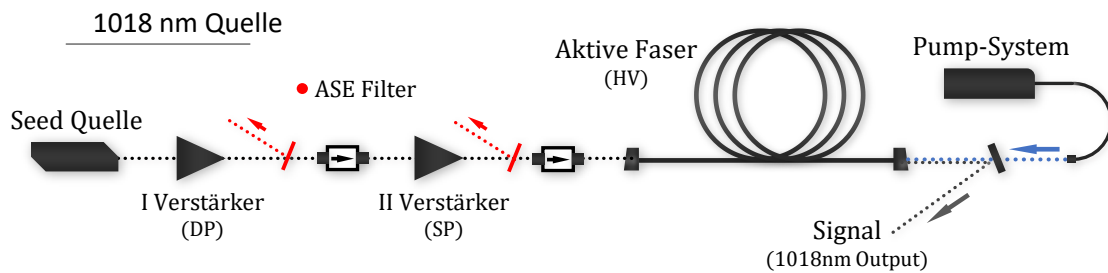


Abb. 8.: Schematische Darstellung des dreistufigen faserbasierten Pumpsystems, ausgelegt für eine Zentralwellenlänge bei 1018 nm. I: Verstärker im Doppel-Pass (DP), II: Verstärker im Single-Pass (SP), Hauptverstärker (HV)

Im Wesentlichen handelt es sich um eine Oszillator-Verstärker-Anordnung (engl. *Master-Oscillator Power-Amplifier* MOPA). Die drei Verstärkerstufen (I, II und Hauptverstärker HV) basieren auf Yb-dotierten, grundmodigen Doppelkernfasern. Der jeweiligen Stufe entsprechend werden diese mit unterschiedlich starken Dioden und geeigneten Kopplern bei einer Zentralwellenlänge von 976 nm mantelgepumpt. Auf Grund des frei gewählten Faserdesigns der Hauptverstärkerfaser ist diese nicht kompatibel zu kommerziellen faserbasierten Pumpkopplern und wird im Gegensatz zu monolithischen Systemen Freistrahл gepumpt. Die wesentlichen Eigenschaften des Systems sind in Tabelle 3.1 zusammengefasst.

Tab. 3.1.: Details der Auslegungsform und optische Parameter für den faserbasierten, diodengepumpten Festkörperlaser für eine Emissionswellenlänge von 1018 nm.

| Design Parameter | | | Wert |
|----------------------------|-----------------------|-----------------------------|-------------------|
| Faser I & II Verstärkerst. | Nufern | | PLMA-YDF-10/125-M |
| | Länge I / II | [m] | 1,8 / 1,7 |
| Faser HV Verstärkerst. | In-House | | MFD 32 μ m |
| | Numerische Apertur NA | | 0,041 |
| | Länge | [m] | 5,5 |
| | Biegeradius | [cm] | \approx 10 |
| Endkappen HV | Suprasil 3001 | Winkel | 6° |
| Optische Parameter | | | Wert |
| Wellenlänge | λ | [nm] | 1018 |
| Bandbreite (FWHM) | $\Delta\lambda$ | [pm] | 85 |
| Strahlqualität | $M_{x/y}^2$ | | 1,09 / 1,05 |
| Strahldurchmesser | \emptyset | [mm] | 1,7 |
| Ausgangsleistung | P_{Signal} | [W] | 616 |
| Polarisation | linear | $P_{\parallel} / P_{\perp}$ | 0,02 |

Die spektrale Verbreiterung zur Unterdrückung von Brillouin-Streuung, welche vorrangig die

Ausgangsleistung der Hauptverstärkerstufe limitiert, wird mittels eines elektro-optischen Modulators (EOM) und einer ≈ 300 MHz breiten Rauschelektronik realisiert. Eine detaillierte Beschreibung hierzu findet sich in [61]. Die verwendeten, zum Teil mehrfach ausgelegten, optischen Isolatoren schützen das vorgelagerte System vor zu hoher rückwärtiger Strahlung und gewährleisten somit einen störungsfreien Betrieb. Im Wesentlichen handelt es sich um kommerziell erhältliche Komponenten, welche allerdings in Absprache mit den Herstellern den spektralen Anforderungen entsprechend angepasst wurden. Im Gegensatz dazu wurde die Faser des Hauptverstärkers speziell für dieses System entwickelt, hergestellt und deren Designparameter an die Anforderungen angepasst. Diese ergeben sich aus den Absorptions- bzw. Emissionseigenschaften des Ytterbium-dotierten Faserkerns bzw. der Kerngeometrie selbst und dem Kern-Mantel-Verhältnis. Mit einer Pumpwellenlänge von 976 nm und einer damit maximal zu erreichenden Inversion von 50 % ist der Verstärkungsfaktor um die 1030 nm generell größer als bei der Zielwellenlänge von 1018 nm [62]. Die hier frei gewählten geometrischen Faserparameter, vorrangig das mit 32/260 μm geringe Kern-Mantel-Verhältnis, ermöglichen eine effiziente Pumpabsorption und somit eine deutliche Reduktion der Faserlänge. Letzteres beschränkt zum einen die effektive Verstärkung bei 1030 nm und verhindert zum anderen die Reabsorption des Signals bei 1018 nm. Nachteilig ist bei der Verwendung freier geometrischer Designparameter, dass die Systemkompatibilität mit kommerziell erhältlichen Komponenten abnimmt und in diesem Fall eine faserbasierte Kopplung der Pumpdioden nicht mehr möglich ist. Dies wird über eine Freistrahlkopplung der Pumpdioden mit der aktiven Faser der Hauptverstärkerstufe kompensiert. Eine detailliertere Beschreibung des Systems wird in [63] gegeben. In Abbildung 9 ist die Leistungskennlinie und das Emissionsspektrum des 1018 nm Hauptverstärkers dargestellt. Auf Grund des zu vor erwähnten generell höheren Verstärkungs-

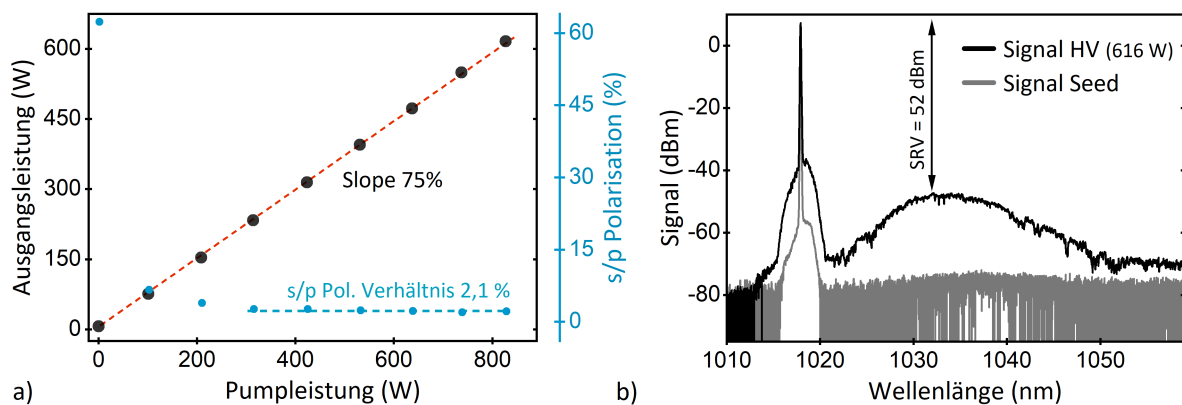


Abb. 9.: Leistungskennlinie und Emissionsspektrum. a) Leistungskennlinie der Pumpquelle bei 1018 nm und das Leistungsverhältnis der s- und p-polarisierten Anteile b) Emissionsspektrum ohne HV und bei maximaler Ausgangsleistung von 616 W

faktors im Bereich um die 1030 nm (im Vergleich zur Zentralwellenlänge von 1018 nm) kann die verstärkte spontane Emission (engl. *amplified spontaneous emission* ASE) im Bereich um 1030 nm durch Reflektionen innerhalb der Faser deren Enden und an den Grenzflächen der Freistrahloptiken die Laserschwelle überschreiten, wodurch es zu parasitärer stimulierter

Emission nahe 1030 nm kommt. Dies zu verhindern, umfasst zwei technisch umzusetzende Aspekte: Zum einen wird das Emissionsspektrum oberhalb der Zielwellenlänge von 1018 nm nach den Verstärkerstufen I und II gefiltert und somit die Seed-Leistung bei 1030 nm für die nachfolgende Stufe stark reduziert (>40 dB). Zum anderen werden die Grenzflächen aller optischen Freistrahlskomponenten mit einer entsprechenden reflektionsmindernden Schicht versehen, insofern diese nicht verkippt in den Strahlengang gestellt werden können. Ein weiterer wichtiger Aspekt des Pumpasersystems ist die Anforderung hinsichtlich der Strahlqualität, welche dem grundmodigen Profil (TEM_{00}) des später nachgeschalteten Diamant-Raman-Oszillators entsprechen sollte, um eine bestmögliche Feldanpassung zu gewährleisten. Die Strahlqualität, welche nach ISO Standard 11146 vermessen wurde, ist in Abbildung 10 dargestellt. Demnach ist die Strahlqualität unabhängig der Ausgangsleistung und beträgt über die

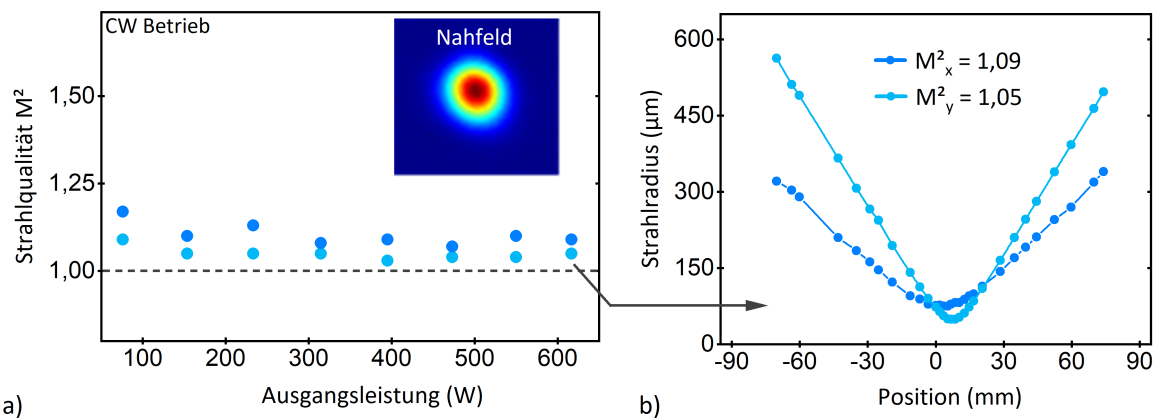


Abb. 10.: Gemessene Strahlqualität entlang der Leistungskennlinie der Pumpquelle bei 1018 nm. a) Einzelwerte der Strahlqualität in Abhängigkeit der Ausgangsleistung. Das Bild zeigt das Strahlprofil im Nahfeld bei maximaler Ausgangsleistung (616 W). b) Strahlradien der Kausitik zur Bestimmung der Strahlqualität.

gesamte vermessene Ausgangsleistung im Mittel $M^2=1,1$. Der etwas höhere M^2 -Wert bei der niedrigsten Ausgangsleistung kann auf Messfehler zurückgeführt werden, welche durch verhältnismäßig hohes Mantellicht in der aktiven Faser verursacht werden. Dieses Mantellicht beeinflusst die Messung des Strahlprofils im Kern und damit die Bestimmung der Strahlradien. Mit steigender Ausgangsleistung nimmt das Kernlicht gegenüber dem Mantellicht stärker zu (Verstärkung im dotierten Kernbereich der Faser) und dominiert das Mantellicht, wodurch sich die Messung stärker auf den Kern bezieht. Somit stellt das hier vorgestellte System eine gute Ausgangsbasis zum pumpen des Diamant-Raman-Oszillators und der Frequenzkonversion hin zu 1178 nm dar. Eine detailliertere Beschreibung des gesamten Pumpsystems wird in [64] gegeben und die Ergebnisse wurden in [65] veröffentlicht.

3.1.2. Auslegung und Charakterisierung – 1060 nm Faserlaser

Dem Pumpsystem bei 1060 nm werden diamantbasierte Raman-Frequenzkonverter nachgeschaltet, welche im Wesentlichen zur grundlegenden Untersuchung optischer, zeitlicher und qualitativer Parameter dienen. Hierbei ist die Wahl der Zielwellenlänge von 1234 nm nicht

vorrangig durch spektrale Anforderungen getrieben, sondern ergibt sich durch das verwendete Ytterbium-basierte Pumpsystem. Die Festlegung der spektral höheren Zentralwellenlänge von 1060 nm gegenüber dem im vorherigen Kapitel gezeigten System reduziert die Anforderungen an Isolation und spektrale Kontrolle deutlich. Hintergrund hierfür ist die wesentlich geringere Absorption im Bereich der Signalwellenlänge, wodurch geringere Pumpintensitäten im Kern der Faser notwendig sind um Verstärkung bei 1060 nm zu erhalten. Der schematische Aufbau des System ist in Abbildung 11 dargestellt.

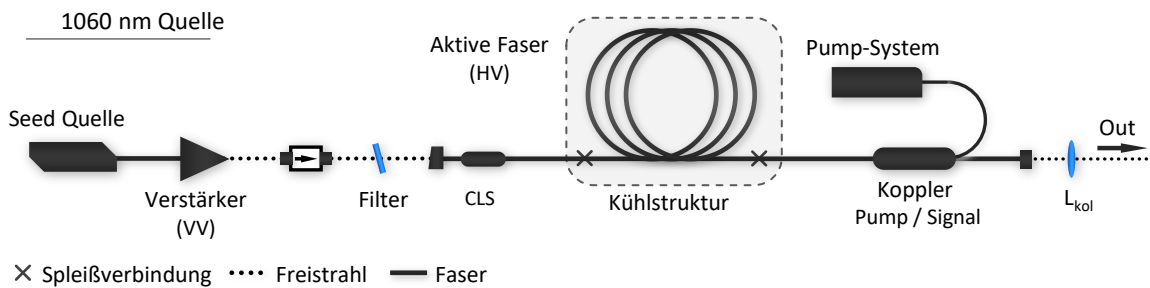


Abb. 11.: Schematische Darstellung des faserbasierten Lasersystems, ausgelegt für eine Zentralwellenlänge bei 1060 nm. VV: kommerzielles Verstärkermodul *NuAmp* SUB-1174-36, HV: Diodenpumpeter Hauptverstärker, CLS: Mantellichtabscheider.

Die höhere hier angestrebte Zielwellenlänge erlaubt die Nutzung kommerziell erhältlicher Fasern, wodurch die Integration weiterer faserbasierter Komponenten ermöglicht wird. Im Gegensatz zu dem Pumpsystem bei 1018 nm wird hier ein faserbasierter Pump-Signal-Koppler verwendet. Dieser verringert zum einen die Komplexität des Aufbaus und macht diesen unempfindlicher gegenüber Dejustage und zum anderen ermöglicht diese Komponente eine freie Wahl der Auskoppel- und Kollimationsoptik, da diese im Gegensatz zu dem Konzept des Freistrahlpumpen nicht mehr an die Emissionseigenschaften der Pumpdioden gekoppelt ist.

Das in der Hauptverstärkerfaser verstärkte Feld ist weiterhin polarisiert, allerdings bleibt die Polarisation der Seed-Quelle nicht erhalten. Auf Grund von spannungsinduzierter Doppelbrechung und Verdrillung der Faser entlang deren Wegstrecke wird die Polarisation entsprechend gedreht bzw. von anfänglich linear zu elliptisch verformt. Entscheidend ist hierbei auch die Ausrichtung der Faser am Ende des Verstärkers bei der Freistrahlauskopplung. Im Gegensatz zu PM-Fasern kann diese auf Grund nicht vorhandener Orientierungsmöglichkeiten im Faserquerschnitt nicht eingestellt werden. Eine Kompensation der Orientierung und Ausprägung der Polarisation (Elliptizität und Orientierung) wird mittels zweier $\lambda/4$ -Wellenplatten (*engl. quarter-wave plate QWP*) realisiert. Hierdurch ist es möglich, aus einem beliebigen Polarisationszustand jeden anderen Polarisationszustand einzustellen¹, vollständig polarisiertes Licht vorausgesetzt (siehe [51], S. 62 ff.). Die Stabilität der eingestellten Polarisation gegenüber der Ausgangsleistung wird im Abschnitt *Polarisationsstabilität* genauer beschrieben. Die wesentlichen Eigenschaften der 1060 nm Pumpquelle sind in Tabelle 3.2 zusammengefasst. Gegenüber den zahlreichen Vorteilen bei der Verwendung faserbasierter Komponenten stellt

¹ Hierbei wird zwischen links- und rechtszirkularer Polarisation sowie allen anderen gespiegelten Polarisations-

Tab. 3.2.: Details der Auslegungsform und optische Parameter für den faserbasierten, diodengepumpten Festkörperlaser bei einer Emissionswellenlänge von 1060 nm.

| Design Parameter | | Wert |
|---------------------|---------------|----------------|
| Vor-Verstärker (VV) | Nufern | SUB-1174-36 |
| | Leistung | [W] 15 |
| Faser HV Verstärker | Nufern | LMA-YDF-20/400 |
| | Länge | [m] 17 |
| | Biegeradius | [cm] 6 |
| Endkappen HV | Suprasil 3001 | [°] 0 |

| Optische Parameter | | Wert |
|--------------------|-----------------|----------------------------------|
| Wellenlänge | λ | [nm] 1060 |
| Bandbreite (FWHM) | $\Delta\lambda$ | [pm] 145 |
| Strahlqualität | $M_{x/y}^2$ | 1.1 |
| Strahlradius | \emptyset | [mm] 6,0 |
| Ausgangsleistung | P_{Signal} | [W] 835 |
| Polarisation | <i>linear</i> | $P_{\parallel} / P_{\perp}$ 0,99 |

die Verbindungen der passiven Faser des Pump-Kopplers mit der aktiven Faser des Hauptverstärkers eine wichtige Schlüsseltechnologie dar, deren Ausführung sich erheblich auf die Strahlqualität und die Ausgangsleistung auswirkt. Eine solche Faser-Faser-Verbindung wird *Spleiß* genannt. Ziel ist es, den Einfluss dieser Verbindungen so gering wie möglich zu halten. Vor allem gilt es, die Verluste an dieser Stelle so zu reduzieren, dass diese nicht in Form von Wärmeentwicklung das gesamte System limitieren. Das im Rahmen dieser Arbeit angepasste bzw. entwickelte Spleißprogramm konnte den Wärmeeintrag an den Spleiß-Stellen deutlich reduzieren. Hauptsächlich wurde das Programm so modifiziert, dass die zeitliche und absolute Wärmeeinwirkung reduziert sowie die Justageart von Mantel- auf Kernjustage der beiden Fasern geändert. Die entwickelten Programmparameter sind im Anhang A.3 gelistet. In Abbildung 12 ist des Temperatureintrages an der Spleiß-Stelle im laufenden Betrieb bei 829 W Ausgangsleistung und ≈ 1100 W Pumpleistung dargestellt.

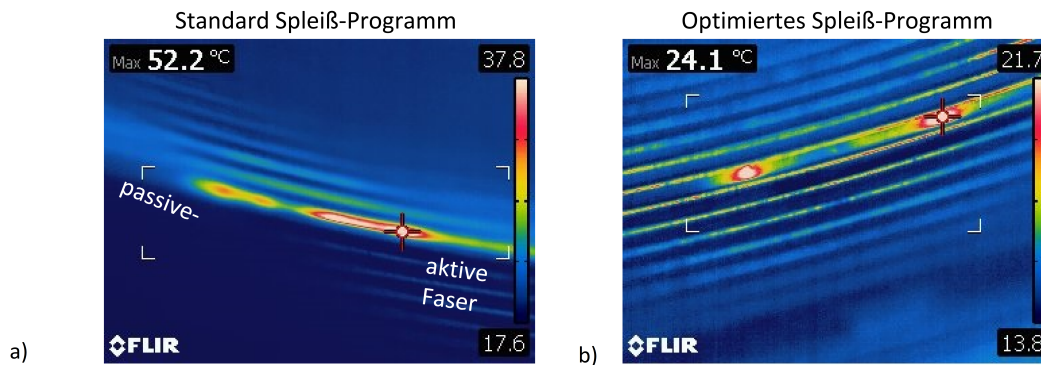


Abb. 12.: Thermische Bildgebung der Aktiv-Passiv-Faserverbindung (Spleiß) bei 829 W Ausgangsleistung a) mit Standardparametern durchgeführt b) mit optimierten Parametern.

zuständen im elliptischen und Linearen Bereich nicht unterschieden.

Vermessung der Polarisation

Nicht nur ist die Effizienz der im Rahmen dieser Arbeit genutzten stimulierten Raman-Streuung in Diamant von der Polarisation des Pumpstrahls abhängig, sondern auch der im folgenden Abschnitt 3.1.3 beschriebene Poor-man's-Isolator. Eine Schwankung oder Änderung des Polarisationszustandes der Pumpquelle bei unterschiedlichen Leistungen würde zu einer entsprechenden Intensitätsschwankung hinter dem Isolator führen und sich somit direkt auf die Performance des Diamant-Raman-Oszillators auswirken und dessen Leistungskennlinie beeinflussen. Entsprechend wurde die Polarisation der Pumpquelle bei unterschiedlichen Ausgangsleistung aufgezeichnet. In Abbildung 13 ist die Elliptizität χ und der Orientierungswinkel Ψ der Polarisationsellipse bei unterschiedlichen Ausgangsleistungen aufgetragen.

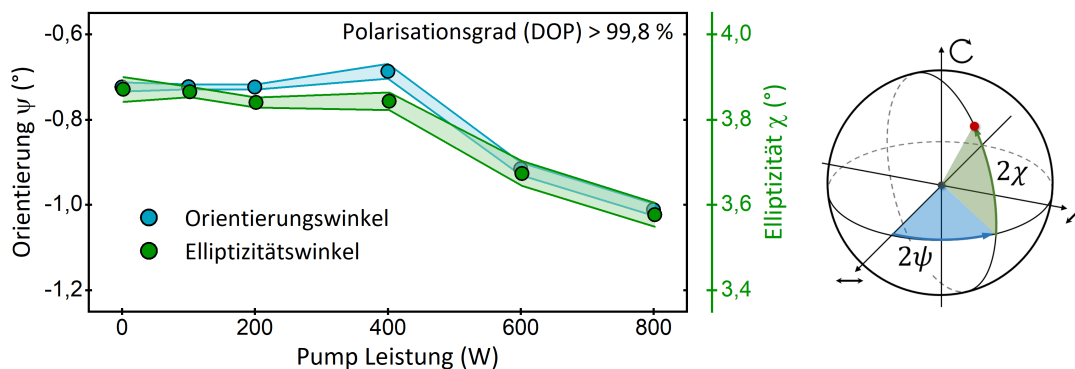


Abb. 13.: Polarisationszustand des Ausgangsstrahls für unterschiedliche Pumpleistungen der 1060 nm Pumpquelle. Winkelbedeutung anhand der Poincaré Sphäre dargestellt.

Die Abweichungen der die Polarisation beschreibenden Winkel Ψ und χ ändern sich gegenüber der Ausgangsleistung um bis zu $0,3^\circ$ bezüglich der maximalen- gegenüber der minimalen-Ausgangsleistung. Die Standardabweichung der Einzelwerte beträgt $\approx 0,014^\circ$. Die Polarisation variiert somit um 0,3% und die Orientierung um 0,2%. Dies kann als stabil angesehen werden und wird die Leistungskennlinie des DRO nicht signifikant beeinflussen.

3.1.3. Optische Isolation

Die in den beiden vorherigen Kapiteln vorgestellten Lasersysteme stellen die Pumpquellen für die nachgeschalteten Frequenzkonverter dar. Für beide Ausführungsformen (bei 1018 nm und 1060 nm) ist eine optische Isolation gegenüber rückwärtigem Licht notwendig, da dieses vor allem in der Hauptverstärkerstufe zurückläuft, verstärkt wird und die vorgelagerten Verstärkerstufen sowie die Seed-Quelle zerstören kann bzw. deren Freistrahlkopplung auf Grund thermischer Effekte dejustiert. Demnach limitiert rückwärtiges, in die letzte Verstärkerstufe eingekoppeltes und verstärktes Licht die maximale Ausgangsleistung der Pumpquellen. Die Nutzung reflektionsmindernder Schichten auf den Grenzflächen der verwendeten Freistrahloptiken reduzieren die Reflektionen zwar, können diese aber nie vollständig Verhindern. Kommen den Grenzflächen zusätzliche Aufgaben hinzu, verringert sich deren Fähigkeit der Reflexminderung erheblich. Besonders bei dichroitischen Schichten innerhalb des Resonators wer-

den die Auswirkungen deutlich. Entscheidend für die Limitierung durch rückwärtiges Licht ist, dass das reflektierte Licht wieder auf den Faserkern der Hauptverstärkerfaser abgebildet und somit in dieser eingekoppelt, geführt und verstärkt wird. Die gezielte transversale Modenfeld-Anpassung der Pumpquelle und der Resonatormode der ersten Stokes bedingt, dass alle Grenzflächen innerhalb des Resonators diese Bedingung der Abbildung erfüllen. In Abbildung 14 sind diese eingezeichnet.

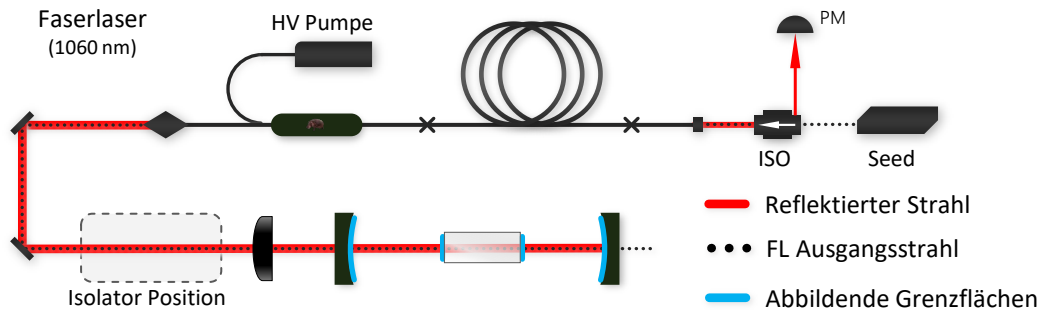


Abb. 14.: Schematische Darstellung der Faserlaser Pumpquelle sowie die in den Faserkern abbildenden optischen Flächen und der reflektierte Strahlweg. Die Darstellung zeigt nicht den Isolator.

Die Reflexionen dieser Grenzflächen können nur mit erheblichen Einbußen bzgl. der Strahlqualität oder der Performance des Freistrah-Raman-Oszillators durch Depositionierung oder Dejustage reduziert werden [20]. Um dieses Problem zu kompensieren, wird eine optische Isolation mittels eines Polarisators und einer $\lambda/4$ -Wellenplatte eingesetzt (*Poor Man's Isolator*). Hierdurch wird die Polarisation der rückreflektierten Strahlung ein zweites Mal an der $\lambda/4$ -Wellenplatte gedreht und am Polarisator aus dem Strahlengang ausgekoppelt. Die Verwendung eines Dünnschicht-Polarisators (engl. *Thin-Film Polarizers* - TFP) auf absorptionsarmen Quarzglas ermöglicht hier einen leistungsunabhängigen Betrieb bei dem die Strahlausbreitung nicht durch thermisch bedingte Deformation oder Dejustage beeinflusst wird. In Abbildung 15 ist das verwendete Isolationssystem schematisch dargestellt.

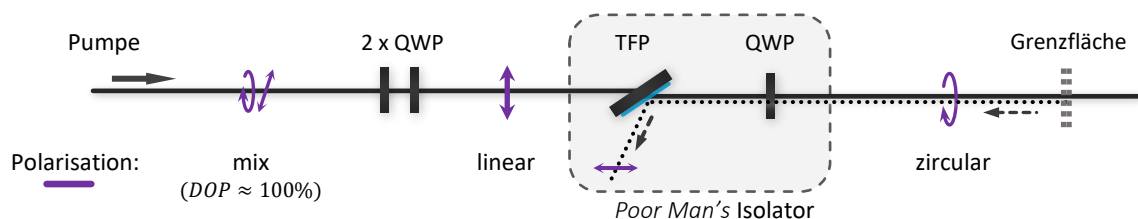


Abb. 15.: Schematische Darstellung des Poor-Man's-Isolators, des Strahlengangs sowie die Polarisationsart. Ausgegangen wird von einem zu 100 % polarisierten (DOP) Strahl dessen Polarisationsart aber beliebig sein kann. QWP - $\lambda/4$ -Wellenplatte

Die Kombination von Dünnschicht-Polarisator und $\lambda/4$ -Wellenplatte bedingt den Polarisationszustand vor dem Isolator zu linear und die Polarisation nach dem Poor-Man's-Isolator zu Zirkular. Die am Faraday-Isolator rückwärtige, ausgekoppelte Leistung (siehe Abbildung 14 ISO) konnte um den Faktor ≈ 1000 von 5 W auf < 1 mW reduziert werden.

3.2. Numerisches Modell

In einer Simulation wird das Verhalten eines realen Systems durch ein Modell nachgebildet. Experimente an diesem Modell ermöglichen Abschätzungen für das reale System und darüber hinaus Einblicke in messtechnisch unzugängliche Größen sowie technisch schwierig umsetzbare Parametervariationen. Erkenntnisse der hier vorgestellten Simulation dienen dem Verständnis und der technischen Umsetzung des zu entwickelnden Frequenzkonverters. In diesem Kapitel wird das numerische Modell zur Simulation des Diamant-Raman-Oszillators vorgestellt. Dies beinhaltet die für die Laserstrahlung auftretende Absorption, Reflexion und den Prozess der frequenzkonversionsbedingten Leistungsumwandlung (Licht-Materie-Wechselwirkung) sowie die Ein- und Auskopplung aus dem Oszillator selbst. Ziel ist es, einen Überblick über die Wirkzusammenhänge verschiedener Resonatorparameter zu erhalten und deren Einfluss auf die Performance qualitativ abzubilden. Weiterhin wird das vorgestellte Modell mit experimentellen Daten sowie einem analytischen Modell validiert. Im Anschluss werden auf Basis des numerischen Modells die Designvorgaben für die zu entwickelnden Frequenzkonverter abgeleitet.

3.2.1. Numerisches Raman-Oszillator-Modell

Das im folgenden Kapitel beschriebene numerische Modell der Raman-Verstärkung basiert auf der in [37, 66] gegebenen Berechnungsgrundlage. Für die numerische Nachbildung des Diamant-Raman-Oszillators wurde das reale System stark vereinfacht und in ihrer Wirkung sich ähnelnde Effekte zusammengefasst, siehe Abbildung 16.

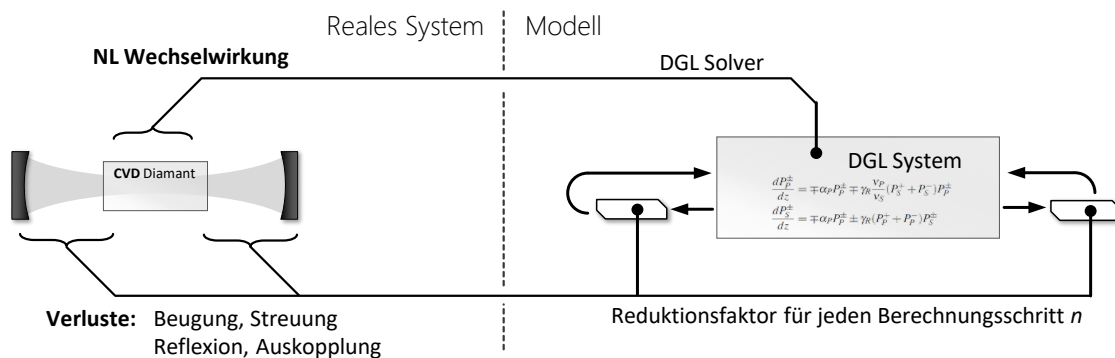


Abb. 16.: Dargestellt ist eine schematische Abbildung des realen Lasersystems und die numerische Umsetzung anhand eines Ablaufplans. Die auftretenden Effekte innerhalb des Resonators sind unterteilt in einen Freistrahlbereich und den Licht-Materie-Wechselwirkungsbereich.

Auftretende Effekte der Freistrahlstrecke im Oszillator wie Beugung, Streuung und Reflexion sowie die Auskopplung werden zusammengefasst und als Leistungsreduktion für die resonatorinternen Leistungen beider Umlaufrichtungen der Strahlen berücksichtigt. Effekte, welche der Licht-Materie-Wechselwirkung sowie der geometrischen Strahlüberlagerung zugrunde liegen, werden innerhalb der gekoppelten Leistungsgleichungen abgebildet (siehe auch Kapitel 2.1.1).

$$\frac{dP_P^\pm}{dz} = \mp \alpha_P P_P^\pm \mp \frac{g_R}{A_{eff}(z)} \frac{v_P}{v_S} (P_S^+ + P_S^-) P_P^\pm \quad (3.1)$$

$$\frac{dP_S^\pm}{dz} = \mp \alpha_S P_S^\pm \pm \frac{g_R}{A_{eff}(z)} (P_P^+ + P_P^-) P_S^\pm \quad (3.2)$$

Dabei sind $P_{S/P}^\pm$ die Leistung der Pumpe und des Signals und $\alpha_{P/S}$ als den Wellenlängen abhängigen Absorptionskoeffizienten, welche die Absorptionsverluste im Raman-Medium berücksichtigt. Die hochgestellten Indizes \pm repräsentieren hier die Strahlausbreitungsrichtung entlang der Komponente z , welche den Interaktionsweg der Laserstrahlung mit dem Raman-Medium repräsentiert. Der materialspezifische Raman-Gewinnkoeffizient $g_R(\lambda)$ repräsentiert das eingesetzte Raman-Medium und wird über das gesamte Wechselwirkungsvolumen als räumlich homogen angenommen (siehe Kapitel 3.6). Die Resonatorgeometrie und die sich damit ergebende Kaustik sowie die radiale Intensitätsverteilung wird durch die effektive Interaktionsfläche (Modenfläche) A_{eff} berücksichtigt und ist im Modell von z abhängig (siehe Kapitel 2.1.1). Unter der Annahme aufeinander angepasste transversale Moden, von Signal und Pumpe, wird von einer gemeinsamen effektiven Interaktionsfläche ausgegangen, wodurch von der Betrachtung der Intensitäten I auf die der Leistungen P übergangen werden kann. Die Berechnung der Leistungsverläufe im Kristall erfolgt – vergleichbar mit Resonatorumläufen – schrittweise für beide Propagationsrichtungen. Ziel ist es, nicht nur den stationären Fall abzubilden, sondern auch die interne Leistungsentwicklung hin zu diesem stationären Fall. Abbildung 17 verdeutlicht schematisch den Ablauf der Berechnung.

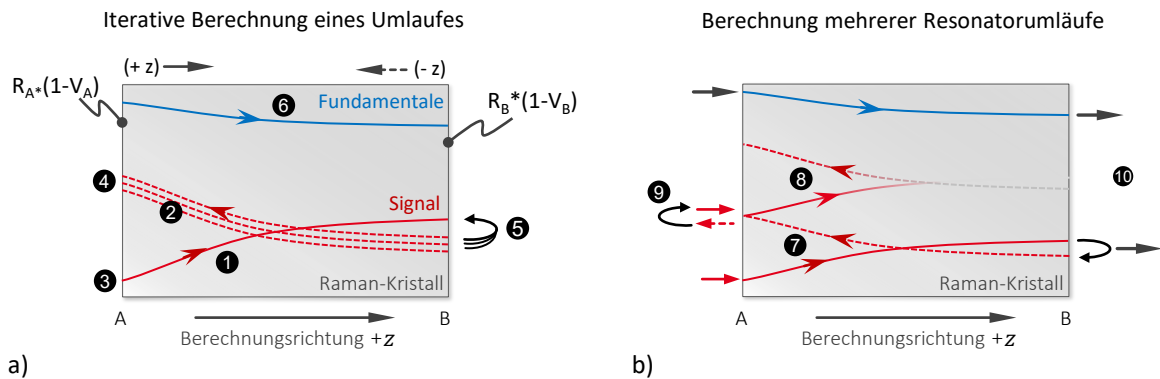


Abb. 17.: Schematischer Ablaufplan des numerischen Modells zur Beschreibung der Randbedingungen der iterativen Schritte. a) Leistungsverteilung sowie Laufrichtung, Vorwärts-Signal (VS) und gegenläufiges Signal (GS) eines Resonatorumlaufes. 1 Raman-VS; 2 Raman-GS; 3 Startwert VS; 4 Abgeschätzter Startparameter GS; 5 Leistungsverlust durch Auskopplung; 6 fundamentale Leistung (Pumpe), b) Schrittweise Berechnung der Resonatorumläufe bis zum Erreichen eines stationären Zustandes. 7-finale Leistungsverteilung eines Berechnungsschrittes; 8 folgender Berechnungsschritt auf Basis des vorherigen; 9 Beaufschlagung von Verlusten; 10 Ausgekoppelte Leistung (Fundamentale, Signal)

Die Differentialgleichungen 3.1 und 3.2 müssen gegeben durch Auskopplungsverluste Randbedingungen erfüllen, welche mehr als einen Wert der Unabhängigen Variablen betreffen. Grundlegend handelt es sich hierbei um ein Zweipunkt-Randwertproblem, welches für eine konsistente Lösung erfüllt sein muss. Gelöst wird dieses Problem nach der *Shooting*-Methode

aus [67], deren Umsetzung im folgenden genauer beschrieben wird. Eine entscheidende Hürde im Modell ist es, die zwei räumlich gegenläufigen Strahlen nachzubilden, da deren Berechnung der Leistungsentwicklung nur in die gleiche Richtung erfolgen kann (siehe Abbildung 17 a) von A nach B). Als Konsequenz werden, ausgehend von der Berechnungsrichtung, die Vorzeichen der gegenläufigen Gleichungen umgekehrt und somit diese gegenläufig berechnet. Dies wird in den Gleichungen 3.1 und 3.2 durch die Vorzeichen bzw. das hochgestellte Symbol \pm und \mp beschrieben. Für die positive Richtung wird der Startwert (Abbildung 17 3) entweder zu Beginn aus dem Quantenrauschen heraus ($P_S = 1,5^{-11} W$) angenommen [33]: S.60 f. oder aus der vorherigen Rechnung übernommen. Das gestrichelt dargestellte Signal (Abbildung 17 2) läuft der Berechnungsrichtung $+z$ entgegen und wird entsprechend mit umgekehrtem Vorzeichen berechnet. Hierfür wird der Startwert (Abbildung 16 4) für die Berechnung aus dem vorherigen Berechnungsschritt angenommen und die Vorzeichen der Gleichung 3.2 entsprechend umgekehrt. Die Lösung des gekoppelten Gleichungssystems erfolgt in positiver Orientierung. Anschließend wird an Punkt 5 (Abbildung 17 a)) eine Konsistenzanalyse anhand des gewählten Auskoppelgrades und der Verluste mit den beiden Leistungswerten durchgeführt. Entspricht das Verhältnis der beiden Leistungen am Ende des Kristalls (Abbildung 17 a) B) nicht dem Erwartungswert $P_S^-(B)/P_S^+(B) = R_B * (1 - V_B)$ wird die Berechnung mit einem neuen Startwert für Punkt 4 (Abbildung 17 a)) für das gegenläufige Signal wiederholt. Der Wert für Punkt 3 bleibt erhalten. Um diesen neuen Startwert (4) zu erhalten, werden die Richtungszeichen der Gleichung 3.1 und 3.2 umgekehrt und die Berechnung rückwärts $-z$ von B nach A durchgeführt. Die Startwerte für das Signal $P_S^+(B)$ kommen aus der ursprünglichen Rechnung in $+z$ -Richtung, der Wert für $P_S^-(B)$ wird anhand der Verluste berechnet: $P_S^-(B) = P_S^+(B) * R_B * (1 - V_B)$. Die Wahl einer hohen Fehlertoleranz in Punkt 5 kann hier die Iterationsschritte stark verringern, führt aber dazu, dass der Einschwingvorgang nicht mehr repräsentativ im Modell abgebildet wird. Dieser Einschwingvorgang ergibt sich aus der weiteren Fortsetzung der Berechnung, siehe Abbildung 17 b). Die beiden Punkte 7 und 8 repräsentieren hier zwei aufeinander folgende Resonatorumläufe. An Punkt 9 wird die Leistungsreduktion anhand der Verluste V_A und des Reflexionsgrades R_A berücksichtigt. Die für jeden Umlauf (Berechnungsschritt) ausgekoppelte Leistung für die Fundamentalen und des positiv laufende Signal ergeben für alle Schritte den Leistungsverlauf bis zum Erreichen des stationären Falles. Dieser ist erreicht, wenn der Zuwachs an Signalleistung den gesamten Verlusten $R_A * R_B * (1 - V_A) * (1 - V_B)$ entspricht. Für eine entsprechende Wahl der Randbedingungen und Startwerte², welche zu einer stationären Lösung führen, ergibt sich ein charakteristisches Einschwingverhalten des Raman-Oszillator-Modells sowie die resonatorinterne Leistung im stationären Zustand. Wie schon zuvor erwähnt, sind Parametervariationen am Modell eine gängige Methode, um das System zu charakterisieren und weitere Designanforderungen abzuleiten. Typischerweise wird hier die Pumpleistung variiert, um somit charakteristische Punkte wie die Laserschwelleistung und den Leistungsanstieg zu bestimmen sowie die resonatorinterne Leistungsentwicklung für unterschiedliche Pumpleistungen abzuschätzen. Diese ist in

² Hierzu gehört vor allem auch die Leistung der Fundamentalen (Pumpleistung).

Abbildung 18 exemplarisch dargestellt.

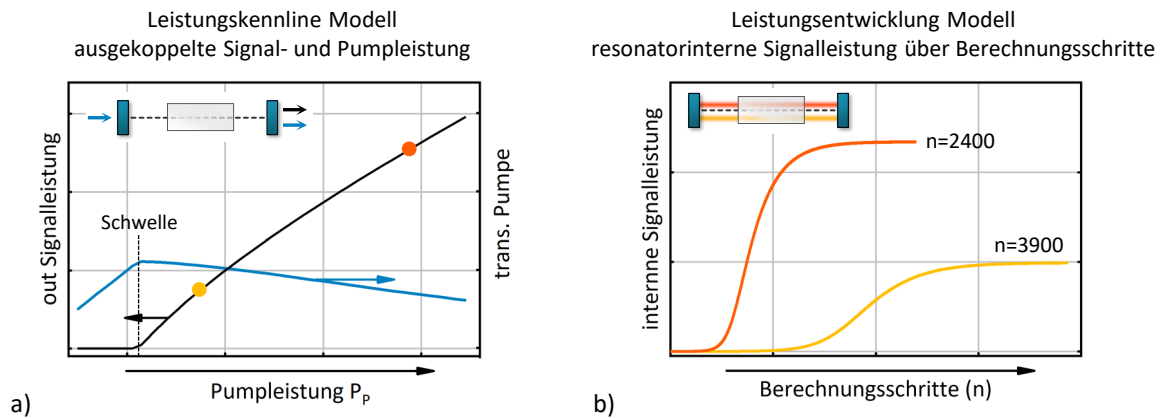


Abb. 18.: Ergebnisse aus dem numerischen Modell des einfach-resonanten Raman-Oszillators. a) Zeigt den Leistungsverlauf der ausgekoppelten Signal- und Pumpleistung bei verschiedenen eingekoppelten Pumpleistungen. b) Zeigt für zwei ausgewählte Pumpleistungen die resonatorinterne Signal-Leistungsentwicklung bzgl. der Berechnungsschritte n .

Für jede gewählte Pumpleistung (Abbildung 18 a) wird die resonatorinterne Leistungsentwicklung mit n Schritten berechnet (Abbildung 18 b). Mit Erreichen des stationären Zustandes wird die Berechnung abgebrochen und entsprechend des gewählten Auskoppelgrades die Ausgangsleistung ausgegeben. Die Anzahl der Schritte n nahe der Laserschwelle erhöht sich, da der resultierende Leistungszuwachs bei einem einzelnen Schritt sehr viel kleiner ist als bei Pumpleistungen weit über der Laserschwelle. Dies macht eine Berechnung nahe der Laserschwelle zwar zeitaufwändiger, dennoch erhält man umfangreiche Informationen über das interne Signalverhalten und den Einfluss von möglichen Störfaktoren. Eine Berechnung genau an der Schwelle ist aber auf Grund der Tatsache, dass die Absorptionsverluste gleich dem Leistungszuwachs sind, nicht möglich. Gegenüber analytischen Modellen ist die freie Wahl und Veränderung der Parameter auch während einer Berechnung ein großer Vorteil, da somit auch bspw. Leistungs- oder Modenfeldschwankungen der Pumpequelle nachgebildet werden können. Siehe hierzu im weiteren Verlauf dieses Kapitels Abbildung 20.

Kaskadiertes numerisches Raman-Modell

Ein weiterer Vorteil ist die freie und einfache Erweiterung des Modells auf weitere resonatorinterne Konversionsprozesse. Diese werden mit den gleichen gekoppelten Leistungsgleichungen eingebunden. Eine Erweiterung des eben vorgestellten einfach-resonanten Raman-Oszillator-Modells auf einen kaskadierenden Raman-Prozess erfolgte durch Modifikation der gekoppelten Gleichungssysteme zu

$$\frac{dP_P^\pm}{dz} = \mp \alpha_P P_P^\pm \mp \frac{g_{R1S}}{A_{1,eff}} \frac{v_P}{v_{1S}} (P_{1S}^+ + P_{1S}^-) P_P^\pm \quad (3.3)$$

$$\frac{dP_{1S}^\pm}{dz} = \mp \alpha_{1S} P_{1S}^\pm \pm \frac{g_{R1S}}{A_{1,eff}} (P_P^+ + P_P^-) P_{1S}^\pm \mp \frac{g_{R2S}}{A_{2,eff}} \frac{v_{1S}}{v_{2S}} (P_{2S}^+ + P_{2S}^-) P_{1S}^\pm \quad (3.4)$$

$$\frac{dP_{2S}^\pm}{dz} = \mp \alpha_{2S} P_{2S}^\pm \pm \frac{g_{R1S}}{A_{2,eff}} (P_{1S}^+ + P_{1S}^-) P_{2S}^\pm. \quad (3.5)$$

Hierzu wird eine weitere Gleichung für die Leistung der nächsthöhere Stokes-Ordnung 2S hinzugenommen sowie die Gleichung für die erste Stokes 1S entsprechend angepasst. Die neue Gleichung 3.5 der Signalleistung 2S ist hierbei an die Leistung der ersten Stokes 1S gekoppelt und wird durch diese quasi *gepumpt*. Demnach ergibt sich für die erste Stokes 1S ein zusätzlicher Verlust, repräsentiert durch den zusätzlichen Term in Gleichung 3.4. Dies führt zu einer nichtlinearen Kopplung beider Leistungen (P_{1S} und P_{2S}) miteinander. Hierdurch erhöht sich zum einen stark die Dynamik des gesamten Modells und zum anderen treten zwei separate Laserschwellen in der Leistungskennlinie auf, die der ersten und der zweiten Stokes. Die Ausgangsparameter für die folgenden Modellergebnisse orientieren sich an in dieser Arbeit gezeigten experimentellen Messungen sowie an Angaben aus der Literatur und sollen hier kein reales Experiment wiedergeben, sondern dienen der Veranschaulichung des Modells und dessen Eigenschaften. Wie in Abbildung 19 dargestellt, steigt die Leistung der ersten Stokes mit Erreichen der ersten Schwelle an und geht mit Erreichen der Schwelle der zweiten Stokes in einen konstanten Leistungswert über.

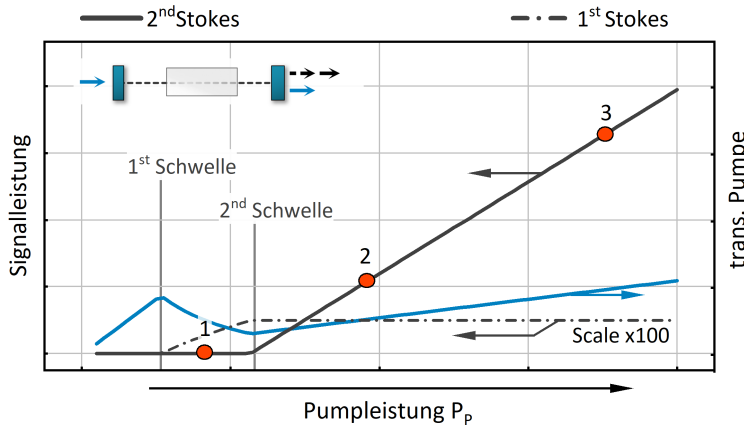


Abb. 19.: Ergebnisse aus dem numerischen Modell den doppelt-resonanten Raman-Oszillators. Dargestellt ist der Leistungsverlauf der ausgekoppelten ersten und zweiten Stokes-Signalleistung sowie der transmittierten Pumpleistung. Zur besseren Darstellung ist die Leistung der ersten Stokes 100-fach hochskaliert. Die Laserschwellen der ersten und zweiten Stokes sind im Leistungsverlauf markiert.

Mit Erreichen der Laserschwelle der zweiten Stokes steigt diese linear an. Dieser Anstieg sowie die ebenfalls ansteigende transmittierte Pumpleistung nach Erreichen der zweiten Laserschwelle ist von dem gewählten Auskoppelgrad der zweiten Stokes abhängig, (Wobei ein flacherer Anstieg der transmittierten Pumpleistung einen steileren Anstieg der Signalleistung

der zweiten Stokes und demnach einen effizienteren Betrieb zur Folge hätte). Im Folgenden wird die Entwicklung der in Abbildung 19 markierten Signalleistungen (①②③) untersucht. Ein charakteristisches Merkmal des kaskadierten Raman-Oszillator-Modells ist die Oszillationsreaktion der ersten und zweiten Stokes im transienten Bereich sowie im stationären Betrieb auf Leistungspegelschwankungen der Fundamentalen. Diese durch die starke nichtlineare Kopplung der beteiligten Leistungen hervorgerufene Oszillation ist Merkmal für stark überhöhte, kaskadierte Raman-Lasersysteme (siehe [68]) und wird durch das numerische Modell qualitativ korrekt wiedergegeben. Für eine starke Überhöhung der ersten Stokesleistung und die hohen Auskoppelgrade (50 %) der zweiten Stokes ergeben sich im Modell die in Abbildung 20 dargestellten Leistungsverläufe über die Berechnungsschritte.

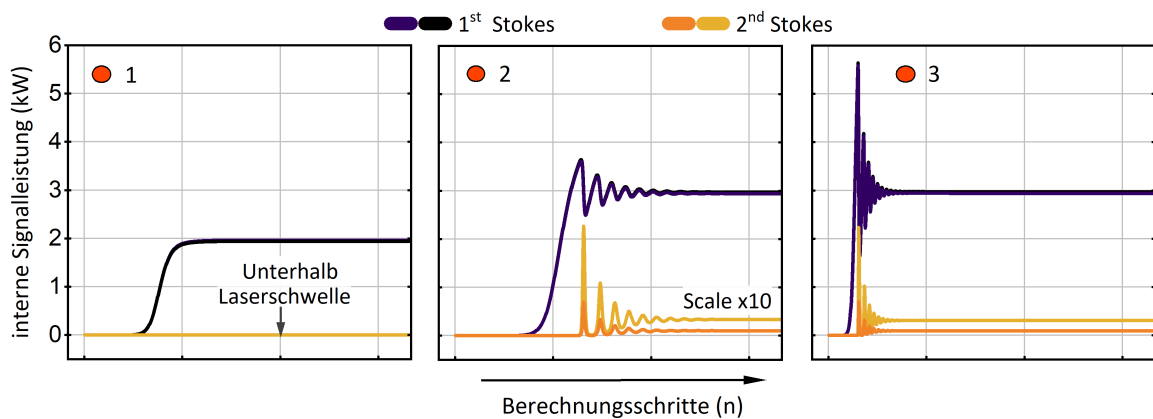


Abb. 20.: Aufgetragen ist die Entwicklung der internen Resonatorleistung der ersten und zweiten Stokes über die Berechnungsschritte n für eine gewählte Pumpleistung: ① unterhalb der Laserschwelle der zweiten Stokes, ② oberhalb und nahe an der Laserschwelle, ③ dreifach oberhalb der Laserschwelle.

Während unterhalb der zweiten Stokes-Laserschwelle keine Oszillationsreaktion zu verzeichnen sind, treten diese oberhalb der Schwelle in ② und ③ deutlich auf. Für steigende Pumpleistungen wird die Oszillationsreaktion intensiver kling aber auch schneller ab (Vergleich Abbildung 20 ② zu ③). Diese hochdynamische Antwort des Oszillatorsystems tritt nicht nur im transienten Bereich beim Anschwingen des Oszillators auf, sondern auch bei Pegeländerungen der Pumpleistung. Hierzu wurde die Pumpleistung nach dem Erreichen des stationären Zustandes für einige Berechnungsschritte respektive Resonatorumläufe um 30 % reduziert und anschließend wieder auf den vorherigen Ausgangswert gesetzt. Abbildung 21 zeigt die resonatorinterne Leistung der ersten und zweiten Stokes in Abhängigkeit der Berechnungsschritte.

Die Pumpleistung wurde ab Berechnungsschritt 1000 reduziert und ab Schritt 1300 wieder angehoben. In einem realen System können solche Pegelschwankungen zum einen durch das Pumpsystem selbst als auch durch mechanische Schwingungen oder Dejustage hervorgerufen werden. Letzteres wirkt sich vor allem auf den Überlapp des Pumpvolumens mit dem Signolvolumen aus und reduziert somit effektiv die Pumpleistung. Dieses Verhalten konnte ebenfalls bei den in dieser Arbeit vorgestellten Experimenten beobachtet werden (siehe hierzu Kapitel 4.2). Im folgenden Abschnitt soll das eben vorgestellte Modell anhand von experimentellen Daten und einem analytischen Modell validiert werden.

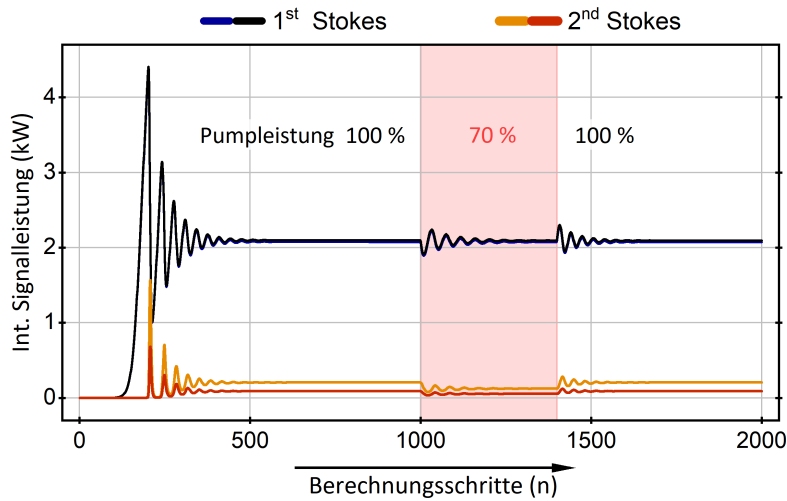


Abb. 21.: Aufgetragen ist die Entwicklung der internen Resonatorleistung der ersten und zweiten Stokes über die Berechnungsschritte n für eine gewählte Pumpleistung. Der markierte Abschnitt kennzeichnet den Bereich in dem die Pumpleistung um 30 % verringert wurde.

3.2.2. Validierung des numerischen Modells

Um das numerische Modell auf Eignung zur Simulation des hier beschriebenen Lasersystems zu prüfen sowie die Abbildung realer Systeme anhand bekannter Parameter zu verifizieren, wird ein analytisches Referenzmodell verwendet sowie die Ergebnisse beider Modelle mit vergleichbaren veröffentlichten experimentellen Ergebnissen verglichen.

Die Annahmen und Vereinfachungen der folgenden analytischen Beschreibung basieren auf charakteristischen Eigenschaften des realen Lasersystems und stellen zugleich die Grenzen des Modells dar. Zur Einordnung des Modells werden einige der repräsentativsten Annahmen genannt sowie die analytische Lösung kurz vorgestellt. Eine detaillierte Beschreibung findet sich in [69, 70, 23].

Vergleich mit analytischen Modell für den einfach-resonanten Raman-Oszillator

Ausgehend von einer gaußförmigen Intensitätsverteilung aller beteiligten Felder sowie einer innerhalb des Resonators konstanten Intensität der ersten Stokes³ ergibt sich die benötigte Pumpleistung aus der angestrebten Stokesleistung zu

$$P_p = \frac{T + 2\alpha L}{\eta T} P_s \left[1 - \exp\left(-\frac{xG}{T} P_s\right) \right]^{-1}. \quad (3.6)$$

Unter Anwendung der lambertschen W-Funktion⁴ lautet die Gleichung 3.6 umgestellt:

³ Für kleine Auskoppelgrade kann die Leistung der überhöhten ersten Stokes für die gesamte Resonatorlänge näherungsweise als konstant angenommen werden. Weiterhin gilt diese Annahme, wenn der Wechselwirkungsbereich innerhalb der Rayleighlänge liegt.

⁴ Für die Umstellung der Gleichung 3.6 wurde die Software Mathematica in der Version 12.2 verwendet. Details für die Lambertsche W-Funktion finden sich in [71].

$$P_S = \frac{T}{b} \left[\frac{bP_P\eta}{T+2L\alpha} + \frac{\text{ProductLog}\left(-\frac{-b \exp(V)GP_P\eta}{T+2L\alpha}\right)}{G} \right] \text{ mit } V = \frac{bGP_P\eta}{T+2L\alpha}. \quad (3.7)$$

Darin bezeichnet T den Auskoppelgrad, l die Interaktionslänge des nichtlinearen Kristalls, η die Quanteneffizienz und α die intrinsische Absorption sowie die kombinierten Reflektions- und Streuverluste für einen Resonatorumlauf. Der Parameter G als spezifischer Raman-Verstärkungsfaktor enthält sowohl den Raman-Gewinnkoeffizienten, einen Überlappfaktor der Felder mit dem Raman-Kristall sowie einen Reduktionsfaktor für eine geometrische Feldfehlanpassung und wird in [69] detailliert beschrieben. Der Parameter b berücksichtigt die Pump-Konfiguration mit 2 für einen einfachen Pumpdurchlauf (engl. *singel pass pumping*) und 4 für eine 100% Rückkopplung der Pumpstrahlung in den Kristall (engl. *double pass pumping*). In Tabelle 3.3 sind die Parameter sowohl für die numerische als auch die analytische Simulation des einfach-resonanten Raman-Oszillators aufgelistet.

Tab. 3.3.: Satz an Parametern für das numerische und analytische Modell aus [69]

| Parameter | Wert | Parameter | Wert | |
|---------------|-----------------------|-----------|--------------------------------------|-------------|
| Raman-Verst. | g_R [cm/GW] | 9,0 | Wellenlänge $\lambda_{P/S}$ [nm] | 1060 / 1234 |
| Brechzahl | n | 2,36 | Strahlqualität M_{PS}^2 | 1,67 / 1,0 |
| Absorption | α [m^{-1}] | 0,28 | Strahlradius w_{0PS} [nm] | 32 / 35 |
| Kristalllänge | l [mm] | 9,5 | Auskoppelgrad T [%] | 0.4 |

Um das numerische Modell an das reale System (und an das analytische Modell) zu adaptieren sind die Abweichungen zwischen System- und Modellantwort mittels des fit-Parameters *loss* angepasst worden. Dieser Parameter stellt in dem numerischen Modell einen zusätzlichen Verlust pro Umlauf für die erste Stokes-Leistung dar. Im Folgenden sind die Ergebnisse beider Modelle und die experimentellen Daten aus [69] in Abbildung 22 aufgetragen.

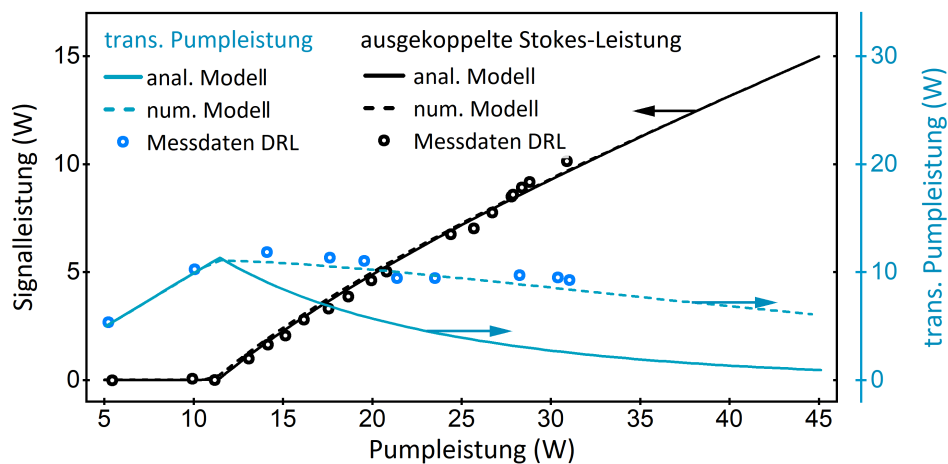


Abb. 22.: Vergleich numerisches und analytisches Modell mit den experimentellen Daten aus [69].

Beide Modelle nutzen die gleichen Ausgangsparameter und stimmen in ihrer Vorhersage bzgl.

der ausgekoppelten ersten Stokes-Leistung sehr gut überein. Der Verlauf der gemessenen nichtabsorbierten Pumpleistung wird hier von dem numerischen Modell qualitativ genauer beschrieben. Der tatsächliche Verlauf der Leistungskennlinien in einem realen Raman-Oszillator hängt von vielen unterschiedlichen Gestaltungsparametern ab, etwa dem Überlapp des Signal- und Pumpfeldes (Auslegung und Justage), der spektralen Breite der Pumpstrahlung, dem spektralen Verlauf des Reflexionsgrads aller Resonatorspiegel und vor allem der konkreten Ausführung der Resonatorgeometrie und demnach der Intensität im Raman aktiven Medium. Wie in diesem Kapitel dargestellt wurde, gibt das in dieser Arbeit vorgestellte numerische Modell den Leistungsverlauf anhand von experimentell zugänglichen Messgrößen gut wieder. Darauf aufbauend sind umfangreiche Modelluntersuchungen des Diamant-Raman-Oszillators möglich und es können Aussagen für Designvorgaben sowie eine Abschätzung von notwendigen Laserparametern getroffen werden. Darüber hinaus ermöglicht die Erweiterung des hier vorgestellten Modells die Nachbildung von doppelt-resonanten Raman-Oszillatoren sowie eine qualitative Abschätzung der Laserdynamik gegenüber dem einfach-resonanten Raman-Oszillator. Im folgenden Abschnitt werden eine umfangreiche Parameteranalyse für den Raman-Oszillator vorgestellt und Designvorgaben abgeleitet.

3.3. Parameteranalyse des Raman-Oszillators durch das numerische Modell

Der erfolgreiche Betrieb des Diamant-Raman-Oszillators ist von zahlreichen extrinsischen und intrinsischen Parametern abhängig. Letztere beziehen sich auf die Wahl des Raman-aktiven Mediums (Verstärkungsfaktor, materialspezifische Absorption) selbst und sind somit durch das Medium Diamant definiert. Sie werden im Modell fest vorgegeben und sind der Literatur entnommen [31, 54]. Extrinsische Parameter hingegen entstehen maßgeblich durch die Geometrie und Auslegung sowie die Justage des den Diamant umgebenden Resonators (Kavität). Anhand dieser Parameter kann die Performance des Oszillators maßgeblich beeinflusst werden. Sie stellen somit die wesentlichen Stellschrauben bei der Umsetzung eines Diamant-Raman-Oszillators dar. Zusammengefasst ergeben sich für die Simulation des Modells folgende Parameter:

Intrinsische Parameter

- Raman-Verstärkungskoeffizient $g_{R(S)}$
- Absorptionskoeffizient $\alpha_{P/S}$

Extrinsische Parameter

- Länge des Raman-aktiven Mediums (Kristall)
- Umlaufverluste durch Streuung, Reflexion (Fresnel) und gezielte Auskopplung
- Transversale Feldparameter innerhalb des Raman-aktiven Mediums (Überlapp)
- Leistung der Pumpstrahlung (Fundamentalen)

Die Verluste durch Streuung und Reflexion beziehen sich im Wesentlichen auf den Reflexionswert der Anti-Reflex-Beschichtungen der Diamant-Facetten und die Resttransmission der hochreflektiven Spiegel im Resonator. Resonatorinterne Verluste, welche durch die gezielte Auskopplung entstehen, werden durch den Auskoppelgrad gesondert vorgegeben und beziehen sich auf Fertigungsdaten des dichroitischen Schichtdesigns der Resonatoroptiken. Das Strahlprofil der Pumpquelle wird während des Resonatoraufbaus direkt innerhalb des Resonators an der Position des Diamanten vermessen und für die Ausbreitung im Medium (Diamant $n=2,36$) korrigiert. Der Strahldurchmesser der Signalstrahlung ist messtechnisch nicht direkt zugänglich. Hierzu kann der Strahl außerhalb des Resonators vermessen und auf dessen Größe innerhalb des Diamanten zurückgerechnet werden, insofern ein stabiler Betrieb gewährleistet ist. Für erste Modellrechnungen wurde der Signal- und Pumpstrahldurchmesser gleichgesetzt, was einem optimalen Justagezustand entsprechen dürfte. Anhand dieser intrinsischen und extrinsischen Parameter können umfangreiche Simulationen für den Raman-Oszillator durchgeführt werden. Zur Auswertung wird die sich ergebende Leistungskennlinie berechnet. Diese

beinhaltet zwei wesentliche Aspekte für den Betrieb des Oszillators: die Laser-Schwelle und den Leistungsanstieg nach Erreichen der Schwelle (engl. *Slope efficiency*). Der Einfluss der genannten Parameter auf diese beiden Aspekte der Leistungskennlinie ist für die Auslegung des Resonators entscheidend. Eine Unterscheidung hinsichtlich der Pump- und Emissionswellenlänge (1018 nm und 1060 nm entspricht einem Raman-Gain bei 1178 nm und 1234 nm) wird nicht getroffen, da die intrinsischen Parameter des Diamanten hier nur gering voneinander abweichen und auch die Angaben in der Literatur [72] für eine Unterscheidung zu ungenau sind. In Tabelle 3.4 sind die Parameter für die Modellsimulation zusammengefasst.

Tab. 3.4.: Satz an Ausgangsparametern für das numerische Modell des einfach- und doppelt-resonanten (kaskadierten) Aufbaus.

| Parameter | | | Wert 1 st St. | Wert 2 nd St. |
|---------------------|-----------------|------------|--------------------------|---|
| Raman-Verstärkung | g_R | $[cm/GW]$ | 8,0 | 8,0/6,6 |
| Brechzahl | n | | 2,39 | 2,39 |
| Absorption | α | $[m^{-1}]$ | 0,17 | 0,2 |
| Kristalllänge | l | $[mm]$ | 6,0 | 6,0 |
| extra Umlaufverlust | $loss$ | $[%]$ | 0,08 | 0,08 |
| Wellenlänge | $\lambda_{P/S}$ | $[nm]$ | 1060/1234 | +1477 |
| Strahlradius | $w_{0P/S}$ | $[\mu m]$ | 40/40 | 25 _P / 25 _{1st} / 28 _{2nd} |
| Auskoppelgrad | T | $[%]$ | 4 | 0,01 _{1st} / 55 _{2nd} |

Die Wahl des Verstärkungsfaktors sowie die der Absorption beziehen sich auf voneinander abweichende Literaturwerte [33, 73, 23] bzw. Angaben des Herstellers (Anhang A.1). Die Variationen aller extrinsischen Parameter stellen gezielte Einflussgrößen dar und sollen vor allem deren Einfluss auf die Leistungskennlinie darstellen.

3.3.1. Modellergebnisse einfach-resonanter Raman-Oszillator

Zunächst werden Parameteranalysen für den einfach-resonanten Raman-Oszillator durchgeführt. Die Parametervariationen basieren auf den in Tabelle 3.4 angegebenen Ausgangswerten und werden für die intrinsischen und extrinsischen Parameter zusammen dargestellt. In der folgenden Abbildung 23 sind die Ergebnisse des Modells für die intrinsischen Parameter des einfach-resonanten Raman-Oszillators dargestellt.

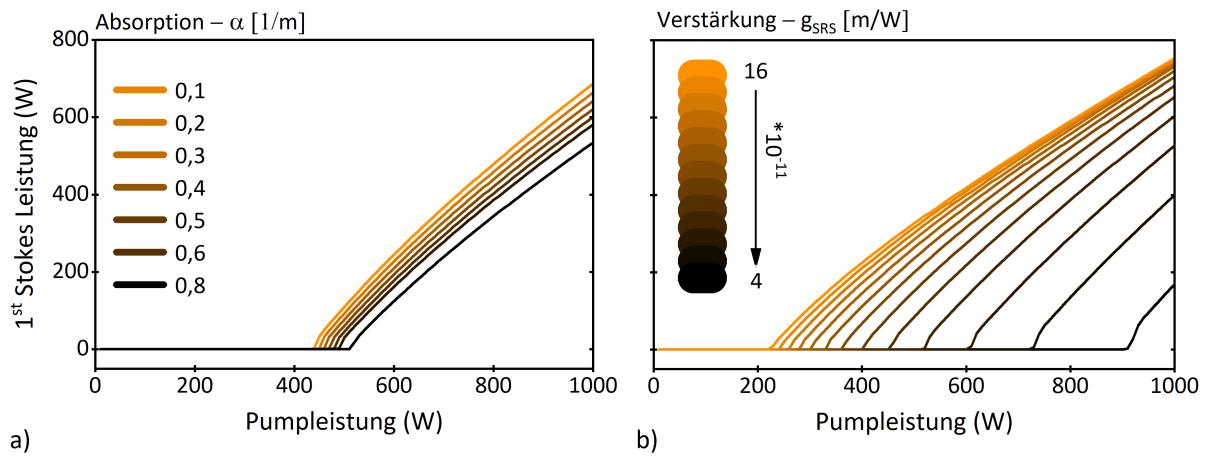


Abb. 23.: Modellergebnisse der intrinsischen Parametervariation des einfach-resonanten Raman-Oszillators bzgl. Materialabsorption und Verstärkungsfaktor.

Während der Fertigungsprozess der hier verwendeten Diamanten maßgeblich für deren Reinheit und somit für die materialspezifische Absorption verantwortlich ist (siehe Kapitel 3.6), wird der Verstärkungsfaktor weitestgehend durch die Polarisation sowie die spektrale Bandbreite der Pumpquelle beeinflusst (siehe Kapitel 2.3). Wie in Abbildung 23 a) dargestellt, wirkt sich der intrinsische Verlust des Diamanten nur schwach auf die Leistungskennlinie aus. Mit 0,1 bis 0,8 $1/m$ ist der untersuchte Absorptionsbereich gegenüber der Herstellerangabe von 0,17 $1/m$ sehr weit gewählt. Dennoch liegt der Einfluss bzgl. der maximalen Ausgangsleistung bei $\approx 30\%$ für einen vierfach höheren Verlust. Wirkt sich die Reinheit des Diamanten nicht auf den Verstärkungsfaktor aus, kann dieser Parameter als unkritisch angesehen werden. Wie erwartet hat der Verstärkungsfaktor einen nicht linearen Einfluss auf die Leistungskennlinie (siehe Formel 3.1 in Kapitel 3.2). Für höhere Verstärkungsfaktoren reduziert sich die Laserschwelle, allerdings flacht die Leistungskennlinie für höhere Ausgangsleistungen ab⁵, wodurch kein deutlicher Leistungszuwachs gegenüber geringeren Verstärkungsfaktoren mehr erzielt werden kann (Vergleich Abbildung 23 b) der Leistungskennlinien für 10 und 16 $\cdot 10^{-11} W/m$ Verstärkung g_{SRS}). Wie in Kapitel 2.1.1 beschrieben, kann eine Maximierung des Verstärkungsfaktors mittels angepasster Polarisation sowie mit der spektralen Bandbreite der Pumpquelle erreicht werden. Da bis zum Erreichen des stationären Zustandes eine Vielzahl von Durchläufen durch das Raman-aktive Medium notwendig sind, ist der Einzelbeitrag eines Durchlaufes nur sehr gering. Hierdurch ergibt sich die Möglichkeit, die geringe Länge des aktiven Mediums mit einem höheren Verstärkungsfaktor zu kompensieren, da beide Parameter sich gegenseitig aufheben – eine geringe Absorption vorausgesetzt. Dies zeigt sich auch in dem Modell für die Längenvariation des Raman-aktiven Mediums. Hier zeigt die Variation der Kristalllänge ein ähnliches Verhalten wie die Variation des Verstärkungsfaktors. Die Variation der extrinsischen Parameter ist in Abbildung 24 dargestellt.

⁵ Dies gilt für den immer gleich betrachteten Bereich hinsichtlich der Pumpleistungen.

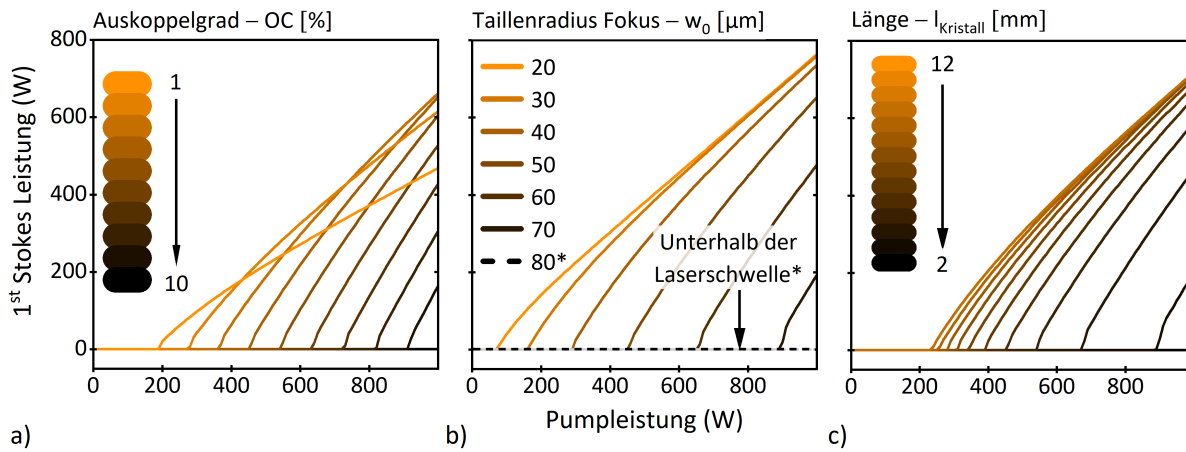


Abb. 24.: Modellergebnisse der extrinsischen Parametervariation für den einfach resonanten Raman-Oszillator bzgl. Auskoppelgrad, Tailenradius und Kristalllänge.

Sowohl kleinere Werte für den Auskoppelgrad als auch für den Tailenradius erhöhen die Intensität im Raman-Kristall und haben somit eine ähnliche Wirkung auf den Verlauf der Leistungskennlinie. Für die in Tabelle 3.4 angegebenen Modellparameter wirkt sich ein Auskoppelgrad von 2 % positiv oberhalb von 400 W und negativ unterhalb von 400 W Pumpleistung aus. Für die im weiteren vorgestellten Experimente wird daher ein Auskoppelgrad von 1%, 3% und 4% genutzt. Für Strahlradien $>70 \mu m$ würde die Leistungskennlinie gegenüber kleineren Strahlradien zwar stark ansteigen, allerdings liegt die Laserschwelle oberhalb von 1000 W Pumpleistung, weshalb sich der Betrieb mit der in Kapitel 3.1 beschriebenen Pumpquellen nicht eignet. Mit den Modellergebnissen des einfach-resonanten Raman-Oszillators und der in Tabelle 3.4 aufgeführten Randbedingungen ergeben sich folgende Auslegungsformen hinsichtlich der untersuchten extrinsischen Parameter für die beiden einfach-resonanten Systeme bei 1178 nm und 1234 nm.

Tab. 3.5.: Designvorgaben hinsichtlich des Auskoppelgrades und des Strahlradius für die Resonator-Auslegungsform des einfach-resonanten Diamant-Raman-Oszillators.

| Parameter | | 1178 nm | 1234 nm |
|---------------------------|-------------------|---------|---------|
| Auskoppelgrad | T [%] | 2,5 | 4 |
| angestrebter Strahlradius | w_0 [μm] | 35 | 40 |

Die unterschiedlich gewählten Auskoppelgrade resultieren aus den für die jeweilige Pumpwellenlänge zur Verfügung stehenden maximalen Ausgangsleistungen von 600 W bei 1018 nm und 1000 W bei 1060 nm. Um eine möglichst hohe Ausgangsleistung zu erhalten, wird unter Berücksichtigung der maximal zur Verfügung stehenden Pumpleistung Schwelle und Effizienz so beeinflusst, dass diese die höchstmögliche ausgekoppelte Signalleistung ergeben. Beide Aspekte (Schwelle und Effizienz) sind hier der Ausgangsleistung untergeordnet. Hierdurch ergibt sich ein schwieriger Aspekt der Erstinbetriebnahme, bei dem der Justagezustand noch nicht optimal ist. Dies Aspekt wird in Abschnitt 4.1.1 genauer beschrieben.

3.3.2. Modellergebnisse doppelt-resonanter Raman-Oszillator

Für die Parametervariation des doppelt-resonanten Raman-Oszillators wurden die Ausgangsparameter, wie sie in Tabelle 3.4 angegeben sind, verwendet. Die zu untersuchenden extrinsischen und intrinsischen Parameter sind gegenüber dem einfach-resonanten Oszillator gleich, allerdings müssen zusätzliche Größen hinsichtlich des zweiten resonanten Feldes berücksichtigt werden. Diese sind bzgl. der zweiten Stokes die Auskopplung, der Verstärkungsfaktor, die Verluste sowie die Strahltaile. Letztere ist mit der Strahltaile der ersten Stokes mit dem Faktor 1,1 gekoppelt, da auf beide Felder der gleiche Resonator wirkt, diese sich aber hinsichtlich der Wellenlänge unterscheiden. Demnach wird im Folgenden nur die Strahltaile der ersten Stokes (und der Pumpquelle) variiert und die der zweiten entsprechend des genannten Faktors angenommen. Ein ähnlicher Zusammenhang besteht auch bzgl. der Verstärkungsfaktoren, welche für die erste und zweite Stokes zwar unterschiedlich groß, aber miteinander über die Wellenlänge verknüpft sind [72]. Dennoch gibt es die genannten Einflussfaktoren der Bandbreite und der Polarisation, welche sich durch die Wechselwirkung der Pumpquelle und der ersten Stokes reduzierend auf dessen Verstärkungsfaktor auswirken, aber nicht auf die Verstärkung der ersten hin zur zweiten Stokes. Daher wird auch die Auswirkung auf die Leistungskennlinie für den Fall gekoppelter Verstärkungsfaktoren ($\eta_{12} = \lambda_{1ST}/\lambda_{2ST}$) und den Fall eines *fixierten* Verstärkungsfaktors der zweiten Stokes betrachtet. Dies und der Einfluss der Absorption ist in Abbildung 25 dargestellt (intrinsische Parameter).

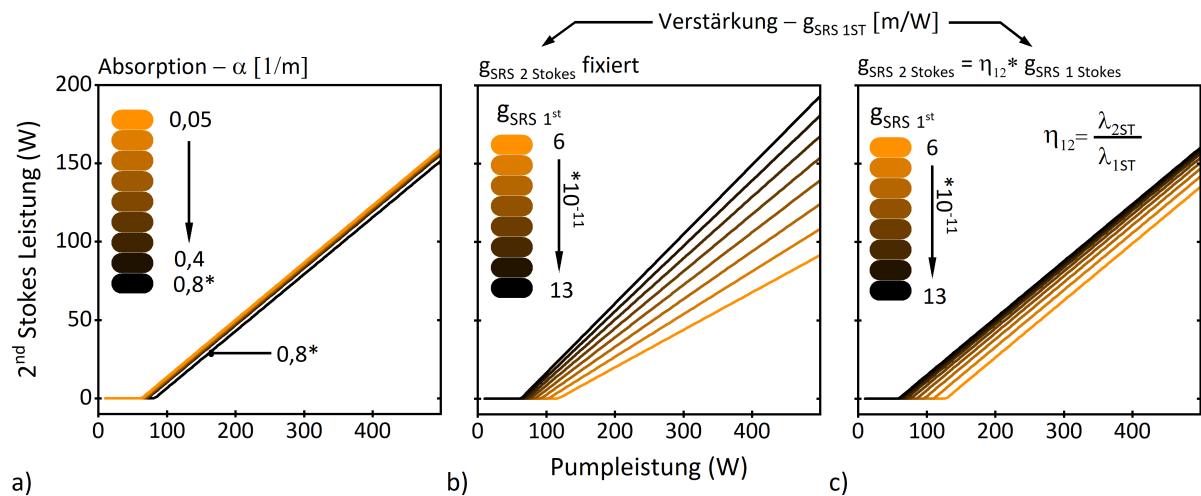


Abb. 25.: Modellergebnisse der intrinsischen Parametervariationen für den doppelt-resonanten Raman-Oszillator bzgl. Absorption und Verstärkungsfaktor.

Im Modell wirkt sich die Absorption auf beide Felder gleich aus. Daher gilt der angegebene Absorptionswert und dessen Variation im Modell für beide Felder. Ähnlich dem des einfach-resonanten Systems ist der Einfluss der Absorption auch bei starken Variationen nur sehr gering auf die Leistungskennlinie. Die beiden Fälle des ungekoppelten Verstärkungsfaktors b) und des gekoppelten c) zeigen ein deutlich voneinander abweichendes Verhalten bzgl. der Leistungskennlinie. Hieraus geht hervor, dass der Anstieg der Leistungskennlinie nach Erreichen der Laserschwelle signifikant vom Verstärkungsfaktor der ersten Stokes und demnach

der Wechselwirkung zwischen Pumpquelle und erstem Stokes-Feld abhängt. Eine Erhöhung beider Verstärkungsfaktoren hat aber einen weitaus geringeren Einfluss, da hieraus lediglich eine Reduzierung der Laserschwelle und eine Verschiebung der Leistungskennlinie entlang der x-Achse folgt.

Für die extrinsischen Parameter existieren ebenfalls Kopplungseffekte, welche die Parameter der beiden Felder miteinander verknüpfen. Die Modellergebnisse sind in Abbildung 26 dargestellt.

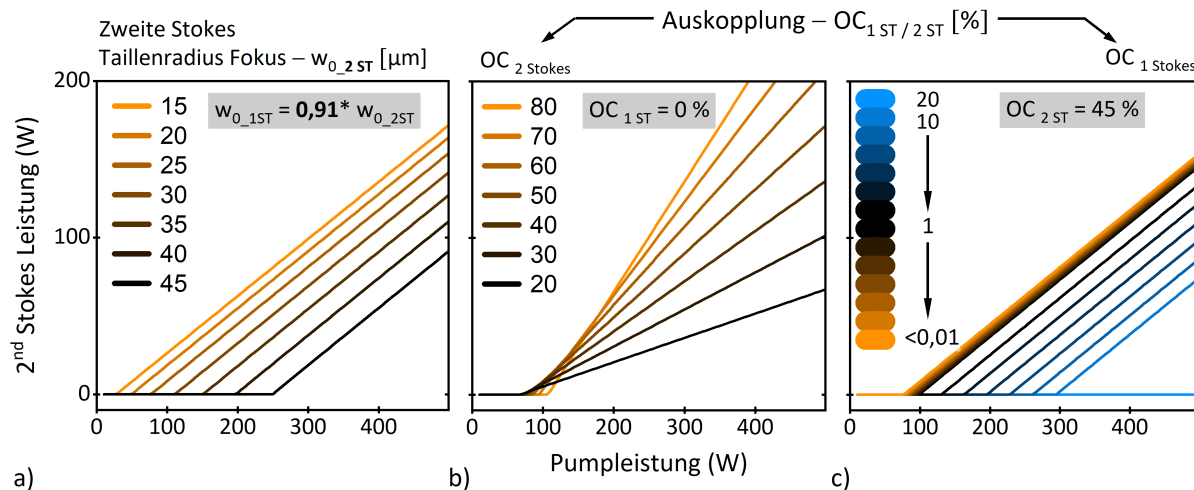


Abb. 26.: Modellergebnisse der extrinsischen Parametervariationen für den doppelt resonanten Raman-Oszillator bzgl. Tailenradius und Auskoppelgrad.

Die feste Kopplung hinsichtlich der Tailenradien wird durch die Resonatorgeometrie vorgegeben und ist detailliert in Abbildung 34 dargestellt. Für das reale Setup würde der Radius über die Resonatorlänge eingestellt werden. Eine einzelne Beeinflussung kann nicht erfolgen und ist auch hinsichtlich eines optimalen Überlappens des Anregungsvolumens im Kristall nicht erwünscht. Weiterhin wird – wie auch im einfach-resonanten Modell – davon ausgegangen, dass die Strahlteile der Pumpquelle entsprechend der Stokes-Felder angepasst wird. Im Modell entspricht die Strahlteile der Pumpquelle der ersten Stokes. Im Gegensatz zu dem einfach-resonanten System findet keine Krümmung der Leistungskennlinie für kleinere Tailenradien statt. Ähnlich dem Verstärkungsfaktor werden die Auskoppelgrade der beiden Felder separat voneinander betrachtet. Da die Fertigung der optischen Schichten eine nahezu vollständige Entkopplung der Reflektivität für beide Wellenlängen erlaubt, können diese auch unabhängig voneinander betrachtet werden. Für eine maximale Überhöhung der ersten Stokes ($\approx 0\%$ Auskopplung) zeigt sich, dass der Grad der Auskopplung einen nur geringen Einfluss auf die Schwelle hat, aber im Gegensatz dazu den Anstieg der Leistungskennlinie nach Erreichen der Schwelle deutlich beeinflusst (siehe Abbildung 26 b). Für steigende Auskoppelgrade bis $>80\%$ nimmt die Effizienz deutlich zu.

Für die Modelluntersuchungen hinsichtlich der ersten Stokes wurde die Auskopplung der zweiten Stokes auf 45% festgesetzt und die der ersten Stokes in zwei unterschiedlichen Bereichen variiert: ein grober Bereich, welcher in Abbildung 26 c) blau eingefärbt ist von 1% bis

10 % plus 20 %, sowie ein orange eingefärbter feinen Bereich, welcher von $<0.01\%$ ⁶ bis 1 % reicht. Diese Untersuchung adressiert vor allem Fertigungstoleranzen sowie das Schichtdesign. Hierbei zeigt sich, dass die Reflektivität der Resonatorspiegel für die erste Stokes nicht höher als 99,5 % sein muss, da eine weitere Erhöhung keinen signifikanten Vorteil bringt. Hierdurch kann das Schichtdesign einfacher gestaltet werden und die Anzahl der Schichten gegenüber möglichen 99,99 % Reflektivität reduziert werden. Mit den Modellergebnissen des doppelt-resonanten Raman-Oszillators sowie den in Tabelle 3.4 aufgeführten Randbedingungen ergeben sich folgende Auslegungsformen hinsichtlich der untersuchten extrinsischen Parameter:

Tab. 3.6.: Designvorgabe für die Auslegung des doppelt-resonanten Diamant-Raman-Oszillators.

| Parameter | | 1477 nm | |
|-------------------------------|-----------|-------------|-------|
| Auskoppelgrad 1 st | T_{1ST} | [%] | <0,5 |
| Auskoppelgrad 2 nd | T_{2ST} | [%] | ≈80 |
| angestrebter Strahlradius | w_0 | [μm] | 25-35 |

Demnach sollte die Transmission für die erste Stokes so gering wie möglich sein, kann aber aus fertigungstechnischer Sicht auf $\approx 99,5\%$ begrenzt werden. Eine noch höhere Reflektivität erhöht die Komplexität des Schichtdesigns und verringert die Belastungsgrenze, bringt aber hinsichtlich der Effizienz keine Vorteile. Hingegen ist der Auskoppelgrad für die zweite Stokes sehr hoch ($\approx 80\%$) zu wählen, um einen möglichst effizienten Konversionsprozess von der Pumpleistung in die zweite Stokes zu gewährleisten. Hinsichtlich der Wahl des Auskoppelgrades sind die Anforderungen an die exakte Transmissivität mit $\pm 5\%$ wesentlich entspannter gegenüber dem einfach-resonanten System, da der Einfluss auf die Leistungskennlinie hier nicht so sensibel ist (siehe Vergleich 24 a) mit 26 b)). Für Pumpleistungen $>150\text{ W}$ ist, absolut gesehen, der Auskoppelgrad für die zweite Stokes mit $\approx 50\%$ gegenüber der ersten Stokes sehr hoch zu wählen.

Die sich aus dem Modell ergebenden und in Tabelle 3.5 und 3.6 zusammengefassten Designvorgaben stellen die Gestaltungsgrundlage der im folgenden Abschnitt beschriebenen Auslegungsformen der einfach- und doppelt-Resonanten Diamant-Raman-Oszillatoren dar. Auf Basis dieser Vorgaben kann eine geeignete Resonatorform gefunden und weiter analysiert werden.

⁶ Der wahre Wert im Modell lag bei 0,0098. Diese *krummen* Werte waren ein Resultat einer automatischen Teilung und wurden für die Darstellung gerundet.

3.4. Ausführungsformen und Aufbau der Raman-Oszillatoren

Nach ihrer Wirkungsweise kann die Umsetzung der Raman-induzierten Frequenzkonversion (engl. *Raman-induced frequency shift* RIFS) in zwei Funktionsprinzipien unterteilt werden, dem Verstärkungs- und dem Resonatorrückkopplungs- Prinzip⁷, siehe Abbildung 27.

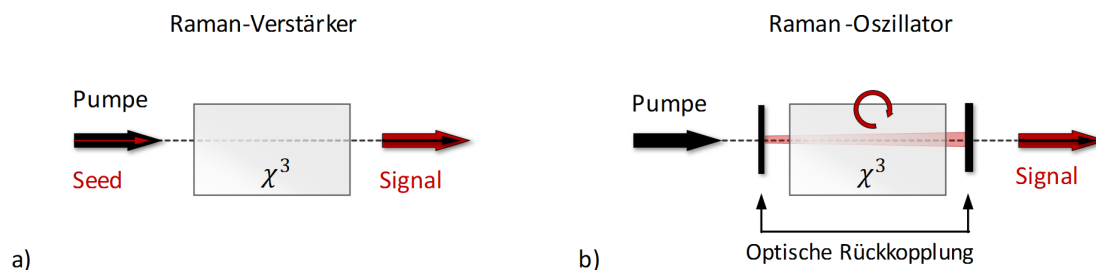


Abb. 27.: Schematische Darstellung der Funktionsprinzipien a) Raman-Verstärker und b) Raman-Oszillator.

Beide Prinzipien basieren auf dem gleichen physikalischen Prozess resultieren aber in unterschiedliche Anforderungen an die Pumpquelle und das Raman-aktive Medium. Während bei dem Verstärkerprinzip die Signalstrahlung einfach durch das Raman-aktive Medium läuft, wird bei dem Resonatorrückkopplungsprinzip die erzeugte Strahlung innerhalb der optischen Kavität rückgekoppelt und somit die Interaktionslänge mit dem Raman-Medium sowie die Intensität der resonanten Felder erhöht. Wie in Kapitel 2.1.1 beschrieben, ist für eine effektive Frequenzkonversion der Pumpstrahlung sowohl die Interaktionslänge mit dem Raman-aktiven Medium als auch die Intensität der beteiligten Felder entscheidend. Ist die Leistung der Quelle begrenzt oder die Geometrie des Raman aktiven Mediums limitiert, stellt die optische Kavität eine Lösung für einen effizienten Betrieb dar. Die optische Rückkopplung bewirkt hier eine Intensitätsüberhöhung der Strahlung, wodurch die Konversionseffizienz steigt (siehe Kapitel 3.2.1 Abb. 18 b)). Möglich sind hierbei einfach-resonante Systeme, bei welchen entweder die Pumpstrahlung oder die erzeugte Signalstrahlung überhört wird oder doppelt-resonante Systeme, bei denen beide Felder überhört werden. Eine ausführliche Beschreibung findet sich in [29]. Die spektrale Verbreiterung der in Kapitel 3.1 vorgestellten Pumpquellen schließt die Möglichkeit einer doppelt resonanten optischen Kavität auf Grund der spektralen Unterschiede von Pumpquelle und Linienbreite der optischen Kavität aus. Weiterhin werden ausschließlich Linearresonatoren betrachtet. Ringresonatoren werden auf Grund ihrer bidirektionalen symmetrischen Umlaufrichtungen und der nicht vorgesehenen optischen resonatorinternen Richtungskontrolle ausgeschlossen. Grundlegend für die Zielvorgabe des Raman-Frequenzkonverters ist das Erreichen möglichst hoher Ausgangsleistung im kontinuierlichen Betrieb. Weitere Anforderungen sind:

- die gezielte Frequenzkonversion hin zu 1178 nm
- ein kaskadierter Betrieb hin zu 1477 nm

⁷ Eine Mischform wäre noch das Slablasers Prinzip.

- die Implementierung eines optischen Filters für eine gezielte spektrale Kontrolle

Ausgehend von den Eigenschaften des vorgestellten Raman aktiven Mediums Diamant, den Ergebnissen aus dem numerischen Modell sowie den Laserparametern der Pumpquelle werden im Folgenden die Designvorgaben für die Ausführung und die Anordnung der benötigten optischen Komponenten abgeleitet. Hierbei sind vor allem die Vorgaben hinsichtlich der benötigten Intensität innerhalb des Raman aktiven Mediums und des daraus abgeleiteten Strahldurchmessers von entscheidender Bedeutung.

3.4.1. Auslegung der Resonator-Geometrien

Aus den in Kapitel 3.6 vorgestellten Eigenschaften des Raman-Kristalls (Diamant), den Modellergebnissen aus Kapitel 3.3 und den energetischen, spektralen und räumlichen Laserparametern der Pumpquelle werden die Anforderungen an den optischen Resonator abgeleitet. Diese umfassen im Wesentlichen zwei Teilaspekte: die geometrische Form, welche sowohl die Form der Spiegel als auch deren Position zueinander beinhaltet und das Schichtdesign der Spiegel, welches im wesentlichen die spektralen Eigenschaften sowie die Überhöhung des Lichtfeldes innerhalb des Resonators definiert. Ein entscheidender Faktor ist hier die maximale Belastbarkeit gegenüber optischer Zerstörung (engl. *Laser Induced Damage Threshold* LIDT) der dielektrischen Schichten. Unter Berücksichtigung dieser Faktoren wurde das Design hinsichtlich Komplexität, Stabilität und maximaler Ausgangsleistung entworfen, analytisch nachgebildet und anhand von Parametervariationen analysiert. Die hieraus resultierenden Auslegungsformen sind in Abbildung 28 schematisch dargestellt sowie ihre Besonderheiten in Bezug auf das gesamte Lasersystem benannt.

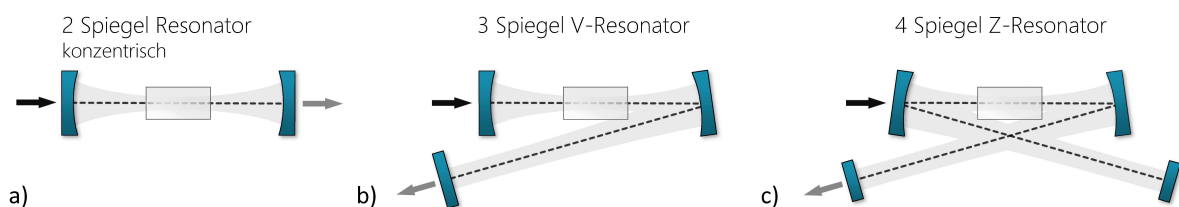


Abb. 28.: Schematische Darstellung der Resonatorauslegungsformen a) Konzentrischer linear Resonator. b) gefalteter V-Resonator c) gefalteter Z-Resonator

In nichtlinearen optischen Lasersystemen besteht die Aufgabe des Resonators unter anderem darin, den Interaktionsquerschnitt des Lichtfeldes über die Länge des nichtlinearen Mediums genau zu definieren und diesen möglichst konstant zu halten. Die hieraus resultierende Kaustik des Lichtfeldes (über die gesamte Länge) ist eine charakteristische Größe des Resonators der optischen Kavität. Insbesondere definiert diese die Lage, Größe sowie die Form der Strahltaile innerhalb des nichtlinearen Kristalls. Demnach ist für den späteren Betrieb von entscheidender Bedeutung, welchen Einfluss Lageabweichungen der optischen Elemente auf die Kaustik haben. Hierzu wurde ein Modell auf Basis der Gaußschen ABCD-Matrizen entwickelt und multiple Parametervariationen für alle drei in Abbildung 28 dargestellten Geometrien durch-

geführt. Untersucht wurde der Kaustik-Durchmesser (w_0) innerhalb des Kristalls und dessen Lageverschiebung in Abhängigkeit einer Depositionierung von ausgewählten optischen Elementen. Die Ergebnisse für die konzentrische Zwei-Spiegel-Auslegungsform und die Drei-Spiegel-V-Geometrie sind in Abbildung 29 dargestellt.

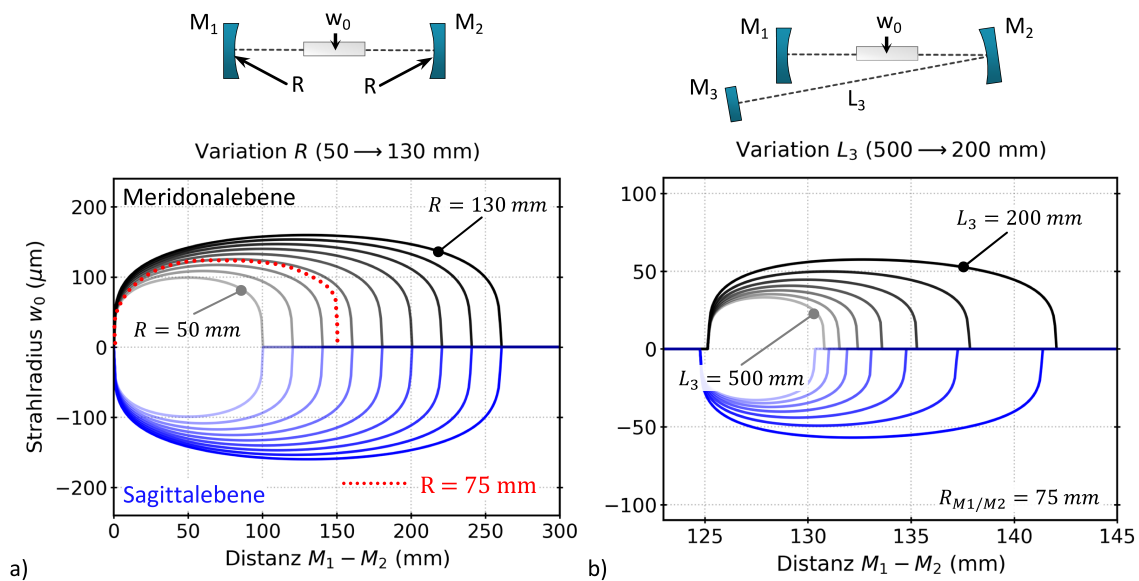


Abb. 29.: Modellergebnisse zur Untersuchung des Tailenradius in Abhängigkeit unterschiedlicher Auslegungsparametern. a) Tailenradius der konzentrischen Zweispiegel-Auslegungsform. Variiert wurde der Krümmungsradius der Spiegel sowie der Abstand der Spiegel (M_1 zu M_2) zueinander. b) Tailenradius der gefalteten Dreispiegel-Auslegungsform. Variiert wurde der Abstand L_3 sowie der Abstand von M_1 zu M_2 .

Hierbei ist ein Kaustik-Durchmesser $w_0 = 0$ gleichbedeutend mit einer instabilen Resonatorgeometrie und somit nicht vorhanden. In der einfachsten Ausführungsform, der konzentrischen Zwei-Spiegel-Resonatorform, ist der Strahldurchmesser bei gegebenem Krümmungsradius der Spiegel direkt von deren Entfernung zueinander abhängig. Hierbei steigt die Sensitivität des Strahlradius bzgl. des Spiegelabstandes für kleine Radien stark an. Krümmungsradien von 75 mm der Spiegel vorausgesetzt (rot markierte Kurve in Abbildung 29), ist der Betrieb bei Strahlradien kleiner $50 \mu\text{m}$ kritisch da dieser bei geringen Lageabweichungen stark variiert. Somit können kleine Strahlradien mit dieser Auslegungsform nur an den Flanken einer stabilen Geometrie erzielt werden. In einem stark integrierten Produktdesign wären Krümmungsradien $< 75 \text{ mm}$ zwar möglich, wodurch sich kleinere Strahlradien in einem stabilen Design ergäben. Allerdings sind diese unter den Voraussetzungen eines experimentellen Aufbaus auf Grund geometrischer Anforderungen nicht realisierbar und würden lediglich zu Strahlradien von $\approx 80 \mu\text{m}$ mit Krümmungsradien der Spiegel von 50 mm führen. Um dieses Problem zu umgehen und einen stabilen Betrieb bei kleinen Strahlradien innerhalb des nichtlinearen Mediums zu gewährleisten, wird ebenfalls eine gefaltete 3-Spiegel-Auslegungsform betrachtet. Diese wird im weiteren als V-Geometrie bezeichnet. Die Geometrie sowie die Analyse ist in Abbildung 29 b) dargestellt. Im Gegensatz zu der konzentrischen Zwei-Spiegel-Geometrie sind die Strahlradien innerhalb der Umkehrbereiche, bei denen der Spiegelabstand (M_1 zu M_2)

einen geringen bis nahezu keinen Einfluss auf den Strahlradius hat, um den Faktor 2 kleiner. Ein weiterer entscheidender Vorteil ist der nahezu kollimierte Strahlengang im Resonatorarm L_3 , wodurch sich die Möglichkeit ergibt, plan-parallele Filterelemente (bspw. ein Etalon) innerhalb des Armes oder als Auskoppellement M_3 am Ende zu platzieren. Ebenfalls reduziert die gefaltete V-Geometrie die für die Pumpquelle problematische rückgestreute Leistung erheblich, da der Faltspiegel M_2 keine auf die Faser zurück abbildende Wirkung mehr hat und für das rückgestreute Licht von M_3 als zweifacher Filter fungiert. Weiterhin entsteht auf Grund des um 6° gekippten konkaven Faltspiegels M_2 eine Asymmetrie bzgl. der Größe und Position des Strahlradius in den beiden senkrecht aufeinander stehenden Strahlebenen (Meridonal- und Sagittalebene). Hierdurch kommt es vor allem an den Flanken der stabilen Bereiche zu starken Unterschieden der beiden Strahlradien, wodurch sich der gesamte nutzbare Bereich einschränkt. Dies gilt es bei der Umsetzung zu beachten, stellt aber kein Ausschlusskriterium dar. Ein entscheidender Nachteil der V-Geometrie ist der wesentlich höhere Platzbedarf, welcher allerdings im Rahmen des experimentellen Aufbaus eine eher untergeordnete Rolle spielt. Für eine weitere Reduktion des Strahlradius innerhalb des Resonators wird eine weitere Auslegungsform, die gefaltete Vier-Spiegel-Z-Geometrie, betrachtet. Ähnlich der V-Geometrie besitzt diese zwei kollimierte Arme, wodurch sich weitere Möglichkeiten der Auskopplung und Filterung ergeben. Die Form sowie die strahlgeometrische analytische Untersuchung ist in Abbildung 30 dargestellt. Der wesentliche Vorteil der gefalteten Z-Resonatorgeometrie besteht

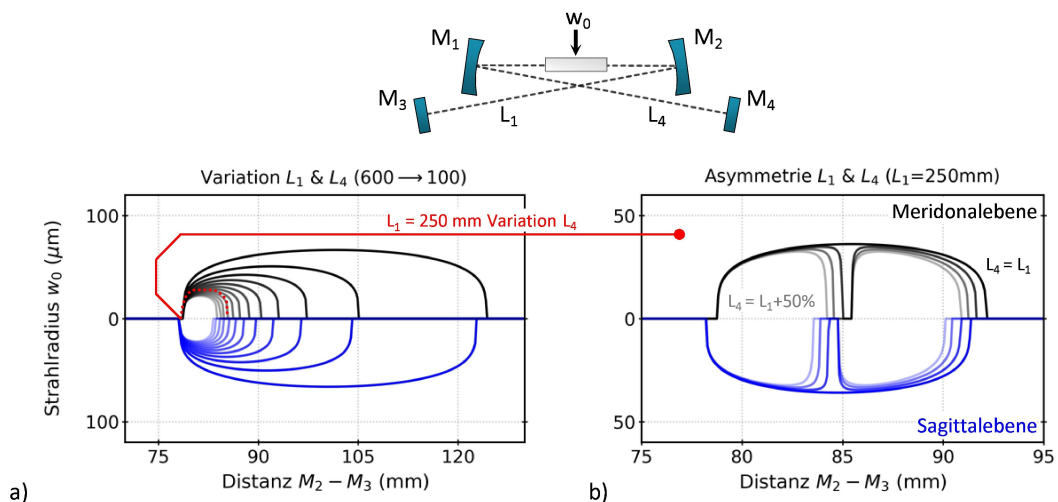


Abb. 30.: Strahlradius innerhalb des Kristalls für Sagittal- und Meridonalebene in Abhängigkeit von Spiegelabstand M_1 zu M_2 und für unterschiedliche Längen L_1 und L_4 . In a) für symmetrische Längen ($L_1 = L_4$) von 100 mm bis 600 mm in 12 Schritten b) für asymmetrische Längen ($L_1 = 250\text{ mm}$ und $L_4 = L_1 * x_{frx} = 1,0; 1,2; 1,35; 1,5$)

darin, dass alle im Pumpstrahlengang liegenden Optiken gekippt eingebaut werden können und somit eine Rückkopplung nach Kapitel 3.1.3 nicht stattfindet. Ähnlich der V-Geometrie sind Auslegungsformen der Z-Geometrie realisierbar, welche über einen weiten Bereich der Spiegelposition einen stabilen, gleichmäßigen Strahlradius liefern. Nachteilig gegenüber der V-Geometrie ist, dass diese Auslegungsform naturgemäß sensible, instabile Bereiche („Polstellen“) besitzt, welche sich durch eine Asymmetrie in der Länge der beiden äußeren Arme (siehe

Abbildung 30 b) L_1 und L_4) ausbildet. Somit ist diese Bauform sehr fehleranfällig und bietet gegenüber der gefalteten Drei-Spiegel-V-Bauform keine weiteren Vorteile. Demnach stellt die konzentrische zwei-Spiegel-Geometrie die einfachste und kompakteste Bauform dar, welche zugleich ein Höchstmaß an Flexibilität bzgl. des Strahldurchmessers besitzt. Allerdings befindet sich hier der Arbeitspunkt (Kaustik-Durchmesser bzgl. Resonatorlänge) an sehr steilen Flanken, wodurch das System sensibel auf Positionsschwankungen der Spiegel reagiert. Die Spiegel sind entsprechend justageempfindlicher. Um dies im Rahmen der Experimente auszugleichen, wird der Resonator auf einem stabilen, luftgelagerten optischen Tisch aufgebaut. Ein großer Vorteil des gefalteten Drei-Spiegel-Resonators besteht darin, dass der Arbeitspunkt innerhalb eines flachen, stabilen Bereichs liegt und mechanische Schwankungen sich somit geringer auf den Durchmesser der Kaustik innerhalb des Kristalls auswirken. Ein weiterer Vorteil liegt in dem Faltspiegel, welcher auf Grund seiner leichten Verkippung das rückwärtige Licht des Pumpstrahls weiter verringert. Im Gegensatz zur Z-Geometrie besitzt diese Bauform trotz ihrer Asymmetrie keine Polstellen. Auftretender Astigmatismus innerhalb des Kristalls wird durch den geometrisch bedingten Kippwinkel des Faltspiegels hervorgerufen und führt zu einer Elliptizität von 0,98 (Sagittal- zu Transversalebene) bei 6° Verkippung.

Finale Auslegungsformen der Diamant-Raman-Oszillatoren

Für ein Höchstmaß an Flexibilität wird für die grundlegenden Untersuchungen bei 1234 nm sowie für den Frequenzkonverter bei 1178 nm und dem kaskadierte doppelt-resonanten System ein geometrisch konzentrischer Ansatz für die Resonatorauslegung gewählt (siehe Abbildung 29 a)). Für die Untersuchungen der Brillouin-Streuung sowie deren Unterdrückung wird hingegen eine gefaltete Resonatorgeometrie gewählt (Abbildung 29 b)). Der Vorteil gegenüber dem konzentrischen Ansatz besteht im Wesentlichen darin, eine planparallele Auskoppeloptik einsetzen zu können, wodurch sich weitere Designfreiheiten ergeben. Eine Übersicht über alle wesentlichen geometrischen Designparameter für die beiden Auslegungsformen ist in Abbildung 31 dargestellt. Die grundlegende Auslegungsform des Diamant-Raman-Oszillators für

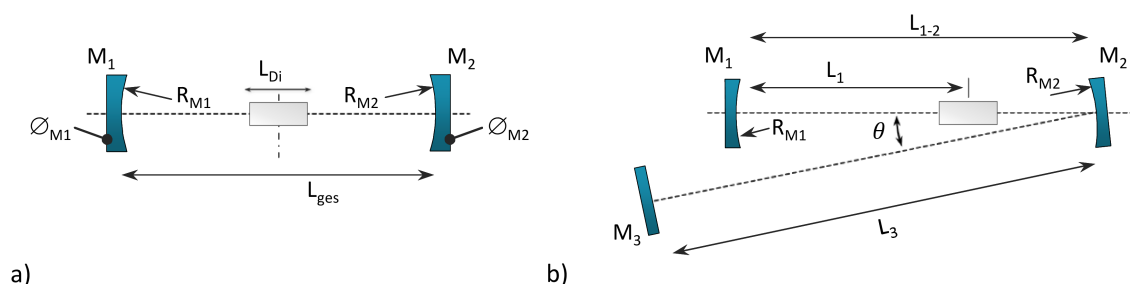


Abb. 31.: Resonatordesign für a) die konzentrische Resonatorauslegung und b) die gefaltete 3-Spiegel-Auslegung.

1178 nm und für 1234 nm sowie für den doppelt-resonanten Oszillator sind gleich, lediglich das Schichtdesign sowie geringe Anpassungen hinsichtlich der Resonatorlänge wurden gemacht. Die zugehörigen Parameter sind in Tabelle 3.7 und 3.8 für die jeweiligen Resonatoren aufgelistet.

Tab. 3.7.: Konzentrisches Design

| Parameter | Wert | | |
|---------------|-----------------------|------|---------------|
| Resonator | L_{ges} | [mm] | ≈ 202 |
| Diamant | L_{Dia} | [mm] | 6 |
| Sp. Radius | $R_{M1/M2}$ | [mm] | 100 |
| Sp.F. Apertur | $\varnothing_{M1/M2}$ | [mm] | 20 |

Tab. 3.8.: Gefaltetes Design

| Parameter | Wert | | |
|---------------|------------------------|------|---------------|
| Resonator | L_1 | [mm] | 77 |
| | L_{1-2} | [mm] | 119 |
| | L_3 | [mm] | ≈ 400 |
| Diamant | L_{Dia} | [mm] | 6 |
| Sp. Radius | $R_{M1/M2}$ | [mm] | 75 |
| Sp.F. Apertur | \varnothing_{M1-2-3} | [mm] | 20 |
| Winkel | θ | [°] | 20 |

Die tatsächliche Länge des Resonators lässt sich im experimentellen Aufbau nur schwer messen. Parallaxenfehler und die beschränkte Genauigkeit der Messmittel gewährleisten hier eine Genauigkeit von ± 2 mm. Im Aufbau werden vor allem die Resonatorlängen per Hand eingestellt und im laufenden Betrieb optimiert. Hierbei kann es zu Abweichungen der aufgeführten Werte kommen. Das Substratmaterial der verwendeten Resonator-Spiegel ist *Suprasil 300* (OH-armes Quarzglas) mit einer Mittendicke von 5,6 mm und einer freien Apertur von ≈ 20 mm. Letztere wird maßgeblich durch die Beschichtung bestimmt und kann um bis zu 1 mm variieren. Gefasst werden die Spiegel in speziell kippbaren Haltern der Firma *Newport*, siehe Abbildung 32. Die Standard-Mikrometerschrauben mit 100 TPI wurden gegen feinere

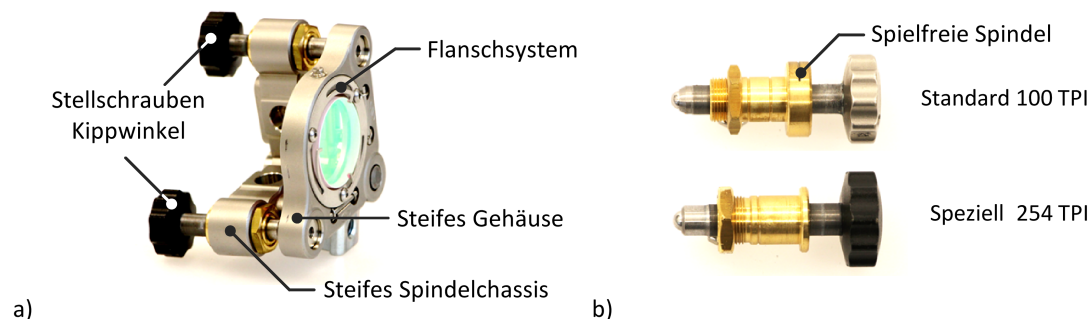


Abb. 32.: Mechanische Halterung der Resonatorspiegel a) Besonders steife Spiegelhalterung mit Spiegel b) Stellschrauben in 100 TPI und 254 TPI Gewindeausführung

mit 254 TPI ausgetauscht um die Genauigkeit des Kippwinkels von 0,28 mrad auf 0,11 mrad für eine Drehung um 10° zu erhöhen. Für eine präzisere und spannungsarme Fassung der Resonator Spiegel durch die Halter wurde das Flanschsystem in Kombination mit einer seitlichen Madenschraube eingesetzt. Zur Platzierung, Fassung und Kühlung des in Kapitel 3.6 beschriebenen Diamanten wurde eine wasserdurchflossene Kühlplattform entwickelt. Diese ist in Abbildung 33 dargestellt.

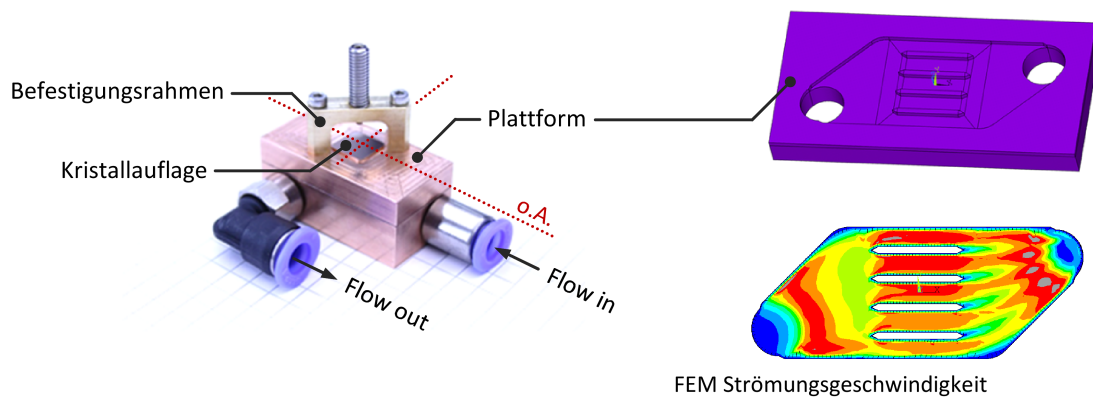


Abb. 33.: Kühlplattform zur Halterung und Kühlung des nichtlinearen Kristalls (Diamant) innerhalb des Raman-Oszillators.

Die durch die Absorption der Strahlung allgemein und durch den auftretenden Quantendefekt der Frequenzkonversion eingebrachte Energie verteilt sich im gesamten Kristall und wird durch dessen Außenflächen an die Umgebung abgegeben. Die Anbindung einer dieser Außenflächen an die Kristallaufgabe und die kontrollierte Abfuhr der Wärmeenergie mittels eines dünnen wasserdurchflossenen Kühlkanals ist die Aufgabe dieser Kühlplattform. Ein weiterer Vorteil ist der optische Zugang zweier Achsen. Hierdurch kann auch während des Betriebes der Kristall seitlich beobachtet werden. Der Einsatz in einem Oszillator mit gekreuzten Strahlwegen (und so einer doppelten Kristallnutzung⁸) wäre hier auch denkbar wurde aber im Rahmen dieser Arbeit nicht umgesetzt.

Für einen größtmöglichen und effizienten Konversionsprozess gilt es ferner, den Überlapp der Pumpstrahlung mit der resonatorinternen Signalstrahlung innerhalb des Kristalls zu maximieren. Hierbei wird die Lage und Form des Signalfeldes durch die Resonatorgeometrie vorgegeben und die Pumpstrahlung mittels einer plansphärischen Linse (Brennweite $f = 100$ mm) innerhalb des Diamanten fokussiert und somit an das Signalfeld angepasst. Dabei hängt die Form der Kaustik des Pumpstrahls entscheidend von dem Durchmesser des kollimierten Strahls ab. Dieser wird für die in Kapitel 3.1.2 vorgestellte Pumpquelle mittels der Kollimationsoptik (Abbildung 3.1.2 L_{kol}) vorgegeben und beträgt $\varnothing 3,2$ mm. Im Gegensatz dazu wird der Strahl der in Kapitel 3.1.1 vorgestellten Quelle nachträglich mittels eines 1:2 Teleskops von $\varnothing 1,7$ mm auf $\varnothing 3,3$ mm aufgeweitet und anschließend ebenfalls mit einer $f = 100$ mm Linse fokussiert. Der sich hieraus ergebende theoretische Strahlradius innerhalb des Diamanten ist in Abbildung 34 für die vorgestellten Auslegungsformen dargestellt.

⁸ Hierbei wäre auch eine zweite Pumpquelle notwendig.

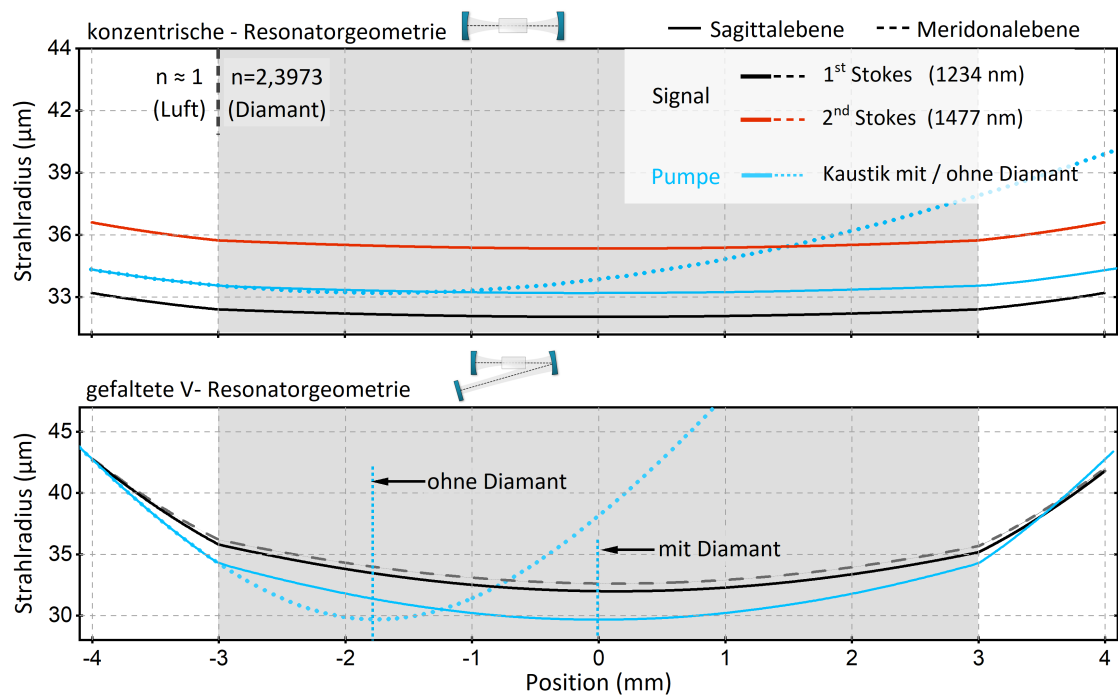


Abb. 34.: Darstellung der Strahlkaustik innerhalb des Resonators mit und ohne Diamant für die konzentrische und die gefaltete Auslegungsform. Die berechnete Kaustik basiert auf den in Tabelle 3.7 und 3.8 angegebenen Werten.

Während die Signal-Kaustik für die konzentrische Resonatorgeometrie rotationssymmetrisch bleibt, findet bei der gefalteten V-Geometrie eine leichte Aufspaltung in sagittaler- und meridionalebene statt. Entsprechend des Krümmungsradius ($R = 75 \text{ mm}$) und der Verkipfung des Faltspiegels (um 3°) beträgt die Abweichung des Strahlradius lediglich $0,05\%$ und kann somit vernachlässigt werden. Für den doppelt-resonanten konzentrischen Resonator ergeben sich auf Grund der unterschiedlichen Wellenlängen der ersten und zweiten Stokes unterschiedliche Strahlradien innerhalb des Diamanten ($\approx 7\%$ Abweichung). Diese werden durch die Resonatorgeometrie vorgegeben und können nicht weiter aufeinander angepasst werden. Die Pump-Strahlkaustik bleibt hingegen für beide Auslegungsformen unbeeinflusst, da diese lediglich durch die Resonatoroptiken transmittiert und nicht geformt wird. Demnach ist es möglich die in Kapitel 3.3 getroffenen Anforderungen an die Strahlgeometrie mit den hier vorgestellten Auslegungsformen der Resonatoren umzusetzen. Im folgenden Kapitel wird auf die Justagestrategie der Oszillatoren eingegangen. Hierbei gilt es, die durch die Resonatorgeometrie vorgegebene Signal-Strahlkaustik an die Pump-Strahlkaustik anzupassen, ohne dass beide unterhalb der Laserschwelle messtechnisch erfasst werden können.

3.4.2. Justagestrategien

Das effektiv für die Frequenzkonversion genutzte Volumen im Kristall ergibt sich aus dem Überlapp des gepumpten Volumens, welches durch die Kaustik des Pumpstrahls definiert wird und des durch die Resonatorgeometrie festgelegten Feldes, bei welchem der Verlust geringer als der Gewinn (pro Umlauf) ist. Diesen Überlapp gilt es zu maximieren. Sind die Verluste

höher als der Gewinn, existiert das zu erzeugende Feld ausschließlich virtuell und es kann weder quantifiziert werden noch dessen Lage und Orientierung bestimmt werden. Eine direkte Abstimmung beider Felder aufeinander ist also vor Erreichen der Laserschwelle nicht möglich. Ziel ist es, eine ausreichend gute Justage zu erhalten, um innerhalb der Leistungsgrenzen der Pumpquelle die Laserschwelle des Diamant-Raman-Frequenzkonverters zu überschreiten. Die hier angewandten Justagestrategien basieren auf dem in Kapitel 3.1.3 beschriebenen rückwertigen, im Hauptverstärker der Pumpquelle verstärkten, Licht und einem Justage-Laser bei 532 nm sowie einer CCD Kamera zur Detektion. Die Verfahren für die unterschiedlichen Resonatorgeometrien ähneln sich stark und werden im Folgenden zusammengefasst beschrieben. Zunächst wird die Lage der Kaustik des Pumpstrahls festgelegt und bzgl. des Einkoppelspiegels definiert. Unter Berücksichtigung der Fokuslage ohne Diamant in Abbildung 34 wird eine Kamera innerhalb des Resonators positioniert und der Strahl durch Verfahren der Fokuslinse auf die CCD-Kamera abgebildet (fokussiert). Dies ist in Abbildung 35 schematisch dargestellt.

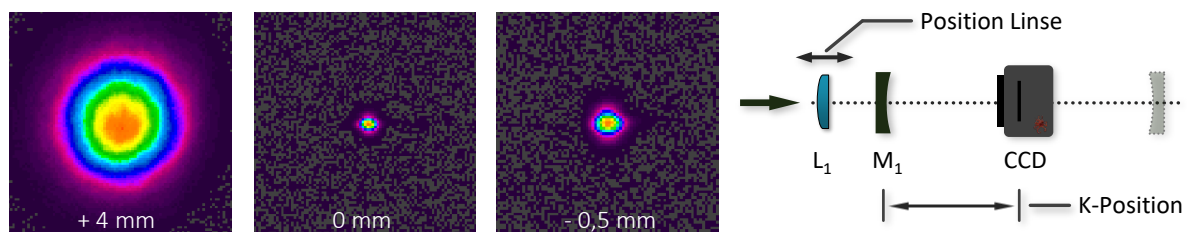


Abb. 35.: Darstellung des Pump-Strahlprofils innerhalb des Resonators für verschiedene Linsenpositionen der Fokussierlinse $L - 1$. Die CCD-Kamera befindet sich an der berechneten Fokusposition innerhalb des Resonators ohne Diamant.

Die Justageposition der CCD-Kamera wird von dem ersten Spiegel des Resonators aus gemessen und ist von der Geometrie des Resonators abhängig. Für die in dieser Arbeit aufgebauten Resonatoren beträgt die Position 98 mm für die konzentrische und 75 mm für die gefaltete Auslegungsform (siehe Abbildung 31). Ausgehend von dem Fokus des Pumplasers wird der weitere Resonator aufgebaut und die Optiken zueinander ausgerichtet. Einkoppelspiegel und Diamantkristall werden eingesetzt. Zur Ausrichtung des Auskoppelspiegels M_1 wird die $\lambda/4$ -Wellenplatte (Bestandteil der optischen Isolation, Kapitel 3.1.3) herausgenommen und das rückwärtige Licht nach dem Durchlauf durch den Hauptverstärker am Isolator (siehe Abbildung 14) gemessen. Die Verstärkung beim rückwärtigen Durchlauf ermöglicht eine sensitive Feinjustage des Auskoppelspiegels, sodass dieser bei optimaler Justage die Pumpstrahlung wieder auf den Kern der Hauptverstärkerfaser abbildet. Für die Justage des Einkoppelspiegels (M_1) wird der Justagelaser (532 nm) verwendet und mittels Klappspiegel auf den kollimierten Strahlengang des Pumplasers gelegt. Die Teilreflektionen⁹ auf den Resonatorspiegeln ergeben bei einer in sich abbildenden Ausrichtung beider Resonatorspiegel ein Interferenzmuster, welches nach dem Auskoppelspiegel mittels einer CCD-Kamera aufgezeichnet werden

⁹ Das Schichtdesign der Resonatorspiegel ist nicht auf die Wellenlänge des Justagelasers bei 532 nm abgestimmt, wodurch die Spiegel teilreflektiv für diese Wellenlänge sind.

kann. Nach diesem Muster findet eine Feinabstimmung des Einkoppelspiegels M_1 statt (siehe Abbildung 36).

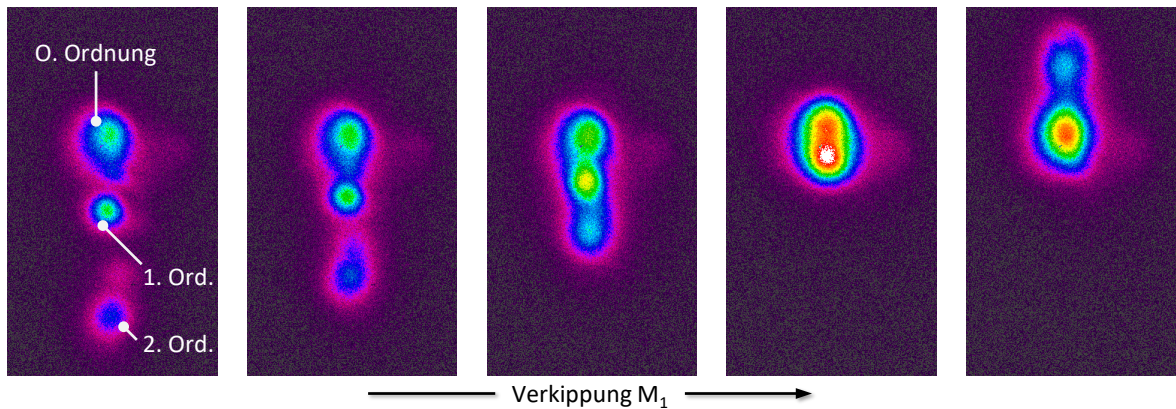


Abb. 36.: Darstellung des Justage-Strahlprofils nach dem Oszillator für verschiedene Justagewinkel des Einkoppelspiegels M_1 . Die 0. Ordnung zeigt sowohl den transmittierten als auch den an den Diamant-Facetten reflektierten und zwischen diesen und dem Auskoppelspiegel umlaufenden Strahl. Die weiteren Ordnungen entstehen zwischen dem Einkoppel- und Auskoppelspiegel und werden hier lediglich durch den Einkoppelspiegel M_1 verstellt.

Diese Justage gewährleistet eine Ausrichtung des Einkoppelspiegels auf den Auskoppelspiegel und den Pump-Strahlengang. Da letzterer wie zuvor beschrieben, mittels der Pumpquelle und dessen verstärkender Eigenschaft justiert wird, ist es somit möglich, beide End-Spiegel der Resonatoren gegeneinander und auf die Pumpquelle auszurichten. Demnach ist das virtuelle Signalfeld innerhalb des Resonators auf das der Pumpquelle ausgerichtet. Nach Erreichen der Laserschwelle erfolgt die weitere Justage über die erzeugte Signalstrahlung anhand von Ausgangsleistung und transversaler Modenstruktur (siehe Kapitel 4.1).

3.5. Spektrale Filterung mittels Fabry-Pérot-Etalon

Für einen effizienten Betrieb des Frequenzkonverters wird der spektrale Emissionsbereich der Pumpquelle und die Resonanzbandbreite des Resonators auf die Verstärkungsbandbreite und die Frequenzverschiebung des nichtlinearen Kristalls abgestimmt. Hierdurch wird der Spektralbereich der Laseremission des Frequenzkonverters ausgehend von der Pumpquelle definiert. Kommen weitere Anforderungen an das gewünschte Emissionsband hinzu, werden wellenlängenselektive optische Elemente eingesetzt. Im einfachsten Fall kann dies die Reflektivität der Resonatorspiegel selbst sein. Allerdings ist ein Design, welches die spektrale Lage und Bandbreite genauer definiert, mit einer komplexeren Schicht der Spiegel verbunden und reduziert die Belastbarkeit erheblich, wodurch der Betrieb bei hohen mittleren Leistungen stark limitiert wird. Im Gegensatz dazu sind filternde Elemente innerhalb des Resonators hinsichtlich der stark überhöhten Felder kritisch und würden einen zusätzlichen vermeidbaren Verlust in den gewünschten Emissionsbereich einbringen. In dem hier vorgestellten Frequenzkonverter gilt es vor allem, unerwünschte nichtlineare Effekte (siehe Kapitel 2.1.2, Brillouin-Streuung und Vier-Wellen-Mischung) zu unterdrücken. Wie in Abbildung 37 zu sehen, liegen diese ab-

hängig der Pump- und Signalwellenlänge ≈ 386 pm bzw. ≈ 76 GHz von der Zentralwellenlänge entfernt, wodurch der Einsatz von dichroitischen Kantenfilter als auskoppelndes Element ausgeschlossen werden kann.

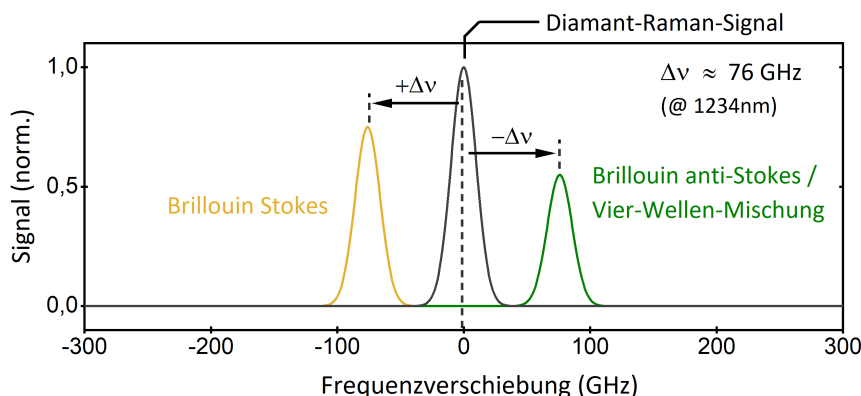


Abb. 37.: Darstellung des theoretischen Signalspektrums eines Diamant-Raman-Oszillators sowie auftretende parasitäre nichtlineare Effekte in Diamant, Brillouin-Streuung und Vier-Wellen-Mischung.

Eine gängige Methode, um die Laseremission spektral gezielt zu beeinflussen, ist die Verwendung von Fabry-Perot-Resonatoren (Etalon). Im Gegensatz zur gängigen Methode, diese innerhalb des Resonators zu platzieren und einzelne Linien zu selektieren, wird das Etalon hier als auskoppelndes Element anstatt eines einfachen dichroitischen Spiegels eingesetzt. Die Vorteile der damit verbundenen Transmissionscharakteristik liegen auf der geringeren Belastung des Substrates und der optischen Schichten. Die niedrigen Anforderungen an die Reflektivität der optischen Schichten verringern zugleich deren Komplexität wodurch sich die Dicke des Schichtstapels verringert und sich die Belastungsgrenze bezüglich optischer Zerstörung erhöht. Ein weiterer Vorteil des verwendeten Auskoppel-Etalons besteht darin, dass sich die Komplexität des gesamten Frequenzkonverters nicht auf Grund zusätzlicher optischer Elemente erhöht. Nachteilig gegenüber dem Einsatz eines einfachen Spiegels ist der höhere Aufwand, das Etalon spannungsarm zu halten. Eine Lösung hierzu wird in 3.5.2 gegeben.

3.5.1. Berechnung, Auslegung und Implementierung

Das in diesem Abschnitt beschriebene Etalon ist eine Spezialform des in Kapitel 2.2.2 beschriebenen Resonators. Während die Substratdicke und der Brechungsindex des Etalons die spektralen Transmissions- und Reflektionsbereiche festlegen, definiert die Reflektivität der beiden Grenzflächen die Höhe und Form dieser beiden Bereiche. Hierbei wird spektral zwischen dem resonanten (Durchlassbereich) und dem nichtresonanten Fall (Reflektionsbereich) unterschieden. Für den senkrechten Lichteinfall einer ebenen Welle und einem verlustfreien Substrat ergibt sich die Transmissionsfunktion des Etalons in Abhängigkeit der beiden Refle-

xionsgrade R_1 und R_2 der Ein- und Austrittsflächen und der Phasendifferenz $\Delta\phi$ zu:

$$T_{\text{Etalon}}(R_1, R_2, \Delta\phi) = \frac{(1 - R_1)(1 - R_2)}{(1 - \sqrt{R_1 R_2})^2 + 4\sqrt{R_1 R_2} \sin^2(\Delta\phi)} \quad (3.8)$$

Die Reflektivität der Ein- und Austrittsflächen kann jeweils von 0 bis 1 (100%) gehen, woraus sich der Parameterraum für die Transmission des spektralen Durchlass- und Reflektionsbereichs des Etalons ergibt. In folgender Abbildung 38 ist dieser für den Durchlassbereich mit $\Delta\phi = \pi/2$ und den Reflektionsbereich mit $\Delta\phi = 0$ dargestellt. Der sichelförmige, farblich

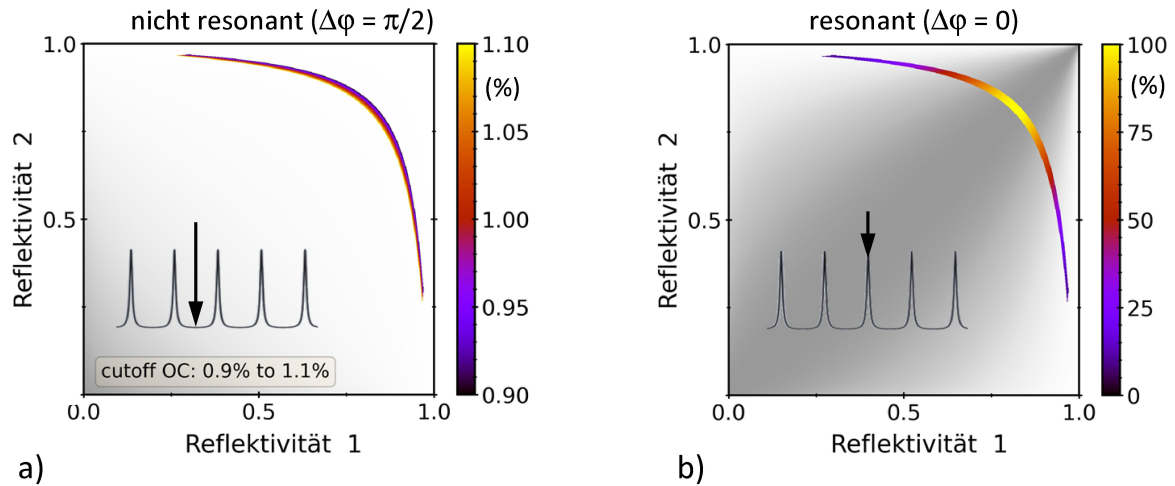


Abb. 38.: Arbeitsraum bzgl. der Reflektivität der beiden Facetten des Etalons a) Gesamtreflektivität des Etalons im nicht-resonanten Spektralbereich b) Gesamtreflektivität des Etalons im resonanten Spektralbereich.

hervorgehobene Bereich in 38 a) ist der Arbeitsraum des Etalons, bei dem die Transmission im Reflektionsbereich (nicht resonanter Fall) $1 \pm 0,1\%$ beträgt, wodurch ein Betrieb bei niedrigen Laserschwelen ermöglicht wird. Dieser hervorgehobene Arbeitsraum definiert die Kombinationsmöglichkeiten sowie die minimalen und maximalen möglichen Reflektionsgrade der beiden Grenzflächen des Etalons. Die dementsprechende Wahl des Arbeitspunktes innerhalb dieses Raumes bestimmt maßgeblich die Höhe und spektrale Breite des Durchlassbereiches (resonanter Fall, siehe Abbildung 38 b). Hierbei sollten beide Werte für eine effiziente Brillouin- Unterdrückung maximiert werden. Unter Berücksichtigung der Belastungsgrenzen und der Komplexität der reflektierenden Schichten wurden zwei Arbeitspunkte bestimmt, die in Tabelle 3.9 zusammengefasst sind. Die niedrigen Reflektivitäten resultieren in einfachen,

Tab. 3.9.: Designparameter der beiden Etalons für $\approx 1\%$ Auskopplung und Brillouin-Unterdrückung.

| | | Etalon I | Etalon II |
|---------------|----------|-------------------|-----------|
| Substrat | | Suprasil 3001 | |
| Brechzahl | n | 1,447 (@ 1234 nm) | |
| Reflektivität | R_{S1} | 96 | 87 |
| | R_{S2} | 36 | 75 |
| Substratdicke | d_z | 718 $[\mu m]$ | |

dünnen, belastbaren und spannungsarmen dielektrischen Ta_2O_5 / SiO_2 Schichten von maxi-

mal 240 nm Dicke und sind somit für den Betrieb bei hohen mittleren Leistungen geeignet. Eine weitere charakteristische Größe des Etalons ist der freie Spektralbereich $\Delta\nu_{FSR} = 2l_o c^{-1}$. Dieser legt den Frequenzabstand der sich periodisch wiederholenden Durchlass- bzw. Reflektionsbereiche fest und ist im Wesentlichen von der optischen Weglänge, bestehend aus Substratdicke und Brechzahl $l_o = l_{sub}$, abhängig. Die Substratdicke wurde entsprechend der zu unterdrückenden spektralen Bereiche für eine Brillouinverschiebung von $\Delta\nu_{Brillouin} = 76 \text{ GHz}$ bei einer Zentralwellenlänge von 1234 nm gewählt, siehe Abbildung 39.

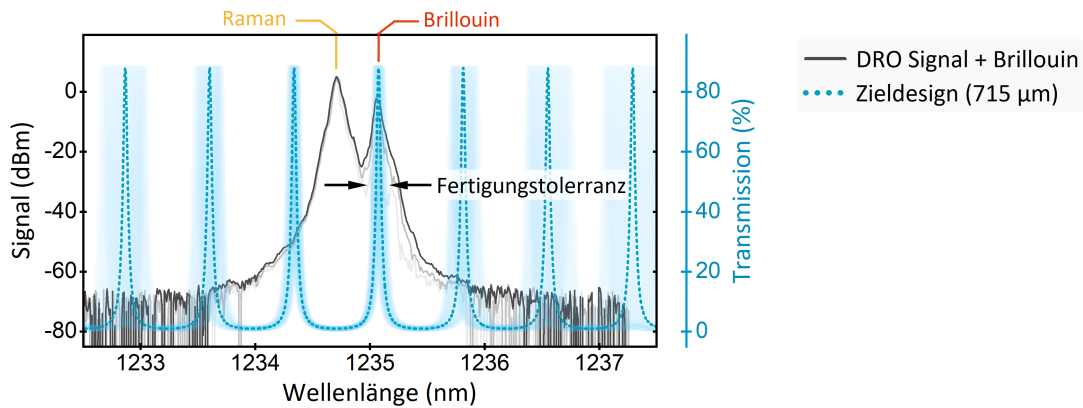


Abb. 39.: Emissionsspektrum des gefalteten Diamant-Raman-Oszillators mit 1,2 % Auskopplung sowie die theoretischen, spektralen Transmissionskurven des Etalons I und dessen spektrale Auswirkung hinsichtlich der Fertigungstoleranz von $\pm 10 \mu\text{m}$.

Die Abbildung zeigt, dass der hohe Transmissionsbereich (Resonanzbereich) des Etalons auf den Maxima des Brillouin-verschobenen spektralen Anteils liegt und diese entsprechend mit hohen Umlaufverlusten beaufschlagt werden. Im Gegensatz dazu liegt die Transmission durch das Etalon für die zentrale Raman-Wellenlänge bei 1,5%, wodurch ein Betrieb bei geringen Laserschwelen ermöglicht wird. Ebenfalls ist in Abbildung 39 die Auswirkung auf den freien Spektralbereich für gegebene Fertigungstoleranzen bzgl. der absoluten Dicke des Etalons eingezeichnet. Der freie Spektralbereich schwankt für die eingezeichnete Brillouin-Wellenlänge um 70 pm für eine Fertigungstoleranz von $\pm 10 \mu\text{m}$. Diese Schwankungen bewegen sich in einem vertretbaren Rahmen und sind somit kein kritischer Fertigungsparameter. Abbildung 40 zeigt die geplante Resonatorauslegungsform und die Position des Etalons als Auskoppelement am Ende des kollimierten Resonatorarms.

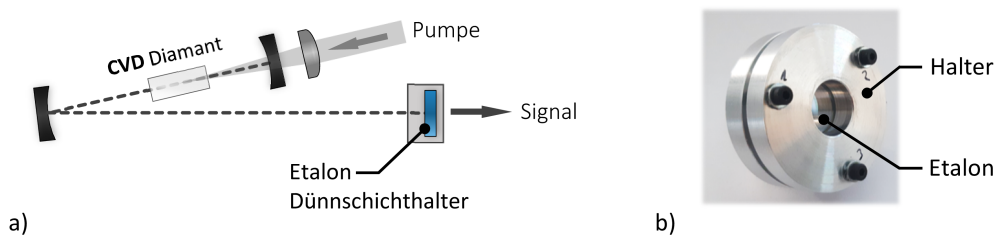


Abb. 40.: Aufbau des Diamant-Raman-Oszillators als V-Geometrie a) Schematische Skizze des Resonators b) Abbildung des entwickelten Dünnschichthalters sowie den eingebauten Etalon-Filter

Die Wahl eines V-Resonators (siehe Kapitel 3.4.1) ermöglicht den Einsatz des hier vorgestellten planparallelen Etalons in dem kollimierten Arm des Resonators als spektral-selektives Auskoppellement. Dies resultiert in einer starken Überhöhung bei der Zielwellenlänge und gleichzeitig in einer effektiven Unterdrückung der Brillouin-verschobenen spektralen Anteile auf Grund der spektral-unterschiedlichen Transmission.

3.5.2. Konstruktion der Etalon-Halterung

Die Wahl eines Etalons als Auskoppellement für den Diamant-Raman-Oszillator setzt auf Grund der geringen Dicke eine mechanisch spannungsarme Halterung voraus. Eine Verformung des Etalons hat sowohl Auswirkung auf dessen spektrale Transmissionscharakteristik als auch auf die optische Stabilität des Resonators selbst, da es sowohl Filter als auch Teil der Resonatorgeometrie ist. Im Design des Halters wurden sowohl die Anforderungen an die Verbindungsstelle mit dem Etalon selbst als auch mit dem Kippversteller, mit welchem der Etalon-Halter zur Justage aufgenommen wird, berücksichtigt. Hier gilt es Spannungen, welche durch die Verbindung von Kippversteller und Etalon-Halter entstehen, nicht auf das Etalon zu übertragen. In Abbildung 41 ist der Halter des Etalon dargestellt.

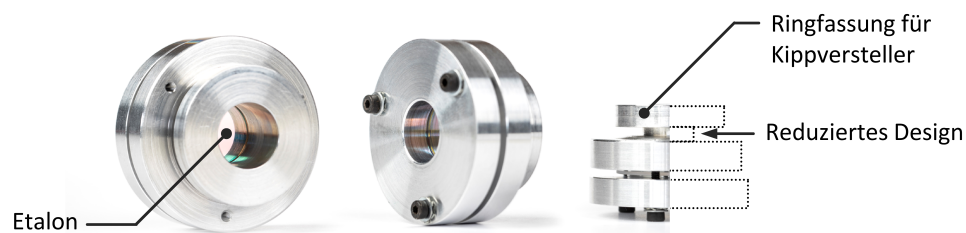


Abb. 41.: Etalon-Halter mit eingebautem Etalon und den drei Klemmschrauben.

Eine Halterung findet zwischen zwei planparallelen Flächen durch Klemmung statt und wird mit drei Schrauben verspannt. Zur mechanischen Entkopplung ist die Aufnahme des Etalons über eine reduzierte Verbindung mit der Ringfassung für den Kippversteller verbunden. Spannungen, die durch die Klemmung des Kippverstellers in den Halter eingebracht werden, sollen so nicht auf das Etalon übertragen werden.

3.6. Diamanten - Charakterisierung und Präparation

Im folgenden Abschnitt werden die einkristallinen Diamanten charakterisiert und hinsichtlich ihrer Tauglichkeit für den Diamant-Raman-Oszillator beurteilt. In diesem Abschnitt wird auch auf das dielektrische Schichtdesign zur Reduzierung der Fresnel-Reflektion eingegangen. Die hier in dieser Arbeit verwendeten Diamanten sind von der Firma Element6 in einem CVD Verfahren hergestellt [52].

In Abbildung 42 sind Absorptionskoeffizienten der verwendeten einkristallinen Diamanten (hochrein) sowie zum Vergleich die Standardausführung in Abhängigkeit der Wellenlänge dargestellt.

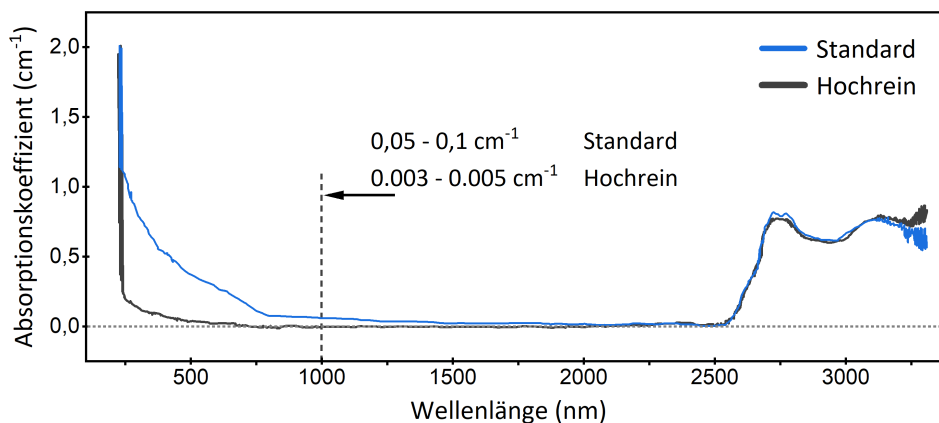


Abb. 42.: Absorptionskoeffizient der verwendeten einkristallinen Diamanten in hochreiner Form sowie im Vergleich die Standard-Ausführung. [52]

Für den Herstellungsprozess der in dieser Arbeit verwendeten einkristallinen Diamanten gibt es zwei Verfahren. Die Standardvariante wird vom Hersteller mit einer ≈ 100 ppb Stickstoff (N) Konzentration angegeben, die aufwendigere hochreine Variante besitzt mit ≈ 20 ppb eine 5-fach geringere Stickstoff (N) Konzentration. Letztere ergibt für die bezogenen Diamanten der *hochreinen* Variante einen Absorptionskoeffizienten von $\approx 0,004 \text{ cm}^{-1}$, wodurch sich bei einer Diamantlänge von 6 mm ein Verlust von $0,24 \%$ ergibt. Dieser Verlust entsteht innerhalb des Resonators ausschließlich durch die intrinsische Absorption des Diamanten. Hinzu kommen noch weitere durch die Fresnel-Reflexion an den Luft-Materialübergängen. Diese sind auf Grund des hohen Brechungsindex von Diamant ($n = 2,36 @ 1200 \mu\text{m}$) mit $\approx 16 \%$ ebenfalls sehr hoch. Sie zu reduzieren ist Aufgabe der dichroitischen Antireflex-Beschichtung (AR), welche im Folgenden beschrieben wird.

Antireflex-Beschichtung auf Diamant

Eine Minderung der Fresnel-Reflexion an den Grenzflächen der Diamanten ist auf Grund der hohen Brechzahl und der damit verbundenen hohen Reflektivität in Bezug auf die resonatorinternen Verluste zweckmäßig. Hierzu gibt es im Wesentlichen zwei unterschiedliche Verfahren: die Nutzung der polarisationsbedingten Reflektivität durch Änderung der geometrischen Form

(Ein- und Austrittsfläche im Brewster-Winkel schneiden) und die Aufbringung reflektionsmindernder Schichten. Das Verfahren, die Ein- und Austrittsflächen im Brewster-Winkel zu schneiden und so die Reflexion für linear-parallel polarisierte Strahlung auf nahezu null zu reduzieren, ist auf Grund der begrenzten Kristalllänge und der verwendeten zirkularen Polarisation der Pumpquelle (siehe 3.1) keine Alternative. Demgegenüber steht das Verfahren der Aufbringung reflektionsmindernder dikroidischer Schichten. Die Aufbringung dieser geeigneten Schichten auf Diamant stellt eine technische Herausforderung dar. Die AR-Schicht wird innerhalb eines Überhöhungsresonators eingesetzt und muss daher einerseits den hohen Belastungen verschiedener Wellenlängen standhalten und andererseits den brechzahlbedingten hohen Fresnel-Reflex stark reduzieren.

Ein weiterer kritischer Faktor ist die Schichthaftung, welche sich abhängig vom Substrat und der Beschichtungsmethode unterschiedlich ausprägt. Um diese zu erhöhen, wurde das Schichtdesign von anfänglich 10-Schichten (Gesamtdicke 1400nm) auf 4 und 2 Schichten (Gesamtdicke 240nm) reduziert. Verwendet wurde Ta_2O_5 und SiO_2 , aufgebracht mittels Ionenstrahl-Sputtern (IBS). Die Antireflex-Beschichtungen wurden in Kooperation mit der Firma Layertec designt und erfolgreich realisiert. Diese Schichten für den einfach-resonanten Raman-Oszillator sind sowohl für die Pumpwellenlänge (101 nm und 1060 nm) als auch für die Raman verschobene erste Stokes Wellenlänge (bei 1178 nm und 1234 nm) ausgelegt. Für den doppelt resonanten Raman-Oszillator (1234 nm und 1477 nm Signal sowie 1060 nm Pumpe) kommt eine weitere Anforderung für die zweite Stokes-Wellenlänge hinzu, wodurch sich die Belastung der Schichten erhöht. Zum einen auf Grund der starken Überhöhung der ersten Stokes und zum anderen auf Grund der höheren Wellenlänge im nahen infraroten Bereich. Hier wurde die Priorisierung angepasst und ein möglichst leistungsfestes Zwei-Schicht-Design genutzt. Abbildung 43 zeigt den spektralen Verlauf der Antireflexbeschichtung für den einfach-Resonanten und doppelt-resonanten Oszillator sowie die Beschichtung auf dem Diamant selbst.

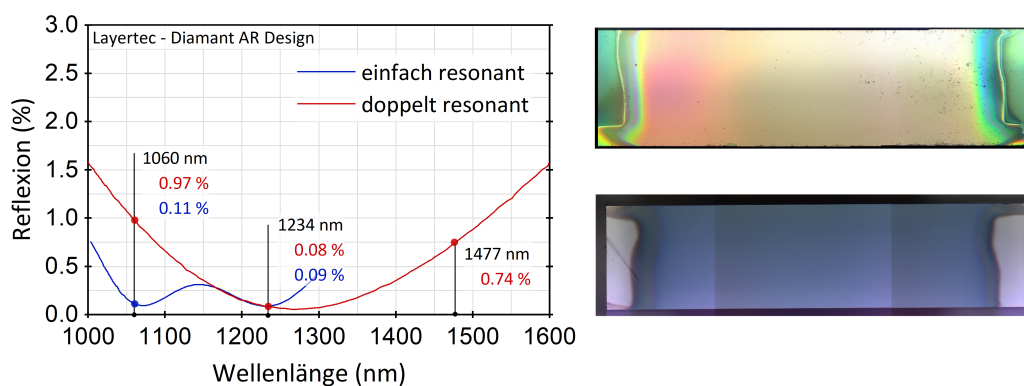


Abb. 43.: Theoretischer spektraler Verlauf der Reflektivität der Antireflex-Beschichtungen für den einfach- und doppelt-resonanten Diamant-Raman-Oszillator. Darstellung der Schichten unter dem Mikroskop.

Spannungsinduzierte Brechzahlinhomogenität

Während die Resonator-Optiken die Lage und Form der Kaustik maßgeblich bestimmen, wirkt der Diamant auf Grund seiner Brechzahl als ein weiteres optisches Element und beeinflusst somit ebenfalls die Ausbreitung des elektromagnetischen Feldes. Lokale Abweichungen der Brechzahl und auftretende Doppelbrechung tragen zu einer Deformation der Phasenfront bei und haben somit Einfluss auf Performance und Stabilität des Oszillators. Diese Abweichungen sind meist spannungsinduziert und werden intrinsisch beim Herstellungsprozess eingebracht [31] oder resultieren aus der Halterung (Klemmung) des Diamanten. Der mittels Polarimeter gemessene Gangunterschied Δn in der Kristallachse [011] ist in Abbildung 44 für zwei ausgewählte Diamanten dargestellt.

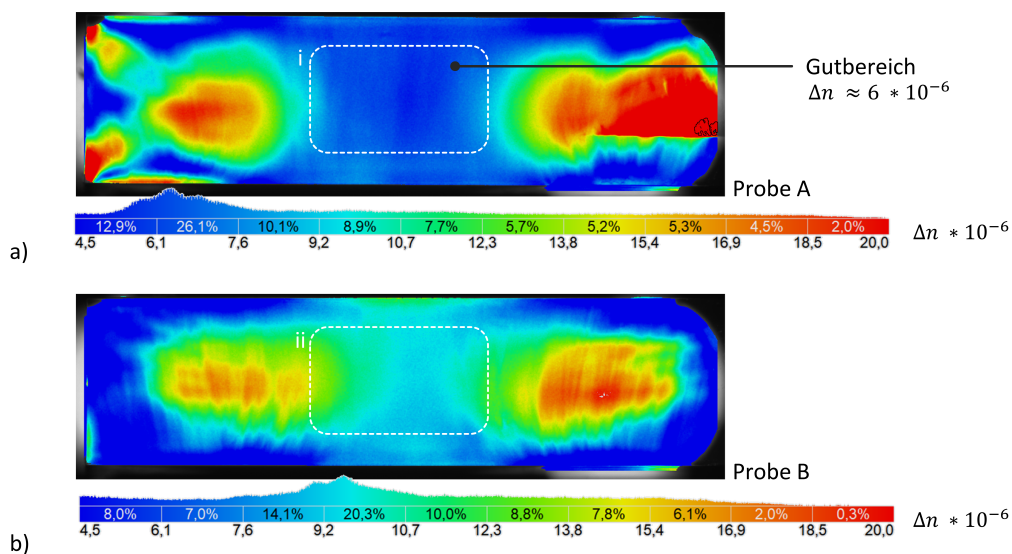


Abb. 44.: Vermessung der Doppelbrechung entlang der Kristallachse [011] - 6 mm der Diamanten mittels automatischem Polarimeter. a) Probe A zeigt im markierten Bereich i mit $\Delta n \approx 6 \cdot 10^{-6}$ die geringste Doppelbrechung, weist aber auf der rechten Seite eine Spannungskante auf. b) Probe B besitzt im Bereich ii mit $\Delta n \approx 9 \cdot 10^{-6}$ eine leicht höhere Doppelbrechung.

Für den Einsatz zur Frequenzkonversion wurden beide Diamanten eingesetzt. Der in Abbildung 44 markierte Bereich i in a) und ii in b) zeichnet sich durch seine hohe Homogenität aus und liegt im Arbeitsbereich der Antireflexbeschichtung. Randbereiche sind sowohl durch die stärkeren Abweichungen der Brechzahl als auch der Homogenität der Antireflexbeschichtung zu vermeiden. In Anbetracht des Fokus-Durchmessers von maximal $200 \mu\text{m}$ ist der markierte Bereich ausreichend.

4. Ergebnisse der Diamant-Raman-basierten Frequenzkonversion

Im folgenden Kapitel werden die experimentellen Umsetzungen der zuvor beschriebenen Diamant-Raman-Oszillatoren vorgestellt und hinsichtlich der zeitlichen, spektralen und räumlichen Laserparameter charakterisiert. Hierbei wird auch das zuvor vorgestellte numerische Modell mit den experimentellen Ergebnissen verglichen und für weitere Designabschätzungen genutzt. Im Hinblick auf eine diamantbasierte Frequenzkonversion in den kurzwelligen Infrarotbereich wird die Laserdynamik sowie das spektrale Verhalten des kaskadierten Raman-Oszillators genauer untersucht und die Ergebnisse gesondert dargestellt. Ergänzend zu den Ergebnissen der einfach- und doppelt-resonanten konzentrischen Oszillatoren, welche eine Leistungsmaximierung zum Ziel hatten, werden auch die Ergebnisse hinsichtlich der Resonatorabklingzeit und der spektralen Filterung vorgestellt. Hierbei wird insbesondere auf den Einsatz und die Möglichkeiten des in Kapitel 3.5 beschriebenen Etalons eingegangen.

4.1. Einfach-resonanter Diamant-Raman-Oszillator

Die hier vorgestellten Ergebnisse beziehen sich auf die Ausführungsform des einfach-resonanten Raman-Oszillators wie er in 3.1.2 vorgestellt wurde. Hierbei handelt es sich um eine konzentrische Resonatorgeometrie mit dem in 3.6 vorgestellten CVD-Diamanten und einer Kristallgitterorientierung [110] entlang der optischen Strahlachse. Im Folgenden wird der Aufbau zur Einordnung schematisch dargestellt und die wichtigsten Komponenten sowie Designparameter benannt (siehe Abbildung 45).

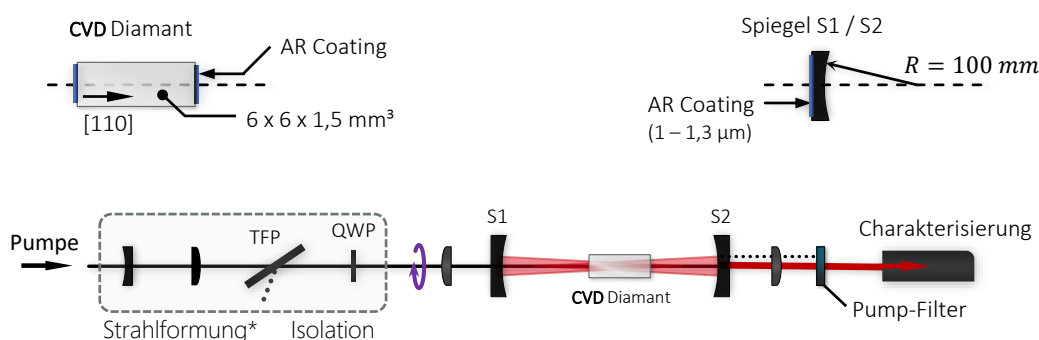


Abb. 45.: Schematische Darstellung des experimentellen Setups zur Raman-induzierten Frequenzkonversion mittels einer konzentrischen Kavität und CVD-Diamant als Raman-aktives Medium. **TFP** Thin Film Polarizer; **QWP** Quarter Wave Plate; **S1** Einkoppelspiegel; **S2** Auskoppelspiegel. *Die Strahlformung ist optional.

Hauptunterscheidungsmerkmal der beiden im Folgenden beschriebenen Oszillatorsysteme ist das Design der optischen Schichten, wobei hier die Reflektivität bzw. der Auskoppelgrad der jeweiligen Zielwellenlänge angepasst wird sowie die in 3.6 beschriebene AR-Schicht auf den Diamant-Facetten. An dieser Stelle sei angemerkt, dass die Resonatorlänge auf eine Maximierung der Ausgangsleistung justiert wurde und noch keine Informationen bzgl. der Abhängig-

keit der Resonatorlänge und des Emissionsspektrums vorlag. Die verwendeten Pumpquellen für die Diamant-Raman-Oszillatoren sind in 3.1 ausführlich beschrieben.

Limitierende thermische Effekte im kontinuierlichen Laserbetrieb können die Leistungsskalierung stark beschränken. Durch einen geeigneten kurzzeitigen Betrieb und entsprechende Abkühlzeit werden diese Effekte reduziert und das System thermisch entlastet. Hierbei werden die Betriebszeit und Abkühlzeit so gewählt, dass diese den eigentlichen zu untersuchenden Effekt nicht beeinflussen [74, 23]. Im Rahmen dieser Arbeit ist dies vor allem die stimulierte Raman-Verstärkung. Durch eine entsprechende langperiodische Modulation der Pumpquellen im ms-Bereich können diese in einem quasi-kontinuierlichen Betrieb arbeiten, wodurch sich thermische Effekte stark reduzieren lassen. In dieser Arbeit werden Modulationen mit 10 Hz und einem Tastverhältnis 10/90 ms und 5/90 ms verwendet.

Der Aufbau zur Charakterisierung der beiden Raman-Oszillatoren unterscheidet sich lediglich in der Ausführung einiger Filter und Einstellungen der Messgeräte. Die wesentlichen optischen Komponenten und deren Anordnung waren gleich und werden daher nicht gesondert beschrieben. In Abbildung 46 ist der Aufbau zur Charakterisierung schematisch dargestellt.

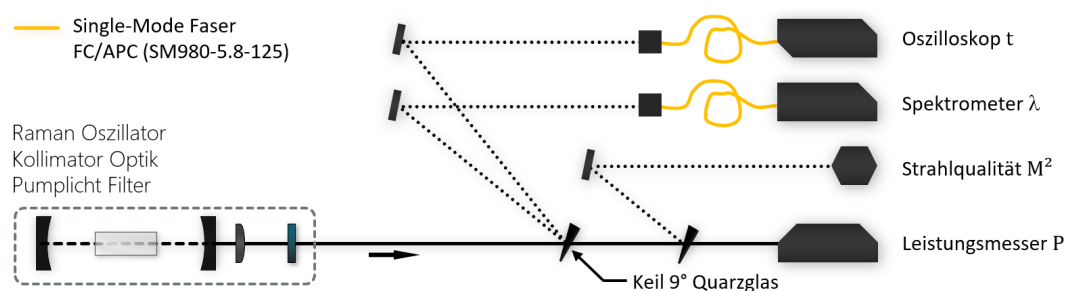


Abb. 46.: Schematische Darstellung des Messaufbaus zur Charakterisierung des Diamant-Raman-Oszillators. Mittels eines Fresnel-Reflexes (ca. 4%) wird ein Teil des ausgekoppelten Strahls zur spektralen, zeitlichen und transversal-qualitativen Messung abgeführt.

Die Strahlqualität wurde, wie auch bei der Charakterisierung der Quellen in 3.1, mit einem voll automatisierten Strahlqualitätsmessgerät nach ISO Standard 11146 vermessen. Für das zeitliche und spektrale Verhalten wurden fasergekoppelte Messsysteme verwendet. Hierbei liegt der Vorteil darin, dass einem zeitlichen Signal eine spektrale Charakteristik zugeordnet werden kann, ohne diese durch unterschiedliche Einkopplungen oder Strahlwege zu beeinflussen.

4.1.1. Raman-induzierte Frequenzkonversion hin zu 1234 nm

Zum Erreichen der Laserschwelle des Diamant-Raman-Oszillators müssen die Verluste gegenüber dem Gewinn innerhalb des Resonators kleiner bzw. genau an der Schwelle gleich sein. Passende Laserparameter¹ hinsichtlich der Pumpquelle vorausgesetzt, wird dieses Verhältnis im Wesentlichen durch drei Parameter bestimmt: des Überlappen des Signal- und Pumpstrahls

¹ Die Laserparameter beziehen sich hierbei auf die spektrale-Leistungsdichte und die Intensität innerhalb des Diamanten.

innerhalb des Diamanten, bedingt durch die Resonatorgeometrie, die resonatorinternen Umlaufverluste sowie den gezielten Auskoppelgrad. Bei einer geeigneten Auslegungsform (Geometrie) des Resonators wird der erste Punkt im Wesentlichen durch die Justage bestimmt und kann im laufenden Betrieb zur Leistungsmaximierung angepasst werden. Neben der Justage auf eine maximale Ausgangsleistung kann auch das Strahlprofil zur Leistungssteigerung berücksichtigt werden. Ziel ist es, dies möglichst dem Strahlprofil der Pumpquelle anzupassen. Da diese mit einer Strahlqualität von $M^2 = 1,2$ arbeitet, gilt es die Verluste für den TEM_{00} -Grundmode innerhalb des Resonators für ein bestmögliches Überlappen zu minimieren. Für einen optimalen Justagezustand der Spiegel, und abweichend von diesem Grundmode-Betrieb ist das Strahlprofil im Nahfeld des erzeugten Stokes-Feldes in Abbildung 47 dargestellt.

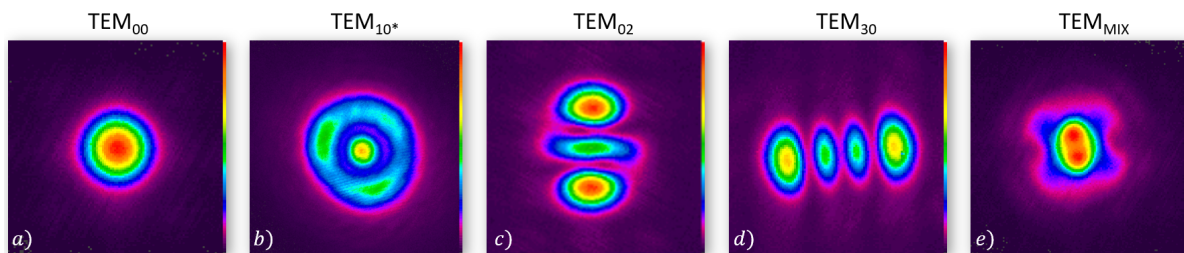


Abb. 47.: Nahfeld der transversalen Moden des Diamant-Raman-Oszillators für unterschiedliche Justagezustände des Resonators. a) optimierte Justage; b) Resonator-Längenfehler; c) Winkelfehler in y; d) Winkelfehler in x; e) Multiple Fehler durch Dejustage

Für eine laterale Verschiebung oder Verkippung der Spiegel² werden entsprechend höhere transversale Hermite-Moden- TEM_{mn} im Resonator verstärkt. Hingegen führt eine axiale Längenänderung aufgrund der rotationssymmetrischen Dejustage zur Ausbildung von Gauß-Laguerre-Moden. Diese haben durch den kleineren Fokusbereich bei einer Längenänderung des Resonators (siehe 3.4.1 Kapitel) einen größeren Überlapp mit dem Pumpvolumen, welches allein durch den Pumpstrahl vorgegeben wird. Da die Resonatorspiegel transparent für den Pumpstrahl sind, wird das Pumpvolumen im Diamant nicht durch eine Dejustage der Resonatorspiegel beeinflusst und kann somit als unabhängig gegenüber dem Justagezustand gelten. Im Gegensatz dazu ist der Auskoppelgrad durch das optische Schichtdesign festgelegt und kann im Betrieb nicht mehr verändert oder angepasst werden. In Abbildung 48 sind die Leistungskennlinien des Diamant-Raman-Oszillators für zwei verschiedene Auskoppelgrade sowie die Einschalt-Laserschwelle nach der Justage, wie sie in Kapitel 3.4.2 beschrieben wird, abgebildet. Für den Betrieb des Diamant-Raman-Oszillators ist es daher notwendig, nicht nur eine geeignete Auslegungsform zu wählen, sondern auch einen Justagezustand zu gewährleisten bei dem die Laserschwelle innerhalb des Leistungsspektrums der Pumpquelle liegt. Die gezeigte Justagestrategie ermöglichte es hier für beide Systeme eine Einschalt-Laserschwelle zu erreichen, welche innerhalb des Leistungsspektrums der Pumpquelle lag. Nach Erreichen der Schwelle wird die Ausgangsleistung mittels Feinjustage der Resonatorspiegel maximiert. Für den hier gezeigten Aufbau liegt die Laserschwelle für einem Auskoppelgrad von 1 % bei ≈ 250 W und

² Für Resonatoren mit sphärischen Spiegeln hat dies den gleichen Effekt zur Folge.

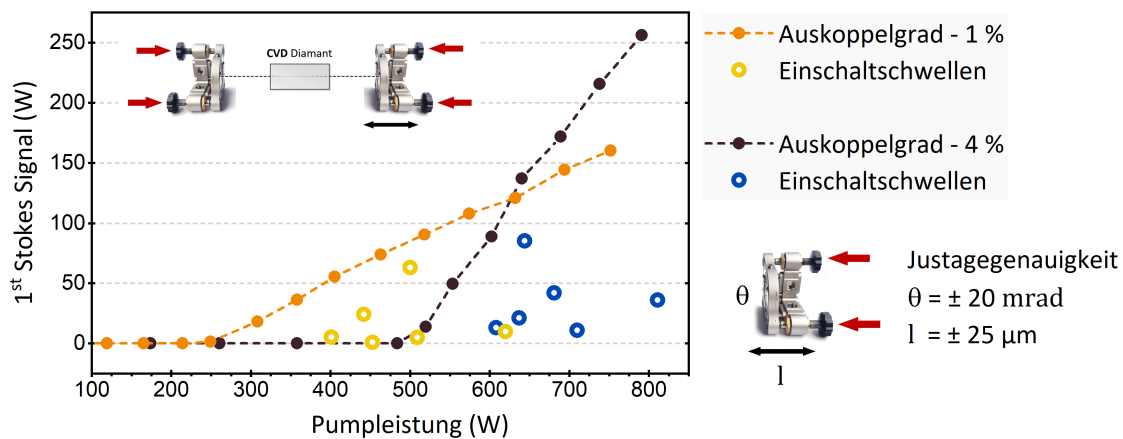


Abb. 48.: Leistungskennlinie für 1 % und 4 % Auskoppelgrad und bestmögliche Justage auf maximale Ausgangsleistung sowie die Laserschwellen direkt nach der Vorjustage. Die Messungen fanden im modulierten Betrieb statt.

für 4 % bei ≈ 500 W. Für einen effizienten Betrieb des Diamant-Raman-Oszillators ist die zur Verfügung stehende maximale Leistung der Pumpquelle entscheidend. In Abbildung 48 ist dies bei einer Pumpleistung von 620 W erreicht. Oberhalb ist der Betrieb mit 4 % Auskoppelgrad effizienter, unterhalb mit 1 %. Hierbei ist allerdings zu berücksichtigen, dass die Intensität der innerhalb des Resonators liegenden Grenzflächen bei gleicher Ausgangsleistung (125 W Signal bei 620 W Pumpe) um das 4-fache bei 1 % Auskoppelgrad höher ist gegenüber 4% Auskoppelgrad. Dies hat nicht nur eine höhere Belastung der Optiken zur Folge, sondern kann auch zu weiteren nichtlinearen Effekten innerhalb des Diamanten führen. In Abbildung 49 ist das Emissionsspektrum für unterschiedliche Ausgangsleistung dargestellt. Die Zentral-

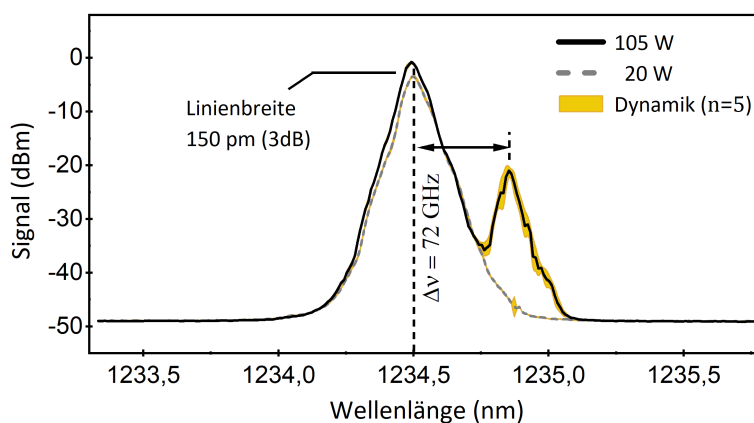


Abb. 49.: Emissionsspektrum im kontinuierlichen Betrieb des Diamant-Raman-Oszillators für a) 20 W und b) 105 W Ausgangsleistung und 4 % Auskopplung. Der Dynamikbereich ergibt sich aus fünf hintereinander aufgenommenen Spektren.

wellenlänge liegt bei 1234,5 nm und ist somit um 174,5 nm gegenüber der Zentralwellenlänge der Pumpquelle verschoben. Während bei einer Ausgangsleistung von 20 W keine weiteren spektralen Anteile auftreten, kommt bei der maximal erreichten Ausgangsleistung von 105 W ein weiterer spektraler Anteil hinzu. Dieser ist gegenüber dem Zentralmaximum um 72 GHz (365 pm) verschoben. Der spektrale Anteil im längerwelligen Bereich kann hier klar der theoretischen Brillouin-Verschiebung (SBS) in Diamant unter der kristallografischen Achse [110]

zugeordnet werden (siehe Kapitel 2.3). Mit einer Schallgeschwindigkeit von $v_S = 18295 \text{ m/s}$ entlang dieser Achse und einem Streuwinkel³ von 0° ergibt sich eine Frequenzverschiebung von 71 GHz in beide Richtungen.

Zur Leistungsskalierung und thermischen Entlastung des gesamten Systems wurde die Pumpquelle im Quasi-CW-Fall mit dem Tastverhältnis 10/90 ms moduliert, wodurch sich das System thermisch während der 90 ms abkühlen kann. Im kontinuierlichen Betrieb findet keinerlei Modulation statt. Oberhalb der Laserschwelle von 500 W stieg die Ausgangsleistung der ersten Stokes im Q-CW-Betrieb und 4 % Auskopplung nahezu linear mit einer Effizienz von 87% und im kontinuierlichen Betrieb um 61% an (siehe Abbildung 50).

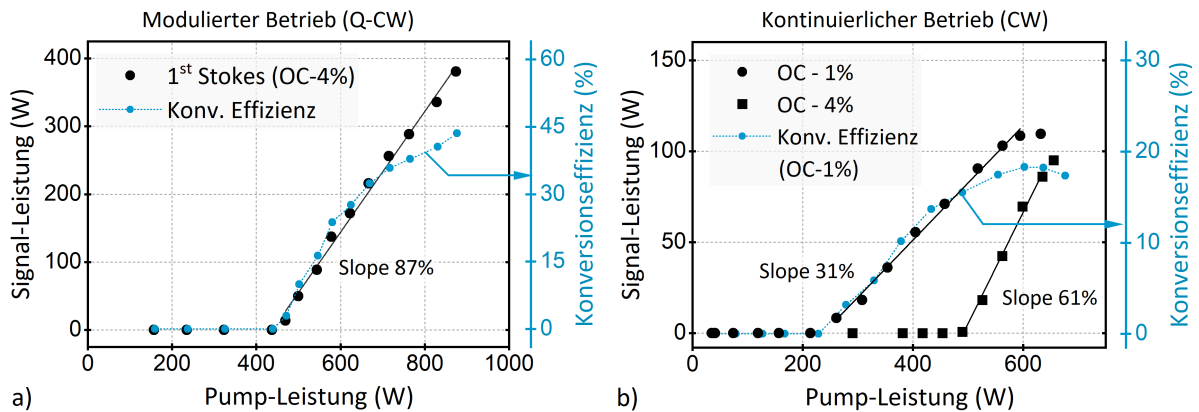


Abb. 50.: Leistungskennlinie für den kontinuierlichen und modulierten Betrieb des Diamant-Raman-Oszillators bei 1234 nm.

Mittels Feinjustage und einer optimalen Ausrichtung der Resonatorspiegel konnte eine maximale Ausgangsleistung von 105 W im CW-Betrieb und 380 W im Q-CW-Betrieb mit einer Konversionseffizienz von 44 % bzw. 19 % erreicht werden. Während das System im modulierten Betrieb pumpleistungslimitiert war, wurde die maximale Ausgangsleistung im kontinuierlichen Betrieb thermisch innerhalb des Diamant-Raman-Oszillators begrenzt. Hier führte die Aufheizung des Auskoppelspiegels (OC=1%) auf $>50^\circ\text{C}$ zu einer Deformation des Spiegels, wodurch die Güte des Resonators sank und kein Leistungszuwachs mehr erreicht werden konnte. Abbildung 51 zeigt eine thermische Aufnahme des Auskoppelspiegels von der Resonatorinnen- und Resonatoraußenseite. Da sich die starke Temperaturerhöhung nur auf der Innenseite zeigt, kann davon ausgegangen werden, dass die optische Schicht auf der Innenseite hauptverantwortlich für die Absorption der Laserstrahlung ist und somit maßgeblich zur Erwärmung beiträgt. Entsprechend der in Kapitel 3.4 vorgestellten Strahlradien und einem Auskoppelgrad von 1 % ergibt sich die Belastung der Spiegelinnenseiten im Bereich von $0,3 - 1,6 \text{ MW/cm}^2$. Auf Grund der Komplexität und Dicke der optischen Schichten und der damit verbundenen Eindringtiefe der Strahlung können hier keine weiteren Angaben bzgl. der Absorption gemacht werden, da die eigentliche Weglänge der Strahlung sowie deren Abfall nicht bekannt ist.

³ Befindet sich der Diamant mit seinen 6 mm Länge innerhalb der Rayleighlänge des Strahlungsfeldes, kann dies näherungsweise als Parallel mit einer Divergenz von 0° angenommen werden.

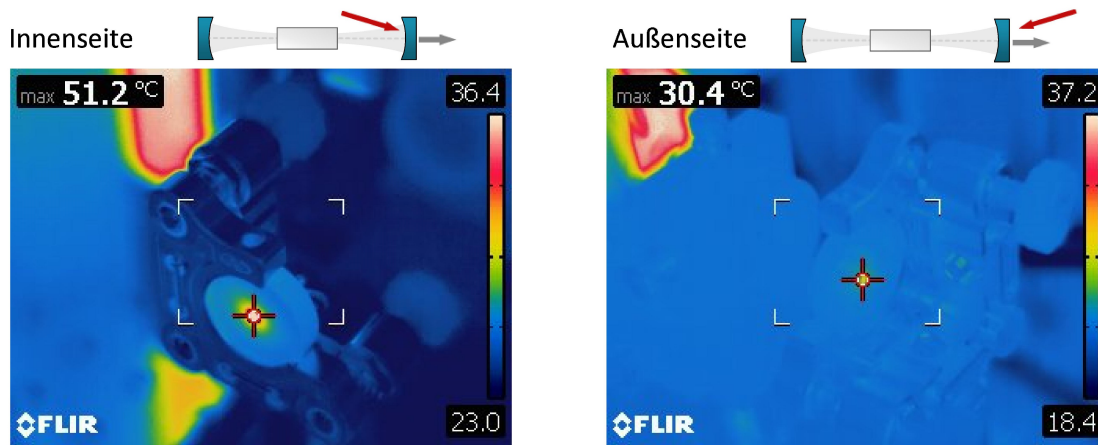


Abb. 51.: Thermische Aufnahmen des Auskoppelspiegels im kontinuierlichen Betrieb bei maximaler 105 W Ausgangsleistung.

In Anbetracht einer maximalen Konversionseffizienz ist der Resonator so abzustimmen, dass das angeregte Stokes Feld optimal mit dem Pumpvolumen innerhalb des Diamanten überlappt. Eine gute Strahlqualität ($M^2 < 1.5$) der Pumpquelle vorausgesetzt, ist dies für den transversal grundmodigen Betrieb (TEM_{00}) der Fall [75, 76], da sich hier der Überlappfaktor sowie die Intensität maximiert. Ändert sich dieser Justagezustand während des Betriebes nicht, bleibt auch die Strahlqualität erhalten und ist somit unabhängig der Ausgangsleistung. Mit steigender Ausgangsleistung konnte keine Degradation der Strahlqualität festgestellt werden. Der Strahlpropagationsfaktor lag über der gesamten Leistungskennlinie bei $M^2 \approx 1,1$. Abbildung 52 zeigt die gemessene Strahlqualität für ausgewählte Ausgangsleistungen und exemplarisch bei maximaler Ausgangsleistung die vermessene Kaustik sowie das Strahlprofil im Nahfeld.

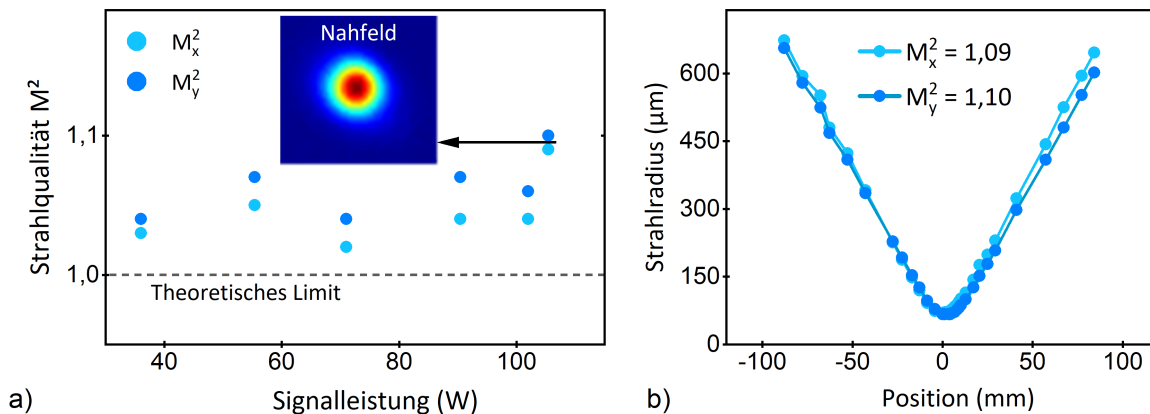


Abb. 52.: Strahlqualität bzgl. der Ausgangsleistungen des Diamant-Raman-Oszillators bei 1234nm im kontinuierlichen Betrieb. a) Einzelwerte der Strahlqualität in Abhängigkeit der Pumpleistung. Das Bild zeigt das Strahlprofil im Nahfeld bei maximaler Ausgangsleistung (105 W). b) Strahlradien der Kaustik sowie Fitkurven zur Bestimmung der Strahlpropagationsfaktors.

Für eine Stabilitätsuntersuchung der Ausgangsleistung im kontinuierlichen Betrieb wurde diese über 20 min. aufgezeichnet und die Leistungsabweichung gegenüber dem linearen Fit berechnet, siehe Abbildung 53. Da es sich hierbei um einen experimentellen Freistrahl Aufbau handelt, werden Vibrationen und auch kurze Schockwellen im optischen Tisch auf die Kom-

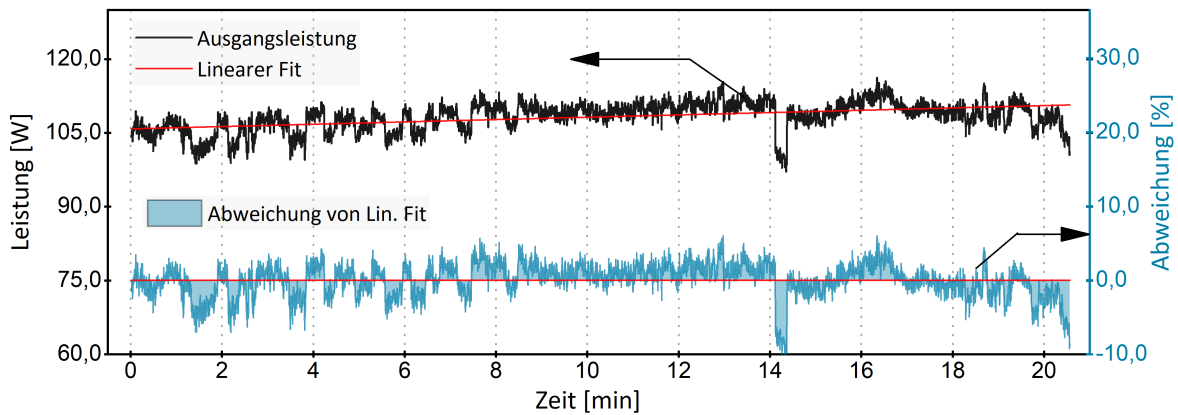


Abb. 53.: Ausgangsleistung des einfach-resonanten Raman-Oszillators im kontinuierlichen Betrieb über >20 min.

ponenten des Resonators übertragen und wirken sich auf dessen Güte aus. Das Event bei 14,1 min. ist beispielsweise ein Schaltprozess in den angeschlossenen Wärmetauschern, welche unter anderem zur Kühlung des Diamanten verwendet werden. Die durch den Schaltprozess ausgelöste Druckvariation breitet sich im Kühlkreislauf aus und wird schlussendlich auch an den Diamanten und an die Optiken zur Stahlumlenkung übertragen, wodurch diese kurzzeitig ihre Position ändern.

4.1.2. Raman induzierte Frequenzkonversion hin zu 1178 nm

Die Diamant-Raman-Experimente hin zu einer Wellenlänge von 1178 nm waren vorrangig durch das Ziel getrieben, eine neuartige Quelle zur Frequenzkonversion mittels der Summenfrequenzerzeugung und des Spezialfalls der Erzeugung der zweiten Harmonischen (*engl.: Second Harmonic Generation SHG*) hin zu 589 nm bereit zu stellen. Obgleich diese weitere Stufe nicht realisiert wurde, werden im folgenden Abschnitt die Ergebnisse des Diamant-Raman-Oszillators bei 1178 nm vorgestellt. Da die Frequenzverschiebung von Diamant mit 40 THz fest vorgegeben ist, wird eine Pumpquelle bei 1018nm (ausführlich in Kapitel 2.3 beschrieben) eingesetzt. Der Aufbau des Resonators gleicht im Wesentlichen dem des in Kapitel 4.1.1 vorgestellten Systems, allerdings wurden entsprechend der Pump- und Signalwellenlänge die optischen Schichten zur Reflexminderung und gezielten Reflexion angepasst. In Abbildung 54 ist der gesamte Aufbau schematisch dargestellt.

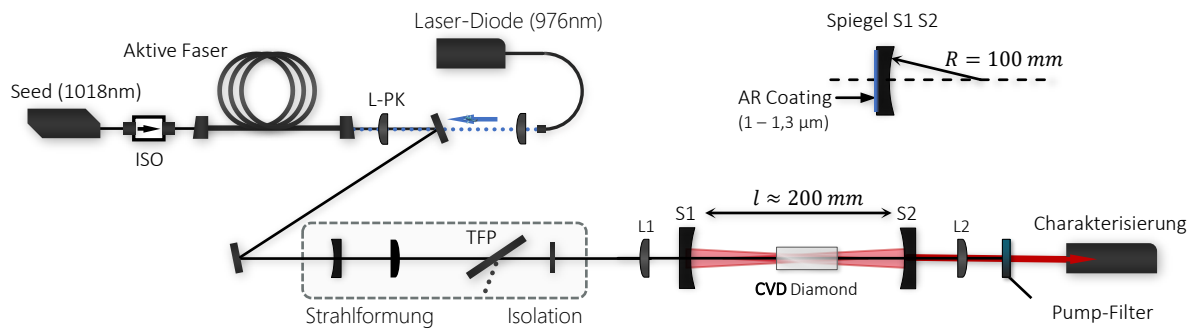


Abb. 54.: Schematische Darstellung des experimentellen Lasersystems bestehend aus Pumpquelle, Strahlformung und Isolationsstrecke sowie des Raman-Oszillators für die Frequenzkonversion hin zu 1178 nm. L-PK Kollimationslinse der Pumpquelle, S1; S2 Oszillatorspiegel, L1; L2 Fokussier- und Kollimationslinse.

Auf Grund der Verwendung einer Spezialfaser für die Hauptverstärkerstufe der Pumpquelle (1018nm) konnte das Pump-System nicht wie in 3.1.2 monolytisch ausgelegt werden, da keine passenden faserbasierten, gegenläufigen Pumpkoppler existieren. Dies machte die Verwendung einer asphärischen Spezialoptik notwendig (L-PK $f=39$ mm), welche das verstärkte Licht bei 1018 nm kollimiert und gleichzeitig das hoch $NA = 0,22$ Licht der Laserdiode (976 nm) in die aktive Faser einkoppelt. Ein einfacher Austausch oder eine rein auf die Strahlung bei 1018nm ausgelegte Justage war auf Grund der zusätzlichen Anforderung an die Einkopplung der Laserdiode nicht möglich. Unter Berücksichtigung der hohen Leistung der Pumpstrahlung (max. 830 W), des kleinen Pumpmanteldurchmessers der aktiven Faser ($260 \mu\text{m}$) und der Tatsache, dass die eingekoppelte Strahlung gegen ein Acrylat geführt wird, musste die Linse L-PK auf die höchstmögliche Einkoppeleffizienz justiert werden, um eine Zerstörung der aktiven Faser zu vermeiden. Dies schränkte die freie Wahl der Optik und die Justiermöglichkeiten stark ein und bedingte den Strahldurchmesser der Pumpstrahlung bei 1018 nm zu 1,7 mm. Zur Modenfeldanpassung mit dem Resonator internen Signalfeld wurde ein 1:2 Teleskop zur Strahlformung eingesetzt. Der Strahldurchmesser beträgt nach der Aufweitung 3,3 mm, wodurch sich ein gemessener Fokusbereich von $65 \mu\text{m}$ innerhalb des Resonators ergibt, siehe Abbildung 55.

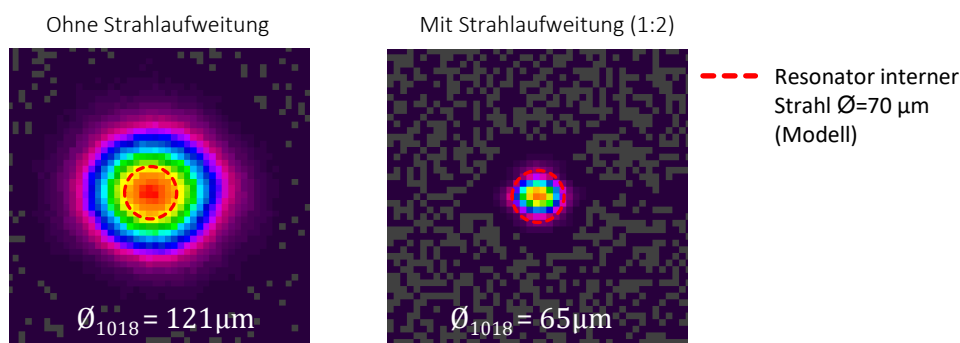


Abb. 55.: Strahlprofile der Pumpquelle mit und ohne Strahlaufweitung, gemessen im Fokus innerhalb des Resonators an der Position des Diamanten. Der Diamant wurde hierfür entfernt. Der markierte Kreis zeigt den abgeschätzten Strahldurchmesser des Signalfeldes (1178 nm) innerhalb des Diamanten.

Dies reduziert die Laserschwelle und erhöht die maximale Ausgangsleistung des Raman-Oszillators bei der gegebenen maximalen Pumpleistung (616 W bei 1018 nm). Zur thermischen Entlastung wurde die Pumpquelle ebenfalls im Quasi-CW Fall mit dem Tastverhältnis 10/90 ms moduliert, im kontinuierlichen Betrieb findet keine Modulation statt. Für beide Betriebsarten ist die Leistungskennlinie in Abbildung 56 dargestellt.

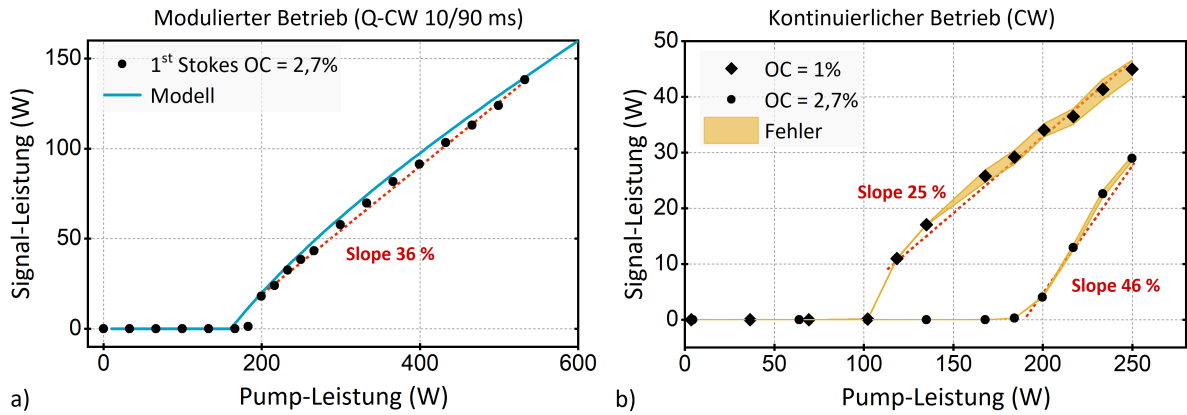


Abb. 56.: Leistungskennlinie des Diamant-Raman-Oszillators bei 1178 nm im a) modulierten Betrieb und im b) kontinuierlichen Betrieb für Auskoppelgrade (OC) von 1 % und 2,7 %.

Im modulierten Betrieb konnte eine maximale Ausgangsleistung von 141 W und im CW-Betrieb von 46 W erreicht werden. Mit einer maximalen Pumpleistung von 560 W war das System im QCW-Betrieb pumpleistungslimitiert, wohingegen die aktive Faser der Pumpquelle das gesamte System bei 250 W Pumpleistung im CW-Betrieb thermisch limitierte (siehe Kapitel 3.1.1). Das Emissionsspektrum sowie das Strahlprofil, welches im QCW-Betrieb bei maximaler Ausgangsleistung aufgezeichnet wurde, weist hinsichtlich der spektralen Leistungsverteilung zwei Besonderheiten auf: zum einen zwei deutlich von der Zentralwellenlänge verschobene spektrale Anteile, welche jeweils 76 GHz von der Zentralwellenlänge entfernt liegen, und zum andern ein rein grundmodiges TEM_{00} -Strahlprofil. Beide Messungen sind in Abbildung 57 für den q-CW- und CW-Betrieb dargestellt.

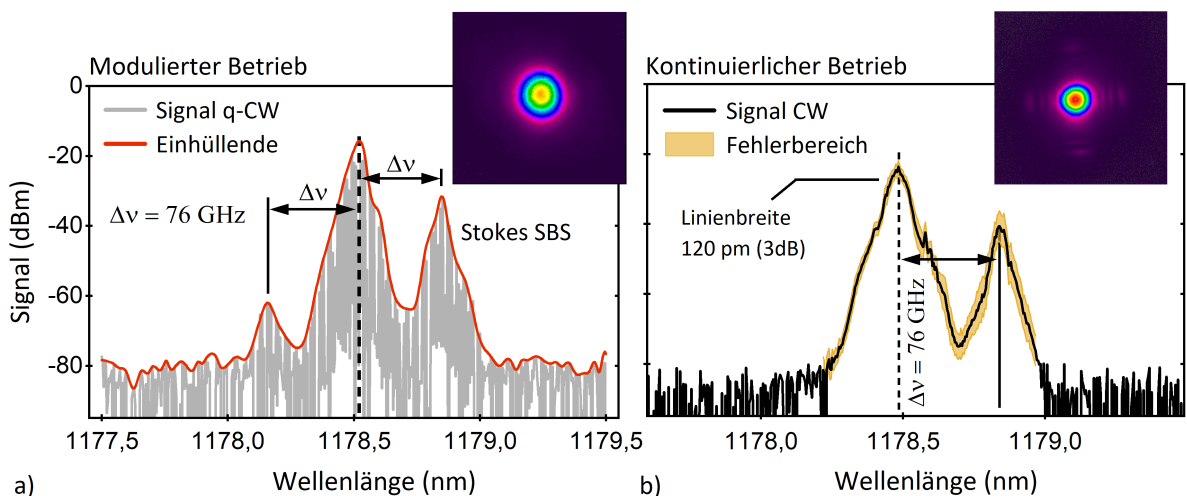


Abb. 57.: Emissionsspektrum bei maximaler Ausgangsleistung des Diamant-Raman-Oszillators bei 1178 nm im modulierten und kontinuierlichen Betrieb.

Die Zentralwellenlänge liegt für beide Betriebsarten bei 1178 nm. Im kontinuierlichen Betrieb kann hier eine spektrale Breite von 120 pm (FWHM) gemessen werden. Für den modulierten Betrieb ist dies auf Grund der Aufzeichnungsmethode nicht möglich. Die sichtbaren Leistungsschwankungen (Abbildung 57 a modulierter Betrieb) sind auf den modulierten Betrieb der Pumpquelle zurückzuführen, da der Spektralanalysator nicht mit der Pumpquelle synchronisiert war. Die zusätzlichen spektralen Anteile links und rechts des zentralen Peaks stimmen mit dem in Kapitel 2.1.2 beschriebenen Effekt der Brillouin-Stokes- und Anti-Stokes-Frequenzverschiebung im Diamant überein. Ob der spektrale Anteil für den modulierten Betrieb im kurzwelligen Bereich Brillouin-Anti-Stokes-Streuung ist oder auf einen entarteten Vierwellen-Mischprozess zurückzuführen ist, kann hier nicht eindeutig unterschieden werden⁴. Nach [43] stimulieren sich beide Effekte gegenseitig und sind im Rahmen dieser Arbeit nicht klar voneinander trennbar. Im späteren Verlauf dieser Arbeit wird gezeigt werden, dass dieser Effekt durch die zufällig gewählten exakten Resonatorlänge (Abweichungen ± 1 mm) im modulierten Betrieb begünstigt wurde⁵ (siehe Kapitel 4.3.1). Auch die zusätzlichen Anteile höherer Moden im Strahlprofil des kontinuierlichen Betriebs lassen sich auf die Resonatorlänge zurückführen. Die Leistungsanteile der höheren Moden liegen bei ca. 2% und haben somit eine nur sehr geringe Auswirkung auf die Strahlqualität. Diese wurde bei unterschiedlichen Leistungen gemessen und beträgt $M^2 \approx 1,1$ (siehe Abbildung 58).

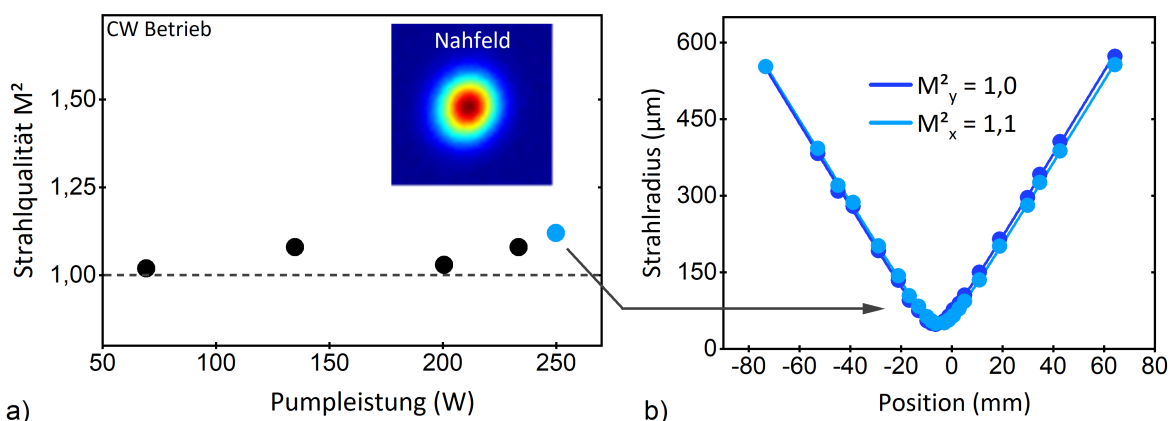


Abb. 58.: Gemessene Strahlqualität bei unterschiedlichen Pump- bzw. Ausgangsleistungen des Diamant-Raman-Oszillators bei 1178nm. a) Einzelwerte der Strahlqualität in Abhängigkeit der Pumpleistung. Das Bild zeigt das Strahlprofil im Nahfeld bei maximaler Ausgangsleistung (45 W). b) Strahlradien der Kaustik sowie Fitkurven zur Bestimmung der Strahlqualität.

Es ist kein signifikanter Anstieg der Strahlqualität mit steigender Pump- bzw. Ausgangsleistung zu beobachten. Demnach ist die Strahlqualität im Rahmen der hier durchgeführten Experimente unabhängig der Pumpleistung. Die hier gezeigte maximale Ausgangsleistung ist die

⁴ An dieser Stelle sei angemerkt, dass die Modulation der Pumpquelle keinen Einfluss auf die zusätzlichen Brillouin-Anteile im Spektrum hat [74]. Hierfür ist die zeitliche Dynamik der Brillouin-Streuung gegenüber der Modulation im ms-Bereich zu groß. Einzig die höhere Spitzenleistung und ggf. auch die Resonatorlänge sind für die zusätzlichen Anteile verantwortlich.

⁵ Zwischen den einzelnen Experimenten wurde der Resonator neu abgestimmt oder für den Test mit unterschiedlichen Auskoppelspiegeln teilweise neu aufgebaut. Hierbei kann nicht ausgeschlossen werden, dass die Resonatorlänge bei den Arbeiten leicht verändert wurde.

höchste bisher erreichte Leistung eines Diamant-Raman-Oszillators bei 1178 nm und wurde 2020 veröffentlicht [77].

4.2. Doppelt-resonanter Diamant-Raman-Oszillator

Die in diesem Abschnitt vorgestellten Ergebnisse beziehen sich auf die Ausführungsform des doppelt resonanten Raman-Oszillator wie er in 3.3 als numerisches Modell und hinsichtlich seiner Auslegungsform in 3.4.1 vorgestellt wurde. Bis auf das Schichtdesign der Spiegel und die Antireflexbeschichtung des Diamanten gleicht der Aufbau dem einfach resonanten, konzentrischen Resonatorsystem aus den beiden vorherigen Kapiteln. Die mit diesem System erzeugte kontinuierliche Ausgangsleistung ist mit 63 W in der zweiten Stokes die bislang größte in der Literatur beschriebene Spitzenleistung, die von einem doppelt-resonanten Diamant-Raman-Oszillator erzeugt wurde. Die Ergebnisse wurden in *Optics Letters* veröffentlicht [78]. Im Folgenden werden in Abbildung 59 der Aufbau zur Einordnung schematisch dargestellt und die wichtigsten Komponenten sowie Designparameter benannt.

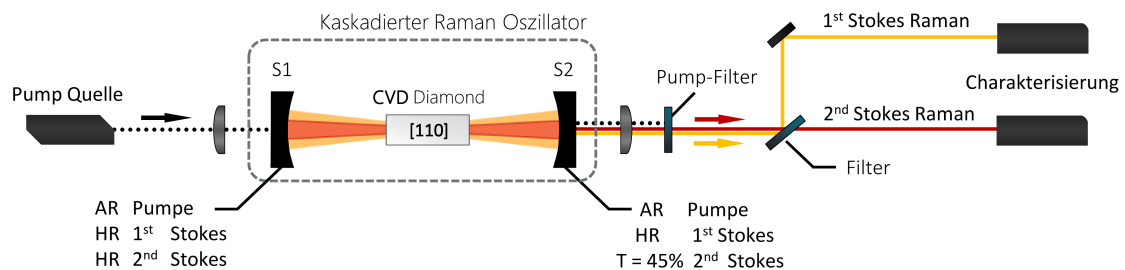


Abb. 59.: Schematische Darstellung des kaskadierten Diamant-Raman-Oszillators. Spiegel S1 und S2 sind jeweils plankonkav ausgelegt mit einem Krümmungsradius von 100 mm. Die geometrische Resonatorlänge beträgt 201 mm.

Die verwendete Pumpquelle ist in 3.1.2 ausführlich beschrieben und gleicht der in 4.1 verwendeten Quelle. Diamantart, Design und Ausrichtung der kristallographischen Achse sind gleich. Hauptunterscheidungsmerkmal ist das Schichtdesign der Spiegel sowie die Antireflexbeschichtung der Diamantfacetten 3.6. Entsprechend der Emissionswellenlängen wurden ebenfalls Filter in der Charakterisierung angepasst sowie eine weitere Charakterisierungsstrecke zur Messung beider Raman Signale aufgebaut. Der Aufbau zur Charakterisierung ist in Abbildung 60 schematisch dargestellt sowie besondere Merkmale hervorgehoben.

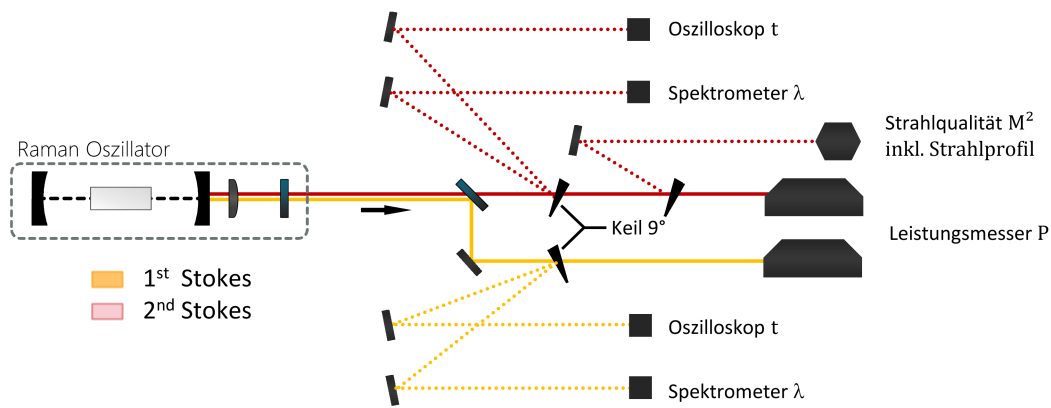


Abb. 60.: Schematische Darstellung des Aufbaus zur Charakterisierung des doppelt-resonanten Raman-Oszillators. Gelb: Strahlengang der ersten Stokes; Rot: der zweiten Stokes.

Hinter dem Oszillator wird der Strahl spektral aufgespalten und in separate Messsysteme eingekoppelt. Zur Leistungsreduktion wird jeweils nur ein Fresnel-Reflex zur weiteren Charakterisierung genutzt. Die hierbei entstehenden Verluste wurden bei den späteren Leistungsangaben herausgerechnet. Der kaskadierte Raman-Frequenzkonverter ermöglicht es, den Emissionsbereich gegenüber dem einfach-resonanten System aus dem vorherigen Kapitel ein weiteres Mal um die Raman-Verschiebung in den nahen infraroten Wellenlängenbereich zu verschieben. Ausgehend von der Pumpwellenlänge von 1060 nm und einer Raman-induzierten Frequenzverschiebung um 39,9 THz kann so eine Emission bei der zweiten Stokes von 1477 nm erreicht werden. In Abbildung 61 ist hierzu der gesamte Emissionsbereich einschließlich der Pumpwellenlänge dargestellt.

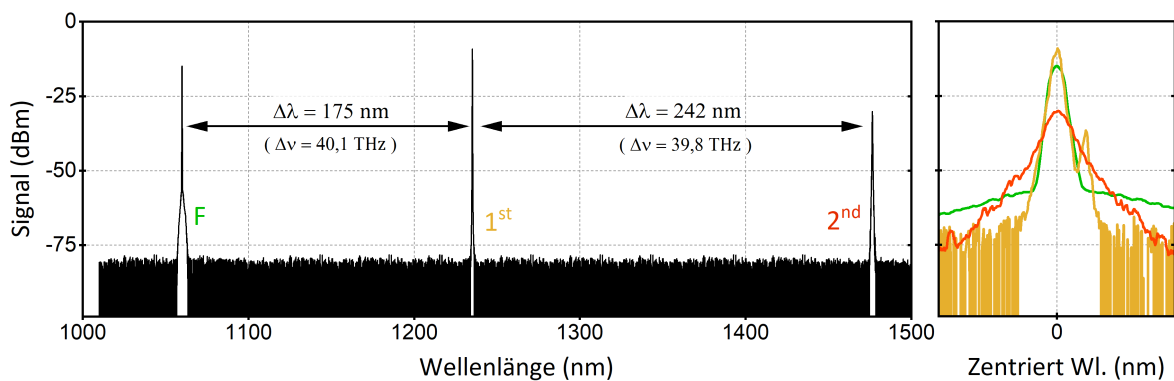


Abb. 61.: Optisches Spektrum, gemessen hinter dem Raman-Oszillator. F kennzeichnet das Spektrum der Fundamentalen (nicht abgebaute Strahlung der Pumpquelle), der ersten Stokes 1^{st} und der zweiten Stokes 2^{nd} . Rechts: Vergleichende Übersicht aller drei Spektren zentriert auf die jeweilige Zentralwellenlänge. Zu erkennen ist ebenfalls die SBS-Stokes um 1234 nm.

Durch den Einsatz eines optischen Spektrumanalysators mit einem Wellenlängenmessbereich von 980 nm bis hin zu 1650 nm und einer geeigneten Messfaser (Thorlabs P3-1064Y-FC), welche über den gesamten Messbereich transparent ist, konnte das Spektrum mit einer Messung aufgezeichnet werden. Die aus dem Spektrum ermittelten Frequenzverschiebungen von 40,1 THz und 39,8 THz stimmen mit den Literaturangaben von 39,9 THz sehr gut überein. Die leichte Abweichung liegt im Rahmen der Messgenauigkeit und der Bestimmung der Zentral-

wellenlänge der ≈ 150 pm (FWHM) breiten Einzelspektren.

Für den kaskadierten Diamant-Raman-Oszillator wurden Leistungskennlinien sowohl im kontinuierlichen als auch im modulierten Betrieb aufgenommen. Abbildung 62 zeigt die ausgekoppelte Leistung der ersten und zweiten Stokes gegenüber der Pumpleistung.

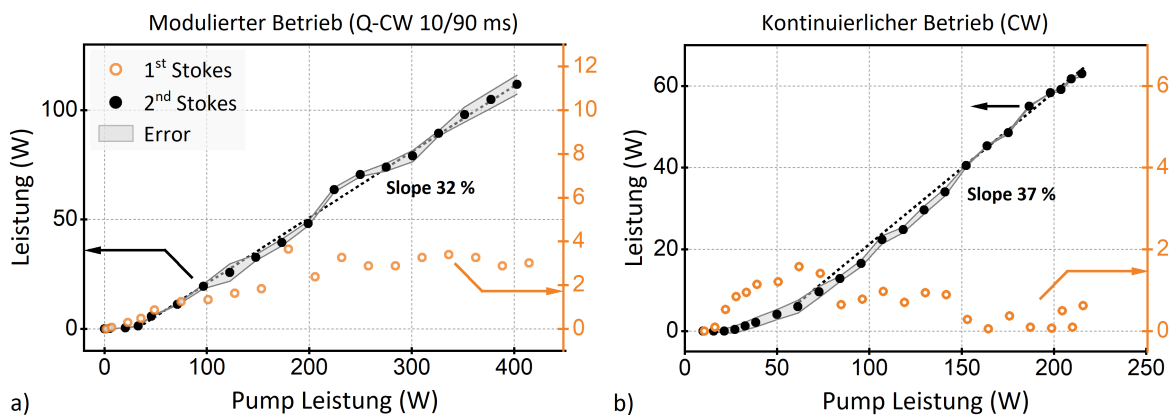


Abb. 62.: Leistungskennlinie des doppelt-resonanten Diamant-Raman-Oszillators bei 1477 nm a) im modulierten Betrieb und b) im kontinuierlichen Betrieb für einen Auskoppelgrad (OC) von 45 %.

Die Laserschwelle lag bei ≈ 25 W, anschließend stieg die Ausgangsleistung linear bis auf 63 W im kontinuierlichen und 112 W im modulierten Betrieb an. Die Effizienz lag in beiden Betriebsarten bei $\approx 35\%$. Die starke Überhöhung der ersten Stokes und die nicht 100%-ige Reflektivität des Auskoppelspiegels ermöglichte es, einen qualitativen Verlauf der resonatorinternen ersten Stokes-Leistung gegenüber der Pumpleistung anzugeben. Kurz nach Erreichen der zweiten Stokes-Schwelle erreichte die resonatorinterne Leistung der ersten Stokes ihr Maximum und stieg nicht weiter an (siehe Abbildung 62). Hier tritt ein Sättigungseffekt ein, bei dem ein Zuwachs an Pumpleistung (1060 nm) direkt zu einer Leistungssteigerung der zweiten Stokes führt und die Leistung der ersten Stokes somit unverändert bleibt.

Die maximale Ausgangsleistung des kaskadierten Diamant-Raman-Oszillators wurde im Wesentlichen durch zwei thermische Effekte limitiert: Im modulierten Betrieb erreichte die durch die optischen Komponenten des Resonators zurückgestreute und verstärkte Leistung einen kritischen Wert, sodass die in 3.1.3 beschriebene optische Isolation nicht ausreichte um eine Zerstörung der Pumpquelle zu verhindern. Auf Grund der hohen Anforderungen an ein doppelt-resonantes System konnte bei allen Schichtdesigns die Reflexion für die Pumpwellenlänge nicht weiter reduziert werden. Im kontinuierlichen Betrieb hingegen limitierte die dielektrische Schicht des Auskoppelspiegels selbst die maximale Ausgangsleistung. Hier führt die Transmission der zweiten Stokes zur einer starken lokalen Erwärmung, wodurch sich der Auskoppelspiegel deformiert. Infolgedessen wird der Laserresonator instabil und die Laserleistung bricht ein. Die Erwärmung gegenüber der Ausgangsleistung ist in Abbildung 63 dargestellt. Mit einem nahezu linearen Anstieg von $0,6\text{K/W}$ auf bis auf 67°C bei einer Ausgangsleistung von 63 W war der doppelt-resonante Raman-Oszillator auf Grund von Absorption innerhalb der dielektrischen Schicht des Auskoppelspiegels thermisch hinsichtlich der maximalen Aus-

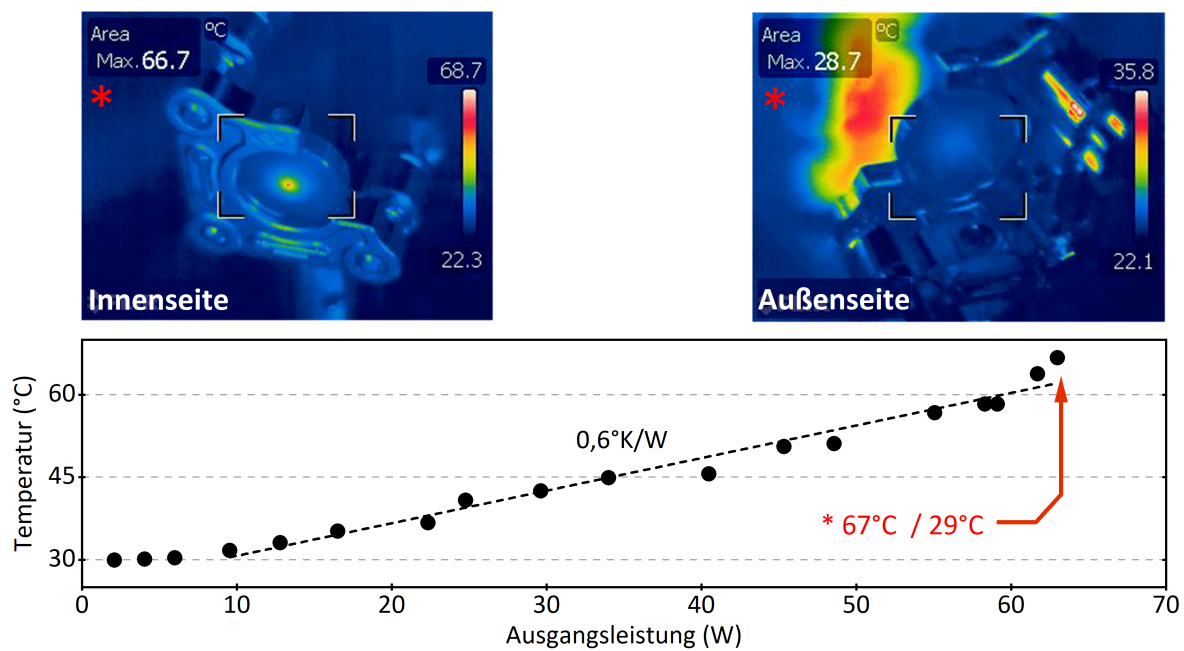


Abb. 63.: Entwicklung der Temperatur auf der Innenseite des Auskoppelspiegels des doppelt-resonanten Oszillators. Die Grafiken zeigen thermografische Aufnahmen des Auskopplers von der Innen- und Außenseite.

gangsleistung limitiert. Zur Verifizierung, dass die dielektrische Beschichtung und nicht das Substrat selbst (*Suprasil 3001*) für die Absorption und - infolgedessen - für die Erwärmung verantwortlich ist, wurden thermografische Bilder des Spiegels von der Resonator- innen und außen- Seite aufgenommen (siehe Abbildung 63). Da die Erwärmung nur auf der Resonator Innenseite zu sehen ist, kann ein Einfluss des Substrates ausgeschlossen werden. Weiterhin ist auch ein Einfluss der stark überhöhten Leistung der ersten Stokes ausgeschlossen, da diese ab einer Pumpleistung von $\approx 70\text{ W}$ nicht weiter ansteigt, die Temperatur hingegen schon.

Zeitliches und spektrales Emissionsprofil

Eine weitere Besonderheit des kaskadierten Diamant-Raman-Oszillators ist dessen hohe Laserdynamik und die damit verbundene zeitliche und spektrale Charakteristik. Auf Grund der starken Überhöhung der ersten Stokes und der damit verbundenen hohen Intensitäten zeigt auch das doppelt-resonante System Brillouin-verschobene spektrale Anteile. Diese treten schon bei dem Erreichen der Laserschwelle der ersten Stokes auf und wurden eindeutig im Spektrum nachgewiesen (siehe Abbildung 61 - gelb). Dieser spektrale Anteil kann auch hier eindeutig der Brillouin-Verschiebung ($\approx 78\text{ GHz}$) zugeordnet werden. Weiterhin treten zusätzliche spektrale Anteile über einen weiten Bereich von $\approx 30\text{ nm}$ im unteren Leistungsbereich $< 30\text{ dBm}$ (bezogen auf die Maximalleistung $\pm 3\text{ dB}$) symmetrisch um die Zentralwellenlänge auf. Abbildung 64 zeigt das Ausgangsspektrum der ersten und zweiten Stokes im kontinuierlichen Betrieb.

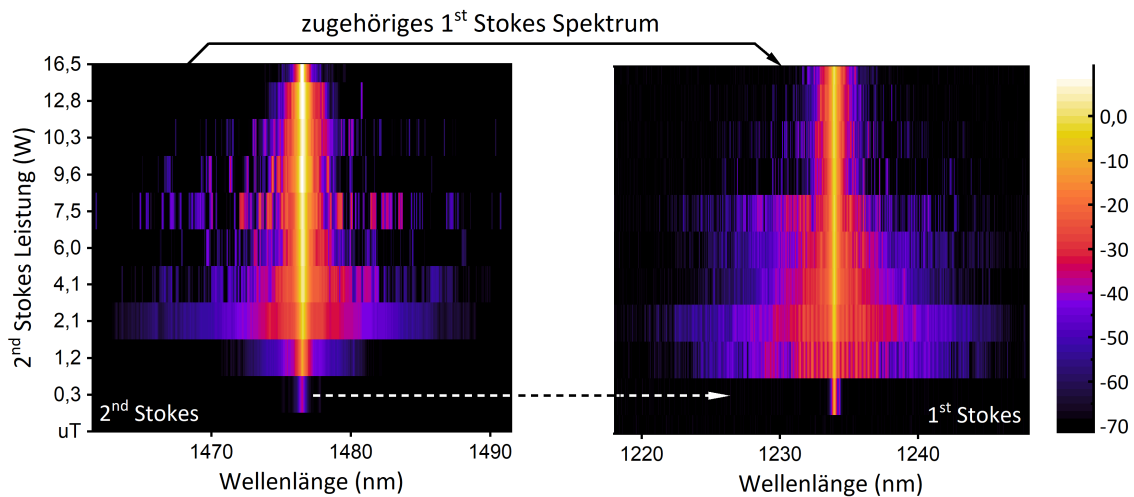


Abb. 64.: Entwicklung des Emissionsspektrums der a) zweiten und b) ersten Stokes bis zu einer Ausgangsleistung von 16,5 W im kontinuierlichen Betrieb.

Der Messaufbau erlaubt es, beide Spektren gleichzeitig und demnach unter gleichen Bedingungen messen zu können. Hier zeigt sich sowohl bei der ersten als auch der zweiten Stokes eine deutliche spektrale Verbreiterung ⁶. Nach Erreichen der Laserschwelle der zweiten Stokes (0,3 W Ausgangsleistung in Abb. 64) zeigt sich eine deutliche Verbreiterung im Spektrum der ersten Stokes. Nach mehreren Leistungsschritten nimmt die Verbreiterung ab 4,1 W Ausgangsleistung wieder deutlich ab. Die zusätzlichen spektralen Anteile, welche hier zu der Verbreiterung führen, betragen $\approx 0,5\%$ ⁷ der gesamten emittierten Leistung von 16,5 W. Das Emissionsspektrum für 0,3 W, 2,1 W und 16,5 W Ausgangsleistung der zweiten Stokes im kontinuierlichen Betrieb ist in Abbildung 65 im Detail dargestellt.

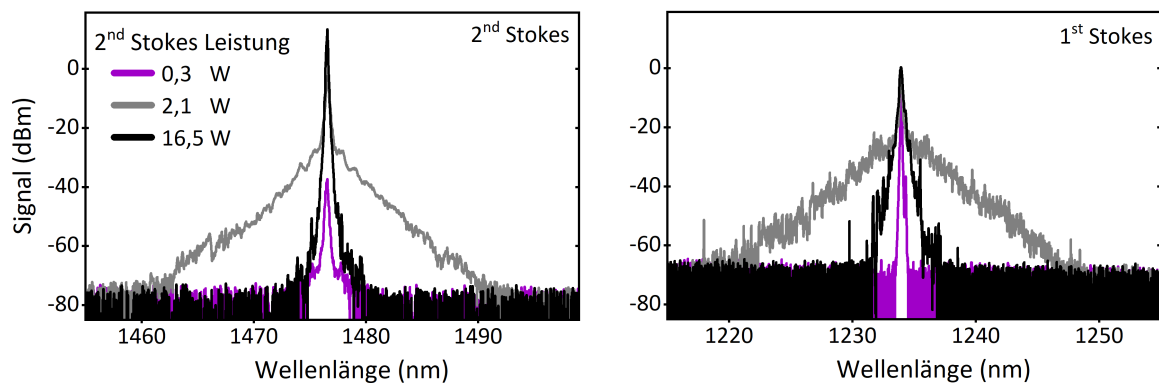


Abb. 65.: Emissionsspektrum des kaskadierten Diamant-Raman-Oszillators für 0,3 W, 2,1 W und 16,5 W Ausgangsleistung der zweiten Stokes und das Emissionsspektrum der ersten Stokes unter gleichen Bedingungen.

Für geringe Ausgangsleistung von 2,1 W - kurz nach Erreichen der Schwelle - ist in beiden Spektren eine deutlich starke Verbreiterung zu erkennen. Auf Grund der Struktur der Verbrei-

⁶ Es handelt sich um eine logarithmische Darstellung des Spektrums. Der verbreiterte Leistungsanteil bei 2,1 W Leistung beträgt 4,3 %. Dennoch wurde dieser Effekt bei einem einfach-resonanten System (Kapitel 3.3.1) nicht beobachtet.

⁷ Berücksichtigt werden spektrale Anteile, welche in der Leistung um 99% (19 dB), bezogen auf die maximal, Leistung der Zentralwellenlänge abgefallen sind.

terung und der in Kapitel 4.1.2 gezeigten Ergebnisse wird hier nicht von einem Vier-Wellen-Misch-Prozess, welcher von der ersten Stokes und dessen Brillouin-verschobene Anteil initia- liert wird, ausgegangen. Sowohl die spektrale Form als auch das zeitliche Verhalten deuten auf eine Selbst-Phasen-Modulation hin. Hierbei führen Intensitätsschwankungen zu einer Ver- breiterung wie sie auch gegen Ende des Kapitels beschrieben werden. Diese starken Inten- sitätsschwankungen können auch im zeitlichen Verlauf der Ausgangsleistung nachgewiesen werden. Für den kontinuierlichen Pumpbetrieb ist dieser Verlauf in Abbildung 66 dargestellt.

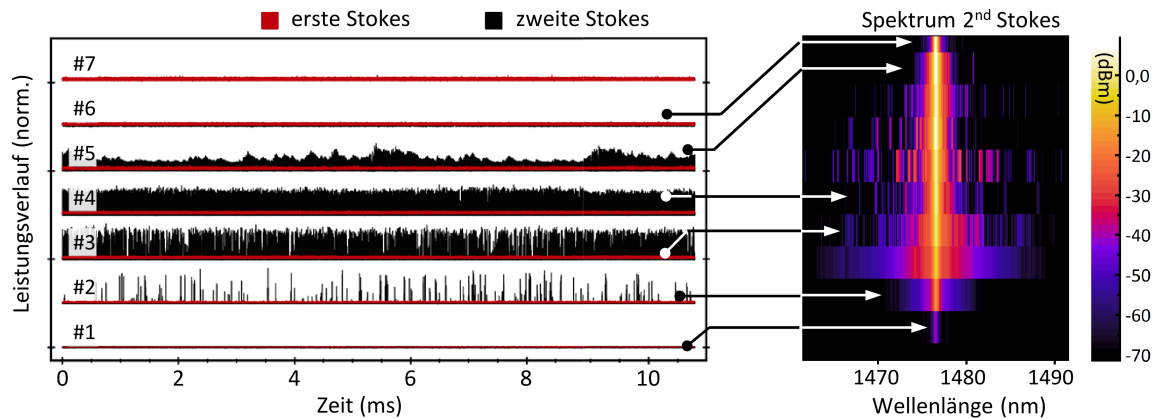


Abb. 66.: Zeitsignal der ersten und zweiten Stokes des kaskadierten Diamant-Raman-Oszillators bei un- terschiedlichen Ausgangsleistungen: #1=0,3 W; #2=1,2 W; #3=4,1 W; #4=6 W; #5=12,8 W; #6=16,5 W; #7=62,9 W;

Mit Erreichen der Laserschwelle emittiert der Diamant-Raman-Oszillator kurze intensive La- serpulse bei der zweiten Stokes. Die Pulse haben im Mittel eine Länge von ≈ 500 ns (FWHM) und erreichen mehrere kW. Diesen intensiven Pulsen der zweiten Stokes kann gleichzeitig ein stark verbreiteter Untergrund im Spektrum zugeordnet werden. Während bei steigender Ausgangsleistung (Erhöhung der Pumpleistung) die Pulse dichter werden und ab 12,8 W ganz verschwinden, reduzieren sich die spektralen Anteile der ersten Stokes deutlich.

Zur genaueren Charakterisierung der Pulse und zur zeitlichen Einordnung der Pulse zueinan- der wurde das Zeitsignal hochaufgelöst mit einer Tastrate von 20 G Samples/s aufgezeichnet. Hierbei zeigt sich, dass es sich bei den Pulsen um Pulszüge (*engl.: pulstrain*) handelt, be- stehend aus 10 bis 50 Einzelpulsen. In Abbildung 67 ist der zeitliche Verlauf über $5 \mu\text{s}$ und vergrößert über 160 ns dargestellt.

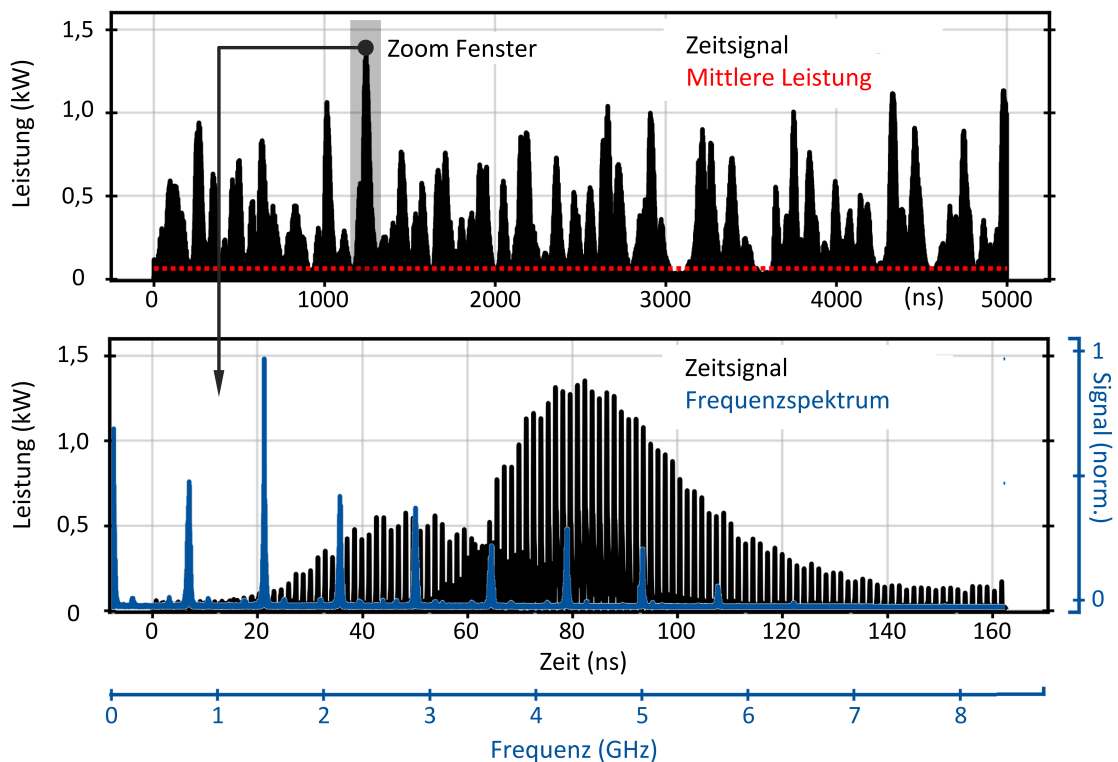


Abb. 67.: Zeitlicher Verlauf des Ausgangssignals bei $\approx 6W$ (gleiche Bedingungen wie #4 aus Abbildung 66). a) Ausgangssignal über $5\mu s$ b) vergrößerter Bereich inklusive der Fourier-Transformation sowie der zugehörigen Frequenzachse.

Die Einzelpulse eines Pulszuges sind untereinander in Phase. Das diskrete Fourier-transformierte (DFT) Zeitsignal bestätigt die hohe Periodizität des Signals und die Frequenz 0,7 GHz - Resonatorumlaufzeit von 1,44 ns. Die ebenfalls gezeigten Frequenzen höherer Ordnung sind Harmonische der Grundfrequenz und hierfür physikalisch nicht relevant⁸. Weiterhin ist in Abbildung 67 zu erkennen, dass ein weiterer Pulszug 35 ns phasenverschoben existiert. Diese beiden Pulszüge - und ggf. noch weitere - existieren voneinander unabhängig, da nicht erkenntlich ist, dass der Aufbau des einen Pulszuges den Abbau des anderen bedingt oder diesen verursacht bzw. beeinflusst. Für eine Überblicksdarstellung der Pulszüge wurde das Zeitsignal in äquidistante Zeitabschnitte, welche der Resonatorumlaufzeit entsprechen, zerlegt und diese übereinander als zweidimensionale Matrix aufgetragen, siehe Abbildung 68.

⁸ Anteile bei der doppelten oder dreifachen Frequenz bezüglich der Grundfrequenz von 1,4 GHz können auch auf Reflektionen an den Diamant-Facetten zurückgeführt werden. Diese können aber aufgrund ihres geringen Anteils nicht von den Harmonischen der diskreten Fourier-Transformation selbst unterschieden werden und werden von diesen überlagert.

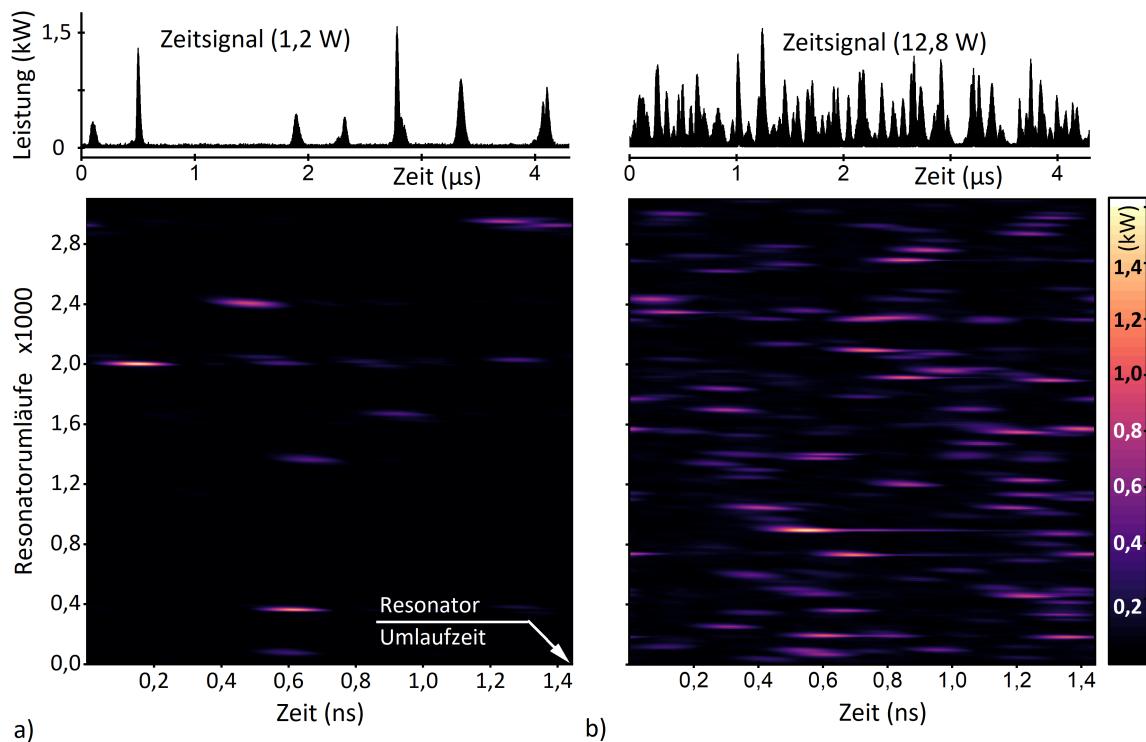


Abb. 68.: Zeitliche Turbulenzanalyse des Ausgangssignals des doppelt-resonanten Diamant-Raman-Oszillators. Für a) bei 1,2 W und b) bei 12,8 W mittlerer Ausgangsleistung.

Während bei niedrigen mittleren Ausgangsleistungen von 1,2 W die Spitzenleistung der Pulszüge mit $\approx 1,5$ kW ähnlich hoch sind wie bei höheren Ausgangsleistungen von 12,8 W, nimmt die Anzahl der Pulszüge innerhalb der Aufzeichnungszeit erheblich zu. Ebenso verhält es sich mit der Zahl der Pulszüge, welche innerhalb einer Resonatorumlaufzeit gleichzeitig phasenverschoben umlaufen. Sowohl die Form als auch die Anzahl der Pulszüge variieren und zeigen ein stark chaotisches Verhalten zueinander. Ein ähnliches Verhalten findet sich an der Schwelle zur Modenkopplung bei gepulsten Lasersystemen [79] und in Faserresonatoren in [80]. Allerdings kommt es bei dem hier gezeigten System nicht zu einem stabilen modenkopplungs Betrieb, sondern zu einem Verschwinden der Pulszüge bei Erreichen der Schwelle hin zu einem stabilen kontinuierlichen (CW) Betrieb. Dieser lag - wie in Abbildung 66 - gezeigt bei ≈ 16 W mittlerer Ausgangsleistung.

Einschalt- und Ausschaltcharakteristik im modulierten Betrieb

Sind die Laser An-Zeiten der Pumpquelle im modulierten Betrieb lang genug, um einen stationären Zustand des Systems zu erreichen, kann dieser Betrieb ebenfalls als kontinuierlich innerhalb der An-Zeit betrachtet werden. Ausgenommen sind natürlich die Ergebnisse bezüglich des thermischen Verhaltens der Resonatorspiegel. Da diese im Wesentlichen zur Erwärmung und demnach zu einer Verformung der Resonatorgeometrie beitragen, werden diese losgelöst von der restlichen Laserdynamik betrachtet und im Folgenden nicht weiter berücksichtigt. Zu erwarten wäre ein kontinuierlicher Betrieb ähnlich dem gezeigten Verhalten im vorherigen Kapitel während der An-Zeit des Diamant-Raman-Oszillator-Systems. Die An-

Zeit beträgt im Folgenden 10 ms und die darauffolgende Aus-Zeit 90 ms (Frequenz 10 Hz, Tastverhältnis 1/10). Allerdings hat sowohl der Einschaltvorgang als auch der des Ausschaltens einen erheblichen Einfluss auf die Dynamik des Lasersystems. Wie auch im vorherigen Abschnitt durchläuft das Lasersystem während des Einschaltvorgangs einen instabilen Bereich, bei dem es zur Emission von intensiven kurzen Pulszügen kommt. Liegt die mittlere Ausgangsleistung respektive Pumpleistung unter einem Schwellwert von ≈ 16 W (85 W Pumpleistung) emittiert der Diamant-Raman-Oszillator intensive Pulszüge wie sie in Abbildung 67 dargestellt sind. Liegt die Ausgangsleistung darüber, geht der Diamant-Raman-Oszillator nach einer Einschwingphase in einen stationären kontinuierlichen Betrieb über. Für mittlere Ausgangsleistung unterhalb und oberhalb dieser Schwelle, bei der die Pulszüge verschwinden, ist der zeitliche Leistungsverlauf bei repräsentativen mittleren Ausgangsleistungen in Abbildung 69 dargestellt.

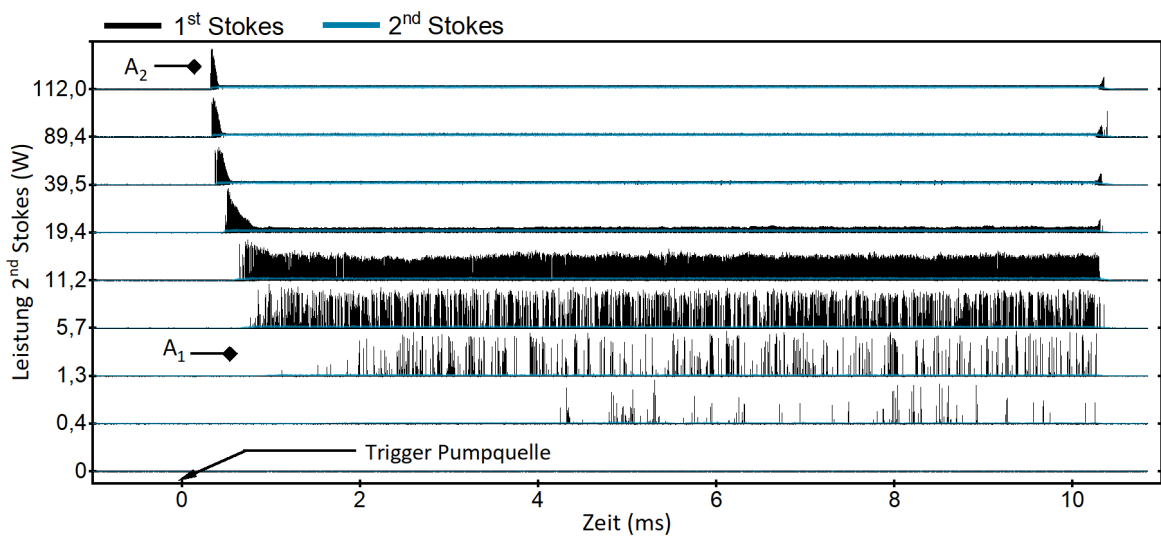


Abb. 69.: Zeitliche Entwicklung des Ausgangssignals bei verschiedenen Ausgangsleistungen im modulierten Betrieb.

Die angegebenen Leistungen der 2nd Stokes beziehen sich ausschließlich auf die ≈ 10 ms An-Zeit der Modulation⁹. Während bei 400 mW Ausgangsleistung einzelne Pulse zu verzeichnen sind, werden diese mit steigender Ausgangsleistung dichter und gewinnen an Intensität. Im Übergangsbereich bei 19 W Ausgangsleistung gehen die Pulse in einen kontinuierlichen Betrieb über. Die Dynamik des Ausgangssignals nimmt stark ab. Ausgenommen hiervon sind Anfangs- und Endphasen der ≈ 10 ms dauernden Modulation (der An-Zeit). Hier ist weiterhin eine starke Dynamik des Ausgangssignals zu verzeichnen, welche allerdings mit steigender Ausgangsleistung (Pumpleistung) abnimmt. Im Folgenden wird eine detaillierte Darstellung der zeitlichen Verläufe für die beiden ausgewählten Ausgangsleistungen von 1,3 W und 112 W A_2 Abbildung 69 A_1 in den Abbildungen 70 und 71 gegeben. Die Signale wurden mit einer Abtastrate von 20 GS/s und einer Photodiode mit 70 ps rise time aufgezeichnet. Der hohe Dynamikbereich zwischen den sehr kurzen Pulsen (≈ 450 ns) bezüglich der gesamten An-Zeit

⁹ Die zugehörige Leistungskennlinie wurde in Abbildung 62 gezeigt.

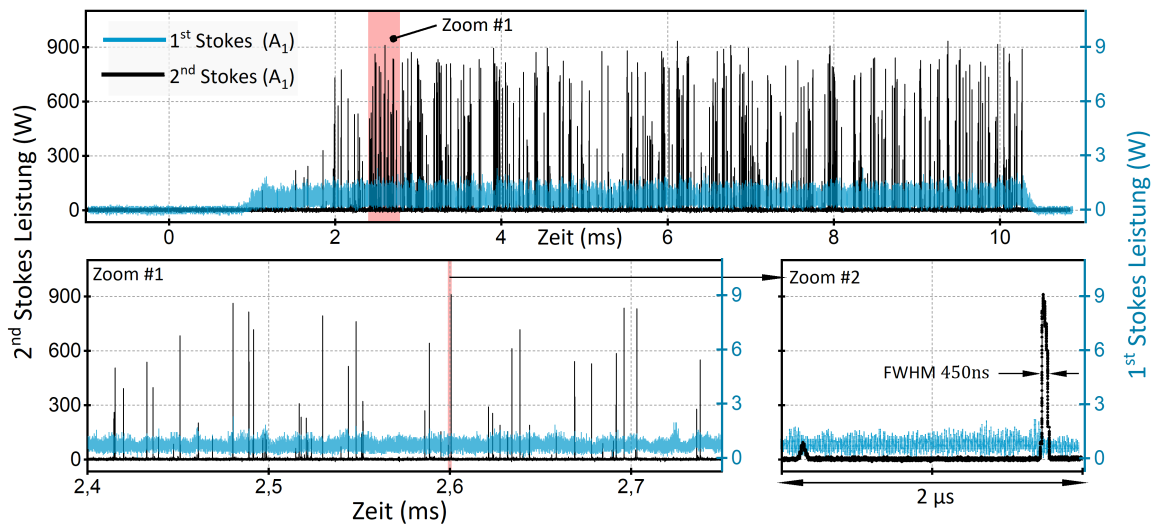


Abb. 70.: Darstellung des zeitlichen Verhaltens der ersten und zweiten Stokes-Leistung für den doppelt resonanten Diamant-Raman-Oszillator im modulierten Betrieb. Die mittlere Ausgangsleistung der zweiten Stokes beträgt 1,3 W während der An-Zeit. Die Abtastrate beträgt 20 GS/s. Vergleich mit Abbildung 69 A1.

(10 ms) reduziert die Darstellungsmöglichkeit des Signals. Zur Kompensation wurden hier zweistufige Vergrößerungsbereiche (Zoom 1 und 2) hinzugefügt, um eine qualitative Aussage der Einzelpulse bzgl. der gesamten An-Zeit treffen zu können. Hinsichtlich der Pulsdichte weist das in Abbildung 70 gezeigte Signal mit einer mittleren Leistung von 1,3 W eine Gesamtemissionszeit von $74\mu s$ auf. Dies entspricht einer Emissionsdichte (oder Füllfaktor) von $\approx 0,8\%$ bezogen auf die gesamte An-Zeit von 10 ms. Hierbei wurden ausschließlich Signale berücksichtigt, welche 2σ oberhalb des Rauschlevels lagen¹⁰. Sowohl das zeitliche Verhalten selbst als auch die hier ermittelte sehr geringe Emissionsdichte zeigt, dass die Schwelle zu einem stabilen kontinuierlichen Betrieb noch nicht erreicht ist. Dieser wird erst ab einer mittleren Leistung von ≈ 19 W erreicht und zeigt sich durch einen kontinuierlichen Betrieb innerhalb der An-Zeit. Hierfür ist in Abbildung 71 das zeitliche Signal bei 112 W mittlerer Ausgangsleistung im modulierten Betrieb detailliert dargestellt. Nach dem Einschalten der Pumpquelle zum Zeitpunkt 0 ms baut sich zunächst das resonatorinterne Feld der ersten Stokes aus dem Rauschen heraus auf (wie in Kapitel 3.3 Abb. 20). Nach Erreichen der Schwelle für die zweite Konversionsstufe schwingt diese ebenfalls aus dem Rauschen an und baut dabei die im Resonator gespeicherte Energie der ersten Stufe ab. Es folgen unregelmäßige kurze und stark überhöhte Pulse im kW-Bereich über einen Zeitraum von ca. $75\mu s$. Zu Beginn erreichen die Pulse bis zu 1,5 kW und klingen anschließend bis zum Erreichen eines kontinuierlichen Betriebes auf den stationären Zustand ab (112 W), extrahieren dabei aber weiterhin Energie aus dem resonatorinternen Feld der ersten Stokes (siehe Abbildung 71 Zoom #1). Obwohl der physikalische Mechanismus der hier gezeigten abklingenden kurzen Pulse verschieden ist, ähnelt die Laserdynamik dem des *Spiking* bei Lasersystemen mit optischer Rückkopplung und

¹⁰Das Rauschlevel wurde innerhalb der Signalaufzeichnung von -1 ms bis 0 ms bestimmt. Die Dioden der Pumpquelle wurden erst nach dem Zeitpunkt von 0 ms eingeschaltet, sodass kein Signal die Bestimmung des Rauschlevels beeinflussen konnte.

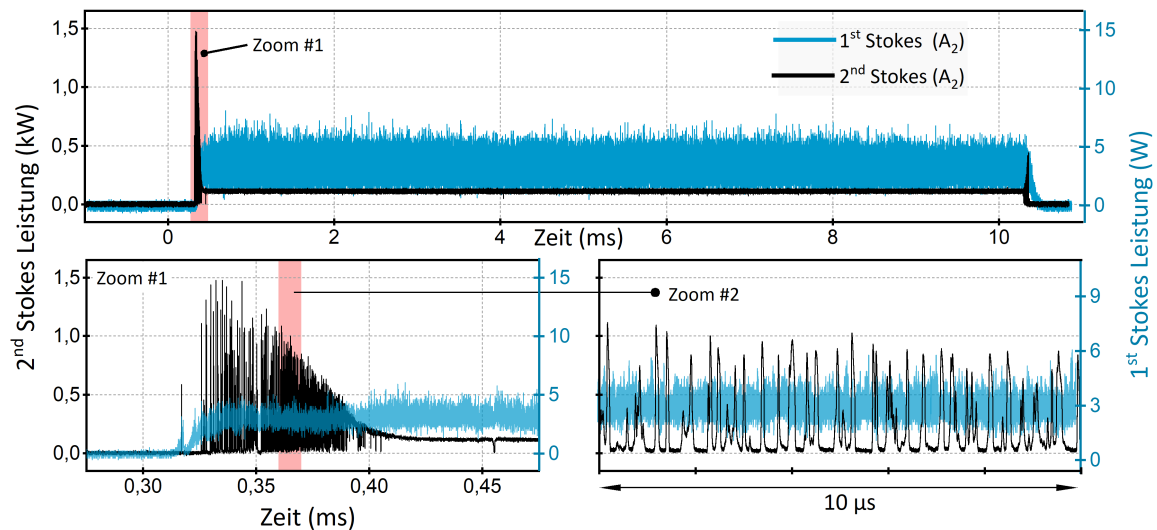


Abb. 71.: Darstellung des zeitlichen Verhaltens der ersten und zweiten Stokes-Leistung für den doppelt-resonanten Diamant-Raman-Oszillator im modulierten Betrieb. Die mittlere Ausgangsleistung der zweiten Stokes beträgt 112 W während der An-Zeit. Die Abtastrate beträgt 20 GS/s. Vergleich mit Abbildung 69 A2.

einem Inversionsmedium [81, 29] S. 954 ff. . In diesem wird die eingebrachte Pumpenergie gespeichert, jedoch nicht auf Grund fehlender Signalleistung stimuliert abgebaut. Infolgedessen wird die Besetzungsinversion stark über einen stationären Zustand hinaus aufgebaut. Wird die so gespeicherte Energie durch ein Signalfeld abgebaut, steigt die Intensität des Feldes stark an und kann die Besetzungsinversion weit unterhalb eines für die eingebrachte Pumpenergie repräsentativen stationären Zustand abbauen - es kommt zur Relaxationsoszillation. Für den hier gezeigten kaskadierten Raman-Oszillator kommt ein ähnlicher Effekt zum Tragen, welcher die Energie speichert - die Resonatorlebensdauer der ersten Stokes. Diese ist für das Feld der erste Stokes entsprechend der hohen Reflektivität der Spiegel mit ≈ 480 ns gegenüber $\approx 2,4$ ns für das Feld der zweiten Stokes wesentlich höher¹¹. Dies und die hoch-nichtlineare Kopplung der Felder miteinander führt zu dem hier gezeigten gepulsten Betrieb. Ein ähnliches Verhalten wird für ein faserbasiertes kaskadiertes System in [68] gezeigt.

Demnach unterscheidet sich der kontinuierliche von einem modulierten Betrieb eines kaskadierten Diamant-Raman-Oszillators hinsichtlich des verbreiterten Untergrundes im Emissionsspektrum und den gezeigten Pulsen erheblich. Sowohl im kontinuierlichen Betrieb bei niedrigen Leistungen (< 12 W) als auch im modulierten Betrieb im Ein- und Ausschaltvorgang zeigt der kaskadierte Diamant-Raman-Oszillators die gezeigte hohe Laserdynamik, welche in einem einstufigen System nicht beobachtet wurde.

¹¹ Berechnung der Lebensdauer siehe Gleichung 2.36 mit gleichen Verlusten von 0,1% für beide Felder und einer Reflektivität R_2 von 99,95% für die erste und 55% für die zweite Stokes. Die Reflektivität von R_1 lag für beide Felder bei 99,95%.

4.3. Gefalteter Diamant-Raman-Oszillator

Die in diesem Kapitel bisher beschriebenen Resonatoren sind einfache, lineare Zweispiegel--auslegungen ohne interne optische Elemente oder weitere Spiegel, welche den Strahlengang formen oder umlenken. Im folgenden Abschnitt soll das spektrale Emissionsprofil des Diamant-Raman-Oszillators mittels eines gefalteten Dreispiegelresonators untersucht werden, wie er in Kapitel 3.4.1 Abb. 31 b) vorgestellt wurde. Dieser wird im Weiteren auf Grund seiner geometrischen Auslegung als *V-Resonator* bzw. *V-Geometrie* bezeichnet. Die asymmetrische Lage des Diamanten innerhalb des Resonators gegenüber der symmetrisch ausgelegten konzentrischen Auslegungsform hat keinen Einfluss auf die Ausprägung der Strahltaille oder die internen Verluste. Während sowohl der Einkoppelspiegel für die Pumpstrahlung als auch der Faltspiegel für die Signalwellenlänge von 1234 nm hochreflektiv sind, beträgt die Reflektivität des planparallelen Auskoppelspiegels 98,8 %, entsprechend werden 1,2 % ausgekoppelt. Der Aufbau ist in Abbildung 72 dargestellt.

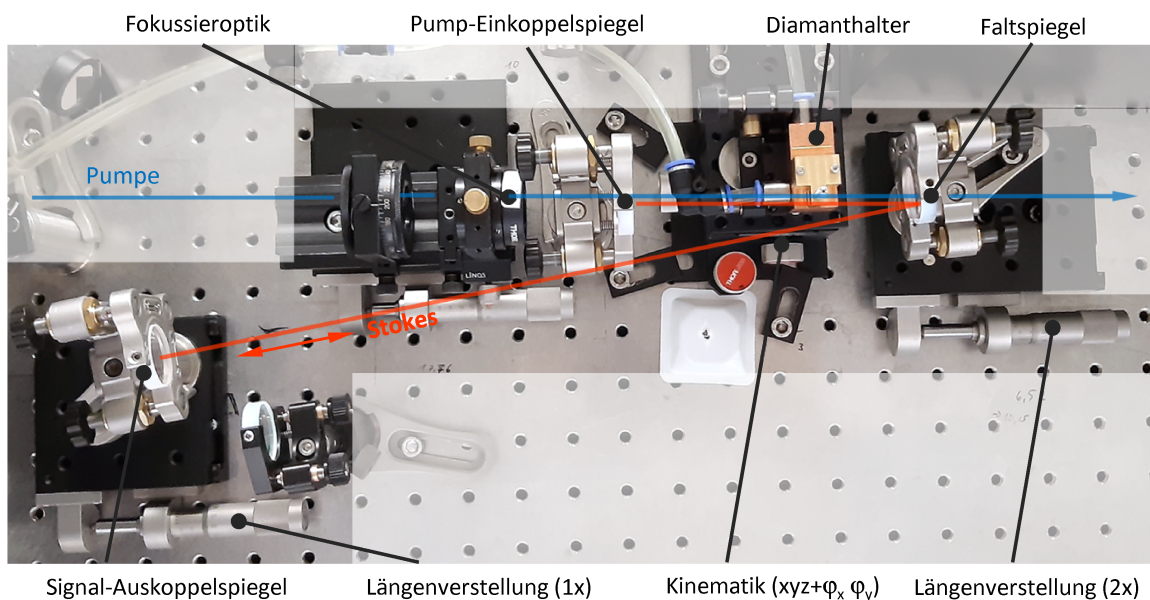


Abb. 72.: Experimenteller Aufbau des einfach-resonanten Diamant-Raman-Oszillators. Die wichtigsten optischen und kinematischen Komponenten sind benannt. Die Resonatorlänge kann an zwei Spiegeln, dem Faltspiegel und dem Auskoppelspiegel, eingestellt werden.

Wie in Abbildung 29 gezeigt, besitzt eine solche Resonatorgeometrie gegenüber der einfachen Zweispiegelgeometrie zwei entscheidende Vorteile: Zum einen wirkt sich eine Resonatorlängenänderung nur sehr gering auf die Lage und Größe der Strahltaille aus, zum anderen ermöglicht dies, gleichzeitig eine kleine Strahltaille und einen kollimierten Strahlengang innerhalb des Resonators zu erzeugen. Letzteres resultiert nicht nur in einem kollimierten Ausgangsstrahl, sondern auch in der Möglichkeit, ein planes Auskoppелеlement zu verwenden. Dies ist eine Grundvoraussetzung für den Einsatz eines eigens entwickelten Etalon-Filters.

Auf Grund des enormen Aufwandes der Justage kann eine Längenänderung nur durch Verfahren eines Spiegels realisiert werden. Eine Kompensation der Tailenlage nach einer Län-

genänderung kann in geringen Maßen durch Verfahren des Diamanten erfolgen, ist aber auf Grund des ebenfalls nachzustellenden Pumpfokus eher schwierig und bedingt eine umfangreiche Nachjustage der Pumpeinkoppeloptik. Wie in Kapitel 3.4.1 unter Abbildung 29 gezeigt, ist der Einfluss der Längenänderung auf Position und Größe der Strahltaile für die V-Resonatorgeometrie wesentlich geringer als bei einer konzentrischen Auslegungsform. Für eine Längenänderung von ± 5 mm ist eine Form (Durchmesser) der Strahltaile von lediglich 1 % zu erwarten. Eine Lageabweichung findet bei solch geringen Änderungen der Resonatorlänge nicht statt. Somit können beide Auswirkungen der Längenänderung vernachlässigt werden. Unter der Voraussetzung, dass eine Resonatorlängenänderung mit nur einem Spiegel durchgeführt wird, hat dies bei der konzentrischen Auslegungsform eine lineare Änderung (um den Faktor 0,5) der Tailenlage zur Folge. Im Folgenden wird der Einfluss der Resonatorlänge auf das Emissionsspektrum des diamantbasierten Raman-Oszillators beschrieben.

4.3.1. Einfluss der Resonatorlänge auf das Emissionsspektrum

Der Einfluss der Resonatorlänge auf das Emissionsspektrum des diamantbasierten Raman-Oszillators resultiert aus den unterschiedlichen Verstärkungsbandbreiten für Raman- (≈ 45 GHz) und Brillouin-Streuung ($\Gamma_B \approx 12$ MHz) und den resonatorbedingten Longitudinalmoden sowie deren Abstand zueinander - freier Spektralbereich. Für eine effiziente Raman-Frequenzkonversion ist das Verhältnis der spektralen Breite der Pumpquelle bezüglich der Verstärkungsbandbreite des Raman-aktiven Mediums entscheidend. Liegt die spektrale Bandbreite der Pumpquelle innerhalb der Raman-Verstärkungsbandbreite, kann die Leistung der Pumpquelle effizient konvertiert werden. Wird der Konversionsprozess innerhalb eines Resonators rückgekoppelt, prägt dieser dem Emissionsspektrum entsprechend seiner Länge Longitudinalmoden auf. Deren Form und Abstand zueinander wird durch die Resonatorgeometrie und dessen Güte bestimmt, siehe Kapitel 2.2. Für die hier verwendete Resonatorauslegung mit einer effektiven Länge von 483 mm und einem Auskoppelgrad von 1,2% ergibt sich ein Frequenzabstand der Longitudinalmoden von $\Delta\nu_{FSR} = 310$ MHz ($1,57$ pm @ 1234 nm) und eine abgeschätzte Linienbreite von $\Delta\nu_{FWHM} \approx 0,9$ MHz. In Abbildung 73 ist das Emissionsspektrum der Pumpquelle sowie das des gefalteten Diamant-Raman-Oszillators für eine Pumpleistung 1,5-fach über der Laserschwelle dargestellt. Weiterhin sind die gezeigten Longitudinalmoden mit einer 4-fach kürzeren Resonatorlänge berechnet, um eine Darstellung zu ermöglichen und das Prinzip zu verdeutlichen.

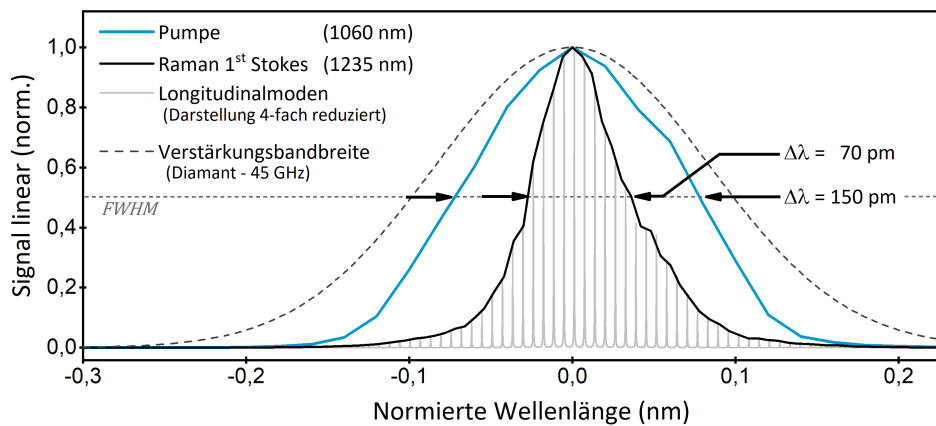


Abb. 73.: Vergleichende Darstellung der beteiligten Spektren des einfach-resonanten Diamant-Raman-Oszillators. Die einzelnen Spektren wurden hinsichtlich ihrer jeweiligen Zentralwellenlänge normiert, um deren spektrale Form vergleichend darzustellen.

Bedingt durch das begrenzte Auflösungsvermögen des Spektrumanalysators mit 20 pm werden die einzelnen Longitudinalmoden zwar nicht einzeln aufgelöst, deren einhüllende Struktur hingegen schon. Nach der obigen Berechnung des freien Spektralbereiches schließt das Emissionsspektrum des Diamant-Raman-Oszillators ≈ 50 Longitudinalmoden ein. Deren Absolutfrequenzen (bzw. Wellenlänge) können - abhängig von der effektiven Resonatorlänge - bedingt durch thermische und mechanische Schwankungen innerhalb der Verstärkungsbandbreite variieren.

Während die Raman-Frequenzkonversion von einem homogenen Pumpspektrum ausgeht, startet die schon in den vorherigen Abschnitten gezeigte Brillouin-Frequenzkonversion innerhalb des Resonators, ausgehend von dem eben zuvor erzeugten Raman-Spektrum mit der longitudinalen Modenstruktur, aufgeprägt durch den Resonator. Auf Grund der 25-fach geringeren Brillouin-Verstärkungsbandbreite ($\Gamma_B \approx 12$ MHz [27]) gegenüber dem freien Spektralbereich des Resonators ($\Delta\nu = 306$ MHz) werden die Moden einzeln um 74 GHz konvertiert (Brillouin-Verschiebung). Die longitudinale Modenstruktur bleibt dabei erhalten. Demnach werden nur Moden effektiv verstärkt, welche die longitudinalen Resonanzbedingungen erfüllen. Da die Frequenzverschiebung fest ist und die geringe Brillouin-Verstärkungsbandbreite keine Variation innerhalb des Resonators erlaubt, hängt die effektive Verstärkung ausschließlich von der Resonatorlänge sowie der transversalen Modenstruktur ab.

Zur experimentellen Untersuchung des Einflusses der Resonatorlänge auf das Emissionsspektrum wurden die Spektren bei unterschiedlichen Resonatorlängen in äquidistanten Abständen von $20 \mu\text{m}$ aufgezeichnet. Zur Längenänderung wurde hierbei der Auskoppelspiegel mittels des Lineartisches (siehe Abbildung 72) verfahren. Die Verstellung der Resonatorlänge kann, auch wenn sie wie hier mit hochpräziser Kinematik durchgeführt wird, dennoch einen erheblichen Einfluss auf den Justagezustand und somit auf die Umlaufverluste haben. Dies hat zur Folge, dass der Arbeitspunkt des Diamant-Raman-Oszillators sich verschiebt. Somit wären die aufgezeichneten Emissionsspektren für die unterschiedlichen Resonatorlängen nicht miteinander vergleichbar. Um dies auszuschließen, wurde neben dem Emissionsspektrum auch

die Ausgangsleistung des Diamant-Raman-Oszillators aufgezeichnet. Diese lag für alle eingestellten Resonatorlängen $10 \pm 0,8$ W im kontinuierlichen Betrieb. In Abbildung 74 ist das Ausgangsspektrum gegenüber der Resonatorlänge abweichend von 481 mm graphisch dargestellt.

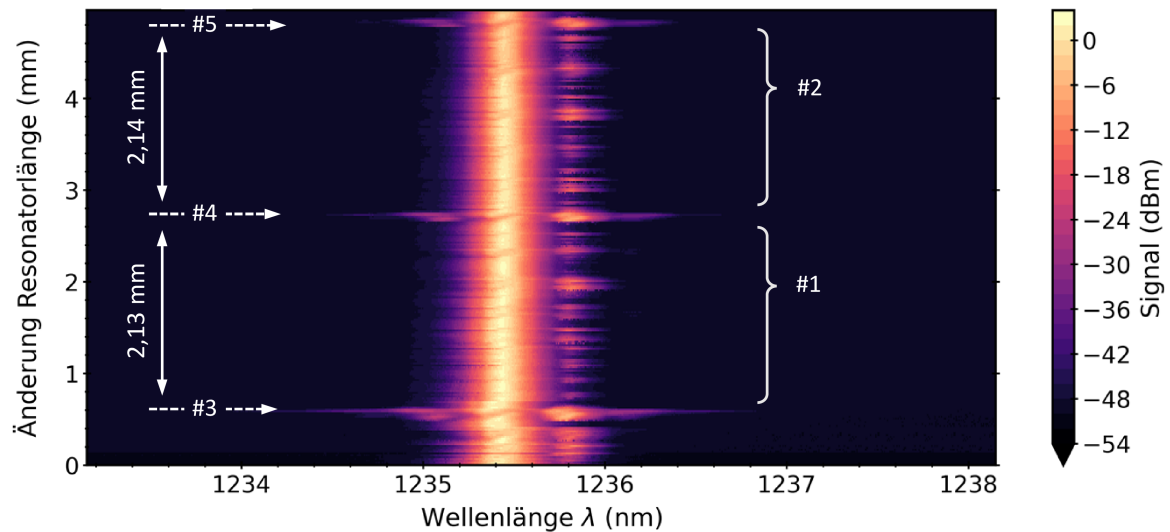


Abb. 74.: Emissionsspektrum des gefalteten einfach-resonanten Oszillators in Abhängigkeit der Resonatorlänge. Spektren bei Längen #3, #4, #5 markieren Bereiche hoher Resonanz und starke nichtlineare Vier-Wellen-Mischprozesse.

Der Farbcodierung unterliegt ein logarithmisch aufgetragenes Spektrum um die hohe Dynamik von ≈ 60 dB darstellen zu können. In den Bereichen #1 und #2 zeigt sich neben der Hauptemission bei 1235,5 nm ein signifikanter spektraler Brillouin-Anteil. Dieser variiert bezogen auf die gesamte im dargestellten Spektrum enthaltene Leistung um 0,8 % bis 8 % und zeigt eine ausgeprägte zeitliche und resonatorlängenabhängige Fluktuation. Auf Grund der Tatsache, dass der spektrale Brillouin-Anteil in #1 bezüglich der Resonatorlänge in #2 ein wiederkehrendes Muster erkennen lässt, kann von einem signifikanten Einfluss der Resonatorlänge ausgegangen werden. Demnach ist die spektrale Ausprägung des Brillouin-Anteils nicht chaotisch und kann somit auch nicht durch rein thermische oder mechanische Schwankungen erklärt werden. Die drei besonderen Bereiche #3, #4 und #5 liegen in äquidistanten Abständen von $\approx 2,1$ mm zueinander und wiederholen sich auch über die hier gezeigten Resonatorlängen hinaus für mindestens weitere 8 mm. In diesen drei Bereichen ist das Spektrum zeitlich sehr stabil, weist allerdings weitere klar separierte spektrale Anteile auf, welche ebenfalls 74 GHz voneinander verschoben sind. In Abbildung 75 sind die Spektren sowie das Strahlprofil für die besonderen Bereiche der Resonatorlängen zusammengefasst dargestellt.

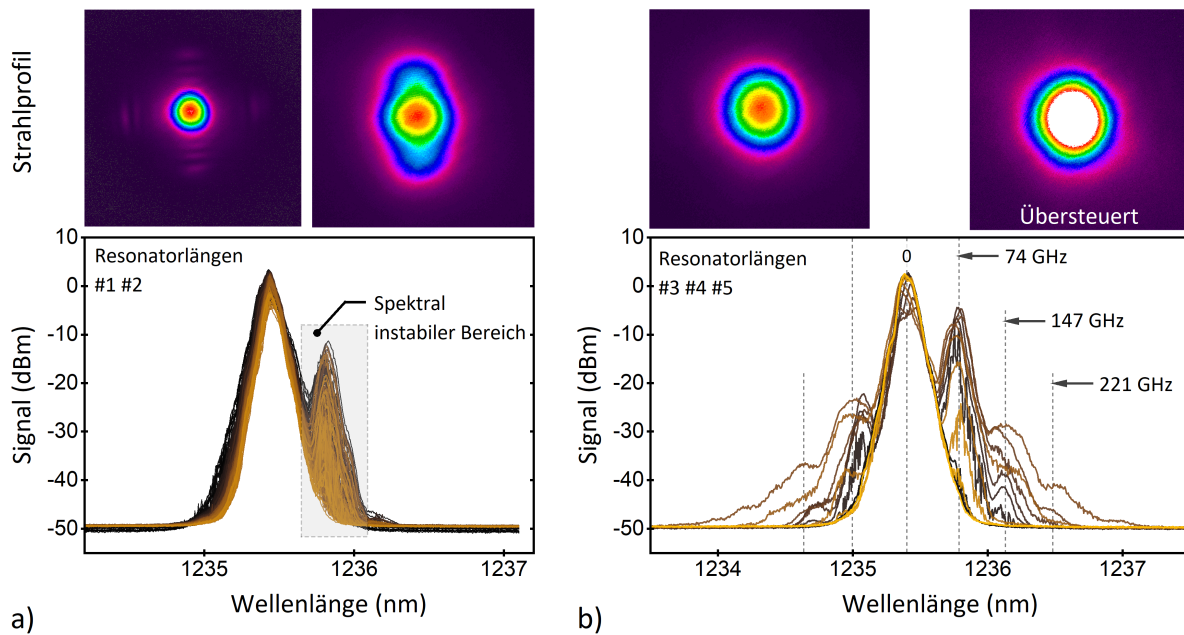


Abb. 75.: Emissionsspektrum und Strahlprofil im Nahfeld des gefalteten Diamant-Raman-Oszillators bei unterschiedlichen Resonatorlängen. Spektrum und Strahlprofil für a) den nicht-resonanten Bereich # 1 und # 2 und b) für den resonanten Bereich # 3, # 4 und # 5.

Für höhere transversale Moden innerhalb der Resonatorlängen # 1 und # 2 führt die Phasen Anpassung über die Gouy-Phase dieser Moden dazu, dass diese resonant umlaufen und somit gegenüber der Grundmode effektiver verstärkt werden. Durch die Brillouin-Verschiebung entstehende Longitudinalmoden, welche nicht an den freien Spektralbereich angepasst sind werden hingegen nur sehr gering bis gar nicht verstärkt und besitzen somit keinen signifikanten Anteil im Emissionsspektrum oder der transversalen Modenstruktur. Unter den gleichen Bedingungen arbeitet der Diamant-Raman-Oszillator auch für Resonatorlängen, bei denen der brillouinverschobene Anteil resonant gegenüber der longitudinalen Modenstruktur des Resonators ist. Hierbei ist keine Phasen Anpassung über die transversale Modenstruktur notwendig. Dies zeigt sich in den Bereichen # 3,4,5 (siehe Abbildung 75 b). Diese weisen im Gegensatz zu allen weiteren Resonatorlängen keine höheren transversalen Moden auf, sondern gleichen der TEM_{00} -Grundmode. Um den Dynamikbereich der Aufnahme zu erhöhen, wurde die Integrationszeit der Kamera stark erhöht. Dies hat eine Übersteuerung in den Bereichen hoher Intensität zur Folge, zeigt aber gleichzeitig, dass auch im Untergrund der Messung keine Anzeichen von höheren Moden erkennbar sind.

Ausgehend von einer effektiven Resonatorlänge ($l_{Res.}$) von 483,765 mm zeigt die Berechnung der internen Modenstruktur einen bestmöglichen Überlapp mit einem um 74 GHz verschobenem Signal. Längen, welche um 1,05 mm von diesem Optimum abweichen, weisen hingegen den geringsten Überlapp auf. In Abbildung 76 sind die Berechnung der longitudinalen Modenstruktur des Raman-Signals sowie deren Brillouin-Verschiebung und die passenden resonatorinternen Longitudinalmoden in Resonanz und Nicht-Resonanz dargestellt.

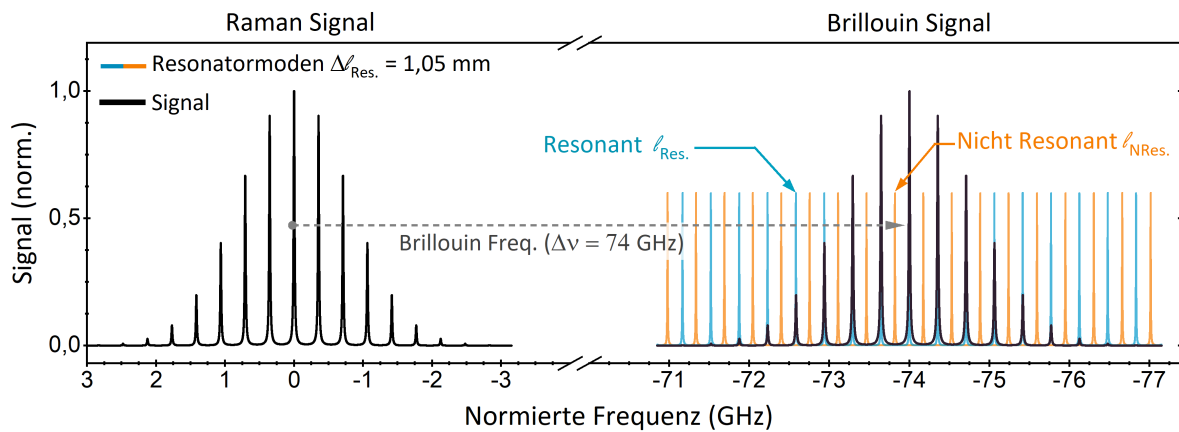


Abb. 76.: Berechnung der longitudinalen Modenstruktur eines Oszillators für unterschiedliche optische Weglängen mit einer Differenz von 1,05 mm für den resonanten und nicht-resonanten Fall. Die Frequenzachse ist bei 1235,5 nm (entsprechend 242,649 THz) normiert.

Zur besseren Darstellung wurde die spektrale Halbwertsbreite des Ausgangssignals (Raman) von real 70 pm auf 8 pm reduziert und der Auskoppelgrad von 1,2 % auf 40 % erhöht, um eine bessere Darstellung der longitudinalen Modenstruktur zu erhalten. Hierbei führt ersteres dazu, dass weniger Moden dargestellt werden müssen, und der zweite Punkt dazu, dass das Aspektverhältnis von real 0,15 ‰ auf 2,6 ‰ erhöht wird, wodurch die einzelne Modenstruktur klar ersichtlich ist und nicht als Strich dargestellt werden muß. Beide Modifikationen haben keinen Einfluss auf den freien Spektralbereich oder die Frequenzverschiebung und ändern somit nicht den hier beschriebenen Effekt der Interaktion der longitudinalen Modenstruktur des Resonators mit dem Brillouin-verschobenen Spektrum. Die Berechnung des Überlapps des Brillouin-verschobenen spektralen Anteils mit den Longitudinalmoden des Resonators zeigt, dass diese in äquidistanten Abständen von 2,1 mm bestmöglich an die des Resonators angepasst sind. Hierzu wurde, ausgehend der longitudinalen Moden des Raman erzeugten Spektrums, das um 74 GHz Brillouin-verschobene Spektrum berechnet und dessen Überlappfaktor mit der zu Grunde liegenden Resonatormodenstruktur ermittelt. Die Ergebnisse sind in Abbildung 77 dargestellt. Die dargestellten Zusammenhänge zeigen für die Resonanzbedingung der spektral

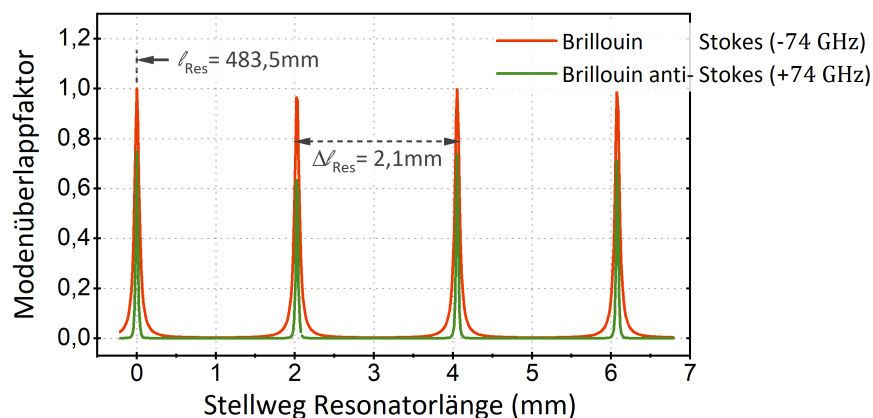


Abb. 77.: Dargestellt ist der Überlappfaktor der Brillouin-verschobenen Moden (± 74 GHz) mit den Longitudinalmoden des Resonators in Abhängigkeit der Resonatorlänge. verschobenen Anteile (± 74 GHz) eine sehr gute Übereinstimmung mit den experimentellen

Untersuchungen hinsichtlich der Resonatorlänge. Eine spektrale Brillouin-Verschiebung, welche zugleich resonant innerhalb des Resonators umläuft und somit verstärkt wird, ist demnach nur für diskrete Resonatorlängen erfüllt mit der Bedingung

$$l_{Res} = \Delta v_{FSR} * n \quad \text{mit } n \in \mathbb{N}. \quad (4.1)$$

Für alle weiteren Resonatorlängen bedarf es eine Phasenanpassung mittels höherer transversaler Moden über die Gouy-Phase. Für diese ergibt sich eine der transversalen Ordnung entsprechende Phasendifferenz (siehe Gleichung 2.21), wodurch es zu einer Anpassung an die longitudinale Modenstruktur des Resonators kommt. Ist demnach die longitudinale Modenstruktur durch die Resonatorlänge vorgegeben, schwingen nur die transversalen Moden im Resonator an, welche phasenangepasst (resonant) sind und demnach die höchste Verstärkung erfahren. Hier wird die spektrale Filterung durch den freien Spektralbereich in eine räumliche Selektion transversaler Moden überführt. Als Konsequenz daraus sollten sich nur in dem Brillouin-verschobenen spektralen Anteil transversale Moden höherer Ordnung befinden, nicht aber im fundamentalen Spektrum¹².

Um dies zu verifizieren, wird ein wellenlängenselektives optisches Element eingesetzt, welches in der Lage ist, die spektralen Anteile der Raman-erzeugten Strahlung und des Brillouin-verschobenen Anteils spektral zu separieren, dabei aber die transversale Modenstruktur zu erhalten. Auf Grund der mit 74 GHz (380 pm) geringen Frequenzverschiebung können dichroitische Filter ausgeschlossen werden. Diese besitzen eine maximale Kantensteilheit von 3 nm. Prismen und Gitter besitzen zwar abhängig ihrer Ausführung eine hohe spektrale Auflösung, selektieren das auftreffende Licht aber homogen und können daher nicht klar an einer Kante das Emissionsspektrum trennen. Filter, basierend auf der Volumen-Bragg-Technologie (VBG), ermöglichen hier eine klare Trennung der spektralen Anteile und eine räumliche Erhaltung der transversalen Modenstruktur. Hierbei handelt es sich nach der Funktionsweise um ein Gitter, das durch eine periodische Modifikation des Brechungsindex in einem geeigneten Substrat erzeugt wird. In Abbildung 78 ist der Einsatz des VBG's sowie der Messaufbau schematisch dargestellt. Durch die Fokussierung auf die Kamera wird zugleich die Modenstruktur im Nahfeld, wie sie auch innerhalb des Diamanten ausgeprägt ist, abgebildet. Die 1000 mm lange Brennweite der Linse ermöglicht es, die spektrale Aufspaltung unabhängig von der Abbildung zu justieren und vergrößert zugleich den Modendurchmesser um das 4,3-fache (von $\approx 50\mu m$ auf $230\mu m$). Die Reflektivität für die Wellenlänge 1235,5 nm beträgt $\approx 80\%$. Für spektrale Anteile größer dieser Grenze beträgt die Reflektivität $< 0,001\%$. Da der Dynamikbereich der Kamera diesen Unterschied nicht abdeckt, wird davon ausgegangen, dass sich im reflektierten Strahlengang ausschließlich spektrale Anteile ohne Brillouin-Verschiebung befinden. Dies wurde mittels eines Spektrometers ebenfalls verifiziert. Demnach kann im reflektierten Strahlengang (Abbildung 78 rot) nur die Abwesenheit von Moden höherer Ordnung nachgewiesen werden. Um Fehler durch zeitliche Schwankungen auszuschließen, werden beide Strahlen (der

¹²Hierbei sind die spektralen Anteile gemeint, welche ausschließlich durch die Raman-Frequenzkonversion erzeugt werden und bei 1235,5 nm zentriert sind.

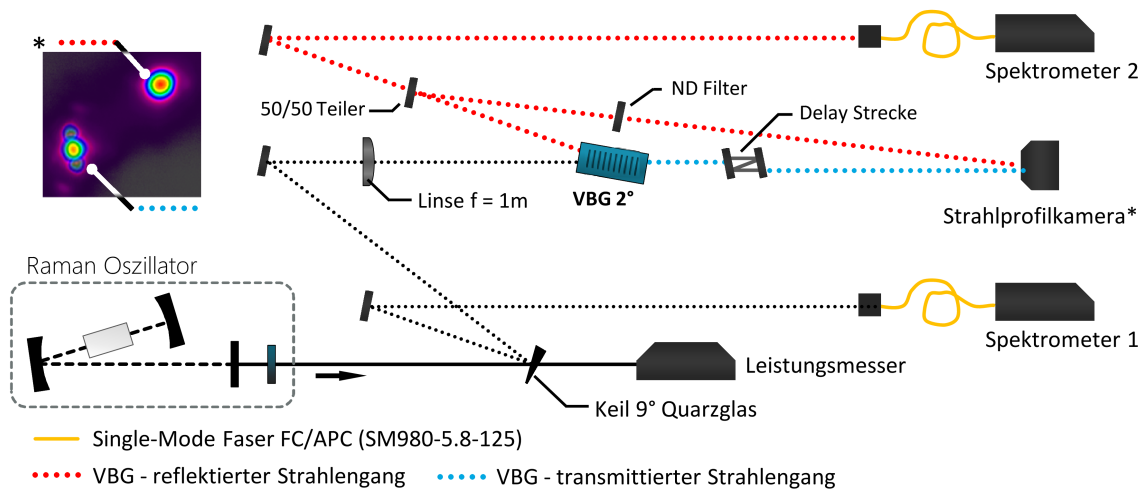


Abb. 78.: Schematische Darstellung des Messaufbaus zur Charakterisierung der transversalen Modenstruktur des gefalteten Diamant-Raman-Oszillators. Untersucht wurden Resonatorlängen für den resonanten und nicht-resonanten Fall. Sowohl der reflektierte als auch der durch das VBG transmittierte Strahl wird auf die Kamera gleichzeitig abgebildet (Nahfeld).

VBG-transmittierte und reflektierte) auf der Kamera gleichzeitig abgebildet. Hierdurch können einem Spektrum im Rahmen der Messzeit zwei gleichzeitig aufgenommene Strahlprofile zugeordnet werden. Für einen Betrieb des Diamant-Raman-Oszillators bei einer Resonatorlänge mittig im Bereich # 1 Abbildung 74 sind in Abbildung 79 das Emissionsspektrum sowie die zugehörigen Strahlprofile nach der spektralen Filterung dargestellt.

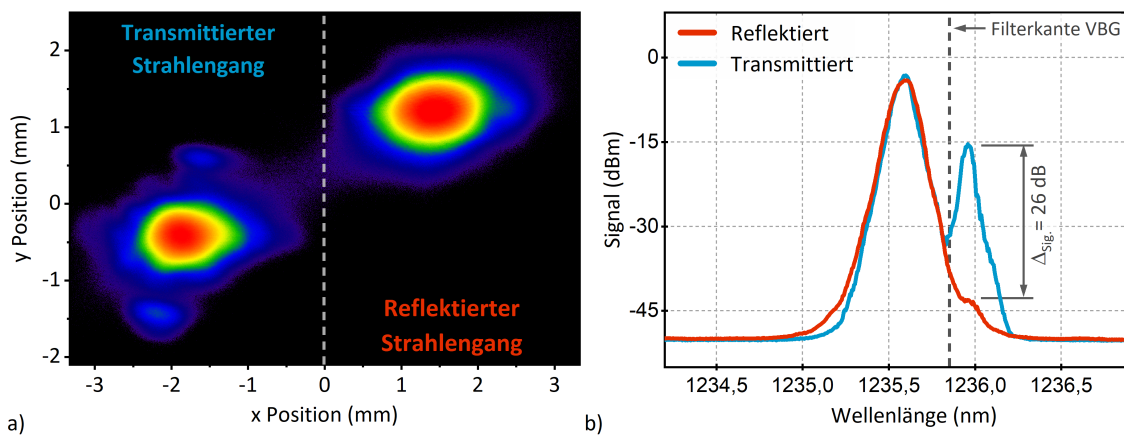


Abb. 79.: Transversales Strahlprofil und Emissionsspektrum des gefalteten Diamant-Raman-Oszillators für eine nicht-resonante Resonatorlänge (# 1, # 2 Abb. 74). a) Strahlprofil des transmittierten und des reflektierten Strahlengangs b) zugehöriges Emissionsspektrum zu den Strahlprofilen.

Während im transmittierten Strahlengang sowohl ein deutlicher Brillouin-verschobener spektraler Anteil sowie deutlich höhere transversale Moden vorhanden sind, weist das Strahlprofil des reflektierten Strahlengangs weder höhere Moden noch signifikante Brillouin-verschobene spektrale Anteile auf. Demnach sind die höheren Moden klar dem Brillouin-Anteil des Spektrums zuzuordnen. Die Abwesenheit höherer transversaler Moden korreliert mit dem Fehlen eines spektralen Brillouin-Anteils im Spektrum, was die These der Phasenanpassung über die transversal höheren Moden stützt.

4.3.2. Spektrale Filterung mittels Etalon

Ist die Brillouin-Frequenzverschiebung fest vorgegeben und deren Verstärkungsbandbreite kleiner als der freie Spektralbereich der longitudinalen Modenstruktur des Resonators, so wirkt diese als spektraler Filter. Eine Frequenzverschiebung, welche nicht zu dieser Struktur passt, wird entsprechend der Resonanz mit Umlaufverlusten beaufschlagt. Wie im vorherigen Kapitel gezeigt, kann eine Phasenfehlانpassung über die Resonatorlänge bzgl. der Brillouin-verschobenen spektralen Anteile zwar zu einer Reduktion dieser Anteile führen, allerdings schwingen dadurch transversale Moden höherer Ordnung an, bei denen die Phase über die Gouy-Phase kompensiert wird. Hierdurch geht zum einen der transversale, grundmodige Betrieb des Diamant-Raman-Oszillators verloren und zum anderen erhöht sich die Dynamik des Ausgangssignals erheblich. Um dennoch den parasitären spektralen Brillouin-Anteil zu unterdrücken und einen grundmodigen Betrieb unabhängig der Resonatorlänge zu ermöglichen, wird ein Fabry-Pérot-Filter - im folgenden als Etalon bezeichnet - als Auskoppelspiegel eingesetzt, welcher zugleich als spektraler Filter dient. In Abbildung 80 ist der Aufbau mit Etalon dargestellt.

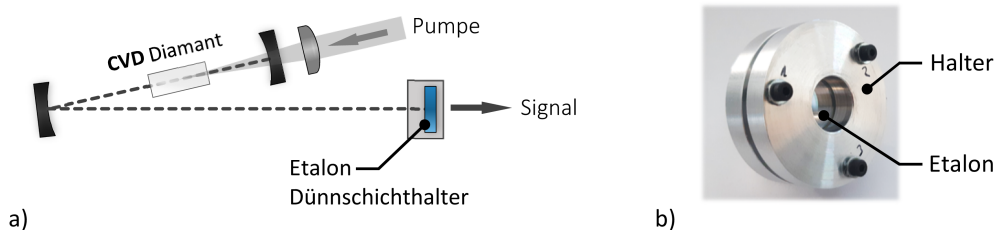


Abb. 80.: Aufbau des Diamant-Raman-Oszillators in V-Geometrie. a) Schematische Skizze des Resonators b) Abbildung des entwickelten Dünnschichthalters sowie des eingebauten Etalon-Filters

Der Aufbau des Resonators sowie die Pumpquelle und deren Isolation gleicht den in Kapitel 3.1 und 4.3 vorgestellten Systemen. Kristallorientierung, Pump-Einkoppelparameter sowie die Kinematik zum präzisen Verstellen der Resonatorlänge wurden nicht geändert. Lediglich die Auskoppeloptik und deren Halterung sind auf die Anforderungen des hier verwendeten Etalons angepasst (siehe Abbildung 80). Die geringe Dicke des Etalons und dessen Substrates bedingt eine besondere Form der Halterung (ebenfalls abgebildet in 80). Planparallele Auflagen, welche hochpräzise gefertigt wurden (Abweichung der Planarität $<10 \mu\text{m}$, Rauheit $<80 \text{ nm}$) klemmen die $718 \mu\text{m}$ dicke Etalonscheibe ein. Die genaue Auslegungsform der Etalons wurde bereits in Kapitel 3.5 detailliert beschrieben. In Tabelle 4.1 findet sich eine Zusammenfassung aller sich daraus ergebenden relevanten Parameter. Sowohl die geringe Reflektivität der Einzelschichten der Etalonauslegungsform II als auch die Resonatorgeometrie stellt sicher, dass dieses Etalon nur unter einem Einfallswinkel von 0° arbeitet. Hier erhöht sich die Reflektivität von 87 % (Reflektivität der einzelnen dielektrischen Schichten) auf 98,3 % im antiresonanten Fall, wodurch die Laserschwelle bei moderaten Pumpleistungen von $\approx 100 \text{ W}$ erreicht werden kann.

Die Methode basiert auf einer spektral selektiven Filterung unter Verwendung eines Etalons,

Tab. 4.1.: Spezifikationen der verwendeten Etalon-Filter

| Substrat | | Wert | Beschichtung | Wert | |
|--------------------------------|--------------------------------|-------|--------------|--------------|----|
| Durchmesser | $d\varnothing$ [mm] | 24,5 | Etalon I | R_{S1} [%] | 96 |
| Dicke | d_z [μm] | 718 | | R_{S2} [%] | 36 |
| Fertigungstoleranz | Δd_z [μm] | 10 | Etalon II | R_{S1} [%] | 87 |
| Brechzahl (1,2 μm) | n_{FS} | 1,448 | | R_{S2} [%] | 75 |

dessen freier Spektralbereich mit 148 GHz genau der doppelten Brillouin-Verschiebung des Diamanten entspricht. Liegt die Zentralwellenlänge des Raman-Signals genau mittig zwischen zwei Resonanzpeaks des freien Spektralbereichs, werden Brillouin-verschobene Anteile mit hohen Umlaufverlusten beaufschlagt. Die Zentralwellenlänge hingegen liegt im antiresonanten Bereich des Etalons und wird nur gering ausgekoppelt. Zur Veranschaulichung des Wirkprinzips ist in Abbildung 81 ein ideal abgestimmtes Raman-Signal des Diamant-Raman-Oszillators mit 1,2 % dichroitischen Auskoppelspiegel sowie die spektrale Transmissionscharakteristik der in Tabelle 4.1 beschriebenen Etalons vergleichend dargestellt.

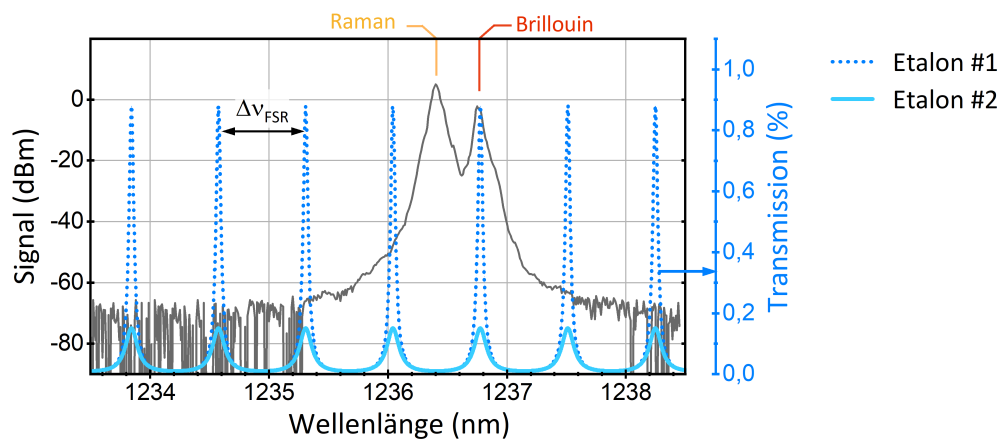


Abb. 81.: Spektral abgestimmtes Emissionsspektrum des gefalteten Diamant-Raman-Oszillators mit 1,2 % Auskoppung sowie theoretische, spektrale Transmissionskurven der Etalons I und II.

Hierdurch würden Brillouin-verschobene spektrale Anteile mit hohen $\approx 18 - 88$ % Umlaufverlusten beaufschlagt werden, währenddessen die Raman-Zentralwellenlänge zu nur ≈ 1 % ausgekoppelt wird. Da der Resonanzbereich durch die Dicke des Etalons entsprechend des freien Spektralbereiches für absolute Frequenzen festgelegt ist (Gleichung 2.32), ist es notwendig die zentrale Raman-Emissionswellenlänge (bzw. Frequenz) diesem Bereich anzupassen. Hierzu wird der Seed der in Kapitel 3.1 vorgestellten Pumpquelle kontinuierlich um 60 pm verstellt, wodurch sich die Zentralwellenlänge des Raman-Signals um 81 pm verschiebt. Dies führt dazu, dass mit dem innerhalb des Resonators entstehenden Signals die Resonanzfrequenz des Etalons abgetastet wird. Liegt die Zentralwellenlänge des Signals mittig zwischen zwei Resonanzen, wird der Brillouin-verschobene Anteil ausgekoppelt. In Abbildung 82 ist das Ausgangsspektrum des Diamant-Raman-Oszillators bei dem Durchlauf durch einen solchen Resonanzbereich des Etalons dargestellt.

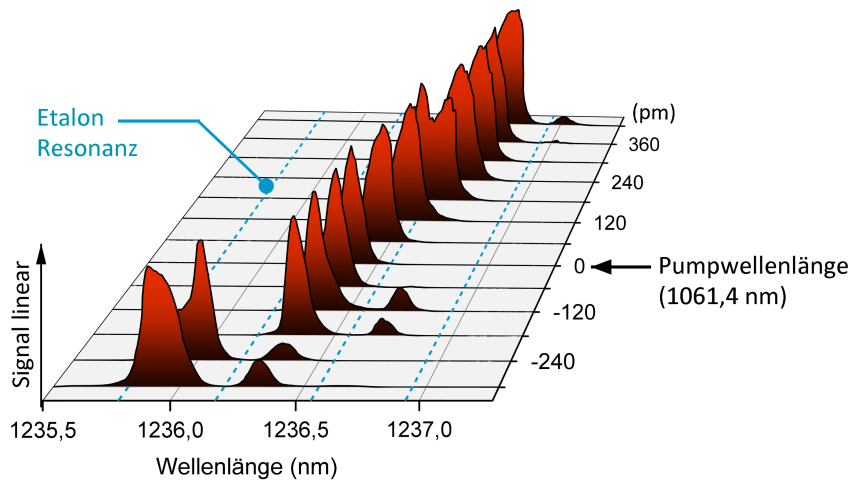


Abb. 82.: Entwicklung des Emissionsspektrums des gefalteten Diamant-Raman-Oszillators mit Interferenzauskoppler (Etalon) in Abhängigkeit der zentralen Pumpwellenlänge. Die theoretischen Resonanzfrequenzen des Etalons sind farblich blau markiert.

Verwendet wurde hier das Etalon I. Bei einer Verschiebung der Pumpquelle von 0 nm ($\lambda_{center} = 1061,4$ nm) liegt die Zentralwellenlänge des Emissionsspektrums mit 1236,26 nm mittig innerhalb des freien Spektralbereiches zweier Resonanzpeaks des Etalons. Der Umlaufverlust für den Brillouin-verschobenen spektralen Anteil beträgt hier $\approx 80\%$ gegenüber der Raman-Zentralwellenlänge von $\approx 1\%$. Dieser Filtereffekt gewährleistet auch bei höheren Ausgangsleistungen, bei dem die Laserschwelle auch für die höheren transversalen Moden erreicht wäre, einen Brillouin-freien Betrieb. In Abbildung 83 sind die Emissionsspektren für ansteigende Leistungen mit einem 1,2% dichroitischen Auskoppelspiegel - ohne Brillouin-Filterung - und dem Etalon mit $\approx 1\%$ Auskoppelgrad abgebildet.

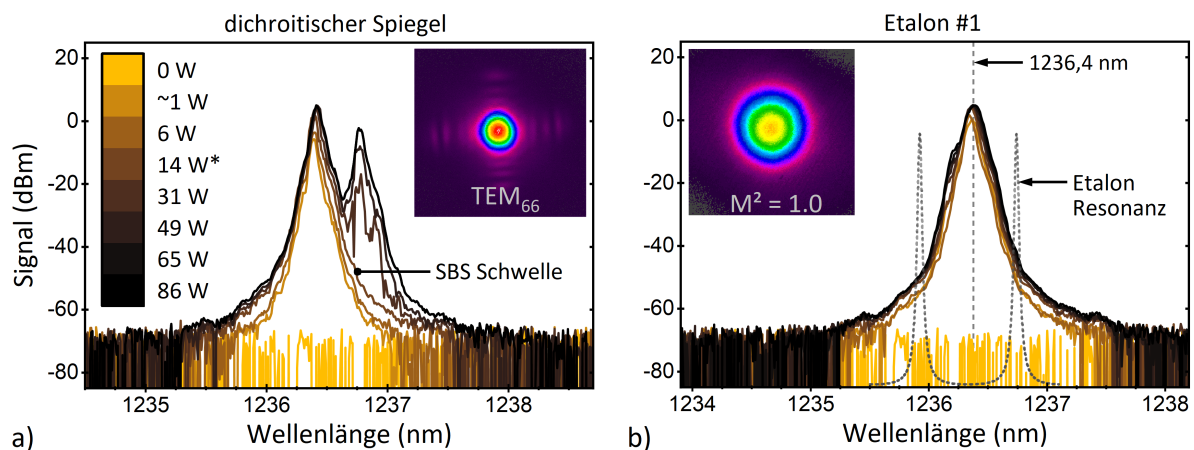


Abb. 83.: Emissionsspektrum des gefalteten Diamant-Raman-Oszillators mit a) dichroitischem 1,2% Auskoppelspiegel und b) dem Etalon I.

Für die Auskopplung mit dem dichroitischen Spiegel beträgt der Brillouin-Anteil im Spektrum $\approx 25\%$ bei voller Ausgangsleistung. Hingegen konnte bei der Verwendung des Etalons bei keinem Leistungswert ein messbarer Brillouin-Anteil im Spektrum nachgewiesen werden. Leistungswerte, bei denen die hohen Umlaufverluste für den Brillouin-Anteil durch die Verstärkung kompensiert wird, wurden nicht erreicht. Sowohl die longitudinale Fehlanpassung

über die Resonatorlänge (Betrieb im Bereich # 1 oder # 2 aus Abb. 74) als auch die spektrale Filterung des Etalons gewährleisten hier einen störungsfreien Betrieb des Diamant-Raman-Oszillators.

Ebenfalls kann gezeigt werden, dass die Resonatorlänge keinen signifikanten Einfluss mehr auf das Emissionsspektrum hat und die Brillouin-verschobenen Anteile signifikant unterdrückt werden können. Hierfür wurde das Experiment aus Kapitel 4.3 mit dem Etalon wiederholt. Die Resonatorlänge wurde ebenfalls um 4,8 mm in 20 μ m-Schritten verstellt und für jede Resonatorlänge das Spektrum sowie die transversale Modenstruktur aufgezeichnet. Abbildung 84 zeigt die Entwicklung des Emissionsspektrums für unterschiedliche Resonatorlängen für die Auskopplung mittels des Etalons II von ≈ 1 %.

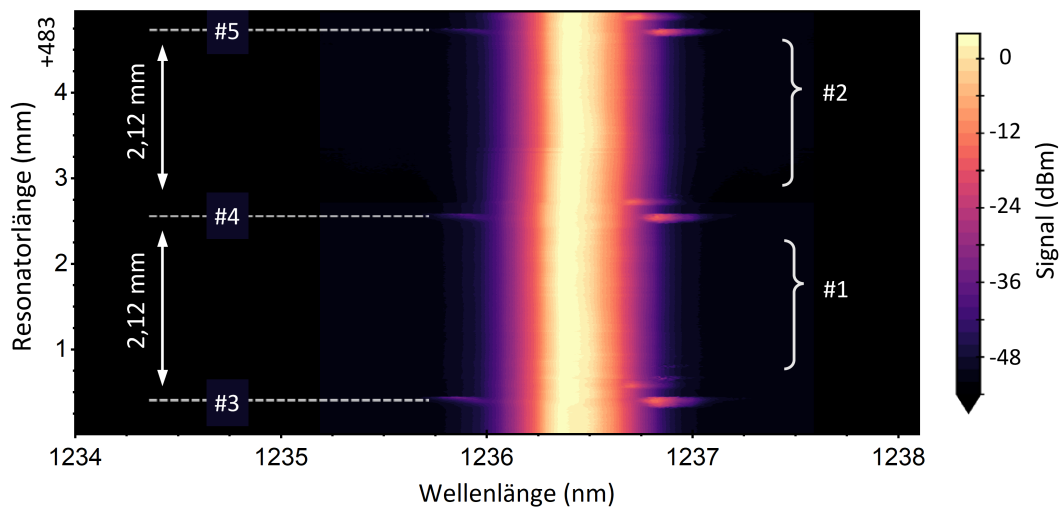


Abb. 84.: Emissionsspektrum des gefalteten einfach-resonanten Diamant-Raman-Oszillators in Abhängigkeit der Resonatorlänge. Spektren bei Resonatorlängen #3, #4, #5 markieren Bereiche hoher Resonanz und starken nichtlinearen Vier-Wellen-Mischprozessen. In den Bereichen #1, #2 treten keine spektralen Brillouin-Anteile auf - Vergleich mit Abb. 74.

Demnach hat die Resonatorlänge nahezu keinen Einfluss mehr auf das Emissionsspektrum des Diamant-Raman-Oszillators mit der Etalon-Auskopplung. Einzig in den Bereichen bei # 3, # 4 und # 5 sind signifikante zusätzliche spektrale Anteile messbar. Hierbei handelt es sich um die Resonanzbereiche, bei denen die longitudinale Modenstruktur des Brillouin-verschobenen Spektrums zu denen der Resonatormoden passt (Vergleich Kapitel 4.3). Im Bereich # 1 und # 2 sind daher, unabhängig von der Resonatorlänge, keine höheren spektralen Anteile und auch keine höheren transversalen Moden erkennbar, siehe Abbildung 85.

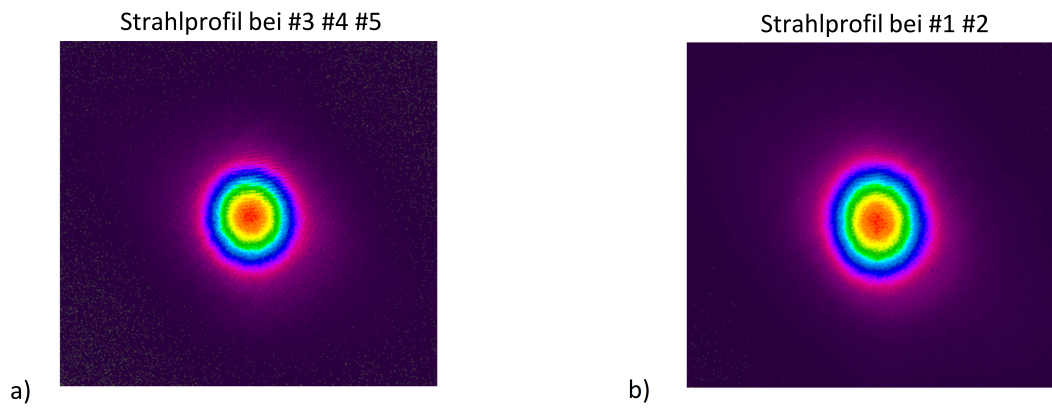


Abb. 85.: Strahlprofil des gefalteten einfach-resonanten Diamant-Raman-Oszillators für a) Resonatorlängen im Brillouin-Resonanzbereich mit den zugehörigen Spektren #3, #4, #5 und b) im Brillouin nicht-resonanten Bereich für die Resonatorlängen im Bereich #1, #2 aus Abbildung 84

Demnach ist das Etalon in seiner hier beschriebenen Auslegungsform zur effektiven Unterdrückung von Brillouin-Streuung in Diamant-Raman-Oszillatoren geeignet. Sowohl die spektralen Brillouin-Anteile also auch höhere transversale Moden werden auch bei höheren mittleren Leistungen stark reduziert.

5. Zusammenfassung und Ausblick

5.1. Zusammenfassung

Synthetischer monokristalliner Diamant ist ein neuartiges, seit 2010 kommerziell erhältliches, Raman-Verstärkermedium, welches hinsichtlich seiner opto-mechanischen und thermischen Eigenschaften sowie seiner hohen Raman-Verstärkung hervorragend in der Lasertechnologie als aktives Medium für Raman-Frequenzkonverter bei hohen Ausgangsleistungen eingesetzt werden kann. In Verbindung mit Freistrahlfresonatoren zur optischen Rückkopplung und Ytterbium-dotierten Faserlasern als Pumpquelle kann Diamant zur Verschiebung des Emissionsspektrums um weite Bereiche von bis zu 40 THz genutzt werden. Kaskadierte Systeme erweitern dies um eine weitere Verschiebung in den $1,5\ \mu\text{m}$ -Bereich, ausgehend von dem Emissionsband (1000-1100 nm) eines Ytterbium Faserlasers. Die grundsätzliche Anforderung, die zu Beginn dieser Arbeit an den Diamant-Raman-Oszillator gestellt wurde, war das Erreichen hoher Ausgangsleistungen für einen Emissionsbereich oberhalb der Verstärkungsbandbreite des eingesetzten Pumpasers sowie eine beugungsbegrenzte Strahlqualität zu gewährleisten. Ziel war es, in einer einfachen Konversionsstufe kontinuierliche Emission $>300\ \text{W}$ bei 1234 nm sowie ein Hochleistungslasersystem für die Leitsternanwendung (Laser Guide Star) gezielt bei 1178 nm zu demonstrieren. Ein weiterer Aspekt war die Realisierung und Untersuchung eines doppelt-resonanten Systems zum Erreichen hoher Ausgangsleistungen im augensicheren Bereich um die $1,5\ \mu\text{m}$. Zur Abschätzung einer weiteren Leistungsskalierung sollten zusätzlich zeitliche und transiente Untersuchungen Aufschluss über die Laserdynamik eines solchen Systems im kontinuierlichen und gepulsten Betrieb liefern.

In der hier vorliegenden Arbeit werden einfach- und doppelt-resonante Raman-Oszillatoren, basierend auf synthetischem Diamant im Hochleistungsbereich modelliert, konstruiert, experimentell umgesetzt und untersucht. Zu diesem Zweck wurde ein numerisches Modell auf Basis der gekoppelten Leistungsgleichungen für die Raman-Konversion entwickelt, welches die Leistungen der beteiligten Strahlungsfelder im transienten und stationären Zustand innerhalb des Resonators abbildet. Anhand dieses numerischen Modells, wurden die geometrischen und optischen Anforderungen an den Resonator abgeleitet. In drei experimentellen Aufbauten konnten die Diamant-Raman-Oszillatoren umgesetzt und umfangreich untersucht werden. Im ersten Ansatz wurde eine Frequenzkonversion ausgehend von 1060 nm hin zu 1234 nm bei einer Ausgangsleistung von 380 W mit einer beugungsbegrenzten Strahlqualität im modulierten Betrieb realisiert. Schlüsselement hierfür war die Entwicklung einer umfangreichen Montage- und Justage-Strategie des Resonators selbst sowie für die Einkopplung der Pumpstrahlung in den Freistrahlfresonator. Hinsichtlich der Reflexminderung und Effizienzsteigerung sowie der generellen Hochleistungstauglichkeit konnten verschiedene AR-Beschichtungen für Diamant untersucht und in Kooperation mit der Industrie weiterentwickelt werden. Dies ermöglichte einen zerstörungsfreien Betrieb bei einer Intensität von bis

zu 360 MW/cm^2 . Darauf aufbauend konnte mit einer spektral angepassten Resonatorarchitektur ein kaskadierte Raman-Betrieb über die 1st-Stokes (1234 nm) hin zu der 2nd-Stokes bei 1478 nm realisiert werden. Mit der gleichen Pumpquelle wie in dem vorherigen Aufbau (Pump-Emissionswellenlänge 1060 nm) konnten hier maximale Ausgangsleistungen von 63 W im kontinuierlichen und 112 W im modulierten Betrieb erreicht werden. Die vollständig überhöhte 1st-Stokes reduzierte die Laserschwelle auf $\approx 25 \text{ W}$. Zudem wurden transiente Bereiche während des Einschaltvorgangs sowie auftretende zeitliche Fluktuationen beobachtet und umfangreich untersucht. Auftretende spektrale Verbreiterungen wurden mit diesen zeitlichen Effekten in Verbindung gebracht und hinsichtlich ihrer Ausprägung dargestellt. Mit einer geänderten Pumparchitektur und angepassten optischen Elementen wurde ebenfalls ein Diamant-Raman-Frequenzkonverter bei 1178 nm umgesetzt. Dabei wurde die bisher höchste veröffentlichte Ausgangsleistung für Diamant-Raman-Oszillatoren bei 1178 nm erreicht (Vergleich [82]). Weiterhin konnten aufkommende parasitäre nichtlineare Effekte der SBS und der Vierwellenmischung beobachtet werden, welche in Folgeexperimenten bestätigt und gezielt eingehender untersucht wurden. Eine gefaltete Drei-Spiegel Resonatorarchitektur ermöglicht hier gegenüber dem konzentrischen Resonatoransatz höhere experimentelle Freiheitsgrade hinsichtlich der Strahltaillenform und -lage sowie der Resonatorlänge.

Gefalteter Drei-Spiegel Diamant-Raman-Oszillator, SBS-Unterdrückung

Der gefalteten Drei-Spiegel-Architektur kommt im Betrieb ein doppelter Nutzen zu. Zum einen ermöglicht diese Resonatorform eine flexible Variation der Resonatorlänge ohne die Strahlgeometrie und damit den Konversionsprozess innerhalb des Diamanten signifikant zu verändern. Die Auswirkung der Längenänderung konnte somit gegenüber dem konzentrischen Resonator 60-fach für den Taillendurchmesser und >200 -fach für die Fokusposition reduziert¹ werden. Der zweite wichtiger Aspekt lag in der Tatsache, dass ein plan-paralleler Spiegel als Auskoppellement umgesetzt werden kann. Dies ermöglicht, den Einsatz eines speziell auf die Brillouin-Verschiebung von 74 GHz (ausgehend von 1234 nm) angepassten Etalons in den Resonator als Auskoppellement zu integrieren (siehe Abbildung 86).

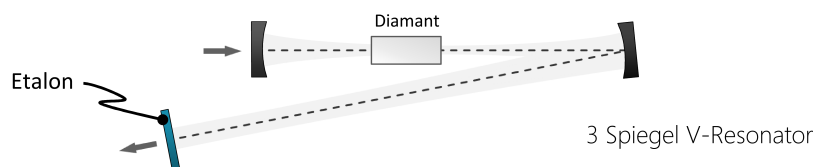


Abb. 86.: Schematische Darstellung des gefalteten Drei-Spiegel-Resonators mit einem Etalon als Auskoppellement.

Eine gezielte Dimensionierung des Etalons ergibt, dass dessen Resonanz (FSR) mit $\approx 145 \text{ GHz}$ bei der doppelten Brillouin-Frequenz lag und somit Brillouin-verschobene spektrale Anteile hohe Resonatorumlaufverluste erfahren. Hierfür ist es notwendig, die zentrale Emissions-

¹ Die Angaben beziehen sich auf eine Auslegungsform mit minimal $50 \mu\text{m}$ Strahlradius (Vergleich Abb. 29).

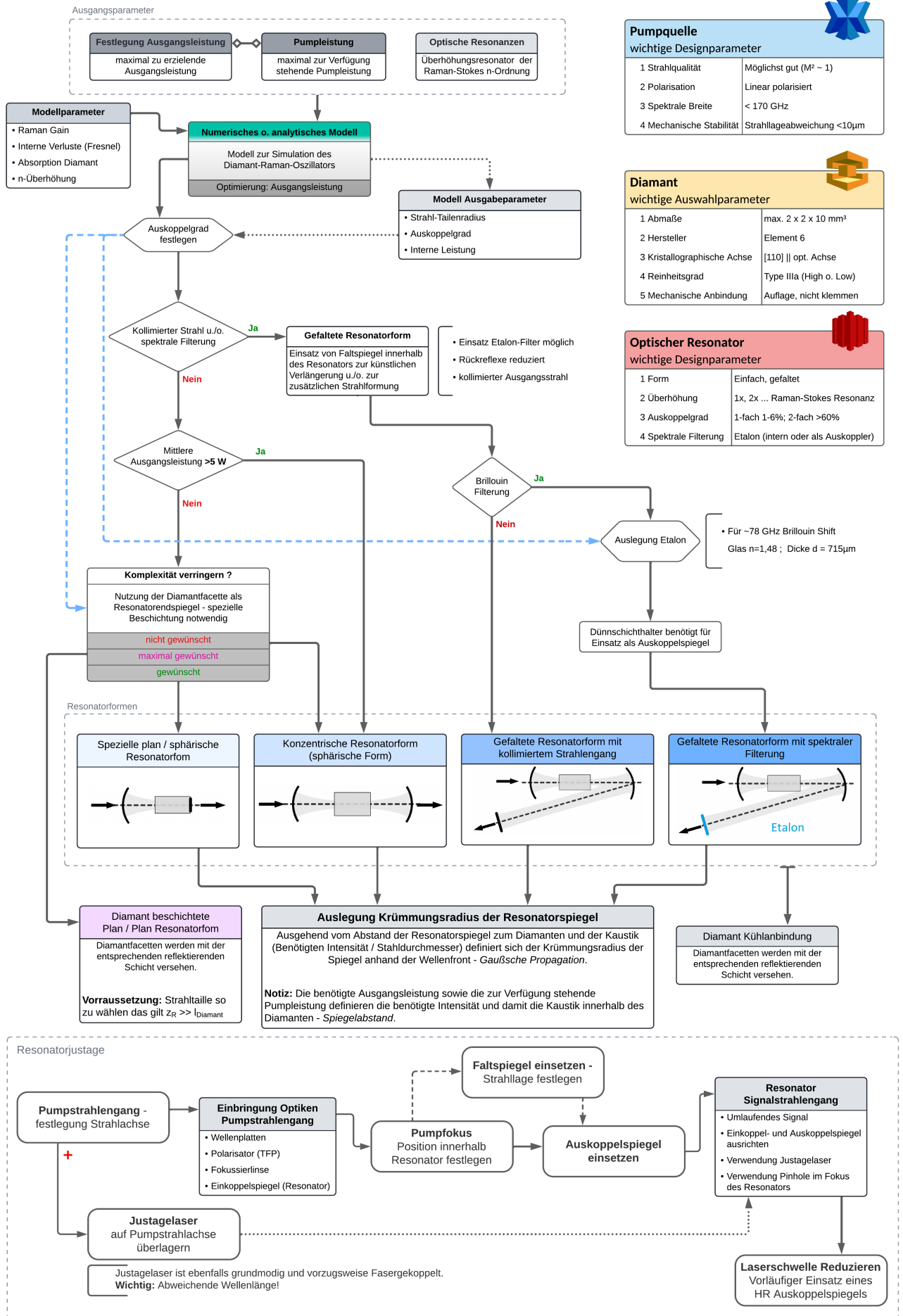
wellenlänge des Diamant-Raman-Oszillators auf den freien Spektralbereich des Etalons abzustimmen, um so gezielt die Umlaufverluste spektral auf die Brillouin-Stokes und Anti-Stokes zu legen. Weiterhin wurde ein Arbeitsraum hinsichtlich der Reflektivität der beiden Schichten des Etalons gezeigt und so der Auskoppelgrad bei der gewünschten Zielwellenlänge festgelegt. Es konnte zudem ein Zusammenhang zwischen der transversalen Modenstruktur und dem Brillouin-verschobenen spektralen Anteil gezeigt werden. Stimmt die schmalbandige Brillouin-Verschiebung nicht mit einem Vielfachen des FSR des Resonators überein, wird dies über die zusätzliche Phasenverschiebung, welche bei höheren transversalen Moden auftritt kompensiert und somit die Fehlanpassung des FSR und der Brillouin-Verschiebung kompensiert. Mittels eines VBGs, welches zum einen eine scharfe spektrale Trennung von ≈ 40 pm (FWHM) ermöglicht und zum anderen die transversale Modenstruktur erhält, konnte den spektralen Anteilen im Emissionsspektrum eine transversale Modenstruktur zugeordnet werden. Zusammenfassend kann festgestellt werden, dass die Resonatorlängenuntersuchungen gezeigt haben, dass für äquidistante Resonatorlängen Resonanzen auftreten, bei denen die Brillouin-Verschiebung mit dem FSR des Resonators übereinstimmt und somit weitere nichtlineare Effekte wie die Vierwellenmischung in Verbindung mit der stimulierten Brillouin-Streuung auftreten. In Bereichen wo die Resonatorlänge zu keinem Vielfachen FSR hinsichtlich der Brillouin-Streuung führt, findet eine Anpassung über die transversale Modenstruktur statt und die Brillouin-verschobenen spektralen Anteile weisen eine höhere transversale Modenstruktur (TEM_{02} bis zu TEM_{66}) auf als bei der grundmodigen (TEM_{00}) zentralen Raman-verschobenen Wellenlänge. Weiterhin konnte gezeigt werden, dass die stimulierte Brillouin-Streuung eines Diamant-Raman-Oszillators mittels der hier entwickelten Etalon-Auskoppelmethode effektiv unterdrückt werden kann und dies unabhängig der Resonatorlänge möglich ist.

5.2. Ausblick

Der zentrale limitierende Faktor weiterer Leistungsskalierung für Diamant-Raman-Oszillatoren wird die stimulierte Brillouin-Streuung sein. Hier gilt es, geschickte Resonatorformen zu wählen und diese gezielt auf die Brillouin-Unterdrückung abzustimmen. Im Hinblick auf die Leistungsskalierung bei bisher „exotischen“ Wellenlängen ist der Einsatz von Diamant sowohl im nahen infraroten als auch im sichtbaren Spektralbereich zu erwarten. In der materialbearbeitenden Industrie werden immer präzisere, dem Prozess angepasste Lasersysteme verwendet, um Materialeigenschaften gezielt auszunutzen und damit Herstellungskosten sowie Bearbeitungszeiten zu senken. Durch fortlaufende Entwicklung der Laserquellen allgemein ergeben sich immer weitere Anknüpfungspunkte für die Verwendung diamantbasierter Raman-Frequenzkonverter. Grundlegend wird die Verwendung von Diamant als Raman-aktivem Kristall nur durch seinen Transmissionsbereich eingeschränkt. Hier wären auch Quellen, welche direkt im sichtbaren Bereich arbeiten, denkbar. Geeignete schmalbandige Quellen hierfür bietet zum Beispiel die Firma IPG-Photonics an. Eine weitere Ausbaustufe wäre die

Integration einer resonatorinternen Frequenzverdopplung. Grundlegend wurde dies für niedrige Leistungsklassen schon in [27, 83] demonstriert. Hier würde sowohl der weitere nicht-lineare Prozess von den hohen Intensitäten innerhalb des Resonators profitieren als auch die Laserschwelle für den Raman-Prozess selbst. Die Kombination einer hohen Resonatorgüte für die Raman-Frequenzkonversion in Verbindung mit einem einfachen oder doppelten Durchlauf des eingesetzten Kristalls zur Frequenzverdopplung ermöglicht niedrige Laserschwellen bei gleichzeitiger Steigerung der Effizienz des Systems. Weiterhin würde die niedrige Laserschwelle die Belastung aller Optiken weiter reduzieren.

Gestaltungsrichtlinie Diamant-Raman-Oszillator



Literatur

- [1] Ian Friel u. a. “Development of high quality single crystal diamond for novel laser applications”. In: *Optics and Photonics*. Hrsg. von Colin Lewis u. a. Bd. 7838. 2010, S. 783819.
- [2] R. S. Balmer u. a. “Chemical vapour deposition synthetic diamond: materials, technology and applications”. In: *Journal of Physics: Condensed Matter* 21.36 (2009), S. 364221.
- [3] L. Lindsay, D. A. Broido und T. L. Reinecke. “First-Principles Determination of Ultrahigh Thermal Conductivity of Boron Arsenide”. In: *Physical Review Letters* 111.2 (2013), S. 025901.
- [4] R. H. Stolen, E. P. Ippen und A. R. Tynes. “Raman Oscillation in Glass Optical Waveguide”. In: *Applied Physics Letters* 20.2 (1972), S. 62–64.
- [5] Andrew J Lee, Jipeng Lin und Helen M Pask. “Near-infrared and orange–red emission from a continuous-wave, second-Stokes self-Raman Nd:GdVO₄ laser”. In: *Optics Letters* 35.18 (2010), S. 3000.
- [6] Xuezhong Yang u. a. “Diamond Sodium Guide Star Laser”. In: *14th Pacific Rim Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO PR 2020)*. Bd. 45. 7. Washington, D.C.: OSA, 2020, C7A_1.
- [7] H.M. Pask. “The design and operation of solid-state Raman lasers”. In: *Progress in Quantum Electronics* 27.1 (2003), S. 3–56.
- [8] Benoît Debord u. a. “Hollow-Core Fiber Technology: The Rising of Gas Photonics”. In: *Fibers* 7.2 (2019), S. 16.
- [9] Haisheng Rong u. a. “An all-silicon Raman laser”. In: *Nature* 433.7023 (2005), S. 292–294.
- [10] A. C. Tropper u. a. “Vertical-external-cavity semiconductor lasers”. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 37.9 (2004), R75–R85.
- [11] Daniele C. Parrotta u. a. “Continuous-wave Raman laser pumped within a semiconductor disk laser cavity”. In: *Optics Letters* 36.7 (2011), S. 1083.
- [12] Li Fan u. a. “High-efficiency continuous-wave Raman conversion with a BaWO₄ Raman crystal”. In: *Optics Letters* 34.11 (2009), S. 1687.
- [13] Soumya Sarang und Martin Richardson. “Power Scaling of CW Crystalline OPOs and Raman Lasers”. In: *Photonics* 8.12 (2021), S. 565.
- [14] Walter Lubeigt u. a. “Continuous-wave Diamond Raman Laser”. In: *Advances in Optical Materials*. Bd. 35. 17. Washington, D.C.: OSA, 2011, AMA5.
- [15] Vasili G. Savitski u. a. “Multi-watt continuous-wave diamond Raman laser at 1217 nm”. In: *CLEO EUROPE/EQEC*. Bd. 19. IEEE, 2011, S. 1–1.
- [16] Jean-Philippe M. Fève u. a. “High average power diamond Raman laser”. In: *Optics Express* 19.2 (2011), S. 913.
- [17] Vasili G. Savitski u. a. “Characterization of Single-Crystal Synthetic Diamond for Multi-Watt Continuous-Wave Raman Lasers”. In: *IEEE Journal of Quantum Electronics* 48.11 (2012), S. 1494–1494.

- [18] Aaron McKay u. a. “An efficient 14.5 W diamond Raman laser at high pulse repetition rate with first (1240 nm) and second (1485 nm) Stokes output”. In: *Laser Physics Letters* 10.10 (2013), S. 105801.
- [19] Robert J. Williams u. a. “High Power Diamond Raman Lasers”. In: *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* 24.5 (2018), S. 1–14.
- [20] Robert J. Williams u. a. “Efficient Raman frequency conversion of high-power fiber lasers in diamond”. In: *Laser and Photonics Reviews* 9.4 (2015), S. 405–411.
- [21] Walter Lubeigt u. a. “An intra-cavity Raman laser using synthetic single-crystal diamond”. In: *Optics Express* 18.16 (2010), S. 16765.
- [22] Alexander Sabella, James A. Piper und Richard P. Mildren. “Efficient conversion of a 1064 μm Nd:YAG laser to the eye-safe region using a diamond Raman laser”. In: *Optics Express* 19.23 (2011), S. 23554.
- [23] Robert J. Williams u. a. “High-power continuous-wave Raman frequency conversion from 1060 nm to 1490nm in diamond”. In: *Optics Express* 25.2 (2017), S. 749.
- [24] Zhenxu Bai u. a. “302 W quasi-continuous cascaded diamond Raman laser at 15 microns with large brightness enhancement”. In: *Optics Express* 26.16 (2018), S. 19797.
- [25] Riccardo Casula u. a. “14 μm continuous-wave diamond Raman laser”. In: *Optics Express* 25.25 (2017), S. 31377.
- [26] Robert J. Williams u. a. “Diamond Brillouin Lasers”. In: (2018). arXiv: 1807.00240.
- [27] Zhenxu Bai u. a. “Diamond Brillouin laser in the visible”. In: *APL Photonics* 5.3 (2020), S. 031301.
- [28] Robert W. Boyd. *Nonlinear Optics: Third Edition*. Elsevier, 2008, S. 640.
- [29] Anthony E Siegman. *Lasers*. University Science Books, 1986.
- [30] Andrew Jeklin. *NLO*. July. 2016, S. 1–23.
- [31] Rich P Mildren und James R Rabeau. *Optical Engineering of Diamond*. Wiley-VCH Verlag, 2013.
- [32] Rainer Engelbrecht. *Nichtlineare Faseroptik*. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2014.
- [33] A. Penzkofer, A. Laubereau und W. Kaiser. “High intensity Raman interactions”. In: *Progress in Quantum Electronics* 6.2 (1979), S. 55–140.
- [34] Ming S. Liu u. a. “Temperature dependence of the first-order Raman phonon line of diamond”. In: *Physical Review B* 61.5 (2000), S. 3391–3395.
- [35] Daniele C. Parrotta u. a. “Multiwatt, Continuous-Wave, Tunable Diamond Raman Laser With Intracavity Frequency-Doubling to the Visible Region”. In: *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* 19.4 (2013), S. 1400108–1400108.
- [36] W. Trutna, Young Park und R. Byer. “The dependence of Raman gain on pump laser bandwidth”. In: *IEEE Journal of Quantum Electronics* 15.7 (1979), S. 648–655.
- [37] S. Ding u. a. “Theoretical models for the extracavity Raman laser with crystalline Raman medium”. In: *Applied Physics B* 85.1 (2006), S. 89–95.

- [38] Govind P. Agrawal. “Nonlinear Fiber Optics”. In: *Nonlinear Science at the Dawn of the 21st Century*. Bd. 4. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2006, S. 195–211.
- [39] M. H. Grimsditch und A. K. Ramdas. “Brillouin scattering in diamond”. In: *Physical Review B* 11.8 (1975), S. 3139–3148.
- [40] Alexis Debut, Stéphane Randoux und Jaouad Zemouri. “Linewidth narrowing in Brillouin lasers: Theoretical analysis”. In: *Physical Review A* 62.2 (2000), S. 023803.
- [41] M.D. Skeldon und R.W. Boyd. “Transverse-mode structure of a phase-conjugate oscillator based on Brillouin-enhanced four-wave mixing”. In: *IEEE Journal of Quantum Electronics* 25.3 (1989), S. 588–594.
- [42] Thomas F. S. Büttner u. a. “Phase-locking and Pulse Generation in Multi-Frequency Brillouin Oscillator via Four Wave Mixing”. In: *Scientific Reports* 4.1 (2015), S. 5032.
- [43] Motoki Asano u. a. “Stimulated Brillouin scattering and Brillouin-coupled four-wave-mixing in a silica microbottle resonator”. In: *Optics Express* 24.11 (2016), S. 12082. arXiv: 1605.07287.
- [44] Norman Hodgson und Horst Weber. *Laser Resonators and Beam Propagation*. Bd. 108. Springer Series in Optical Sciences. New York, NY: Springer New York, 2005.
- [45] Koechner, Walter und Michael Bass. *Solid-state lasers*. 5. Aufl. Springer Science & Business Media, 2006, S. 365.
- [46] Gaussian beams Paraxial waves. *III. Wave optics*. 2022.
- [47] Johannes Weitenberg. “Transversale Moden in optischen Resonatoren für Anwendungen hoher Laserintensität Transverse Modes in Optical Resonators for High-Intensity Laser Applications”. Diss. RWTH-Aachen, 2017.
- [48] P. A. Bélanger. “Beam propagation and the ABCD ray matrices”. In: *Optics Letters* 16.4 (1991), S. 196.
- [49] Wolfgang Demtröder. *Experimentalphysik 3*. Springer, 2010.
- [50] Nur Ismail u. a. “Fabry-Pérot resonator: spectral line shapes, generic and related Airy distributions, linewidths, finesses, and performance at low or frequency-dependent reflectivity”. In: *Optics Express* 24.15 (2016), S. 16366.
- [51] Dieter Meschede. *Optik, Licht und Laser*. Wiesbaden: Vieweg+Teubner Verlag, 2008.
- [52] S Planting, M Harris und A Dlamini et al. “CVD Diamond Handbook”. In: *Financial mail. Supplement. Innovations* 188.3 (2006), S. 1–18.
- [53] R. S. Balmer u. a. “Chemical vapour deposition synthetic diamond: materials, technology and applications”. In: *Journal of Physics: Condensed Matter* 21.36 (2009), S. 364221.
- [54] A. A. Kaminskii, V. G. Ralchenko und V. I. Konov. “CVD-diamond a novel x3 nonlinear active crystalline material for SRS generation in very wide spectral range”. In: *Laser Physics Letters* 3.4 (2006), S. 171–177.
- [55] Don R. Kania. *Diamond: Electronic Properties and Applications*. Hrsg. von Lawrence S. Pan und Don R. Kania. Boston, MA: Springer US, 1995.

- [56] Anatoly Lanin und Ivan Fedik. *Thermal Stress Resistance of Materials*. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2008.
- [57] EKSMA. *Raman Crystals*. 2021.
- [58] R. Loudon. “The Raman effect in crystals”. In: *Advances in Physics* 13.52 (1964), S. 423–482.
- [59] Alexander Sabella, James A. Piper und Richard P. Mildren. “1240 nm diamond Raman laser operating near the quantum limit”. In: *Optics Letters* 35.23 (2010), S. 3874.
- [60] Vasili G. Savitski u. a. “Characterization of Single-Crystal Synthetic Diamond for Multi-Watt Continuous-Wave Raman Lasers”. In: *IEEE Journal of Quantum Electronics* 48.11 (2012), S. 1494–1494.
- [61] Brian Anderson u. a. “Experimental study of SBS suppression via white noise phase modulation”. In: *Fiber Lasers XI: Technology, Systems, and Applications*. Hrsg. von Siddharth Ramachandran. Bd. 8961. 2014, 89611W.
- [62] Rüdiger Paschotta u. a. “Ytterbium-doped fiber amplifiers”. In: *IEEE Journal of Quantum Electronics* 33.7 (1997), S. 1049–1056.
- [63] Gonzalo Palma-Vega u. a. “Ring-up-doped fiber for the generation of more than 600 W single-mode narrow-band output at 1018 nm”. In: *Optics Letters* 44.10 (2019), S. 2502.
- [64] Gonzalo Palma-Vega. *Power scaling of narrow band fiber amplifier at 1018 nm*. Techn. Ber. Masterarbeit, Friedrich-Schiller-Universität Jena, 2017.
- [65] Gonzalo Palma-Vega u. a. “Ring-up-doped fiber for the generation of more than 600 W single-mode narrow-band output at 1018 nm”. In: *Optics Letters* 44.10 (2019), S. 2502.
- [66] Y. R. Shen und N. Bloembergen. “Theory of Stimulated Brillouin and Raman Scattering”. In: *Physical Review* 137.6A (1965), A1787–A1805.
- [67] William H. Press. “Numerical Recipes - The Art of Scientific Computing”. In: (2007), S. 1278.
- [68] B Burgoyne, N Godbout und S Lacroix. “Transient regime in a n th-order cascaded CW Raman fiber laser”. In: 12.6 (2004), S. 1019–1024.
- [69] Ondrej Kitzler u. a. “Modelling and optimization of continuous-wave external cavity Raman lasers”. In: 23.7 (2015), S. 80–85.
- [70] P Peterson, A Gavrielides und M P Sharma. “Modeling of high finesse, doubly resonant cw Raman lasers”. In: February (1999), S. 80–85.
- [71] *ProductLog - Wolfram Language function*. 2021. URL: <https://reference.wolfram.com/language/ref/ProductLog.html>.
- [72] Vasili G. Savitski, Sean Reilly und Alan J. Kemp. “Steady-State Raman Gain in Diamond as a Function of Pump Wavelength”. In: *IEEE Journal of Quantum Electronics* 49.2 (2013), S. 218–223.
- [73] Alexander Sabella, David J. Spence und Richard P. Mildren. “Pump–Probe Measurements of the Raman Gain Coefficient in Crystals Using Multi-Longitudinal-Mode Beams”. In: *IEEE Journal of Quantum Electronics* 51.12 (2015), S. 1–8.

- [74] Robert J. Williams u. a. “Investigating diamond Raman lasers at the 100 W level using quasi-continuous-wave pumping”. In: *Optics Letters* 39.14 (2014), S. 4152.
- [75] H. Yoda, P. Polynkin und M. Mansuripur. “Beam quality factor of higher order modes in a step-index fiber”. In: *Journal of Lightwave Technology* 24.3 (2006), S. 1350–1355.
- [76] Michael P. Buric, Joel Falk und Steven D. Woodruff. “Conversion of a TEM₁₀ beam into two nearly Gaussian beams”. In: *Applied Optics* 49.4 (2010), S. 739.
- [77] Matthias Heinzig u. a. “Diamond Raman oscillator operating at 1178 nm”. In: *Optics Letters* 45.10 (2020), S. 2898.
- [78] Matthias Heinzig u. a. “Continuous-wave cascaded second Stokes diamond Raman laser at 1477 nm”. In: *Optics Letters* 46.5 (2021), S. 1133.
- [79] Chih-Chang Hsu, Ja-Hon Lin und Wen-Feng Hsieh. “Pulse-train modulation in a picosecond self-mode-locked laser”. In: *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics* 42.14 (2009), S. 145402.
- [80] Victor Lambin Iezzi u. a. “Temporal characterization of a multi-wavelength Brillouin–erbium fiber laser”. In: *New Journal of Physics* 18.5 (2016), S. 055003.
- [81] C. L. Tang, H. Statz und G. DeMars. “Spectral Output and Spiking Behavior of Solid-State Lasers”. In: *Journal of Applied Physics* 34.8 (1963), S. 2289–2295.
- [82] Huanian Zhang, Ping Li und Xiaohan Chen. “Scheme for achieving a continuous-wave laser operation at 1178 nm”. In: *Applied Optics* 56.24 (2017), S. 6973.
- [83] Xuezhong Yang u. a. “Single-frequency 620 nm diamond laser at high power, stabilized via harmonic self-suppression and spatial-hole-burning-free gain”. In: *Opt. Lett.* 44.4 (2019), S. 839–842.

A. Appendix

A.1. Schriftverkehr mit Herrn de Wit von Element 6

Dear Mr. Heizing,

Some feedback on your questions:

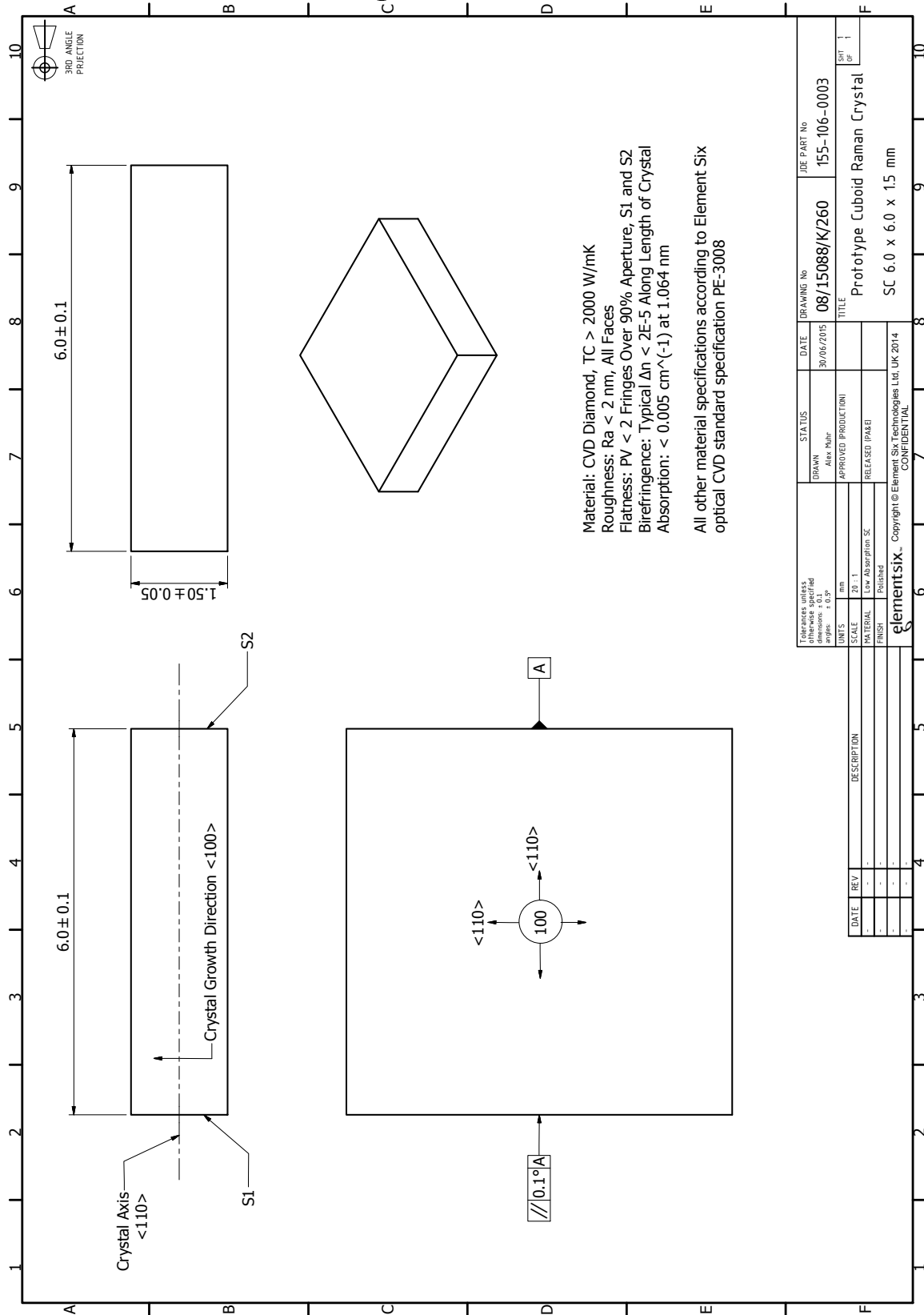
- The birefringence level of our single crystal material has a $n \sim 1 - 2 \cdot \exp(-5)$
- The [N] = ~ 100 ppb
- The [B] = < 0.5 ppb
- @ $2.6 \mu\text{m}$ wavelength diamond has its multi-phonon absorption (independent of either [N] or [B])
- We have a special grade material with [N] = ~ 20 ppb with a lower absorption from which the lower wavelength applications may benefit.
- Typical absorption data @ $1 \mu\text{m}$: Standard (0.05-0.1) cm^{-1} , Low Absorption (0.003 - 0.005) cm^{-1}

Please let me know whether all your questions are answered sufficiently and whether or not you are interested in a quote for the lower absorption material.

Looking forward to your response.

Best Regards,
H. de Wit,
E6

A.2. Technische Zeichnung Diamant-Kristall



| DATE | REV | DESCRIPTION |
|------|-----|-------------|
| - | - | - |
| - | - | - |
| - | - | - |
| - | - | - |
| - | - | - |

| STATUS | DATE | DRAWING No | JDE PART No |
|-----------------------|------------|----------------|--------------|
| DRWN | 30/06/2015 | 08/15088/K/260 | 155-106-0003 |
| APPROVED (PRODUCTION) | | | |
| RELEASED (PACKAGE) | | | |

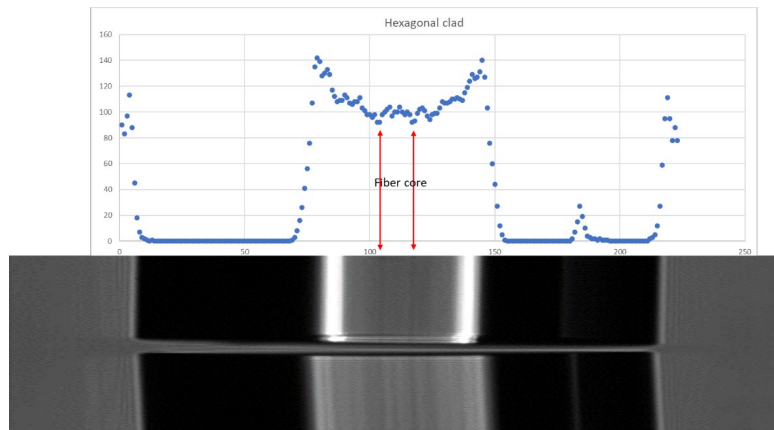
| DIFFERENCE MARKS | OTHER MARKS | OTHER DIMENSIONS | OTHER TOLERANCES |
|------------------|-------------|------------------|------------------|
| None | None | None | None |

| SCALE | FINISH | PLATE | REVISION | DATE |
|-------|-------------|-------|----------|------|
| 1:1 | As Supplied | SC | | |
| | | | | |
| | | | | |
| | | | | |

| TITLE | DATE | REV |
|--------------------------------|------|-----|
| Prototype Cuboid Raman Crystal | | |
| SC 6.0 x 6.0 x 1.5 mm | | |

element six - Copyright © Element Six Technologies Ltd. UK 2014
CONFIDENTIAL

A.3. Parameter für die Kernjustage für eine 20/400 LMA Faser



| Parameter Name | Base program PD04 : PD04 | Optimized program LDF : PD00 | | | |
|--------------------|-----------------------------|---------------------------------|----------------|-------|-------|
| FCS.METHOD | 0 | 0 | AUTO_ADD_ARC | 0 | 0 |
| CMOS_ALIGN_OFF | 0 | 0 | RPT_ARC.POW.O | 0 | 0 |
| SET | 0 | 0 | RPT_MOVE_TYPE | 0 | 0 |
| FINE_FOCUS | 0 | 0 | RPT_ARC.INT | 1000 | 1000 |
| FCS.SEACH | 20 | 20 | RPT_PUSH_DIST | 0 | 0 |
| FU.RESERVE_07 | -1 | -1 | RPT_PULL_DIST | 0 | 0 |
| CL.P.OFFSET | 20 | 0 | RPT_PUSH_SPEED | 130 | 130 |
| CL.DURATION | 100 | 300 | RPT_PULL_SPEED | 130 | 130 |
| RPT_ARC.POW | 100 | 70 | RPT_PUSH_TIME | 0 | 0 |
| VROS | -20 | 0 | RPT_PULL_TIME | 0 | 0 |
| PRE_FUSE_TIME | 160 | 1300 | RET.L.LIMIT | 62 | 62 |
| ARC.DURATION_1 | 12000 | 10000 | RET.U.LIMIT | 78 | 78 |
| Z.PUSH_DIST | 10 | 40 | OFFSET | 0 | 0 |
| Z.PULL_DIST | 0 | 15 | SPLICE_COUNT | 4 | 9 |
| Z.PUSH_SPEED | 130 | 130 | TIMER | 1000 | 1000 |
| Z.PULL_SPEED | 130 | 130 | L.CLEAVE_LNG | 3 | 3 |
| Z.PULL_TIME | 0 | 8000 | R.CLEAVE_LNG | 3 | 3 |
| Z.PUSH_TYPE | 1 | 1 | 0.CLEAVE_LNG | 3000 | 3000 |
| PULS_ARC_POW_1_ON | 0 | 0 | 1.CLEAVE_LNG | 4000 | 4000 |
| PULS_ARC_POW_1_OFF | 0 | 0 | 2.CLEAVE_LNG | 9000 | 9000 |
| ECCENTRICITY | 0,8 | 0,8 | 3.CLEAVE_LNG | 10000 | 10000 |
| IAS_GAIN | 0,3 | 0,3 | L.COATING.DIA | 1 | 3 |
| IAS_OFFSET | 0 | 0 | R.COATING.DIA | 1 | 3 |
| A.T.INDEX.A | 0,2 | 0,2 | 0.COATING.DIA | 160 | 160 |
| A.T.INDEX.B | 200 | 200 | 1.COATING.DIA | 250 | 250 |
| MID_OFFSET | 0 | 0 | 2.COATING.DIA | 400 | 400 |
| GAP_OFFSET | 0 | 0 | 3.COATING.DIA | 900 | 900 |
| GAP | 20 | 30 | L.CLAD.DIA | 1 | 5 |
| ALIGN_TYPE | 1 | 0 | R.CLAD.DIA | 1 | 5 |
| ATTENUATION | 0 | 0 | 0.CLAD.DIA | 80 | 80 |
| RPT_ARC.DRT | 1000 | 5000 | 1.CLAD.DIA | 125 | 125 |
| ARC.DURATION_2 | 0 | 0 | 2.CLAD.DIA | 150 | 150 |
| PULS_ARC_POW_2_ON | 0 | 0 | 3.CLAD.DIA | 200 | 200 |
| PULS_ARC_POW_2_OFF | 0 | 0 | CLAD_OF_LIMIT | 3 | 3 |
| ARC.INTERVAL | 1000 | 1000 | CORE_OF_LIMIT | 0,25 | 0,25 |
| RPT_ARC.TIME | 0 | 0 | CLEAVE_LIMIT | 2 | 12 |
| | | | LOSS_LIMIT | 0,2 | 0,2 |
| | | | CORE_L_LIMIT | 5 | 5 |
| | | | CORE_U_LIMIT | 12 | 25 |
| | | | FOCUS_L_LIMIT | 0,275 | 0,295 |
| | | | FOCUS_U_LIMIT | 0,305 | 0,33 |
| | | | BUBBLE | 15 | 15 |
| | | | LIP_NUMBER | 10 | 10 |
| | | | STREAK | 10000 | 10000 |
| | | | BOTTOM_POINT | 0,35 | 0,35 |

Ehrenwörtliche Erklärung

Ich erkläre hiermit ehrenwörtlich, dass ich die vorliegende Arbeit selbständig, ohne unzulässige Hilfe Dritter und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Hilfsmittel und Literatur angefertigt habe. Die aus anderen Quellen direkt oder indirekt übernommenen Daten und Konzepte sind unter Angabe der Quelle gekennzeichnet. Bei der Auswahl und Auswertung folgenden Materials haben mir die nachstehend aufgeführten Personen in der jeweils beschriebenen Weise entgeltlich/unentgeltlich geholfen:

1. Ondřej Kitzler und Robert J. Williams [Macquarie University] unterstützten mich bei der Vorbereitung der ersten Inbetriebnahme des Diamant-Raman-Oszillators.
2. Dr. Thomas Peschel und Gerd Harnisch [Fraunhofer IOF] unterstützten mich bei der Konstruktion und Auslegung des Diamanthalters.

Weitere Personen waren an der inhaltlich-materiellen Erstellung der vorliegenden Arbeit nicht beteiligt. Insbesondere habe ich hierfür nicht die entgeltliche Hilfe von Vermittlungs- bzw. Beratungsdiensten (Promotionsberater oder andere Personen) in Anspruch genommen. Niemand hat von mir unmittelbar oder mittelbar geldwerte Leistungen für Arbeiten erhalten, die im Zusammenhang mit dem Inhalt der vorgelegten Dissertation stehen.

Die Arbeit wurde bisher weder im In- noch im Ausland in gleicher oder ähnlicher Form einer anderen Prüfungsbehörde vorgelegt.

Die geltende Promotionsordnung der Physikalisch-Astronomischen Fakultät ist mir bekannt.

Ich versichere ehrenwörtlich, dass ich nach bestem Wissen und Gewissen die reine Wahrheit gesagt und nichts verschwiegen habe.

Ort, Datum

Unterschrift d. Verfassers

Liste der Publikationen

Wissenschaftliche Zeitschriften

- [P1] Heinzig, M., Palma-Vega, G., Walbaum, T., Schreiber, T., Eberhardt, R., and Tünnermann, A. (2020). Diamond Raman oscillator operating at 1178 nm. *Optics Letters*, 45(10), 2898-2901.
- [P2] Heinzig, M., Palma-Vega, G., Yildiz, B., Walbaum, T., Schreiber, T., and Tünnermann, A. (2021). Continuous-wave cascaded second Stokes diamond Raman laser at 1477 nm. *Optics Letters*, 46(5), 1133-1136.
- [P3] Beier, F., Heinzig, M., Walbaum, T., Kuhn, S., Hupel, C., Haarlammert, N., and Tünnermann, A. (2015, October). Determination of thermal load from core temperature measurements in single mode ytterbium-doped fiber amplifiers. In *Advanced Solid State Lasers* (pp. ATH2A-23). Optica Publishing Group.
- [P4] Walbaum, T., Heinzig, M., Liem, A., Schreiber, T., Eberhardt, R., and Tünnermann, A. (2015, October). Optimization of a Diode-Pumped Thulium Fiber Laser with a Monolithic Cavity towards 278 W at 1967 nm. In *Advanced Solid State Lasers* (pp. ATH2A-28). Optica Publishing Group.
- [P5] Till Walbaum, Matthias Heinzig, Thomas Schreiber, Ramona Eberhardt, and Andreas Tünnermann, "Monolithic thulium fiber laser with 567W output power at 1970nm, *Öpt. Lett.* 41, 2632-2635 (2016)
- [P6] Walbaum, T., Heinzig, M., Beier, F., Liem, A., Schreiber, T., Eberhardt, R., and Tünnermann, A. (2016, March). Spatially resolved measurement of the core temperature in a high-power thulium fiber system. In *Fiber Lasers XIII: Technology, Systems, and Applications* (Vol. 9728, pp. 142-148). SPIE.
- [P7] Palma-Vega, G., Walbaum, T., Heinzig, M., Kuhn, S., Hupel, C., Hein, S. and Tünnermann, A. (2019). Ring-up-doped fiber for the generation of more than 600 W single-mode narrow-band output at 1018 nm. *Optics Letters*, 44(10), 2502-2505.

Konferenzbeiträge

- [O1] Heinzig, M., Walbaum, T., Williams, R. J., Kitzler, O., Mildren, R. P., Schreiber, T., and Tünnermann, A. (2017, June). High-power single-pass pumped diamond Raman laser. In The European Conference on Lasers and Electro-Optics (p. CA-11-5). Optica Publishing Group. PW 2018
- [O2] Heinzig, M., Walbaum, T., Williams, R. J., Kitzler, O., Mildren, R. P., Schreiber, T., and Tünnermann, A. (2018, February). High-power single-pass pumped diamond Raman oscillator. In Solid State Lasers XXVII: Technology and Devices (Vol. 10511, pp. 221-226). SPIE. ASSL 2018
- [O3] Heinzig, M., Palma-Vega, G., Walbaum, T., Schreiber, T., Eberhardt, R., and Tünnermann, A. (2018, November). High power 1st and 2nd Stokes diamond Raman frequency conversion. In Advanced Solid State Lasers (pp. AW1A-4). Optica Publishing Group. NLO 2019
- [O4] Heinzig, M., Palma-Vega, G., Yildiz, B., Walbaum, T., Schreiber, T., Eberhardt, R., and Tünnermann, A. (2019, July). High power 2nd Stokes diamond Raman optical frequency conversion. In Nonlinear Optics (pp. NTu3A-2). Optica Publishing Group. CLEO 2019
- [O5] M. Heinzig, G. Palma-Vega, B. Yildiz, T. Walbaum, T. Schreiber, R. Eberhardt, and A. Tünnermann, "High power 2nd Stokes diamond Raman optical frequency conversion, in 2019 Conference on Lasers and Electro-Optics Europe and European Quantum Electronics Conference, OSA Technical Digest (Optica Publishing Group, 2019), paper cd-3-6.