

Universität
Rostock



Traditio et Innovatio



Experimentelle und numerische Analyse der Quantenrauschdynamik optischer Pulse in Glasfasern

Dissertation

zur Erlangung des akademischen Grades

doctor rerum naturalium (Dr. rer. nat.)

der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät

der Universität Rostock

vorgelegt von: Oskar Schlettwein, geb. am 24. Februar 1990 in Rostock

Betreuer: Prof. Dr. Boris Hage

Rostock, den 25. Mai 2018

https://doi.org/10.18453/rosdok_id00002412

Gutachter: Prof. Dr. Boris Hage

**Universität Rostock
Institut für Physik
Arbeitsgruppe Experimentelle Quantenoptik
Albert-Einstein-Str. 23-24
18059 Rostock
Deutschland**

Prof. Dr. Carsten Fallnich

**Universität Münster
Institut für angewandte Optik
Corrensstraße 2
48149 Münster
Deutschland**

Tag der Verteidigung: 31.08.2018

Selbständigkeitserklärung

Ich versichere hiermit an Eides statt, dass ich die vorliegende Arbeit selbständig angefertigt und ohne fremde Hilfe verfasst habe, keine außer den von mir angegebenen Hilfsmitteln und Quellen dazu verwendet habe und die den benutzten Werken inhaltlich und wörtlich entnommenen Stellen als solche kenntlich gemacht habe.

Rostock, den 25. Mai 2018

Abstract

Optical fibres made of fused silica are important components of modern commercial communication systems. The same hardware can guide optical quantum states providing the foundation for quantum communication networks. When bright, short optical pulses are used to carry information through the fiber they are affected by the nonlinear Kerr effect. This can change the quantum noise properties significantly and manipulate the performance of the communication channel.

Within this thesis the quantum noise properties of optical pulses propagating through a polarization-maintaining single mode fiber are experimentally and numerically investigated. A robust experimental setup is presented using both well defined polarization axes to produce directly detectable photon number squeezing. Results of numerical simulations of the quantum state evolution of bright optical pulses in fibres which was developed during this thesis are in excellent agreement with measured results. Further a setup including a ring resonator is experimentally investigated in order to enable full quantum state tomography of pulses at the fiber output. The absence of expected squeezing results within the measurement inspired a deep consideration of experimental specialties. Backed by numerical simulations explanation and connections are found and possible solutions are presented.

Zusammenfassung

Optische Glasfasern stellen eine wichtige Komponente für moderne kommerzielle Kommunikationssysteme dar und werden auch im Bereich der Quantenkommunikation als Übertragungsmedium für optische Quantenzustände verwendet. Propagieren helle optische Pulse als Informationsträger durch die Faser, so ist dabei besonders die nichtlineare Wechselwirkung durch den Kerr-Effekt von Bedeutung, da sie einen Einfluss auf die Quantenrauscheigenschaften des Pulses haben kann. Dies hat auch für klassische Informationsübertragung Relevanz, denn auch diese ist ultimativ durch Quantenrauschen limitiert.

In der folgenden Arbeit findet eine experimentelle und numerische Analyse des Quantenrauschens optischer Pulse in polarisationserhaltenden Monomodenglasfasern statt. Dabei wird ein robustes Experiment vorgestellt, mit dem am Faserausgang durch Interferenz von Pulsen aus beiden ausgezeichneten Polarisationsachsen direkt detektierbare Photonenquetschung generiert werden kann. Eine im Rahmen dieser Arbeit entwickelte numerische Simulation der Quantenzustandsevolution heller optischer Pulse in Glasfasern liefert exzellent mit den experimentellen Befunden übereinstimmende Resultate. Weiterhin wird die Quantenzustandstomographie der Pulse am Faserausgang mit einem Ringresonator experimentell untersucht. Eine zu erwartende Detektion von Quetschung konnte dabei nicht registriert werden und die Studie experimenteller Besonderheiten weist im Zusammenspiel mit numerischen Analysen die Ursachen auf. Mögliche Lösungsvorschläge werden dargestellt.

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
2. Theorie	5
2.1. Propagation optischer Pulse in Einmoden-Glasfasern	5
2.1.1. Chromatische Dispersion	8
2.1.2. Optischer Kerr-Effekt	9
2.1.3. Fundamentales Soliton	10
2.1.4. Stimulierte Raman-Streuung	11
2.1.5. Brillouin Rauschen in optischen Fasern	13
2.2. Optischer Ringresonator	14
2.2.1. Grundlagen	14
2.2.2. Pound-Drever-Hall (PDH) Stabilisierung	16
2.3. Quantenoptik	18
2.3.1. Kohärenter Zustand	20
2.3.2. Kerr- gequetschter Zustand	21
2.3.3. Detektion des Quantenzustands elektromagnetischer Strahlung . .	24
2.3.4. Phasenraumdarstellung	28
2.3.5. Resonatordetektion	30
3. Simulation der Quantenzustandsevolution in Glasfasern	33
3.1. Klassische Propagation optischer Pulse in optischen Fasern	33
3.2. Quantenrauschen	36
3.3. Modenselektion	37
3.4. Simulationsergebnisse	39
3.4.1. Leistungsabhängige Quetschung nicht-solitonischer Pulse	39
3.4.2. Spektrale Eigenmoden eines Solitons	42

4. Experimentelle Komponenten	45
4.1. Das Lasersystem	45
4.1.1. Beschreibung des Lasersystems	45
4.1.2. Amplitudenmodulation durch Idler	47
4.1.3. Stabilisierung	51
4.2. Optischer Filterresonator	54
5. Experimente	59
5.1. Jiggle-Experiment	59
5.2. Optischer Resonator: Verstimmt	65
5.3. Optischer Resonator: Resonant	73
5.3.1. Aufbau	73
5.3.2. Messresultate	75
5.3.3. Auswertung und Fehleranalyse	80
6. Zusammenfassung und Ausblick	93
A. Frequenzkonversion des CTA-Kristalls	97
B. Detektoren	99
Literaturverzeichnis	101
Eigene Publikationen	107
Präsentationen	109
Lebenslauf	111

Kapitel 1.

Einleitung

Bereits im Jahr 1966 erkannte der Physiker Charles Kuen Kao, dass mit optischen Glasfasern Informationen über große Distanzen von bis zu 100 km übertragen werden können, wenn das Glas in reiner Form vorliegt [1]. Diese Entdeckung ist einer der Grundsteine für die rapide zunehmende globale Kommunikation über optische Fasern, weshalb Kao im Jahr 2009 auch den Nobelpreis für Physik erhielt [2]. Auch wenn aktuelle Studien, wie zum Beispiel die der OECD vom Juni 2017 [3] zeigen, dass der Ausbau des Glasfasernetzes in Deutschland nur sehr schleppend vorangeht, ist dies auf internationaler Ebene ganz anders. Während in Deutschland 2,1% aller stationären Breitbandanschlüsse auf Glasfasertechnologie beruhen, so sind es beispielsweise in Japan bereits 76,2%.

„Eine deutlich erweiterte Glasfaserinfrastruktur“ ist daher ein Eckpunkt der „Zukunftsoffensive Gigabit-Deutschland“ des Bundesministeriums für Verkehr und digitaler Infrastruktur vom 07.03.2017 [4]. Im Rahmen dieser Offensive werden bis zum Jahr 2025 im Zusammenschluss mit Unternehmen 100 Milliarden Euro investiert, um unter anderem das Glasfasernetz drastisch auszubauen [5]. Doch auch wenn Glasfasern im Vergleich zu Kupferkabeln zum Beispiel mit ihrer deutlich größeren Bandbreite von rund 50 THz und der Reichweite der Signalübertragung enorme Vorteile bringen, sind auch ihnen fundamentale Grenzen gesetzt. Nach Shannon's Theorem [6] ist neben der Bandbreite das Signal-zu-Rausch-Verhältnis eine relevante Größe, um die maximale Übertragungskapazität einer Glasfaser zu bestimmen. Während der weltweite Datentransfer jährlich um rund 40% steigt und kein Ende dieses Trends absehbar ist [7], werden, wie beispielsweise von Bayvel zusammengetragen [8], unter Laborbedingungen bereits Übertragungsergebnisse nahe des Shannon-Limits verzeichnet. Auch wenn die Kommerzialisierung solcher Systeme noch einige Jahre dauert, ist ein sogenannter *capacity crunch* zu erwarten, bei dem die maximale Übertragungskapazität von Glasfasern aufgrund

fundamentaler physikalischer Limits ausgeschöpft ist und die kostenintensive Erweiterung durch parallele Übertragungstrecken erforderlich wird [7]. Um dies zu vermeiden, muss eine komplexere Kodierung des Signals mit einer Vielzahl verschiedener Symbole erfolgen. Diese wird jedoch ultimativ durch Rauscheinträge aufgrund von Quantenfluktuationen und durch die Nichtlinearität der Glasfaser limitiert. Eine Untersuchung der Quantenrauscheigenschaften von optischen Pulsen, die durch eine Glasfaser propagieren, bekommt also für zukünftige Anwendungen in der Kommunikation enorme Bedeutung. Dies wird weiterhin durch Entwicklungen in der Quantenkommunikation bekräftigt. Dort werden beispielsweise optische Quantenzustände zwischen verschiedenen Parteien versendet, um auf der Grundlage der Quantenphysik eine abhörsichere Kommunikation zu gewährleisten [9, 10, 11]. Ist das Übertragungsmedium eine Glasfaser, so muss gewährleistet werden, dass während der Übertragung die Quantenrauscheigenschaften des Signals unverändert bleiben. Werden hohe optische Signalleistungen verwendet, findet aufgrund der Nichtlinearität der Glasfaser eine Kopplung zwischen Amplitude und Phase des propagierenden elektrischen Felds statt, was eine Veränderung der Quantenrauscheigenschaften des Signals mit sich führt. Zur vollständigen Charakterisierung solcher Quantenzustände muss schließlich eine Quantenzustandstomographie durchgeführt werden, wobei sich eine balancierte Sagnac-Schleife [12, 13, 14] oder die Polarisationsstomographie [15, 16, 17] bewährt haben.

Diese Schemen basieren jedoch auf der Interferenz zweier als identisch angenommener Pulse, die entweder in entgegengesetzter Richtung die Faser durchlaufen, oder jeweils in den ausgezeichneten Achsen einer polarisationerhaltenden Glasfaser propagieren. In der vorliegenden Arbeit wird eine alternative Tomographiemethode mit einem Ringresonator vorgestellt, bei der ein Quantenzustand am Faserausgang untersucht werden kann. Dabei kann auch die spektrale Multimodennatur der Pulse analysiert werden. Die experimentelle Realisierung stößt dabei auf signifikante Abweichungen von den theoretischen Erwartungen und eine umfangreiche Fehleranalyse zeigt, dass die zur Stabilisierung des Resonators verwendete Amplitudenmodulation des Lasersystems eine Fehlerquelle darstellt. Weiterhin wird eine numerische Simulation zur Quantenzustandsevolution optischer Pulse in Glasfasern entwickelt und diese anhand von Quetschexperimenten verifiziert.

Die vorliegende Arbeit gliedert sich dabei folgendermaßen. Zunächst erfolgt in Kapitel 2 eine Vorbetrachtung der notwendigen klassischen und quantenoptischen Theorie. Anschließend wird in Kapitel 3 die numerische Simulationsmethode, sowie einige ausgewählte Simulationsergebnisse präsentiert. Wichtige experimentelle Komponenten, wie das Lasersystem und der zur Quantenzustandstomographie verwendete Resonator, werden

in dem Kapitel 4 charakterisiert. In Kapitel 5 erfolgt die Darstellung experimenteller Resultate, die unter anderem -3 dB gemessene Quetschung beinhalten, welche nach Korrektur linearer Verluste zu $-5,4\text{ dB}$ korrespondieren. Eine Zusammenfassung der Ergebnisse ist in dem abschließenden Kapitel 6 präsentiert.

Kapitel 2.

Theorie

In diesem Kapitel erfolgt eine Übersicht theoretischer Hintergründe, die bei einer experimentellen Analyse der Quantenrauscheigenschaften kurzer optischer Pulse nach der Wechselwirkung mit optischen Fasern zum tragen kommen. Für eine detailliertere Beschreibung der Effekte in optischen Fasern und ihren unterschiedlichen Eigenschaften werden Sachbücher wie [18, 19, 20] empfohlen. Grundlegende Eigenschaften von Resonatoren werden sehr gut in [21] dargestellt. Auf die theoretische Betrachtung quantenoptischer Phänomene und ihre Vermessung wird ausführlich in [22, 23, 24] eingegangen. Sie werden in [25] aus einem eher experimentellen Blickwinkel beleuchtet. Wenn nicht anders gekennzeichnet beruhen die folgenden Ausführungen auf diesen genannten Werken.

2.1. Propagation optischer Pulse in Einmoden-Glasfasern

Die Beschreibung der Propagation elektromagnetischer Wellen durch eine optische Faser stützt sich auf die berühmten Maxwell-Gleichungen. Dabei werden in der vorliegenden Arbeit ausschließlich Standardfasern aus Siliziumdioxid (SiO_2) betrachtet, welche nichtmagnetsische, dispersive und nichtlineare Dielektrika darstellen. Die Wechselwirkung der elektromagnetischen Wellen mit der Glasfaser wird somit auf die Betrachtung des elektrischen Felds $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ und die induzierte Polarisation $\mathbf{P}(\mathbf{r}, t)$ reduziert. Unter Verwendung des Zusammenhangs $\mu_0\epsilon_0 = 1/c^2$ zwischen Permittivität ϵ_0 , Permeabilität μ_0 und Lichtgeschwindigkeit c im Vakuum kann die Wellengleichung in SI-Einheiten

$$\nabla^2 \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}(\mathbf{r}, t)}{\partial t^2} \quad (2.1)$$

aufgestellt werden. Allgemein sind Polarisation und elektrisches Feld über Tensoren der elektrischen Suszeptibilität $\chi^{(i)}$ verknüpft:

$$\mathbf{P}(\mathbf{r}, \omega) = \varepsilon_0 \left(\chi^{(1)}(\omega) \cdot \mathbf{E} + \chi^{(2)}(\omega) : \mathbf{E}\mathbf{E} + \chi^{(3)}(\omega) \vdots \mathbf{E}\mathbf{E}\mathbf{E} + \dots \right), \quad (2.2)$$

mit $\mathbf{P}(\mathbf{r}, \omega)$ und $\mathbf{E} = \mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega)$ den Fourier-Transformierten von $\mathbf{P}(\mathbf{r}, t)$ und $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$. Aufgrund der Isotropie des Glases sind von der $\chi^{(2)}$ -Komponenten abhängige Effekte, wie beispielsweise die Frequenzverdopplung verschwindend gering. Weiterhin ergibt sich für den $\chi^{(3)}$ -Tensor unter Verwendung optische Frequenzen weit entfernt von Materialresonanzen nur eine einzige Komponente ungleich Null.

Für eine räumliche Mode einer linear polarisierten ebenen Welle $E = \frac{1}{2}(E_0(z)e^{-i\omega t} + c.c.)$, welche entlang einer der ausgezeichneten Achse einer polarisationserhaltenden Faser propagiert, kann Gl. 2.2 in

$$P = \varepsilon_0 \left(\chi^{(1)}(\omega) + \frac{3}{4} \chi^{(3)}(\omega) |E_0|^2 \right) E \quad (2.3)$$

überführt werden, bei denen $\chi^{(i)}(\omega)$ nun skalare Größen darstellen. Mit der Definition der relativen Permittivität

$$\varepsilon_r(\omega) = \left(n(\omega) + i \frac{\alpha c}{2\omega} \right)^2 = 1 + \chi^{(1)}(\omega) + \frac{3}{4} \chi^{(3)}(\omega) E_0^2 \quad (2.4)$$

kann für die Annahmen geringer Verluste im Medium ($\alpha \approx 0$) und einem deutlich stärkeren linearen n_0 als nichtlinearen Brechungsindex $n_2 I$ die für die Kerr-Nichtlinearität bekannte Abhängigkeit des Brechungsindex von der Intensität $I = \frac{1}{2} c \varepsilon_0 n_0 |E_0|^2$ gezeigt werden:

$$n(\omega, |E_0|) \approx n_0(\omega) + n_2(\omega)I \quad \text{mit} \quad n_2 = \frac{3}{8} \frac{\chi^{(3)}(\omega)}{n_0(\omega)}. \quad (2.5)$$

Als Glasfasern werden ausschließlich Stufenindexfasern oberhalb der *cut-off* Wellenlänge λ_C verwendet. Sie bestehen aus einem Kern mit Querschnittsradius a und Brechungsindex n_K , sowie einem Mantel mit Brechungsindex n_M . Dabei ist $n_K > n_M$. Für die *normalisierte Frequenz*

$$V = \frac{2\pi}{\lambda_C} a \sqrt{n_K^2 - n_M^2} \quad (2.6)$$

gilt, dass für Werte kleiner 2,405 sich nur die räumliche Grundmode ausbreiten kann.

Die in der vorliegenden Arbeit verwendeten Lichtpulse weisen eine minimale Halbwertsbreite von $\tau_{\text{FWHM}} = 250$ fs bei einer Wellenlänge von $\lambda = 1500$ nm ... 1550 nm auf. Die längste Oszillationsperiodendauer des elektrischen Feldes $T_{\text{os}} = \lambda/c = 1550$ nm/ $c \approx 5$ fs ist somit deutlich kürzer als die verwendeten Pulsdauern. Die *slowly varying envelope approximation* (SVEA) kann somit angewendet werden, um das elektrische Feld in einen schnell oszillierenden Anteil und eine sich langsam ändernde, komplexe Pulseinhüllende $\mathbf{A}(x, y, z, t)$ zu separieren. Betrachtet wird nun die Ausbreitung entlang der z -Richtung:

$$\mathbf{E}(x, y, z, t) = \mathbf{A}(x, y, z, t) e^{i(\omega_0 t - \beta_0 z)}. \quad (2.7)$$

Hier sind $\omega_0 = c/\lambda$ die Trägerfrequenz und $\beta_0 = \omega_0 n/c$ die Propagationskonstante. Unter Anwendung der SVEA kann mittels einer Separation der Variablen schließlich aus der Wellengleichung 2.1 die verallgemeinerte nichtlineare Schrödinger Gleichung (NLSE¹)

$$\frac{\partial A(z, t)}{\partial z} = (\hat{D} + \hat{N})A(z, t) \quad (2.8)$$

¹engl. *nonlinear Schrödinger equation*

gewonnen werden. Namensgebend ist dabei ihre enge Analogie zu der quantenmechanischen Schrödingergleichung für den in Abs. 2.1.3 betrachteten Fall. Allgemein beschreibt die NLSE die Auswirkung linearer \hat{D} und nichtlinearer Prozesse \hat{N} auf die Pulseinhüllende $A(z, t)$. Die Zeit $t = t' - \frac{z}{v_g}$ bezieht sich dabei bereits auf ein mit der Gruppengeschwindigkeit des Pulses v_g mitpropagierendes Bezugssystem. Im Allgemeinen können eine Vielzahl linearer und nichtlinearer Prozessen in die NLSE eingebracht werden. Im Folgenden wird eine mathematische Beschreibung der drei für diese Arbeit relevanten Effekte der chromatischen Dispersion, des Kerr- sowie des Raman-Effekts eingeführt. Die NLSE ergibt sich mit ihnen zu

$$\frac{\partial A}{\partial z} = \left(\underbrace{\sum_{m=2}^{\infty} \frac{i^{m+1}}{m!} \beta_m \frac{\partial^m}{\partial t^m}}_{\hat{D}} + \underbrace{i\gamma|A|^2 - i\gamma T_R \frac{\partial|A|^2}{\partial t}}_{\hat{N}} \right) A, \quad (2.9)$$

wobei β_m Dispersionskoeffizienten sind und γ die Nichtlinearitätskonstante sowie T_R die Raman-Zeitkonstante ist, auf die in den folgenden Abschnitten noch genauer eingegangen wird.

2.1.1. Chromatische Dispersion

Phänomenologisch kann die chromatische Dispersion auf Absorbtionsresonanzen im Material zurückgeführt werden. Auch wenn diese spektral weit entfernt von dem verwendeten Wellenlängenbereich um 1500 nm liegen, sorgen sie für einen frequenzabhängigen Brechungsindex, der über die *Sellmeier-Gleichung* [26] angenähert werden kann. Für Pulse mit spektraler Breite ω_{FWHM} und Mittenfrequenz ω_0 kann für $\omega_{\text{FWHM}}/\omega_0 \ll 1$ die Propagationskonstante β in Frequenz ω an der Stelle ω_0 entwickelt werden:

$$\beta(\omega) = n(\omega) \frac{\omega}{c} = \sum_{m=0}^{\infty} \frac{\beta_m}{m!} (\omega - \omega_0)^m \quad \text{mit} \quad \beta_m = \left(\frac{d^m \beta}{d\omega^m} \right)_{\omega=\omega_0}. \quad (2.10)$$

Im verlustfreien Fall ergibt sich daraus der lineare Operator der NLSE zu

$$\hat{D} = \sum_{m=2}^{\infty} \frac{i^{m+1}}{m!} \beta_m \frac{\partial^m}{\partial t^m}. \quad (2.11)$$

Der β_0 -Koeffizient wird dabei vernachlässigt, da er der Phasengeschwindigkeit zuzuordnen ist und dieser schnell oszillierende Anteil mit der SVEA nicht betrachtet wird. Der β_1 -Koeffizient stellt das Reziprok der Gruppengeschwindigkeit dar und findet in der NLSE bereits durch das mitbewegte Bezugssystem Anwendung. Somit stellt β_2 die Dispersion der Gruppengeschwindigkeit (GVD²) dar, um die unterschiedliche Ausbreitungsgeschwindigkeit der spektralen Komponenten zu beschreiben. Die Dispersion höherer Ordnung hat häufig nur geringen Einfluss auf die Pulspropagation, sodass sie im Rahmen der vorliegenden Arbeit, wenn nicht anders gekennzeichnet, vernachlässigt wird.

Unter Anwendung der GVD bleibt die spektrale Pulsform erhalten. Es ergibt sich jedoch ein zusätzlicher von der Propagationsdistanz und der Frequenz abhängiger Phasenterm. Werden beispielsweise Gaußpulse betrachtet, führt dieser zu einer Verbreiterung der Pulse im Zeitbereich und es ergibt sich eine zeitabhängige Momentanfrequenz innerhalb des Pulses, was als *Chirp* bezeichnet wird. Die zeitliche Verbreiterung eines Gaußpulses der initialen Dauer $T_{0,in} = \tau_{\text{FWHM}}/(2\sqrt{\ln(2)})$ wird üblicherweise mit der charakteristischen Länge

$$L_D = \frac{T_0^2}{|\beta_2|} \quad (2.12)$$

angegeben. Sie bezeichnet die Propagationsstrecke in der dispersiven Faser, bei der sich die Pulsdauer am Ausgang $T_{0,out} = \sqrt{2}T_{0,in}$ ergibt.

2.1.2. Optischer Kerr-Effekt

An dieser Stelle erfolgt eine Beschreibung der klassischen Wirkung des Kerr-Effekts während der Propagation eines Femtosekundenpulses durch eine polarisationserhaltende Monomodenfaser. Eine quantenphysikalische Betrachtung ist in Abs. 2.3.2 zu finden. Nach Gl. (2.3) gibt es neben der linearen Abhängigkeit zwischen Polarisation und propagierendem, elektrischen Feld in der Faser einen von der Intensität abhängigen, nichtlinearen

²engl. *group-velocity dispersion*

Term. Dieser ist phänomenologisch auf anharmonische Oszillationen der gebundenen Elektronen im Medium als Antwort auf die hohe Intensität des propagierenden Pulses zurückzuführen. Aus dem in Gl. (2.13) eingeführten, intensitätsabhängigen Brechungsindex folgt für eine Faser der Länge L und effektiver Modenfläche A_{eff} eine nichtlineare Phasenverschiebung des elektrischen Felds einer ebenen Welle mit Wellenlänge λ_0 von

$$\phi_{NL} = \frac{2\pi n_2}{\lambda_0 A_{\text{eff}}} |E|^2 L = \gamma PL. \quad (2.13)$$

Hier ist γ der Nichtlinearitätskoeffizient in Einheiten $[\text{W}^{-1}\text{km}^{-1}]$ und P die optische Leistung. Werden erneut Gaußpulse mit Spitzenleistung P_0 betrachtet, so ergibt sich als Folge des Kerr-Effekts eine vom Leistungsprofil abhängige Phasenverschiebung der zeitlichen Komponenten des Pulses $\Phi(z, t) = \gamma |A(0, t)|^2 z$, ohne dass sich das Leistungsprofil ändert. Bei ungechirpten Eingangspulsen entstehen dadurch neue Frequenzkomponenten in den Pulsflanken, was zu einer spektralen Verbreiterung führt. Die nichtlineare Länge

$$L_{\text{NL}} = \frac{1}{\gamma P_0} \quad (2.14)$$

beschreibt dazu die Propagationsdistanz, unter der das temporäre Maximum des Pulses durch den Kerr-Effekt eine Phasenverschiebung von $\Phi = 1$ rad erfährt.

Die Implementierung der Selbstphasenmodulation in die NLSE aus Gl (2.8) erfolgt mittels des nichtlinearen Operators

$$\hat{N}_{\text{Kerr}} = i\gamma |A(z, t)|^2. \quad (2.15)$$

2.1.3. Fundamentales Soliton

Werden ausschließlich Dispersion zweiter Ordnung und die Kerr-Nichtlinearität betrachtet, ergibt sich die NLSE zu

$$\frac{\partial A(z, t)}{\partial z} = -i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} A(z, t) + i\gamma |A(z, t)|^2 A(z, t). \quad (2.16)$$

Im Regime anomaler Dispersion ($\beta_2 < 0$) können über die inverse Streutheorie [27] Lösungen der Form

$$A(z, t) = \sqrt{P_0} \cdot \operatorname{sech}(t/T_0) \exp\left(i \frac{z}{2L_D}\right) \quad (2.17)$$

gewonnen werden. Hier ist P_0 die Spitzenleistung und T_0 die Zeit, in der die Amplitude auf $1/e$ gesunken ist. Für die Spitzenleistung gilt

$$P_0 = \frac{N^2 |\beta_2|}{\gamma T_0^2} \quad (2.18)$$

mit $N = 1, 2, 3, \dots$ als Parameter für die Solitonordnung. Diese Reihe an Lösungen werden als *Solitonen* bezeichnet. Für $N > 1$ findet eine periodische Änderung der Pulsform statt, die nach Propagation über eine Solitonperiode $z_0 = \pi/2 \cdot L_D$ wieder der Eingangspulsform entspricht. Herausragend ist jedoch die Lösung für $N = 1$. Dieses *fundamentale Soliton* zeichnet sich dadurch aus, dass es unter ausschließlicher Einwirkung von anomaler Dispersion und Selbstphasenmodulation formstabil durch die Faser propagiert. Dabei kompensieren sich linearer und nichtlinearer Chirp, sodass die temporäre und spektrale Form des Pulses erhalten bleibt. Nach Gl. (2.18) ergibt sich dafür der Zusammenhang zwischen Puls- und Faserparametern, welcher sich ebenfalls aus der Solitonbedingung $L_D = L_{NL}$ bestimmen lässt.

2.1.4. Stimulierte Raman-Streuung

Einen weiteren nichtlinearen Effekt bei der Wechselwirkung zwischen optischem Puls und Glasfaser stellt die Raman-Streuung dar. Bei diesem inelastischen Streuprozess findet überwiegend eine Energieabgabe von den Photonen des Pulses auf die optischen Phononen in der Faser statt. Die dabei auftretende Rotverschiebung des Pulsspektrums wurde experimentell an dem Beispiel von Solitonen in [28] untersucht. Anders als beim Kerr-Effekt, bei dem auf Attosekunden-Zeitskala die anharmonische Oszillation der Elektronenhülle von Molekülen im Medium das elektrische Feld moduliert, ist es bei dem Raman-Effekt die aufgrund ihrer Trägheit verzögerte Schwingung der Molekülrümpfe.

Eine Modellierung des Raman-Effekts erfordert eine Zeitabhängigkeit von $\chi^{(3)}(t) = R(t) \cdot \chi^{(3)}$, die sich über eine Antwortfunktion $R(t) = f_R h_R(t) + (1 - f_R) \delta(t - t_e)$ des Mediums beschreiben lässt. Dabei stellt $f_R \approx 0.18$ das Maß für den prozentualen Anteil des verzögerten Raman-Effekts an der gesamten Nichtlinearität dar, welches die Ramanfunktion $h_R(t)$ wichtet. Der zweite Term beschreibt den instantanen Kerr-Effekt mit t_e als eine Verzögerung der elektronischen Antwort auf Attosekundenskala. Die Ramanfunktion kann nach [29] aus dem experimentell zugänglichen Raman-Verstärkungsspektrum gewonnen werden. Sie wird üblicherweise mit einem Fit gedämpfter Oszillatoren beschrieben, deren Zeitkonstanten für optische Fasern wenige 10 fs umfassen [30]. Werden deutlich längere optische Pulse verwendet ($\tau_{\text{FWHM}} > 100 \text{ fs}$), kann mit der Definition der Raman-Zeitkonstante $T_R \equiv \int_0^{\infty} t R(t) dt$ schließlich die gesamte nichtlineare Wirkung als Summe des instantanen Kerr- und verzögerten Raman-Effekts

$$\hat{N} = \hat{N}_{\text{Kerr}} + \hat{N}_{\text{Raman}} = i\gamma|A|^2 - i\gamma T_R \frac{\partial |A|^2}{\partial t} \quad (2.19)$$

dargestellt werden. Experimentelle Untersuchungen mit Solitonen in Standard-Monomodenfasern bei 1550 nm liefern eine Zeitkonstante von $T_R = 3 \text{ fs}$ [31].

Der Einfluss des Raman-Effekts auf die Quanteneigenschaften des durch die Faser propagierenden, optischen Pulses ist zusammen mit der Präsentation der *backpropagation method* von Lai und Yu in [32] dargestellt. Dabei wird zunächst die klassische Pulspropagation simuliert, um die Ausgangspulsform $A(L, t)$ zu gewinnen. Anschließend wird ein klassisches System durch spezielle Randbedingungen auf das Quantensystem am Ausgang abgestimmt und unter der Berücksichtigung der Rauscheinträge durch die Kopplung der Photonen an die optischen Phononen zurück propagiert. Eine anschließende Analyse des erreichbaren Quetschgrades mit dem Ausgangspuls als Lokaloszillator (LO) zeigt, dass der Raman-Effekt immer die maximal mögliche Quetschung degradiert. Wird die nichtlineare Wechselwirkung erhöht, zeigt sich weiterhin, dass eine Sättigung eintritt, die jedoch nicht auf die zusätzlichen Rauscheinträge durch das temperaturabhängige Phononenfeld, sondern den Einfluss des Raman-Effekts auf die spektralen Komponenten des Pulses selbst, zurückzuführen ist [32]. Die Sättigung ist ebenfalls festzustellen, wenn statt des gesamten Ausgangspulses die einzelnen, separablen, gequetschten Eigenmoden betrachtet werden [33].

Eine detailliertere Analyse der Quantenkorrelationen spektraler Komponenten innerhalb eines Pulses nach der Wechselwirkung mit einer optischen Faser kann in [34] nachvollzogen werden. Der Raman-Effekt verursacht dabei charakteristische Asymmetrien innerhalb des Spektrums, welche sich bei der Messung von Quetschung der Photonenzahl spektral gefilterter Pulse bemerkbar machen [35, 36, 37]. Der Unterschied zwischen Hoch- und vergleichbarem Tiefpassfiltern in den Experimenten, ist auf die durch den Raman-Effekt eingeführte Asymmetrie der spektralen Korrelationen zurückzuführen.

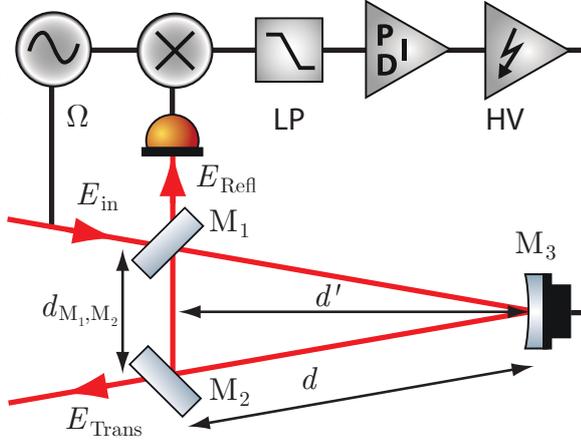
2.1.5. Brillouin Rauschen in optischen Fasern

Erste Quetschexperimente mit CW-Lasern und optischen Fasern wurden durch die Streuung des Lichts an akustischen Phononen in der Faser limitiert [38]. Dabei kann zwischen stimulierter und in der Faser geführter Brillouin-Streuung (GAWBS für guided acoustic-wave Brillouin scattering) unterschieden werden. Die stimulierte Streuung setzt erst ab einem Schwellenwert der mittleren optischen Leistung ein. Sie verschwindet in Richtung der Pulspropagation entlang der Faser und weist eine maximale Frequenzverschiebung in entgegengesetzter Richtung auf. Um dennoch starke Kerr-Nichtlinearitäten zu erzeugen, kann die hohe Spitzenleistung kurze Pulse verwendet werden. Die mittlere optische Leistung bleibt dabei vergleichsweise gering und kann unterhalb des Schwellwertes für stimulierte Brillouin-Streuung gehalten werden.

GAWBS hingegen ist ein sehr schwacher, vorwärtsgerichteter Streuprozess des Lichts an den thermisch angeregten Phononen in der Faser. Die schmale, zylindrische Form der Faser ermöglicht erst Streuung in Vorwärtsrichtung und die spektrale Verteilung der gestreuten Stokeswelle ist dabei stark von den Faserparametern, wie Kerndurchmesser oder Brechungsindex, abhängig. Als Folge ergeben sich Rauscheinträge in spektrale Komponenten der akustischen Anregungen, die typischerweise zwischen 20 MHz und 1 GHz liegen [39, 40, 14]. Die Detektion von gequetschten Seitenbändern ist demnach nur möglich, wenn das GAWBS-Rauschen gering gehalten wird. In ersten CW-Experimenten kühlten die Experimentatoren dazu die optische Faser auf wenige Kelvin herunter [38].

Der Übergang zu modengekoppelten Pulsen stellt aufgrund der Vielzahl spektraler Moden und deren fester Phasenbeziehung zueinander zunächst Schwierigkeiten dar. Jede einzelne spektrale Mode des Pulses wird in der Faser gestreut, erzeugt jedoch auch Schwebungssignale mit der gestreuten Welle anderer Moden. Es ergibt sich eine von der Puls wiederholrate abhängige Verstärkung und spektrale Verbreiterung des GAWBS-Rauschens [41]. Dennoch können Quetschexperimente mit modengekoppelten Pulsen

Abbildung 2.1.: Schematische Darstellung eines Ringresonators bestehend aus zwei planen Koppelspiegeln $M_{1,2}$ und einem gekrümmten, piezogelagerten Spiegel M_3 mit Radius R . Zusätzlich sind die elektronischen Komponenten zur PDH-Stabilisierung gekennzeichnet. Mit einem elektronischen LO der Frequenz Ω wird das elektrische Feld E_{in} moduliert. Die Modulation wird in Reflexion detektiert, mit dem elektronischen LO gemischt und anschließend mit einem Tiefpass gefiltert, um ein Fehlersignal für einen PID-Regler zu generieren. Die Stellgröße wird über ein Hochspannungsmodul an die Piezokeramik geführt.



durchgeführt werden. Ursache dafür ist, dass die detektierte Rauschleistung der GAWBS proportional zur Faserlänge und Pulsenergie ist [42]. Die nichtlineare Phasenverschiebung aus Gl. (2.13), die nach Gl. (2.41) die Quetschung bestimmt, skaliert jedoch mit der Spitzenleistung und Faserlänge. Werden kurze Fasern verwendet und dies durch kurze Pulsdauern und den damit einhergehenden höheren Spitzenleistungen kompensiert, kann bei gleichbleibender Nichtlinearität die Stärke des GAWBS-Rauschen reduziert werden, was Kerr-Quetschexperimente mit modengekoppelten Pulsen ermöglicht.

2.2. Optischer Ringresonator

2.2.1. Grundlagen

Die spektrale Filterung optischer Signale kann mit optischen Resonatoren realisiert werden. Ein Beispiel ist der in Abb. 2.1 dargestellte Ringresonator, bestehend aus zwei identischen Koppelspiegeln $M_{1,2}$ und einem hochreflektierenden, gekrümmten Endspiegel M_3 . Unter der Annahme $d \gg d_{M_1, M_2}$ kann der Aufbau mit einem linearen, planar-konkavem Resonator zweier Spiegel verglichen werden, für den die Stabilitätsbedingung $0 \leq d' \leq -R$ gilt. Hier ist R der Krümmungsradius des konkaven Spiegels. Im verlustfreien Fall gilt für die Amplitudenreflexionskoeffizienten der Spiegel folgender Zusammenhang $r_i = \sqrt{1 - \tau_i^2}$ mit den Transmissionskoeffizienten τ_i . Wird eine Welle der Amplitude E_{in} in den Resonator eingekoppelt, sind spektrale Komponenten resonant, deren halbe

Wellenlänge ein ganzzahliges Vielfaches der Umlauflänge $d_{\text{ges}} = 2d + d_{M_1, M_2}$ entsprechen. Der spektrale Abstand zwischen zwei benachbarten Moden ist der freie Spektralbereich

$$\nu_{\text{FSR}} = \frac{c}{d_{\text{ges}}}. \quad (2.20)$$

Neben diesen zentralen Resonanzen können auch weitere spektrale Komponenten teilweise resonant sein. Die Amplitudenreflexions- und -transmissionskoeffizienten des Resonators sind

$$\begin{aligned} r_{\text{res}}(\nu) &= r_1 - \frac{\tau_1^2 r_2 \eta \exp\left(-i \frac{2\pi\nu}{\nu_{\text{FSR}}}\right)}{1 - r_1 r_2 \eta \exp\left(-i \frac{2\pi\nu}{\nu_{\text{FSR}}}\right)} \\ \tau_{\text{res}}(\nu) &= \frac{\tau_1 \tau_2 \eta \exp\left(-i \frac{\pi\nu}{\nu_{\text{FSR}}}\right)}{1 - r_1 r_2 \eta \exp\left(-i \frac{2\pi\nu}{\nu_{\text{FSR}}}\right)}, \end{aligned} \quad (2.21)$$

wobei in η , neben dem Leistungsreflexionskoeffizient von M_3 , alle weiteren Leistungsverluste innerhalb des Resonators zusammengefasst sind. Für den Fall $r_1 = r_2 \eta$, ergibt sich $r_{\text{res}}(\nu_{\text{FSR}}) = 0$. Der Resonator ist *Impedanz-angepasst* und reflektiert unter idealen Bedingungen kein Licht der resonanten Frequenz. Für einen Ringresonator mit $r_1^2 = r_2^2 = 0,96$ sowie $\eta = 0,998$ ist die Leistungstransmission und -reflexion in Abb. 2.2 dargestellt. Statt der Halbwertsbreite ν_{FWHM} der dargestellten Airy-Funktionen wird häufig die Finesse

$$\mathcal{F} = \frac{\nu_{\text{FSR}}}{\nu_{\text{FWHM}}} \approx \frac{\pi \cdot \sqrt{\rho}}{1 - \rho} \quad (2.22)$$

verwendet. Die Approximation an dieser Stelle gilt für $\mathcal{F} \gg 1$ und $\rho = r_1^2 r_2^2 \eta$ bezeichnet die Gesamtverluste der Leistung pro Umlauf im Resonator.

Neben den spektralen Eigenschaften des Resonators ist das transversale Profil der einfallenden Lichtwelle von Bedeutung. Die Eigenmoden des Resonators sind Hermite-Gauß-Moden, wobei im Rahmen der vorliegenden Arbeit ausschließlich die Grundmode

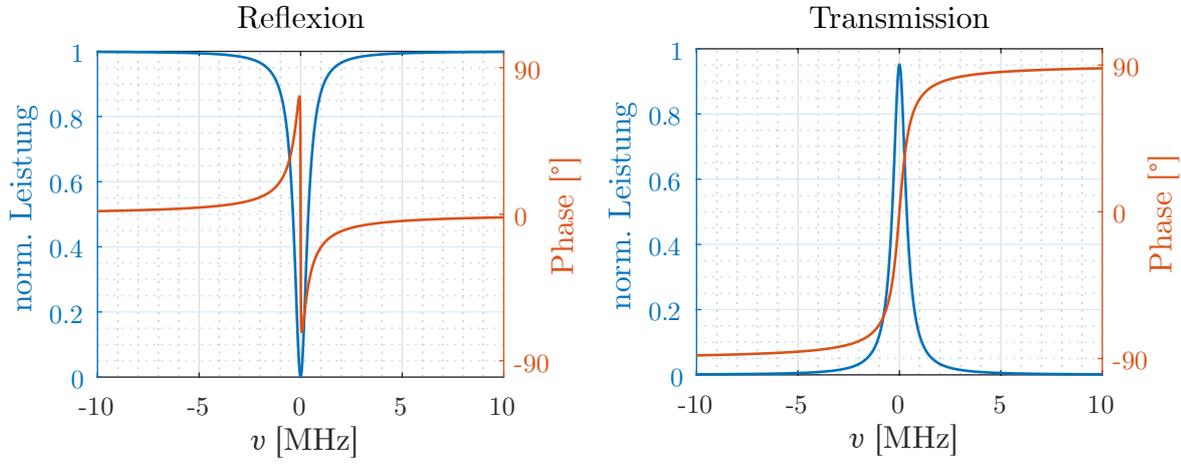


Abbildung 2.2.: Transferfunktionen eines Impedanz-angepassten Ringresonators mit einer Finesse von 75 und Linienbreite von $\nu_{\text{FWHM}} = 770$ kHz.

von Interesse ist. Sie ist ein Gaußstrahl und kann durch die Position, sowie den Radius der Strahltaile charakterisiert werden. Für den in Abb. 2.1 präsentierten Ringresonator liegt die Strahltaile zwischen den Koppelspiegel M_1 und M_2 mit dem Radius

$$W_0 = \sqrt{\frac{\lambda d_{\text{ges}}}{2\pi} \sqrt{\frac{2|R|}{d_{\text{ges}}} - 1}}. \quad (2.23)$$

Im Rahmen der in Kap. 5 beschriebenen Experimente wird ein Resonator hinter dem Ausgang einer Monomodenglasfaser verwendet. Die verwendete Wellenlänge liegt dabei überhalb der *cut-off* Wellenlänge, sodass am Faserausgang ausschließlich die LP_{01} -Grundmode vorliegt. Ihr Überlapp mit einer Gaußmode ist leicht von der in Gl. (2.6) formulierten normalisierten Frequenz abhängig, liegt jedoch bei mindestens 99%. Somit kann die räumliche Mode sehr gut mit Linsen- und Spiegelkombinationen auf die Resonatormode abgestimmt werden.

2.2.2. Pound-Drever-Hall (PDH) Stabilisierung

In Gl. (2.20) wird der Zusammenhang zwischen Resonanzfrequenz und optischer Weglänge im Resonator formuliert. Effekte, wie beispielsweise thermische Ausdehnungen oder akustische Vibrationen, können sich in Weglängenänderungen auswirken und somit die

Resonanzbedingung beeinflussen. Eine aktive Stabilisierung der optischen Weglänge ist häufig erwünscht und kann mit dem Pound-Drever-Hall (PDH) Verfahren realisiert werden [43, 44]. Wird ein CW-Laser mit optischer Frequenz ω betrachtet, muss ein Fehlersignal generiert werden, welches der Verstimmung $\Delta\omega$ der Resonator-Resonanzfrequenz von ω folgt. Dazu wird das eingehende Lichtfeld $E_{\text{in},0} = E_0 e^{i\omega t}$ vor dem Resonator mit der Frequenz Ω moduliert. Wird die ausschließliche Phasenmodulation

$$\begin{aligned} E_{\text{in}} &= E_{\text{in},0} \cdot e^{iM \sin(\Omega t)} \\ &\approx E_0 \left[e^{i\omega t} + \frac{M}{2} e^{i(\omega+\Omega)t} - \frac{M}{2} e^{i(\omega-\Omega)t} \right] \end{aligned} \quad (2.24)$$

betrachtet, ergeben sich neben dem Träger zwei Seitenbänder bei $\omega \pm \Omega$. Die Intensität des modulierten Lasers in Reflexion des Resonators kann mit einer Photodiode gemessen werden. Sie wird in eine Spannung umgewandelt und anschließend mit einem elektronischen Frequenzmischer demoduliert. Nach geeigneter Tiefpassfilterung, um unerwünschte Mischprodukte zu eliminieren, ergibt sich das von der Resonatorverstimmung abhängige Fehlersignal. Ist der Resonator resonant für ω , so ist der reflektierte Strahl aufgrund der Symmetrie der Seitenbänder und der Resonatortransferfunktion auch ausschließlich phasenmoduliert. Die Photodiode ist jedoch nur sensitiv auf eine Amplitudenmodulation, sodass das Fehlersignal null ist. Erst wenn der Resonator von ω aus verstimmt wird, erfahren die beiden Seitenbänder einen unterschiedlichen Phasenversatz und eine detektierbare Amplitudenmodulation entsteht. Ein so gewonnenes Fehlersignal ist in Abb. 4.7 exemplarisch dargestellt. In dem zugrundeliegenden Experiment findet jedoch keine reine Phasenmodulation statt, sodass es Asymmetrien um die Resonanz der Seitenänder aufweist. Dennoch zeigt es einen linearen Nulldurchgang um die Resonanz des Trägers und kann somit zur aktiven Stabilisierung der Resonatorlänge verwendet werden. Dabei wird das Fehlersignal mit einem geeigneten Regler in eine Stellgröße umgewandelt und damit ein piezogelagerter Spiegel getrieben.

2.3. Quantenoptik

Für eine frei propagierende, elektromagnetische Welle stellt

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathrm{i} \sum_k \left(\frac{\hbar\omega_k}{2\varepsilon_0} \right)^{1/2} [a_k \mathbf{u}_k(\mathbf{r}) e^{-\mathrm{i}\omega_k t} - a_k^* \bar{\mathbf{u}}_k(\mathbf{r}) e^{\mathrm{i}\omega_k t}] \quad (2.25)$$

eine Lösung der in Abs. 2.1 eingeführten Wellengleichung (2.1) dar. Dabei enthält $\mathbf{u}_k(\mathbf{r})$ Informationen über die Polarisation sowie die räumliche Phasenverteilung der spektralen Komponente k [45]. Wird die dimensionslose komplexe Amplitude a_k in ihren Realteil $X1_k = a_k + a_k^*$ und Imaginärteil $X2_k = \mathrm{i}(a_k^* - a_k)$ aufgeteilt, kann die Energie des klassischen Lichtfelds als

$$H = \sum_k \frac{\hbar\omega_k}{4} (X1_k^2 + X2_k^2) \quad (2.26)$$

bestimmt werden. In Analogie zu harmonischen Oszillatoren der Energie $H_k = p_k^2 + \omega_k q_k^2$ stellen die Quadraturamplituden, bis auf Vorfaktoren, den kanonischen Ort q_k und Impuls p_k dar. Folglich kann eine kanonische Quantisierung vollzogen werden, bei der die kanonischen Variablen $X1$ und $X2$ durch die Operatoren

$$\begin{aligned} \hat{X}1_k &= \hat{a}_k + \hat{a}_k^\dagger, \\ \hat{X}2_k &= \mathrm{i}(\hat{a}_k^\dagger - \hat{a}_k) \end{aligned} \quad (2.27)$$

ersetzt werden, die der Vertauschungsrelation $[\hat{X}1_k, \hat{X}2_l] = 2\mathrm{i}\delta_{k,l}$ gehorchen. Allgemein ergibt sich die generalisierte Quadratur

$$\hat{X}(\theta) = \cos(\theta)\hat{X}1 + \sin(\theta)\hat{X}2. \quad (2.28)$$

Der Vernichtungsoperator \hat{a}_k stellt nun das quantisierte Equivalent zu der komplexen Amplitude a_k dar. Zusammen mit dem Erzeugungsoperator \hat{a}_k^\dagger steht er für die Vernichtung bzw. Erzeugung eines Energiequants $\hbar\omega_k$. Die Operatoren unterliegen den bosonischen Vertauschungsrelationen $[\hat{a}_k, \hat{a}_l] = [\hat{a}_k^\dagger, \hat{a}_l^\dagger] = 0$, sowie $[\hat{a}_k, \hat{a}_l^\dagger] = \delta_{k,l}$ und bilden gemeinsam den Photonenzahloperator $\hat{n}_k = \hat{a}_k^\dagger \hat{a}_k$. Das quantisierte elektrische Feld

lautet in Analogie zu dem klassischen Feld in Gl. (2.25)

$$\begin{aligned}\hat{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, t) &= i \sum_k \left(\frac{\hbar\omega_k}{2\varepsilon_0} \right)^{1/2} \left[\hat{a}_k \mathbf{u}_k(\mathbf{r}) e^{-i\omega_k t} - \hat{a}_k^\dagger \mathbf{u}_k^*(\mathbf{r}) e^{i\omega_k t} \right] \\ &= \hat{\mathbf{E}}^{(+)}(\mathbf{r}, t) + \hat{\mathbf{E}}^{(-)}(\mathbf{r}, t).\end{aligned}\quad (2.29)$$

Der Hamiltonoperator des quantisierten elektromagnetischen Felds

$$\hat{H} = \sum_k \hbar\omega_k \left(\hat{a}_k^\dagger \hat{a}_k + \frac{1}{2} \right) = \sum_k \hbar\omega_k \left(\hat{n}_k + \frac{1}{2} \right) \quad (2.30)$$

ergibt sich somit als ein Ensemble harmonischer Oszillatoren der Kreisfrequenzen ω_k . Die Eigenzustände des Hamiltonoperators sind Eigenzustände des Photonenzahloperators $\hat{n}_k |n_k\rangle = n_k |n_k\rangle$ und werden auch Fock-Zustände genannt. Sie sind orthonormal $\langle n_k | m_k \rangle = \delta_{n,m}$ und vollständig $\sum_{n_k=0}^{\infty} |n_k\rangle \langle n_k| = 1$. Der Erwartungswert des Vakuumzustands $\langle 0_k | \hat{H} | 0_k \rangle = \frac{1}{2} \sum_k \hbar\omega_k \neq 0$ weist eine nicht-verschwindende Energie auf. Selbst im Vakuum sind geringe Fluktuationen vorhanden, die *Vakuumfluktuationen*, welche klassische Messungen limitieren können. Sie sind über die verallgemeinerte Heisenbergsche Unschärferelation

$$\langle (\Delta \hat{A})^2 \rangle \langle (\Delta \hat{B})^2 \rangle \geq \frac{1}{4} | \langle [\hat{A}, \hat{B}] \rangle | \quad (2.31)$$

gegeben, wobei $\langle (\Delta \hat{X})^2 \rangle = \langle \psi | \hat{X}^2 | \psi \rangle - \langle \psi | \hat{X} | \psi \rangle^2$ die Varianz von \hat{X} bezeichnet. Für die Quadraturoperatoren auf den Vakuumzustand angewendet, ergibt sich

$$\langle (\Delta \hat{X}_1)^2 \rangle = \langle (\Delta \hat{X}_2)^2 \rangle = \langle (\Delta \hat{X}_1)^2 \rangle \langle (\Delta \hat{X}_2)^2 \rangle = 1. \quad (2.32)$$

Der Vakuumzustand zeichnet sich durch einen minimalen, symmetrischen Unschärfbereich aus. Die Darstellung kann, wie Abb. 2.3 veranschaulicht, in dem durch X_1 und X_2 aufgespannten Phasenraum erfolgen. Ein klassischer Zustand kann durch einen Punkt darin vollständig beschrieben werden. Dies ist für ein Quantenzustand nicht mehr möglich,

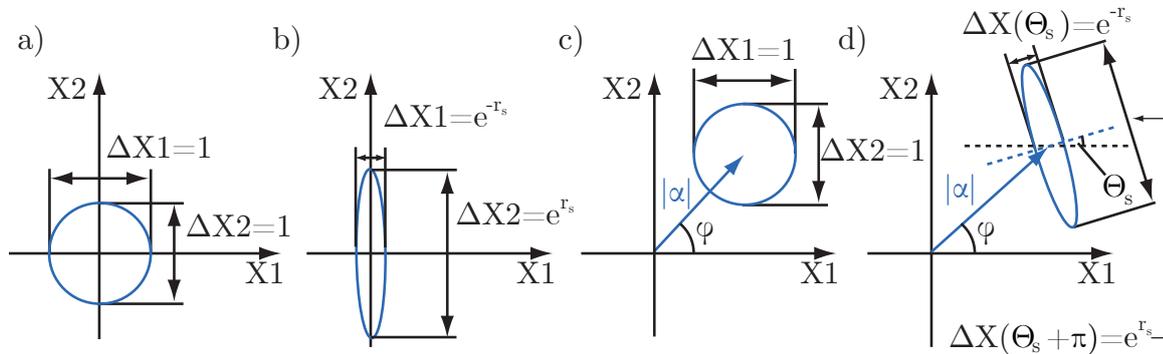


Abbildung 2.3.: Phasenraumdarstellung verschiedener Zustände: a) Vakuuzustand b) Amplitudengequetschter Vakuuzustand c) Kohärenter Zustand c) Kohärent verschobener, gequetschter Zustand

da X_1 und X_2 nach der Heisenbergschen Unschärferelation nicht gleichzeitig und präzise gemessen werden können. Dennoch lassen sich durch wiederholte Messungen an einem immer gleich präparierten Zustand schließlich statistische Aussagen über ihn treffen. Dabei können Erwartungswerte und Wahrscheinlichkeitsverteilungen für die unterschiedlichen Quadraturen gewonnen werden, die in einer Quasiwahrscheinlichkeitsverteilung zusammengeführt werden. So sind in Abb. 2.3 für verschiedene Zustände neben dem Erwartungswert auch ihr Unschärfbereich in Form der Halbwertsbreite der in Abs. 2.3.4 näher erläuterten Wigner-Funktion illustriert.

2.3.1. Kohärenter Zustand

Die beste Näherung für das Lichtfeld, das ein Laser hoher Qualität abstrahlt, stellen die kohärenten Zustände $|\alpha_k\rangle$ dar. Sie sind Eigenzustände des nicht-hermiteschen Vernichtungsoperators $\hat{a}_k |\alpha_k\rangle = \alpha_k |\alpha_k\rangle$. Dabei stellt α_k eine komplexe Amplitude dar, aus welcher mit der polaren Schreibweise $\alpha_k = |\alpha_k| \exp(i\phi)$ der Erwartungswert für Amplitude und Phase für die Phasenraumdarstellung in Abb. 2.3 gewonnen werden können. Kohärente Zustände werden mittels des Verschiebeoperators

$$\hat{D}(\alpha_k) = e^{(\alpha_k \hat{a}_k^\dagger - \alpha_k^* \hat{a}_k)} \quad (2.33)$$

aus dem Vakuum generiert

$$|\alpha_k\rangle = \hat{D}(\alpha_k) |0_k\rangle = e^{|\alpha_k|^2/2} \sum_{n_k=0}^{\infty} \frac{\alpha_k^{n_k}}{\sqrt{n_k!}} |n_k\rangle. \quad (2.34)$$

Hier kommen die Eigenschaften von Erzeugungs- und Vernichtungsoperator

$$\hat{a}_k |n_k\rangle = \sqrt{n_k} |n_k - 1\rangle, \quad \hat{a}_k |0_k\rangle = 0, \quad \hat{a}_k^\dagger |n_k\rangle = \sqrt{n_k + 1} |n_k + 1\rangle \quad (2.35)$$

zum Einsatz und es zeigt sich die Darstellung eines kohärenten Zustands als Superposition von Fock-Zuständen. Die mittlere Photonenzahl eines kohärenten Zustands ist $n_k = \langle \alpha_k | \hat{n}_k | \alpha_k \rangle = |\alpha_k|^2$. Die Unschärfe des Vakuumzustands wird durch die Verschiebung nicht beeinflusst, sodass ein kohärenter Zustand sich ebenfalls durch einen symmetrischen und minimalen Unschärfebereich auszeichnet.

2.3.2. Kerr- gequetschter Zustand

Quetschung allgemein

Unter Quetschung eines Zustands wird in der Quantenoptik die Unterdrückung von Fluktuationen in einer Quadratur unterhalb des Vakuums verstanden. Damit einhergehend ergibt sich, der Heisenbergschen Unschärferelation aus Gl. (2.31) folgend, eine Anti-Quetschung der komplementären Quadratur. Formal wird ein heller, gequetschter Zustand

$$|\alpha, \zeta\rangle = \hat{D}(\alpha) \hat{S}(\zeta) |0\rangle \quad (2.36)$$

aus dem Vakuum generiert. Hier ist $\hat{D}(\alpha)$ der bereits eingeführte Verschiebeoperator und

$$\hat{S}(\zeta) = \exp\left(\frac{1}{2}\zeta^* \hat{a}^2 - \frac{1}{2}\zeta \hat{a}^{\dagger 2}\right) \quad (2.37)$$

der Quetschoperator, mit $\zeta = r_s \exp(2i\theta_s)$ dem Quetschparameter. Darin bestimmt $r_s \geq 0$ die Stärke und θ_s die Ausrichtung der Quetschung im Phasenraum. Die Varianz der generalisierten Quadratur aus Gl. (2.28) ergibt sich zu

$$\langle (\Delta \hat{X}(\theta))^2 \rangle = \cosh(2r_s) - \sinh(2r_s) \cos(2(\theta - \theta_s)). \quad (2.38)$$

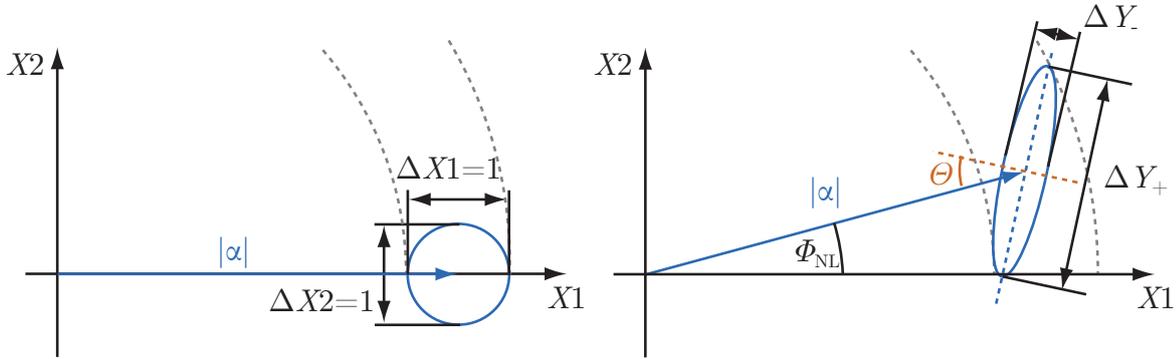


Abbildung 2.4.: Schematische Phasenraumdarstellung eines kohärenten Zustands vor der Wechselwirkung mit der Kerr-Nichtlinearität einer optischen Faser (links) und danach (rechts). Das Rauschen des Ausgangszustands in Amplitudenquadratur ist unverändert durch Vakuumrauschen limitiert und es ergibt sich eine Quetschung in der um θ gedrehten Quadratur.

Das (Maximum) Minimum stellt mit $V_{\max,\min} = \exp(\pm 2r_s)$ die Varianz in der (anti)gequetschten Quadratur da.

Kerr- Quetschung in optischen Fasern

Bereits im selben Jahr, 1985, in dem Slusher *et al.* die erste experimentelle Realisierung eines Quetschexperiments gelang [46], wurde von Levenson *et al.* das Potential des Kerr-Effekts in optischen Fasern zur Erzeugung gequetschter Zustände beschrieben [47]. Nur ein Jahr später konnte dies mit einer Messung von rund 0,6 dB Rauschunterdrückung unterhalb des Vakuums experimentell bestätigt werden [38]. Der Kerr-Effekt stellt dabei einen Vier-Wellen-Mischprozess dar. Der Hamilton-Operator der nichtlinearen Wechselwirkung für eine Mode des elektrischen Felds lautet

$$\hat{H}_{\text{Kerr}} = \hbar\chi(\hat{a}^\dagger)^2\hat{a}^2 = \hbar\chi\hat{n}(\hat{n} - 1) \quad \text{mit} \quad \chi \propto \chi^{(3)} \propto n_2. \quad (2.39)$$

Im Schrödinger-Bild kann der Zeitentwicklungsoperator $\hat{U}(t) = \exp(i\hat{H}_{\text{Kerr}}t/\hbar)$ angewendet werden, um die Wirkung des Kerr-Effekts auf einen kohärenten Zustand zu bestimmen:

$$\begin{aligned} |\alpha_{\text{Kerr}}\rangle &= \hat{U}(t) |\alpha\rangle = \exp(-i\chi\hat{n}(\hat{n} - 1)t) |\alpha\rangle \\ &= \exp(-|\alpha|^2) \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\alpha^n}{\sqrt{n!}} \exp(-i\chi n(n - 1)t) |n\rangle. \end{aligned} \quad (2.40)$$

Hier zeigt sich, dass ein reiner Fock-Zustand durch den Kerr-Effekt nur einen von der Photonenzahl abhängigen Phasenterm erhält. Ein kohärenter Zustand ist, wie in Gl. (2.34) beschrieben, eine Superposition von Fock-Zuständen. Die Komponenten größerer Amplitude erhalten demnach eine stärkere Phasendrehung als die geringerer Amplitude, was zu speziellen Quasiwahrscheinlichkeitsfunktionen und periodischer Zustandsevolution führen kann [48, 49]. Weiterhin ist die Photonenzahl unter Anwendung des Kerr-Effekts eine Erhaltungsgröße. Die Photonenzahl des Eingangszustands bleibt unverändert.

Die Kerr-Nichtlinearität in optischen Fasern ist bei der Kommunikationswellenlänge nur sehr gering, sodass starke kohärente Amplituden verwendet werden müssen. Die Quetschung durch den Kerr-Effekt kann dann mittels des in Gl. (2.37) eingeführten Quetschoperators beschrieben werden. Für eine monochromatische Welle wird die Stärke und Orientierung der Quetschung durch die in Gl. (2.13) bestimmte, nichtlineare Phasenverschiebung vorgegeben. Die in Abb. 2.4 dargestellte maximale und minimale Standardabweichung ergeben sich zu

$$\langle \Delta Y_{\pm} \rangle = \phi_{\text{NL}} \pm \sqrt{1 + \phi_{\text{NL}}^2}. \quad (2.41)$$

Die maximal gequetschte Quadratur ist dabei um den Winkel

$$\theta = -\frac{1}{2} \operatorname{arccot}(\phi_{\text{NL}}) \quad (2.42)$$

von der Amplitudenquadratur gedreht. Eine 10 m lange, polarisationserhaltende Monomodenglasfaser mit einem effektiven Modenfelddurchmesser von $10 \mu\text{m}$ weist bei einer Wellenlänge von 1550 nm eine Nichtlinearität von $n_2 = 3 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$ auf. Wird ein CW-Laser bei dieser Wellenlänge verwendet, müsste er eine mittlere optische Leistung von etwa $\bar{P} = 100 \text{ W}$ liefern, um einen um 10 dB gequetschten Zustand am Faserausgang zu erzeugen. Wird hingegen ein gepulster Laser mit einer Pulshalbwertsbreite von $\tau_{\text{FWHM}} = 250 \text{ fs}$ und einer Wiederholrate von $f_{\text{Rep}} = 57,6 \text{ MHz}$ verwendet, der als Spitzenleistung $\hat{P} = 100 \text{ W}$ aufweist, ist mit

$$\hat{P} = \frac{C\bar{P}}{\tau_{\text{FWHM}}f_{\text{Rep}}} \quad (2.43)$$

nur eine mittlere optische Leistung von $\bar{P} = 6,6 \text{ mW}$ vonnöten. Hier ist $C \approx 0,8813$ für Sekans hyperbolicus- und $C \approx 0,94$ für Gauß-Pulse, wobei ersteres im Zahlenbeispiel angenommen worden ist. Einhergehend mit der Reduktion der mittleren optischen Leistung werden auch damit linear skalierende Störungen, wie beispielsweise die in

Abs. 2.1.5 beschriebene Brillouin-Streuung, unterdrückt. Die Nichtlinearität und damit die Quetschung der Pulsmitte ist equivalent zu dem CW-Vergleich, vorausgesetzt die Spitzenleistung bleibt während der Propagation konstant. Die Pulsflanken können jedoch unterschiedlich stark und in verschiedenen Quadraturen gequetscht sein. Im Allgemeinen muss, wie in dem Kap. 3 beschrieben, die Wechselwirkung der einzelnen spektralen Moden des Puls mit der Glasfaser und die damit einhergehende Änderung der Pulsform berücksichtigt werden, um die Quetschung am Faserausgang zu bestimmen.

2.3.3. Detektion des Quantenzustands elektromagnetischer Strahlung

Direkte Detektion

Wird an identisch präparierten physikalischen Objekten wiederholt die gleiche Messung durchgeführt, sollte nach klassischer Physik auch immer das gleiche Ergebnis daraus resultieren, vorausgesetzt die Messung wird nicht durch unbekannte Störprozesse beeinflusst. Es gibt kein fundamentales Limit, solche Störprozesse zu eliminieren, bis schließlich der Ausgang des Experiments komplett mit klassischer Physik vorhersagbar ist [24]. Im Rahmen der Quantenmechanik gilt diese Vorhersagbarkeit nicht mehr. Dem Heisenbergschen Unschärfeprinzip folgend, können nicht-kommutierende Observablen, wie beispielsweise Ort und Impuls eines physikalischen Objekts, nicht gleichzeitig *und* präzise gemessen werden. Dennoch besteht die Möglichkeit, mit wiederholenden Messungen an identisch präparierten Objekten deren Quantenzustand zu charakterisieren.

Im Rahmen der Quantenoptik mit kontinuierlichen Variablen (CV³) spielen dabei Photodetektoren eine herausragende Rolle. Über den von Albert Einstein Nobelpreiswürdig gedeuteten photoelektrischen Effekt [50] löst, mit einer Quanteneffizienz q_{eff} , ein jedes Photon der auf die Detektoroberfläche treffenden optischen Mode dort ein Elektron heraus. Der auftretende Photostrom ist ein zeitliches Mittel des Photonennflusses auf der Detektoroberfläche. In der Detektion auftretende lineare Verluste werden dabei mit einem Strahlteiler modelliert, dessen Leistungstransmission hin zum Detektor der Quanteneffizienz entspricht. Während in einem klassischen Bild der zweite Eingangsport des Strahlteilers frei wäre, koppelt in einer quantenoptischen Betrachtung Vakuum ein.

³engl. *continuous variable*

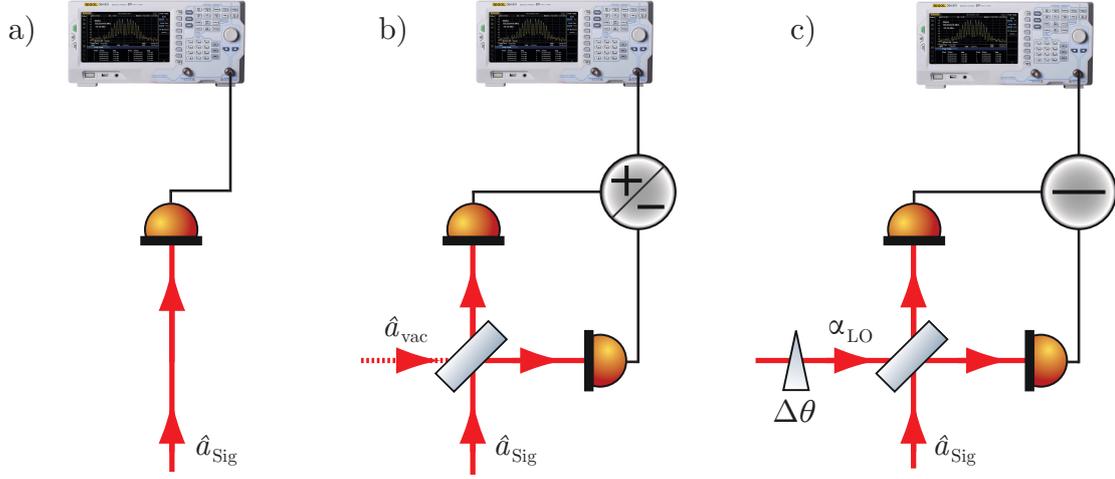


Abbildung 2.5.: Ausgewählte Detektionsmethoden der Quantenoptik mit kontinuierlichen Variablen: a) Direkte Detektion b) Balancierte Detektion c) Balancierte homodyne Detektion

Mit der Varianz des Vakuums $\langle(\Delta\hat{X}_{\text{vac}})^2\rangle = 1$ ergibt sich

$$\langle(\Delta\hat{X}_{\text{out}})^2\rangle = q_{\text{eff}} \langle(\Delta\hat{X}_{\text{in}})^2\rangle + (1 - q_{\text{eff}}), \quad (2.44)$$

wobei $\hat{X}_{\text{in/out}}$ den Amplitudenquadraturoperator der optischen Mode vor bzw. nach dem Strahlteiler darstellt. Es ist möglich den Erzeugungsoperator des optischen Felds einer spektrale Komponente

$$\hat{a}_{\text{Sig}}^\dagger(t) = \alpha^* + \delta\hat{a}^\dagger(t) \quad (2.45)$$

in eine klassische mittlere Amplitude α und Fluktuationen $\delta\hat{a}^\dagger(t)$ zu zerlegen. Nun kann für starke kohärente Amplituden und mit $\alpha \in \mathbb{R}$ eine Linearisierung der Photonenzahl

$$\begin{aligned} \hat{n}_{\text{Sig}}(t) &= \hat{a}_{\text{Sig}}^\dagger(t)\hat{a}_{\text{Sig}}(t) = \alpha^2 + \alpha(\delta\hat{a}(t) + \delta\hat{a}^\dagger(t)) + \delta\hat{a}^\dagger(t)\delta\hat{a}(t) \\ &\approx \alpha^2 + \alpha\delta\hat{X}1(t) \end{aligned} \quad (2.46)$$

erfolgen. Die in Abb. 2.5a schematisch dargestellte direkte Detektion liefert demnach ein Signal proportional zur mittleren Photonenzahl α^2 und die Fluktuationen in Amplitudenquadratur $\delta\hat{X}1(t)$ skaliert mit der mittleren kohärenten Amplitude. Eine Fourier-Transformation des Erzeugungsoperators aus Gl. (2.45) liefert

$$\hat{a}_{\text{Sig}}^\dagger(\Omega) = \alpha^*\delta(\Omega) + \delta\hat{a}^\dagger(\Omega) \quad (2.47)$$

mit $\delta(\Omega)$ als die Dirac-Deltafunktion. Der Operator $\delta\hat{a}^\dagger(\Omega)$ beschreibt nun eine um die Frequenz Ω vom optischen Träger verstimnte Mode, die im Weiteren als Seitenband bezeichnet wird. Analog zu Gl. (2.46) kann der Photonenzahloperator im Frequenzraum linearisiert und schließlich dessen Varianz

$$\langle(\Delta\hat{n}(\Omega))^2\rangle = \alpha^2 \langle(\Delta\hat{X}1(\Omega))^2\rangle \quad (2.48)$$

bestimmt werden. Die Schwankungen der Photonenzahl bei einer Seitenbandfrequenz Ω können mit einem Spektrumanalysator aus dem elektronisch verstärkten Photostrom gewonnen werden und stehen im direkten Zusammenhang mit der Amplitudenquadratur der um Ω von der Trägerfrequenz verschobenen Mode. Typischerweise wird in quantenoptischen Experiment dazu eine Seitenbandfrequenz zwischen 1-100 MHz gewählt, da in diesem Band die verwendeten Laser häufig quantenrauschlimitiert sind. Um jedoch (Anti-) Quetschung in Amplitudenquadratur direkt detektieren zu können, muss immer erst eine Kalibrierung auf das dazu korrespondierende Vakuumrauschen durchgeführt werden. Da dabei sowohl die elektronische, als auch durch die kohärente Amplitude α gegebene Verstärkung im Experiment variieren kann, ist dies nicht immer experimentell praktikable.

Balancierte Detektion

Die in Abb. 2.5b schematisch illustrierte balancierte Detektion bietet schließlich eine Möglichkeit, gleichzeitig die Amplitudenquadratur der Signalmode \hat{a}_{Sig} und die korrespondierende Vakuumreferenz zu detektieren. Dabei wird der Signalstrahl auf einen 50/50-Strahlteiler geführt und die entstehenden Teilstrahlen auf zwei identische Photodetektoren geleitet. Das Summieren beider Photoströme ist äquivalent zu einer direkten Detektion der gesamten Signalmode und kann durch Gl.(2.46) beschrieben werden. Die Subtraktion gleicht einer im folgenden Abs. 2.3.3 erläuterten balancierten homodynen Detektion des Vakuums mit der mittleren kohärenten Amplitude der Signalmode als Lokaloszillator. Der Vorteil ist, dass sowohl bei Differenz- als auch Summensignal die Fluktuationen mit dem selben Vorfaktor gewichtet werden. Demnach kann ein direkter Vergleich zwischen der Varianz der Amplitudenquadratur der Signalmode und der Varianz des Vakuums angestellt werden. Sobald die Varianz des Summensignals die des Vakuums unterschreitet, ist die Signalmode in Amplitudenquadratur gequetscht. In einem Experiment muss dabei das Teilungsverhältnis am Strahlteiler sorgfältig eingestellt werden. Weiterhin müssen die elektronischen Komponenten der Detektoren möglichst

identisch sein und elektronische Addierer und Subtrahierer, falls verwendet, sorgfältig aufeinander abgestimmt werden.

Balancierte homodyne Detektion (BHD)

Die Möglichkeit, ein Signal \hat{a}_{Sig} nicht nur in Amplitudenquadratur, sondern unter allen Quadraturwinkeln zu untersuchen, bietet die balancierte homodyne Detektion. Wie in Abb. 2.5c illustriert, wird zusätzlich ein als klassisch angenommener Lokalszillator α_{LO} benötigt. Beide Strahlen werden auf einem 50/50 Strahlteiler interferiert und das Differenzsignal der Photoströme betrachtet. Zunächst wird angenommen, dass die lineare Polarisation von Signal und LO sowie ihr jeweiliges räumlich-zeitliches Profil auf dem Strahlteiler identisch sind, sodass die Felder an den Detektoren

$$\hat{a}_{1,2} = \frac{1}{\sqrt{2}} (\hat{a}_{\text{Sig}} \pm \hat{a}) \quad (2.49)$$

lauten. Die Bandbreite der sich strahlenförmig ausbreitenden Felder ist deutlich kleiner als die optischen Frequenzen und der Strahlteiler wird als frequenzunabhängig betrachtet. Wird vereinfacht angenommen, dass der messbare Photostrom an jedem Detektor direkt proportional zur Photonenzahl ist, so ergibt sich der Differenzstrom

$$\begin{aligned} I_{2,1} &\propto \hat{n}_{21} = \hat{n}_2 - \hat{n}_1 = \alpha_{\text{LO}}^* \hat{a}_{\text{Sig}} + \alpha_{\text{LO}} \hat{a}_{\text{Sig}}^\dagger \\ &\propto |\alpha_{\text{LO}}| \hat{X}_{\text{Sig}}(\Delta\theta). \end{aligned} \quad (2.50)$$

Hier zeigt sich, dass mit BHD jede Quadratur der Signalmode durch die entsprechende Wahl der relativen Phase $\Delta\theta$ zwischen beiden Teilstrahlen vermessen werden kann. Weiterhin sind die Fluktuationen des LOs aufgrund der Wichtung mit der geringen Amplitude der Signalmode vernachlässigbar klein.

Wenn sich die zeitlichen Strukturen von Signal und LO unterscheiden, bietet es sich an, statt der Photonzahl den Photonfluss

$$\hat{\Phi}(t) = \sum_k \hat{a}_k e^{-i\omega_k t} \quad (2.51)$$

zu betrachten. Daraus ergibt sich die Photonenzahldifferenz beider Detektoren innerhalb des Zeitintervall $[0, T]$ als

$$\hat{n}_{21} = \int_0^T \left(\hat{\Phi}_{\text{LO}}^\dagger(t) \hat{\Phi}_{\text{Sig}}(t) + \hat{\Phi}_{\text{Sig}}^\dagger(t) \hat{\Phi}_{\text{LO}}(t) \right) dt. \quad (2.52)$$

Der Photonenfluss des weiterhin als klassisch angenommene LO

$$\hat{\Phi}_{\text{LO}} \approx \Phi_{\text{LO}}(t) = \alpha_{\text{LO}} u(t), \quad (2.53)$$

kann in eine kohärente Amplitude α_{LO} und sein zeitliches Profil $u(t)$ zerlegt werden. Damit kann Gl. (2.52) zu

$$\hat{n}_{21} = \alpha_{\text{LO}}^* \hat{a} + \alpha_{\text{LO}} \hat{a}^\dagger \propto |\alpha_{\text{LO}}| \hat{X}(\Delta\theta), \quad (2.54)$$

mit dem Operator

$$\hat{a} = \int_0^T \hat{\Phi}_{\text{Sig}}(t) u^*(t) dt \quad (2.55)$$

überführt werden, wobei \hat{a} ein Vernichtungsoperator ist, für den die bosonische Vertauschungsrelation $[\hat{a}, \hat{a}^\dagger] = 1$ gilt. Werden also unterschiedliche zeitliche Moden für Signal und LO angenommen, so wird mit BHD daraus im Zeitintervall $[0, T]$ die eine Mode \hat{a} detektiert. Sie wird durch die zeitliche Struktur der LO-Mode festgelegt. Werden beispielsweise optische Pulse untersucht, deren Dauer deutlich kürzer als T ist, so wird die vermessene Signalmode durch die zeitlichen Pulsform des LOs bestimmt. Eine Normierung des Differenzsignals auf das Vakuumrauschen muss durch eine separate Messung vollzogen werden, wozu die Signalmode vor dem Strahlteiler geblockt wird.

2.3.4. Phasenraumdarstellung

Quantenzustände können über Quasiwahrscheinlichkeitsverteilungen in dem durch Amplituden- und Phasenquadratur aufgespannten Phasenraum vollständig charakterisiert werden. Dabei existieren theoretisch unendlich viele solcher Verteilungen für einen Zustand. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit sind jedoch nur die Wigner- [53] und die Glauber-Sudarshan P -Funktion [54, 55], als zwei Spezialfälle, von Relevanz. Für einen

mit dem Dichteoperator $\hat{\rho}$ beschriebenen Quantenzustand ist die Wignerfunktion als

$$W(X1, X2) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} e^{iX2x} \langle X1 - \frac{x}{2} | \hat{\rho} | X1 + \frac{x}{2} \rangle dx \quad (2.56)$$

gegeben. Sie zeichnet sich durch ihren engen Bezug zu messbaren Größen an dem Quantenzustand aus. So ist beispielsweise die mit balancierter homodyner Detektion messbare Wahrscheinlichkeitsdichte einer beliebigen Quadratur über die *Radon-Transformation*

$$\text{pr}(X1, \theta) = \int_{-\infty}^{\infty} W(X1 \cos \theta - X2 \sin \theta, X1 \cos \theta + X2 \sin \theta) dX2 \quad (2.57)$$

mit der Wignerfunktion verknüpft. Eine Inversion bietet schließlich die Möglichkeit, aus den an einem Quantenzustand gemessene Wahrscheinlichkeitsverteilungen direkt dessen Wignerfunktion zu rekonstruieren. Die Wignerfunktion kann negative Werte annehmen, was jedoch für Gauß'sche Zustände nicht der Fall ist. Im Kontext einer Unterscheidung zwischen klassischen oder quantenmechanischen Effekten, die einen Zustand dominieren, ist die Wignerfunktion häufig nicht die beste Wahl. Eine sensitivere Funktion als Test auf die Nichtklassizität des Zustands bildet die Glauber-Sudarshan P -Funktion. Dabei wird ein Zustand als nichtklassisch betrachtet, wenn er nicht als eine klassische Mischung kohärenter Zustände

$$\hat{\rho} = \int d^2\alpha P(\alpha) |\alpha\rangle \langle\alpha| \quad (2.58)$$

beschrieben werden kann. Die P -Funktion $P(\alpha)$ stellt nun nicht mehr eine klassische Wahrscheinlichkeitsdichte dar und kann starke Singularitäten sowie Negativitäten aufweisen. Sie ist deshalb in der Regel experimentell nicht zugänglich. Es besteht jedoch die Möglichkeit einer Regularisierung der P -Funktion, bei der die Singularitäten geglättet werden, ohne dabei die aufgrund der Nichtklassizität des untersuchten Zustands vorhandenen Negativitäten zu manipulieren [56, 57, 58]. Dazu wird eine Filterfunktion

$$\Omega_w(\beta) = \int d^2\beta' \omega_w^*(\beta') \omega_w(\beta + \beta') \quad \text{und} \quad \omega_{w,q}(\beta) = \frac{\sqrt[q]{2}}{w} \sqrt{\frac{q}{2\pi\Gamma(2/q)}} e^{-(|\beta|/w)^q} \quad (2.59)$$

mit Filterparametern q und w eingeführt. Es erfolgt dabei die Filterung der charakteristischen Funktion $\Phi(\beta)$, welche die Fouriertransformierte der P -Funktion darstellt, um die gefilterte charakteristische Funktion $\Phi_\Omega(\beta; w) = \Phi(\beta)\Omega_w(\beta)$ zu erhalten. Die

regularisierte P -Funktion für den Einmoden-Fall

$$P_{\Omega}(\alpha; w) = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N f_{\Omega}(x[j], \phi[j], \alpha; w) \quad (2.60)$$

kann mittels Musterfunktionen

$$f_{\Omega}(\xi; w) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} db |b| e^{-b^2/2} e^{ib\xi} \Omega_w(b) \quad (2.61)$$

mit $\xi = x[j] + 2|\alpha| \sin[\arg(\alpha) - \phi[j] - \pi/2]$ aus N Wertepaaren von Quadraturdatenpunkt $x[j]$ und zugehöriger Phase $\phi[j]$ evaluiert werden. Mit der Standardabweichung $\sigma(P_{\Omega})$ ergibt sich die Signifikanz der Negativitäten zu

$$S(\alpha; w) = -\frac{P_{\Omega}(\alpha; w)}{\sigma(P_{\Omega}(\alpha; w))}. \quad (2.62)$$

Es ist aufgrund der beliebigen Wahl der Filterparameter nicht auszuschließen, dass die regularisierte P -Funktion eines nichtklassischen Zustands keine signifikanten Negativitäten aufweist. Sind jedoch signifikante Negativitäten vorhanden, ist der untersuchte Zustand nichtklassisch.

2.3.5. Resonatorerkennung

Die Resonatorerkennung bietet eine Alternative zur BHD für leistungsstarke Signale und wurde bereits im ersten Quetschexperiment mit optischen Fasern angewendet [38, 59]. Dabei wird das zu untersuchende Signal in einen Resonator eingekoppelt und die Leistungsfluktuation der Schwebung zwischen optischem Träger und Quantenfluktuationen bei der Seitenbandfrequenz $\pm\Omega$ in Reflexion untersucht. Über die Dispersion des Resonators nahe der Resonanz kann die relative Phase zwischen reflektierten Seitenbändern und Träger manipuliert werden, um beispielsweise Rauschen der Phasenquadratur in die Amplitudenquadratur zu rotieren.

Der Fall einer einzelnen Trägerfrequenz im Signal, welches an einem linearen Resonator reflektiert wird, ist ausführlich in [60] beschrieben. Eine Verstimmung der Resonatorlänge von der Trägerfrequenz bewirkt entsprechend der Transferfunktionen aus Gl. (2.21) eine Phasendrehung des Trägers in Reflexion. Ist die Linienbreite des Resonators deutlich kleiner als die Seitenbandfrequenz, kann somit die relative Phase zwischen Träger und

Seitenbändern variiert werden. Dies gleicht einer BHD, bei der die Phase zwischen Signal und LO durchgestimmt wird. Anstelle des Trägers kann auch eines der Seitenbänder resonant sein. Wird die spektrale Darstellung des Amplitudenquadraturoperators herangezogen und beispielsweise das obere Seitenband durch den Resonator um die Phase π gedreht

$$\begin{aligned}\delta\hat{X}1'(\Omega) &= e^{i\pi}\delta\hat{a}(\Omega) + \delta\hat{a}(-\Omega)^\dagger = e^{i\pi/2} (e^{i\pi/2}\delta\hat{a}(\Omega) + e^{-i\pi/2}\delta\hat{a}(-\Omega)^\dagger) \\ &= i (i\delta\hat{a}(\Omega) - i\delta\hat{a}(-\Omega)^\dagger) = -i\delta\hat{X}2(\Omega)\end{aligned}\quad (2.63)$$

kann dadurch die Phasenquadratur des Signals untersucht werden. Je nach Resonator-design ergibt sich jedoch neben der Phasendrehung entsprechend der Transferfunktion auch ein Verlust des Seitenbands, da es zum Teil durch den Resonator transmittiert wird. An dieser Stelle koppelt Vakuumrauschen in das reflektierte Signal ein.

Wird als Lichtquelle ein in Abs. 4.1.1 näher erläuteter modengekoppelter Femtosekundenlaser verwendet, so muss die Wirkung des Resonators auf jede einzelne Frequenzmode des Signals betrachtet werden. Wird die Resonatorlänge so gewählt, dass sein FSR der Pulswiederholrate gleicht, sind alle spektralen Träger des Puls gleichzeitig resonant. Die Wirkung auf die um $\pm\Omega$ verschobenen Seitenbänder zu einem jeden Träger ist im Falle vernachlässigbarer Dispersion durch Spiegelreflexionen sowie durch Propagation im Resonator ebenfalls identisch. Der im Abs. 2.3.5 eingeführte Impedanz-angepasste Ringresonator kann dann beispielsweise dazu dienen, eine räumliche Trennung zwischen transmittierten Trägern und reflektierten Seitenbändern vorzunehmen.

Eine Verstimmung der Resonatorlänge von dem Resonanzfall kann nicht mehr in einem Monomodensbild betrachtet werden. Sowohl Träger als auch die zugehörigen Seitenbänder einer jeden spektralen Komponente werden in unterschiedlicher Stärke und variierendem Phasenwinkel reflektiert. Eine direkte Detektion der Reflexion würde also abhängig von der Verstimmung der Resonatorlänge verschiedene spektrale Komponenten des Pulses in unterschiedlichen Quadraturen vermessen. Wie in dem Abs. 5.2 näher erläutert, kann dieser Aufbau dennoch verwendet werden, um Rauschunterdrückung unterhalb des Vakuums detektieren zu können.

Kapitel 3.

Simulation der Quantenzustandsevolution in Glasfasern

In diesem Kapitel wird eine Methode vorgestellt, die Quantenrauscheigenschaften optischer Pulse nach der Wechselwirkung mit einer polarisationserhaltenden Monomoden-Glasfaser zu simulieren. Ein schematischer, experimenteller Aufbau ist in Abb. 3.1 dargestellt. Die einzelnen spektralen Moden des Eingangspulses werden als kohärente Zustände betrachtet und es ergibt sich am Faserausgang ein Multimoden-gequetschter Zustand. Ein Pulsformer im LO-Arm, der einen räumlichen Modulator (SLM¹) beinhaltet, kann verwendet werden, um die zeitlich-räumliche Mode der Detektion auszuwählen. Im Folgenden wird zunächst auf die Simulation der klassischen Pulspropagation in optischen Fasern und anschließend auf die Berücksichtigung von Quantenrauschen eingegangen. Anschließend wird die Modenauswahl aus dem Multimodensignal am Ausgang der Faser erläutert und einige Simulationsergebnisse verschiedener Sonderfälle präsentiert.

3.1. Klassische Propagation optischer Pulse in optischen Fasern

Die Evolution der Pulsumhüllenden $A(z, t)$ durch eine polarisationserhaltende Monomoden-Glasfaser entlang der z -Achse kann durch die in Kapitel 2.1 eingeführte nichtlineare Schrödinger Gleichung beschrieben werden. Eine analytische Lösung ist nur für wenige

¹engl. *spatial light modulator*

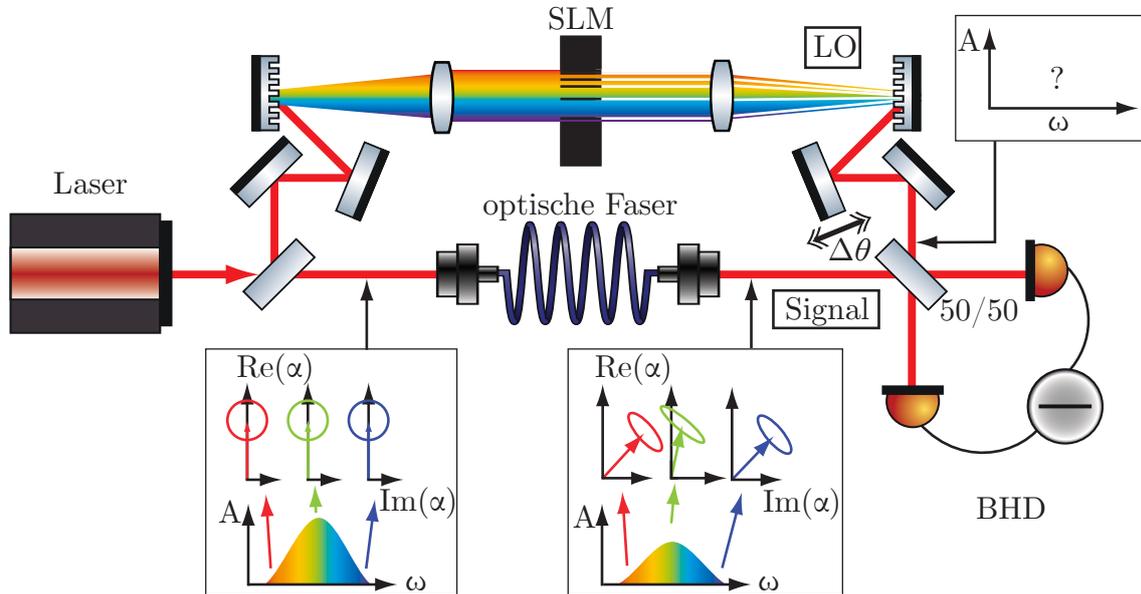


Abbildung 3.1.: Schematischer, experimenteller Aufbau zur Analyse der Quetschung optischer Pulse in Glasfasern, an der sich die numerische Simulation orientiert. Dabei wird am Faserausgang ein Multimoden-gequetschtes Signal erzeugt und mit der Wahl der spektralen Struktur des LO die detektierte Mode bestimmt.

Spezialfälle möglich, sodass eine Vielzahl numerischer Methoden zur Lösung entwickelt wurden [19]. Eine Methode stellt die *Split-Step Fourier Method* (SSFM) dar [61], die sich aufgrund der effizienten Implementierung der schnellen Fourier-Transformation (FFT²) in Programmen wie *Matlab* oder *Mathematica* als sehr vorteilhaft erweist. Die sich in dem Bezugssystem des Wellenpakets mitbewegende relative Zeit t wird für die SSFM zunächst auf einen endlichen Zeitbereich T_{\max} beschränkt und in n Teilstücke diskretisiert. Weiterhin wird die Propagationsstrecke des elektromagnetischen Felds durch die optische Faser der Länge L in j Segmente mit $j \in \mathbb{N}$ unterteilt. Innerhalb eines Segments der Länge $h = L/j$ wird nun angenommen, dass lineare Effekte, betitelt mit dem Operator \hat{D} , und nichtlineare Effekte mit Operator \hat{N} unabhängig und somit, wie in Abb. 3.2 schematisch illustriert, nacheinander wirken. Mathematisch lässt sich die formale Lösung der nichtlinearen Schrödinger Gleichung

$$A(z + h, t) = \exp \left[h(\hat{N} + \hat{D}) \right] A(z, t), \quad (3.1)$$

²engl. *fast Fourier transform*

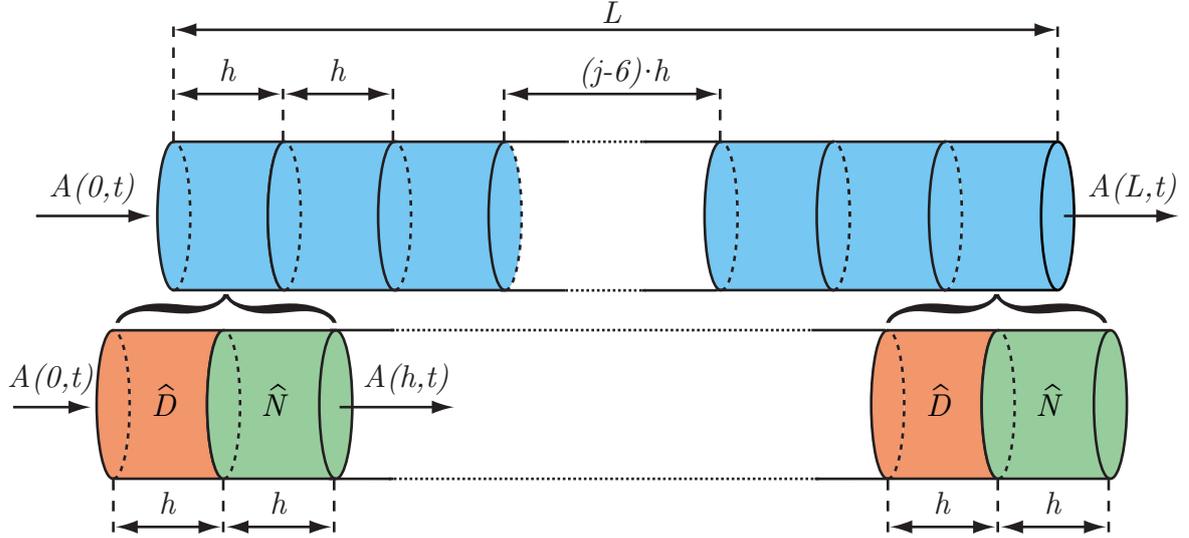


Abbildung 3.2.: Schematische Darstellung der SSFM, um für gegebene Faserparameter und Eingangspulsform $A(0,t)$ die Ausgangspulsform $A(L,t)$ zu bestimmen. Die blau dargestellte Glasfaser der Länge L wird in j Elemente der Schrittlänge h unterteilt. Innerhalb eines solchen Teilschritts werden lineare \hat{D} und nichtlineare Prozesse \hat{N} unabhängig und somit nacheinander auf die Pulsumhüllende angewendet.

somit zu

$$A(z+h,t) \approx \exp[h\hat{N}] \exp[h\hat{D}] A(z,t) \quad (3.2)$$

vereinfachen. Der dominante Fehler durch die Vernachlässigung des nicht verschwindenden Kommutators zwischen \hat{D} und \hat{N} kann unter Anwendung der Baker-Hausdorff Formel [62] abgeschätzt werden. Wird der Ausdruck

$$\exp(h\hat{D}) \exp(h\hat{N}) = \exp\left(h\hat{D} + h\hat{N} + \frac{1}{2}h^2[\hat{D}, \hat{N}] + \mathcal{O}(h^3, h^4, \dots)\right) \quad (3.3)$$

in Relation zu Gl. (3.1) betrachtet, zeigt sich eine quadratisch Abhängigkeit des dominanten Fehlers von der gewählten Schrittlänge h .

In der vorliegenden Arbeit werden ausschließlich Fasern weniger Meter Länge mit Leistungsverlusten von < 2 dB/km betrachtet. Sowohl als Quelle für nichtlineares Phaserausachen nach [63] als auch für signifikanten Änderungen der klassischen Pulspropagation sind diese Leistungsverluste zu gering und werden im Weiteren vernachlässigt. Eine mögliche Implementierung selbiger lässt sich jedoch beispielsweise in [64] nachvollziehen. Die Arbeit von Ju [34] zeigt weiterhin, dass der nichtlineare Effekt der *Selbstaufsteilung* als

Konsequenz der intensitätsabhängigen Gruppengeschwindigkeit [65] in dem betrachteten Parameterbereich ebenfalls vernachlässigt werden kann. Als relevante physikalische Effekte für die Simulation werden somit ausschließlich Dispersion m -ter Ordnung, sowie der nichtlineare Kerr- und Raman- Effekt ausgewählt, deren mathematische Beschreibungen in Abs. 2.1.1 - 2.1.4 zu finden sind.

Für die Implementierung von Dispersion und Raman- Effekt kann folgende Eigenschaft der Fouriertransformation \mathcal{F} verwendet werden:

$$\mathcal{F} \left\{ \frac{\partial^{(n)} f(t)}{\partial t^n} \right\} = (i\omega)^n \mathcal{F} \{f(t)\}, \quad (3.4)$$

um Ableitungen im Zeitbereich durch einfache Multiplikation mit $(i\omega)$ im Bildbereich zu ersetzen [66]. Die Wirkung der einzelnen Effekte innerhalb eines Propagationsschritts der Länge h auf die Pulsumhüllende lassen sich damit wie folgt beschreiben:

$$\begin{aligned} \text{Dispersion:} \quad & A(z+h, t) = \mathcal{F}^{-1} \left\{ \exp \left(-h \sum_{m=2} \frac{i^{m-1}}{m!} \beta_m (i\omega)^m \right) \mathcal{F} \{A(z, t)\} \right\} \\ \text{Kerr- Effekt:} \quad & A(z+h, t) = \exp \left(ih\gamma |A(z, t)|^2 \right) A(z, t) \\ \text{Raman- Effekt:} \quad & A(z+h, t) = \exp \left(-ih\gamma T_R \mathcal{F}^{-1} \left\{ i\omega \mathcal{F} \{|A(z, t)|^2\} \right\} \right) A(z, t) \end{aligned}$$

Wie in Abb. 3.2 dargestellt, kann nun zunächst die Wirkung der Dispersion innerhalb des ersten Propagationsschritts auf die Umhüllenden am Eingang der Glasfaser $A(0, t)$ bestimmt werden. Das Resultat daraus dient als Eingangsfeld für die nichtlineare Wirkung im selben Teilstück. Diese Abfolge wird über die Faserlänge iteriert und führt schließlich zu dem gesuchten Ausgangspuls $A(L, t)$.

3.2. Quantenrauschen

Um die Quantenrauscheigenschaften des Pulses simulieren zu können, wird ein statistisches Ensemble des Eingangspulses $\tilde{\mathbf{A}}(0, \omega) = [\tilde{A}'(0, \omega), \tilde{A}'(0, \omega), \dots, \tilde{A}'(0, \omega)]$ erzeugt. Dabei ist in Analogie zur Linearisierung in Gl. (2.45)

$$\tilde{A}'(0, \omega) = \tilde{A}(0, \omega) + \delta \hat{a}(\omega) \quad (3.5)$$

die Fourier-Transformierte der temporären Eingangspulsform $A(0, t)$. Eine jede spektrale Komponente wird mit normalverteiltem Rauschen $\delta \hat{a}(\omega) = \delta \hat{X}1(\omega) + i \cdot \delta \hat{X}2(\omega)$ in Amplituden- $\hat{X}1$ und Phasenquadratur $\hat{X}2$ versehen. Der Laserstrahl am Eingang der

Glasfaser wird in allen betrachteten Fällen als ein kohärenter Zustand angenommen, sodass $(\Delta\hat{X}_1(\omega))^2 = (\Delta\hat{X}_2(\omega))^2 = 1$ für die Varianzen gilt.

Mittels der SSFM wird die Propagation der Pulse durch die Glasfaser unabhängig voneinander simuliert. Die rein klassische Betrachtung der Propagation kann dadurch gerechtfertigt werden, dass jede betrachtete Frequenzkomponente eine deutlich stärkere kohärente Amplitude als die Standardabweichung des Quantenrauschens aufweist und somit der Einfluss der diskreten Natur der Photonen vernachlässigt werden kann. Diese Näherung kann für die Betrachtung von Dispersion und den Kerr-Effekt in der Glasfaser angewendet werden. Der Raman-Effekt hingegen wird dadurch vereinfacht. Die Kopplung der Photonen des Pulses an die optischen Phononen in der Glasfaser sorgt dafür, dass zusätzliche Rauscheinträge einkoppeln. Dieser Effekt wird unter der rein klassischen Betrachtung des Raman-Effekts, wie er in der hier präsentierten Simulation stattfindet, vernachlässigt. Ältere Simulationen mit der *backpropagation method* [32], sowie Neuere [33], die eine quantisierte Wechselwirkung zwischen Photonen- und Phononenfeld berücksichtigen, zeigen eine Limitierung der maximal messbaren Rauschunterdrückung unterhalb des Vakuums durch den Raman-Effekt. Unter Kenntnis der in [29] experimentell ermittelten Raman-Parameter für Glasfasern können diese zusätzlichen Rauscheinträge für eine gegebene Temperatur bestimmt werden und ebenfalls in die präsentierte Simulation mit einfließen.

3.3. Modenselektion

Sofern nicht anders gekennzeichnet, werden in den Simulationen Sekans- hyperbolicus- (sech-) Pulse mit einer Dauer von $\tau_{\text{FWHM}} = 250$ fs bei einer Wellenlänge von $\lambda = 1540$ nm und einer Wiederholrate von $f_{\text{Rep}} = 57,6$ MHz betrachtet. Aus dem Zeit-Bandbreiten-Produkt von rund 0,315 für solche Pulse ergibt sich eine spektrale Breite von $\nu_{\text{FWHM}} \approx 10$ nm. Das Verhältnis zu der Pulswiederholrate legt nahe, dass ein modengekoppelten Laserpuls, wie er in den Experimenten verwendet wird, mehr als 10.000 spektrale Moden umfasst. Eine solche spektrale Auflösung ist in der Simulation nicht von Nöten, da lediglich die Propagation der Pulsumhüllenden betrachtet wird. Die Frequenzachse ergibt sich direkt aus der Diskretisierung der Zeitachse in der SSFM mit a Segmenten innerhalb der Bandbreite $\nu_{\text{max}} = a/T_{\text{max}}$.

Die verschiedenen spektralen Moden des Pulses am Faserausgang können nun, je nach Eingangspuls und Faserparametern, unterschiedlich stark und in unterschiedlicher

Orientierung im Phasenraum gequetscht sein. Eine Möglichkeit, die Moden einzeln oder als eine Superposition mehrerer zu analysieren, bietet die Simulation einer in Abs. 2.3.3 näher erläuterten balancierten homodynen Detektion. Dazu wird das simulierte Ausgangssignal der Faser $\tilde{\mathbf{A}}(L, \omega)$ mit einem starken, klassischen Lokaloszillator $A_{\text{LO}}(\omega)$ auf einem 50/50-Strahlteiler überlagert und unter Variation der Interferenzphase $\Delta\theta$ das Differenzsignal beider Photodetektoren ausgewertet. Unter Vernachlässigung räumlicher Aspekte, wird nach Gl. (2.55) mit dem spektralen Profil des LO die zu untersuchende Signalmode aus dem Gesamtsignal extrahiert. Die Variation der Interferenzphase erlaubt schließlich die Betrachtung der ausgewählten Signalmodes unter allen Quadraturwinkeln.

Neben dem Ansatz der BHD kann die Kovarianzmatrix:

$$\mathbf{C} = \begin{pmatrix} \Delta(\hat{X}_{1_1}\hat{X}_{1_1}) & \dots & \Delta(\hat{X}_{1_1}\hat{X}_{1_k}) & \Delta(\hat{X}_{1_1}\hat{X}_{2_1}) & \dots & \Delta(\hat{X}_{1_1}\hat{X}_{2_k}) \\ \vdots & \ddots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \Delta(\hat{X}_{1_k}\hat{X}_{1_1}) & \dots & \Delta(\hat{X}_{1_k}\hat{X}_{1_k}) & \Delta(\hat{X}_{1_k}\hat{X}_{2_1}) & \dots & \Delta(\hat{X}_{1_k}\hat{X}_{2_k}) \\ \Delta(\hat{X}_{2_1}\hat{X}_{1_1}) & \dots & \Delta(\hat{X}_{2_1}\hat{X}_{1_k}) & \Delta(\hat{X}_{2_1}\hat{X}_{2_1}) & \dots & \Delta(\hat{X}_{2_1}\hat{X}_{2_k}) \\ \vdots & \ddots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \Delta(\hat{X}_{2_k}\hat{X}_{1_1}) & \dots & \Delta(\hat{X}_{2_k}\hat{X}_{1_k}) & \Delta(\hat{X}_{2_k}\hat{X}_{2_1}) & \dots & \Delta(\hat{X}_{2_k}\hat{X}_{2_k}) \end{pmatrix}, \quad (3.6)$$

von Amplituden- $\hat{X}_{1_i} = \hat{X}_1(\omega_i)$ und Phasenquadratur $\hat{X}_{2_i} = \hat{X}_2(\omega_i)$ der spektralen Komponenten des statistischen Ensembles der simulierten Ausgangspulse betrachtet werden. Dabei stellt $\Delta(\hat{A}\hat{B}) = \frac{1}{2} \langle \hat{A}\hat{B} + \hat{B}\hat{A} \rangle - \langle \hat{A} \rangle \langle \hat{B} \rangle$ die Kovarianz zwischen \hat{A} und \hat{B} dar. Die hier betrachteten gaußschen Zustände werden dabei vollständig durch die Kovarianzmatrix sowie ihre ersten kanonischen Momente $\langle \hat{A} \rangle$ charakterisiert. Letztere können durch lokale unitäre Operationen, wie Verschiebung im Phasenraum, eliminiert werden ohne dabei im Signal vorhandene Korrelationen zu manipulieren [67].

Jeder reine gaußsche Multimoden-Quantenzustand kann in eine Reihe unkorrelierter, gequetschter Vakuumzustände zerlegt werden [68, 69]. Dies trifft auch auf den Puls am Faserausgang zu, wobei die gequetschten Eigenmoden sich auch aus einer Superposition vieler Frequenzkomponenten zusammensetzen kann. Die Modenzerlegung kann über eine Diagonalisierung der Kovarianzmatrix aus Gl. (3.6) erfolgen. Dabei treten a Paare an Eigenwerten auf, die ein Maß für die Stärke der (Anti-) Quetschung der jeweiligen Mode darstellen.

3.4. Simulationsergebnisse

3.4.1. Leistungsabhängige Quetschung nicht-solitonischer Pulse

Es wird die Quetschung von sech-Pulsen in einer polarisationserhaltenden Monomodenfaser simuliert. Die Orientierung an experimentell zugänglichen Puls- und Faserparametern führt zu den exemplarischen Simulationsparametern:

sech-Puls	Faser
$\lambda_0 = 1550 \text{ nm}$	$L = 5,16 \text{ m}$ (2 Solitonperioden)
$\tau_{\text{FWHM}} = 250 \text{ fs}$	$\gamma = 1.45 \text{ W}^{-1} \text{ km}^{-1}$
$f_{\text{Rep}} = 57,6 \text{ MHz}$	$\beta_2 = -13.7 \text{ ps}^2/\text{km}$
	$T_{\text{R}} = 3 \text{ fs}$

Dabei ist λ_0 die zentrale Wellenlänge der Pulse und es werden höhere Ordnungen der Dispersion vernachlässigt. Die mit einer Effizienz von 1 in die Faser eingekoppelte, mittlere optische Leistung wird in dem Intervall zwischen 0 und 20 mW iteriert, was zu einer in Abb. 3.4 blau dargestellten Spitzenleistung der Eingangspulse korrespondiert. Für jede untersuchte optische Leistung wird ein statistisches Ensemble von 100.000 Pulsen durch die Faser propagiert und in einem simulierten BHD-Setup mit verschiedenen LO untersucht. Die Simulationsergebnisse von theoretisch messbarer (Anti-)Quetschung für eine Quanteneffizienz von 1 sind in Abb. 3.3 dargestellt. Dabei stehen die blau gepunkteten Resultate für eine Verwendung der Eingangspulsform als LO und der grün Punkt-gestrichelte Graph ergibt sich bei einer Anwendung der Ausgangspulsform als LO. Zusätzlich ergibt sich der schwarz durchgezogene Graph, wenn der mittels der Diagonalisierung der Kovarianzmatrix ermittelte, optimale LO verwendet wird, auf den im folgenden Abs. 3.4.2 noch genauer eingegangen wird. Eine CW-Näherung liefert schließlich den grau gestrichelten Graphen. Hier wird sämtliche Änderung der Pulsform während der Propagation durch die Faser vernachlässigt und nach Gl. (2.13) aus der Spitzenleistung der Eingangspulse eine konstante Nichtlinearität bestimmt. Die daraus resultierende (Anti-) Quetschung ergibt sich dann nach Gl. (2.41).

Es zeigen sich für alle verwendeten LO deutliche Unterschiede zu der CW-Näherung. Die Änderungen der Pulsform während der Propagation durch die Faser hat signifikante Einflüsse auf die maximal messbare Rauschunterdrückung. In Abb. 3.4 ist dazu dargestellt, wie die Spitzenleistung der Eingangspulse in blau, die der Ausgangspulse in gelb, sowie

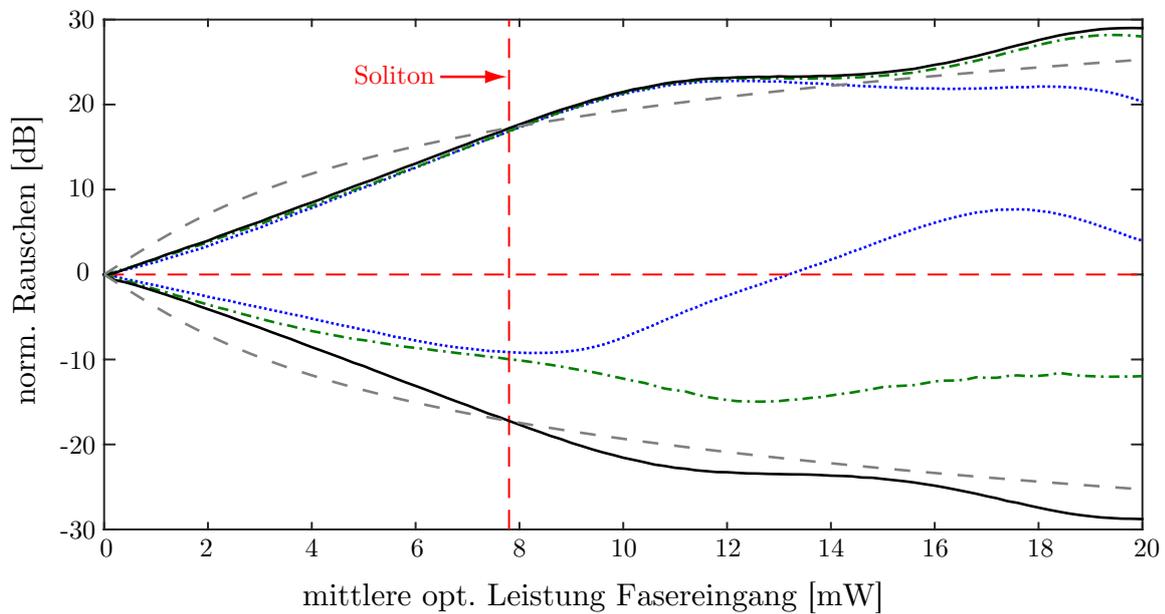


Abbildung 3.3.: Simulation der Messung von (Anti-) Quetschung nach der Propagation von Femtosekunden-Pulsen variierender Leistung durch eine PMSM Faser. Puls- und Faserparameter können der Tabelle entnommen werden. Die Messung wird mit einem BHD-Ansatz simuliert, bei dem unterschiedliche LO verwendet werden. Blau: Eingangspuls; grün: Ausgangspuls; schwarz: optimale LO-Form. Zusätzlich ist in grau die zu erwartende (Anti-) Quetschung für eine CW-Näherung mit äquivalenter Leistung dargestellt.

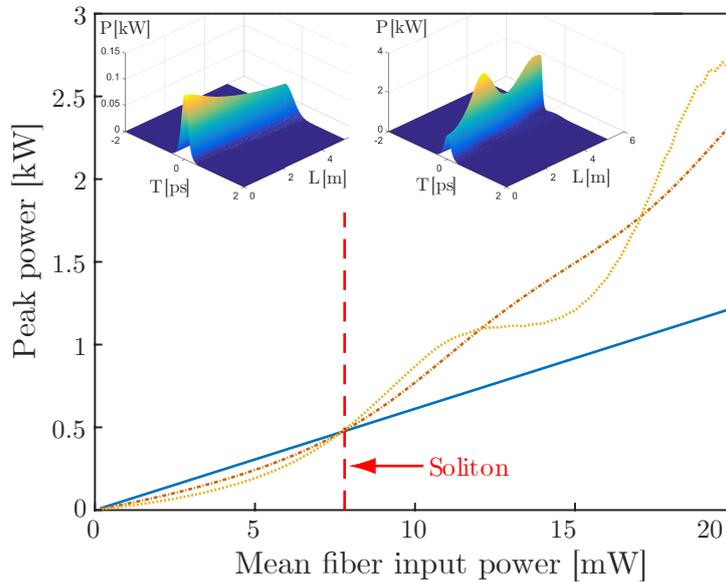


Abbildung 3.4.: Skalierung der Spitzenleistungen bei der in Abb. 3.3 dargestellten Simulation. Blau: Eingangspuls; gelb: Ausgangspuls; rot: mittlere Spitzenleistung über Faserdistanz. Weiterhin ist die Propagation eines Pulses für 2 mW links und 20 mW rechts eingefügt. Die Änderungen der mittleren Spitzenleistung über die Faserdistanz hat direkten Einfluss auf die maximal mögliche Messung von (Anti-) Quetschung.

die mittlere Spitzenleistung über die Faser in rot skaliert. Exemplarisch ist weiterhin die Propagation eines Pulses für 2 mW links und 20 mW rechts eingefügt. Für Pulse unterhalb der Solitonenergie von 134 pJ, korrespondierend zu der mittleren optischen Leistung von 7,7 mW, bewirkt die Dispersion eine zeitliche Verbreiterung der Pulse und eine Reduktion der Spitzenleistung. Folglich ist auch die mit dem optimalen LO maximal messbare Quetschung in Abb. 3.3 unterhalb der CW-Näherung. Für Pulsenergien oberhalb des Soliton-Falls wird der Puls aufgrund des stärkeren nichtlinearen Chirps zunächst komprimiert, was zu einer Erhöhung der Spitzenleistung führt. Als Folge kann auch mehr (Anti-) Quetschung mit dem optimalen LO gemessen werden, als in der CW-Näherung angenommen. Die leichten Oszillationen dabei sind ebenfalls eine Folge aus der Änderung der gemittelten Spitzenleistung der Pulse während der Propagation durch die Faser.

Werden Eingangs- oder Ausgangspulsform als LO verwendet, kann die mit der CW-Näherung ermittelte Quetschung für keine optische Leistung erreicht werden; selbst nicht für den Soliton-Fall. Ursache dafür ist, dass der Puls zwar keine temporäre oder spektrale Veränderung während der Propagation erfährt, die einzelnen spektralen Moden des Pulses jedoch unterschiedlich stark und damit in unterschiedlicher Quadratur maximal gequetscht werden. Ein im folgenden Abs. 3.4.2 beschriebener spezieller LO muss verwendet werden, um die optimale Rauschunterdrückung, selbst im Soliton-Fall, detektieren zu können.

Auch wenn mit den Ausgangspulsen als LO keine maximale Rauschunterdrückung detektiert werden kann, so sind sie für eine experimentelle Implementierung dennoch besser geeignet, als die Eingangspulsformen. Ursache dafür ist, insbesondere für größer werdende

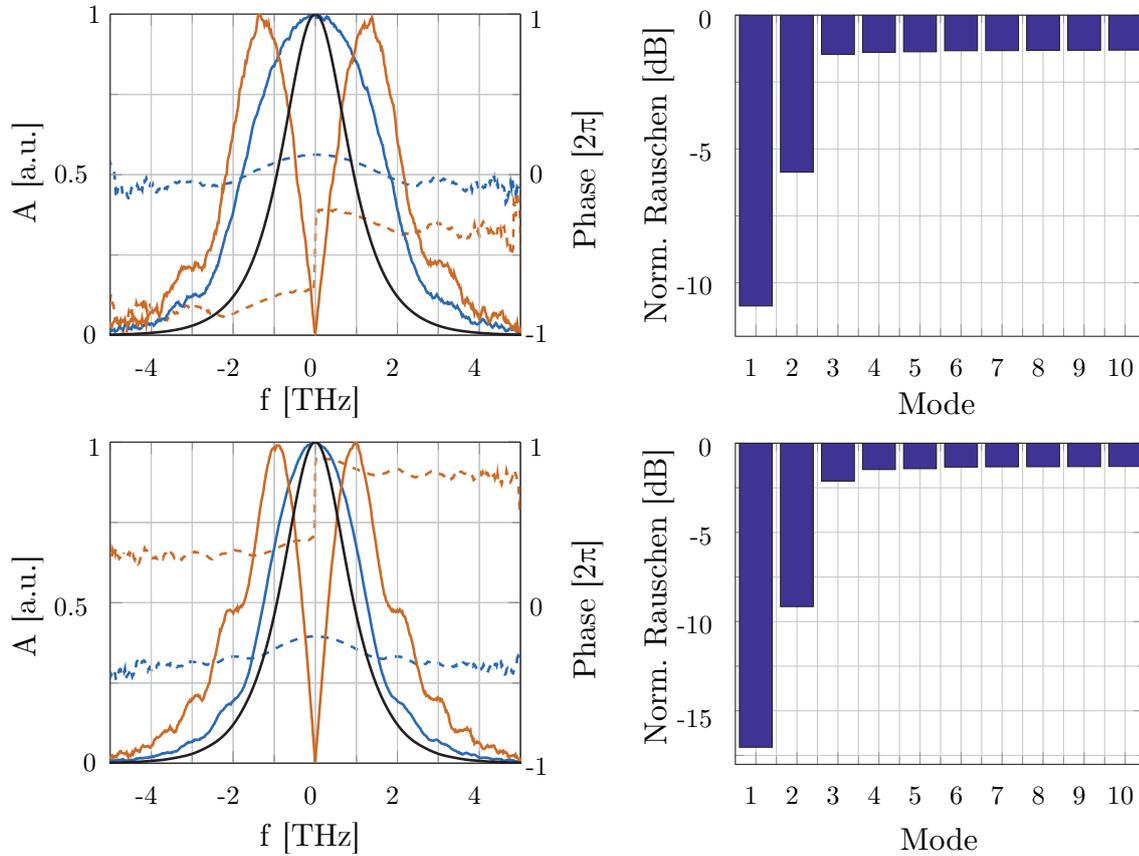


Abbildung 3.5.: Simulationsergebnisse einer Soliton-Propagation über 2,58 (oben) bzw. 5,16 m (unten). Dargestellt sind normierte Amplitude und Phase der beiden separablen gequetschten Eigenmoden (links) und die korrespondierende Stärke der Quetschung (rechts). Die leichte Quetschung höherer Moden ist lediglich ein numerisches Artefakt und kann über die Anzahl spektraler Moden oder verwendeter Pulse minimiert werden.

Leistungen, der größere spektrale Modenüberlapp mit den gequetschten Signalmoden. Die leicht geringere messbare Rauschunterdrückung im Soliton-Fall mit den Eingangspulsen als LO kann auf die leichte Rotverschiebung des Pulses während der Propagation durch die Faser aufgrund des Raman-Effekts zurückgeführt werden.

3.4.2. Spektrale Eigenmoden eines Solitons

Wie im vorangegangenen Abs. 3.4.1 gezeigt, kann selbst unter der Verwendung der gleichen Modenform von Signal und LO als Soliton keine maximale Rauschunterdrückung detektiert werden, auch wenn dies konzeptionell einem CW-Experiment gleicht [70]. Um eine maximale Rauschunterdrückung unterhalb des Vakuums messen zu können, muss

die maximal gequetschte Eigenmode des Signals mit dem dafür benötigten spektralen Profil des LO detektiert werden. Diese Mode kann aus dem statistischen Ensemble der simulierten Pulse nach der Wechselwirkung mit der Faser $\tilde{\mathbf{A}}(L, \omega)$ gewonnen werden. Exemplarisch wird dazu der Soliton-Fall des vorangegangenen Abs. 3.4.1 ohne Raman-Effekt simuliert und nach Gl. (3.6) die Kovarianzmatrix der spektralen Komponenten am Ausgang aufgestellt. Mit der Lösung des Eigenwertproblems $\mathbf{C}\vec{v}_k = \lambda_k\vec{v}_k$ können die Eigenwerte λ_k mit den korrespondierenden, separablen gequetschten Eigenmoden \vec{v}_k bestimmt werden. Der niedrigste Eigenwert korrespondiert dabei zu der am stärksten gequetschten Eigenmode, die in diesem Zusammenhang auch als *optimaler LO* betitelt wird.

Die zehn niedrigsten Eigenwerte sind in Abb. 3.5 auf der rechten Seite für die Propagationslänge des Solitons über eine (oben) bzw. zwei (unten) Solitonperioden dargestellt. In Übereinstimmung mit [33] können nur zwei signifikant gequetschte Moden identifiziert werden. Die normierte Amplitude und Phase der ersten (blau) und zweiten (rot) Eigenmode sind zusammen mit dem schwarz dargestellten Soliton auf der linken Seite der Abbildung illustriert. Die Eigenmoden sind symmetrisch um die zentrale Frequenz angeordnet und weisen einen negativen Chirp auf. Wie nach Gl. (2.13) und Gl. (2.41) zu erwarten, steigt die Stärke der Quetschung mit der Wechselwirkungslänge zwischen Puls und Faser. Eine Besonderheit zeigt sich darin, dass das Spektrum der Eigenmoden breiter ist, als das der verwendeten Solitonen. Für eine experimentelle Untersuchung kann der Signalpuls vor der Faser zeitlich verbreitert werden, damit die Ausgangspulse ein schmaleres Spektrum aufweisen, als die LO-Pulse.

Die Evolution der beiden spektralen Eigenmoden über eine Faserlänge von vier Solitonperioden (10,32 m) ist in Abb. 3.6 und Abb. 3.7 dargestellt. Zusätzlich ist die spektrale Halbwertsbreite des Solitons in rot-gestrichelt markiert. Die Eigenmoden werden mit zunehmender Propagationslänge spektral schmaler und der Chirp nimmt zu. Weiterhin ist in der zweiten Mode ein charakteristischer Phasensprung von π um die zentrale Wellenlänge zu erkennen. Mit zunehmender Propagationsdistanz steigt der Quetschgrad der Eigenmoden equivalent zu einem CW-Experiment mit konstanter Nichtlinearität.

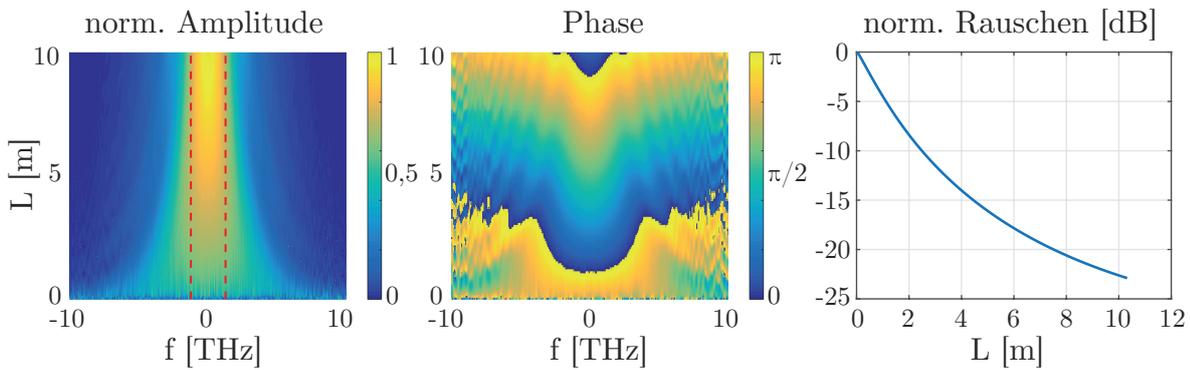


Abbildung 3.6.: Entwicklung der ersten spektralen Eigenmode eines 250 fs-Solitons über 10,32 m Faser unter Einwirkung von Dispersion und Kerr-Nichtlinearität. Die spektrale Halbwertsbreite des Solitons ist rot markiert. Über die Propagationsdistanz wird die Eigenmode spektral schmaler und zeichnet sich durch einen stärker werdenden negativen Chirp aus. Der Quetschgrad steigt nach Gl.(2.41) equivalent zu einem CW-Experiment.

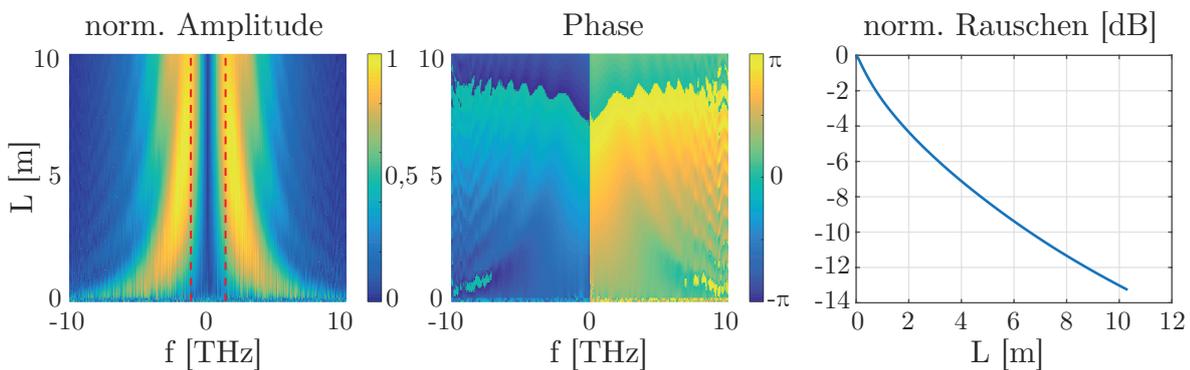


Abbildung 3.7.: Wie vorangegangene Abb. 3.6, nur die zweite spektrale Eigenmode. Sie ist schwächer gequetscht und weist einen charakteristischen Phasensprung von π um die Mittenfrequenz des Pulses auf.

Kapitel 4.

Experimentelle Komponenten

4.1. Das Lasersystem

4.1.1. Beschreibung des Lasersystems

Das Lasersystem ist dreistufig, um Lichtpulse mit einer Halbwertsbreite von $\tau_{\text{FWHM}} = 250$ fs in einem Wellenlängenbereich von $\lambda_0 = 1400 \dots 1600$ nm mit einer Wiederholrate von $f_{\text{Rep}} = 57.6$ MHz bei einer mittleren Leistung von bis zu 200 mW erzeugen zu können. Die erste Stufe stellt ein Sprout-G-10 W der Firma Lighthouse Photonics dar. Er liefert im Dauerstrichbetrieb (CW¹-Betrieb) 10 W optische Leistung bei einer Wellenlänge von 532 nm und eignet sich unter anderem aufgrund seiner räumlichen und spektralen Modenreinheit, sowie der Leistungsstabilität, sehr gut als Pumplaser [71].

Für die Erzeugung der Lichtpulse wird ein modengekoppelter Titan:Saphir- (Ti:Sa) Laser Mira 900-F der Firma Coherent verwendet. Er ist, wie in Abb. 4.1 dargestellt, als ein linearer Resonator aufgebaut. Die beiden gekrümmten Spiegel (CM²) fokussieren den Strahl jeweils auf den Endspiegel (EM³) bzw. Auskoppelspiegel (OM⁴). Zwei unter dem Brewsterwinkel getroffene Prismen (BP⁵) sind zur Kompensation der Gruppengeschwindigkeitsdispersion (GVD⁶) in einem Arm des Resonators untergebracht. In dem anderen Arm dient ein doppelbrechender Filter (BRF⁷) der Selektion der zentralen

¹engl. *continuous wave*

²engl. *curved mirror*

³engl. *end mirror*

⁴engl. *outcoupling mirror*

⁵engl. *brewster prism*

⁶engl. *group velocity dispersion*

⁷engl. *birefringent filter*

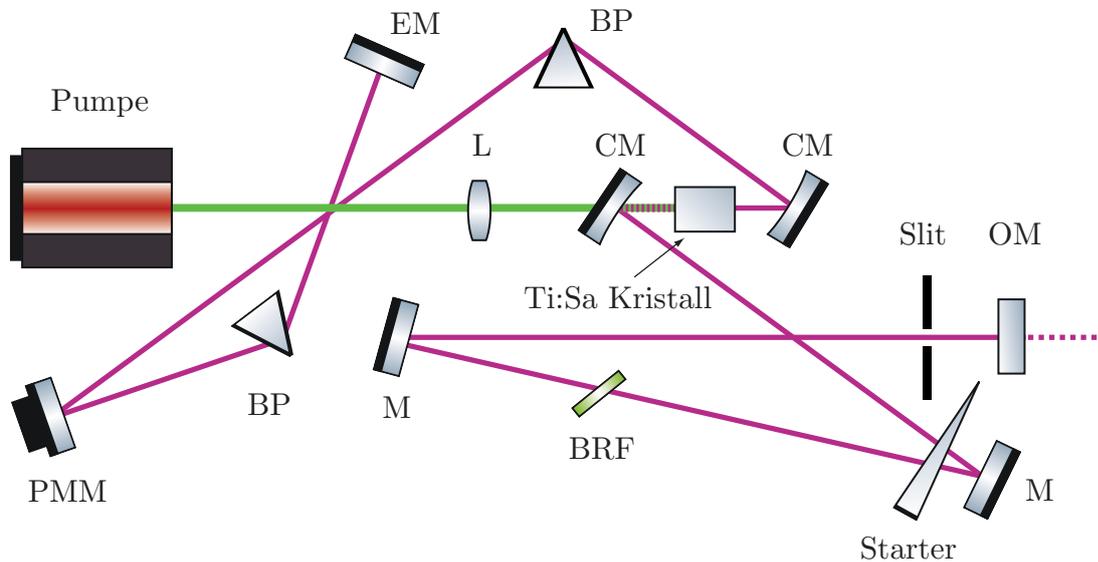


Abbildung 4.1.: Schematischer Aufbau des verwendeten Ti:Sa-Lasers. Als Pumplichtquelle dienen 10 W eines CW-Lasers bei einer Wellenlänge von 532 nm. Für die in Kap. 5 beschriebenen Experimente werden modengekoppelte Femtosekunden-Pulse bei einer Wellenlänge von rund 790 nm erzeugt.

Wellenlänge. Weiterhin befindet sich ein Spalt (engl. *slit*) im Strahlengang. Dieser kann so eingestellt werden, dass der Anteil an erzeugtem CW-Laser im Resonator teilweise geblockt wird, die durch die hohe Intensität selbstfokussierten Pulse jedoch vollständig transmittiert werden.

Damit jedoch überhaupt ein gepulster Betrieb zustande kommt und eine solche Selbstfokussierung mittels Kerrlinse stattfindet, muss zunächst eine schnelle Änderung der optischen Weglänge im Resonator vorgenommen werden. Dazu wird ein, in Abb. 4.1 als Starter bezeichnetes, galvanometrisch gelagertes Glasplättchen verwendet. Die elektronisch gesteuerten, schnellen Änderungen des Winkels, in dem das Plättchen von dem Laserstrahl getroffen wird, verändern die optische Weglänge des Strahls im Resonator und verursachen dadurch starke Leistungsschwankungen. Daraus ergeben sich kurzzeitig hohe Spitzenintensitäten die zur Formierung schwacher Kerrlinsen führen. Damit ausreichend hohe Intensitäten erzeugt werden um den Strahl entsprechend zu fokussieren, müssen eine Vielzahl an longitudinalen Moden des Resonators angeregt werden. Diese werden, sobald sie weniger Verluste durch den Spalt, als Verstärkung durch das optische Pumpen des Ti:Sa-Kristalls erfahren, resonant verstärkt und formen den Laserpuls. Erfolgt diese Modenkopplung, ist sie selbsterhaltend und das Wackeln des Glasplättchens kann gestoppt werden [72]. Um eine aktive Stabilisierung der Resonatorlänge ermöglichen zu können,

wird ein piezogelagerter Spiegel (PMM⁸) implementiert. Eine detaillierte Beschreibung der Regelung kann in dem Abs. 4.1.2 und Abs. 4.1.3 nachvollzogen werden.

Der Ti:Sa-Kristall weist ein breites Verstärkungsspektrum von 680 nm bis 1100 nm auf [72], deckt jedoch nicht den gewünschten Bereich um 1540 nm ab. Deshalb wird der Prozess der optisch parametrischer Oszillation (OPO) angewendet. Dazu steht ein, in Abb. 4.2 dargestellter, linearer Resonator zur Verfügung, dessen Länge der des Ti:Sa-Resonators gleicht, um ein synchrones Pumpen zu gewährleisten. Von zwei CM umgeben befindet sich ein CsTiOAsO₄- (CTA) Kristall in der Mitte des Resonators, wo ein nicht-kritisch-phasenangepasster, nichtlinearer, optischer Prozess zweiter Ordnung stattfindet. Dabei entstehen aus jeweils einem p-polarisierten Photon der Ti:Sa-Pumpmode ein s-polarisiertes Signalphoton und ein p-polarisiertes Idlerphoton. Aus der Energieerhaltung folgt direkt

$$\nu_P = \nu_S + \nu_I, \quad (4.1)$$

wobei ν_x jeweils die optische Frequenz von Pump-, Signal- und Idlerphoton darstellt. Eine Änderung der Pumpfrequenz, also der zentralen Wellenlänge des Ti:Sa mittels des BRF, bewirkt eine Änderung der Signalwellenlänge, wohingegen die Idlerwellenlänge bei Raumtemperatur nahezu konstant bei $\lambda_I \approx 1580$ nm bleibt. Die Frequenzkonversion des CTA-Kristalls in Abhängigkeit von der Pumpfrequenz ist im Anhang A dargestellt.

Ein Brewsterfenster (BW⁹) im Resonator sorgt für eine Abschwächung des Idlerstrahls. Des Weiteren befindet sich hinter dem OM ein PBS, der eine räumliche Trennung von Signal und restlichem Idler verursacht. Aus rund 1,6 W mittlerer eingestrahelter Ti:Sa-Leistung können knapp 200 mW optische Leistung bei einer Wellenlänge von 1540 nm generiert werden.

4.1.2. Amplitudenmodulation durch Idler

Auch wenn die Idlerphotonen größtenteils von dem Signalstrahl separiert werden können, geschieht dies nicht perfekt. Zunächst sind die Spiegel im OPO zwischen 1400 nm und 1700 nm hoch reflektiv, sodass ein Anteil an nichtresonantem Idlerstrahl zum OM gelangen

⁸engl. *piezo mounted mirror*

⁹engl. *brewster window*

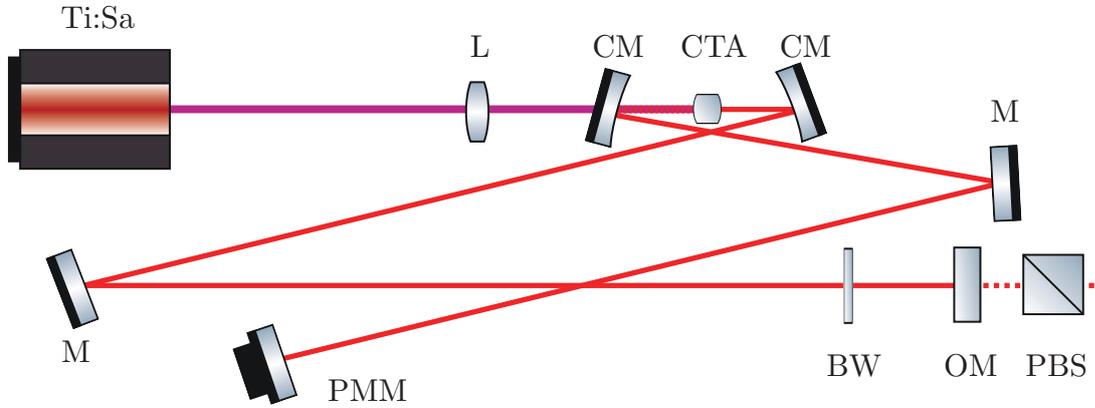


Abbildung 4.2.: Schematischer Aufbau des OPO's. In dem CTA-Kristall findet der optisch parametrische Oszillationsprozess statt. Die CM sind dabei durchlässig für die Pump- jedoch hoch reflektiv für die Signalwellenlänge. Das BW dient zur Unterdrückung der Idlermode. Ein PMM wurde im Rahmen dieser Arbeit implementiert, um eine aktive Stabilisierung der Resonatorlänge zu ermöglichen.

kann. Hierfür muss die räumliche Mode des Idlers mit der Resonatormode, die gleichzeitig die Signalmode ist, überlappen. Aus der Impulserhaltung ergibt sich mit

$$\vec{k}_{\text{Pump}} = \vec{k}_{\text{Signal}} + \vec{k}_{\text{Idler}} \quad (4.2)$$

$$|k| = \frac{2\pi}{\lambda}$$

ein wellenlängenabhängiger Winkel zwischen Signal- und Idlermode, der aufgrund des geringen Wellenlängenunterschiedes jedoch relativ klein ist. Die Orientierung des doppelbrechenden CTA-Kristalls spielt dabei ebenfalls eine wichtige Rolle, da die Ausrichtung seiner (außer-)ordentlichen Achse, sowie deren Verkipfung zur Strahlachse die Phasenanpassung beeinflusst. Da die exakte Orientierung der drei Achsen des Kristalls nicht bekannt ist, kann kein exaktes Maß für den Überlapp der beiden räumlichen Moden bestimmt werden, zumal im Weiteren nur der Anteil daraus relevant wird, der in der gleichen Polarisation wie das Signal vorliegt. Die aufgrund der Typ II Phasenanpassung zunächst senkrecht zueinander polarisierten Signal- und Idlerstrahlen können bei der anschließenden Propagation durch den CTA-Kristall oder bei der Reflexion an den Spiegeln bis zum OM eine leichte Drehung der Polarisation erfahren. Weiterhin bestimmt die Ausrichtung des PBS, welche Superposition beider Polarisationen am transmittierten Ausgang vorliegt. Selbst wenn dieser auf maximale Transmission des Signals justiert ist,

kann noch optische Leistung des Idlers detektiert werden. Dies bekräftigt die Annahme, dass bereits bei der Auskopplung beider Strahlen ein Teil des Idlers in der Polarisation der Signalmode vorliegt.

Als Konsequenz daraus resultiert ein Schwebungssignal zwischen Signal und verbliebenem Idler, welches im Radiofrequenzband beobachtet werden kann. Der Ursprung dieser Schwebung liegt bereits in der Entstehung der Ti:Sa-Pulse mittels passiver Modenkopplung. Dabei bildet sich eine feste Phasenbeziehung zwischen den im Verstärkungsband des Lasers liegenden, verschiedenen longitudinalen Moden des Resonators aus. Der spektrale Abstand zwischen zwei benachbarten longitudinalen Moden ist durch den in Gl. (2.20) formulierten freien Spektralbereich (FSR¹⁰) des Resonators gegeben. Bei einer zentralen Wellenlänge von $\lambda_0 = 790 \text{ nm}$ weisen die Ti:Sa-Pulse eine spektrale Breite von etwa $\nu_{\text{FWHM}} \approx 2 \text{ THz}$ auf, sodass auf mehr als 35.000 gleichzeitig anschwingende, longitudinale Moden geschlossen werden kann. Mit der Annahme transformlimitierter Gaußpulse ergibt sich aus der Energie-Zeit-Unschärferelation für die Pulse eine Pulsdauer von

$$\tau_{\text{FWHM}} \approx \frac{0.44}{\nu_{\text{FWHM}}} = 220 \text{ fs.}$$

Die Vielzahl an optischen Frequenzen pumpen nun synchron den OPO Prozess. Der FSR von Pump- und Signalstrahl sind identisch bei 57,6 MHz. Damit ergibt sich unter der Annahme einer gleichbleibenden Phasenanpassungsbedingung über die spektrale Breite der Pulse, dass die Frequenzkomponenten des Idlers ebenfalls einen definierten Abstand von 57,6 MHz aufweisen. Gibt es nun einen spektralen Überlapp zwischen Signal und Idler, kommt es zur Schwebung zwischen dem blauen Teil des Signals und dem roten Teil des Idlers. Dieser Sachverhalt ist mit fünf Moden schematisch in Abb. 4.3 dargestellt. Im Intervall zwischen 0 und ν_{FSR} entstehen zwei Schwebungsfrequenzen $\nu_{\text{Schw},1/2}$, die über $\nu_{\text{Schw},1} + \nu_{\text{Schw},2} = \nu_{\text{FSR}}$ verknüpft sind.

Eine experimentelle Untersuchung der Amplitudenmodulation ist im Rahmen der Masterarbeit von Kai Barnscheidt erfolgt [73]. Die OPO-Pulse werden dabei zunächst mit einem optischen Spektrumanalysator vermessen und weisen eine FWHM-Breite von 14 nm um die zentrale Wellenlänge von 1540 nm auf. Anschließend wird die Modulation auf eine feste Frequenz von 12 MHz geregelt und der OPO-Ausgang in einen 4f-Aufbau [74] analysiert. Ein Spalt wird auf einem Verschiebetisch in der Fourierebene platziert,

¹⁰engl. *free spectral range*

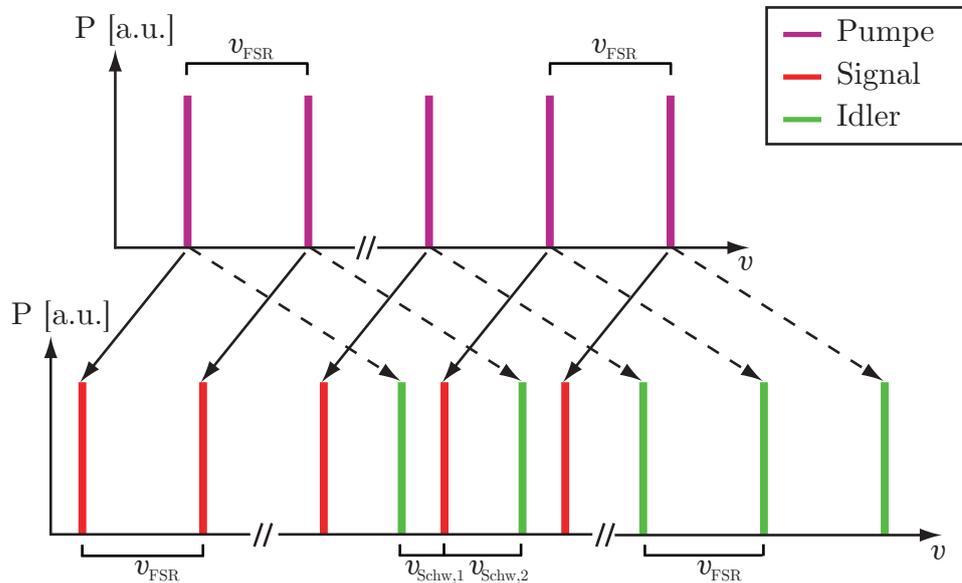


Abbildung 4.3.: Schematische Darstellung der Entstehung eines Schwebungssignals im Radiofrequenzbereich am OPO-Ausgang. Jede spektrale Pumpmode erzeugt eine Signal- und eine Idlermode. Da der jeweilige spektrale Abstand zweier benachbarter Pump-, sowie Signalmoden durch den FSR von Ti:Sa- bzw. OPO-Resonator gegeben werden, sind auch die Idlermoden in einem festen spektralen Abstand zueinander. Überlappt das Spektrum von Signal- und Idlerpuls, können innerhalb des Frequenzbands des FSR zwei Schwebungsfrequenzen $\nu_{\text{Schw},1/2}$ detektiert werden.

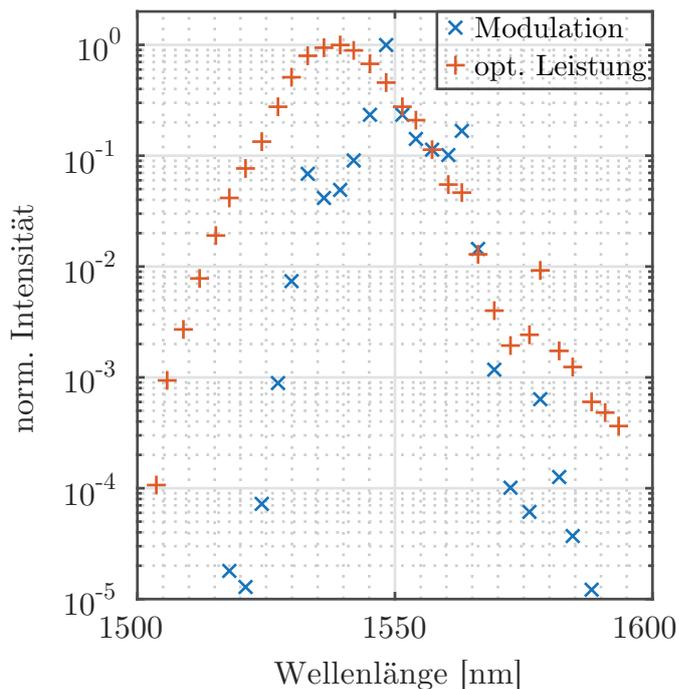


Abbildung 4.4.: Spektrale Verteilung der optischen Leistung und der Modulationsstärke der OPO-Pulse. Der Idlerpuls ist um zwei bis drei Größenordnungen schwächer in der optischen Leistung bei einer mittleren Wellenlänge von 1580 nm zu erkennen. Die 12 MHz Modulation ist beim größten spektralen Modenüberlapp zwischen Signal und Idler im Wellenlängenbereich zwischen 1550-1560 nm am stärksten.

um in äquidistanten Schritten Teile des Spektrums von rund 3 nm (FWHM) auszuwählen. Der jeweils ausgewählte Anteil des Spektrums wird mit einem in Anhang B erläuterten Detektor vermessen. Die dabei gemessene spektrale Verteilung der optischen Leistung, sowie die der Modulationsstärke ist in Abb.4.4 dargestellt.

Es zeigt sich, dass die Modulation nicht symmetrisch über das Signalspektrum verteilt ist, sondern zwischen Signal- und Idlerspektrum zentriert ihr Maximum aufweist. Dies bekräftigt die Annahme, dass die vorhandene Modulation auf dem OPO-Ausgang durch den Idler zustande kommt. Weiterhin konnte im Rahmen der Messungenauigkeit keine signifikante Änderung der Modulationsfrequenz innerhalb des Spektrums festgestellt werden, auch wenn die zur Erzeugung des Schwebungssignals beitragenden Signal- und Idlermoden aus Pumpmoden mit großem spektralen Abstand gepumpt werden. Die Modulationsfrequenz dient somit als ein hervorragendes Maß, um relative Längenunterschiede zwischen Ti:Sa- und OPO-Resonator zu detektieren.

4.1.3. Stabilisierung

Die Leistung des Schwebungssignals zwischen Signal und Idler kann durch das Ersetzen des BW in dem OPO-Resonator (Abb. 4.2) durch ein PBS um mehr als eine Zehnerpotenz reduziert werden. Dennoch ist sie um Größenordnungen stärker als die Schwebung der Singalmoden mit Vakuumfluktuationen, die es in weiteren Versuchen zu detektieren und zu unterschreiten gilt. Aus technischen Gründen, die in [75] näher nachvollzogen werden können, liegt die Messfrequenz dieser Fluktuationen bei 5,7 MHz mit einer Bandbreite, die 1 MHz nicht überschreiten sollte. Sobald thermische Drifts und akustische Vibrationen die relative optische Weglänge von Ti:Sa- zu OPO-Resonatorlänge beeinflussen, ändert sich die Frequenz der Modulation und führt zu Störungen in diesem Messfenster.

Um dies zu verhindern, wird als erste Maßnahme die bestehende Zweipunkt-Wasserkühlung des Ti:Sa-Kristalls ersetzt. Neben störenden Vibrationen von Pumpe und Lüfter, erzeugt das für eine Zweipunktkühlung charakteristische Regeln zwischen zwei Temperaturen eine ständige Änderung der optischen Weglänge im Ti:Sa-Kristall. Es wurde eine multifunktionale Platine zur Temperaturkontrolle mittels PID-Reglung konzipiert, die im Zusammenspiel mit einem CPU-Wasserkühler, einem NTC¹¹-Widerstand, sowie Pumpe, Peltierelement und Wasserreservoir eine aktive Regelung der Ti:Sa-Kristalltemperatur auf einen festen Sollwert ermöglicht. Dies verhindert Langzeitdrifts und ermöglicht die

¹¹engl. *negative temperature coefficient*

Implementierung eines schnellen Regelmechanismus, der jedoch nur auf deutlich kleineren Längenskalen einsetzbar ist.

Als Stellglied für den schnellen Regelmechanismus dient ein piezogelagerter Spiegel (PMM), der entweder im Ti:Sa- oder OPO-Resonator angebracht werden kann. Dabei ist der stabilere der beiden Resonatoren passiv und die Länge des anderen wird aktiv darauf geregelt. Stabilität bedeutet in diesem Zusammenhang eine geringe Variation der Resonatorlänge aufgrund von äußeren, akustischen Vibrationen. Um die Stabilität beider Resonatoren beurteilen zu können, wird ein Referenzsystem aufgebaut. Es wird ein im anschließenden Kap. 4.2 näher beschriebener Resonator aus nur drei Spiegeln installiert, der ebenfalls einen FSR von 57,6 MHz aufweist. Aufgrund der geringen Anzahl an Komponenten und den robusten Halterungen, die eine Strahlhöhe von nur 5 cm erlauben, kann bereits eine hohe Stabilität dieses Systems vermutet werden. Um diese Annahme zu überprüfen, wird ein CW-Laser der Firma NKT Photonics verwendet. Der *Koheras Adjustik E15* stellt in Kombination mit dem *Koheras Boostik* eine monochromatische Lichtquelle einer Linienbreite kleiner 1 kHz dar, die sich durch sehr geringes Phasen- und Frequenzrauschen auszeichnet[76, 77]. Die Länge des Referenzresonators wird mit einem PMM kontinuierlich um wenige Mikrometer von der zentralen Länge $c/\nu_{\text{FSR}} \approx 5,2$ m variiert und die Transmissionspeaks von CW-Laser und OPO-Ausgang verglichen. Die Frequenzstabilität des CW-Lasers und der geringe Störeinfluss von akustischen Vibrationen auf den Referenzresonator sorgen dafür, dass nach äquidistanten Längenänderungen von $\lambda/2$ die Resonanzbedingung erfüllt ist und sich aufgrund der konstanten Geschwindigkeit des PMM im linearen Bereich der zeitliche Abstand der Resonanzpeaks im Rahmen der Messungenauigkeit nicht ändert. Mit dem im Folgenden beschriebenen Verfahren kann nun entweder die Resonatorlänge des Ti:Sa's oder OPO's aktiv geregelt werden. Es zeigt sich hierbei, dass die Resonanzpeaks des OPO's bei der aktiven Regelung der OPO-Länge zu stark unterschiedlichen Zeitpunkten auftauchen, wenn der Referenzresonator kontinuierlich in der Länge verändert wird. Dies lässt auf Fluktuationen in der Frequenz des OPO-Ausgangs schließen. Wird hingegen die Ti:Sa-Länge aktiv geregelt sind solche Frequenzfluktuationen nahezu nicht existent. Diese Erkenntnis ist nicht verwunderlich, da in dem Ti:Sa-Laser mehr Elemente, wie Brewster-Prismen, der Spalt sowie der galvanisch gelagerte Starter enthalten sind, die durch Vibrationen die optische Weglänge beeinflussen können.

Um schließlich die Modulationsfrequenz auszulesen, wird ein kleiner Anteil des OPO-Signals auf eine für 12 MHz optimierte Photodiode fokussiert. Die Optimierung ist notwendig, damit die Modulation detektiert werden kann, ohne, dass das dominante

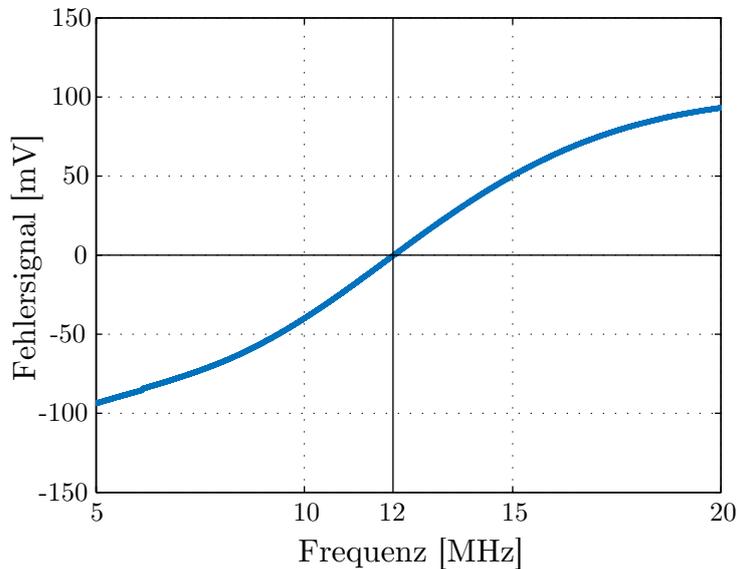
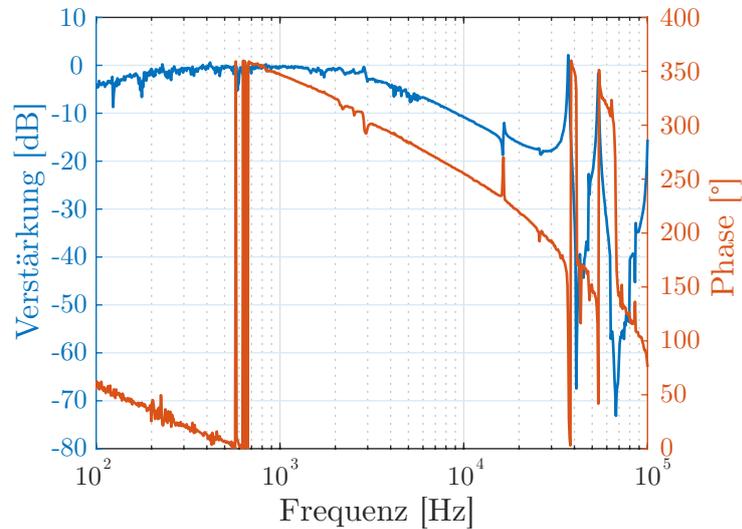


Abbildung 4.5.: Fehlersignal zur aktiven Stabilisierung der Modulationsfrequenz. Es weist den notwendigen Nulldurchgang bei 12 MHz auf und kann im Bereich ± 1 MHz als linear angenommen werden.

Signal der Pulswiederholrate den Detektor sättigt. Die Wahl von 12 MHz stellt dabei einen Kompromiss aus dem Abstand zum Messfenster von 5,7 MHz und zu der halben Pulswiederholrate von 28,8 MHz dar. Ein Teil des Ausgangssignals des Detektors wird in einen Allpass geleitet. Diese elektronische Schaltung hat im Idealfall eine Verstärkung von 1 für alle Frequenzen, erzeugt jedoch eine frequenzabhängige Phasenverschiebung des Signals. Das multiplikative Frequenzmischen des Allpassausgangs und der ungefilterten Detektorspannung ergibt nach Filterung mit einem Tiefpass nun ein direkt proportionales Signal zu dem aus dem Frequenzunterschied zu der Referenzfrequenz von 12 MHz stammenden Phasenversatzes und dient als Fehlersignal. Die Abhängigkeit zwischen Modulationsfrequenz und entstehendem Fehlersignal ist in Abb. 4.5 dargestellt und weist ein lineares Verhalten im Bereich zwischen 10 MHz und 15 MHz, sowie den gewünschten Nulldurchgang um 12 MHz auf.

Das Fehlersignal kann mit einem geeigneten PID-Regler in die benötigte Stellgröße umgewandelt werden, um den PMM zu treiben. Dabei muss die Stellgröße immer der Abweichung entgegenwirken, was bei einer Phasendrehung in der ganzen Regelstrecke ab 180° mit einer gleichzeitigen Kreisverstärkung von $V > 1$ nicht mehr der Fall ist [78]. Zur näheren Analyse bietet es sich an, das Frequenzverhalten einzelner Komponenten des offenen Regelkreises in Form von Bode-Diagrammen auszuwerten. Dabei wird die Verstärkung und Phasendrehung durch den offenen Regelkreis frequenzabhängig aufgetragen. Ein Beispiel dafür ist in Abb. 4.6 für den PMM dargestellt. Hierzu wird mit einem nichtdimensionierten PID-Regler die Modulation auf 12 MHz geregelt und mit einer sinusförmigen Störung überlagert. Die Stärke der Rückkopplung über den

Abbildung 4.6.: Gemessene Transferfunktion des im Ti:Sa-Resonator implementierten PMM's. Es zeigen sich Resonanzfrequenzen bei 37 kHz und 54 kHz. In den geschlossenen Regelkreis müssen geeignete Notch- und Tiefpassfilter implementiert werden, um eine hohe Gegenkopplung für niedrige Frequenzkomponenten zu erzielen.



PID-Regler wird dabei so gering wie möglich gehalten, sodass das Fehlersignal als ein Maß für die Längenänderung durch die Störung genutzt werden kann. Ein Netzwerkanalysator wird verwendet, um das Bode-Diagramm in Abb. 4.6 zu erzeugen. Zunächst ist ein Tiefpassverhalten aufgrund der Kapazität der Piezokeramik im Zusammenspiel mit dem Ausgangswiderstand der Spannungsversorgung zu erkennen. Weiterhin zeigen sich Resonanzfrequenzen bei 37 kHz und 54 kHz. Geeignete Notch- und Tiefpassfilter sind im Laufe des Optimierungsprozesses in den Regelkreis implementiert worden, um in dem geschlossenen Regelkreis eine hohe Gegenkopplung zu erzielen. Die endgültige Konfiguration der Regelelektronik kann dem Laborbuch entnommen werden.

4.2. Optischer Filterresonator

Für die in Abs. 5.2 und Abs. 5.3 beschriebene experimentelle Untersuchung von Quetschung optischer Pulse in Glasfasern wird ein in Abb. 2.1 illustrierter Impedanz-angepasster Ringresonator aufgebaut. Er besteht aus zwei Koppelspiegeln mit einer Leistungsreflektivität/-transmissivität von 0,96/0,04 und einem Piezo-gelagerten, gekrümmten Endspiegel mit einer Leistungsreflektivität von 0,998 sowie einem Krümmungsradius von $r_K = 3$ m. Dies resultiert nach Gl. (2.22) in eine theoretische Finesse von 75. Der FSR des Resonators wird durch die Pulswiederholrate des im vorangegangenen Abs. 4.1.1 beschriebenen Lasersystems mit 57,6 MHz vorgegeben. Die räumliche Mode der einfallenden Welle wird mit einem Teleskop und mehreren Spiegeln auf die gaußsche Grundmode des Resonators abge-

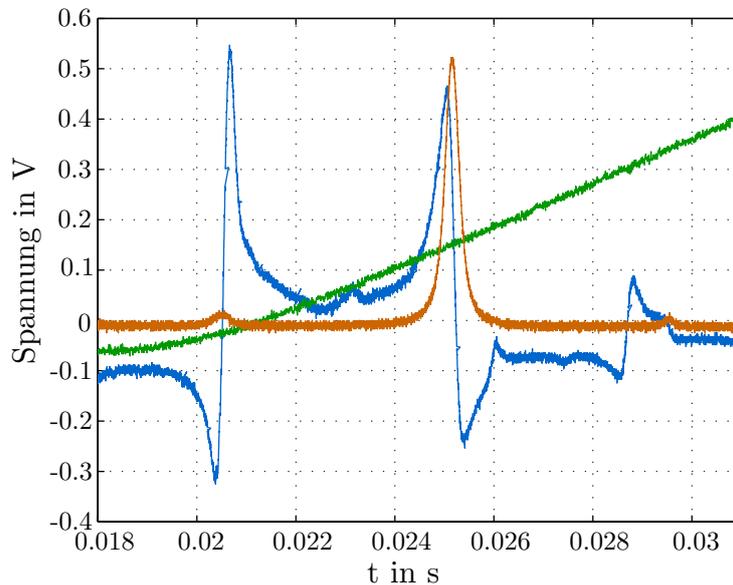


Abbildung 4.7.: In rot ist die optische Leistung als Spannungssignal eines Detektors in Transmission des Ringresonators dargestellt. Dabei wird die grün dargestellte Spannung mit einer Verstärkung von 100 an den PMM angelegt, was eine annähernd lineare Verstimmung der Resonatorlänge bewirkt. Das Fehlersignal zur Stabilisierung der Resonatorlänge ist blau dargestellt und weist einen linearen Nulldurchgang um die Resonanz auf.

stimmt. Vorteilhaft hierbei ist, dass der Resonator am Ausgang einer Monomodenglasfaser verwendet wird, in der bereits eine räumliche Modenfilterung stattfindet.

Die Modulation des Lasersystem wird auf 12 MHz stabilisiert und die Länge des Resonator entsprechend der Gl. (2.20) auf die Pulswiederholrate abgestimmt. Ein zweiter Reflex des Resonators wird ausgenutzt und darin ein für 12 MHz optimierter Detektor platziert. Die Optimierung erfolgt dabei in gleicher Weise, wie die der im Anhang B beschriebenen BHD-Detektoren, nur werden unterschiedliche Eckfrequenzen der elektronischen Filter verwendet. Dieser Detektor wird verwendet, um nach dem in Abs. 2.2.2 beschriebenen PDH-Verfahren den Resonator zu stabilisieren. Dabei wird das in Abb. 4.7 blau dargestellte Fehlersignal gewonnen. Es wird erzeugt, indem die in grün dargestellte Spannung mit einer Verstärkung von rund 100 an dem PMM angelegt wird und damit eine annähernd lineare Änderung der Resonatorlänge bewirkt. Weiterhin ist in rot die transmittierte optische Leistung bei 6 mW Eingangsleistung als Spannungssignal des Detektors abgebildet. Darin zeigt sich neben dem zentralen Resonanzpeak auch die nicht verschwindende Leistung der um jeweils 12 MHz verstimmten Seitenbänder. Die Asymmetrie des Fehlersignals resultiert aus der in Abs 4.1.2 beschriebene Amplitudenmodulation des Lasersystems, die durch den Kerr-Effekt in der optischen Faser eine zusätzliche Phasenmodulation erzeugt. Als Konsequenz ändert sich die Modulationsstärke mit der optischen Leistung und damit einhergehend die Form des Fehlersignals. Dies ist jedoch für die PDH-Stabilisierung nicht problematisch, da die Linearität und der Nulldurchgang des Fehlersignals im Bereich um die zentrale Resonanz für alle im Rahmen der vorliegenden Arbeit verwendeten optischen Leistungen gegeben ist.

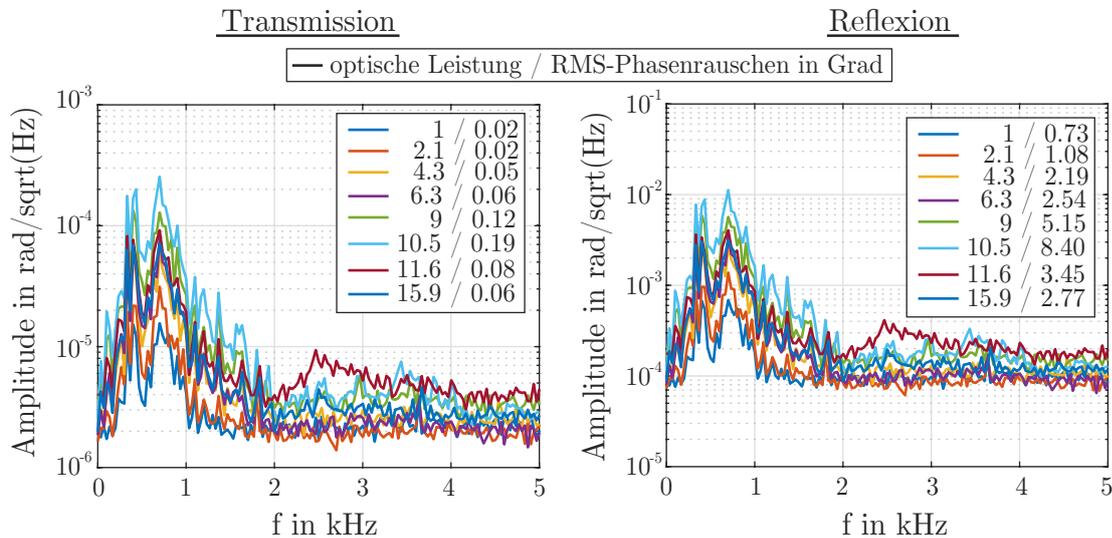


Abbildung 4.8.: Spektrale Dichte des Phasenrauschens der Resonatortransmission und -reflexion für verschiedene optische Leistungen. Die unterschiedlichen Leistungen sind in dem ersten Eintrag der jeweiligen Legende festgehalten. Der zweite Eintrag darin steht für das jeweilige quadratische Mittel des Phasenrauschens bis 2 kHz in Grad.

Aus der Annahme einer sich linear mit der Zeit verhaltenden Verstimmung der Resonatorlänge kann aus Abb. 4.7 die Halbwertsbreite des Transmissionspeak zu $\nu_{\text{FWHM}} = 900 \text{ kHz}$ bestimmt werden. Der FSR des Resonators ist mit der Pulswiederholrate gegeben, sodass sich nach Gl. (2.22) eine Finesse von 64 ergibt. Die Abweichung zu der theoretischen Finesse von 75 kann zunächst auf die Koppelspiegel zurückgeführt werden, die eine Toleranz der Leistungsreflektivität von $\pm 1\%$ aufweisen. Weiterhin birgt die (Nicht-)Linearität des Piezos eine Fehlerquelle. Es kann aufgrund der geringen Leistungsreflexion im Resonanzfall ausgeschlossen werden, dass die Minderung der Finesse aufgrund zusätzlicher Verluste im Resonator zurückzuführen ist. Sie stellt somit keine Probleme für die im Kap. 5 vorgestellten Experimente dar.

Für das in Abs. 5.10 beschriebene Experiment findet eine aktive Stabilisierung der Resonatorlänge statt. Dabei werden reflektierter und transmittierter Teilstrahl zunächst räumlich separiert und anschließend bei einer BHD wieder zur Interferenz gebracht. Um auf die Stabilität der Phasen beider Teilstrahlen zu schließen, kann das für unterschiedliche optische Leistungen aufgenommene Fehlersignal in Relation zu dem in Abb 4.7 dargestellten linearen Durchgang des Fehlersignal um die Resonanz gesetzt werden. Aus den Transferfunktionen in Abb. 2.2 ergibt sich weiterhin für die Phase im linearen Bereich um die Resonanz ein Anstieg von 119° pro kHz in Reflexion und $2,7^\circ$ pro kHz in Transmis-

sion. Die Amplitude des spektralen Rauschens ist für unterschiedliche optische Leistungen in Abb. 4.8 dargestellt. Es wird durch Frequenzkomponenten unterhalb 2 kHz dominiert, wobei sich vergewissert wurde, dass Beiträge durch die Resonanzfrequenzen des Piezos im zweistelligen Kilohertz-Bereich vernachlässigbar gering sind. Das quadratische Mittel (RMS¹²) des Phasenrauschen in Grad ist für jede optische Leistung als zweiter Eintrag in der Legende markiert. Es ist für den im Experiment als LO verwendeten transmittierten Teilstrahl maximal $0,2^\circ$ und hat auf die danach folgende BHD vernachlässigbaren Einfluss. Das Phasenrauschen in Reflexion ist aufgrund der Impedanzanpassung deutlich stärker. Dies betrifft jedoch nur die Trägerfrequenzen und hat keine Auswirkungen auf die zu detektierenden Seitenbänder bei $\pm 5,7$ MHz. An dieser Stelle sei darauf hingewiesen, dass sich der Anstieg des zur Normierung verwendeten Fehlersignals geringfügig mit der optischen Leistung ändert, was in dieser Präsentation vernachlässigt wird. Dennoch zeigt sich, dass die Stabilisierung den Anforderungen des in Abs. 5.10 beschriebenen Experiments genügt.

¹²engl. *root mean square*

Kapitel 5.

Experimente

5.1. Jiggle-Experiment

Wie in Abs. 2.3.2 beschrieben, ist die Photonenzahl unter Anwendung des Kerr-Effekts eine Erhaltungsgröße, sodass bei einem kohärenten Zustand am Eingang einer Glasfaser die direkte Detektion des Quantenzustands am Ausgang Vakuumrauschen liefert. Die gequetschte Quadratur ist jedoch nach Gl. (2.42) nur um den geringen Winkel θ von der Amplitudenquadratur gedreht. Demnach kann beispielsweise mit einem asymmetrischen Sagnac-Interferometer [79, 80, 81, 82] der Quantenzustand am Faserausgang durch Interferenz im Phasenraum verschoben werden, um direkt detektierbare Photonenzahlquetschung zu generieren. Die Interferenzphase ist dabei jedoch von der optischen Leistung abhängig und kann nicht beliebig gewählt werden. Dies ist in dem sogenannten *Jiggle-Experiment* möglich. Dazu wird der im Abs. 4.1.1 beschriebene, quantenrauschlimitierte Laser, wie in Abb. 5.1 dargestellt, mit Hilfe einer $\lambda/2$ -Platte (HWP¹) zu gleichen Anteilen in die beiden ausgezeichneten Achsen einer polarisationserhaltende Monomodenfaser (PMSM²) eingekoppelt. Die hier verwendete Glasfaser ist eine 8,2 m lange HB1500T, mit einer angegebenen Schwebungslänge von $L_B \leq 2,0$ mm bei 633 nm [83]. Unter der Annahme eines linearen Zusammenhangs zur Wellenlänge λ

$$L_B = \frac{\lambda}{\Delta n},$$

¹engl. *half wave plate*

²engl. *polarization maintaining single mode*

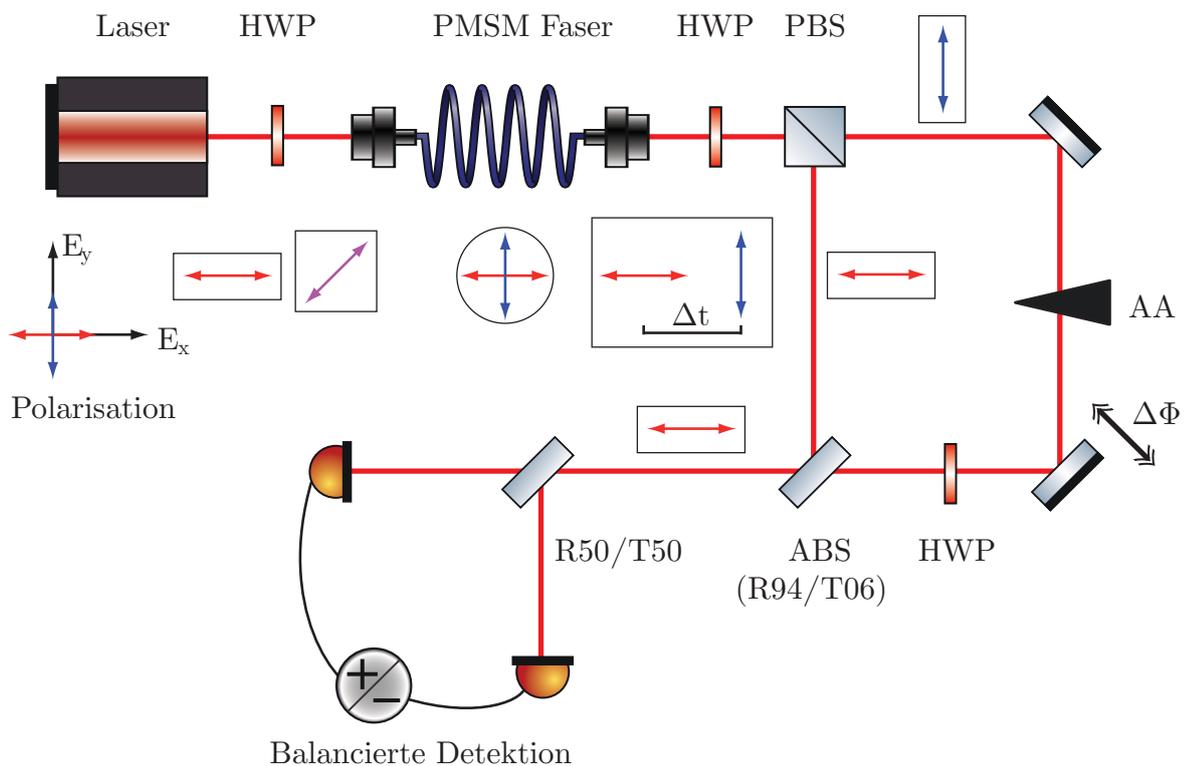


Abbildung 5.1.: Schematischer Aufbau des *Jiggle*-Experiments. Zusätzlich ist die Polarisationsrichtung der Teilstrahlen im Bezugssystem der ausgezeichneten Achsen der PMSM Faser dargestellt. Der linear polarisierte Laser wird mit einem HWP mit annähernd gleicher Leistung in beide ausgezeichnete Achsen der PMSM Faser eingekoppelt. Aufgrund der starken Doppelbrechung der Faser können beide Teilstrahlen als unabhängig voneinander betrachtet werden. Am Faserausgang werden beide Teilstrahlen räumlich separiert, einer durch einen veränderbaren Abschwächer (AA) in der Amplitude reduziert und anschließend beide auf einem asymmetrischen Strahlteiler (ABS) interferiert. Mit balancierter Detektion wird schließlich die Amplitudenquadratur eines Ausgangsports des ABS analysiert.

zeigt sich, dass zwei $\tau_{\text{FWHM}} = 250$ fs Gaußpulse (entspricht $T_0 = 150$ fs) bei $\lambda = 1550$ nm, die gleichzeitig eingekoppelt werden, bereits nach rund 12 cm Faser um 300 fs $= 2T_0$ separiert sind. Folglich werden die beiden Pulse während der Propagation durch die Faser vereinfacht als unabhängig voneinander betrachtet. Am Faserausgang können beide mittels einer Kombination aus HWP und polarisierendem Strahlteiler (PBS³) räumlich getrennt werden.

Während einer von beiden, von nun an „Signal“ genannt, direkt zu einem nicht polarisierenden, asymmetrischen Strahlteiler (ABS⁴) gesendet wird, kann der andere mittels eines veränderbaren Abschwächers (AA⁵) unterschiedlich stark abgeschwächt werden. Eine Verzögerungsstrecke, sowie ein weiteres HWP wird benötigt, um die Interferenz am ABS zu optimieren. Der ABS weist eine Leistungsreflexion von 94 % auf und der reflektierte Ausgangsport des Signals wird mit balancierter Detektion untersucht. Es werden die in Abs. B beschriebenen Detektoren verwendet.

Ein mit einer Sägezahnspannung angesteuerter Piezo-gelagerter Spiegel dient dazu, die relative Phase $\Delta\Phi$ zwischen Signal und abgeschwächtem Strahl kontinuierlich zu variieren. Die Datenaufnahme erfolgt mit 40 MHz und die Daten werden anschließend mit einer Bandbreite von 1 MHz um 5,7 MHz mit einem digitalen Tschebyscheff Filter 8.Ordnung Bandpass-gefiltert. Die optische Leistung auf den Detektoren wird in Form von Gleichspannungen (DC⁶) zusammen mit der Sägezahnspannung, synchron zu den Quadraturdaten mit 100 kHz erfasst. Anhand dieser DC-Spuren kann, wie in Abb. 5.2b dargestellt, die Phasenlage beider interferierender Strahlen mittels eines Fits der Form $y = a \cdot \sin(g \cdot t^4 + f \cdot t^3 + e \cdot t^2 + d \cdot t + c) + b$ bestimmt werden. Den gemessenen Quadraturdaten können, wie Abb. 5.2c verdeutlicht, Phasenwinkel zugeordnet werden. Die Leistungsverluste des Signalstrahls wurden experimentell ermittelt und belaufen sich auf 12,5% bis zum ABS, weiterhin 6% durch die ABS-Transmissivität und zusätzlich 15% durch die Quanteneffizienz der Photodioden. Während des Experimentes wird zunächst eine feste Abschwächung eingestellt, mehrere Messungen der Interferenz bei kontinuierlich durchfahrender Phasenlage aufgenommen und zusätzlich die Intensitäten beider Einzelstrahlen detektiert. Den gemessenen Quadraturdaten werden anschließend, wie beschrieben, Phasen zugeordnet. Diese Prozedur wiederholt sich dann für verschiedene Abschwächungen.

³engl. *polarizing beam splitter*

⁴engl. *asymmetric beam splitter*

⁵engl. *alterable attenuator*

⁶engl. *direct current*

In Abb. 5.2a sind die gemessenen Daten mit einer Phasenauflösung von einem Grad als gepunktete Linie dargestellt. Es werden 32 mW mittlere optische Leistung gleichmäßig in die beiden ausgezeichneten Achsen der PMSM Faser eingekoppelt. Die Leistung des abgeschwächten Strahls wird kontinuierlich von 1,1% (Spur 1) der Signalleistung auf weniger als 0,01% (Spur 5) reduziert. Eine Simulation des Experiments nach der in Kap. 3 beschriebenen Methodik liefert die durchgezogenen Graphen in Abb. 5.2a und weist sehr gute Übereinstimmung mit den gemessenen Daten auf. Es zeigt sich hierbei, dass die Aufteilung der optischen Leistung auf die beiden Faserachsen im Experiment jedoch nicht ganz symmetrisch stattfand, sondern der Signalstrahl 57% der Gesamtleistung trug. Weiterhin weichen die theoretischen Graphen im Intervall zwischen π und $3\pi/2$ systematisch um 3° von den Gemessenen ab. Dies lässt auf einen systematischen Fehler bei der Auswertung der relativen Phasenlage schließen. Als Faserparameter für die Simulation werden $\beta_2 = -13,7 \text{ ps}^2 \text{ km}^{-1}$, $T_R = 3 \text{ fs}$, sowie $\gamma = 0,8 \text{ W}^{-1} \text{ km}^{-1}$ verwendet.

Aus dem Experiment werden für jeden Phasenpunkt im Schnitt 90.000 Datenpunkte verwendet, wobei der niedrigste Datensatz nur 25.000 Datenpunkte enthält. Setzt man diese Zahlen in Relation zur Messfrequenz von 40 MHz und der Bandbreite des Messfensters von 1 MHz, ist nur jeder vierzigste Datenpunkt relevant. Der relative Fehler der daraus bestimmten Varianzen V ergibt sich zu

$$\frac{\Delta V}{V} = \sqrt{\frac{2}{N}},$$

wobei N die Anzahl der Messpunkte beschreibt. Demnach ergibt sich ein mittlerer statistischer Fehler von 3% der dargestellten Varianzen in Abb. 5.2a, der 6% nicht überschreitet. Maximale Rauschunterdrückung unterhalb des Vakuums wurde für die Spur 1 mit $-3,1 \text{ dB}$ gemessen. Dazu werden 52800 Datenpunkte verwendet, sodass sich ein relativer, statistischer Fehler von 4% ergibt. Da dieser der dominante Fehler in dem Experiment ist, kann der maximal gemessene Quetschgrad mit $(-3,1 \pm 0,2) \text{ dB}$ angegeben werden, welcher zu $(-5,8 \pm 0,6) \text{ dB}$ nach Korrektur linearer Verluste korrespondiert. Die Rauschleistung der Vakuummessungen liegt dabei 20 dB über dem Dunkelrauschen der Detektoren.

Die Messresultate aus Abb. 5.2a zeigen, dass für alle im Experiment gewählten Abschwächungen die Verschiebung der Quasiwahrscheinlichkeitsverteilung des Signals ausreichend groß ist, um die Nebenachse der Ellipse auf die Amplitudenquadratur zu

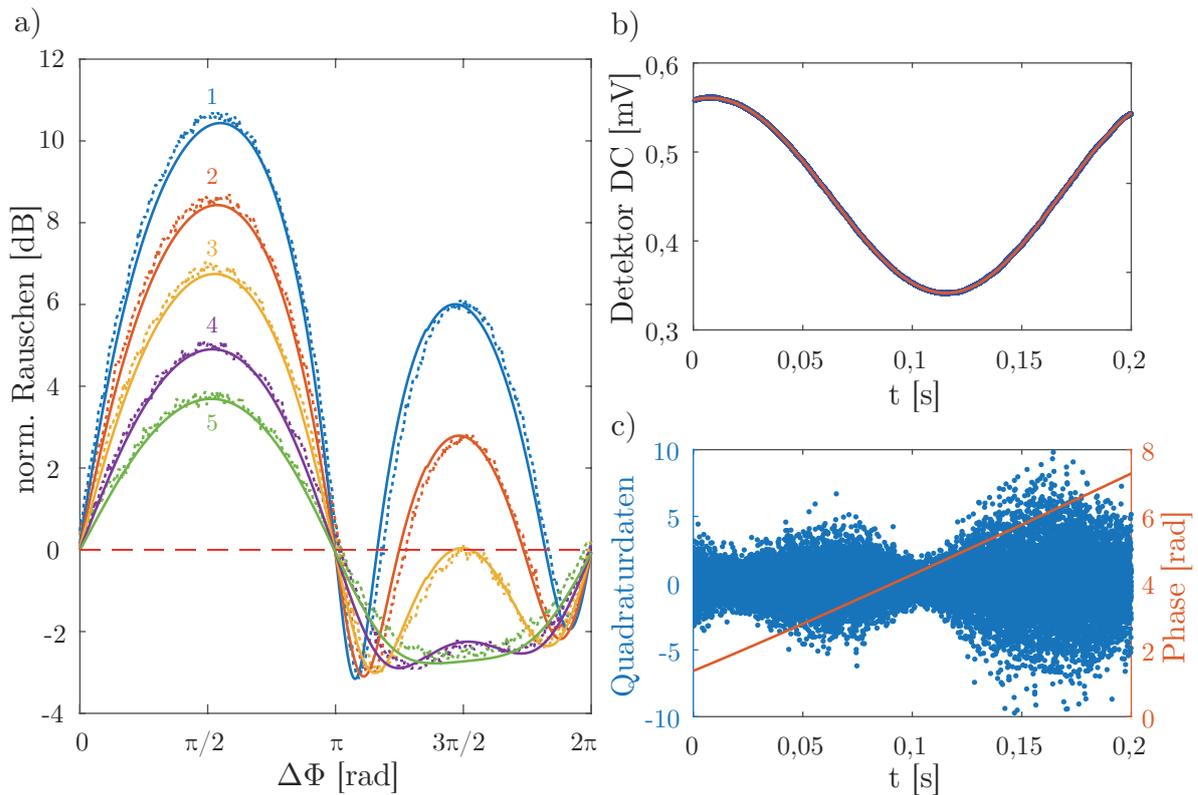


Abbildung 5.2.: a) Experimentelle Resultate (gepunktet) und Simulation (durchgezogen) des *Jiggle*-Experiments mit 32 mW optischer Leistung am Fasereingang. Die Leistung des abgeschwächten Strahls variiert von 1,1% des Signalstrahls in Spur 1 bis zu 0,01% in Spur 5. Die größte Rauschunterdrückung wird in Spur 1 mit $(-3,1 \pm 0,2)$ dB gemessen, welche zu $(-5,8 \pm 0,6)$ dB nach Korrektur linearer Verluste korrespondiert. b) und c) Exemplarische Darstellung der Phasenzuordnung der Quadraturdaten. Die relative Phase $\Delta\Phi$ wird mit einem PMM kontinuierlich durchgeföhren. Die in b) blau dargestellte optische Leistung des Interferenzsignals wird mit einem Fit ausgewertet und anschließend den Quadraturdaten, wie in c) dargestellt, eine Phase zugeordnet. Die Phasenauföösung betröhgt ein Grad.

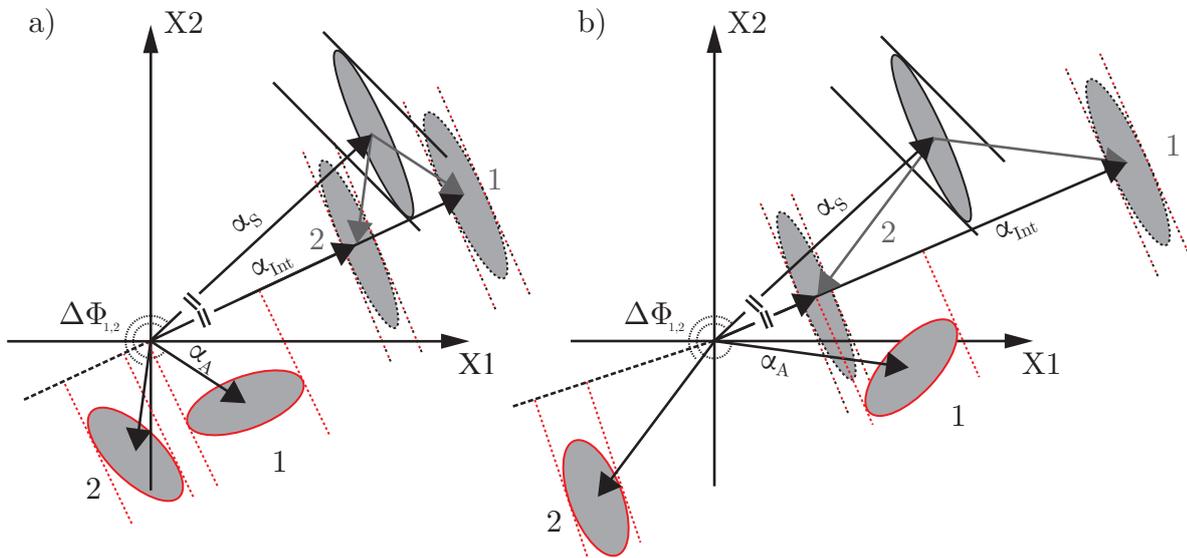


Abbildung 5.3.: Schematische Phasenraumdarstellung der Messung von Quetschung mit dem *Jiggle*-Experiment für zwei unterschiedlich starke Abschwächungen. Dabei sind α_S, α_A und α_{Int} jeweils die Amplituden von Signal, abgeschwächtem Strahl und Interferenz. Die Phasenwinkel unter denen Quetschung gemessen werden kann, sind von der Abschwächung abhängig. Weiterhin kann für geringere Abschwächungen eine größer werdende Rauschunterdrückung detektiert werden, da sich die Rauscheinträge durch den schwachen Strahl reduzieren.

drehen und somit für eine bestimmte relative Phase $\Delta\Phi$ direkt detektierbare Photonenanzahlquetschung zu generieren. Für sehr kleine kohärente Verschiebungen, wie z.B. die Spur 5 in Abb. 5.2a, zeigt sich ein nahezu achsensymmetrischer Verlauf bezüglich $\Delta\Phi \approx \pi/2$. Wird die kohärente Verschiebung größer, erhöht sich die maximal detektierbare Antiquetschung. Weiterhin kann ein lokales Maximum bei einer relativen Phase von $\Delta\Phi \approx 3\pi/2$ ausgemacht werden.

Die zwei Bereiche in denen man Rauschunterdrückung unterhalb des Vakuums detektieren kann, erscheinen nicht gleich. Dies liegt an dem zusätzlichen Rauscheintrag durch den schwachen Strahl. Wie in Abb. 5.3 schematisch dargestellt, gibt es für jede Leistung des schwachen Strahls zwei relative Phasen $\Delta\Phi_{1,2}$, unter denen die am stärksten gequetschte Quadratur des Signals parallel zur Amplitudenquadratur der Interferenz orientiert ist. Je größer die kohärente Amplitude des schwachen Strahls gewählt wird, desto größer wird der Phasenabstand beider Minima. Dabei gewinnt der Einfluss des Rauschens des schwachen Strahls immer mehr an Bedeutung, sodass die Unterschiede beider Minima immer deutlicher werden. So weist die Spur 1 in Abb. 5.2a im ersten Minimum $-3,1$ dB und im zweiten Minimum $-1,6$ dB auf, wohingegen in Spur 4 beispielsweise der Unterschied beider Minima nur $0,4$ dB beträgt. Interferieren beide Strahlen

destruktiv miteinander, ist der Differenzwinkel der Nebenachsen beider Ellipsen kleiner, sodass effektiv eine größere Rauschunterdrückung erzeugt werden kann, als wenn beide Strahlen konstruktiv interferieren. Mit einer Optimierung des ABS im Zusammenspiel mit der kohärenten Amplitude des schwachen Strahls könnte eine noch größere maximale Rauschunterdrückung erzeugt werden. Das *Jiggle*-Experiment eignet sich dennoch hervorragend, um ohne die Verwendung aktiver Regelung Photonenzahlquetschung aus einem Kerr-gequetschten Zustand zu generieren. Die hervorragende Übereinstimmung zwischen experimentell ermittelten und simulierten Ergebnissen bestätigt ebenfalls die Gültigkeit der in Kap. 3 beschriebenen Simulationsmethodik.

5.2. Optischer Resonator: Verstimmt

Wie im Abs. 2.3.5 beschrieben, kann ein Filterresonator verwendet werden, um die Quasiwahrscheinlichkeitsverteilung eines monomodigen Quantenzustandes zu untersuchen. Überträgt man dieses Schema auf einen modengekoppelten Femtosekundenpuls, bestehend aus einer Vielzahl von Frequenzmoden, muss gegeben sein, dass jede einzelne Frequenzmode des Pulses gleichermaßen von dem Filterresonator beeinflusst wird, um in einem Einmodenbild zu bleiben. Dies kann gewährleistet werden, indem der Filterresonator den gleichen FSR aufweist wie der die Pulse erzeugende OPO-Resonator mit $\nu_{\text{FSR}} = 57,6 \text{ MHz}$. Mittels eines Piezo-gelagerten Spiegels kann eine leichte Abweichung von dieser Länge um wenige μm eingeführt werden, was als *detuning*⁷ bezeichnet wird und der Rotation des reflektierten Quantenzustands dient. Die Untersuchung der Photonenzahlfluktuationen des Zustandes geschieht über direkte Detektion, bei der die in Abs. B erläuterten Detektoren verwendet werden. Der Versuchsaufbau ist schematisch in Abb. 5.4 dargestellt und die Charakterisierung des Resonators erfolgt in Abs. 4.2.

Es werden verschiedene optische Leistungen in eine der beiden ausgezeichneten Achsen der 8,5 m langen, polarisationserhaltenden Glasfaser HB1500T eingekoppelt und der Resonator über die Piezospaltung verstimmt. Das am Resonator reflektierte Signal wird mit balancierter Detektion untersucht, wobei eine Datenaufnahme mit 40 MHz erfolgt. Aus einer anschließenden digitalen Filterung durch Tschebyscheff-Filter 8. Ordnung mit verschiedenen Eckfrequenzen werden die Quadraturdaten gewonnen.

Die Messresultate für 15 mW optische Leistung am Faserausgang sind in Abb. 5.5 dargestellt. Um die Resonatorlänge von der über den OPO-FSR vorgegebene Länge zu

⁷engl. *Verstimmung*

Abbildung 5.4.: Schematischer Aufbau zur Untersuchung von Kerr-Quetschung modengekoppelter Femtosekundenpulse. Der Ausgangszustand der Faser wird an einem Impedanz-angepassten Ringresonator reflektiert und mit balancierter Detektion dessen Amplitudenquadrat ausgewertet. Eine leichte Verstimmung der Resonatorlänge um ΔL bewirkt eine Drehung der Trägerfrequenzen oder eines der jeweiligen (anti-)gequetschten Seitenbänder und erzeugt direkt detektierbare Photonenzahl-Quetschung.

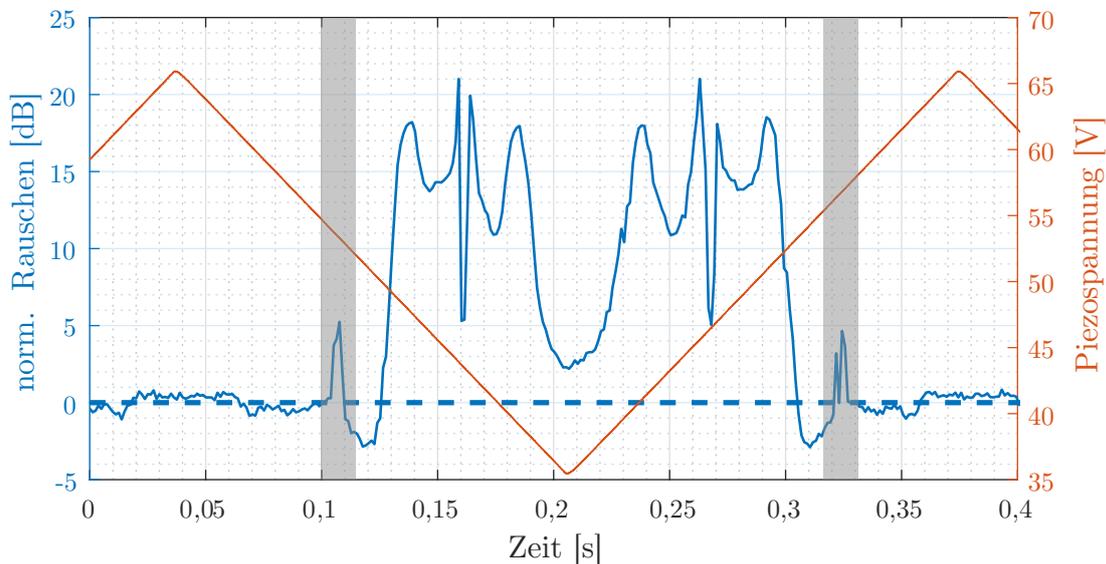
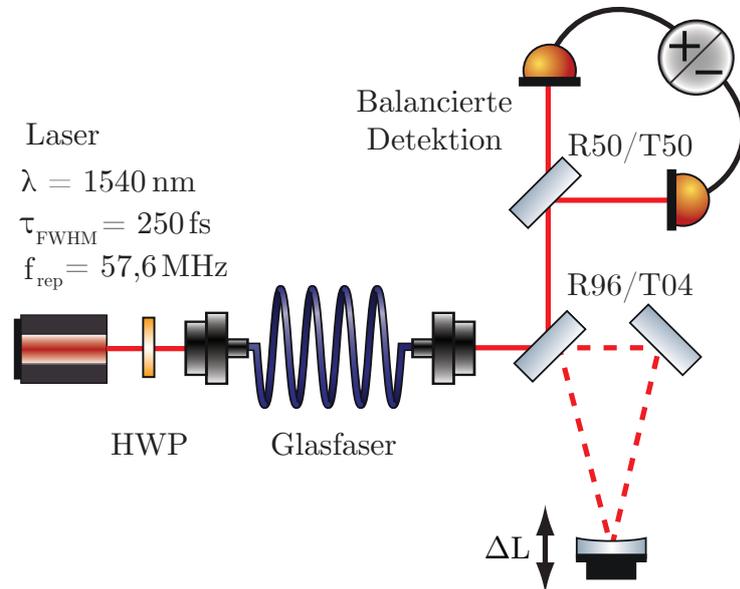


Abbildung 5.5.: Experimentelle Resultate für 15 mW optischer Leistung, die die Glasfaser verlassen. Die rot dargestellte Piezospannung am PMM kann bis auf die Umkehrpunkte der Rampe als direkt proportional zur Verstimmung der Resonatorlänge ΔL angenommen werden. Die maximale Rauschunterdrückung von -3 dB korrespondiert zu $-5,4 \text{ dB}$ nach Korrektur linearer Verluste. In den grau hinterlegten Bereichen ist das Phasenrauschen der 12 MHz-Modulation für ein Übersteuern der Datenaufnahme verantwortlich, sodass diese Bereiche fehlerbehaftet sind. Der dargestellte Verlauf stimmt qualitativ sehr gut mit dem simulierten Graph in Abb. 5.6 überein.

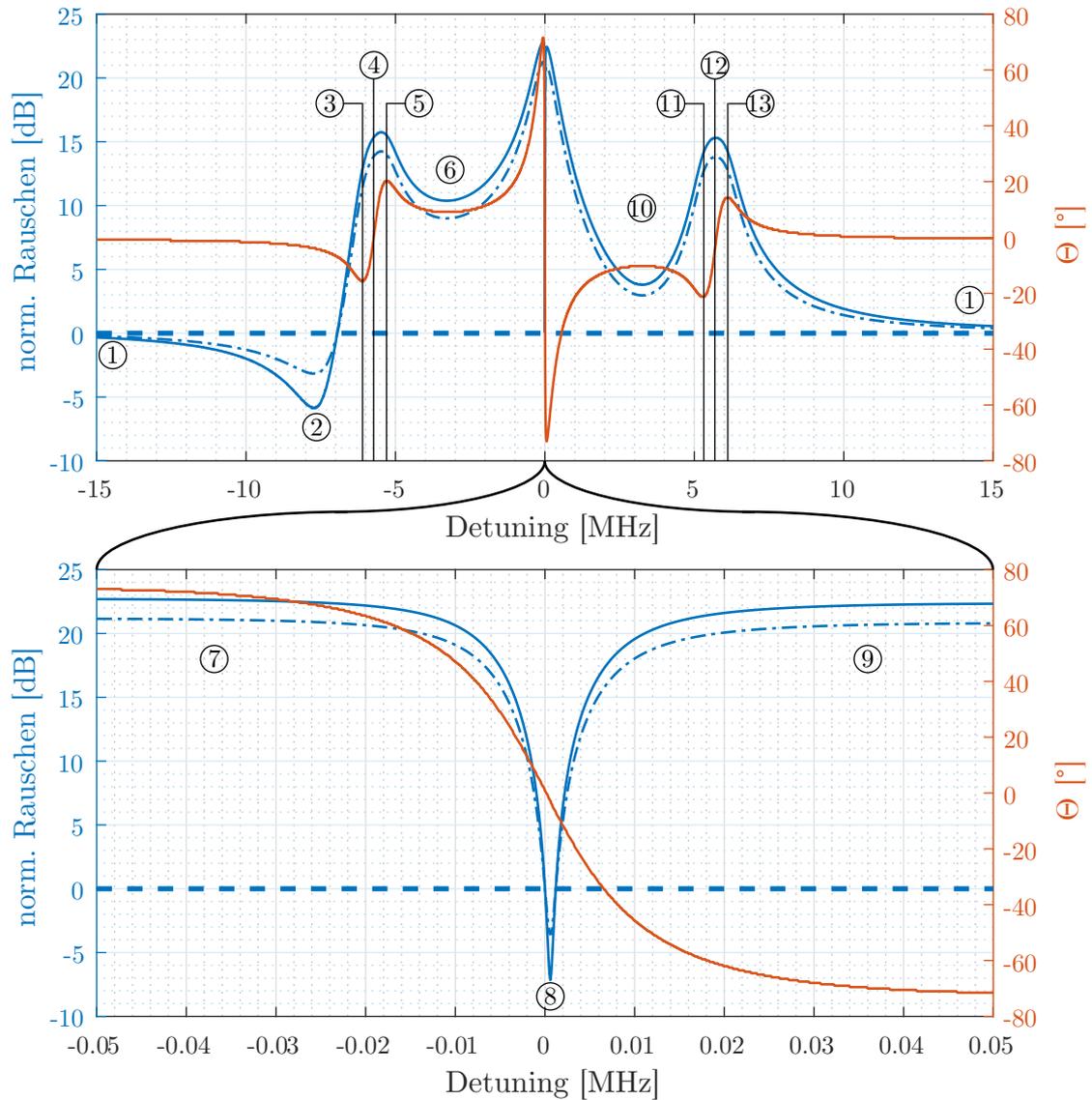


Abbildung 5.6.: Simulierte Resultate einer direkten Detektion eines monomodigen Quantenzustands, der an dem impedanzangepassten Ringresonator reflektiert wird. Der Zustand wird mit 23 dB (-7 dB) Antiquetschung (Quetschung) angenommen. Die durchgezogenen blauen Graphen ergeben sich für eine Quanteneffizienz von 1, wohingegen die Strichpunktieren, wie im Experiment, eine Quanteneffizienz von 0,7 aufweisen. Zusätzlich ist in rot die relative Phasendrehung Θ der gequetschten Quadratur durch den Resonator dargestellt. Es zeigt sich eine sehr gute qualitative Übereinstimmung mit dem Experiment in Abb. 5.5. Eine Phasenraumdarstellung der reflektierten Quantenzustände bei unterschiedlicher Resonatorverstimmung kann in Abb. 5.7 nachvollzogen werden.

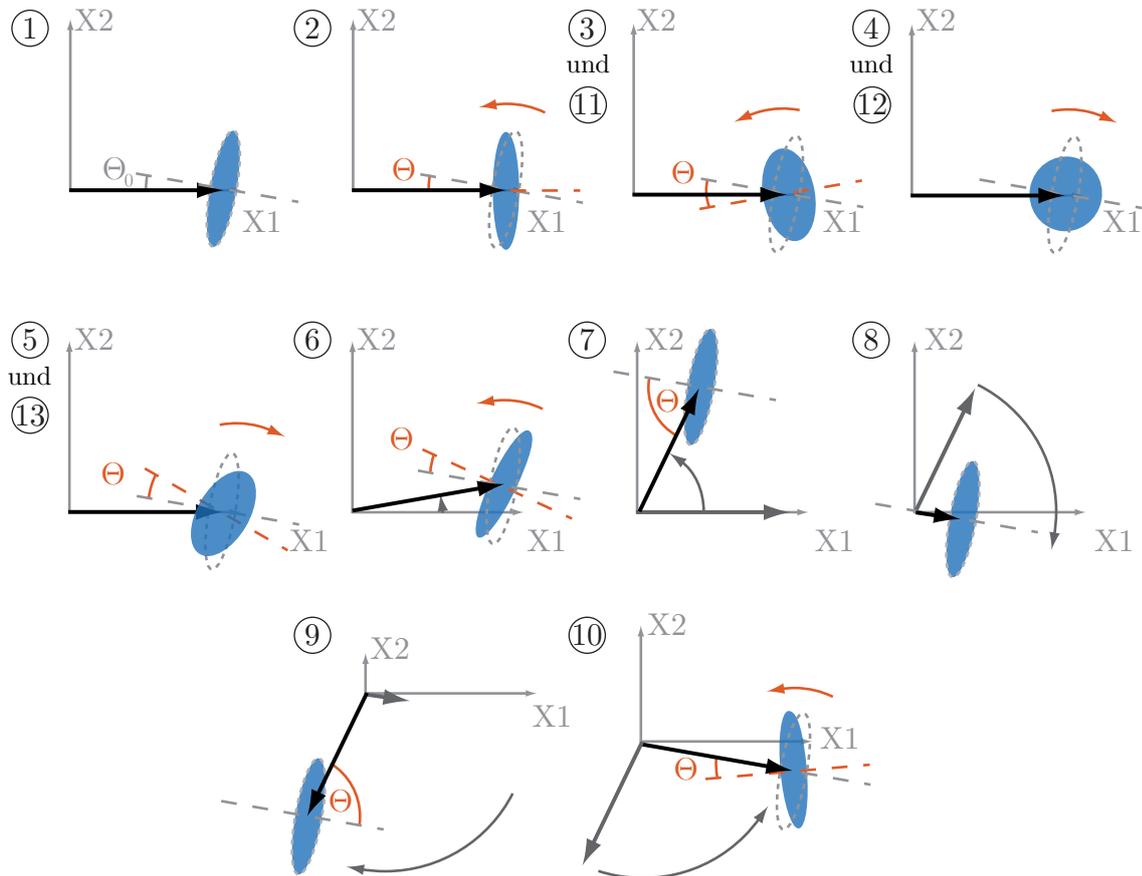


Abbildung 5.7.: Schematische Phasenraumdarstellung der Rotation eines Kerr-gequetschten Zustands am Resonator. Die Nummerierung bezieht sich auf die Graphen in Abb. 5.6: ① Zustand unverändert. ② rotes Seitenband geringfügig in Phase gedreht, sodass Nebenachse der Ellipse parallel zur Amplitudenquadratur. ③/⑪ rotes/ blaues Seitenband weiter gedreht und teilweise transmittiert, sodass Nebenachse des gesamten Zustands maximal gedreht. ④/⑫ rotes/ blaues Seitenband komplett transmittiert und damit Schwebung zwischen verbliebenem Seitenband und Vakuum komplett unkorreliert. ⑤/⑬ wie ③/⑪ nur in andere Richtung gedreht. ⑥ Träger beginnt Drehung und Seitenband dreht sich zurück. ⑦ Träger kurz vor Resonanz. Dadurch geringfügig abgeschwächt und in Phase gedreht, sodass Amplitudenquadratur fast parallel zur anti-gequetschten Quadratur. ⑧ Träger fast komplett resonant nur um $-\theta_0$ gedreht, sodass gequetschte Quadratur des Eingangszustands messbar ist. ⑨ wie ⑦, Träger nur in andere Richtung gedreht. ⑩ Träger dreht zurück und blaues Seitenband beginnt Drehung. Unterschied zu ⑥ nur durch initiale Drehung θ_0 .

verstimmen, wird ein Piezo-gelagerter Resonatorspiegel mit einer Sägezahnspannung von 3 Hz betrieben. Die Quadraturdaten werden mit 1 MHz Bandbreite um 5,7 MHz Bandpass-gefiltert und aus jeweils 50.000 aufeinander folgenden Datenpunkten die Varianz gebildet. Der zufällige Fehler beläuft sich auf 0,24 dB. Die grau hinterlegten Bereiche sind aufgrund von Übersteuerung des Datenaufnahmesystems fehlerhaft. Weitere Messungen verifizieren, dass dies keine Auswirkungen auf die umliegenden Bereiche hat. Eine Rauschunterdrückung von -3 dB unterhalb des Vakuums kann detektiert werden, welche nach Korrektur linearer Verluste zu $-5,4$ dB korrespondiert. Weiterhin sind lokale Maxima mit 18 dB sowie sehr rapide Änderungen der Rauschleistung um die Resonanz bei 0,16 s und 0,27 s ersichtlich.

Ergebnisse einer numerische Simulation des Experiments sind in Abb. 5.6 dargestellt und zeigen qualitativ sehr gute Übereinstimmung mit den experimentellen Befunden. Als Startpunkt der Simulation wird ein monomodiger, gaußscher Quantenzustand mit (23 dB) -7 dB (Anti-)Quetschung angenommen, was Simulationen aus Kap. 3 folgend, näherungsweise der die Glasfaser verlassende Quantenzustand ist. Es wird das verschränkte Radiofrequenzspektrum des Zustands simuliert und über die Resonatortransferfunktion entsprechend Gl. (2.21) die Rotation von Seitenbändern und Träger bei entsprechender Verstimmung bestimmt. Die Projektion des Ausgangszustands auf die Amplitudenquadratur liefert schließlich die in Abb. 5.6 dargestellten Varianzen mit einem statistischen Fehler $< 0,1$ dB. Weiterhin verdeutlicht der rot abgebildete Winkel Θ die Drehung der gequetschten Quadratur des reflektierten Quantenzustands im Phasenraum durch den Resonator. Der in den Abb. 5.5 und Abb. 5.6 dargestellte Verlauf lässt sich mit der Schematik in Abb. 5.7 erklären. Einzig der Bereich ⑦ bis ⑨ um die Trägerresonanz ließ sich im Experiment nicht reproduzieren. Bereits geringste Störungen durch thermische oder akustische Effekte wirken sich dort signifikant auf die Drehung der gequetschten Quadratur aus. Eine, wie im folgenden Abs. 4.2 verwendete, aktive Regelung der Resonatorlänge ist notwendig, um eine feste Verstimmung über den Zeitraum der Datenaufnahme zu Gewährleisten.

In Abb. 5.8 ist für jeweils vier verschiedene optische Leistungen die Resonanz der jeweils unteren Seitenbänder zu den Trägern dargestellt. Die Verstimmung des Resonators wurde dabei zunächst manuell eingestellt und anschließend mit der Piezospannung fein justiert. Die zentrale Messfrequenz beträgt 5,7 MHz mit einer Bandbreite von 1 MHz. Dabei werden aus jeweils 200.000 aufeinander folgenden Quadraturdatenpunkten die Varianz gebildet, welche mit einem statistischen Fehler von $\pm 0,13$ dB behaftet ist. In allen vier Fällen zeigt sich ein Maximum der normierten Rauschleistung. Entsprechend der

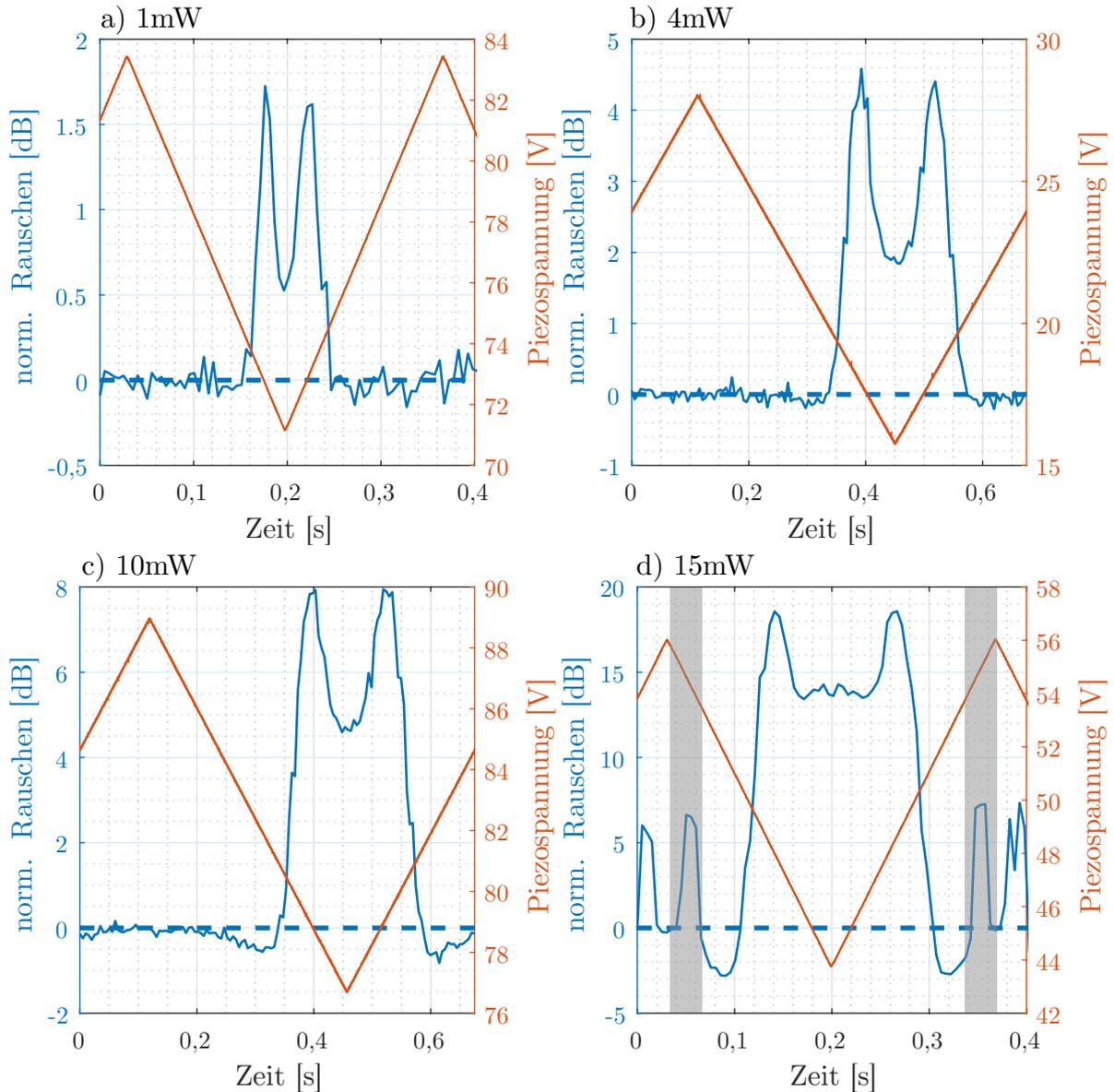


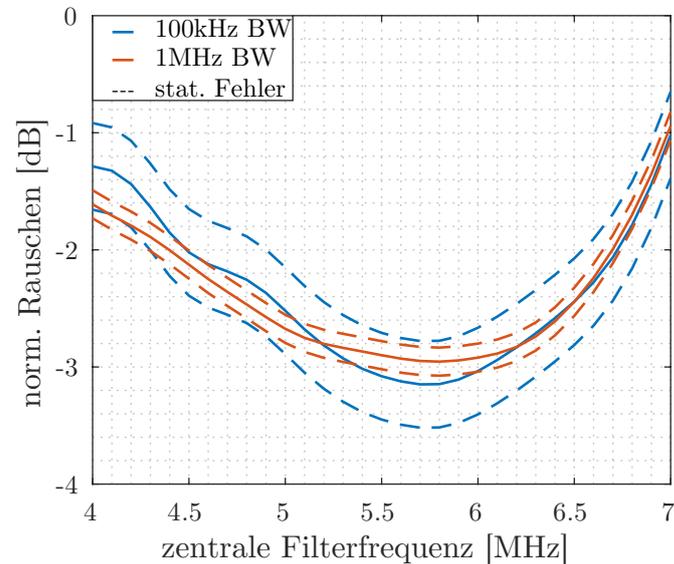
Abbildung 5.8.: Experimentelle Resultate für die Rotation eines Seitenbands am Resonator für verschiedene optische Leistungen. Dies entspricht den Bereichen (1) bis (5) in der Abb. 5.6 und Abb. 5.7. Die optische Leistung wird dabei jeweils am Faserausgang gemessen. Erst ab einer optischen Leistung von 10 mW kann eine signifikante Quetschung von $-0,5$ dB gemessen werden, welche für 15 mW auf -3 dB wächst. Grau dargestellte Bereiche sind erneut aufgrund einer Übersteuerung der Datenaufnahme bedeutungslos.

Resonator-Transferfunktion, dargestellt in 2.2, findet bei entsprechender Verstimmung aufgrund der Impedanzanpassung eine nahezu vollständige Transmission eines Seitenbands statt. Das Schwebungssignal des verbliebenen Seitenbands mit dem Träger erzeugt nun Rauschen halber Amplitude, d.h. 6 dB weniger, als das Rauschen in der anti-gequetschten Quadratur des ursprünglichen Zustands. Da die Bandbreite um die Messfrequenz jedoch in der Größenordnung der Linienbreite des Resonators liegt, wird das Seitenband nicht vollständig transmittiert, was zu Abweichungen von den 6 dB führt. Weiterhin zeigt sich der nach Gl. (2.13) erwartete Trend, dass mehr optische Leistung in der Glasfaser die (Anti-)Quetschung erhöht.

Für die 1 mW und 4 mW Messung kann keine signifikante Rauschunterdrückung unterhalb des Vakuums detektiert werden. Bei 10 mW optischer Leistung können rund $-0,5$ dB und bei 15 mW um -3 dB gemessen werden. Eine experimentell bestimmte Quanteneffizienz von 70% lässt für letztere auf mehr als $-5,4$ dB Quetschung schließen. Hier wird eines der beiden Seitenbänder durch den Resonator größtenteils reflektiert, jedoch in der Phase gedreht, was die gequetschte Quadratur in die Amplitudenquadratur rotiert. Da nach Gl. (2.42) mit zunehmender Quetschung der Differenzwinkel zwischen der Amplitudenquadratur und der maximal Kerr-gequetschten Quadratur kleiner wird, muss das Seitenband bei großer Quetschung weniger gedreht werden, als für Niedrige. Durch das stärkere Drehen des Seitenbands in der 1 mW und 4 mW Messung koppelt jedoch auch mehr Vakuum ein, welches einer Messung der Rauschunterdrückung unterhalb des Vakuums entgegenwirkt. Ein, wie im folgenden Abs. 5.3 beschriebene, tomografisches Setup ist notwendig, um den die Faser verlassenden Quantenzustand exakt zu charakterisieren.

Die frequenzabhängige Drehung der Seitenbänder durch die Reflexion am Resonator kann durch die Variation der zentralen Messfrequenz sichtbar gemacht werden. Für Abb. 5.9 wird dazu das Minimum der 15 mW Messung aus Abb. 5.8d) näher betrachtet, welches dem Bereich ② entspricht. Der digitale Tschebyscheff- Bandpassfilter 8. Ordnung wird mit einer Bandbreite von 100 kHz (blau) bzw. 1 MHz (rot) implementiert und dessen zentrale Frequenz variiert. Dabei werden immer wieder die selben Rohdaten von 200.000 Samples verwendet. Die hohe Ordnung des Bandpassfilters garantiert dabei, dass hauptsächlich die in der Bandbreite liegenden Frequenzkomponenten die Varianz dominieren. Eine für jeden Filter wiederholte Normierung der Daten mit Vakuumrauschen erlaubt schließlich eine Vergleichbarkeit unterschiedlicher Frequenzen trotz der im Anhang A präsentierte spektrale Abhängigkeit der Verstärkung der Detektoren.

Abbildung 5.9.: Auswertung des gequetschten Bereichs in Abb. 5.8d) für unterschiedliche Frequenzen des digitalen Tschebyscheff-Bandpassfilters 8. Ordnung und einer Bandbreite von 100 kHz (blau) bzw. 1 MHz (rot). Zusätzlich sind die statistischen Fehler als gestrichelte Linien dargestellt. Es zeigt sich, dass für die Bandbreite von 1 MHz eine Mittlung über die unterschiedlich gedrehten Seitenbänder stattfindet. Wird eine kleinere Bandbreite gewählt, kann eine größere Rauschunterdrückung ermittelt werden, die jedoch ebenfalls mit einem größeren statistischen Fehler behaftet ist.



Jede betrachtete Radiofrequenzkomponente ist gleich stark gequetscht, wird jedoch unterschiedlich stark durch den Resonator gedreht. Wird nun eine digitale Filterbandbreite gewählt, die in der Größenordnung der Linienbreite des Resonators liegt, findet eine Mittlung über die unterschiedlich gedrehten Seitenbänder statt. Dies führt zu einer Reduktion der maximal messbaren Rauschunterdrückung. Wird eine kleinere Bandbreite gewählt, findet auch eine geringere Mittlung über unterschiedliche Quadraturwinkel statt. Folglich kann auch, wie in Abb. 5.9 blau dargestellt, eine höhere Rauschunterdrückung bestimmt werden. Weiterhin wird die unterschiedliche Drehung einzelner Frequenzkomponenten durch den Resonator deutlicher. Die kleinere Bandbreite des Filters bedeutet jedoch, dass schnellere Fluktuationen der Rohdaten vernachlässigt werden, was zu einem Informationsverlust führt. Folglich erhöht sich der statistische Fehler, der durch die gestrichelten Linien dargestellt wird. Dies könnte durch eine längere Messzeit kompensiert werden, was jedoch eine aktive Stabilisierung voraussetzt.

5.3. Optischer Resonator: Resonant

5.3.1. Aufbau

Eine Erweiterung des im vorangegangenen Abs. 5.2 präsentierten Experiments ist in Abb. 5.10 dargestellt und soll einer kompletten Zustandstomografie Kerr-gequetschter Zustände dienen. Für die übliche Methodik einer Zustandstomografie mittels eines Mach-Zehnder Interferometers und balancierter homodyne Detektion (BHD) stellt zunächst die hohe Signalleistung aufgrund der niedrigen Nichtlinearität von $n_2 \sim 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$ in optischen Fasern ein Problem dar. Weiterhin muss die Multimodennatur der verwendeten Femtosekundenpulse berücksichtigt werden. Durch die Propagation der Pulse durch die optische Faser nehmen maßgeblich Dispersion, Kerr- und Raman-Effekt Einfluss (Abs. 2.1.1-Abs. 2.1.4) auf die temporäre und spektrale Struktur des Ausgangszustands. Der Modenüberlapp zwischen Signal und Lokalszillator muss, ebenso wie die Phasenstabilität zueinander, gewährleistet sein.

Kernidee des hier präsentierten Experiments ist, die Trennung zwischen Signal und Lokalszillator erst nach der Propagation der Pulse durch die Glasfaser vorzunehmen, ohne dabei den Quantenzustand des Ausgangssignals zu verändern. Dabei dient der im vorangegangenen Abs. 5.2 beschriebene, Impedanz-angepasste Filterresonator als spektraler Strahlteiler. Er wird auf die in Abs. 4.2 geschilderte Weise resonant zu den Trägerfrequenzen gehalten, was deren nahezu vollständige Transmission bedeutet. Die durch die Detektorelektronik vorgegebenen Seitenbänder in einem Abstand von 5 MHz-7 MHz von den Trägerfrequenzen sind, der Resonator-Transferfunktion in Abb. 2.2 entsprechend, jedoch nicht-resonant. Die Leistungsreflexion für diesen spektralen Bereich ist größer 99,4% bei einer Phasendrehung zwischen 3° (bei 7 MHz) und 4° (bei 5 MHz). Die beiden räumlich getrennten Strahlen können nun mit BHD vermessen werden, wobei der transmittierte Strahl den Lokalszillator und der reflektierte Strahl das Signal darstellt. Ein Piezo-gelagerter Spiegel wird verwendet, um die relative Phase $\Delta\Phi$ zwischen beiden kontinuierlich zu scannen. Als optische Faser werden 9 m polarisationserhaltende HB1500T [83] verwendet, die bei einer Laserwellenlänge von 1540 nm nur eine räumliche Mode führt.

Zusätzlich besteht die Möglichkeit beide ausgezeichneten Achsen der optischen Faser zu nutzen und am Ausgang mit einem PBS räumlich zu trennen. Wird annähernd die gleiche Leistung in beide eingekoppelt sind die Pulsformen am Ausgang nahezu identisch und auch durch Akustik oder Thermik verursachtes Phasenrauschen ist annähernd

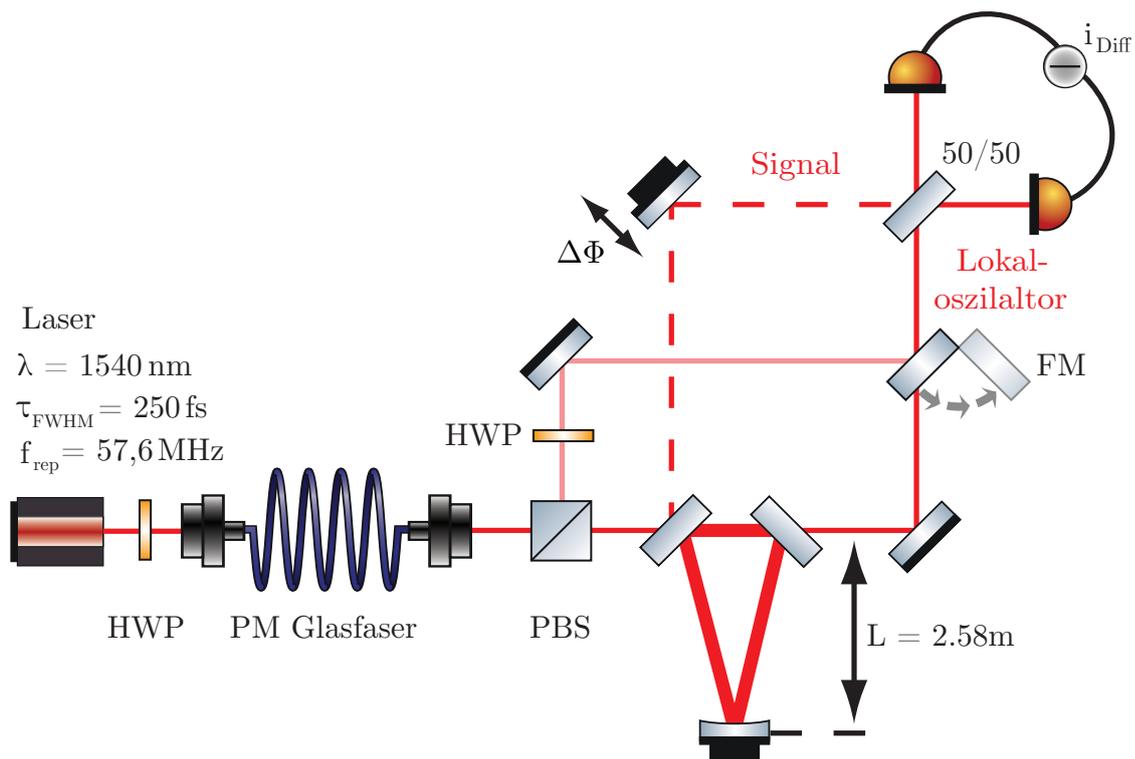


Abbildung 5.10.: Schematisches Setup zur vollständigen Quantenzustandstomografie Kerr-gequetschter, modengekoppelter Femtosekundenpulse, die eine polarisationserhaltene Monomoden-Glasfaser verlassen. Ein Impedanz-angepasster Ringresonator wird als spektraler Strahlteiler verwendet, um die Trägerfrequenzen als Lokaloszillator zu transmittieren und die gequetschten Seitenbänder zu reflektieren. Beide Teilstrahlen werden auf einem 50/50-Strahlteiler überlagert, um eine balancierte homodyne Detektion des Signalstrahls durchzuführen. Dabei wird mit einem PMM kontinuierlich die relative Phase $\Delta\Phi$ durchgeführt. Optional können auch beide ausgezeichneten Achsen der PM-Faser verwendet werden und der Ausgang mit einem PBS räumlich getrennt werden. Dies bietet die Möglichkeit, einen Lokaloszillator unabhängig vom Resonator zu erzeugen.

gleichermaßen vorhanden. Während das Signal durch den resonanten Filterresonator um die Trägerfrequenzen und damit den Großteil der optischen Leistung bereinigt wird, dient der andere Teilstrahl als Lokaloszillator. Der Vorteil hierbei ist es, dass sich der Lokaloszillator nicht aus der Interferenz mehrerer Pulse als Transmission des Resonators ergibt, welches folglich über hochfrequentes Phasenrauschen, wie GAWBS, mitteln würde. Das Nutzen der zweiten Polarisation sorgt somit dafür, dass eine erhöhte Gleichtaktunterdrückung von solchem Phasenrauschen im BHD-Signal stattfindet.

5.3.2. Messresultate

Zunächst wird der vom Resonator transmittierte Strahl als Lokaloszillator verwendet und mit dem Signal an einem 50/50-Strahlteiler überlagert. Das Vorgehen bei der Messung ist dabei folgendermaßen. Zunächst wird die Modulation, wie in Abs. 4.1.3 beschrieben, auf 12 MHz stabilisiert. Mit einer HWP und PBS Kombination kann die in die Glasfaser eingekoppelte Leistung variiert werden. Die Einkopplung wird im Vorfeld mit zwei Spiegeln, einem Teleskop sowie einer asphärischen Linse optimiert. Gleiche Komponenten werden verwendet, um den Faserausgang auf die räumliche Mode des Resonators anzupassen. Dabei wird die Resonatorlänge periodisch um wenige μm von der durch den OPO-FSR vorgegebenen Länge ausgelenkt und dabei die Leistung in Reflexion minimiert. Anschließend wird der Resonator, wie in Abs. 4.2 beschrieben, in der Länge stabilisiert.

Der Weglängenunterschied zwischen Reflexions- und Transmissionspfad kann über eine Verzögerungsstrecke eingestellt werden, um den zeitlichen Überlapp am BHD zu optimieren. Da der die optische Faser verlassende Strahl auf die räumliche Mode des Filterresonators angepasst ist, sind die entstehenden Teilstrahlen hinter dem Resonator bei optimiertem zeitlichen Modenüberlapp ebenfalls räumlich angepasst.

Als Maß für die Interferenz im BHD dient der Interferenzkontrast v , besser bekannt als *interferometric visibility*. Der Resonator wird zunächst manuell auf die durch den FSR des Lasers vorgegebene Länge optimiert und anschließend leicht verstimmt, sodass Leistungsreflexion und -transmission gleich sind. Für den Interferenzkontrast an den Ausgängen des BHD-Strahlteilers gilt dann [25]

$$v = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}, \quad (5.1)$$

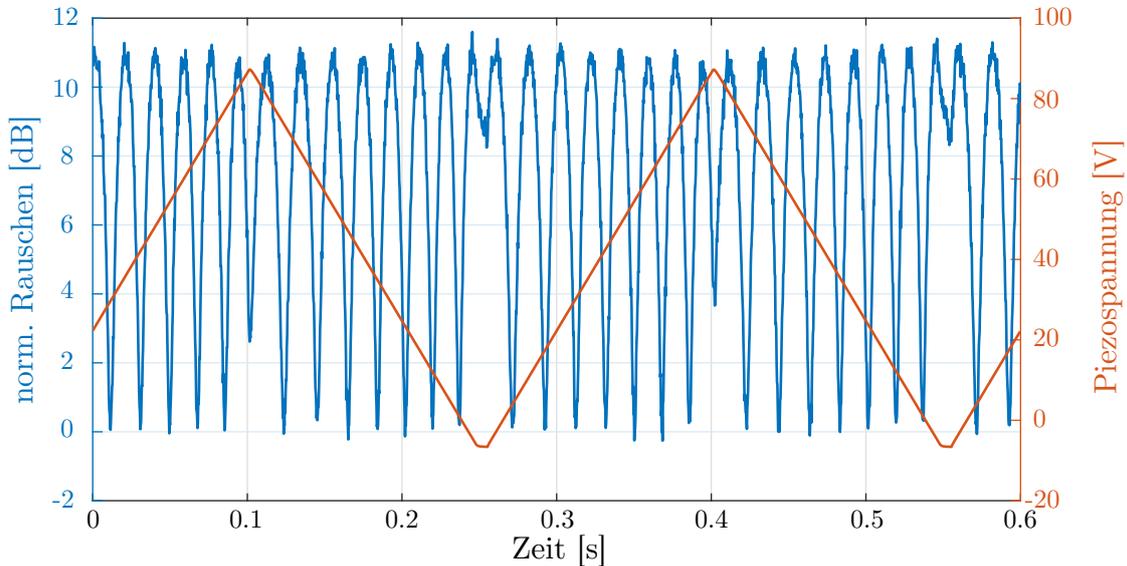


Abbildung 5.11.: Messresultate der BHD-Messung für 6 mW optische Leistung, die die Glasfaser verlassen. Die rot dargestellte Piezospännung steht bis auf die Umkehrpunkte der Rampe in direkter Proportionalität zu der relativen Phase $\Delta\Phi$. Mit einem statistischen Fehler von 0,4 dB kann keine signifikante Quetschung gemessen werden.

wobei I_{\max} und I_{\min} Intensitäten konstruktiver bzw. destruktiver Interferenz darstellen. Interferieren beide Teilstrahlen perfekt, ist $v = 1$. Die experimentell erreichte *visibility* lag bei 0,96.

Exemplarisch sind in Abb. 5.11 und Abb. 5.12 Messresultate für 6 mW bzw. 10 mW optischer Leistung dargestellt. Die relative Phase $\Delta\Phi$ wird mit rund 3 Hz kontinuierlich durchgeführt und aus jeweils 10.000 aufeinander folgenden Quadraturdatenpunkten die Varianz bestimmt. Die Datenaufnahme erfolgt dabei mit 40 MHz. Die Daten werden normiert und mit einer Bandbreite von 1 MHz um 5,7 MHz mit Tschebyscheff-Filtern 8. Ordnung Bandpass-gefiltert. Die gesamte Messung dauert dabei wenige Sekunden.

Für keine gewählte mittlere optische Leistung zwischen 0 und 20 mW kann eine signifikante Rauschunterdrückung unterhalb des Vakuums detektiert werden. In Abb. 5.13 sind die gemessenen Minima und Maxima über die entsprechende optische Leistung als Kreuze dargestellt. Die Anti-Quetschung erhöht sich mit steigender optischer Leistung wobei die zugehörige Quetschung nicht registriert werden kann. Die Rauschleistung ist für alle verwendeten optischen Leistung durch Vakuumrauschen limitiert. Eine detaillierte Analyse dazu ist in dem folgenden Abs. 5.3.3 vorzufinden.

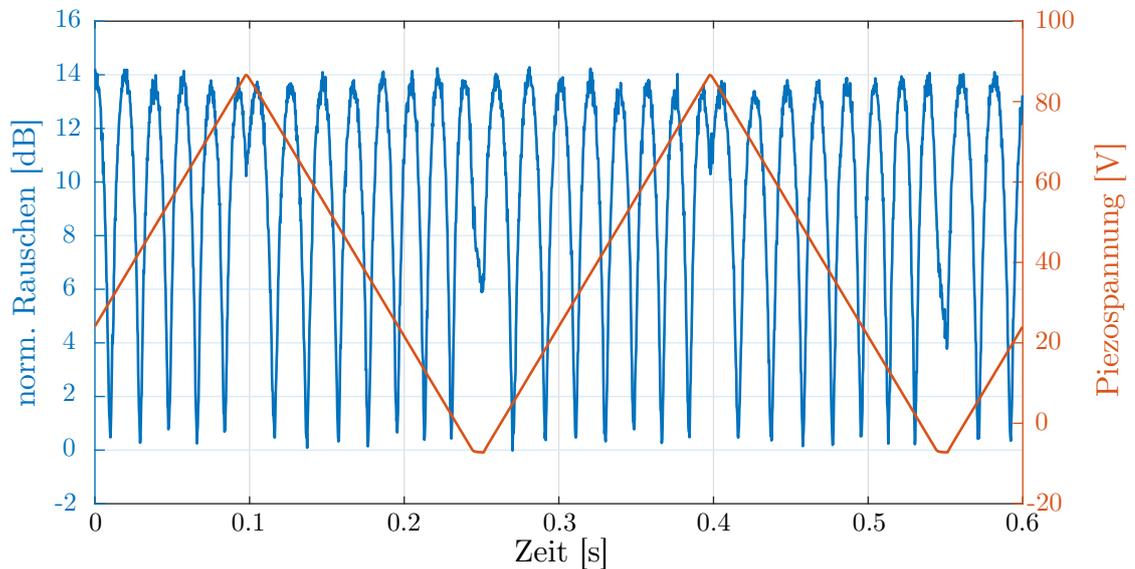


Abbildung 5.12.: Wie Abb. 5.11, nur mit 10 mW optischer Leistung. Die Antiquetschung hat um 3 dB zugenommen, doch erneut kann mit einem statistischen Fehler von 0,4 dB keine signifikante Quetschung registriert werden.

Die Abb. 5.14 visualisiert die optische Leistung einer beider BHD-Dioden für die in Abb. 5.12 10 mW Messung. Dabei ist die Lokoszillatorleistung rot, die Signalleistung blau und das Interferenzsignal gelb dargestellt. Die drei Leistungen wurden alle innerhalb einer Minute nacheinander aufgenommen, wobei bei den Einzelmessungen der jeweils andere Strahl geblockt wurde. Der Lokoszillator ist bei dieser Messung nur rund fünfmal größer in der Leistung als das Signal.

Eine Messung, bei der die zweite Polarisationsachse ausgenutzt wird um den LO zu erzeugen, ist in Abb. 5.15 illustriert. Hier sind etwa 6 mW optische Leistung in jeder Polarisationsachse. Der Signalstrahl wird, wie zuvor auch, durch den Resonator erzeugt, nun jedoch mit dem anderen LO am BHD überlagert. Die räumliche Mode des LO wird mittels Teleskop und Spiegeln auf die Signalmode angepasst, was in einen Interferenzkontrast von 0,93 resultiert. Die Phase zwischen beiden wird mit einer Rampe im sub-Hertz-Bereich durchgeführt und eine annähernd lineare Änderung kann in dem dargestellten Zeitfenster angenommen werden. Wie auch bei der Wahl des, vom Resonator transmittierten Strahl als LO zeigt sich Antiquetschung von rund 12 dB und Minima, die das Vakuumrauschen nicht unterschreiten. Die zur Erzeugung des Graphen genutzten Parameter sind dabei konsistent mit denen aus Abb. 5.11.

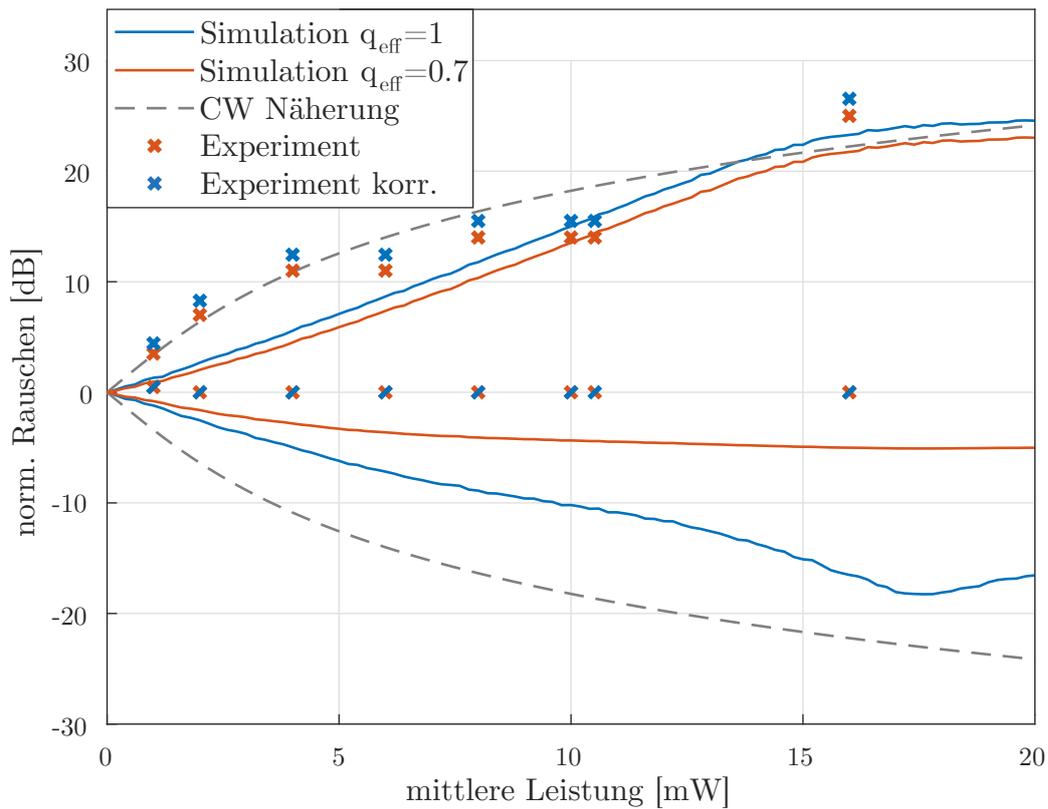


Abbildung 5.13.: Darstellung der gemessenen Minima und Maxima der normierten Rauschleistung für unterschiedliche optische Leistungen als rote Kreuze, sowie deren Korrektur mit einer Quanteneffizienz von 0,7 als blaue Kreuze. Zusätzlich ist die nach Kap. 3 simulierte (Anti-) Quetschung der Ausgangszustände einer Glasfaser mit $\gamma = 0,8 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$, $\beta_2 = -13,7 \text{ ps}^2/\text{km}$ und $f_R = 3 \text{ fs}$ als durchgezogene Linien dargestellt. Weiterhin wird eine CW-Näherung betrachtet, bei der die Spitzenleistung der Eingangspulse eine mittlere Nichtlinearität erzeugt und Änderungen der Pulsform in der Glasfaser vernachlässigt werden. In allen Simulationen zeigt sich eine Rauschunterdrückung unterhalb des Vakuums, welche in dem Experiment nicht detektiert werden konnte.

Abbildung 5.14.: Optische Leistungen einer der beiden Homodyne-Dioden der in Abb. 5.12 dargestellten 10 mW Messung. Hierbei ist blau die optische Leistung des Signals, rot, die des LO und gelb das Interferenzsignal.

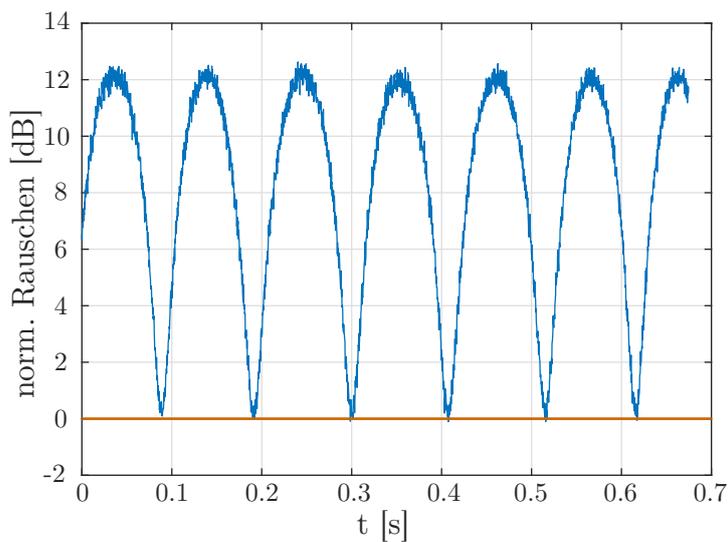
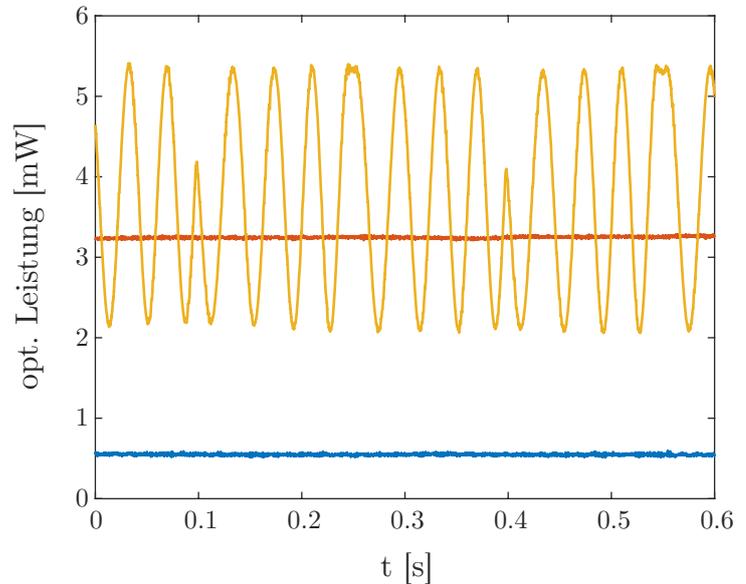


Abbildung 5.15.: Messresultate für 6 mW optische Leistung aus denen das Signal gewonnen wird. Der LO stammt aus der zweiten Polarisationsachse der Glasfaser. Die optische Leistung des LO ist rund 30 mal größer als die Signalleistung. Die relative Phase $\Delta\Phi$ wird in dem betrachteten Zeitintervall kontinuierlich durchgefahen. Die Messung ist, wie auch unter der Verwendung des transmittierten Strahls des Resonators, als LO in Abb. 5.11 durch Vakuumfluktuationen begrenzt.

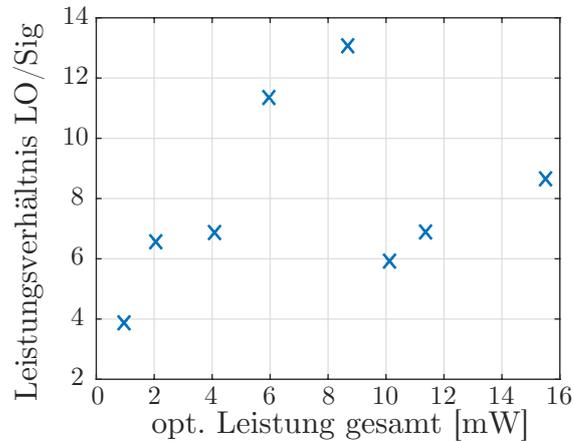


Abbildung 5.16.: Leistungsverhältnis zwischen Lokaloszillator und Signal am BHD für die in Abb. 5.13 präsentierten Messungen. Es ist eine starke Abhängigkeit von der Gesamtleistung zu sehen, die sich aus der aktiven Stabilisierung des Resonators ergibt.

5.3.3. Auswertung und Fehleranalyse

Interferenzkontrast und Phasenrauschen

In Abb. 5.13 sind die BHD-Messungen mit dem resonanten Resonator dargestellt sowie Simulationsergebnisse nach Kap. 3. Eine Quanteneffizienz von $q_{\text{eff}} = 0,7$ ergibt sich aus Verlusten durch den Fresnelreflex am Ausgang der Faser, Reflexion an der Antireflex-Beschichtung des Resonatorspiegels sowie an mehreren Silberspiegeln und der Quanteneffizienz der Photodioden von $q_{\text{eff,det}} = 0,85$.

Es zeigen sich deutliche Abweichungen zwischen Simulation und Experiment. Auch wenn die Faserparameter nicht exakt bekannt sind, ist eine qualitative Änderung des Verlaufs nicht zu erwarten. Da mit dem nicht-resonanten Resonator für niedrige optische Leistungen kleiner 10 mW ebenfalls keine signifikante Rauschunterdrückung unterhalb des Vakuums detektiert werden konnte, kann keine Aussage darüber gemacht werden, ob der Zustand beispielsweise durch zusätzliches Phasenrauschen in der Faser tatsächlich gequetscht ist. Der die Faser verlassende Zustand weist jedoch ab einer optischen Leistung von 10 mW Quetschung unterhalb des Quantenrauschlimits auf, welche auch mit dem zuletzt präsentierten BHD-Aufbau detektierbar sein sollte.

Unter Betrachtung von Abb. 5.14 fällt zunächst das Verhältnis der optischen Leistungen zwischen LO und Signal auf. Die Impedanzanpassung des Resonators ist nicht vollständig erfüllt, sodass der LO lediglich sechs mal mehr Leistung aufweist, als das Signal. In Abb. 5.16 ist das Leistungsverhältnis zwischen LO und Signalen in Abhängigkeit

von der die Faser verlassenden optischen Leistungen dargestellt. Hier zeigt sich die Leistungsabhängigkeit der Regelelektronik entsprechend Abs. 4.2, die auf optische Leistungen zwischen 6 mW und 8 mW optimiert ist. Das Leistungsverhältnis von 8 bei der 16 mW Messung sollte die messbare Quetschung zwar reduzieren, aber auf keinen Fall vernichten.

Die quadratische Abhängigkeit der Quanteneffizienz von dem Interferenzkontrast am BHD-Strahlteiler macht diesen zu einer bedeutenden Größe. Er wird im Vorfeld der Messung mit einem gering verstimmt Resonator optimiert, wodurch Signal und LO die gleiche optische Leistung führen. Problematisch an der Beurteilung des Interferenzkontrastes ist, dass er in der tatsächlichen Messung nicht mehr bestimmt werden kann, da auch Interferenzen mit reflektierten räumlichen Moden ungleich der Resonator-Grundmode zum Signal beitragen. Um jedoch die nicht-resonant gemessene Quetschung von $-5,4$ dB aus Abs. 5.2 aufgrund des Interferenzkontrastes nicht mehr detektieren zu können (hier werden $-0,5$ dB als gerade noch detektierbar angenommen), müsste dieser unter Betrachtung der Quanteneffizienz $q_{\text{eff},0}$

$$q_{\text{eff}} = q_{\text{eff},0} \cdot v^2 = \frac{1 - V_{\text{out}}}{1 - V_{\text{in}}} \quad (5.2)$$

$$v = \sqrt{\frac{1 - V_{\text{out}}}{q_{\text{eff},0} \cdot (1 - V_{\text{in}})}} \quad (5.3)$$

$$v = \sqrt{\frac{1 - 10^{-0,05}}{0,7 \cdot (1 - 10^{-0,54})}} = 0,47 \quad (5.4)$$

kleiner 0,47 sein. Es ist auszuschließen, dass sich der Interferenzkontrast während der Messung so drastisch vom ursprünglichen Wert von mehr als 0,9 verändert.

Phasenrauschen zwischen Signal und LO kann eine mögliche Ursache dafür sein, dass keine Rauschunterdrückung unterhalb des Vakuums detektierbar ist. Wie die Transferfunktionen des Resonators in Abb. 2.2 illustrieren, sind die Phasendurchgänge um die Resonanz sehr steil, sodass bereits sehr kleine Resonatorlängenänderungen signifikante Änderungen an der relativen Phase $\Delta\Phi$ in der homodyne Detektion hätten. Näherungsweise wird angenommen, dass das Phasenrauschen für alle signifikant zum Signal beitragenden spektralen Moden gleich wirkt. Dadurch kann sein Einfluss in einem monomodigen Bild auf die Zustände betrachtet werden. Die Wirkung des Phasenrauschens zwischen Signal und LO wird nun exemplarisch für zwei monomodige Zustände, die für 5 mW bzw. 10 mW optischer Leistung durch die Faser erwartet werden, in Abb.

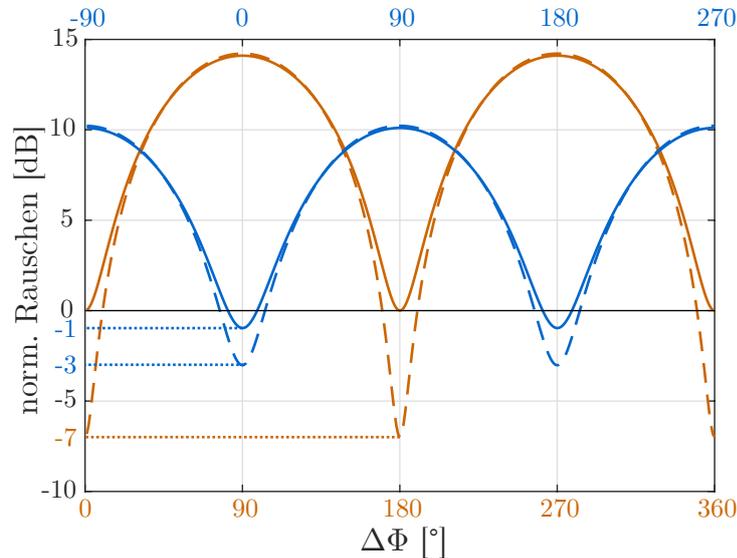


Abbildung 5.17.: Simulierte BHD-Messung eines monomodigen Quantenzustands mit 14 dB (-7 dB) Antiquetschung (Quetschung) in rot gestrichelt und eines Zustands mit 10 dB (-3 dB) Antiquetschung (Quetschung) in blau gestrichelt. Aus Simulationen nach Kap. 3 sind diese näherungsweise für 10 mW bzw. 5 mW optischer Leistung unter perfekter Quanteneffizienz im Experiment zu erwarten. Für die durchgezogenen Graphen wird ein Gauß-verteilttes Phasenrauschen zwischen Signal und LO vor der Messung zugefügt und so skaliert, dass die 10 mW Messung durch Vakuum limitiert ist. Dies ist bei einer Standardabweichung von 10° der Fall. Wird Phasenrauschen der gleichen Stärke exemplarisch bei dem 5 mW Zustand angewendet, weist die Messung immer noch eine Rauschunterdrückung von -1 dB unterhalb des Vakuums auf. Für das Ausbleiben der Messung von Quetschung im Experiment, kann ein solches Phasenrauschen nur dann Ursache sein, wenn es mit der optischen Leistung korreliert ist oder unabhängiges Hintergrundrauschen existiert.

5.17 dargestellt. Das Phasenrauschen wird als Gauß-verteilt angenommen und so skaliert, dass, den experimentellen Resultaten entsprechend, das Minimum der 10 mW-Messung durch Vakuum limitiert ist. Dies tritt bei einer Standardabweichung von rund 10° auf. Wird das selbe Phasenrauschen nun für den 5 mW Zustand mit weniger (Anti-) Quetschung angewendet, sollte dennoch eine Rauschunterdrückung unterhalb des Vakuums detektierbar sein, da der 5 mW Zustand über einen größeren Phasenwinkel gequetscht ist. Somit kann Phasenrauschen zwischen Signal und LO, beispielsweise durch Imperfektion der Resonator-Stabilisierung, nur als Fehlerquelle möglich sein, wenn es mit zunehmender optischer Leistung abnimmt. Eine Leistungsabhängigkeit der Stabilisierung ist bereits aus Abb. 5.16 ersichtlich und kann durch die Variationen des Phasenrauschens aus Abb. 4.7 nur bekräftigt werden.

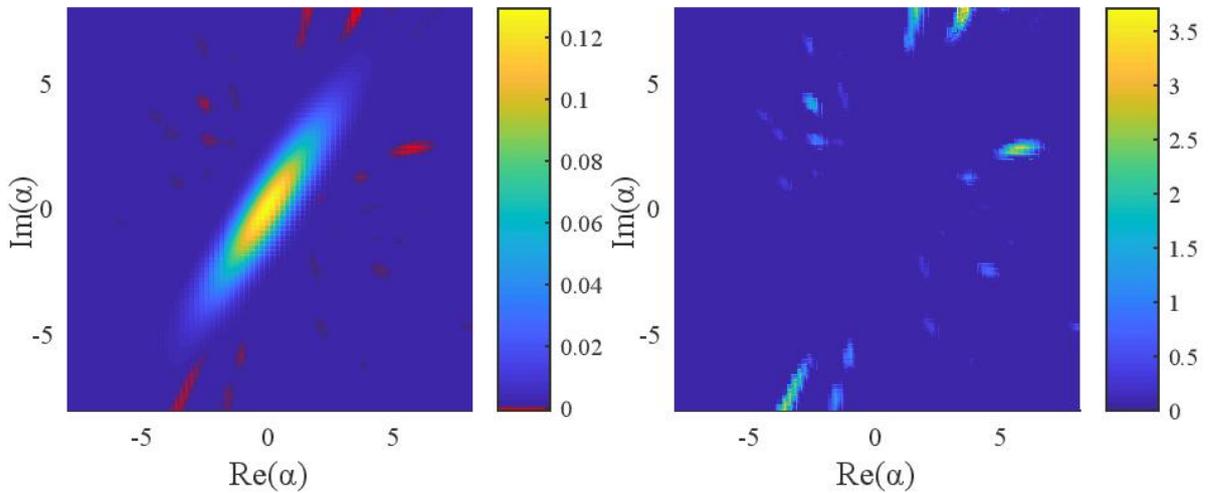


Abbildung 5.18.: Regularisierte P -Funktion (links) und die Signifikanz der Negativitäten (rechts) aus experimentellen Daten der 10 mW Messung. Die Signifikanz der Negativitäten ist deutlich kleiner fünf und damit insignifikant [58]. Somit kann dem Zustand unter den verwendeten Filterparametern keine Nichtklassizität zugesprochen werden.

Eine nähere Untersuchung erfolgt mittels der in Abs. 2.3.4 eingeführten regularisierte P -Funktion. Den Quadraturdaten der 10 mW Messung werden dafür, genau wie in Abb. 5.2 für eine andere Messung dargestellt, mittels eines Fits Phasen zugeordnete. Die Phasenauflösung dafür beträgt 1° und jedem Phasenpunkt werden 570 normierte Quadraturdatenpunkte zugeordnet. Die Phase wurde im Experiment kontinuierlich durchgeführt. Die regularisierte P -Funktion des detektierten Zustands, sowie die Signifikanzen der Negativitäten werden berechnet und sind in Abb. 5.18 dargestellt. Hierfür wird ein q -parametrisierter Filter mit $q = 4$ und $w = 1,3$ gewählt. Zum Vergleich wird mit den selben Filterparametern der in Abb. 5.17 als rote, durchgezogene Linie dargestellte Zustand analysiert, welcher den experimentellen Befunden gleicht. Die regularisierte P -Funktion sowie die Signifikanz der Negativitäten dieses simulierten Zustands aus gleicher Anzahl an Quadraturdaten pro Phasenwinkel ist in Abb. 5.19 illustriert.

Ein Vergleich zwischen Simulation und Experiment zeigt eindeutig, dass Phasenrauschen zwischen Signal und LO, welches alle spektrale Moden des Pulses gleichermaßen beeinflusst, nicht Ursache am Ausbleiben einer Messung von Rauschunterdrückung unterhalb des Vakuums ist. Die in der Simulation erkennbaren charakteristischen Negativitäten sind aus den experimentellen Daten nicht zu gewinnen. Die dort vorhandenen Negativitäten sind insignifikant, sodass der detektierte Zustand als klassisch angenommen werden muss. Eine Fehlerquelle bei dieser Analyse liefert jedoch die angenommene Stärke der Rauschunterdrückung. Sie kann lediglich abgeschätzt werden und ist mit -7 dB

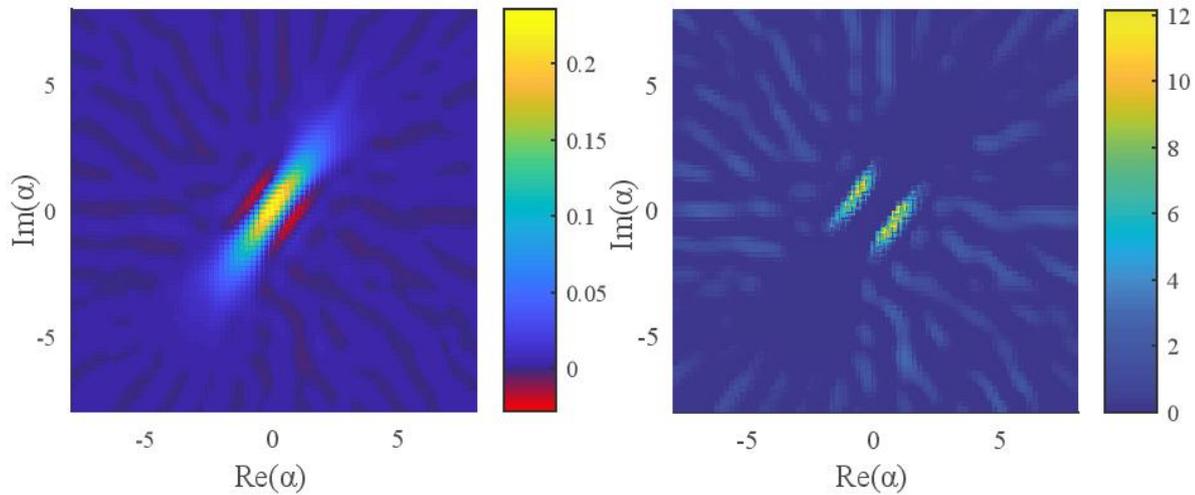


Abbildung 5.19.: Regularisierte P -Funktion (links) und Signifikanz der Negativitäten (rechts) aus simulierten Quadraturdaten. Es wird dabei der in Abb. 5.17 als durchgezogener roter Graph dargestellte phasenverrauschte gequetschte Zustand verwendet. Die Bestimmung seiner regularisierten P -Funktion erfolgt mit den gleichen Parametern, wie für Abb. 5.18. Es zeigen sich charakteristische Negativitäten mit deutlich stärkerer Signifikanz, als die numerischen Artefakte.

relativ groß angenommen. Eine Reduzierung der Rauschunterdrückung und damit einhergehend eine Verringerung des zusätzlichen Phasenrauschens zwischen Signal und LO verringert ebenfalls die Signifikanz der Negativitäten in der regularisierten P -Funktion der simulierten Daten. Dennoch lassen sich weder aus den experimentellen Daten der 10 mW Messung, als auch aus einer 16 mW Messung, unter der für einen verstimmten Resonator mit direkter Detektion -3 dB Quetschung gemessen wurden, eine regularisierten P -Funktion bestimmen, die charakteristische Negativitäten aufweist.

Die Verwendung der zweiten Polarisationsachse erlaubt die Wahl eines LO, der nicht mit dem Resonator interagiert. Da sich, wie in Abb. 5.15 illustriert, jedoch kein Unterschied zu Messungen mit dem vom Resonator transmittierten Strahl als LO zeigt, ist ebenfalls darauf zu schließen, dass der Resonator kein zusätzliches Phasenrauschen zwischen Signal und LO einführt. Weiterhin konnte für diese Messung die Resonatorreflexion der Trägerfrequenzen soweit verringert werden, dass sich $P_{\text{LO}} = 30 \cdot P_{\text{Signal}}$ ergibt. Dadurch ist die ebenfalls vorhandene Antiquetschung des LO, für die Messung der minimalen Rauschunterdrückung im Signal nicht sehr problematisch und kann vernachlässigt werden.

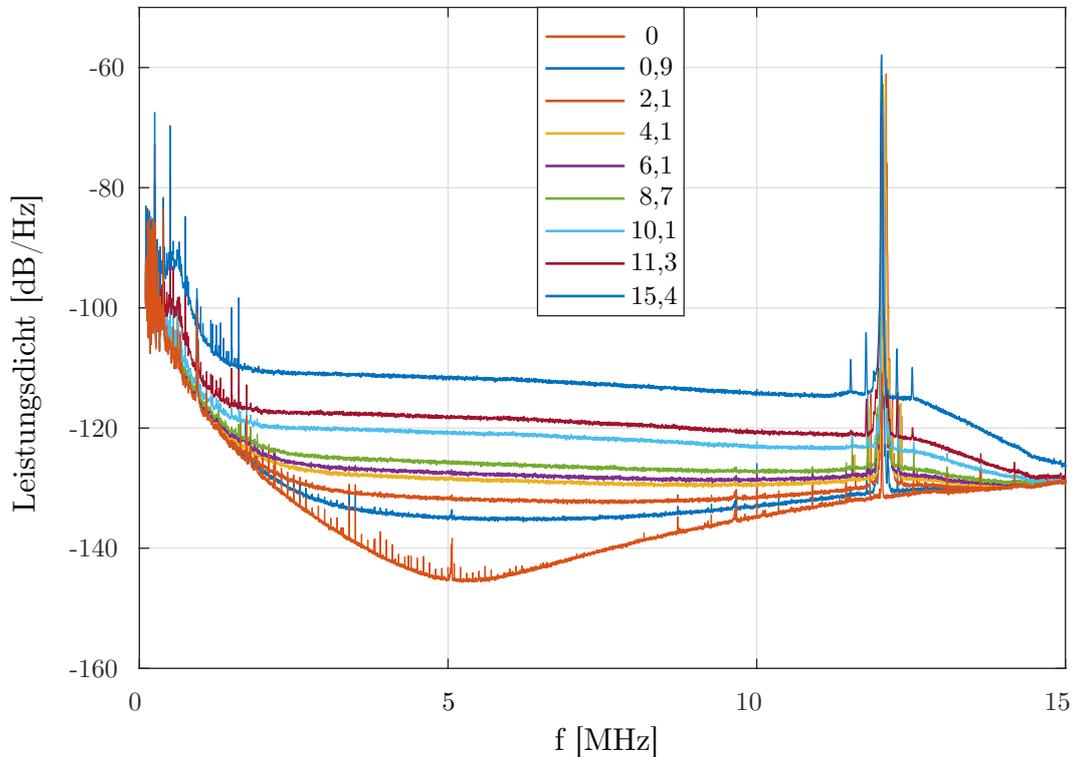


Abbildung 5.20.: Spektren vom Summensignal beider BHD- Dioden für verschiedene optische Leistungen aus der Glasfaser. Die Spektren sind mit der Transferfunktion der Detektoren und der des verwendeten analogen 10,5 MHz Tiefpass korrigiert, um einen Vergleich der spektralen Leistungsdichten unterschiedlicher Frequenzen zu ermöglichen. Zusätzlich ist mit der Leistung 0 das korrigierte Dunkelrauschen des Summensignals aufgetragen.

Amplitudenmodulation

Eine weitere mögliche Ursache für das Fehlen von Quetschung bei den präsentierten experimentellen Befunden, kann in der in Abs. 4.1.2 beschriebenen Amplitudenmodulation der Laserstrahlung gefunden werden. Diese setzt sich aufgrund des Kerr-Effekts in der Glasfaser ebenfalls in eine Phasenmodulation um. Aufgrund der Transferfunktion des Resonators ist die Modulation anschließend fast ausschließlich im reflektierten Signalpfad. Folglich findet eine Modulation der relativen Phase zwischen Signal und LO am BHD statt, sodass abhängig von ihrer Stärke eine Mittlung über verschiedene Quadraturen erfolgt. Im Kontrast zu dem bisher betrachteten Phasenrauschen durch thermische und akustische Effekte bis in den Kilohertz-Bereich, ist die Modulationsfrequenz auf 12 MHz stabilisiert und ist somit größer, als die Messfrequenz von 5,7 MHz.

Um den Einfluss der Modulation näher zu untersuchen, wird für die in Abb. 5.13 präsentierten Messresultate die vorhandene Modulationsstärke bestimmt. Es wird immer das Summensignal des BHD betrachtet, welches einer direkten Detektion der Summe beider Strahlteilereingänge entspricht. In der Messung werden jeweils Signal, LO und das Interferenzsignal einzeln nacheinander aufgenommen. Für die Interferenz ist das Summensignal für verschiedene optische Leistungen in Abb. 5.20 spektral aufgetragen. Dabei sind die Spektren um die gemessenen Transferfunktionen der Detektoren (siehe Abb. B.2) und des ebenfalls verwendeten analogen 10,5 MHz Tiefpass korrigiert, sodass ein Vergleich der Signalstärken unterschiedlicher Frequenzen vorgenommen werden kann. Zusätzlich ist das korrigierte Dunkelrauschen der Detektoren aufgetragen.

Es wird nun zunächst die Stärke des Quantenrauschens im Frequenzband von 5,5-5,8 MHz von Signal, LO und Interferenz leistungsabhängig untersucht und in Abb. 5.21 dargestellt. Für quantenrauschlimitierte Laser gilt die Schrotrausch-Formel [25]

$$\Delta i_{\text{Rausch}}^2 = 2eI\Delta f, \quad (5.5)$$

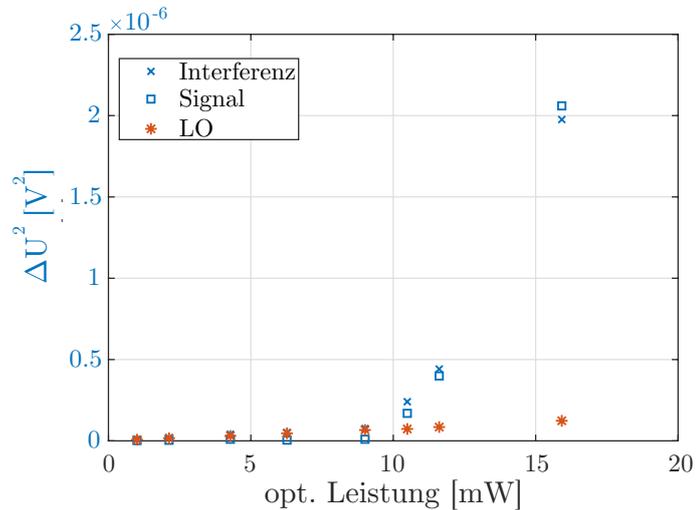
wobei I der mittlere Photostrom, $\Delta i_{\text{Rausch}}^2$ dessen Varianz, e die Elementarladung und Δf die Bandbreite ist. Da sich der Photostrom über die Quanteneffizienz der Detektoren q_{eff} direkt aus dem Photonenstrom ergibt, gilt weiterhin

$$I = \frac{eP_{\text{opt}}}{q_{\text{eff}}h\nu}, \quad (5.6)$$

mit P_{opt} der optischen Leistung, h dem Plancksche Wirkungsquantum und ν der Frequenz des einfallenden Lichts. Somit gilt für quantenrauschlimitierte Laserstrahlung ein linearer Zusammenhang zwischen der Varianz des Photostroms und der optischen Leistung. Dies ist für den in Abb. 5.21 mit roten Sternen dargestellten LO der Fall. Dabei besteht nach dem Ohmschen Gesetz eine direkte Proportionalität zwischen dem Photostromrauschen Δi_{Rausch} und dem hier dargestellten Spannungsrauschen ΔU_{Rausch} , die sich über die Verstärkung der Detektorelektronik G ergibt. Für das Signal oder die Interferenz zeigt sich eine solche Linearität jedoch nicht. Diese Strahlen sind folglich in Amplitudenquadratur nicht quantenrauschlimitiert, wie es ein Kerr-gequetschter Strahl sein würde. Ursache dafür ist die leichte Rotation eines jeden Seitenbands in Reflexion durch den Resonator um 4 Grad. Für größer werdende Leistung erhöht sich folglich auch die Antiquetschung in der gedrehten Quadratur, was sich auf die Stärke des Rauschstroms auswirkt.

Die Messung des LO kann nun genutzt werden, um die Verstärkung der Detektorelektronik im Radiofrequenzbereich zu bestimmen. Da die in Abb. 5.20 dargestellten

Abbildung 5.21.: Die hier dargestellte Varianz der Spannung des Summensignals der Detektoren ist über den Transimpedanzwiderstand der Detektorschaltung direkt proportional zu der Varianz des Photostroms in dem Frequenzband von 5,5 MHz bis 5,8 MHz. Der Laser ist in diesem Frequenzband quantenrauschlimitiert. Für quantenrauschlimitierte Signale gilt ein linearer Zusammenhang zwischen der Varianz und der mittleren optischen Leistung. Dies ist nur für den LO der Fall. Die leichte Rotation der Seitenbänder durch den Resonator sorgt für eine super-Poisson'sche Photonenzahlstatistik des Signalstrahls und der Interferenz.



Spektren bereits um die Transferfunktion der Detektoren korrigiert wurde, bleibt nur noch ein konstanter Verstärkungsfaktor, um von den gemessenen Spannungen auf den Photostrom zu schließen. Dazu wird das Spannungsrauschen in das Verhältnis zu dem theoretischen Stromrauschen auf der Grundlage der gemessenen optischen Leistungen und der Quanteneffizienz von $q_{\text{eff}} = 0,7$ gesetzt.

Die Stärke der 12 MHz Modulation wird ebenfalls mit einer Bandbreite von 300 kHz aus den korrigierten Spektren der Summensignale gewonnen. Für klassische Signale gilt eine lineare Abhängigkeit der Standardabweichung des Photostroms von der optischen Leistung, wenn diese über einen Abschwächer verändert wird. Dies ist in Abb. 5.22 nicht zu erkennen. Dennoch wurde die Signalstärke um den Verstärkungsfaktor der Elektronik korrigiert und die mittlere quadratische Leistung um 12 MHz bestimmt. Mit der Annahme einer Sinus-förmigen Modulation kann die Amplitude des Photostroms bei 12 MHz gewonnen werden und über die Elementarladung auf die Photonenzahl geschlossen werden. Die Normierung auf die Gesamtphotonenzahl am Faserausgang mit Gl. (5.6) und dem anschließenden Radizieren ergibt das in Abb. 5.23 illustrierte Amplitudenverhältnis zwischen der 12 MHz Modulation und der Gesamtamplitude.

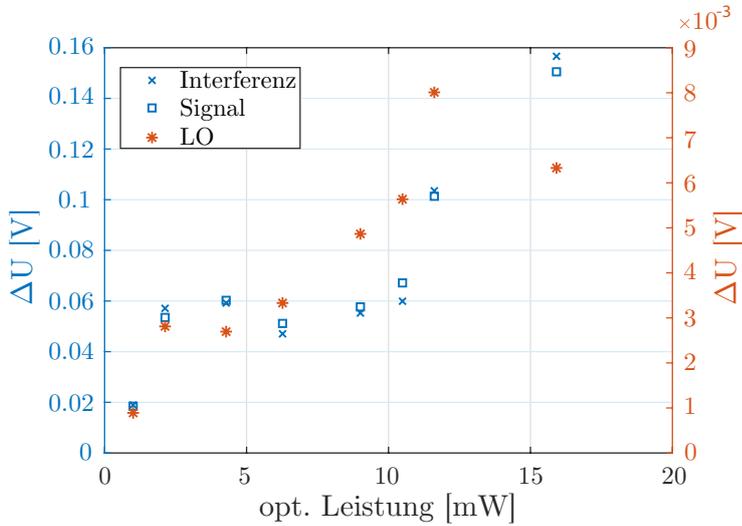


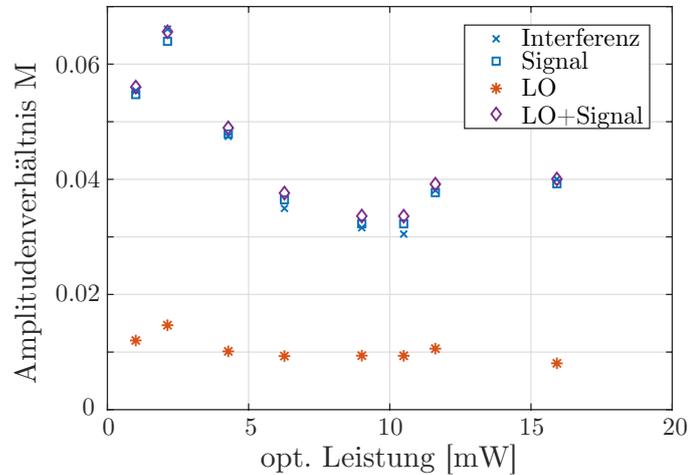
Abbildung 5.22.: Standardabweichung des mittleren Spannungsrauschens im Frequenzband zwischen 11,9 MHz und 12,2 MHz, in dem die Amplitudenmodulation enthalten ist.

Hier zeigt sich eine Leistungsabhängigkeit der Modulationsstärke. Ursache dafür kann die Kombination aus HWP und PBS zur Leistungsregulation am Eingang des Experiments sein. Sind die in Abs.4.1.1 näher erläuterten Signal und Idler nicht in der gleichen Polarisationsmode, werden sie unterschiedlich stark durch diese Kombination abgeschwächt, was zu einem leistungsabhängigen Schwebungssignal führen könnte. Weiterhin ist ersichtlich, dass der Großteil der 12 MHz Schwebung zwar im Signal vorhanden ist, der LO jedoch stärker moduliert ist, als durch die Resonator-Transferfunktion vorgegeben. Ursache könnte ein Einkoppeln des 12 MHz Signals in der Elektronik sein, welches ebenfalls auf dem Dunkelrauschen in Abb. 5.20 vorhanden ist. Unterschiedliche Polarisierungen zwischen Signal und Idler könnten erneut einen Einfluss haben, da die Resonator-Transferfunktion aufgrund der Spiegelbeschichtungen polarisationsabhängig ist. Weitere Messungen der Modulationsstärke vor und hinter der Glasfaser sind benötigt, um Klarheit über die Ursachen ihrer Leistungsabhängigkeit zu gewinnen.

Die experimentell ermittelten Modulationsstärken können nun genutzt werden, um in einer Simulation den Einfluss der Modulation auf die Messung von Quetschung zu untersuchen. Dazu werden nach Kap. 3 für 4,3 mW bzw. 11,5 mW optische Eingangsleistung die Propagation von 1024 aufeinander folgenden Pulsen durch die Faser simuliert. Für beide Leistungen wird das 12 MHz-Schwebungssignal am Fasereingang mit einer Amplitudenmodulation entsprechend

$$A_{\text{in}} = [1 + 2M \cdot \sin(t \cdot 2\pi \cdot 12 \text{ MHz})] A_{\text{in},0} \quad (5.7)$$

Abbildung 5.23.: Das Verhältnis aus der mittleren Leistung der Modulation und der Gesamtphotonenzahl liefert die Modulationsstärke M der 12 MHz Modulation. Es ist zu erkennen, dass der Großteil der Modulation im Signalstrahl vorhanden ist, der LO jedoch stärker moduliert ist, als die Resonatortransferfunktion entsprechend Gl. (2.21) vorgibt.



simuliert, bei der anschließend im Frequenzraum die jeweils unteren Seitenbänder entfernt werden. Auf das statistische Ensemble der simulierten Spektren am Faserausgang können nun die Resonatortransferfunktion aus Gl. (2.21) angewendet werden. Der Resonator stellt dabei einen spektralen Strahlteiler dar, sodass sich der reflektierte und transmittierte Teilstrahl als eine Superposition des Faserausgangs und Vakuum ergibt. Die Simulation einer BHD liefert schließlich die in den Abb. 5.25 und Abb. 5.24 dargestellten Resultate. Für die Glasfaser werden eine Nichtlinearität von $\gamma = 1,25 \text{ km}^{-1} \text{ W}^{-1}$, Dispersion von $\beta_2 = -13,7 \text{ ps}^2/\text{km}$ und eine Raman-Zeitkonstante von $T_R = 3 \text{ fs}$ angenommen. Der Ausgang des Experiments ist für drei verschiedene Modulationsstärken M simuliert. Zunächst wird der Ausgangszustand ohne Amplitudenmodulation mit einer Quanteneffizienz von 0,7 bestimmt und in blau dargestellt. Anschließend wird die Modulationsstärke erhöht, bis sämtliche Rauschunterdrückung unterhalb des Vakuums verschwindet. Dieser Grenzfall ist rot dargestellt. Zusätzlich wird für die grünen Graphen die experimentell ermittelte Modulationsstärke für die jeweilige optische Leistung verwendet.

Für niedrige Leistungen ist in Abb. 5.24 zu sehen, dass die experimentell ermittelte Stärke der Modulation deutlich zu gering ist, um signifikanten Einfluss auf die Messung von Quetschung zu haben. Die entstehende Mittlung über mehrere Quadraturen aufgrund der Modulation ist angesichts des großen Phasenwinkels, über den Rauschunterdrückung unterhalb des Vakuums gemessen werden kann, zu klein. Lediglich für sehr starke Modulationen, bei denen sich die Amplitude pro Puls um bis zu 20% ändert, ist eine Erhöhung des Rauschen unter jedem Quadraturwinkel festzustellen. Da jedoch in den vorangegangenen Experimenten, wie dem *Jiggle*-Experiment aus Abs. 5.1 oder dem nicht-resonanten Resonator in Abs. 5.2 für optische Leistungen unterhalb 10 mW ebenfalls

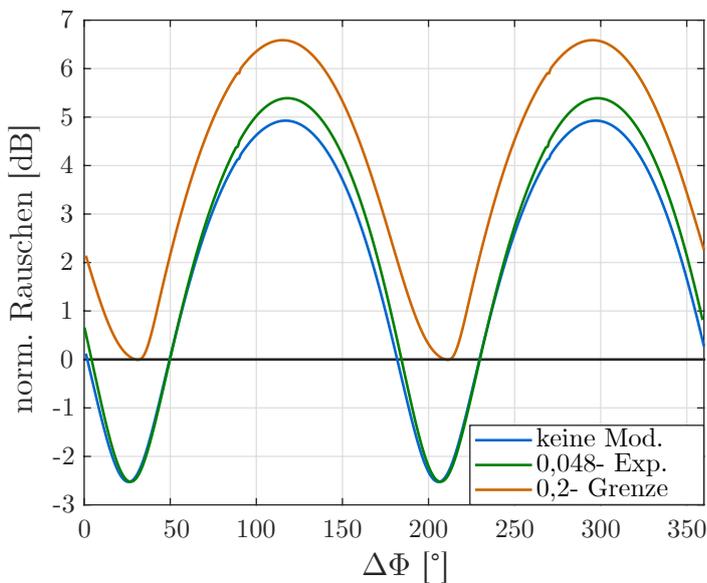
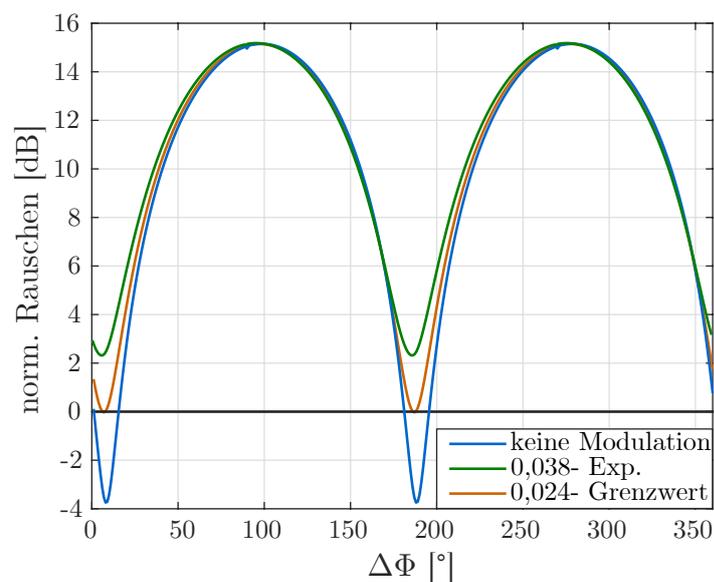


Abbildung 5.24.: Simulation einer BHD des 4,1 mW Zustands für unterschiedliche Modulationsstärken der 12 MHz Amplitudenmodulation. Die grün dargestellte, gemessene Modulationsstärke von 0,048 hat so gut wie keinen Einfluss auf die Messung von Rauschunterdrückung unterhalb des Vakuums. Erst bei einer Modulationsstärke $\geq 0,2$ wäre eine Messung durch Vakuumrauschen limitiert. Für Leistungen unterhalb von 10 mW ist die Messung wahrscheinlich durch andere, nicht in der Simulation berücksichtigte Effekte, wie Brillouin- oder Raman- Phasentrauschen limitiert.

Abbildung 5.25.: Simulation einer BHD des 11,3 mW Zustands mit unterschiedlichen Modulationsstärken. Die für den grünen Graphen verwendete, experimentell ermittelte Modulationsstärke überschreitet den in rot dargestellten Grenzwert. Somit verhindert die Amplitudenmodulation eine Messung von Rauschunterdrückung unterhalb des Vakuums. Die Nichtlinearität der Glasfaser wird in der Simulation mit $\gamma = 1,25 \text{ W}^{-1} \text{ km}^{-1}$ über eine Länge von 9 m angenommen.



keine Quetschung detektierbar ist, kann die Ursache für das Ausbleiben signifikanter Rauschunterdrückung unterhalb des Vakuums an dem Quantenzustand am Faserausgang selber liegen. Zusätzliches Phasenrauschen durch Raman- oder Brillouinstreuung in der Faser beispielsweise, könnte die Quetschung für niedrige optische Leistungen vernichten.

Im Gegensatz dazu reichen für größere Leistungen, wie exemplarisch für 11,5 mW in Abb. 5.25 dargestellt, bereits geringe Modulationsstärken aus, um die Quetschung verschwinden zu lassen. Ursache dafür ist zum einen der kleiner gewordene Phasenwinkel, über den Quetschung überhaupt messbar ist, sowie die starke Antiquetschung in der komplementären Quadratur. Die für diesen Fall experimentell ermittelte Stärke der Amplitudenmodulation von $M = 0,038$ ist größer, als der in rot dargestellte Grenzfall und ist somit eine mögliche Ursache, warum mit dem resonanten Resonator keine Rauschunterdrückung unterhalb des Vakuumrauschens detektierbar ist. Dass dabei die minimale Quadratur mehr als 2 dB über dem Vakuumrauschen liegt, kann an Abweichungen der Faserparameter zwischen Experiment und Simulation liegen. An dieser Stelle wird vor allem die nicht exakt bekannte Stärke der Nichtlinearität der Faser hervorgehoben, die maßgeblich in die Simulation einfließt. Eine exakte Bestimmung, beispielsweise über die Beobachtung des fundamentalen Solitons unter Kenntnis der Faserdispersion mittels eines FROG-Aufbaus, wird dazu empfohlen. Weiterhin könnte das Brewsterfenster im OPO verkippt werden, um bei gleichbleibender optischer Leistung die Modulationsstärke zu variieren. Die messbare minimale Quadratur müsste sich dann ebenso wie in der Simulation beeinflussen lassen. Um dabei vergleichbare Messbedingungen zu gewährleisten, muss jedoch die Resonatorstabilisierung auf die unterschiedlichen Modulationsstärken angepasst werden.

Kapitel 6.

Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wird die Quetschung optischer Pulse in polarisationserhaltenden Monomoden-Glasfasern untersucht. Dazu wird zunächst ein bestehendes Lasersystem optimiert, um Experimente am Quantenrauschlimit zu ermöglichen. Sowohl aktive Temperatur- als auch Resonatorlängenregelungen werden verwendet, um eine bei der Erzeugung des Lasers auftretenden Amplitudenmodulation zu stabilisieren. Das optimierte Lasersystem dient bei dem sogenannten *Jiggle*-Experiment als Lichtquelle. Dabei wird ähnlich wie bei einer asymmetrischen Sagnac-Schleife eine Interferenz zwischen gequetschten Signal und einem zweiten, abgeschwächten Strahl ausgenutzt, um direkt detektierbare Photonenzahlquetschung zu generieren. Ein großer Vorteil gegenüber dem Sagnac-Experiment ist die frei wählbare Interferenzphase. Weiterhin ist das Experiment sehr robust und benötigt keine zusätzlichen aktiven Regelkomponenten. Es konnten $(-3, 1 \pm 0, 2)$ dB Quetschung gemessen werden, welche auf $(-5, 8 \pm 0, 6)$ dB, nach Korrektur linearer Verluste schließen lassen.

Die gewonnenen Messresultate zeigen exzellente Übereinstimmung mit numerischen Simulationsergebnissen. Dabei kommt eine im Rahmen der Arbeit entwickelte Simulationsmethode zur Anwendung, bei der Puls- und Faserparameter frei wählbar sind und eine klassische Wechselwirkung beider vorausgesetzt wird. Unter dieser Annahme kann der gequetschter Multimoden-Zustand eines beliebigen Pulses am Faserausgang simuliert werden. In Analogie zu einem LO in einem Experiment kann anschließend die spektrale Mode der Detektion ausgewählt und die vorhandene (Anti-) Quetschung bestimmt werden. Eine alternative Analyseverfahren des Ausgangszustands über die Kovarianzmatrix dessen spektraler Komponenten führt zu den präsentierten gequetschten Eigenmoden eines Solitons. Die rein klassische Betrachtung der Wechselwirkung zwischen Puls und Glasfaser unterschätzt den Einfluss des Raman-Effekts. Die Kopplung der Photonen des

Pulses an die Phononen der Glasfaser erzeugt temperaturabhängige Rauscheinträge, die eine Sättigung der maximal möglichen Quetschung bedingen. Eine Implementierung dieses Effekts in die Simulation ist prinzipiell möglich und würde gerade bei der Verwendung kürzerer Pulse < 100 fs an Bedeutung gewinnen.

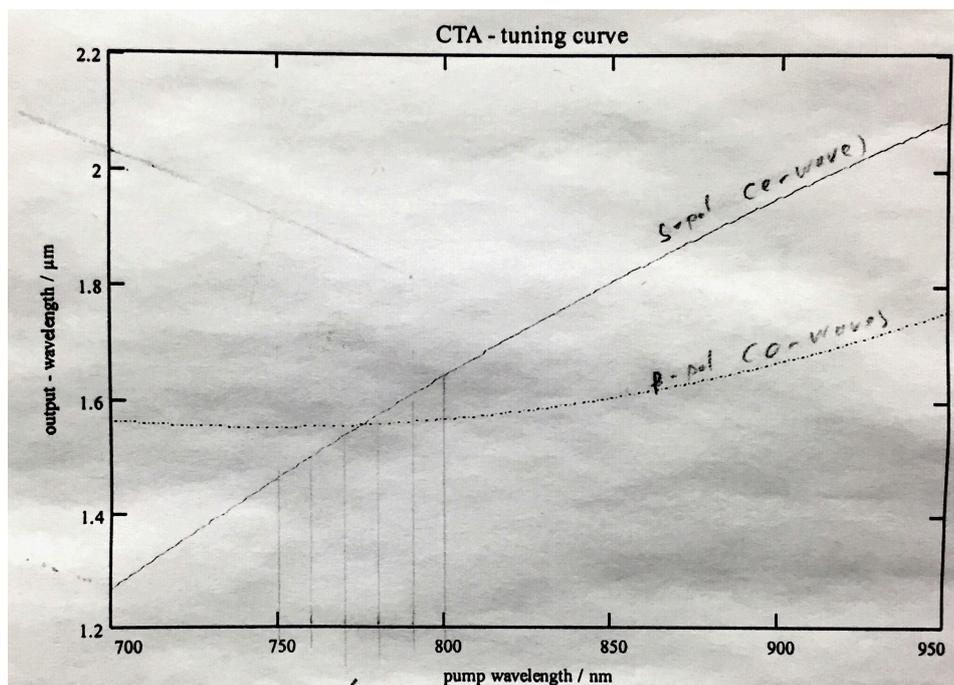
Weiterhin wird in dieser Arbeit die Quantenzustandstomographie mit einem optischen Ringresonator experimentell untersucht. Dabei wird die Länge des Resonators auf die Pulswiederholrate des modengekoppelten Femtosekunden-Lasers abgestimmt und der durch die Glasfaser propagierte Quantenzustand untersucht. Die Dispersion des Resonators im Radiofrequenzbereich kann verwendet werden, um die relative Phase einer jeden spektralen Mode des Pulses zu den jeweils umliegenden Seitenbandfrequenzen zu verstimmen. Mit balancierter Detektion kann in Reflexion des Resonators ab einer mittleren optischen Leistung von rund 10 mW signifikante Quetschung gemessen werden, die mit zunehmender Leistung ansteigt. Der dabei erreichte maximale Quetschgrad liegt bei $(-3 \pm 0, 2)$ dB der zu $(-5, 4 \pm 0, 6)$ dB nach Korrektur linearer Verluste korrespondiert. Eine Quantenzustandstomographie ist möglich, wenn der Resonator aktiv auf die Pulswiederholrate des Lasersystems stabilisiert ist. Er wirkt nun wie ein spektraler Strahlteiler, der die spektralen Moden des Pulses transmittiert, die umliegenden Seitenbänder jedoch fast vollständig reflektiert. Beide Teilstrahlen können anschließend in einem BHD zur Interferenz gebracht werden. Die experimentellen Befunde liefern für zunehmende optische Leistung einen erwarteten Anstieg der Antiquetschung, doch es kann keine Quetschung gemessen werden. Für jede optische Leistung stellt Vakuumrauschen die geringsten zu messenden Fluktuationen dar. Die regularisierten P -Funktionen der im BHD gemessenen Zustände weisen im Gegensatz zu simulierten Daten keine signifikanten Negativitäten auf, sodass Phasenrauschen zwischen LO und Signal als Fehlerquelle ausgeschlossen werden kann.

Es zeigt sich schließlich, dass die zur Resonatorstabilisierung verwendete Amplitudenmodulation, welche durch den Kerr-Effekt in der Faser eine Phasenmodulation bewirkt, eine Messung von Quetschung verhindert. Die Verwendung eines anderen Lasersystems oder eines weiteren Filterresonators vor der Glasfaser stellen dabei mögliche Lösungen dar, die in zukünftigen Arbeiten realisiert werden können. In beiden Fällen muss jedoch nach einer Möglichkeit gesucht werden, ein Fehlersignal zur aktiven Stabilisierung des Filterresonators hinter der Glasfaser zu generieren. Eine Schwebung kann beispielsweise durch die Interferenz mit einem Hilfslaser an einem stark asymmetrischen Strahlteiler zwischen Glasfaser und Filterresonator herbeigeführt werden, um das gleiche Stabilisierungsverfahren beizubehalten.

Wird anschließend in dem LO-Pfad ein Pulsformer implementiert, können auch die verschiedenen gequetschten Eigenmoden des Faserausgangs untersucht werden. Dabei können höhere Quetschgrade erzielt und der Einfluss des Raman-Effekts experimentell analysiert werden. Weiterhin bietet die Variation von Glasfasern und Pulsformen ein großes Anwendungsgebiet. So können beispielsweise auch die Quanteneigenschaften von einzelnen Solitionen oder mehreren in Form von Solitionen-Molekülen in dispersionsalterierenden Fasern experimentell untersucht werden. Die Analyse ihrer nichtklassischen Eigenschaften, wie beispielsweise die Verschränkung spektraler Komponenten könnte für zukünftige Anwendungen in der Quantenkommunikation von Bedeutung sein.

Anhang A.

Frequenzkonversion des CTA-Kristalls



Dargestellt ist die Frequenzkonversion des verwendeten CTA-Kristalls zur optisch parametrischen Oszillation bei Raumtemperatur. Aus einem p-polarisierten Pumpphoton wird dabei jeweils ein p-polarisiertes Idlerphoton und ein s-polarisiertes Signalphoton erzeugt. In einem Resonator kann beispielsweise über ein polarisierenden Strahlteiler die Polarisation des Idlers unterdrückt werden, sodass nur noch die Signalphotonen verwendet werden. Über die Pumpwellenlänge lässt sich schließlich die im Experiment benötigte Wellenlänge um rund 1550 nm problemlos einstellen.

Anhang B.

Detektoren

Wie in Abs. 2.3.3 beschrieben, können die Quantenrauschsigenschaften eines Laserstrahls mithilfe eines Spektrumanalysators bei einer Seitenbandfrequenz von rund 1-100 MHz untersucht werden. Dazu wird der Photostrom eines Detektors üblicherweise mit einer Transimpedanzstufe in eine Spannung umgewandelt und diese dann anschließend verstärkt. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wird als Lichtquelle ein in Abs. 4.1.1 beschriebene, modengekoppelter Femtosekundenlaser verwendet. Dieser erzeugt Pulse mit einer Wiederholrate von 57,6 MHz. Diese Frequenzkomponente stellt in dem erzeugten

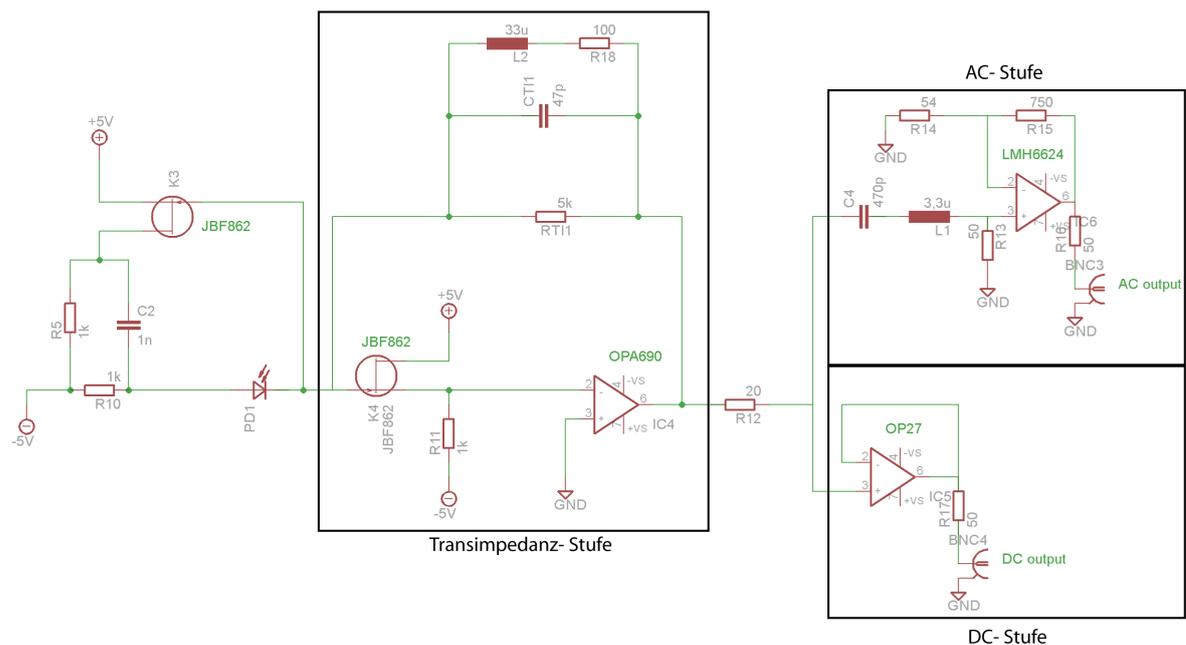


Abbildung B.1.: Darstellung der Detektorschaltung. Die implementierten Bandpässe sind auf eine Resonanzfrequenz von 5,7 MHz optimiert.

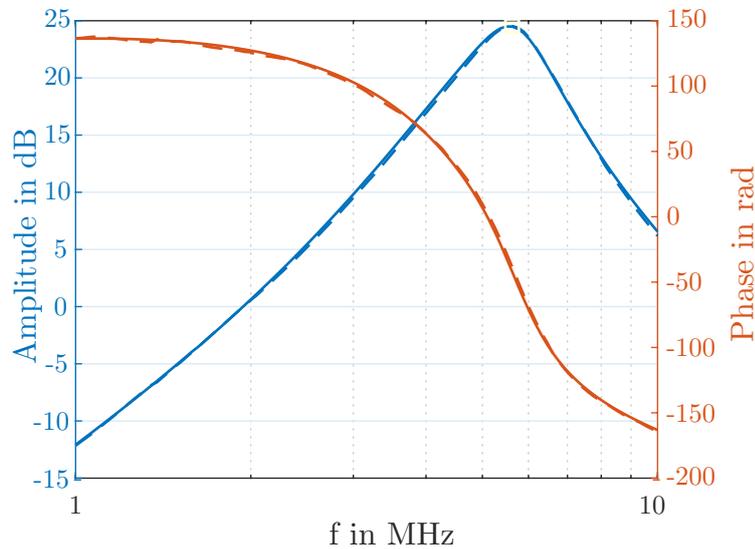


Abbildung B.2.: Experimentell ermittelte Transferfunktion beider Detektoren.

Photostrom nun ein enorm großes Signal gegenüber dem Quantenrauschen der anderen spektralen Komponenten dar. Um dennoch Quantenrauschen detektieren zu können, muss ein spektraler Bereich, in dem der Laser quantenrauschlimitiert ist, eine deutlich größere elektronische Verstärkung erfahren, als die das Frequenzband um die Pulswiederholrate. Dies kann durch die in Abb. B.1 illustrierte Verwendung von Bandpassfiltern sowohl in der Transimpedanz- als auch in der anschließenden AC-Verstärkerstufe realisiert werden.

Die experimentell ermittelten Transferfunktionen beider, in dieser Arbeit verwendeter Detektoren ist in der Abb. B.2 dargestellt. Sie sind für die Frequenz von 5,6 MHz optimiert und weisen in diesem Frequenzband eine um 60 dB größere Verstärkung auf, als bei der Pulswiederholrate.

Literaturverzeichnis

- [1] K. Kao and G. Hockham, *Dielectric-fibre surface waveguides for optical frequencies*, Proceedings of the Institution of Electrical Engineers **113**, 1151–1158 (1966).
- [2] *The Nobel Prize in Physics 2009; Press Release 6 October 2009*, https://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/2009/press.html [Zugriff am: 14.05.2018].
- [3] *OECD; Anteil von Glasfaseranschlüssen an allen stationären Breitbandanschlüssen in den Ländern der OECD im Juni 2017*, Statista, <https://de.statista.com/statistik/daten/studie/415799/umfrage/anteil-von-glasfaseranschlussen-an-allen-breitbandanschlussen-in-oecd-staaten/> [Zugriff am: 15.05.2018].
- [4] *Eckpunkte Zukunftsoffensive Gigabit-Deutschland*, https://www.bmvi.de/SharedDocs/DE/Publikationen/DG/netzallianz-digitales-deutschland.pdf?__blob=publicationFile [Zugriff am: 15.05.2018].
- [5] *Von der digitalen zur Gigabit-Gesellschaft*, <https://www.bundesregierung.de/Content/DE/Artikel/2017/08/2017-08-30-breitbandausbau.html> [Zugriff am: 15.05.2018].
- [6] C. E. Shannon, *A Mathematical Theory of Communication*, Bell System Technical Journal **27**, 379–423 (1948).
- [7] D. J. Richardson, *Filling the Light Pipe*, Science **330**, 327–328 (2010).
- [8] P. Bayvel, R. Maher, T. Xu, G. Liga, N. A. Shevchenko, D. Lavery, A. Alvarado and R. I. Killey, *Maximizing the optical network capacity*, Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences **374**, 20140440 (2016).
- [9] J. Lodewyck, M. Bloch, R. García-Patrón, S. Fossier, E. Karpov, E. Diamanti, T. Debuisschert, N. J. Cerf, R. Tualle-Brouri, S. W. McLaughlin and P. Grangier, *Quantum key distribution over 25 km with an all-fiber continuous-variable system*, Physical Review A **76**, (2007).
- [10] Y. Shen, Y. Chen, H. Zou and J. Yuan, *A fiber-based quasi-continuous-wave quantum key distribution system*, Scientific Reports **4**, (2014).

-
- [11] X. Wang, W. Liu, P. Wang and Y. Li, *Experimental study on all-fiber-based unidimensional continuous-variable quantum key distribution*, Physical Review A **95**, (2017).
- [12] M. Shirasaki and H. A. Haus, *Squeezing of pulses in a nonlinear interferometer*, Journal of the Optical Society of America B **7**, 30 (1990).
- [13] M. Rosenbluh and R. M. Shelby, *Squeezed optical solitons*, Physical Review Letters **66**, 153–156 (1991).
- [14] K. Bergman, H. A. Haus, E. P. Ippen and M. Shirasaki, *Squeezing in a fiber interferometer with a gigahertz pump*, Optics Letters **19**, 290 (1994).
- [15] J. Heersink, V. Josse, G. Leuchs and U. L. Andersen, *Efficient polarization squeezing in optical fibers*, Optics Letters **30**, 1192 (2005).
- [16] R. Dong, J. Heersink, J. F. Corney, P. D. Drummond, U. L. Andersen and G. Leuchs, *Experimental evidence for Raman-induced limits to efficient squeezing in optical fibers*, Optics Letters **33**, 116 (2008).
- [17] J. F. Corney, J. Heersink, R. Dong, V. Josse, P. D. Drummond, G. Leuchs and U. L. Andersen, *Simulations and experiments on polarization squeezing in optical fiber*, Physical Review A **78**, (2008).
- [18] F. Mitschke, *Fiber Optics*, Springer Berlin Heidelberg (2010).
- [19] G. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics, Fourth Edition (Optics and Photonics)*, Academic Press (2006).
- [20] M. F. S. Ferreira, *Nonlinear Effects in Optical Fibers*, John Wiley & Sons, Inc. (2011).
- [21] M. C. T. Bahaa E. A. Saleh, *Fundamentals of Photonics*, John Wiley & Sons (2013).
- [22] D.-G. W. Werner Vogel, *Quantum Optics*, Wiley VCH Verlag GmbH (2006).
- [23] C. Gerry and P. Knight, *Introductory Quantum Optics*, Cambridge University Press (2004).
- [24] U. Leonhardt, *Measuring the Quantum State of Light (Cambridge Studies in Modern Optics)*, Cambridge University Press (1997).
- [25] H.-A. Bachor and T. C. Ralph, *A Guide to Experiments in Quantum Optics*, Wiley-VCH Verlag GmbH (2004).
- [26] W. Sellmeier, *Zur Erklärung der abnormen Farbenfolge im Spectrum einiger Substanzen.*, Annalen der Physik und Chemie **219**, 272 (1871).
- [27] A. S. und V. Zakharov, *Exact theory of two-dimensional self-focusing and one-dimensional self-modulation of waves in nonlinear media*, Sov. Phys. JETP **34**, (1972).

- [28] F. M. Mitschke and L. F. Mollenauer, *Discovery of the soliton self-frequency shift*, Optics Letters **11**, 659 (1986).
- [29] R. H. Stolen, W. J. Tomlinson, H. A. Haus and J. P. Gordon, *Raman response function of silica-core fibers*, Journal of the Optical Society of America B **6**, 1159 (1989).
- [30] K. Blow and D. Wood, *Theoretical description of transient stimulated Raman scattering in optical fibers*, IEEE Journal of Quantum Electronics **25**, 2665–2673 (1989).
- [31] A. K. Atieh, P. Myslinski, J. Chrostowski and P. Galko, *Measuring Raman time constant (T_R) for soliton pulses in standard single-mode fiber*, J. Lightwave Technol. **17**, (1999).
- [32] Y. Lai and S.-S. Yu, *General quantum theory of nonlinear optical-pulse propagation*, Physical Review A **51**, 817–829 (1995).
- [33] A. Hosaka, T. Kawamori and F. Kannari, *Multimode quantum theory of nonlinear propagation in optical fibers*, Physical Review A **94**, (2016).
- [34] H. Ju, *Intrapulse quantum spectral correlation of femtosecond optical pulses in optical fiber*, Physical Review A **85**, (2012).
- [35] S. R. Friberg, S. Machida, M. J. Werner, A. Levanon and T. Mukai, *Observation of Optical Soliton Photon-Number Squeezing*, Physical Review Letters **77**, 3775–3778 (1996).
- [36] S. Spaelter, M. Burk, U. Stroessner, A. Sizmann and G. Leuchs, *Propagation of quantum properties of sub-picosecond solitons in a fiber*, Optics Express **2**, 77 (1998).
- [37] S. Spälter, N. Korolkova, F. König, A. Sizmann and G. Leuchs, *Observation of Multimode Quantum Correlations in Fiber Optical Solitons*, Physical Review Letters **81**, 786–789 (1998).
- [38] R. M. Shelby, M. D. Levenson, S. H. Perlmutter, R. G. DeVoe and D. F. Walls, *Broad-Band Parametric Deamplification of Quantum Noise in an Optical Fiber*, Physical Review Letters **57**, 691–694 (1986).
- [39] R. M. Shelby, M. D. Levenson and P. W. Bayer, *Guided acoustic-wave Brillouin scattering*, Physical Review B **31**, 5244–5252 (1985).
- [40] K. Bergman, H. A. Haus and M. Shirasaki, *Analysis and measurement of GAWBS spectrum in a nonlinear fiber ring*, Applied Physics B Photophysics and Laser Chemistry **55**, 242–249 (1992).
- [41] A. J. Poustie, *Guided acoustic-wave Brillouin scattering with optical pulses*, Optics Letters **17**, 574 (1992).
- [42] N. Nishizawa, Y. Matsuo, M. Mori, T. Goto and H. Nishimoto, *Effect of Gui-*

- ded Acoustic Wave Brillouin Scattering on Pulsed Squeezing in Optical Fibers with Nonlinearity and Dispersion*, Optical Review **4**, 453–458 (1997).
- [43] R. V. Pound, *Electronic Frequency Stabilization of Microwave Oscillators*, Review of Scientific Instruments **17**, 490–505 (1946).
- [44] R. W. P. Drever, J. L. Hall, F. V. Kowalski, J. Hough, G. M. Ford, A. J. Munley and H. Ward, *Laser phase and frequency stabilization using an optical resonator*, Applied Physics B Photophysics and Laser Chemistry **31**, 97–105 (1983).
- [45] Andrew G. White, *Classical and quantum dynamics of optical frequency conversion*, Masterarbeit (1997), Australian National University.
- [46] R. E. Slusher, L. W. Hollberg, B. Yurke, J. C. Mertz and J. F. Valley, *Observation of Squeezed States Generated by Four-Wave Mixing in an Optical Cavity*, Physical Review Letters **55**, 2409–2412 (1985).
- [47] M. D. Levenson, R. M. Shelby, A. Aspect, M. Reid and D. F. Walls, *Generation and detection of squeezed states of light by nondegenerate four-wave mixing in an optical fiber*, Physical Review A **32**, 1550–1562 (1985).
- [48] M. Kitagawa and Y. Yamamoto, *Number-phase minimum-uncertainty state with reduced number uncertainty in a Kerr nonlinear interferometer*, Physical Review A **34**, 3974–3988 (1986).
- [49] G. Kirchmair, B. Vlastakis, Z. Leghtas, S. E. Nigg, H. Paik, E. Ginossar, M. Mirrahimi, L. Frunzio, S. M. Girvin and R. J. Schoelkopf, *Observation of quantum state collapse and revival due to the single-photon Kerr effect*, Nature **495**, 205–209 (2013).
- [50] A. Einstein, *Über einen die Erzeugung und Verwandlung des Lichtes betreffenden heuristischen Gesichtspunkt*, Annalen der Physik **322**, 132–148 (1905).
- [51] M. G. Raymer, J. Cooper, H. J. Carmichael, M. Beck and D. T. Smithey, *Ultrafast measurement of optical-field statistics by dc-balanced homodyne detection*, Journal of the Optical Society of America B **12**, 1801 (1995).
- [52] K. Husimi, *Some Formal Properties of the Density Matrix*, Proceedings of the Physico-Mathematical Society of Japan. 3rd Series **22**, 264–314 (1940).
- [53] E. Wigner, *On the Quantum Correction For Thermodynamic Equilibrium*, Physical Review **40**, 749–759 (1932).
- [54] R. J. Glauber, *Coherent and Incoherent States of the Radiation Field*, Physical Review **131**, 2766–2788 (1963).
- [55] E. C. G. Sudarshan, *Equivalence of Semiclassical and Quantum Mechanical Descriptions of Statistical Light Beams*, Physical Review Letters **10**, 277–279 (1963).
- [56] T. Kiesel and W. Vogel, *Nonclassicality filters and quasiprobabilities*, Physical Review A **82**, (2010).

- [57] T. Kiesel, W. Vogel, B. Hage and R. Schnabel, *Direct Sampling of Negative Quasi-probabilities of a Squeezed State*, Physical Review Letters **107**, (2011).
- [58] E. Agudelo, J. Sperling, W. Vogel, S. Köhnke, M. Mraz and B. Hage, *Continuous sampling of the squeezed-state nonclassicality*, Physical Review A **92**, (2015).
- [59] M. D. Levenson, R. M. Shelby and S. H. Perlmutter, *Squeezing of classical noise by nondegenerate four-wave mixing in an optical fiber*, Optics Letters **10**, 514 (1985).
- [60] A. S. Villar, *The conversion of phase to amplitude fluctuations of a light beam by an optical cavity*, American Journal of Physics **76**, 922–929 (2008).
- [61] R. A. Fisher and W. K. Bischel, *Numerical studies of the interplay between self-phase modulation and dispersion for intense plane-wave laser pulses*, Journal of Applied Physics **46**, 4921–4934 (1975).
- [62] G. H. Weiss and A. A. Maradudin, *The Baker-Hausdorff Formula and a Problem in Crystal Physics*, Journal of Mathematical Physics **3**, 771–777 (1962).
- [63] L. Kunz, M. G. A. Paris and K. Banaszek, *Noisy propagation of coherent states in a lossy Kerr medium*, arXiv:1707.09196v1 [quant-ph] , (2017).
- [64] M. Fiorentino, J. Sharping, P. Kumar and A. Porzio, *Amplitude squeezing in a Mach-Zehnder fiber interferometer: Numerical analysis of experiments with microstructure fiber*, Optics Express **10**, 128 (2002).
- [65] J. R. de Oliveira, M. A. de Moura, J. M. Hickmann and A. S. L. Gomes, *Self-steepening of optical pulses in dispersive media*, Journal of the Optical Society of America B **9**, 2025 (1992).
- [66] I. N. Bronstein, *Taschenbuch Der Mathematik*, Deutsch Harri GmbH; Auflage: 4., überarb. u. erw. A. (2000).
- [67] G. Adesso, S. Ragy and A. R. Lee, *Continuous Variable Quantum Information: Gaussian States and Beyond*, Open Systems & Information Dynamics **21**, 1440001 (2014).
- [68] S. L. Braunstein, *Squeezing as an irreducible resource*, Physical Review A **71**, (2005).
- [69] Y. Cai, J. Roslund, G. Ferrini, F. Arzani, X. Xu, C. Fabre and N. Treps, *Multimode entanglement in reconfigurable graph states using optical frequency combs*, Nature Communications **8**, 15645 (2017).
- [70] A. Sizmann and G. Leuchs, *Progress in Optics Vol. 39*, Elsevier (1999).
- [71] Lighthouse Photonics Inc., (Juli 2017), *Sprout-G Operator’s Manual*, 2151 O’Toole Avenue, Suite 50 San Jose, CA 95131 USA,
<http://lighthousephotonics.com/dev/wp-includes/pdf/Sprout-G>
[Zugriff am: 13.09.2017].
- [72] Coherent. Inc., (Aug 2004), *Operators’s Manual The Coherent Mira Optima 900-F*

- Laser*, 5100 Patrick Henry Drive Santa Clara, CA 95054,
<https://loci.wisc.edu/sites/default/files/2016-09/Mira>
[Zugriff am: 13.09.2017].
- [73] Kai Barnscheidt, *Towards quantum state tomography of Kerr-squeezed femtosecond pulses in optical fibers*, Masterarbeit (2017), Universität Rostock.
- [74] C. Froehly, B. Colombeau and M. Vampouille, *II Shaping and Analysis of Picosecond Light Pulses*, *Progress in Optics*, 63–153 (1983).
- [75] Oskar Schlettwein, *Detektion der Quanteneigenschaften gepulster Laserstrahlung*, Masterarbeit (2013), Universität Rostock.
- [76] NKT Photonics, *Koheras Adjustik Power E15*,
<http://www.nktphotonics.com/wp-content/uploads/sites/3/2015/04/koheras-adjustik-e15.pdf>
[Zugriff am: 20.09.2017].
- [77] NKT Photonics, *Koheras Boostik*,
<http://www.nktphotonics.com/wp-content/uploads/sites/3/2015/03/koheras-boostik.pdf>
[Zugriff am: 20.09.2017].
- [78] E. Hering, K. Bressler and J. Gutekunst, *Elektronik für Ingenieure (Springer-Lehrbuch) (German Edition)*, Springer (2001).
- [79] S. Schmitt, J. Ficker, M. Wolff, F. König, A. Sizmann and G. Leuchs, *Photon-Number Squeezed Solitons from an Asymmetric Fiber-Optic Sagnac Interferometer*, *Physical Review Letters* **81**, 2446–2449 (1998).
- [80] J. Heersink, T. Gaber, S. Lorenz, O. Glöckl, N. Korolkova and G. Leuchs, *Polarization squeezing of intense pulses with a fiber-optic Sagnac interferometer*, *Physical Review A* **68**, (2003).
- [81] M. Meissner, C. Marquardt, J. Heersink, T. Gaber, A. Wietfeld, G. Leuchs and U. L. Andersen, *All-fibre source of amplitude squeezed light pulses*, *Journal of Optics B: Quantum and Semiclassical Optics* **6**, S652–S657 (2004).
- [82] M. Meissner, M. Rösch, B. Schmauss and G. Leuchs, *Optimum splitting ratio for amplifier noise reduction by an asymmetric nonlinear optical loop mirror*, *Applied Physics B* **80**, 489–495 (2005).
- [83] Thorlabs Inc., *Polarization Maintaining Fiber: Bow-Tie Style HB1500T*, <https://www.thorlabs.de/thorproduct.cfm?partnumber=HB1500T>
[Zugriff am: 13.09.2017].
- [84] P. Rohrmann, A. Hause and F. Mitschke, *Two-soliton and three-soliton molecules in optical fibers*, *Physical Review A* **87**, (2013).

Eigene Publikationen

- [OS18] O. Schlettwein, K. Barnscheidt, S. Köhnke, M. Schünemann and B. Hage, *Numerical simulation of spectral quantum correlation of short pulses in optical fibers beyond solitons*, **in preparation**, (2018).
- [KMA⁺18] S. Köhnke, O. Schlettwein, M. Mraz, E. Agudelo, J. Sperling, W. Vogel and B. Hage, *Detection of nonclassical correlations beyond entanglement and quantum discord*, **in preparation**, (2018).

Präsentationen

Vorträge:

- 10.10.2014 DFG-SFB 652 Workshop, Plau am See
„Squeezed light and reconstruction of quantum states“
- 20.11.2014 DFG-SFB 652 GRK Meeting
„Squeezed light generation in optical fibers“
- 29.02.2016 DPG Frühjahrstagung (SAMOP), Hannover
„Q 5.6: Quantum state tomography for optical soliton molecules“
- 28.02.2017 DFG-SFB 652 GRK Workshop, Güstrow
„Kerr squeezing-the perfect local oscillator“
- 08.03.2017 DPG Frühjahrstagung (SAMOP), Mainz
„Q 4.5: Quantum state tomography of Kerr squeezed femto second pulses in optical fibers“

Poster:

- 15.09.2015 3rd International Conference on Correlation Effects in Radiation Fields, Rostock
„Towards pulsed quantum state tomography“
- 22.02.2016 Quantum Optics Obergurgl 2016, Österreich
„Quantum state tomography of bright pulses“
- 15.06.2017 DFG-SFB 652 Abschlusskolloquium, Rostock
„Towards quantum state tomography of Kerr-squeezed femtosecond pulses“

Lebenslauf

Persönliche Angaben:

Name: Oskar Schlettwein
Anschrift: Weverweg 7
18055 Rostock
Telefon: +49 172 1987417
E-mail: oskarschlett@gmx.de
Geburtsdatum und -ort: 24. Februar 1990 in Rostock
Familienstand ledig

Ausbildung:

06/2008 **Abitur** (Note: 1,6)
CJD Rostock
Leistungskurse: Mathematik, Physik

10/2008 - 09/2011 **Bachelorstudium Physik** (Note: 2,8)
Universität Rostock
Bachelorarbeit zum Thema: *Kalorimetrische Untersuchung von Phasenübergängen. Eine Fehlerabschätzung für Heizraten von 2000 K/s* (Note: 1,4)

10/2011 - 10/2013 **Masterstudium Physik** (Note: 1,8)
Universität Rostock
Masterarbeit zum Thema: *Detektion der Quanteneigenschaften gepulster Laserstrahlung* (Note: 1,8)

11/2013 - 08/2018 **Promotion in der Physik**
Universität Rostock
AG Experimentelle Quantenoptik, Prof. Hage
Dissertation zum Thema: *Quanteneigenschaften Kerrgequetschter femtosekunden Pulse*