

# Abschlussbericht

zum Teilvorhaben Zeit- und Frequenzsuperauflösung

im Verbundprojekt Application-ready superresolution in space and frequency

Zuwendungsempfänger: Universität Paderborn

Förderkennzeichen: 13N15232

Laufzeit des Vorhabens: 01.03.2020-28.02.2024

## Teil I: Kurzbericht

Die Quantenmetrologie ist eines der vielversprechendsten Anwendungsfelder für die kurzfristige Vermarktung von Quantentechnologien. Unter anderem auch, da die Anforderungen an Bauteile in diesem Feld deutlich geringer sind als für Anwendungen im Quantencomputing. In diesem Projekt wurde insbesondere auf den Aspekt von Zeit- und Frequenzmessungen eingegangen. Man stelle sich vor, dass man den Abstand zwischen zwei aufeinanderfolgenden Lichtpulsen ermitteln möchte. Üblicherweise verwendet man hierzu eine schnelle Fotodiode und, zum Beispiel, ein schnelles Oszilloskop. Solange die beiden Pulse deutlich voneinander getrennt sind, kann man aus dieser Messung den Zeitabstand ermitteln. Ist der Abstand der Pulse jetzt aber kleiner als ihre Pulsdauer, kann diese Messung nicht einmal mehr erkennen, dass es sich um zwei Pulse handelt. Bei der Mikroskopie spricht man hierbei von der Auflösungsgrenze, in der Astronomie von Rayleighs Fluch.

Vor einigen Jahren wurde sich dieses Problems mit Methoden der Quantenmesstheorie angenommen. Hierbei wird der Informationsgehalt eines einzelnen Messereignisses, die sogenannten Fisher-Information, bestimmt. Aus diesem kann dann im Umkehrschluss die erreichbare Präzision einer Messung ermittelt werden, indem man die Cramer-Rao-Schranke berechnet. Diese ist ein Maß für die Ungenauigkeit der Messung. Wird die Ungenauigkeit größer als der eigentliche Messwert erreicht man die Auflösungsgrenze. Allerdings erlaubt die Quantenmechanik noch einen Schritt weiterzugehen. Anstatt sich nur auf eine bestimmte Messung zu beschränken, kann man alle Messungen, welche quantenmechanisch erlaubt sind, betrachten und die beste auswählen. Dann erhält man den maximal möglichen Informationsgewinn – die Quanten-Fisher-Information – und die ultimative Genauigkeit – die Quanten-Cramer-Rao-Schranke – einer Quanten-optimalen Messung.

Im Fall des bisher diskutierten Messproblems stellt man fest, dass Intensitätsmessungen (also zum Beispiel Messungen mit einer Fotodiode) tatsächlich von Rayleighs Fluch betroffen sind, wohingegen phasensensitive Messungen den Fluch umgehen können und eine optimale Präzision für beliebige Abstände bieten. Diese ist dann praktisch nur noch durch Imperfektionen in den Messinstrumenten beschränkt. Genau hier setzte dieses Projekt an, da untersucht wurde, wie diese Imperfektionen verringert werden können, um praktisch eine höhere Auflösung zu erzielen.

Das Arbeitstier dieses Projekts war das sogenannte Quantenpulsgatter (QPG), ein Bauteil, welches

auf dispersionsangepasster Summenfrequenzerzeugung in einem periodisch gepolten Wellenleiter beruht und vor Jahren in unserer Gruppe entwickelt wurde. Ohne ins Detail zu gehen, erlaubt das QPG, Quanten-optimale Zeit- und Frequenz-Abstandsmessungen im Sinne der Quanten-Cramer-Rao-Schranke zu implementieren. Dieses hatten wir im Vorfeld des Projekts bereits grundsätzlich demonstriert, allerdings noch nicht optimiert.

Die Beschränkung des QPG liegt in der Phasenanpassungsbandbreite. Je kleiner diese wird, desto besser wird die erreichbare Auflösung. Grundsätzlich gibt es zwei Möglichkeiten, die Phasenanpassungsbandbreite eines nichtlinear-optischen Prozesses zu reduzieren. Einerseits kann man die Länge des Interaktionsmediums – in unserem Fall des periodisch gepolten Wellenleiters – vergrößern, andererseits kann man Resonatoren verwenden. Beide Ansätze wurden im Lauf des Projekts untersucht.

In einem 70mm langen Wellenleiter konnte eine Phasenanpassungsbandbreite von weniger als 10GHz demonstriert werden. Weiterhin eine Konversionseffizienz von mehr als 60% bei nur 12mW Pumpleistung. Allerdings wurde hier auch sehr klar ersichtlich, dass lange Wellenleiter hochsensitiv auf Fertigungstoleranzen reagieren und eine weitere Verbesserung der Herstellungstechnologie notwendig ist, bevor diese Technologie anwendungsreif werden kann.

Im Gegensatz dazu, können schmale Bandbreiten auch durch die Verwendung von Resonatoren erreicht werden. Im Projekt wurde ein System aus zwei gekoppelten Wellenleiterresonatoren entwickelt. Ein Resonator, in dem die Konversion stattfindet und ein dazu gekoppelter Resonator, der nur eine einzige Resonanz des ersten auswählt. Eine Systemmodellierung basierend auf gemessenen Leistungskennzahlen ergibt eine erreichbare Phasenanpassungsbandbreite von weniger als 100MHz, also eine Verringerung von zwei Größenordnungen im Vergleich zu der langen Probe. Hiermit lässt sich die praktisch erreichbare Auflösung von Quanten-optimalen Zeit- und Frequenzmessungen um einen Faktor sechs verbessern.

Als grundlegende Fragestellung wurde weiterhin untersucht, welchen Einfluss die Kohärenz zwischen den beiden Pulsen auf die Abstandsmessung hat. Es konnte gezeigt werden, dass die Kohärenz tatsächlich keinen Einfluss hat und optimale Messungen für inkohärente Pulse auch für (partiell) kohärente Pulse weiterhin Quanten-optimal sind.

Zusammengefasst sind die Hauptergebnisse des Projekts die Untersuchung langer und resonanter QPGs für Quanten-optimale Zeit- und Frequenz-Abstandsmessungen. Insbesondere die Verwendung resonanter Strukturen erlaubt es, die praktisch erreichbare Auflösung um einen Faktor sechs gegenüber bisherigen Ergebnissen zu verbessern und somit anwendungsrelevant zu machen.

# Abschlussbericht

zum Teilvorhaben Zeit- und Frequenzsuperauflösung

im Verbundprojekt Application-ready superresolution in space and frequency

Zuwendungsempfänger: Universität Paderborn

Förderkennzeichen: 13N15232

Laufzeit des Vorhabens: 01.03.2020-28.02.2024

## Teil II: Ausführlicher Sachbericht

**Zusammenfassung:** Im Rahmen des QuantERA Verbundes ApresSF untersuchte die Universität Paderborn (UPB) in diesem Teilprojekt supraaufgelöste Messungen in Zeit und Frequenz.

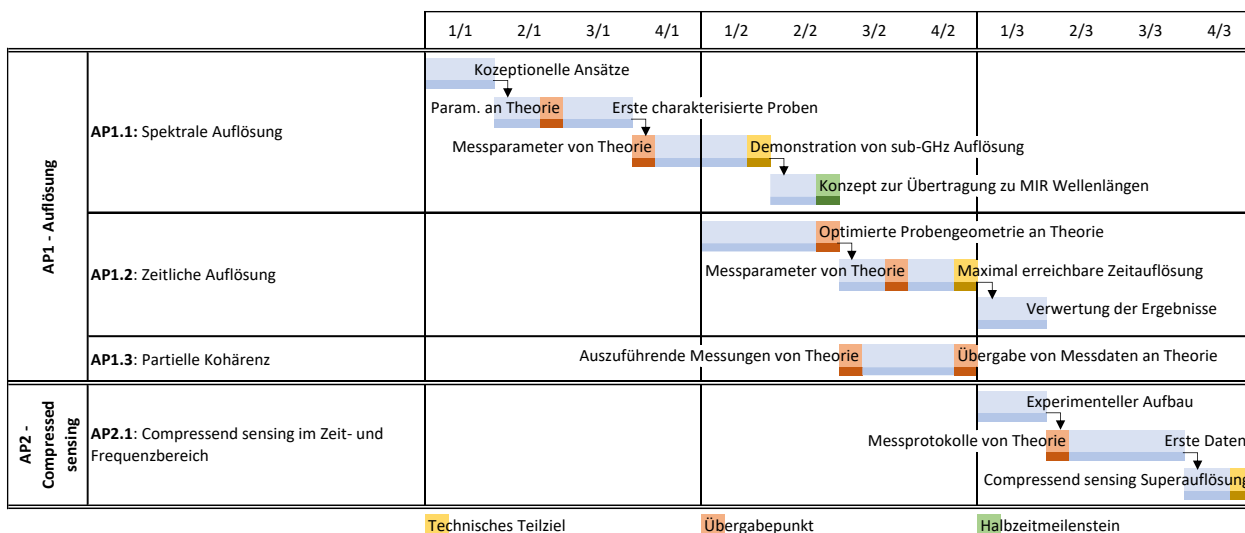
Gemäß dem Arbeitsplan wurden Limitierungen für die tatsächlich erreichbare spektrale und zeitliche Auflösung untersucht. Als Hauptbeschränkung wurde die endliche Phasenanpassungsbreite der verwendeten nichtlinear-optischen Bauteile identifiziert. Konsequenterweise wurde ein Ansatz entwickelt, diese Bandbreite zu limitieren ohne Messsignal zu verlieren. Der Ansatz basiert auf gekoppelten Wellenleiterresonatoren und verspricht eine Verringerung der Phasenanpassungsbandbreite um mehrere Größenordnungen für realistische Herstellungsparameter. Weiterhin wurde untersucht, inwiefern optimierte Bauteile eine höhere Effizienz zulassen.

Darüber hinaus wurde der Einfluss von Kohärenz auf supraaufgelöste Messungen untersucht. Vor Projektbeginn war bekannt, dass Superauflösung für zwei inkohärente Quellen erreicht werden kann. Allerdings war nicht klar, inwiefern Kohärenz dieses Ergebnis beeinflusst. Zusammen mit Verbundpartner konnte gezeigt werden, dass Superauflösung auch bei Kohärenz erreichbar ist und optimale Messungen für inkohärente Quellen auch für (partiell) kohärente Quellen weiter optimal sind.

Die Arbeiten in diesem Projekt verliefen überwiegend gemäß der Teilvorhabenbeschreibung. Allerdings konnte die finale experimentelle Demonstration eines resonanten Quantenpulsgatters für Superauflösung nicht während der Projektdauer gezeigt werden. Dies wird derzeit im Nachgang des Projekts fertiggestellt.

# 1. Motivation und Arbeitsplan

In diesem Projekt wurde untersucht, inwiefern sich die reell erreichbare Auflösung bei Zeit- und Frequenz-superaufgelösten Messungen verbessern lässt. Superauflösung bedeutet in diesem Zusammenhang, dass eine bestimmte Messgröße mit der bestmöglichen durch die Quantenmechanik erlaubten Präzision gemessen wird. Üblicherweise ist diese Genauigkeit jenseits derer von klassisch etablierten Messmethoden. Ein Beispiel hierfür ist die Messung des zeitlichen Abstandes zweier Lichtpulse, welcher üblicherweise mithilfe einer schnellen Fotodiode vermessen wird. Sobald die Lichtpulse näher zusammenrücken als ihre Dauer können sie mit einer Fotodiode nicht mehr aufgelöst werden, man spricht hier von „Rayleighs Fluch“. Allerdings erlaubt die Quantenmechanik grundsätzlich Messungen, die beliebig kleine Zeitabstände zwischen zwei Lichtpulses auflösen können. Diese sind dann nur noch durch experimentelle Imperfektionen begrenzt. Diese Imperfektionen sollten in diesem Projekt näher untersucht und, wenn möglich, reduziert werden. Die Arbeiten waren gemäß dem Arbeitsplan auf zwei Arbeitspakete (APs) verteilt und innerhalb der APs in Arbeitsschritte unterteilt.



AP1 – Auflösung untersucht hierbei experimentell erreichbare Auflösungen und deren Limitierungen, während sich die Arbeiten in AP2 – HD QKD auf optimierte Messprotokolle konzentrieren.

## 2. Darstellung der Arbeiten

**AP1.1: Spektrale Auflösung. Grundlagen.** Lord Rayleigh stellte bei der Beobachtung von Sternen seine berühmte Auflösungsgrenze auf. Zwei inkohärente Punktequellen können nur separiert beobachtet werden, wenn das erste Minimum des Airy-Scheibchens der einen Quelle auf das Maximum des Airy-Scheibchens der zweiten Quelle fällt. Sind die Quellen näher zusammen, können sie nicht aufgelöst werden – man spricht von Rayleighs Fluch.

Kürzlich konnte mit Methoden der Quantenmesstheorie gezeigt werden, dass Rayleighs Fluch ein Resultat der durchgeführten Messung und keine fundamentale Limitierung ist. In der Tat verhält es sich dergestalt, dass die Quantenmechanik Messungen erlaubt, die beliebig kleine Abstände zwischen zwei Punktequellen auflösen können – die sogenannte Superauflösung.

Formell wird das Auflösungsvermögen durch die sogenannten (Quanten-)Cramer-Rao-Schranke definiert. Diese ist ein Maß für die Ungenauigkeit einer Messung. Für die Abbildung zweier Sterne mit einem Teleskop etwa divergiert die Cramer-Rao-Schranke für kleine Abstände, was sinngemäß Rayleighs Fluch entspricht. Die Quanten-Cramer-Rao-Schranke hingegen bleibt konstant, woraus man abliest, dass die Messgenauigkeit mit sinkendem Abstand nicht abnimmt.

Im Rahmen dieses Projekts wurden diese Sachverhalte für Frequenz- und Zeitmessungen untersucht. Unsere Gruppe hatte bereits im Vorfeld gezeigt, dass Superauflösung im Zeit- und Frequenzbereich mithilfe eines Quantenpulsgatters (QPG) realisiert werden kann. Ein QPG ist ein dispersionsangepasster Summenfrequenzerzeugungsprozess in einem periodisch gepolten Titan-eindiffundierten Lithiumniobatwellenleiter. Hierbei ist die Besonderheit, dass ein Eingangssignal bei Telekommunikationswellenlängen und ein klassischer Pumpuls bei circa 860nm mit der gleichen Gruppengeschwindigkeit durch den Wellenleiter propagieren. Dadurch können sogenannte modenselektive Messungen realisiert werden, bei denen das Eingangssignal auf das komplexe Spektrum des Pumpulses – dessen sogenannte zeitliche Mode – projiziert wird.

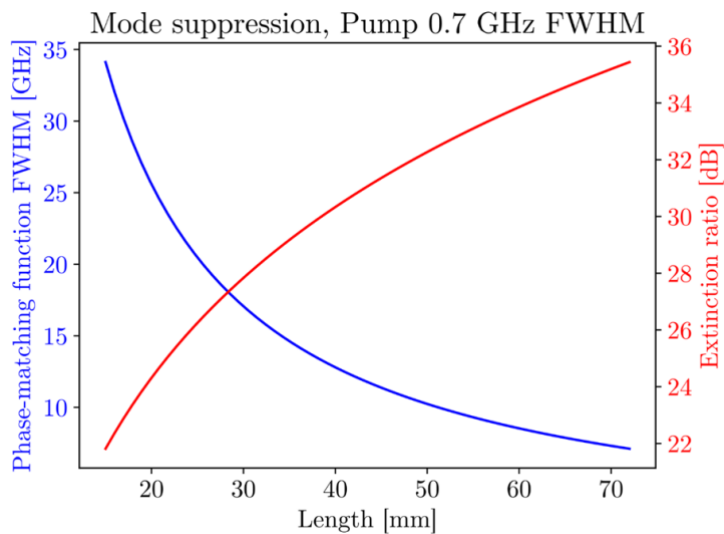
Insbesondere lassen sich hiermit Messungen realisieren, bei denen das Eingangssignal auf Moden mit gerader und ungerader Parität projiziert wird, in diesem Projekt üblicherweise spektrale Hermit-Gauß-Moden der 0-ten Ordnung,  $HG_0$ , und 1-ten Ordnung,  $HG_1$ . Für kleine Abstände, bei denen klassische Messungen versagen, sind diese Projektionen zur Bestimmung des Abstands zwischen zwei Quellen ausreichend.

Insbesondere lässt sich aus den konvertierten Leistungen in den beiden Moden eine Abschätzung für den Abstand errechnen, wenn die Leistungen ins Verhältnis gesetzt werden:

$$\frac{P_{HG_1}}{P_{HG_0}} = \frac{\sigma_{PM}^2}{4 \sigma_v} + \frac{s_t^2}{16 \sigma_t^2} + \frac{s_v^2}{16 \sigma_v^2}, \quad (1)$$

Hierbei ist  $\sigma_{PM}$  die Bandbreite der Phasenanpassungskurve (Englisch: phase matching; PM) des QPG,  $\sigma_v$  ist die spektrale Bandbreite des Eingangssignals und des Pumpulses,  $\sigma_t$  ist die Dauer des Eingangssignals und des Pumpulses und  $s_v$  und  $s_t$  sind die spektralen und zeitlichen Abstände zwischen zwei Eingangspulsen, analog zum Abstand zweier Sterne. Im Idealfall hat das QPG eine verschwindende Phasenanpassungsbandbreite  $\sigma_{PM} \rightarrow 0$ . Folglich ist  $P_{HG_1}/P_{HG_0} \rightarrow 0$  für verschwindende spektrale und zeitliche Abstände und man kann beliebige Abstände auflösen.

Die tatsächlich erreichbare Auflösung wird jedoch durch Crosstalk zwischen den Messungen aufgrund der endlichen Breite der Phasenanpassungsfunktion begrenzt. Dies führt zu falschen Detektionsereignissen für  $HG_1$ , selbst bei verschwindenden Abständen. In diesem Fall können nur Abstände mit Beiträgen, die größer sind als der Crosstalk, erkannt werden, was zu einer minimalen Auflösung führt. In ersten Demonstrationen unserer Gruppe wurden diese auf etwa 200fs und 100GHz geschätzt. Um den Crosstalk zu reduzieren und damit die Auflösung zu erhöhen, ist es von entscheidender Bedeutung, die Breite der Phasenanpassung zu reduzieren.

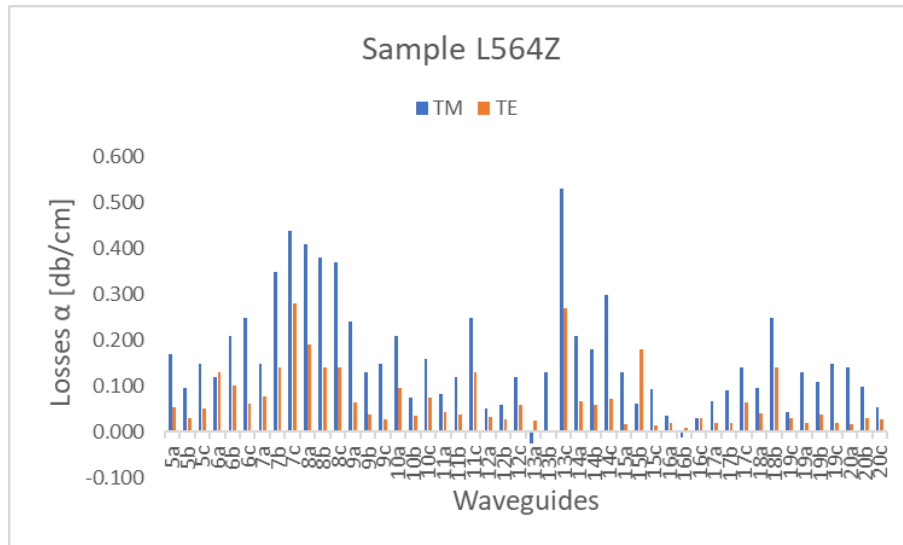


**Abb.1.** Bandbreite der Phasen Anpassungsfunktion (blau) und Extinktionsverhältnis (rot) in Abhängigkeit von der Länge der QPG-Probe.

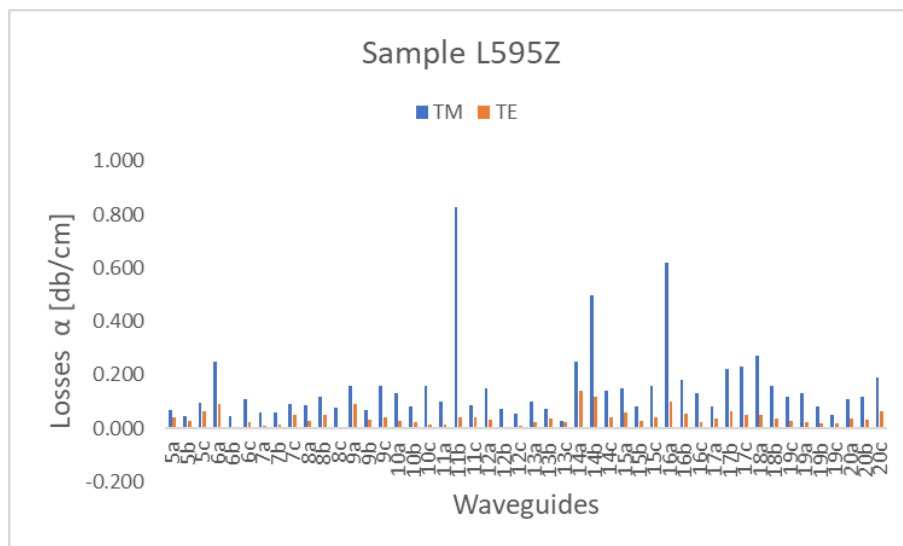
Abb. 1 zeigt theoretische Kurven für die Halbwertsbreite (Englisch: full width at half maximum; FWHM) der Phasen Anpassungsfunktion (in blau) und das Extinktionsverhältnis (in rot), aufgetragen gegen die Länge des QPG. Das Extinktionsverhältnis ist ein Maß für den Crosstalk: je größer die Extinktion, desto geringer der Crosstalk. Es ist zu beobachten, dass mit zunehmender Länge der QPG-Probe die Bandbreite der Phasen Anpassungsfunktion abnimmt (blaue Linie), während das Extinktionsverhältnis steigt (rote Linie). Es ist daher wünschenswert, lange QPG-Proben mit annähernd idealem Verhalten herzustellen.

Im Folgenden werden zwei Ansätze zur Verbesserung der Leistungskennzahlen eines QPGs diskutiert. Zum einen die Herstellung langer QPGs, welche neben einer reduzierten Phasen Anpassungsbandbreite auch eine höhere Effizienz versprechen. Zum anderen die Herstellung von resonanten QPGs (rQPGs), welche die Phasen Anpassungsbandbreite um mehrere Größenordnungen verringern und deutlich kompakter als lange QPGs sein können.

Lange QPGs. Im Rahmen des Projekts wurden in unserem hauseigenen Reinraum zwei lange QPGs hergestellt. Diese weisen Längen von 70mm und 67mm auf. Beide Proben wurden im Hinblick auf ihre linear optischen Verluste und Phasen Anpassungskurven charakterisiert. Abbildungen 2 und 3 zeigen die Verluste in den beiden Proben. Obwohl eine gewisse Streuung aufgrund von Fabrikationstoleranzen unvermeidbar ist, finden sich in beiden Proben Wellenleiter mit Verlusten von weniger als 0.1dB/cm. Diese sind prinzipiell für die Verwendung in einem QPG geeignet.



**Abb. 2.** Propagationsverluste der 67mm langen QPG-Probe.

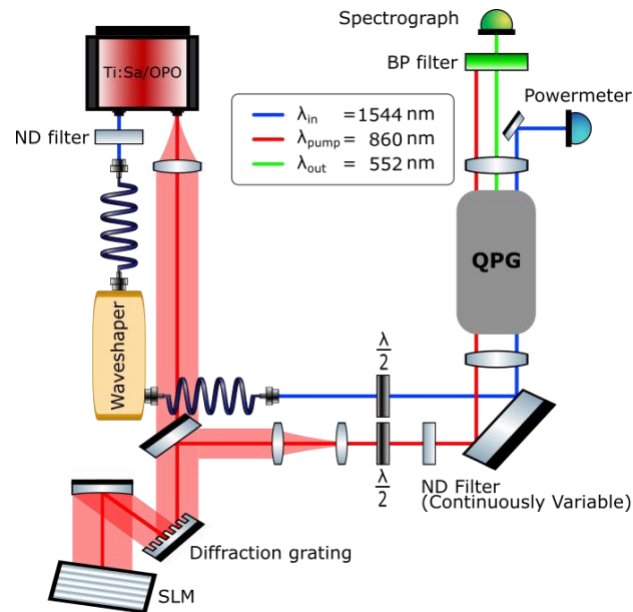


**Abb. 3.** Propagationsverluste der 70mm langen QPG-Probe.

Bei der Charakterisierung der Phasen Anpassungskurven stellte sich heraus, dass beide Proben breitere Bandbreiten aufweisen als erwartet. Dies liegt in Fertigungstoleranzen begründet. Tatsächlich konnten wir zeigen, dass es eine große Herausforderung ist, eine Probenlänge von mehr als 40mm herzustellen.

Für die folgende Charakterisierung der Konversionseffizienz wurde eine bereits existierende QPG-Probe mit einer Länge von 70mm und nahezu idealer Phasen Anpassung verwendet.

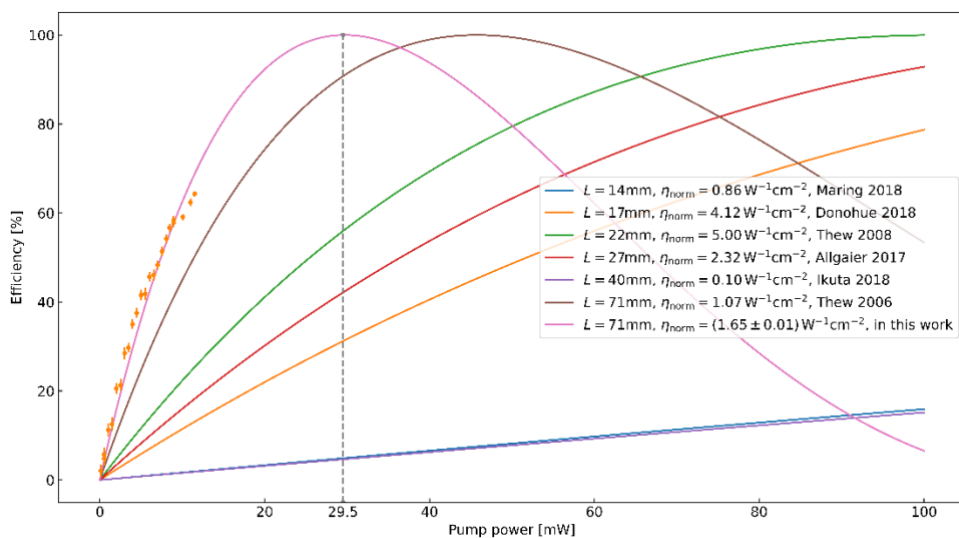
Die Konversionseffizienz eines QPGs,  $\eta$ , hängt im Wesentlichen von drei Faktoren ab. Erstens, von der normierten Konversionseffizienz,  $\eta_{norm}$ , die eine Eigenschaft des Wellenleiters ist und empfindlich von jeglichen Inhomogenitäten abhängt; zweitens, von der Wellenleiterlänge,  $L$ , welche die Konversionseffizienz erhöht aber, wie oben erwähnt, die Herstellung erschwert; und schließlich von der Pumpleistung,  $P_{pump}$ , welche direkt in die Konversionseffizienz eingeht und im Experiment am einfachsten zu kontrollieren ist.



**Abb. 4.** Schemazeichnung des experimentellen Aufbaus zur Ermittlung der Konversionseffizienz.

Abb. 4 zeigt schematisch den Aufbau für die Messung der Konversionseffizienz. Die Pump- und Eingangspulse wurden mit einem ultraschnellen Ti:Sa Oszillator und einem optisch-parametrischen Oszillator (Ti:Sa/OPO) erzeugt. Die Eingangspulse wurden mit einem kommerziellen Waveshaper (Waveshaper) in verschiedene Hermit-Gauß-Moden geformt, während die Pumppulse mit einer 4-f-Linie mit Beugungsgitter und einem Flüssigkristall-Lichtmodulator (Englisch: spatial light modulator; SLM) geformt wurden.

Beide Strahlen wurden auf eine spektrale Breite von 0,8 THz gesetzt. Das Signal wurde mit Neutraldichtfiltern (ND) abgeschwächt und beide Pulse wurden in den Wellenleiter eingekoppelt. Nach der Probe detektierten filterten wir das erzeugte QPG-Ausgangslicht mit einem spektralen Bandpass-Filter (BP) und detektierten es mit einem Einzelphotonen-sensitiven Spektrographen. Die Leistung des transmittierten Signals wurde mit einem Leistungsmessgerät (PM) gemessen.



**Abb. 5.** Gemessene QPG-Konversionseffizienz als Funktion der Pumpleistung für verschiedene Proben..

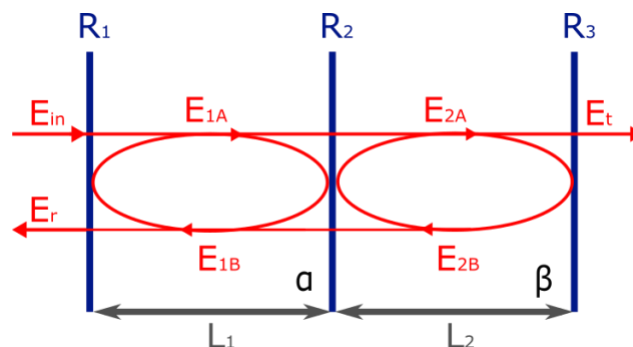
Die Messung dieser Werte für verschiedene Pumpleistungen ermöglicht es uns, die Konversionseffizienz zu extrahieren, wie in Abb. 5 gezeigt, wo  $\eta$  als Funktion von  $P_{pump}$  dargestellt ist. Die Punkte sind die experimentellen Werte. Wir messen eine maximale Konversionseffizienz von 64,35% bei einer Pumpleistung von nur  $P_{pump}=11,5\text{mW}$ . Aus diesen Messungen lässt sich eine normierte Konversionseffizienz von  $\eta_{norm}=(165 \pm 1)\%/(W\text{ cm}^2)$  extrahieren. Die anderen Kurven wurden aus früheren Veröffentlichungen der Gruppe entnommen.

Obwohl die hier vermessene Probe nicht die höchste normierte Konversionseffizienz hat, wird durch die große Länge dennoch die höchste totale Konversionseffizienz erreicht. Dies unterstreicht die Wichtigkeit einer extrem gut kontrollierten Herstellungstechnologie.

Resonante QPGs. Wie eben diskutiert, sind längere QPGs eine Möglichkeit, die Phasen Anpassungsbreite zu reduzieren und die Konversionseffizienz zu erhöhen. Allerdings lassen sich QPGs nicht beliebig lang machen, da man zum Beispiel durch die maximale Größe verfügbarer Lithiumniobat-Wafer eingeschränkt ist. In unserem Fall ist der maximale Durchmesser der Wafer 100mm, was eine maximale Probenlänge von ca. 90mm bedingt. Weiterhin wurde gezeigt, dass die Herstellung derartiger Proben extrem stark durch Fertigungstoleranzen eingeschränkt ist. Im Weiteren diskutieren wir einen weiteren Ansatz, der um Größenordnungen kleinere Phasen Anpassungsbandbreiten verspricht: die Verwendung von resonanten QPGs (rQPGs).

Im Prinzip wäre es ausreichend, einen Resonator für das konvertierte Ausgangslicht des QPG, welches durch die Phasen Anpassungskurve definiert ist, zu bauen. Wellenleiterresonatoren sind wohl bekannt und wurden in unserer Gruppe auch schon mehrfach realisiert. Allerdings bedingt dieser Ansatz starkes externes Filtern, um eine einzelne Resonanz aus dem konvertierten Licht herauszufiltern. Dies führt zu großen Verlusten und damit zu einem insgesamt ineffizienten Prozess. Ein besserer Weg ist die Verwendung gekoppelter Resonatoren. In einem ersten Resonator findet ein QPG-Prozess statt, bei dem das Ausgangslicht in verschiedenen Linien erzeugt wird. Ein zweiter, gekoppelter Resonator wählt den kohärent eine einzelne Resonanz aus. Im Endergebnis führt dieses Vorgehen zu einer extrem schmalen Phasen Anpassung.

Im Rahmen des Projekts wurde eine theoretische Beschreibung dieses Systems entwickelt, welche mit realistischen experimentellen Parametern kompatibel ist.



**Abb. 6.** System zweier gekoppelter Resonatoren.

Abb. 6 zeigt schematisch ein System zweier gekoppelter Resonatoren mit Längen  $L_1$  und  $L_2$  und Spiegelreflektivitäten  $R_1$ ,  $R_2$  und  $R_3$ . Die Propagationsverluste innerhalb der Resonatoren seien  $\alpha$  und  $\beta$ . Löst man das zugehörige Gleichungssystem, erhält man die Transferfunktion des Resonatorsystems, auf die nicht im Detail eingegangen wird:

$$\frac{E_t}{E_{in}} = \frac{i e^{-(\alpha L_1 + \beta L_2)} e^{-\frac{i 2\pi n}{\lambda}(L_1 + L_2)} \sqrt{(1-R_1)(1-R_2)(1-R_3)}}{1 - e^{-2\alpha L_1} e^{-i 4\pi n \frac{L_1}{\lambda} \sqrt{R_1 R_2}} - e^{-2\beta L_2} e^{-i 4\pi n \frac{L_2}{\lambda} \sqrt{R_2 R_3}} + e^{-2(\alpha L_1 + \beta L_2)} e^{-i 4\pi n \frac{(L_1 + L_2)}{\lambda} \sqrt{R_1 R_3}}} \quad (2)$$

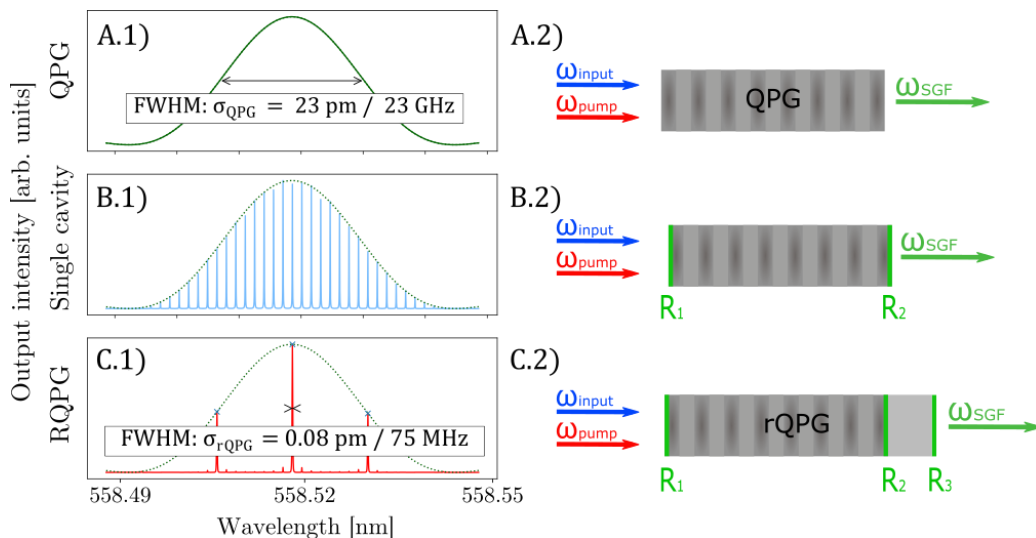
$$E_{circ1} = \frac{E_{1A}}{E_{in}} = \frac{i \sqrt{(1-R_1)} \left( 1 - e^{-2\beta L_2} e^{-\frac{i 4\pi n}{\lambda} L_2} \sqrt{R_2 R_3} \right)}{1 - e^{-2\alpha L_1} e^{-i 4\pi n \frac{L_1}{\lambda} \sqrt{R_1 R_2}} - e^{-2\beta L_2} e^{-i 4\pi n \frac{L_2}{\lambda} \sqrt{R_2 R_3}} + e^{-2(\alpha L_1 + \beta L_2)} e^{-i 4\pi n \frac{(L_1 + L_2)}{\lambda} \sqrt{R_1 R_3}}} \quad (3)$$

$$E_{circ2} = \frac{E_{2A}}{E_{in}} = \frac{i e^{-2\alpha L_1} e^{-\frac{i 4\pi n}{\lambda} L_1} \sqrt{(1-R_1)(1-R_2)}}{1 - e^{-2\alpha L_1} e^{-i 4\pi n \frac{L_1}{\lambda} \sqrt{R_1 R_2}} - e^{-2\beta L_2} e^{-i 4\pi n \frac{L_2}{\lambda} \sqrt{R_2 R_3}} + e^{-2(\alpha L_1 + \beta L_2)} e^{-i 4\pi n \frac{(L_1 + L_2)}{\lambda} \sqrt{R_1 R_3}}} \quad (4)$$

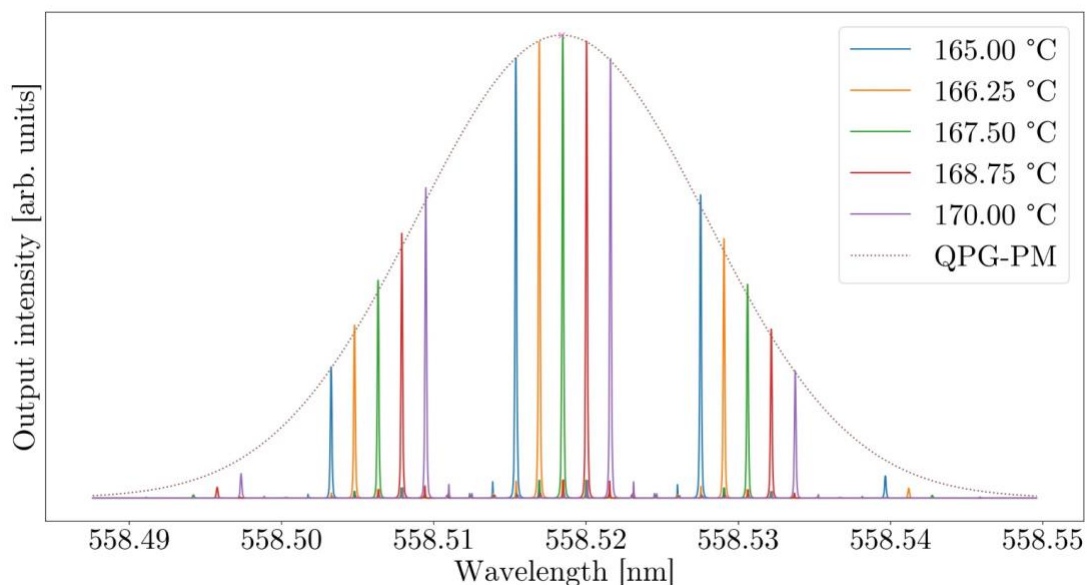
$$\frac{E_r}{E_{in}} = \frac{\sqrt{R_1} - e^{-2\alpha L_1} e^{-\frac{i 4\pi n}{\lambda} L_1} \sqrt{R_2} + e^{-2(\alpha L_1 + \beta L_2)} e^{-i 4\pi n \frac{(L_1 + L_2)}{\lambda} \sqrt{R_3}} - e^{-2\beta L_2} e^{-i 4\pi n \frac{L_2}{\lambda} \sqrt{R_1 R_2 R_3}}}{1 - e^{-2\alpha L_1} e^{-i 4\pi n \frac{L_1}{\lambda} \sqrt{R_1 R_2}} - e^{-2\beta L_2} e^{-i 4\pi n \frac{L_2}{\lambda} \sqrt{R_2 R_3}} + e^{-2(\alpha L_1 + \beta L_2)} e^{-i 4\pi n \frac{(L_1 + L_2)}{\lambda} \sqrt{R_1 R_3}}} \quad (5)$$

Ausgehend von gemessenen Probenparametern wurde ein derartiges rQPG modelliert. Als Ausgangswerte dienen hierbei  $L_1=40\text{mm}$ ,  $R_1=1$  und  $\alpha = \beta = 0.046\text{dB/cm}$ . Das Modell ergab optimierte Parameter von  $L_2=5\text{mm}$ ,  $R_2=0.992$  und  $R_3=0.900$ , kompatibel mit den Kapazitäten unserer Herstellungstechnologie.

Abb. 7 zeigt die Phasen Anpassungskurven verschiedener QPG-Geometrien. Die erste Zeile bezieht sich auf ein Standard-QPG mit einer Länge von 40mm und wir erhalten eine Phasen Anpassungsbreite von 23GHz. Die zweite Zeile zeigt den Einfluss eines Resonators für das konvertierte Licht. Die Phasen Anpassungskurve wird durch die Resonanzen moduliert, aber man findet viele Resonanzen am Ausgang. Die dritte Zeile zeigt schließlich die Phasen Anpassungskurve eines rQPGs mit zwei gekoppelten Resonatoren und den oben ermittelten Werten. Das konvertierte Ausgangslicht befindet sich überwiegend in einer einzelnen Resonanz mit einer Bandbreite von 75MHz. Dies entspricht einer Verringerung der Bandbreite im Vergleich zu einem Standard-QPG von fast drei Größenordnungen.



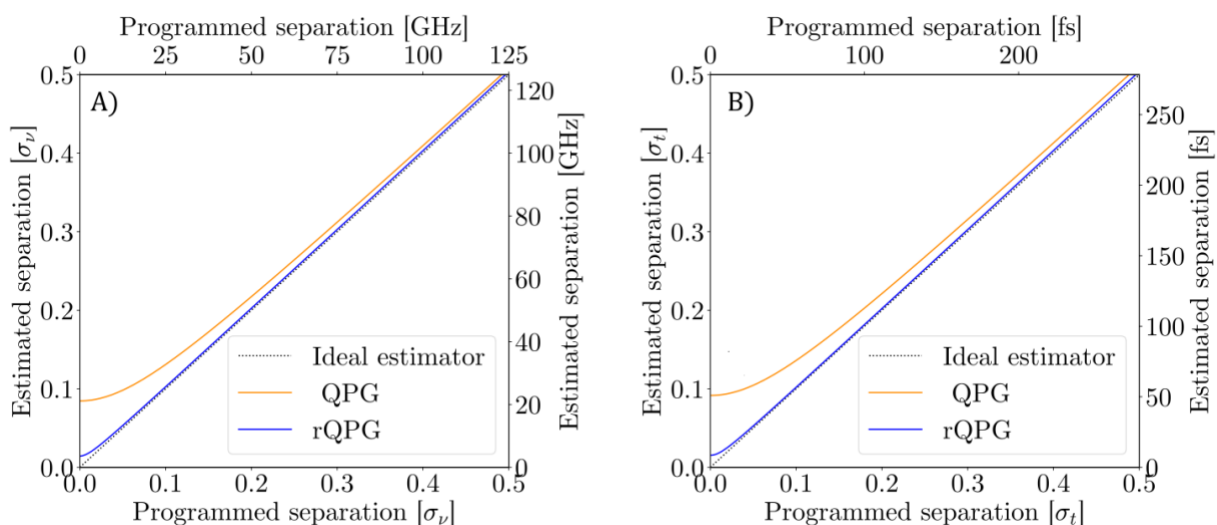
**Abb. 7.** Phasen Anpassungskurve eines Standard-QPGs (A.1 und A.2), eines rQPGs mit nur einem Resonator (B.1 und B.2) und eines vollständigen rQPGs (C.1 und C.2).



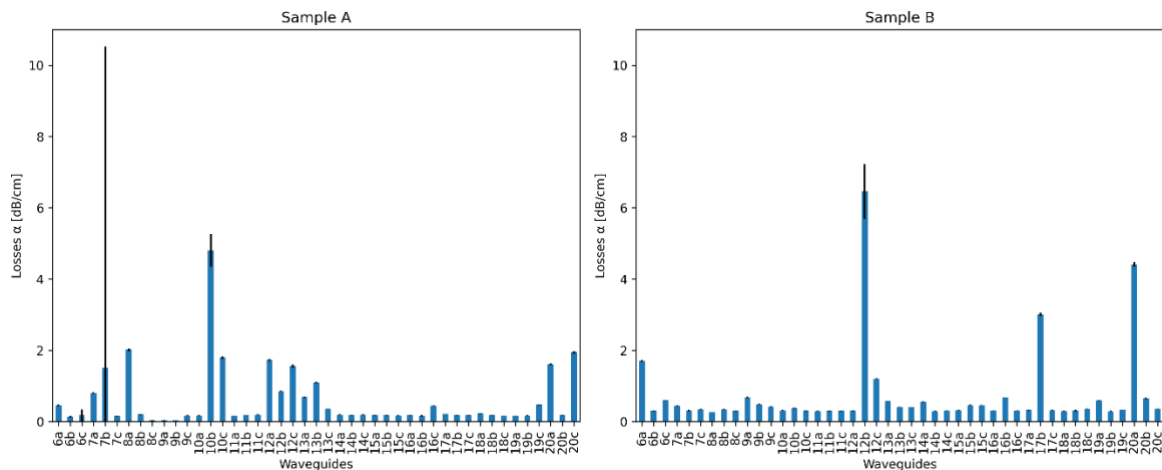
**Abb. 8.** rQPG-Phasen Anpassung für verschiedene Arbeitstemperaturen. Die Phasen Anpassung schiebt mit der Temperatur, verändert aber ihre grundsätzliche Struktur nicht.

In Abb. 8 wurde die Temperaturstabilität des rQPG untersucht. Die Farben kodieren die Phasen Anpassungskurve des rQPG für Arbeitstemperaturen im Bereich von 165°C bis 170°C. Man erkennt, dass die Phasen Anpassung zwar mit der Temperatur schiebt, sich ihre Struktur aber nicht verändert. Daraus lässt sich schließen, dass das rQPG keine übermäßige Temperaturstabilität benötigt, was eine spätere Verwertung begünstigt.

Abb. 9 untersucht schließlich die erreichbare spektrale und zeitliche Auflösung bei Verwendung eines rQPGs. Der gemessene Abstand weicht deutlich später vom eingestellten Abstand ab als für ein herkömmliches QPG. Insgesamt findet man eine Verbesserung der Auflösung um einen



**Abb. 9.** Gemessener Abstand (ideal: Blau), (QPG: Orange), (rQPG: Blau) als Funktion des eingestellten spektralen (links) und zeitlichen (rechts) Abstands zweier inkohärenter Pulse.

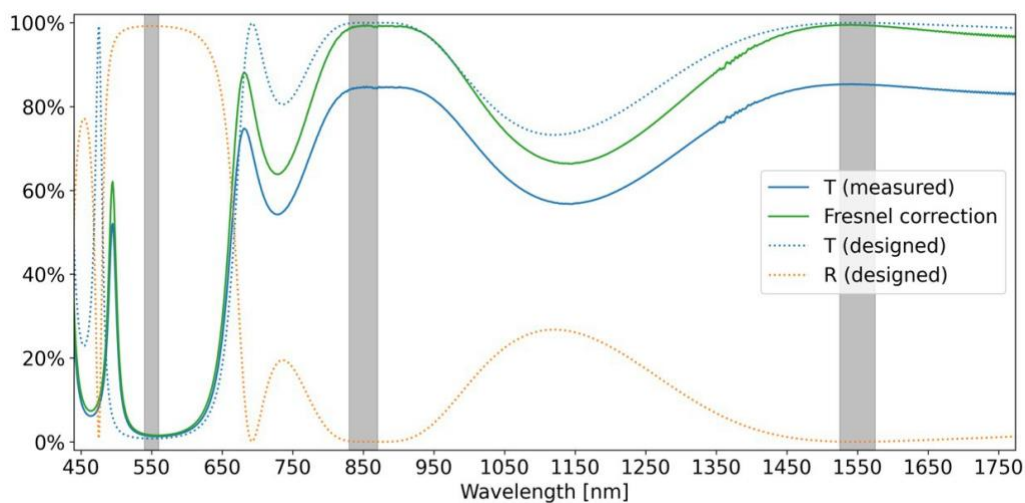


**Abb. 10.** Wellenleiterverluste in Probe A und B.

Faktor sechs.

Als ein erster Schritt in Richtung einer Demonstration eines kompletten rQPGs wurden neue Wellenleiterproben mit einer Länge von exakt 40mm hergestellt, Probe A und Probe B. Deren gemessene Verluste sind in Abb. 10 gezeigt. In beiden Proben finden sich Wellenleiter mit sehr niedrigen Verlusten, die grundsätzlich für die Verwendung in rQPGs geeignet sind.

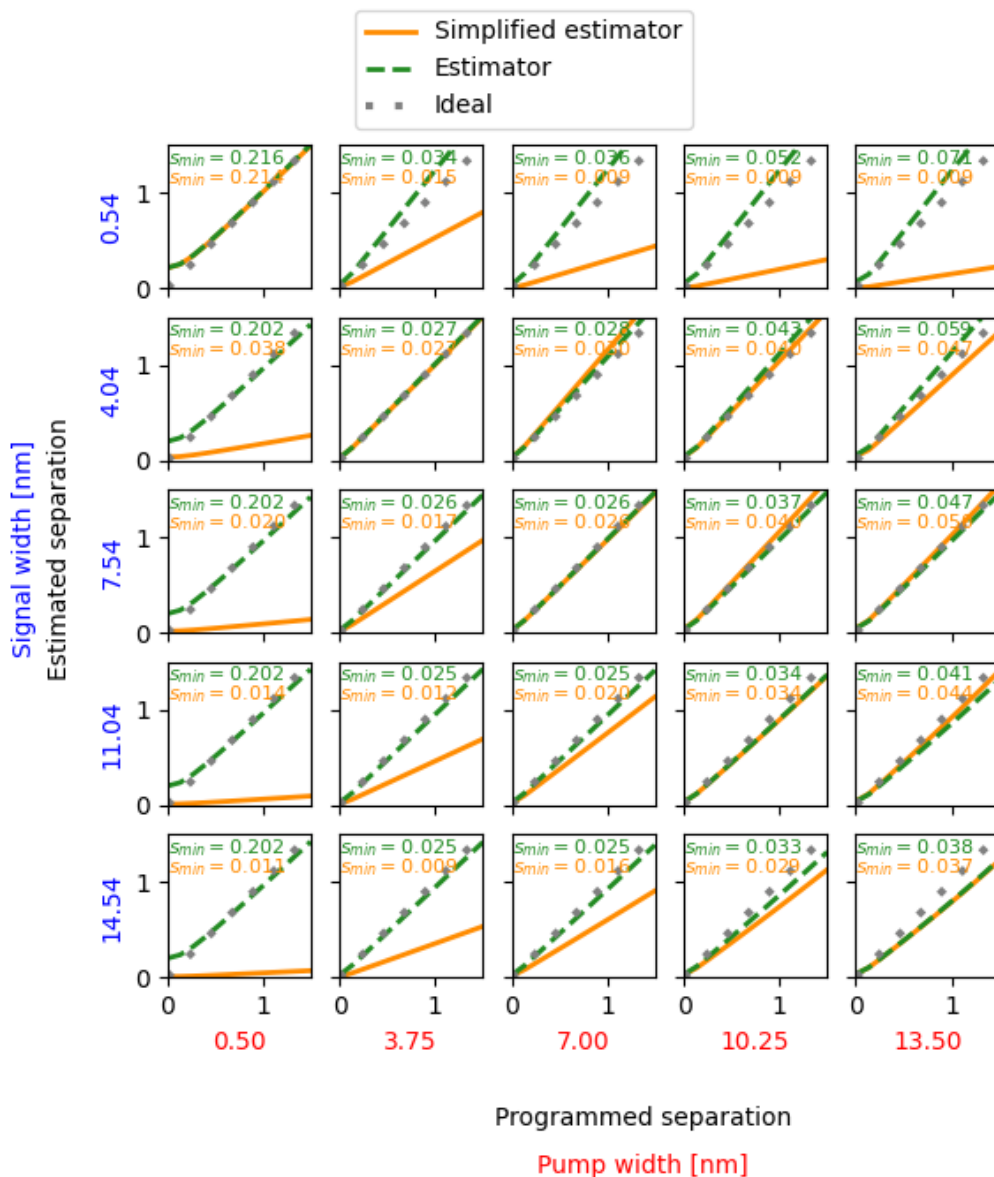
In einem nächsten Schritt wurden dielektrische Beschichtungen auf die Wellenleiterendfacetten aufgebracht, um den nichtlinearen Resonator zu implementieren. Abb. 11 zeigt hierbei die modellierte Transmission und Reflektion der Beschichtungen. Die durchgezogene blaue Kurve ist die gemessene Transmission durch ein Glas-Testplättchen. Hieraus ergibt sich die grüne Kurve als Transmission durch Lithiumniobat. Insbesondere in den grau markierten Wellenlängenbereichen ist die Transmission nahezu ideal: Pump und Signallicht werden komplett transmittiert, während das Ausgangslicht nahezu vollständig reflektiert wird. Im Detail messen wir als Transmissionen von Pump und Signal 99,34% und 99,42%. Die Transmission des konvertierten Lichts ist 1,61%.



**Abb. 11.** Modellerte und gemessene Transmission der Beschichtungen der Wellenleiterendfacetten. In den grau markierten Wellenlängenbereichen stimmen die gemessenen Transmissionen exzellent mit den Theoriewerten überein.

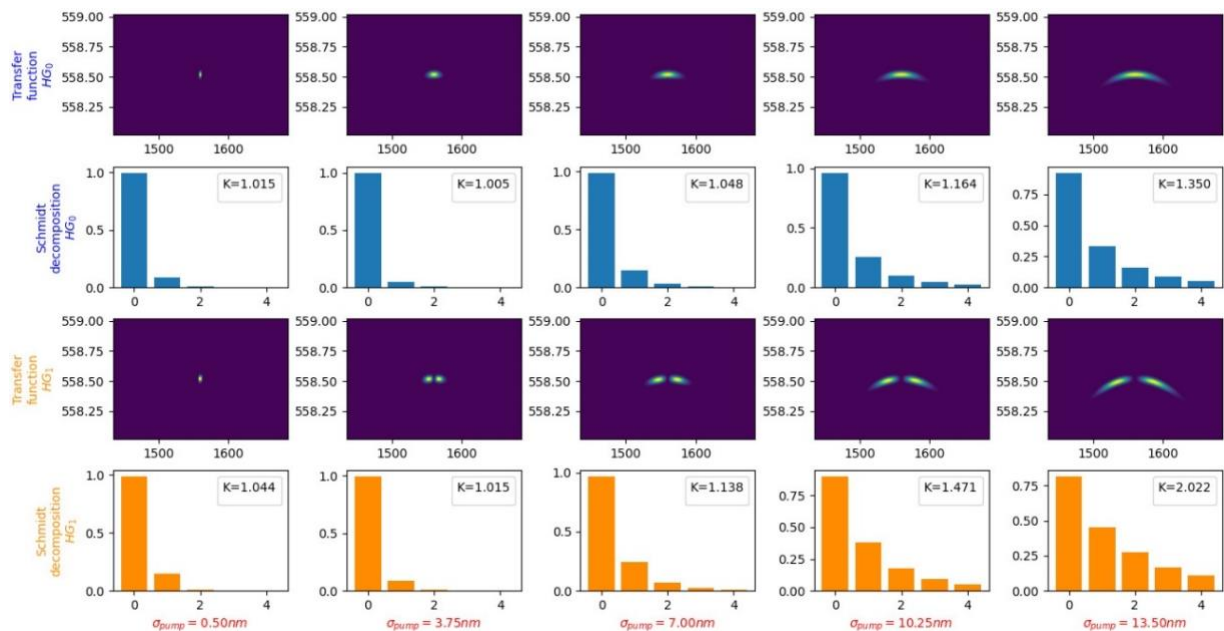
Leider konnte das rQPG nicht mehr während des Projektzeitraums fertiggestellt werden. Der Grund hierfür liegt in Ausfällen bei den Maschinen für die Probenherstellung. Das rQPG wird jetzt im Nachgang des Projekts realisiert.

**AP 1.2: Zeitliche Auflösung.** Erste Ergebnisse deuten darauf hin, dass zeitliche Auflösungen im Femtosekundenbereich mit optimierten (resonanten) QPGs erreicht werden können. Der Grund hierfür ist die Tatsache, dass Superauflösungsmessungen bei kleinen Abständen auf eine Paritätssortierung der Zeitmoden hinauslaufen. Wenn es gelingt, QPG-Einstellungen zu finden, die diese spezifische Operation durchführen, stellt eine eventuelle Vielmodigkeit der Transferfunktion, die durch die breiten Spektren von ultrakurzen Pulsen bedingt sind, kein Problem mehr dar und kleine Abstände können mit hoher Genauigkeit gemessen werden. Insbesondere wird es möglich, mit sehr kurzen Impulsen zu arbeiten, wenn die Dauer der Pump- und Signalimpulse aufeinander abgestimmt werden kann.



**Abb. 12.** Verhältnis von gemessenem und eingestelltem Abstand zwischen zwei Pulsen als Funktion des Abstands für die vollständige (Grün) und vereinfachte (Orange) Theorie für verschiedene Pump- und Signalbandbreiten. Die vollständige Theorie zeigt in jedem Fall ein nahezu ideales Verhalten. Aus den Simulationen lässt sich eine Zeitauflösung von bis zu 8fs extrahieren.

Abb. 12 zeigt das Verhältnis von gemessenem zu programmiertem Abstand für verschiedene Kombinationen von Eingangs- und Pumpbreiten. Die gestrichelte graue Linie ist die ideale Messung, die gestrichelte grüne Linie ist der ermittelte Abstand unter Verwendung des vollständigen theoretischen Formalismus. Die durchgezogene orangefarbene Linie zeigt eine vereinfachte Theorie, bei der davon ausgegangen wird, dass die Phasen Anpassungsbandbreite viel schmaler ist als die Breite von Pumpe und Signal, während Pumpe und Signal die gleiche Bandbreite haben. Für diese Studie haben wir ein Standard-QPG mit einer Länge von 40 mm untersucht. Der Parameter  $s_{min}$  ist jeweils der minimal messbare Abstand in Einheiten der Signalbreite. Wir stellen fest, dass der geschätzte Abstand für eine Reihe von Pump- und Eingangssignalbreiten nahe am idealen Wert liegt. Minimal messbare Abstände liegen bei ungefähr  $s_{min}=0,03\sigma_{in}$ . Ein Eingangssignal mit der größten betrachteten Bandbreite von 14,54nm hat eine Pulsdauer von circa 240fs, woraus eine zeitliche Auflösung von 8fs folgt. Wir stellen weiterhin fest, dass bei ähnlichen Pump- und Signalbreiten (Diagonale von Abb. 9) sowohl der vollständige als auch der vereinfachte Ansatz ein ähnliches Verhalten zeigen. Variiert man jedoch diese Breiten, verliert der vereinfachte Ansatz erwartungsgemäß seine Gültigkeit.



**Abb. 13.** QPG-Übertragungsfunktion für fundamentale (oben) und erste höhere (unten) Pumpmoden. Eine Verbreiterung des Spektrums (von links nach rechts) führt zu einer klaren Verzerrung der Übertragungsfunktion, was in einer Vielmodigkeit resultiert (Baldendiagramme). Nichtsdestotrotz erfüllt die Übertragungsfunktion noch die essenziellen Symmetriebedingungen für Superauflösung.

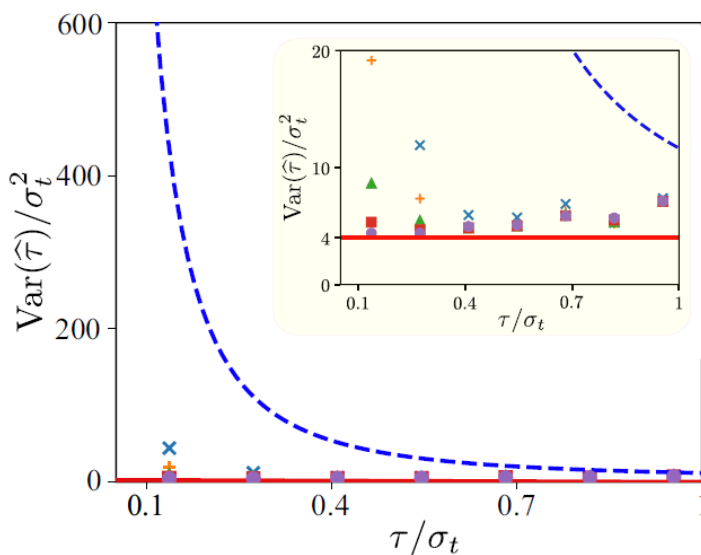
Abb. 13 schließlich zeigt die Übertragungsfunktion und ihre Schmidt-Zerlegung für die Pumpe in der Grundmode (obere Zeilen) und in der ersten Hermite-Gauß'schen Zeitmode (untere Zeilen) für verschiedene Pumpbandbreiten. In Bereichen, in denen die Krümmung der Phasen Anpassungsfunktion spürbar wird, werden die resultierenden Übertragungsfunktionen vielmodig, implementieren aber dennoch die benötigte Paritätssortierung.

**AP1.3: Partielle Kohärenz.** Die Theorie der Zeit-Frequenz-Superauflösung durch Modenprojektionen wurde für inkohärente Signale entwickelt. Es wurde gezeigt, dass Signale mit

einem Abstand, der kleiner ist als ihre jeweilige Dauer oder Bandbreite, vollständig aufgelöst werden können, vorausgesetzt, man kann auf die entsprechenden zeitlichen Moden projizieren. Die Quantentheorie erlaubt es sogar, selbst verschwindende Abstände mit voller Präzision aufzulösen.

Andererseits ist bekannt, dass klassische Messungen ausreichen, um zwei vollständig kohärente Signale zu charakterisieren; dies findet in zahlreichen Verfahren zur Charakterisierung ultraschneller Pulse, wie FROG und SPIDER, breite Anwendung. Welchen Einfluss hat dann die partielle Kohärenz zwischen den Signalen? Diese Frage hat in der Fachwelt eine lebhafte Debatte ausgelöst, wobei einige Ergebnisse darauf hindeuten, dass Modenprojektionen in dieser Situation keinen Vorteil bringen, während andere behaupten, dass Modenprojektionen ideal sind. Es ist wichtig, darauf hinzuweisen, dass die tatsächliche Auflösung bei diesen Messungen keine Rolle spielt, da die grundlegende Frage nach der Rolle der Teilkohärenz auch mit einer suboptimalen Auflösung beantwortet werden kann.

Zusammen mit den Verbundpartnern haben wir uns der theoretischen und experimentellen Bearbeitung dieser Fragestellung angenommen. Wir haben die erforderlichen zeitlichen Modenprojektionen auf gerade und ungerade Überlagerungen von zwei zeitlich verschobenen Signalen realisiert. Beide Überlagerungen entsprechen jeweils dem vollkohärenten Fall. Die Mischung der einzelnen Messergebnisse beim sogenannten Post-Processing implementiert dann den vollständig inkohärenten Fall. Es ist wichtig, Zugang zu beidem zu haben, um Referenzen für die Messungen bei partieller Kohärenz zu haben. Letztere kann durch eine ungleiche Mischung der Messergebnisse realisiert werden, wobei der Grad der Kohärenz durch Veränderung des Ungleichgewichts eingestellt werden kann. Dies geschieht wiederum im Post-Processing, wodurch verschiedenste Fälle mit einem Datensatz emuliert werden können.



**Abb. 14.** Fehler der Messung des Abstandes zweier Lichtpulse mit variierender Kohärenz als Funktion des Abstandes der Lichtpulse relativ zu ihrer Bandbreite. Die hier gezeigten Abstände gelten als klassisch nicht auflösbar. Die blau gestrichelte Lösung ist der Fehler klassischer Messungen, wohingegen die rote Linie die Quantengrenze ist. Die Punkte sind Messergebnisse für verschiedene Kohärenzgrade. Die Fehler sind immer geringer als für klassische Messungen und erreichen die Quantengrenze.

Abb. 14 zeigt die Ergebnisse dieser Messungen. Der Fehler der Messung ist gegen den Abstand zweier Lichtpulse (in Einheiten ihrer Bandbreite) aufgetragen. Die blau gestrichelte und die rote durchgezogene Linie sind die klassischen bzw. die Quanten-Cramér-Rao-Schranken. Sie geben die maximal erreichbare Genauigkeit von klassischen Intensitätsmessungen und Quantenmessungen für völlig inkohärente Signale an und dienen als Richtwerte. Im Experiment wurden verschiedene Kohärenzgrade realisiert, die von vollständig kohärent (lila Punkte) bis zu vollständig inkohärent (blaue Kreuze) reichen. Die anderen Messungen - rote Quadrate, grüne

Dreiecke, orangefarbene Pluszeichen - zeigen die abnehmende Kohärenz zwischen den beiden Signalen an.

Zunächst ist es wichtig zu erkennen, dass Modenprojektionen unabhängig vom Grad der Kohärenz zwischen den Pulsen immer eine bessere Genauigkeit erlauben als klassische Intensitätsmessungen. Darüber hinaus sehen wir, dass sie die Quanten-Cramér-Rao-Schranke sättigen, insbesondere für den Fall der vollständigen Kohärenz. Daraus lässt sich schließen, dass Modenprojektionen ideal geeignet sind, um Abstände zwischen zwei Lichtpulsen mit beliebiger Kohärenz zu bestimmen. Genauer gesagt: Für jeden Grad an Kohärenz zwischen den beiden Signalen sind Modenprojektionen die ideale Messung; Intensitätsmessungen erreichen diese Güte nur für den Fall vollständig kohärenter Signale, was sich auf das Problem der Pulscharakterisierung reduziert.

### **AP 2.1: Compressed sensing im Zeit- und Frequenzbereich**

Compressed sensing Ansätze für superaufgelöste Zeit- und Frequenzmessungen wurden im EU geförderten FET Open Projekt STORMYTUNE, an dem einige der Verbundpartner beteiligt waren, untersucht. Die Ergebnisse zeigen, dass Superauflösung ohne Präzisionseinbuße auch mit einer reduzierten Zahl an Messungen erreicht werden kann. Um redundante Arbeiten zu vermeiden, wurde compressed sensing in diesem Projekt nicht noch einmal untersucht.

### 3. Wichtigste Positionen des zahlenmäßigen Nachweises

<b>Personalkosten (0812)</b>	Finanzierung des an der Forschung beteiligten Personals. Eine Doktorandin, die die konzeptionellen, theoretischen und experimentellen Arbeiten durchgeführt hat.
<b>Gegenstände bis 410€ (0831)</b>	Optische und optomechanische Komponenten, welche im Experiment verbaut wurden.
<b>Dienstreisen (0846)</b>	Reisen zu nationalen und internationalen Konferenzen zur Dissemination der Projektergebnisse.

### 4. Notwendigkeit und Angemessenheit der geleisteten Projektarbeiten

Quantentechnologien werden unseren Alltag merklich verändern. Dieses Projekt widmete sich potenziellen Anwendungen im Bereich der Quantenmessungen, insbesondere Zeit- und Frequenzmessungen. Von großem Interesse sind hierbei Zeitmessungen, welche Anwendung im autonomen Fahren (Stichwort: LIDAR) oder bei der Qualitätskontrolle (Stichwort: Oberflächenkontrolle) haben können.

Grundvoraussetzung hierfür sind robuste, kompakte und hochperformante Bauteile, welche vergleichsweise günstig hergestellt werden können. In diesem Projekt wurden die zwei Hauptprobleme bisheriger Demonstrationen untersucht: limitierte Effizienz und Auflösung. Obwohl Effizienz nicht prinzipiell notwendig für supraaufgelöste Messungen ist, führt eine hohe Effizienz natürlich zu kurzen Messzeiten und damit einer besseren Anwendbarkeit. Die erreichbare Auflösung ist allerdings eine echte Leistungskennzahl.

Wir konnten zwei mögliche Wege hin zu einer verbesserten Auflösung zeigen. Einerseits durch die Verwendung längerer Wellenleiter als QPGs, andererseits durch den neuen Ansatz resonanter QPGs.

Längere Wellenleiter sind ein vergleichsweise einfacher Weg, eine bessere Auflösung zu realisieren. Allerdings muss hierzu die Herstellungstechnologie verbessert werden, da lange Wellenleiterproben sensitiver auf Fertigungstoleranzen reagieren. Weiterhin ist die erreichbare Auflösung immer noch durch die Größe kommerziell erhältlicher Wellenleitersubstrate eingeschränkt.

Der im Projekt entwickelte Ansatz der Verwendung resonanter QPGs ermöglicht eine Verbesserung der Auflösung um nahezu eine Größenordnung. Weiterhin sind die resultierenden Bauteile deutlich kompakter und prinzipiell kompatibel mit Nanofabrikations-Technologien.

Somit konnten die Projektarbeiten den Stand der Technik im Hinblick auf praktische Quantenmessungen deutlich voranbringen. Die Ergebnisse zeigen einen klaren Weg hin zu praktischen supraaufgelösten Messungen im Zeit- und Frequenzbereich mit echter Anwendungsrelevanz.

### 5. Verwertbarkeit der Ergebnisse

Die Ergebnisse werden im Sinne des Verwertungsplans wie folgt weiterverwertet:

- Wissenschaftliche Ergebnisse werden auf Konferenzen und in Fachjournalen veröffentlicht.
- Eine zukünftige Vermarktung von optimierten (resonanten) Quantenpulsgattern wird derzeit intern diskutiert.

## 6. Fortschritt bei anderen Stellen

Uns sind keine Ergebnisse dritter bekannt, welche die hier erarbeiteten Ergebnisse wiederholen oder darüber hinausgehen.

## 7. Veröffentlichungen

1. V. Ansari, B. Brecht, J. Gil-Lopez, J. M. Donohue, J. Rehacek, Z. Hradil, L. L. Sanchez-Soto, C. Silberhorn, „Achieving the ultimate quantum timing resolution“, *PRX Quantum* **2**, 010301 (2021).  
Demonstration von quantenlimitierter Multiparameter-Messung an zwei Lichtpulsen.
2. S. De, J. Gil-Lopez, B. Brecht, C. Silberhorn, L. L. Sanchez-Soto, Z. Hradil, J. Rehacek, „Effects of coherence on temporal resolution“, *Phys. Rev. Res.* **3**, 033082 (2021).  
Untersuchung des Einflusses von Kohärenz auf supraaufgelöste Zeit- und Frequenzmessungen an zwei Lichtpulsen.
3. D. Echeverria-Oviedo, M. Stefszky, J. Gil-Lopez, B. Brecht, C. Silberhorn, „Improving time-frequency superresolution with a resonant quantum pulse gate“, *in preparation*  
Design-Toolbox für die Verbesserung praktischer Quantenpulsgatter für supraaufgelöste Zeit- und Frequenzmessungen.