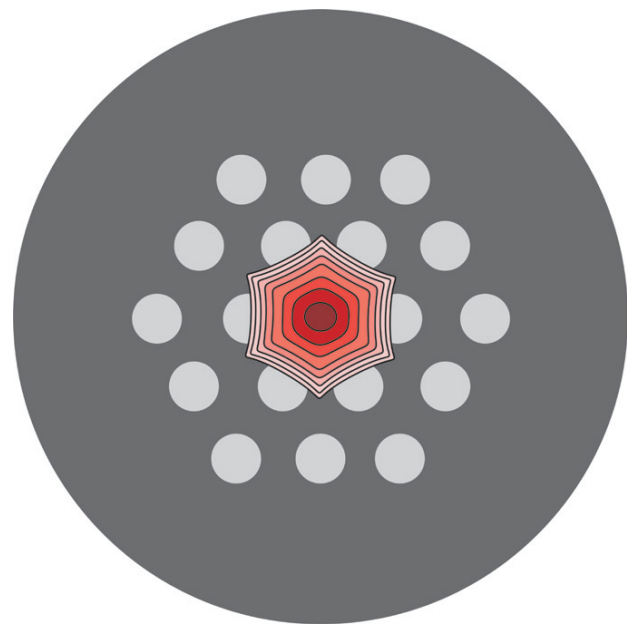
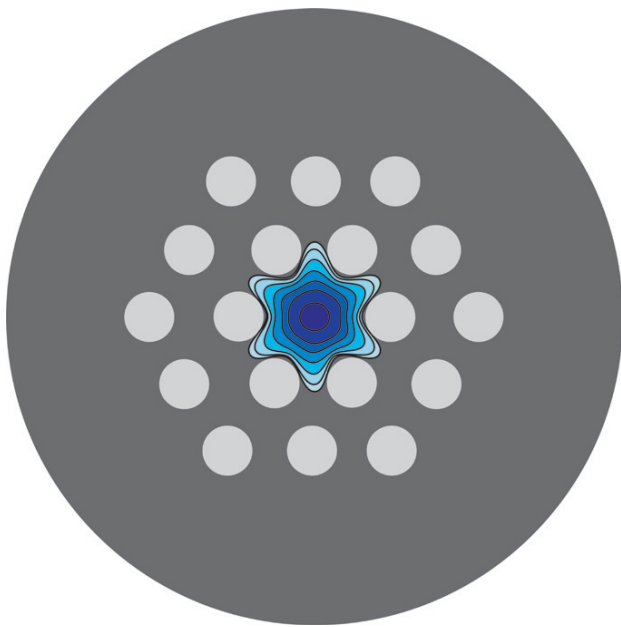




Universität Potsdam



Michael Seefeldt

**Pikosekunden-Weißlichterzeugung  
in mikrostrukturierten Fasern unter  
Ausnutzung nichtlinear optischer Effekte**

Universitätsverlag Potsdam

Michael Seefeldt:

**Pikosekunden-Weißlichterzeugung in mikrostrukturierten Fasern  
unter Ausnutzung nichtlinear optischer Effekte**



Michael Seefeldt

**Pikosekunden-Weißlichterzeugung  
in mikrostrukturierten Fasern  
unter Ausnutzung  
nichtlinear optischer Effekte**

Universitätsverlag Potsdam

### **Bibliografische Information der Deutschen Nationalbibliothek**

Die Deutsche Nationalbibliothek verzeichnet diese Publikation in der Deutschen Nationalbibliografie; detaillierte bibliografische Daten sind im Internet über <http://dnb.d-nb.de> abrufbar.

### **Universitätsverlag Potsdam 2008**

<http://info.ub.uni-potsdam.de/verlag.htm>

Universitätsverlag Potsdam, Am Neuen Palais 10, 14469 Potsdam

Tel.: +49 (0)331 977 4623 / Fax: 4625

e-mail: [ubpub@uni-potsdam.de](mailto:ubpub@uni-potsdam.de)

Dieses Werk ist unter einem Creative Commons Lizenzvertrag lizenziert:  
Namensnennung - Keine kommerzielle Nutzung - Weitergabe unter gleichen  
Bedingungen 2.0 Deutschland

Um die Lizenz anzusehen, gehen Sie bitte zu:

<http://creativecommons.org/licenses/by-nc-sa/2.0/de/>

Elektronisch veröffentlicht auf dem Publikationsserver der Universität Potsdam

<http://opus.kobv.de/ubp/volltexte/2008/1646/>

urn:nbn:de:kobv:517-opus-16461

[<http://nbn-resolving.de/urn:nbn:de:kobv:517-opus-16461>]

Zugleich gedruckt erschienen im Universitätsverlag Potsdam:

ISBN 978-3-940793-20-1

Universität Potsdam  
Institut für Physik, Lehrstuhl für Photonik

**Pikosekunden-Weißlichterzeugung in  
mikrostrukturierten Fasern unter  
Ausnutzung nichtlinear optischer Effekte**

Dissertation  
zur Erlangung des akademischen Grades  
Doktor der Naturwissenschaften  
(*doctor rerum naturalium*)  
in der Wissenschaftsdisziplin Experimentalphysik

eingereicht an der  
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät  
der Universität Potsdam

von Michael Seefeldt,  
geboren am 10. Oktober 1972 in Rostock.

Potsdam, im Oktober 2007

**Betreuer und 1. Gutachter der Dissertation:**

Prof. Dr. Ralf Menzel, Institut für Physik, Universität Potsdam

**2. Gutachter der Dissertation:**

Prof. Dr. Carsten Fallnich, Institut für Physik, Universität Münster

**3. Gutachter der Dissertation:**

Prof. Dr. Feodor Mitschke, Institut für Physik, Universität Rostock

**Ort und Datum der Disputation:**

Potsdam am 20.12.2007

*Drei Dinge helfen, die Mühseligkeiten des Lebens zu ertragen: Die Hoffnung, der Schlaf und das Lachen.*  
(Immanuel Kant)





# Inhaltsverzeichnis

|  |           |
|--|-----------|
| <b>Abkürzungsverzeichnis</b>   | <b>ix</b> |
| <b>1 Einleitung und Aufgabenstellung</b>   | <b>1</b>  |
| <b>2 Weißlichterzeugung in optischen Lichtleitfasern</b>                           | <b>5</b>  |
| 2.1 Wellengleichung . . . . .  | 5         |
| 2.1.1 Fasernmoden als Lösungen der linearen Wellengleichung . . . . .              | 6         |
| 2.1.2 Nichtlineare Polarisation und intensitätsabhängiger Brechungsindex . . . . . | 9         |
| 2.1.3 Weißlichterzeugung in optischen Fasern . . . . .                             | 12        |
| 2.1.4 Nichtlineare Schrödingergleichung . . . . .                                  | 13        |
| 2.2 Dispersion . . . . .   | 14        |
| 2.3 Selbst- und Kreuzphasenmodulation . . . . .                                    | 17        |
| 2.4 Solitonen . . . . .  | 18        |
| 2.5 Vierwellenmischung . . . . .   | 20        |
| 2.6 Modulationsinstabilität . . . . .  | 22        |
| 2.7 Stimulierte Raman-Streuung . . . . .   | 24        |
| 2.8 Nichtlineare Prozesse höherer Ordnung . . . . .                                | 27        |
| 2.8.1 Optisches Wellenbrechen . . . . .  | 27        |
| 2.8.2 Self-Steepening . . . . .  | 27        |
| 2.8.3 Solitonenzerfall und Solitonselbstfrequenzverschiebung . . . . .             | 28        |
| 2.9 Verallgemeinerte nichtlineare Schrödinger-Gleichung . . . . .                  | 29        |
| 2.10 Anwendungen von Weißlichtstrahlungsquellen . . . . .                          | 32        |
| <b>3 Mikrostrukturierte Fasern</b>   | <b>35</b> |
| 3.1 Aufbau und Einteilung . . . . .  | 35        |
| 3.1.1 Photonische Kristalle und photonische Kristallfasern . . . . .               | 36        |
| 3.1.2 Herstellung und Faserformen . . . . .  | 38        |
| 3.2 Wirkungsweise . . . . .  | 39        |
| 3.3 Effektive Modenquerschnittsfläche und numerische Apertur . . . . .             | 42        |
| 3.4 Single-Mode Verhalten . . . . .  | 44        |
| 3.5 Dispersionseigenschaften . . . . .   | 46        |
| 3.6 Polarisationseigenschaften . . . . .   | 48        |
| 3.7 Faserverluste . . . . .  | 49        |
| 3.8 Zusammenfassung . . . . .  | 50        |

|          |   |            |
|----------|---|------------|
| <b>4</b> | <b>Experimentelle Anordnungen</b>                     | <b>53</b>  |
| 4.1      | Versuchsaufbau . . . . .                              | 53         |
| 4.2      | Fasereinkopplung . . . . .                            | 54         |
| 4.3      | ps-Anregungslaser . . . . .                           | 56         |
| 4.4      | Untersuchte mikrostrukturierte Fasern . . . . .       | 59         |
| 4.5      | Messverfahren . . . . .                               | 61         |
| 4.5.1    | Spektrale Messung . . . . .                           | 62         |
| 4.5.2    | Leistungsmessung . . . . .                            | 65         |
| 4.5.3    | Messung des Pulsverlaufs . . . . .                    | 65         |
| 4.5.4    | Einfluss der Polarisaton . . . . .                    | 65         |
| <b>5</b> | <b>Messergebnisse und Diskussion</b>                  | <b>67</b>  |
| 5.1      | Faser MSF-975 . . . . .                               | 67         |
| 5.2      | Faser MSF-1065 . . . . .                              | 74         |
| 5.3      | Faser MSF-770 und MSF-PM-700 . . . . .                | 77         |
| 5.4      | Einfluss der Polarisaton . . . . .                    | 81         |
| 5.5      | Rauscheigenschaften von Weißlichtspektren . . . . .   | 84         |
| <b>6</b> | <b>Theoretische Simulation der Pulsausbreitung</b>    | <b>87</b>  |
| 6.1      | Numerische Lösung der GNSE . . . . .                  | 87         |
| 6.1.1    | Split-Step-Fourier-Methode . . . . .                  | 88         |
| 6.2      | Auswertung der Simulationsergebnisse . . . . .        | 91         |
| 6.2.1    | Spektrum MSF-1065 . . . . .                           | 91         |
| 6.2.2    | Zeitlicher Pulsverlauf MSF-1065 . . . . .             | 95         |
| 6.3      | Zusammenfassung . . . . .                             | 97         |
| <b>7</b> | <b>Einsatz in der Kohärenztomographie</b>             | <b>101</b> |
| <b>8</b> | <b>Zusammenfassung</b>                                | <b>105</b> |
|          | <b>Literaturverzeichnis</b>                           | <b>108</b> |
|          | <b>Anhang</b>   | <b>118</b> |
| <b>A</b> | <b>Zusätzliche Betrachtungen</b>                      | <b>119</b> |
| A.1      | Der nichtlineare Brechungsindex . . . . .             | 119        |
| A.2      | Optische Frequenzmessung . . . . .                    | 119        |
| A.3      | Spektrometer mit großem Wellenlängenbereich . . . . . | 120        |
| A.4      | Untergrundfreie Autokorrelationsmessung . . . . .     | 121        |
| <b>B</b> | <b>Weitere Ergebnisse</b>                             | <b>123</b> |
| B.1      | Polarisationszustand der Weißlichtstrahlung . . . . . | 123        |
| <b>C</b> | <b>Programmcode zur Berechnung der GNSE</b>           | <b>125</b> |
|          | <b>Publikationen/Tagungen</b>                         | <b>129</b> |
|          | <b>Danksagung</b>                                     | <b>131</b> |

# Abkürzungsverzeichnis

|       |  |
|-------|--|
| ASE   | Amplified Spontaneous Emission             |
| FFT   | Fast Fourier Transformation                |
| FSM   | Fundamental Space-Filling Mode             |
| FWHM  | Full Width (at) Half Maximum               |
| FWM   | Four-Wave Mixing                           |
| GI    | Gradienten-Index                           |
| GNSE  | Generalized Nonlinear Schrödinger Equation |
| GRIN  | Gradient-Index                             |
| GVD   | Group-Velocity Dispersion                  |
| HOD   | Higher Order Dispersion                    |
| HR    | High Reflecting (Mirror)                   |
| IR    | Infrared (Spectral Range)                  |
| LMA   | Large-Mode Area                            |
| MI    | Modulation Instability                     |
| MSF   | Mikrostrukturierte Faser                   |
| NA    | Numerische Apertur                         |
| NIR   | Near Infrared (Spectral Range)             |
| NSE   | Nonlinear Schrödinger Equation             |
| NSR   | Non-Solitonic Radiation                    |
| OC    | Output Coupler                             |
| OCM   | Optical Coherence Microscopy               |
| OCT   | Optical Coherence Tomography               |
| PBG   | Photonic Bandgap                           |
| PCF   | Photonic Crystal Fiber                     |
| PHA   | Polarisationshauptachse                    |
| PM    | Polarization Maintaining                   |
| PMD   | Polarisationsmoden-Dispersion              |
| RS    | Raman-Streuung                             |
| SBS   | Stimulierte Brillouin-Streuung             |
| SESAM | Semiconductor Saturable Absorber Mirror    |
| SHG   | Second Harmonic Generation                 |
| SI    | Stufen-Index                               |
| SM    | Single-Mode                                |
| SNR   | Signal-to-Noise-Ratio                      |
| SPM   | Self-Phase Modulation                      |
| SRS   | Stimulierte Raman-Streuung                 |
| SS    | Self-Steepening                            |
| SSFM  | Split-Step-Fourier-Methode                 |

|      |                                       |
|------|---------------------------------------|
| SSFS | Soliton Self-Frequency Shift          |
| SVEA | Slowly Varying Envelope Approximation |
| TE   | Transversal-Elektrisch                |
| TEM  | Transversal-Elektromagnetisch         |
| THG  | Third Harmonic Generation             |
| TM   | Transversal-Magnetisch                |
| UV   | Ultraviolet (Spectral Range)          |
| VIS  | Visible (Spectral Range)              |
| XPM  | Cross-Phase Modulation                |
| ZDW  | Zero-Dispersion Wavelength            |

# 1 Einleitung und Aufgabenstellung

Die Erzeugung von spektral extrem breitbandigen Licht mittels nichtlinearer Optik in kondensierter oder gasförmiger Materie wird als Weißlichterzeugung bezeichnet. Treten dabei alle Spektralanteile des sichtbaren Wellenlängenbereichs zwischen 400 nm und 750 nm auf, so entsteht der Eindruck von weißem Licht. Der Begriff „Licht“ wird allerdings in der folgenden Arbeit verallgemeinert und beschreibt elektromagnetische Wellen vom ultravioletten bis zum infraroten Spektralbereich.

In der nichtlinearen Optik kann es durch eine intensitätsabhängige Brechungsindexmodulation bei der Ausbreitung eines intensiven Lichtpulses in einem Medium zu einer Veränderung der Phase, der Amplitude und der Frequenz des einfallenden Lichtes kommen. Unter Beachtung der Wirkungsmechanismen unterscheidet man eine Vielzahl von nichtlinear optischen Effekten, die auch zur Weißlichterzeugung beitragen. Die wichtigsten sind Selbstphasenmodulation, Selbstfokussierung, Frequenzkonversion, wie zum Beispiel die Erzeugung höherer Harmonischer, stimulierte Streuprozesse sowie parametrische Wellenmischung.

Für eine effektive Weißlichtgeneration bietet sich die spektrale Verbreiterung von Laserstrahlung in optischen Lichtleitfasern an. Das Licht bleibt aufgrund der brechungsindexgeführten Lichtleitung, welche der Beugung entgegenwirkt und damit eine Strahlaufweitung verhindert, auf den Kernbereich von wenigen Quadratmikrometern Querschnittsfläche beschränkt. Dies erlaubt – unter Beachtung von Dispersion und Phasenanpassungsbedingungen – hohe Intensitäten bei gleichzeitig großen Wechselwirkungslängen für die nichtlinearen Effekte. Desweiteren zeichnet sich das in optischen Fasern generierte Weißlicht durch eine sehr gute Strahlqualität aus. Dagegen kommt es, zum Beispiel in Bulkmaterialien, durch Filamentierung und Phasenanpassungsprozesse zu einer Verschlechterung der Strahlqualität.

Weißlichtquellen auf der Basis nichtlinearer Optik liefern sehr breitbandiges Licht, dass durch eine hohe spektrale, räumliche und zeitliche Leistungsdichte gekennzeichnet ist. Ihren Einsatz finden solche Quellen daher in Anwendungen, in denen spektral breitbandige Strahlung mit hoher mittlerer Leistung, guter Strahlqualität und oft mit sehr kurzen Pulsdauern benötigt wird. Dies sind zum Beispiel die Weißlichtinterferometrie, Mikroskopie, Metrologie oder Spektroskopie.

Mikrostrukturierte Fasern mit einem festen Faserkern zeichnen sich durch einen besonderen Aufbau aus [1]. Der den Kern umgebende Fasermantel ist mit kleinen Luftröhren mit Durchmessern in der Größenordnung der Lichtwellenlänge durchsetzt,

die den Kernbereich ringförmig umschließen und sich über die gesamte Faserlänge hinziehen. Aufgrund der großen Variationsvielfalt dieser Struktur und der damit einhergehenden Wellenleitereigenschaften ergeben sich, insbesondere für die Anwendung in der nichtlinearen Optik, eine Reihe von interessanten Eigenschaften [2, 3].

Im Gegensatz zu konventionellen Single-Mode Fasern lässt sich der Dispersionsverlauf der Gruppengeschwindigkeit in einem breiten Spektralbereich vom Sichtbaren bis zum nahen Infrarot variieren. So ist es möglich, den Nulldurchgang der Dispersion sowie deren Verlauf an die zur Verfügung stehenden Anregungslaser anzupassen. Eine geringe Dispersion ist notwendig, um ein zeitliches „Zerfließen“ der Pulse und somit ein Absinken der Pulsintensität zu verhindern. Außerdem lassen sich die Moden solcher Fasern mit den üblichen Kurzpulslasern im anomalen Dispersionsbereich anregen, was die Erzeugung extrem breiter Weißlichtspektren erlaubt.

Desweiteren ermöglichen mikrostrukturierte Fasern über nahezu den gesamten sichtbaren und nahen Infrarot-Bereich Single-Mode Betrieb [4]. Bei konventionellen Single-Mode Fasern kommt es demgegenüber bei Wellenlängen, die kleiner als die sogenannte Grenzwellenlänge sind, zur Anregung von höheren transversalen Fasernmoden und damit zu einem Absinken der Pulsintensität.

Zusätzlich kann durch eine große Brechungsindexdifferenz zwischen Faserkern und -mantel, wie sie bei konventionellen Fasern nicht zu erreichen ist, die Strahlung auf sehr kleine Querschnittsflächen konzentriert werden. Dadurch lässt sich die optische Nichtlinearität im Vergleich zu gewöhnlichen Fasern deutlich steigern. Dies erlaubt eine etwa zwei Größenordnungen geringere Spitzenleistung zur Auslösung der Weißlichterzeugung [5, 6, 7].

Somit steht mit den mikrostrukturierten Fasern ein Medium zur Verfügung, das sich einerseits hervorragend für die Weißlichterzeugung eignet und andererseits eine optimale Anpassung an die zur Verfügung stehenden Anregungslaser ermöglicht.

Das Ziel der vorliegenden Arbeit war es, die wissenschaftlichen Grundlagen für die Entwicklung einer kompakten und leistungsstarken Weißlichtquelle unter Verwendung von mikrostrukturierten Fasern mit einem festen Faserkern zu schaffen. Als Anregungsquelle stand ein ps-Laser zur Verfügung, der bei einer der gebräuchlichsten Wellenlängen von 1064 nm Pulse mit einer Pulsdauer von 10 ps emittierte. Aufgrund der für die Weißlichtgeneration sonst benötigten hohen Spitzenleistungen wurden bisher eher Anregungslaser mit Pulsdauern im Femtosekundenbereich verwendet [8, 9, 10, 11, 12]. Dabei zeichneten sich alle Versuchsaufbauten durch komplexe, mehrstufige Systeme, bestehend aus Pumplaser, fs-Oszillator und gegebenenfalls Nachverstärker, aus. Im Gegensatz dazu war der für die hier beschriebenen Untersuchungen verwendete ps-Anregungslaser ein sehr kompaktes Gerät.

Mithilfe dieser ps-Anregungspulse sollte bei einer Wellenlänge von 1064 nm und verschiedenen mikrostrukturierten Fasern effizient Weißlicht generiert werden. Dazu musste eine geeignete Fasereinkopplung konstruiert werden. Die erzeugten Wellenlängen sollten den sichtbaren bis nah-infraroten Spektralbereich überstreichen und ein möglichst glattes, unstrukturiertes Spektrum ergeben. Zu diesem Zweck war es notwendig, die Struktur und Bandbreite der spektralen Verteilung sowie die Ausgangsleistung des emittierten Weißlichtes zu messen. Desweiteren galt es, die an der Weißlichterzeugung beteiligten nichtlinear optischen Effekte zu identifizieren. Die experimentell ermittelten Daten sollten anhand von theoretischen Untersuchungen verifiziert werden.

Bei den mikrostrukturierten Fasern handelt es sich um eine neue Art von Lichtleitfasern, die erst seit knapp einem Jahrzehnt zur Verfügung stehen. Ein Teil der Aufgabenstellung war deshalb eine übersichtliche Darstellung der Eigenschaften und Wirkungsweise der in der vorliegenden Arbeit verwendeten mikrostrukturierten Fasern mit festem Faserkern. Dazu war eine umfassende Literaturrecherche und -auswertung notwendig.

Die Arbeit gliedert sich wie folgt: Kapitel 2 und 3 erläutern die physikalischen Grundlagen der Weißlichterzeugung in optischen Fasern sowie die Wirkungsweise und Eigenschaften der untersuchten mikrostrukturierten Fasern. Eine Beschreibung der Messanordnungen und experimentellen Verfahren erfolgt in Kapitel 4. Im fünften Kapitel werden die Messergebnisse dargestellt und anhand zusätzlicher Berechnungen diskutiert. Um eine qualitative Verifizierung der Messdaten zu erreichen, wird im sechsten Kapitel die Pulsausbreitung in einer dispersiven, nichtlinear optischen Lichtleitfaser berechnet. Die Ergebnisse der Simulationen werden unter Einbeziehung der experimentellen Daten interpretiert.

Auf der Basis der durchgeführten Untersuchungen wurde eine neuartige Weißlichtquelle entwickelt. Diese war in besonderer Weise für einen Einsatz in der Weißlichtinterferometrie, wie zum Beispiel der optischen Kohärenztomographie [13], dem Kohärenzradar [14] oder dem Spektralradar [15], geeignet. Daher werden die Ergebnisse einer ersten Kohärenztomographiemessung in Kapitel 7 präsentiert. Kapitel 8 fasst abschließend die Erkenntnisse zusammen und gibt einen Ausblick auf zukünftige Fragestellungen.

In der vorliegenden Arbeit werden immer dann englische Bezeichnungen, Fachbegriffe oder Abkürzungen benutzt, wenn eine adäquate deutsche Übersetzung nicht existiert oder diese nicht gebräuchlich ist. Die meisten Abkürzungen sind dabei so gewählt, dass sie sowohl die deutsche als auch die englische Beschreibung umfassen.





# 2 Weißlichterzeugung in optischen Lichtleitfasern

Das folgende Kapitel befasst sich ausführlich mit der Theorie der Weißlichterzeugung in optischen Lichtleitfasern. Eine solche übersichtliche Darstellung der wichtigsten Prozesse, einschließlich der relativ neuen Erkenntnisse zu den Solitonen effekten, lag zu Beginn der Untersuchungen nicht vor. Dieses Kapitel stellt somit einen bedeutenden Teil der theoretischen Vorbetrachtungen dar und dient gleichzeitig als Grundlage für die in Kap. 6 beschriebenen Simulationsrechnungen.

Im ersten Teil werden, ausgehend von der Wellengleichung, die transversale Feldverteilung innerhalb einer Single-Mode Faser, der nichtlineare Brechungsindex sowie die nichtlineare Schrödinger-Gleichung erklärt. Danach erfolgt eine Beschreibung der an der Weißlichterzeugung beteiligten dispersiven und nichtlinear optischen Effekte. Abschließend wird ein Überblick über die Anwendungen von Weißlichtquellen auf der Basis mikrostrukturierter Fasern gegeben.

## 2.1 Wellengleichung

Ausgangspunkt für die folgenden Betrachtungen sind die Maxwell-Gleichungen

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad \text{und} \quad \operatorname{rot} \mathbf{H} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} + \mathbf{j}, \quad (2.1)$$

zu denen die Materialgleichungen

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P}(\mathbf{E}) \quad \text{und} \quad \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H} + \mathbf{j}(\mathbf{H}) \quad (2.2)$$

sowie die Nebenbedingungen  $\operatorname{div} \mathbf{B} = 0$  und  $\operatorname{div} \mathbf{D} = \rho$  gehören. Dabei bezeichnen  $\mathbf{D}$  und  $\mathbf{B}$  die Flussdichtevektoren, welche die Reaktion des Mediums auf die elektrischen und magnetischen Feldstärkevektoren  $\mathbf{E}$  und  $\mathbf{H}$  des einfallenden elektromagnetischen Feldes beschreiben. Die Permeabilität  $\mu_0$  und die Permittivität  $\varepsilon_0$  sind über die Beziehung  $\mu_0 \varepsilon_0 = 1/c_0^2$  mit der Lichtgeschwindigkeit  $c_0$  verknüpft, wobei sich alle Größen auf das Vakuum beziehen. Für ein dielektrisches Medium sind die Ladungsdichte  $\rho$  und die Stromdichte  $\mathbf{j}$  null. Wendet man den rot-Operator ein weiteres Mal auf die linke Gleichung von 2.1 an, so lässt sich durch Einsetzen der Materialgleichungen und

Nebenbedingungen die Wellengleichung für ebene, transversale Wellenfelder <sup>1</sup> ableiten:

$$\Delta \mathbf{E} - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}}{\partial t^2}. \quad (2.3)$$

Das gesamte elektrische Feld  $\mathbf{E}$  und die Gesamtpolarisation  $\mathbf{P}$  lassen sich durch die Überlagerung ebener Wellenfelder, die sich in ihrer Kreisfrequenz  $\omega_n$  und ihrem Wellenvektor  $\mathbf{k}_n$  unterscheiden, darstellen:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2} \sum_n [\mathbf{A}_n(\mathbf{r}) e^{i(\mathbf{k}_n \mathbf{r} - \omega_n t)} + \mathbf{A}_n^*(\mathbf{r}) e^{-i(\mathbf{k}_n \mathbf{r} - \omega_n t)}] \equiv \mathbf{E} \quad (2.4)$$

$$\text{und } \mathbf{P}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2} \sum_n [\mathbf{C}_n(\mathbf{r}) e^{i(\mathbf{k}_n \mathbf{r} - \omega_n t)} + \mathbf{C}_n^*(\mathbf{r}) e^{-i(\mathbf{k}_n \mathbf{r} - \omega_n t)}] \equiv \mathbf{P}. \quad (2.5)$$

Im Fall der nichtresonanten und nichtlinearen Wechselwirkung kann die Polarisation des Mediums in eine Reihe mit Bezug auf die elektrische Feldstärke entwickelt werden [16]:

$$\begin{aligned} \mathbf{P}(\mathbf{r}, t) &= \int_{-\infty}^{\infty} \varepsilon_0 \chi^{(1)}(\mathbf{r} - \mathbf{r}_1, t - t_1) \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}_1, t_1) d\mathbf{r}_1 dt_1 \\ &+ \int_{-\infty}^{\infty} \varepsilon_0 \chi^{(2)}(\mathbf{r} - \mathbf{r}_1, \mathbf{r} - \mathbf{r}_2; t - t_1, t - t_2) : \mathbf{E}(\mathbf{r}_1, t_1) \mathbf{E}(\mathbf{r}_2, t_2) d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2 dt_1 dt_2 \\ &+ \int_{-\infty}^{\infty} \varepsilon_0 \chi^{(3)}(\mathbf{r} - \mathbf{r}_1, \mathbf{r} - \mathbf{r}_2, \mathbf{r} - \mathbf{r}_3; t - t_1, t - t_2; t - t_3) \\ &: \mathbf{E}(\mathbf{r}_1, t_1) \mathbf{E}(\mathbf{r}_2, t_2) \mathbf{E}(\mathbf{r}_3, t_3) d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2 d\mathbf{r}_3 dt_1 dt_2 dt_3 + \dots \end{aligned} \quad (2.6)$$

Die komplexe elektrische Suszeptibilität

$$\chi^{(n)} = \chi^{(n)'} + i \chi^{(n)''} \quad \text{mit } n = 1, 2, 3, \dots \quad (2.7)$$

verknüpft die elektrischen Feldkomponenten mit denen der induzierten Polarisation. Dabei ist  $\chi^{(n)}$  ein Tensor der Stufe  $(n + 1)$ , welcher von der mikroskopischen Materialstruktur als auch von den Eigenschaften des elektrischen Feldes abhängt.

Gleichung 2.6 zeigt, dass sich die Polarisation in Glg. 2.3 aus einem linearen Anteil  $\mathbf{P}_L = \mathbf{P}^{(1)}$  und einem nichtlinearen Anteil  $\mathbf{P}_{NL} = \mathbf{P}^{(2)} + \mathbf{P}^{(3)} + \dots$  zusammensetzt:

$$\mathbf{P} = \mathbf{P}_L + \mathbf{P}_{NL}. \quad (2.8)$$

### 2.1.1 Fasermode als Lösungen der linearen Wellengleichung

Unter der Annahme einer verschwindenden Nichtlinearität der optischen Faser,  $\mathbf{P}_{NL} = 0$ , lassen sich aus der Wellengleichung (Glg. 2.3) die transversalen Feldverteilungen in einer Faser ableiten [17]. Dazu wird die Wellengleichung in Zylinderkoordinaten  $\rho$ ,  $\phi$  und  $z$  dargestellt und durch Fouriertransformation in den Frequenzbereich überführt. Die  $z$ -Koordinate zeigt in Ausbreitungsrichtung des elektromagnetischen Feldes. Da die elektrischen und magnetischen Felder  $\mathbf{E}$  und  $\mathbf{H}$  den Maxwell-Gleichungen genügen, sind nur zwei der insgesamt sechs Elemente unabhängig, hier  $E_z$  und  $H_z$ . Damit

<sup>1</sup>Hier wurde  $\text{rot rot } \mathbf{E} = -\Delta \mathbf{E} + \text{grad div } \mathbf{E}$  benutzt, wobei für ebene transversale Wellenfelder  $\text{div } \mathbf{E} = 0$  gilt.

lässt sich die Wellengleichung, zum Beispiel für  $E_z$ , durch Separation der Variablen lösen. Man wählt folgenden Ansatz [18]:

$$E_z(\rho, \omega) = A(\omega) F(\rho) \exp(i m \phi) \exp[i\beta(\omega)z]. \quad (2.9)$$

Hierbei gibt  $A(\omega)$  eine Normierungsfunktion und  $\beta$  die Ausbreitungs- oder Propagationskonstante zu einem bestimmten ganzzahligen  $m$  an. Die Bedeutung von  $m$  ergibt sich später im Text. Setzt man Glg. 2.9 in die in Zylinderkoordinaten dargestellte Wellengleichung ein, so zeigt sich, dass die Funktion  $F(\rho)$  mit  $\rho^2 = x^2 + y^2$  eine Lösung der Besselschen Differentialgleichung ist:

$$\frac{d^2 F}{d\rho^2} + \frac{1}{\rho} \cdot \frac{dF}{d\rho} + \left( \kappa^2 - \frac{m^2}{\rho^2} \right) \cdot F = 0. \quad (2.10)$$

Es gilt  $\kappa^2 = n_K^2 k_0^2 - \beta^2$ , wobei  $k_0 = 2\pi/\lambda$  für die Wellenzahl einer ebenen Welle im Vakuum steht. Für eine Stufen-Index (SI) Faser mit einem Kernradius  $a$  kann der lineare Brechungsindex in Abhängigkeit von der Radialkoordinate  $\rho$  wie folgt angegeben werden:

$$n = \begin{cases} n_K & \text{für } \rho \leq a \\ n_M & \text{für } \rho > a. \end{cases} \quad (2.11)$$

Dabei bezeichnen  $n_K$  und  $n_M$  die Brechungsindizes für den Faserkern und -mantel. Der relative Brechungsindexunterschied

$$\Delta n = \frac{n_K - n_M}{n_K} \cdot 100\% \quad (2.12)$$

einer konventionellen Single-Mode (SM) Faser beträgt 0,3–1 %. Da sich aufgrund des geringen Brechungsindexunterschiedes die Abstrahlverluste bei starken Faserkrümmungen signifikant erhöhen, werden diese Fasern auch als *schwach lichtführende Wellenleiter* bezeichnet.

Die allgemeine Lösung der Besselschen Differentialgleichung ist im Kernbereich der Faser eine Linearkombination von Bessel- und Neumann-Funktionen. Eine physikalisch sinnvolle Lösung für die transversale Feldverteilung einer fundamentalen Fasermode ist die Bessel-Funktion nullter Ordnung:

$$F(\rho) = J_0(\kappa\rho). \quad (2.13)$$

Im Fasermantel muss  $F(\rho)$  für große  $\rho$  exponentiell abfallen, so dass sich für diesen Bereich die modifizierte Bessel-Funktion<sup>2</sup>

$$F(\rho) = (a/\rho)^{(1/2)} J_0(\kappa a) \exp[-\eta(\rho - a)] \quad (2.14)$$

mit  $\eta^2 = \beta^2 - n_M^2 k_0^2$  als Lösung angeben lässt. Somit gilt:

$$\kappa^2 + \eta^2 = (n_K^2 - n_M^2) k_0^2. \quad (2.15)$$

---

<sup>2</sup>Die modifizierte Besselfunktion zweiter Art entspricht der modifizierten Hankelfunktion nullter Ordnung.

Ein zusätzlicher Vorfaktor in Glg. 2.14 gewährleistet, dass  $F(\rho)$  an der Stelle  $\rho = a$  für beide Lösungen gleich groß ist. Wird nun in gleicher Weise für die  $H_z$ -Komponente des magnetischen Feldes verfahren, so ergibt sich aus der Stetigkeitsbedingung der Tangentialkomponenten des elektromagnetischen Feldes an der Grenzfläche  $\rho = a$  eine Eigenwertgleichung, aus der sich die Modenausbreitungskonstanten  $\beta_{mn}$  berechnen lassen. Jedes  $\beta_{mn}$  steht für eine von der Faser geführte Mode, wobei  $\beta$  der Wellenzahl  $k$  einer sich frei ausbreitenden ebenen Welle entspricht. Die zu einem  $\beta_{mn}$  gehörende Lösung der Wellengleichung gibt die entsprechende Feldverteilung an. Die Bedeutung der Indizes  $m$  und  $n$  ergibt sich weiter unten.

Grundsätzlich ergeben sich zwei Arten von Fasermoden, die  $HE_{mn}$ - und die  $EH_{mn}$ -Moden. Die Buchstabenkombination aus  $E$  und  $H$  weist darauf hin, dass jeweils von null verschiedene longitudinale Komponenten des elektrischen und magnetischen Feldes auftreten. Für  $m = 0$  entsprechen diese Moden den transversal-elektrischen (TE) oder den transversal-magnetischen (TM) Moden eines planaren Wellenleiters, da jeweils die longitudinalen Komponenten des elektrischen oder magnetischen Feldes verschwinden. Für Moden mit  $m > 0$  sind alle Anteile des elektromagnetischen Feldes von null verschieden. Diese werden als Hybridmoden bezeichnet. In erster Näherung kann die fundamentale Fasermode  $HE_{11}$  einer SM-Faser als in  $x$ - oder  $y$ -Richtung linear polarisiert betrachtet werden, wobei die Komponenten  $E_x$ ,  $E_y$  und  $E_z$  der elektrischen Feldverteilung  $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$  ungleich null sind und eine der transversalen Komponenten dominiert. Somit ist die fundamentale Fasermode eine ebene, inhomogene und hybride Welle: Die Wellenfronten stehen senkrecht zur Faserachse, aber die Amplitude ist nicht konstant über die Wellenfront.

Prinzipiell erlaubt eine SM-Faser die Ausbreitung von zwei orthogonal zueinander linear polarisierten Moden. Trotzdem hat sich für diese Art Fasern der Begriff „Single-Mode“ durchgesetzt. Bei einer idealen SM-Faser werden diese orthogonal zueinander polarisierten Moden mit identischen Ausbreitungskonstanten als entartet bezeichnet. Dagegen kommt es in der Praxis durch kleine Abweichungen vom idealen Faserdesign, wie zum Beispiel durch Materialverunreinigungen und Variationen des Kerndurchmessers (*microbending*), zu einer geringfügigen und zufälligen Aufhebung der Entartung. Dies führt zu einer gegenseitigen Beeinflussung der beiden Polarisationskomponenten und damit zu einer Veränderung des Polarisationszustandes. Bei einer polarisationserhaltenden (*Polarization-Maintaining, PM*) Faser wird diese Entartung durch einen Bruch der Zylindersymmetrie des Faserquerschnitts oder eine starke, künstlich aufgeprägte Doppelbrechung aufgehoben. Die Polarisation eines in Richtung einer der beiden Doppelbrechungshauptachsen linear polarisierten Feldes bleibt dann während der Ausbreitung erhalten.

Oft findet sich die Bezeichnung  $LP_{mn}$  für die linear polarisierten Fasermode. Die vereinfachte  $HE_{11}$  Mode entspricht hier der  $LP_{01}$  Kennzeichnung. Dann können die Indizes  $mn$  als azimutale und radiale Modenzahl, entsprechend den TE- und TM-Moden, betrachtet werden.

Es ist üblich, die transversale Feldverteilung der fundamentalen Fasermode einer konventionellen SI-Faser durch eine Gauß-Funktion der Form

$$F(x, y) = \exp \left[ -\frac{(x^2 + y^2)}{w^2} \right] \quad (2.16)$$

anzunähern. Der Modenfeldradius  $w$  wird dabei durch einen Vergleich der Gauß-

Funktion mit der exakten Feldverteilung bestimmt. Die Anzahl der von einer Faser geführten Moden kann durch die normierte Frequenz

$$V = \kappa_c a = k_0 a \sqrt{(n_K^2 - n_M^2)} \quad (2.17)$$

angegeben werden. Hierbei ergibt sich  $\kappa_c$  aus Glg. 2.15, wobei  $\eta = 0$  ist. Der Wurzel- ausdruck kennzeichnet die numerische Apertur der Faser:

$$NA = \sqrt{(n_K^2 - n_M^2)}. \quad (2.18)$$

Somit hängt die Anzahl der von einer Faser bei einer bestimmten Wellenlänge unterstützten Moden vom Kernradius und von der Kern-Mantel-Indexdifferenz ab. Für eine konventionelle SM-Faser, die ausschließlich die fundamentale Mode  $HE_{11}$  unterstützt, muss gelten:

$$V < V_0 \approx 2,405. \quad (2.19)$$

$V_0$  ist festgelegt durch die erste Nullstelle der Bessel-Funktion:  $J_0(V_0) = 0$ . Setzt man  $V = 2,405$  und  $k_0 = 2\pi/\lambda_G$  in Glg. 2.17 ein, so lässt sich die Grenzwellenlänge des Single-Mode Bereichs  $\lambda_G$  in Abhängigkeit von den Faserparametern bestimmen. Für Wellenlängen, die kleiner sind als  $\lambda_G$ , erlaubt die Faser auch die Ausbreitung höherer transversaler Moden.

### 2.1.2 Nichtlineare Polarisation und intensitätsabhängiger Brechungsindex

So weit nicht anders erwähnt, gilt im Folgenden die elektronische Dipolnäherung, in der die atomaren Dipole als lokal isoliert betrachtet werden. Wechselwirkungen mit anderen Dipolen sind daher vernachlässigbar. Die Lichtwellenlänge wird somit als groß gegenüber den Atomabmessungen angenommen. Es kann dann die Suszeptibilität  $\chi^{(n)}(\mathbf{r}, t)$  als unabhängig von  $\mathbf{r}$  oder  $\chi^{(n)}(\mathbf{k}, \omega)$  als unabhängig von  $\mathbf{k}$  angenommen werden. Daraus folgt für die frequenzabhängige Polarisation:<sup>3</sup>

$$\begin{aligned} \mathbf{P}(\omega) = \varepsilon_0 [ & \chi^{(1)}(\omega) \mathbf{E}(\omega) + \chi^{(2)}(\omega; \omega_1, \omega_2) : \mathbf{E}(\omega_1) \mathbf{E}(\omega_2) \\ & + \chi^{(3)}(\omega; \omega_1, \omega_2, \omega_3) : \mathbf{E}(\omega_1) \mathbf{E}^*(\omega_2) \mathbf{E}(\omega_3) + \dots ]. \end{aligned} \quad (2.20)$$

Die exakte Bestimmung der einzelnen Polarisationsanteile ist sehr umfangreich und erfordert, zum Beispiel für die nichtlineare Polarisation zweiter Ordnung, die Auswertung der folgenden Gleichung:

$$P_i(\omega = \omega_u + \omega_v) = \varepsilon_0 \sum_{jk} \sum_{(uv)} \chi_{ijk}^{(2)}(\omega = \omega_u + \omega_v; \omega_u, \omega_v) E_j(\omega_u) E_k(\omega_v). \quad (2.21)$$

Dabei bezeichnen die Indizes  $ijk$  die kartesischen Koordinaten der beteiligten Felder. Die Notation  $(uv)$  bedeutet, dass bei der Summation über  $u$  und  $v$  die Summe

<sup>3</sup>Beliebige zeitabhängige Felder  $f(t)$  können durch die Überlagerung monochromatischer Felder dargestellt werden, wobei die wechselseitige Beschreibung im Zeit- oder Frequenzbereich durch die inverse Fourier-Transformation  $f(t) = 1/\sqrt{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{f}(\omega) e^{i\omega t} d\omega$  oder die Fourier-Transformation  $\tilde{f}(\omega) = 1/\sqrt{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} f(t) e^{-i\omega t} dt$  gewährleistet wird.

$(\omega_u + \omega_v)$  konstant bleibt. Anhand dieser Darstellung soll die Komplexität der vollständigen nichtlinearen Suszeptibilität verdeutlicht werden. So müssten für eine umfassende Beschreibung der nichtlinearen Prozesse zweiter Ordnung 12 Tensoren mit jeweils 27 kartesischen Koordinaten, also insgesamt 324 unterschiedliche komplexe Werte von  $\chi^{(2)}$  berücksichtigt werden. Diese hohe Anzahl lässt sich allerdings durch eine Reihe von Symmetrieregeln und Vereinfachungen, die hier nicht alle im Detail erläutert werden sollen, erheblich verringern (z. B. [19]).

Eine erste Reduktion erhält man durch die Betrachtung der realen Felder und damit durch Vernachlässigung negativer Frequenzanteile:  $\chi_{ijk}^{(2)}(-\omega_u - \omega_v; -\omega_u, -\omega_v) = \chi_{ijk}^{(2)}(\omega_u + \omega_v; \omega_u, \omega_v)^*$ . Desweiteren besagt das Prinzip der vollen Permutationssymmetrie, dass für verlustfreie Medien die Frequenzargumente der nichtlinearen Suszeptibilität beliebig miteinander vertauscht werden können, solange die zugehörigen kartesischen Koordinaten in gleicher Weise vertauscht werden.

In dem hier betrachteten Fall der nichtresonanten Wechselwirkung kann weiterhin die Symmetrieregeln von Kleinman angewendet werden: In ausreichend spektraler Entfernung von den Resonanzstellen des Materials ist die nichtlineare Suszeptibilität frequenzunabhängig. Damit können die kartesischen Koordinaten permutiert werden, ohne dass gleichzeitig die Frequenzargumente vertauscht werden müssen:

$$\chi_{ijk}^{(2)}(\omega; \omega_u, \omega_v) = \chi_{jki}^{(2)}(\omega; \omega_u, \omega_v) = \chi_{kij}^{(2)}(\omega; \omega_u, \omega_v). \quad (2.22)$$

Weitere Vereinfachungen ergeben sich aus räumlichen Symmetrien des betrachteten Mediums. So verschwinden für Fasern aus Silikatglas aufgrund einer Inversionssymmetrie der  $\text{SiO}_2$ -Moleküle und der hiermit verbundenen symmetrischen Kernpotentiale die Suszeptibilitäten gerader Ordnung. Die Gesamtsuszeptibilität setzt sich deswegen nur aus den ungeraden Anteilen zusammen:

$$\chi_{Faser}(\omega) = \chi^{(1)}(\omega) + \chi^{(3)}(\omega) + \chi^{(5)}(\omega) + \dots \quad (2.23)$$

Aus diesem Grunde treten nichtlinear optische Effekte der zweiten Ordnung, wie die Frequenzverdopplung und die Summenfrequenzerzeugung, in Silikatglasfasern innerhalb der Dipolapproximation nicht auf. Das nichtlinear optische Verhalten wird somit hauptsächlich durch die Suszeptibilität dritter Ordnung bestimmt, da  $\chi^{(3)} \gg \chi^{(5)} \dots$  gilt. Als Silikatglas wird hier die durch den Herstellungsprozess entstandene amorphe Form des kristallinen und natürlich vorkommenden Quarzes bezeichnet.

Sind alle beteiligten Felder zum Beispiel in  $x$ -Richtung polarisiert, so erhält man unter Beachtung der Vereinfachungen:

$$\chi_{ijkl}^{(3)}(\omega_o + \omega_u + \omega_v; \omega_o, \omega_u, \omega_v) = \chi_{xxxx}^{(3)}(\omega; \omega, \omega, \omega) \equiv \chi^{(3)}(\omega). \quad (2.24)$$

Unter Vernachlässigung der Suszeptibilitäten mit  $n \geq 5$  ergibt sich somit für die Gesamtpolarisation:

$$\mathbf{P}(\omega) = \mathbf{P}^{(1)}(\omega) + \mathbf{P}^{(3)}(\omega) = \varepsilon_0 \left[ \chi^{(1)}(\omega) \mathbf{E}(\omega) + \frac{3}{4} \chi^{(3)}(\omega) \mathbf{E}(\omega) \mathbf{E}^*(\omega) \mathbf{E}(\omega) \right].^4 \quad (2.25)$$

<sup>4</sup>Ausgehend von  $P^{(3)}(t) = \chi^{(3)} E^3(t)$  erhält man für eine monochromatische Welle mit  $E(t) = \mathcal{E} \cos \omega t$  die nichtlineare Polarisation  $P^{(3)}(t) = \frac{1}{4} \chi^{(3)} \mathcal{E}^3 \cos 3\omega t + \frac{3}{4} \chi^{(3)} \mathcal{E}^3 \cos \omega t$ , da  $\cos^3 \omega t = \frac{1}{4} \cos 3\omega t + \frac{3}{4} \cos \omega t$ . Der erste Term zur Beschreibung der Frequenzverdreifung kann für Silikatglasfasern allerdings vernachlässigt werden [18].

Aus der Maxwell-Theorie folgt (z. B. [20]):

$$\mathbf{P}(\omega) = \varepsilon_0(\varepsilon_r(\omega) - 1)\mathbf{E}(\omega). \quad (2.26)$$

Durch Vergleich der Gleichungen 2.25 und 2.26 erhält man für die relative Permittivität:

$$\varepsilon_r(\omega) = 1 + \chi^{(1)}(\omega) + \frac{3}{4} \chi^{(3)}(\omega) |\mathbf{E}(\omega)|^2 = 1 + \chi^{(1)}(\omega) + \varepsilon_{NL}. \quad (2.27)$$

Hierbei beschreibt  $\varepsilon_{NL}$  den nichtlinearen Anteil der Permittivität. Der Gesamtbrechungsindex des Mediums ergibt sich aus dem Realteil von  $\varepsilon_r$  zu

$$n(\omega) = \sqrt{\text{Re}[\varepsilon_r(\omega)]} \approx n_0(\omega) + n_2(\omega) |\mathbf{E}(\omega)|^2. \quad (2.28)$$

Der lineare und der nichtlineare Brechungsindex  $n_0(\omega)$  und  $n_2(\omega)$  leiten sich dabei jeweils aus den Realteilen der linearen sowie nichtlinearen Suszeptibilität ab:

$$n_0(\omega) = \sqrt{1 + \text{Re}[\chi^{(1)}(\omega)]} \approx 1 + \frac{1}{2} \text{Re}[\chi^{(1)}(\omega)] \quad (2.29)$$

$$\text{und } n_2(\omega) = \frac{3}{8} \frac{\text{Re}[\chi^{(3)}(\omega)]}{n_0(\omega)}. \quad (2.30)$$

Die nichtlineare Polarisation zur Beschreibung nichtlinear optischer Prozesse dritter Ordnung lässt sich somit mithilfe eines zusätzlichen intensitätsabhängigen Anteils des Brechungsindex ausdrücken.

In gleicher Weise kann im Fall resonanter Wechselwirkungen durch Auswertung der Imaginärteile für die Absorption eines Materials verfahren werden. Die Gesamtaborption setzt sich dann aus einem linearen Anteil und einer nichtlinearen intensitätsabhängigen Absorption zusammen:  $\alpha(\omega) = \alpha_0(\omega) + \alpha_2(\omega) |\mathbf{E}(\omega)|^2$ . Da für Silikatglasfasern  $\alpha_2$  relativ klein ist, gilt hier  $\alpha \simeq \alpha_0$ .

Die nichtlineare Suszeptibilität eines Materials lässt sich exakt mithilfe der Quantenmechanik [19] oder auch experimentell, zum Beispiel mit der z-Scan Methode [21], bestimmen.

| Prozess                    | $n_2$<br>(m <sup>2</sup> /W) | $\chi^{(3)}$<br>(m <sup>2</sup> /V <sup>2</sup> ) | Antwortzeit<br>(s) |
|----------------------------|------------------------------|---|--------------------|
| Elektronische Polarisation | 10 <sup>-20</sup>            | 10 <sup>-22</sup>                                 | 10 <sup>-15</sup>  |
| Molekülorientierung        | 10 <sup>-18</sup>            | 10 <sup>-20</sup>                                 | 10 <sup>-12</sup>  |
| Elektrostriktion           | 10 <sup>-18</sup>            | 10 <sup>-20</sup>                                 | 10 <sup>-9</sup>   |
| Gesättigte Atomabsorption  | 10 <sup>-14</sup>            | 10 <sup>-16</sup>                                 | 10 <sup>-8</sup>   |
| Thermische Effekte         | 10 <sup>-10</sup>            | 10 <sup>-12</sup>                                 | 10 <sup>-3</sup>   |

**Tab. 2.1:** Typische Werte der an der Erzeugung eines nichtlinearen Brechungsindex beteiligten Prozesse [19].

Eine Auswahl der physikalischen Prozesse, die einen nichtlinearen Brechungsindex hervorrufen, ist in Tab. 2.1 aufgeführt.<sup>5</sup> Obwohl von geringer Auswirkung, spielt innerhalb optischer Fasern aus Silikatglas neben der Elektrostriktion der elektronische

<sup>5</sup>Zur Maßeinheit von  $n_2$  siehe Anhang A.1.



Anteil der Polarisation eine dominierende Rolle. Dieser tritt in allen Dielektrika auf und ist auf die anharmonische Bewegung der gebundenen Elektronen unter dem Einfluss eines intensiven elektromagnetischen Feldes zurückzuführen.

Das lässt sich anhand des Lorentz-Atom-Modells, welches das Atomsystem aus Atomkern und Elektronen im linearen Fall als einen harmonisch oszillierenden Dipol betrachtet, veranschaulichen: Unter dem Einfluss hoher Feldstärken werden die Elektronen so stark ausgelenkt, dass die Kernpotentiale von der näherungsweise Parabelform abweichen. Die rücktreibende Kraft ist damit nicht mehr linear, und die zugehörigen Bewegungsgleichungen müssen um zusätzliche nichtlineare Anteile erweitert werden. Diese beschreiben das Auftreten von höheren Harmonischen und somit die anharmonische Bewegung der Elektronen.

Die optische Nichtlinearität von reinem Silikatglas ist mit  $n_2 \approx 3 \times 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$ , im Vergleich zu anderen Materialien, relativ gering. Bei optischen Fasern wird ein ausgeprägtes nichtlineares Verhalten durch die große Wechselwirkungslänge erreicht. Aufgrund der brechungsindexgeführten Lichtleitung, die einer beugungsbedingten Strahlaufweitung entgegen wirkt, lassen sich kleine Strahlquerschnitte und damit konstant hohe Intensitäten über eine lange Strecke aufrecht erhalten. Von Vorteil sind weiterhin die geringe Dispersion und Absorption der optischen Fasern.

### 2.1.3 Weißlichterzeugung in optischen Fasern

Als hauptsächlich an der Weißlichterzeugung in optischen Lichtleitfasern beteiligt sind bisher in der Literatur die folgenden nichtlinearen Effekte dritter Ordnung identifiziert worden [18, 22]:

$$\chi_{Faser}^{(3)} = \chi_{SPM}^{(3)} + \chi_{XPM}^{(3)} + \chi_{FWM}^{(3)} + \chi_{SRS}^{(3)} + \chi_{SBS}^{(3)} + \dots \quad (2.31)$$

Die parametrischen Prozesse<sup>6</sup> der Selbst- und Kreuzphasenmodulation (*Self-Phase Modulation*, *SPM*; *Cross-Phase Modulation*, *XPM*) sowie der Vierwellenmischung (*Four-Wave Mixing*, *FWM*) zeichnen sich dadurch aus, dass die jeweiligen Anfangs- und Endzustände des quantenmechanischen Systems identisch sind. Es findet für ein kurzes Zeitintervall eine Anregung auf ein virtuelles Energieniveau mit anschließendem Übergang auf das Ursprungsniveau statt.

Die parametrischen Prozesse lassen sich mithilfe des Realteils der komplexen Suszeptibilität  $\chi^{(3)'}$  aus Glg. 2.7 ausdrücken. Diese Effekte sind auf den elektronischen Anteil der nichtlinearen Polarisation, der auch als *optischer Kerr-Effekt* bezeichnet wird, zurückzuführen.

Bei den nichtparametrischen Prozessen, welche anhand des Imaginärteils der Suszeptibilität  $\chi^{(3)''}$  beschrieben werden, unterscheiden sich der Anfangs- und Endzustand energetisch. Hier findet ein Energieaustausch mit dem Material statt, so dass sich die Energie von einfallenden und emittierten Photonen unterscheidet. Die Übergänge finden wiederum über die Vermittlung virtueller Energieniveaus statt. Zu diesen Prozessen zählen die stimulierten Raman- und Brillouin-Streuung (*Stimulated Raman*

<sup>6</sup>Der Begriff *parametrisch* stammt ursprünglich aus der Mikrowellentechnik: Bei der nichtlinearen Wechselwirkung mehrerer Eingangsfrequenzen lassen sich in Abhängigkeit von den Phasenanpassungsbedingungen und damit den *Eingangsparametern* bestimmte Ausgangsfrequenzen bevorzugt verstärken.

*Scattering, SRS; Stimulated Brillouin Scattering, SBS*). Infolge der relativ langen Lebensdauern der akustischen Phononen von Silikatglas kann in Single-Mode Fasern die SBS bei Anregungspulsen von  $\Delta t < 1$  ns nahezu vernachlässigt werden [18]. Die nichtparametrischen Wirkungen haben ihre Ursache in den Bewegungen der Atomkerne innerhalb eines Kristallgitters oder Moleküls.

Im Allgemeinen ist der Realteil von  $\chi^{(3)}$  etwa eine Größenordnung größer als der Imaginärteil. Allerdings erfordern die  $\chi^{(3)'}$ -Prozesse, außer bei der SPM, zur Ausprägung einer makroskopischen Wirkung die Erfüllung der Phasenanpassungsbedingung. Diese ist den stimulierten Streuprozessen inhärent, weswegen SRS und SBS außerhalb des Phasenanpassungsbereichs über die parametrischen Effekte dominieren. SRS und SBS benötigen jedoch eine ausreichende Wechselwirkungslänge.

Zusätzliche und wichtige an der Weisslichterzeugung beteiligte Mechanismen sind die Solitoneneffekte [23, 24]. Diese leiten sich von den Wechselwirkungen zwischen dispersiven und nichtlinear optischen Effekten ab. Die einzelnen Prozesse werden in den folgenden Unterkapiteln 2.2 bis 2.8 beschrieben.

### 2.1.4 Nichtlineare Schrödingergleichung

Bei der Ausbreitung kurzer Pulse in optischen Fasern ändert sich infolge dispersiver und nichtlinearer Effekte sowohl die zeitliche Pulsform als auch das Spektrum. Als Ausgangspunkt für die Analyse der Pulsausbreitung in dispersiven, nichtlinear optischen Fasern kann die Wellengleichung 2.3 benutzt werden. Die Polarisation des Materials setzt sich dabei aus linearem und nichtlinearem Anteil zusammen (Glg. 2.8).

Es werden die folgenden Annahmen gemacht: Während der Ausbreitung des Feldes innerhalb der Faser bleibt die lineare Polarisation des Lichtes erhalten, so dass eine skalare Beschreibung möglich ist. Es gilt die elektronische Dipol-Näherung. Faserverluste durch Absorption und Abstrahlung werden vernachlässigt.  $\mathbf{P}_{NL}$  wird als geringe Störung zu  $\mathbf{P}$  angenommen (Glg. 2.8). Auf diese Weise ist eine störungstheoretische Betrachtung möglich.

Das optische Feld wird als quasi-monochromatisch betrachtet: Für die spektrale Breite  $\Delta\omega$  und Mittenfrequenz  $\omega_0$  muss gelten  $\Delta\omega/\omega_0 \ll 1$ . Bei Pulsen, deren zeitliche Pulsdauer wesentlich länger als die Pulsperiode  $2\pi/\omega_0$  ist, kann dann das elektrische Feld in einen mit der Zeit langsam veränderlichen Anteil der Einhüllenden und einen schnell oszillierenden Teil separiert werden (Glg. 2.4):

$$E(z, t) = A(z, t) e^{i(k_0 z - \omega_0 t)} + A(z, t)^* e^{-i(k_0 z - \omega_0 t)}. \quad (2.32)$$

Die langsam veränderliche Amplitude der Pulseinhüllenden  $A(z, t)$  ist so normiert, dass deren Betragsquadrat gerade der Pulsspitzenleistung  $P_S = |A(z, t)|^2$  entspricht. Desweiteren wird angenommen, dass sich die Amplitude der Einhüllenden nur geringfügig innerhalb der Ausbreitungsdistanz einer Wellenlänge ändert:  $\partial A/\partial z \ll k A$ . Mit dieser *Näherung einer langsam veränderlichen Pulseinhüllenden (Slowly Varying Envelope Approximation, SVEA)* lassen sich die höheren Orts-Ableitungen  $\partial^2 A/\partial z^2$  in der Wellengleichung vernachlässigen.

Die nichtresonante, nichtlineare Antwort des Mediums wird für Pulsdauern von  $\Delta t > 1$  ps als instantan angenommen. Im Allgemeinen tragen Elektronen und Atomkerne gemeinsam zur nichtlinearen Antwort auf ein einfallendes intensives Feld bei.

Die Reaktion der Kerne ist dabei für Silikatglasfasern mit Zeitkonstanten von zirka 60–70 fs, verglichen mit dem elektronischen Kerr-Anteil (Tab. 2.1), bedeutend langsamer, so dass der Raman-Beitrag der Kerne vorerst vernachlässigt wird.

Ausgehend von Glg. 2.3 kann dann unter Anwendung der Störungstheorie erster Ordnung eine nichtlineare partielle Differentialgleichung zweiter Ordnung, die sogenannte nichtlineare Schrödinger-Gleichung (*Nonlinear Schrödinger Equation, NSE*)<sup>7</sup>, aufgestellt werden [18, 25]:

$$\frac{\partial A}{\partial z} = -\beta_1 \frac{\partial A}{\partial t} - \frac{i}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + i\gamma |A|^2 A. \quad (2.33)$$

Dabei bezeichnet  $\beta_1 = \nu_G^{-1}$  die reziproke Pulsausbreitungsgeschwindigkeit oder Gruppenverzögerung,  $\beta_2$  die Gruppengeschwindigkeitsdispersion und  $\gamma$  den nichtlinearen Koeffizienten der Faser.

Die genannten Größen werden im nachfolgenden Text detailliert beschrieben. Mithilfe von Glg. 2.33 ist eine Beschreibung der Pulsausbreitung in einer Single-Mode Faser unter dem Einfluss dispersiver und nichtlinear optischer Effekte bei Pulsdauern von größer als 100 fs möglich. Kommt es zur Ausbildung neuer elektromagnetischer Felder, die spektral vom ursprünglichen Anregungsfeld separiert sind, oder breiten sich mehrere Felder gleichzeitig innerhalb einer Faser aus, so lässt sich die nichtlineare Wechselwirkung mithilfe eines gekoppelten Gleichungssystems theoretisch modellieren.

Da die nichtlineare Polarisation eines bestimmten Feldes jeweils auch die Anteile der anderen beteiligten Felder enthält (Gln. 2.20 und 2.58), lassen sich, ausgehend von der Wellengleichung (Glg. 2.3), für die einzelnen Felder gekoppelte Gleichungen vom Typ der NSE ableiten. Diese enthalten die verschiedenen Wechselwirkungsterme XPM, FWM, THG (*Third Harmonic Generation*) sowie SRS und SBS.

## 2.2 Dispersion

Eine bedeutende Rolle bei der Ausbreitung kurzer Pulse in optischen Fasern spielt die Dispersion. Die Abhängigkeit der Modenausbreitungskonstanten  $\beta(\omega)$  von der Frequenz hat ihre Ursache einerseits in der *Materialdispersion* der Faser, also der Frequenzabhängigkeit von  $n_K$  und  $n_M$ . Die *Wellenleiterdispersion* wird für die hier betrachteten Stufen-Index Fasern (Glg. 2.11) durch den Kernradius und die Kern-Mantel-Indextdifferenz bestimmt. Sie äußert sich in einem frequenzabhängigen  $\kappa$  (Glg. 2.10). Beide Dispersionsanteile zusammen ergeben die totale chromatische Dispersion der Faser. Ein dritter Anteil, die durch das Brechungsindexprofil bestimmte *Profildispersion*, kann im Allgemeinen vernachlässigt werden [17].

Aus dem Einfluss des Wellenleiters resultieren in Abhängigkeit von der Frequenz verschieden große Feldanteile der Fasermode im Kern- und Mantelbereich. So entspricht  $\beta(\omega)$  für niedrige Frequenzen und damit große Modenfelddurchmesser eher der Ausbreitungskonstanten (Wellenzahl) einer ebenen Welle im Fasermantel  $k_M =$

<sup>7</sup>Die nichtlineare Schrödinger-Gleichung entspricht der quantenmechanischen, zweidimensionalen Schrödinger-Gleichung für ein komplexes Feld  $\Psi(x, t)$ , erweitert um einen nichtlinearen Anteil:  $i \partial_t \Psi = -\frac{1}{2} \partial_x^2 \Psi + \xi |\Psi|^2 \Psi$ . Sie findet neben der Optik ebenfalls in der Hydrodynamik und in der Festkörperphysik Anwendung.

$n_M(\omega)k_0$  und für höhere Frequenzen und kleinere Modenfelddurchmesser der einer im Kern  $k_K = n_K(\omega)k_0$ . Es gilt die Beziehung:

$$n_K(\omega)k_0 > \beta(\omega) > n_M(\omega)k_0. \quad (2.34)$$

Somit kann die Lichtleitung in einer solchen Faser als interne Totalreflexion verstanden werden, wobei diese Darstellung stark vereinfacht: Das Licht wird innerhalb des Wellenleiters durch ständige Reflexion am Brechungsindexsprung des Kern-Mantel-Übergangs geführt, sofern es unter einem Öffnungswinkel, der kleiner oder gleich dem Grenzwinkel der Totalreflexion ist, eingekoppelt wird.

Für die weiteren Betrachtungen ist es hilfreich, die Modenausbreitungskonstante in eine Taylor-Reihe um die Mittenfrequenz  $\omega_0$  zu entwickeln:

$$\beta(\omega) = n_{mode}(\omega)\frac{\omega}{c_0} = \beta_0 + \beta_1(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2}\beta_2(\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{6}\beta_3(\omega - \omega_0)^3 \dots \quad (2.35)$$

mit  $\beta_n = \left[ \frac{d^n \beta}{d\omega^n} \right]_{\omega=\omega_0}$ .

Dabei steht  $n_{mode}$  für den effektiven Brechungsindex der betrachteten Fasermode.

Während  $\beta_0$  eine dispersionslose Konstante darstellt, beschreibt der Parameter  $\beta_1^{-1} = v_G$  die Ausbreitung der Pulseinhüllenden mit der Gruppengeschwindigkeit  $v_g$  und  $\beta_2 = d\beta_1/d\omega$  die Dispersion der Gruppengeschwindigkeit (*Group-Velocity Dispersion, GVD*). Der GVD-Parameter  $\beta_2$  ist für die zeitliche Pulsverbreiterung verantwortlich. Bei reinem Silikatglas ohne Wellenleiteranteil ist  $\beta_2$  bei der Nulldispersionswellenlänge (*Zero-Dispersion Wavelength, ZDW*) von  $\lambda_{ZD} = 1,27 \mu\text{m}$  null. Für  $\lambda < \lambda_{ZD}$  ist  $\beta_2$  positiv – es gilt normale Dispersion. Langwellige Pulsanteile breiten sich schneller aus als kurzwellige. Im anomalen Dispersionsbereich mit  $\lambda > \lambda_{ZD}$  ist  $\beta_2$  negativ, und die kurzwelligen Pulsanteile eilen den langwelligen voraus. Allerdings wird die Gesamtdispersion bei der ZDW nicht null, sondern es müssen in diesem Bereich die Dispersionsanteile höherer Ordnung  $\beta_3, \beta_4, \dots$  (*Higher Order Dispersion, HOD*) berücksichtigt werden. Das Gleiche gilt für Pulse mit Pulsdauern von  $\Delta t < 0,1 \text{ ps}$ , da hier die Bedingung der quasi-monochromatischen Felder  $\Delta\omega/\omega_0 \ll 1$  nicht mehr erfüllt ist.

Im Gegensatz zu der einfachen zeitlichen Pulsverbreiterung durch  $\beta_2$  verursachen die HOD-Terme auch eine Änderung des zeitlichen Pulsverlaufs: So bewirkt zum Beispiel  $\beta_3$  eine Asymmetrie des Pulses, wobei sich an der Pulsvorder- ( $\beta_3 < 0$ ) oder Rückseite ( $\beta_3 > 0$ ) Oszillationen ausbilden. Der Beitrag der Wellenleiterdispersion zur Gesamtdispersion ist außer im Bereich der ZDW im Vergleich zur Materialdispersion vernachlässigbar. In der Umgebung der ZDW sind beide Anteile etwa gleich groß. Durch den Einfluss des Wellenleiters wird die ZDW geringfügig zu größeren Wellenlängen verschoben. So ergibt sich für eine Silikatglasfaser  $\lambda_{ZD} = 1,31 \mu\text{m}$ . Die Gesamtdispersion einer Faser wird anstatt durch  $\beta_2$  oft durch den Dispersionsparameter  $D$  angegeben, welcher den Material- und Wellenleiteranteil einschließt:

$$D = D_M + D_W = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \beta_2. \quad (2.36)$$

Der Wellenleiterbeitrag ist dabei eine Funktion des  $V$ -Parameters und somit nur abhängig von den Wellenleitereigenschaften.

Um den Einfluss der GVD auf die Pulsausbreitung zu untersuchen, wird in Glg. 2.33 die Nichtlinearität vernachlässigt ( $\gamma = 0$ ) und der Parameter  $\tau$  mit

$$\tau = t - (z/v_G) = t - \beta_1 z \quad (2.37)$$

eingeführt. Dieser gibt die relative Zeit innerhalb eines sich mit dem Puls mitbewegten Zeitfensters an. Wird dann die Pulseinhüllendenfunktion fouriertransformiert,  $\tilde{A}(z, \omega) = \mathcal{F}\{A(z, t)\}$ , so besitzt die zugehörige gewöhnliche Differentialgleichung [18]

$$i \frac{\partial \tilde{A}(z, \omega)}{\partial z} = -\frac{1}{2} \beta_2 \omega^2 \tilde{A}(z, \omega) \quad (2.38)$$

die Lösung:

$$\tilde{A}(z, \omega) = \tilde{A}(0, \omega) \exp \left[ \frac{i}{2} \beta_2 \omega^2 z \right]. \quad (2.39)$$

Gleichung 2.39 zeigt, dass die GVD die Phase der einzelnen spektralen Komponenten des Pulses in Abhängigkeit von der Frequenz  $\omega$  und der Ausbreitungsdistanz  $z$  beeinflusst. Wichtig ist dabei, dass die Modulation der spektralen Phase keine Änderung des Pulsspektrums, sondern nur der zeitlichen Pulsform bewirkt. Die einzelnen Frequenzanteile des Pulses werden durch unterschiedliche Ausbreitungsgeschwindigkeiten gegeneinander verschoben, und der Puls verbreitert sich zeitlich.

Die allgemeine Lösung zu Glg. 2.39 findet man durch inverse Fouriertransformation:

$$\begin{aligned} A(z, \tau) &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{A}(0, \omega) \exp \left[ i \left( \frac{1}{2} \beta_2 \omega^2 z - \omega \tau \right) \right] d\omega \\ &= |A(z, \tau)| \exp [i \phi(z, \tau)]. \end{aligned} \quad (2.40)$$

Aufgrund der Zeitabhängigkeit der Phase  $\phi(z, \tau)$  weicht die momentane Frequenz  $\omega(\tau)$  von der Mittenfrequenz des Pulses  $\omega_0$  ab:

$$\omega(\tau) = \omega_0 + \delta\omega(\tau). \quad (2.41)$$

Die Änderung ergibt sich aus der Zeitableitung der Phase:

$$\delta\omega(\tau) = \frac{d}{d\tau} \phi. \quad (2.42)$$

Es zeigt sich, dass zum Beispiel für einen gaußförmigen Puls  $\delta\omega(\tau) \propto \tau$  ist. Die Frequenz ändert sich somit linear mit der Zeit während des Pulsdurchlaufs. Dies wird als linearer *Frequenzchirp* bezeichnet. Durch die Umverteilung der Frequenzkomponenten sind im normalen Dispersionsbereich die langwelligen Anteile an der ansteigenden Pulsflanke und die kurzwelligen an der absteigenden Flanke zu finden (positiver oder Up-Chirp). Unter anomaler Dispersion kehren sich die Verhältnisse um (negativer oder Down-Chirp). Bei einem ungechirpten gaußförmigen Eingangspuls ist die zeitliche Pulsverbreiterung durch die GVD unabhängig vom Vorzeichen von  $\beta_2$ . Ein solcher Puls kann als bandbreitenbegrenzt betrachtet werden. Spektrale Bandbreite und Pulsdauer sind über die Unschärferelation

$$\Delta t_{FWHM} \Delta \nu_{FWHM} = \frac{2 \ln 2}{\pi} \quad (2.43)$$

miteinander verknüpft. Dabei gilt  $\Delta t_{FWHM} = 2\sqrt{\ln 2} \Delta t$  (*Full Width at Half Maximum, FWHM*). Die Pulsdauer ist somit bei gegebener spektraler Bandbreite minimal.

## 2.3 Selbst- und Kreuzphasenmodulation

Bei der Selbstphasenmodulation (SPM) kommt es während der Pulsausbreitung in einem nichtlinearen Medium aufgrund des intensitätsabhängigen Brechungsindex zu einer selbstinduzierten Modulation der zeitlichen Phase.

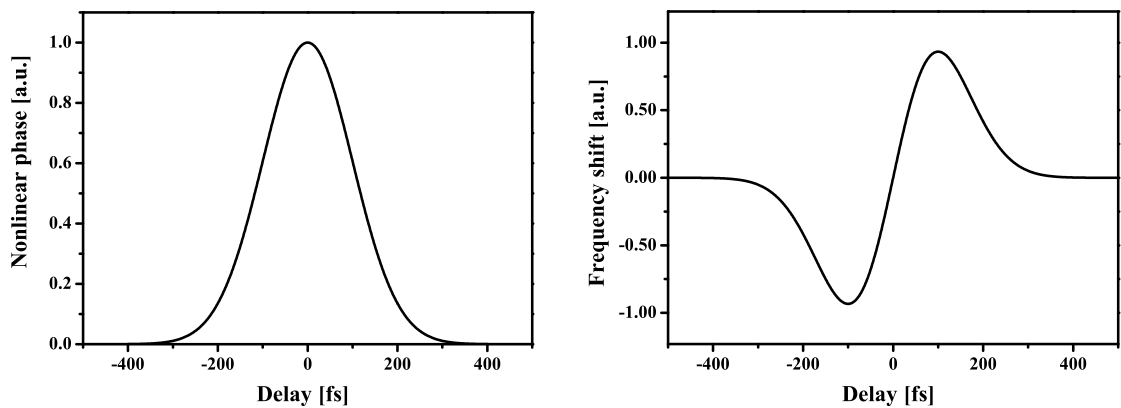
Wird für das linear polarisierte und sich in  $z$ -Richtung ausbreitende elektrische Feld mit der Wellenzahl  $k = 2\pi n/\lambda$  die Darstellung

$$E(z, t) = A(z, t) e^{-i(kz - \omega_0 t)} + A(z, t)^* e^{i(kz - \omega_0 t)} \quad (2.44)$$

gewählt, so ändert sich der Phasenanteil  $kz$  aufgrund des nichtlinearen Anteils des Brechungsindex (Glg. 2.28) wie folgt:

$$kz = nk_0 z = (n_0 + n_2 |E|^2) k_0 z = n_0 k_0 z + \phi_{NL}. \quad (2.45)$$

Dann beschreibt  $\phi_{NL} = n_2 k_0 z |E|^2$  den intensitätsabhängigen und damit zeitlich nichtlinearen Anteil der Phasenänderung. Aufgrund der zeitlich variierenden Phase ändert sich das Pulsspektrum. Dies lässt sich durch Betrachtung der instantanen Pulsfrequenz nach Glg. 2.41 veranschaulichen, wobei nun  $\delta\omega(t) = \frac{d}{dt} \phi_{NL}$  gilt.



**Abb. 2.1:** Berechnete nichtlineare Phasenänderung und abgeleiteter Frequenzchirp für einen gaußförmigen 230 fs-Puls bei SPM.

Für Abb. 2.1 wurde die zeitlich nichtlineare Phasenänderung und die sich daraus ableitende Momentanfrequenz für einen gaußförmigen Eingangspuls berechnet. Es lässt sich gut erkennen, wie die Phasenänderung den Verlauf der Pulsintensität wieder spiegelt. Die Phasenmodulation bewirkt mit zunehmender Ausbreitungsdistanz die Erzeugung neuer Frequenzkomponenten und damit eine spektrale Pulsverbreiterung. Die einzelnen Frequenzkomponenten sind für  $n_2 > 0$  am Pulsanfang zu niedrigeren und am Ende zu höheren Frequenzen hin verschoben. Dieser Frequenzchirp ist im Bereich der Pulsmitte nahezu linear und besitzt dort sein Maximum [18]:

$$\delta\omega_{max} = \frac{d}{dt} \phi_{NL}^{max} \approx 0,86 \frac{\phi_{NL}^{max}}{\Delta t}. \quad (2.46)$$

SPM wird unter anderem zur Erzeugung ultrakurzer fs-Pulse genutzt. Indem die zeitliche Verschiebung der durch SPM neu generierten Spektralanteile in geeigneten

Anordnungen aus Prismen oder Beugungsgittern kompensiert wird, lassen sich entsprechend der höheren Bandbreite nahezu bandbreitenbegrenzte, ultrakurze Lichtpulse mit Pulsdauern von einigen Femtosekunden erzeugen.

Kommt es bei der gleichzeitigen und gleichgerichteten Ausbreitung zweier oder mehrerer Pulse zu einer gegenseitigen Beeinflussung der Phasen, so spricht man von Kreuzphasenmodulation (XPM). So ergeben sich zum Beispiel bei der Wechselwirkung zweier Pulse die folgenden nichtlinearen Phasenänderungen:

$$\begin{aligned} \phi_{NL1} &= n_2 k_0 z (|E_1|^2 + 2|E_2|^2) \\ \text{und } \phi_{NL2} &= n_2 k_0 z (|E_2|^2 + 2|E_1|^2). \end{aligned} \quad (2.47)$$

Besitzen beide optischen Felder die gleiche Intensität, so ist der Beitrag der XPM zur nichtlinearen Phasenverschiebung doppelt so groß wie der der SPM.

## 2.4 Solitonen

Mit Einführung der relativen Zeit  $\tau$  aus Glg. 2.37 ergibt sich die NSE (Glg. 2.33) zu:

$$\frac{\partial A(z, \tau)}{\partial z} = -\frac{i}{2}\beta_2 \frac{\partial^2 A(z, \tau)}{\partial \tau^2} + i\gamma |A(z, \tau)|^2 A(z, \tau). \quad (2.48)$$

Für diese Gleichung erhält man unter der Voraussetzung, dass die Pulsspitzenleistung die Bedingung

$$P_S = |A_0|^2 = \frac{-\beta_2}{\tau_0^2} \frac{1}{\gamma} = \frac{-\beta_2}{\tau_0^2} \frac{c A_{eff}}{n_2 \omega_0} \quad (2.49)$$

erfüllt, die analytische Lösung:

$$A_S^{(1)}(z, \tau) = A_0 \operatorname{sech}(\tau/\tau_0) \exp(i\xi z). \quad (2.50)$$

Hierbei gibt

$$\gamma = \frac{n_2 \omega_0}{c_0 A_{eff}} \quad (2.51)$$

den nichtlinearen Koeffizienten der Faser aus Glg. 2.33 und  $\tau_0$  die ursprüngliche Pulsdauer im mitbewegten Zeitfenster (Glg. 2.37) an. Wird die fundamentale Mode einer SM-Faser durch eine Gaußverteilung genähert (2.16), so gilt für die effektive Modenquerschnittsfläche:

$$A_{eff} = \pi w^2. \quad (2.52)$$

Gleichung 2.50 beschreibt die Feldverteilung eines fundamentalen, zeitlichen Solitons. Der Exponentialausdruck mit  $\xi = -\beta_2/(2\tau_0)$  gibt die sich mit zunehmender Ausbreitungsdistanz  $z$  kontinuierlich ändernde Phase an. Diese hat keinen Einfluss auf die Pulsform. Die Bedingung 2.49 kann nur erfüllt werden, wenn  $\beta_2$  und  $n_2$  gegensätzliche Vorzeichen besitzen. Das kann für Silikatglasfasern mit positivem  $n_2$  zum Beispiel im Bereich der anomalen Dispersion mit  $\beta_2 < 0$  erreicht werden, so dass hier die Erzeugung und Ausbreitung von Solitonen möglich ist.

Wie Glg. 2.50 zeigt, behalten fundamentale Solitonen unter der Annahme eines verlustfreien Mediums ihre zeitliche Pulsform für eine beliebig große Ausbreitungsdistanz bei. Dieses Verhalten lässt sich am besten veranschaulichen, indem man die in den

vorangegangenen Unterkapiteln beschriebenen Wirkungen von GVD und SPM, insbesondere die generierten Frequenzchirps, miteinander vergleicht. Es zeigt sich, dass die Pulsstabilität auf ein ausgewogenes Wechselspiel von GVD und SPM zurückzuführen ist: Beide Effekte kompensieren sich bei fundamentalen Solitonen gegenseitig. Diese Pulsstabilität macht die Solitonen unter anderem sehr interessant für die Datenfernübertragung [26].

Fundamentale Solitonen besitzen weiterhin die außergewöhnliche Eigenschaft, dass ein Soliton aufgrund einer höheren Ausbreitungsgeschwindigkeit ein anderes Soliton überholen kann und beide Solitonen auch nach dem Überholvorgang ihre ursprüngliche Form besitzen. Solchen teilchenähnlichen Eigenschaften haben die Solitonen ihren Namen zu verdanken. Für die fundamentalen Solitonen der NSE hat sich gezeigt, dass sie sich aus nahezu beliebigen Pulsformen durch einen allmählichen Anpassungsprozess generieren lassen, solange nur die Bedingung 2.49 erfüllt ist [18, 27]. Das bedeutet unter anderem auch, dass der ursprüngliche Puls nicht von vornherein die exakten Parameter eines fundamentalen Solitons besitzen muss.

Mithilfe der Methode der inversen Streuung lassen sich alle möglichen nichtanalytischen Lösungen der Glg. 2.50 bestimmen [28]. Die allgemeine Lösung ergibt eine unendliche Vielfalt von Solitonenformen höherer Ordnung. Eine Klasse dieser Solitonenformen ist durch die Anfangsfeldverteilung:

$$A_S^{(N)}(0, \tau) = N \operatorname{sech}(\tau) \quad (2.53)$$

an der Stelle  $\xi = 0$  gekennzeichnet. Die Solitonenordnung  $N$  folgt aus:

$$N^2 = \frac{P_S \gamma \tau_0^2}{|\beta_2|}. \quad (2.54)$$

Für das fundamentale Soliton gilt  $N=1$ . Die Lösung für ein Soliton zweiter Ordnung

$$A_S^{(2)}(\xi, \tau) = \frac{4 [\cosh(3\tau) + 3 \exp(4i\xi) \cosh(\tau)] \exp(i\xi/2)}{[\cosh(4\tau) + 4 \cosh(2\tau) + 3 \cos(4\xi)]} \quad (2.55)$$

ist weitaus komplizierter als die eines fundamentalen Solitons. Anhand von Glg. 2.54 lässt sich bei Vorgabe der Faserparameter und der Pulsdauer die für die Anregung eines Solitons bestimmter Ordnung notwendige Spitzenleistung bestimmen. So ist zum Beispiel für die Erzeugung eines fundamentalen Solitons in einer typischen Silikatglasfaser bei einer Anregungswellenlänge von  $1,55 \mu\text{m}$  und einer Pulslänge von  $10 \text{ ps}$  eine Spitzenleistung von nur  $50 \text{ mW}$  ausreichend.

Kennzeichnend für die beschriebenen Solitonen höherer Ordnung ist eine periodische Modulation des spektralen - und zeitlichen Pulsverlaufs, wobei sich die jeweilige Ursprungsform nach jeweils einer Solitonenperiode

$$z_0 = \frac{\pi \tau_0^2}{2 |\beta_2|} \quad (2.56)$$

reproduziert. Die Ursache dafür ist wiederum im wechselseitigen Zusammenspiel von GVD und SPM zu finden.

Ein Soliton der Ordnung  $N$  kann als gebundener Überlagerungszustand von  $N$  fundamentalen Solitonen angesehen werden. Diese sind bezüglich ihrer Ausbreitungsgeschwindigkeit entartet: Sie bewegen sich alle mit der gleichen Geschwindigkeit fort.



Untersuchungen hinsichtlich der Stabilität höherer Solitonenordnungen haben gezeigt, dass die Entartung durch verschiedene Prozesse aufgehoben werden kann. Es kommt dann zum sogenannten *Solitonenzerfall*, bei dem das Soliton höherer Ordnung in einzelne fundamentale Solitonen zerfällt. Dieser Vorgang und die auslösenden Prozesse werden im Unterkapitel 2.8.3 ausführlich beschrieben.

## 2.5 Vierwellenmischung

Bei der Vierwellenmischung (FWM) handelt es sich um einen parametrischen Prozess dritter Ordnung. Dabei wechselwirken vier elektromagnetische Felder innerhalb eines Mediums miteinander. Das elektrische Feld und die Polarisation können somit durch die Glgn. 2.4 und 2.5 mit  $n = 4$  beschrieben werden.

Die nichtlineare Polarisation ist gemäß Glg. 2.25 mit den optischen Feldern verknüpft:

$$\mathbf{P}_{NL} = \mathbf{P}^{(3)} = \frac{3}{4}\varepsilon_0\chi^{(3)} : \mathbf{E}\mathbf{E}\mathbf{E}^*. \quad (2.57)$$

Für die Amplituden der einzelnen Polarisationsanteile ergibt sich dann:

$$\begin{aligned} P_1^{(3)} &= \frac{3\varepsilon_0}{4}\chi^{(3)} (E_1^2 E_1^* + 2E_1 E_2 E_2^* + 2E_1 E_3 E_3^* + 2E_1 E_4 E_4^* + 2E_3 E_4 E_2^*), \\ P_2^{(3)} &= \frac{3\varepsilon_0}{4}\chi^{(3)} (E_2^2 E_2^* + 2E_2 E_1 E_1^* + 2E_2 E_3 E_3^* + 2E_2 E_4 E_4^* + 2E_3 E_4 E_1^*), \\ P_3^{(3)} &= \frac{3\varepsilon_0}{4}\chi^{(3)} (E_3^2 E_3^* + 2E_3 E_1 E_1^* + 2E_3 E_2 E_2^* + 2E_3 E_4 E_4^* + 2E_1 E_2 E_4^*), \\ P_4^{(3)} &= \frac{3\varepsilon_0}{4}\chi^{(3)} (E_4^2 E_4^* + 2E_4 E_1 E_1^* + 2E_4 E_2 E_2^* + 2E_4 E_3 E_3^* + 2E_1 E_2 E_3^*). \end{aligned} \quad (2.58)$$

Der jeweils erste Term innerhalb der Klammer drückt den Anteil der SPM aus. Die Ausdrücke zwei bis vier beschreiben die Wechselwirkungsprozesse von zwei Feldern, wie zum Beispiel XPM oder SRS. Der letzte Term steht für das parametrische FWM. Hierbei kann eine messbare Konversionseffizienz nur erreicht werden, wenn die relativen Phasen zwischen den beteiligten Feldern

$$\theta_+ = (k_1 + k_2 + k_3 - k_4)z - (\omega_1 + \omega_2 + \omega_3 - \omega_4)t, \quad (2.59)$$

$$\theta_- = (k_1 + k_2 - k_3 - k_4)z - (\omega_1 + \omega_2 - \omega_3 - \omega_4)t \quad (2.60)$$

nahezu verschwinden. Die dafür notwendige Anpassung der Frequenzen  $\omega_n$  leitet sich aus der Energieerhaltung und die der Wellenzahlen  $k_n$  aus der Impulserhaltung ab. Letztere wird auch als *Phasenanpassung* bezeichnet. Im hier betrachteten Fall der kollinearen Ausbreitung in optischen Fasern kann der Vektorcharakter von  $\mathbf{k}$  vernachlässigt werden, da nur die Richtung längs der Faserachse berücksichtigt wird.

$\theta_+ = 0$  stellt die Voraussetzung für Prozesse wie die Frequenzverdreifung ( $\omega_4 = \omega_1 + \omega_2 + \omega_3$  mit  $\omega_1 = \omega_2 = \omega_3$ ) oder die Frequenzmischung (z. B.  $\omega_4 = 2\omega_1 + \omega_3$  mit  $\omega_1 = \omega_2 \neq \omega_3$ ) dar. Es ist im Allgemeinen schwierig, in optischen Fasern die für eine ausreichende Effizienz dieser Effekte notwendige Phasenanpassung zu erreichen [18]. Die Ursache dafür liegt in der kollinearen Ausbreitung der elektromagnetischen Felder

unterschiedlicher Frequenz. Deshalb kann eine Phasenanpassung der sich mit verschiedenen Ausbreitungsgeschwindigkeiten fortpflanzenden Felder nicht, wie zum Beispiel in Festkörpern, über unterschiedliche Ausbreitungsrichtungen (nicht-kollinear) oder -geschwindigkeiten (Doppelbrechung) der Wellenvektoren erreicht werden.

Gleichung 2.60 beschreibt aus quantenmechanischer Sicht den Fall, dass zwei Photonen mit den Energien  $\hbar\omega_1$  und  $\hbar\omega_2$  vernichtet und gleichzeitig zwei Photonen mit den Energien  $\hbar\omega_3$  und  $\hbar\omega_4$  erzeugt werden, wobei  $\hbar = h/2\pi$  das Plancksche Wirkungsquantum ist. Aus der Energie- und Impulserhaltung resultieren für die Frequenzen und Wellenzahlen die folgenden Relationen:

$$\omega_1 + \omega_2 = \omega_3 + \omega_4 \quad \text{und} \quad \Delta k = k_1 + k_2 - k_3 - k_4 = 0. \quad (2.61)$$

Hierbei gibt  $\Delta k$  die lineare Wellenzahlfehlanspassung an.

Es hat sich in einer Reihe von Untersuchungen in optischen Fasern gezeigt, dass sich für den Fall der *teilweise entarteten Vierwellenmischung* mit  $\omega_1 = \omega_2$  Phasenanpassung relativ einfach erreichen lässt [29, 30, 31]. Es entstehen dabei symmetrisch um die Anregungsfrequenz  $\omega_1$  in einem Frequenzabstand von

$$\Omega_{FWM} = \omega_1 - \omega_3 = \omega_4 - \omega_1 \quad (2.62)$$

zwei Seitenbänder bei  $\omega_3$  und  $\omega_4$ , wobei  $\omega_3 < \omega_4$ . Spektral ausgedehnte Bänder bilden sich aus, da auch für den Fall der nicht perfekten Phasenanpassung neue Frequenzen generiert werden, allerdings mit geringerer Effizienz. In Analogie zur SRS werden die relativ zur Anregungsfrequenz höherfrequenten und niederfrequenten Seitenbänder auch als *Anti-Stokes-* und *Stokes-Bänder* bezeichnet.<sup>8</sup> In der Praxis ist es möglich, ausgehend von einer Anregungsfrequenz beide Seitenbänder aus dem Rauschen heraus oder aber durch die Einstrahlung eines schwachen Stokes-Feldes bei  $\omega_3$  zu generieren. Die mit steigender Eingangsleistung des Anregungsfeldes verbundene Leistungszunahme dieses Stokes-Bandes unter der gleichzeitigen Erzeugung des höherfrequenten Anti-Stokes-Bandes bei  $\omega_4$  wird als *parametrische Verstärkung* bezeichnet. In der vorliegenden Arbeit wird bei dem Begriff „FWM“ immer vom entarteten Fall ausgegangen.

Ausgehend von der Wellengleichung 2.3 lassen sich unter Einbeziehung der Phasenanpassungsbedingungen die Bereiche, in denen die Seitenbänder erzeugt werden, über den Verstärkungsparameter [18]

$$g_{FWM} = [(\gamma P_S)^2 - (\Delta k_G/2)^2]^{1/2} \quad (2.63)$$

ermitteln. Hier gibt  $P_S$  die Pulsspitzenleistung und

$$\Delta k_G = \Delta k_M + \Delta k_W + \Delta k_{NL} = \Delta k + \Delta k_{NL} \quad (2.64)$$

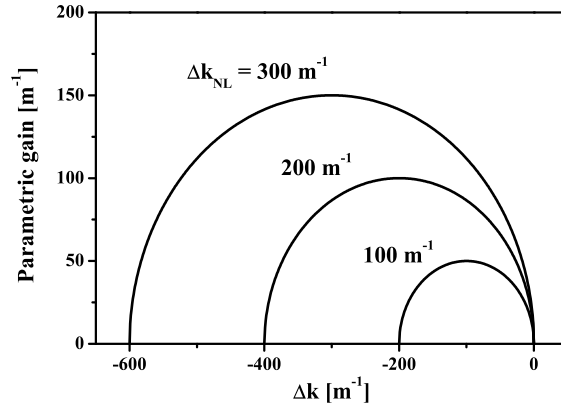
die gesamte Wellenzahlfehlanspassung an. Die Größen

$$\begin{aligned} \Delta k_M &= [n_3\omega_3 + n_4\omega_4 - 2n_1\omega_1]/c_0, \\ \Delta k_W &= [\Delta n_3\omega_3 + \Delta n_4\omega_4 - (\Delta n_1 + \Delta n_2)\omega_1]/c_0 \\ \text{und } \Delta k_{NL} &= 2\gamma P_S \end{aligned} \quad (2.65)$$

<sup>8</sup>Oft findet man auch die aus der Mikrowellentechnik stammenden Begriffe *Idler* und *Signal* für das höherfrequente und niederfrequente Seitenband.

bezeichnen die Anteile der Fehlanpassung durch Material- und Wellenleiterdispersion sowie durch die Fasernichtlinearität.  $\Delta k_M$  und  $\Delta k_W$  ergeben zusammen  $\Delta k$ . Dabei stehen  $n_n$  und  $\Delta n_n$  für den Material- und Wellenleiteranteil des effektiven Brechungsindex aus Glg. 2.35. Der nichtlineare Beitrag zur Fehlanpassung  $\Delta k_{NL}$  wird durch SPM und XPM verursacht.

Für Abb. 2.2 wurde die parametrische Verstärkung bei verschiedenen nichtlinearen Fehlanpassungen berechnet. Die größte Verstärkung mit  $g_{FWM\_max} = \gamma P_S$  wird bei optimaler Phasenanpassung,  $\Delta k_G = 0$ , und somit für  $\Delta k = -2\gamma P_S$  erreicht. Die



**Abb. 2.2:** Berechnete parametrische Verstärkung in Abhängigkeit von der Wellenzahlfehlanpassung für verschiedene nichtlineare Wellenzahlfehlanpassungen.

Verschiebung der Maxima gegenüber  $\Delta k = 0$  wird durch den nichtlinearen Anteil  $\Delta k_{NL}$  und damit durch SPM und XPM verursacht. Insgesamt findet über den Bereich  $0 > \Delta k > -4\gamma P_S$  parametrische Verstärkung statt.

Um Phasenanpassung zu erreichen, muss wenigstens eine der Komponenten aus Glg. 2.65 negativ sein. Bei SM-Fasern ist  $\Delta k_W$  für gleich polarisierte Moden im Vergleich zu  $\Delta k_M$  sehr klein. Nur im Bereich der ZDW sind beide Anteile ähnlich groß. Es gibt folgende Möglichkeiten, FWM-Phasenanpassung in SM-Fasern zu erreichen [18]:

- Durch geringe Frequenzabstände und Anregungsleistungen sind  $\Delta k_M$  und  $\Delta k_{NL}$  sehr klein und damit vergleichbar mit  $\Delta k_W$ .
- Im Bereich der ZDW lässt sich  $\Delta k_M + \Delta k_{NL}$  durch  $\Delta k_W$  kompensieren.
- Im anomalen Dispersionsbereich kann ein negatives  $\Delta k_M$  die Summe aus  $\Delta k_W$  und  $\Delta k_{NL}$  ausgleichen.
- Auch der relativ große Brechungsindexunterschied zwischen den Hauptachsen einer PM-Faser und die daraus resultierende modale Doppelbrechung kann für eine Phasenanpassung genutzt werden.

## 2.6 Modulationsinstabilität

Untersucht man anhand der NSE (Glg. 2.33) das Ausbreitungsverhalten eines Dauerstrichlaserfeldes in einer verlustfreien, optischen Faser unter dem Einfluss von GVD

und SPM, so ergibt sich für die zeitunabhängige Amplitude des elektrischen Feldes eine stationäre Lösung der Form

$$A(z) = A_0 \exp(i\phi_{NL}), \quad (2.66)$$

wobei  $\phi_{NL} = \gamma P_S z$ . Das cw-Feld (*continuous wave*) breitet sich somit, abgesehen von einer durch SPM verursachten intensitätsabhängigen Phasenverschiebung, unverändert in der Faser aus.

Wird diese Lösung hinsichtlich ihrer Stabilität gegenüber einer geringen zeitlichen Störung untersucht, so kommt man zu einem interessanten Ergebnis: Im Bereich normaler Dispersion ( $\beta_2 > 0$ ) zeigt sich die Lösung stabil gegenüber kleinen Störungen, wie zum Beispiel einem Rauschimpuls. Dagegen kommt es im anomalen Dispersionsbereich ( $\beta_2 < 0$ ) mit zunehmender Ausbreitungsstrecke zu einem exponentiellen Wachstum der geringen Anfangsstörung. Die stationäre Lösung ist instabil. Dieser Effekt wird als Modulationsinstabilität (*Modulation Instability, MI*) bezeichnet [32, 33].<sup>9</sup> Die verstärkte Störmodulation führt zu einem Aufbrechen des Dauerstrichsignals. Als Folge entsteht ein Pulszug mit der reziproken Modulationsfrequenz als Periodendauer.

Ähnlich wie bei den parametrischen Prozessen gibt der Verstärkungskoeffizient

$$g_{MI} = |\beta_2 \Omega_{MI}| (\Omega_{St}^2 - \Omega_{MI}^2)^{1/2} \quad (2.67)$$

mit  $\Omega_{St}^2 = (4\gamma P_S)/|\beta_2|$  die Verstärkung einer Störung in Abhängigkeit vom Frequenzabstand  $\Omega_{MI}$  von der Anregungsfrequenz an.

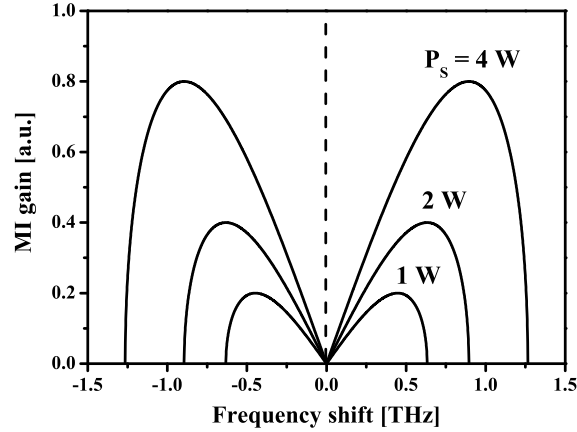
Die MI lässt sich als parametrischer FWM-Prozess verstehen, wobei die Phasenanpassung durch SPM gewährleistet wird. Dabei dienen spontan oder induziert emittierte Photonen als Stokes-Signal bei  $\omega_3 = \omega_1 - \Omega_{MI}$ . Diese erfahren durch den MI-Prozess eine Verstärkung, solange  $|\Omega_{MI}| < \Omega_{St}$  erfüllt ist. Gleichzeitig kommt es aufgrund der Energieerhaltung ( $2\omega_1 = \omega_3 + \omega_4$ ) zur Aussendung eines Anti-Stokes-Feldes mit der Frequenz  $\omega_4 = \omega_1 + \Omega_{MI}$ . Liegt die Anregungsfrequenz im anomalen Dispersionsbereich, so ist die Summe  $\Delta k_M + \Delta k_W$  aufgrund des dominanten Materialanteils negativ und kann durch den nichtlinearen SPM-Anteil  $\Delta k_{NL}$  kompensiert werden (Kap. 2.5). Damit lässt sich in diesem Bereich Phasenanpassung relativ einfach erreichen. Unter der Annahme, dass  $\Delta k \approx \Delta k_M \approx \beta_2 \Omega_{St}^2$  gilt, erhält man optimale Phasenanpassung,  $\Delta k_G = 0$ , für den von der Eingangsleistung abhängigen Frequenzabstand [33]:

$$\Omega_{MI} = (2\gamma P_S/|\beta_2|)^{1/2}. \quad (2.68)$$

Abb. 2.3 zeigt das berechnete MI-Verstärkungsspektrum für drei verschiedene Eingangsleistungen und mit folgenden Faserparametern:  $\beta_2 = 10 \text{ ps}^2 \text{ km}^{-1}$  und  $\gamma = 1 \text{ W}^{-1} \text{ km}^{-1}$ . Das Spektrum ist symmetrisch in Bezug auf  $\Omega = 0$ . Das Maximum der Verstärkung mit  $g_{MI\_max} = 2\gamma P_S$  liegt bei  $\Omega_{MI}$ .

Bei der durch verschiedene nichtlineare optische Effekte verursachten Weißlichterzeugung ist es oft der Fall, dass die generierten Spektralanteile von MI/FWM und SRS im selben Wellenlängenbereich liegen. Obwohl sich beide Prozesse hinsichtlich ihrer physikalischen Ursachen unterscheiden, kommt es zu einer gegenseitigen Beeinflussung [18, 34]. Diese äußert sich unter anderem darin, dass der Raman-Verstärkungskoeffizient  $g_R$  von der FWM-Phasenanpassungsbedingung  $\Delta k = 2k_1 -$

<sup>9</sup>Historisch gesehen entstammt der Begriff „Modulationsinstabilität“ der Arbeit von Hasegawa und Brinkmann [33], die eben diesen Effekt anhand der NSE untersucht haben.



**Abb. 2.3:** Berechnetes MI-Verstärkungsspektrum bei verschiedenen Eingangsspitzenleistungen.

$k_3 - k_4$  abhängt. Damit können im Bereich optimaler Phasenanpassung MI/FWM-Prozesse die SRS teilweise unterdrücken, so dass sich  $g_R$  um bis zur Hälfte verringert. Auf der anderen Seite ist es möglich, dass durch MI/FWM neu generierte Spektralkomponenten als Anregung für den Raman-Verstärkungsprozess dienen und somit eine signifikante Verstärkung durch SRS erfahren. Diese Wechselwirkungen müssen bei einer Interpretation von Messdaten berücksichtigt werden.

Wie bereits erwähnt, lässt sich die MI als eine sich aus dem Rauschen entwickelnde Vierwellenmischung im anomalen Dispersionsbereich der Faser beschreiben. Die Phasenanpassung wird durch den nichtlinearen SPM-Anteil der Wellenzahlfehlanpassung gewährleistet. Da die in der vorliegenden Arbeit untersuchten mikrostrukturierten Fasern im anomalen Dispersionsbereich oder nahe der ZDW angeregt wurden, wird im Folgenden ausschließlich der Begriff der MI verwendet. Dieser lässt sich ausgehend von den obigen Betrachtungen eines cw-Feldes auf gepulste Strahlung übertragen, solange die Modulationsperiode klein gegenüber der Pulsdauer ist.

## 2.7 Stimulierte Raman-Streuung

Bei der spontanen Raman-Streuung kommt es durch die Wechselwirkung eines Moleküls oder Festkörpersgitters mit einem Photon zur Anregung vom Grundzustand auf ein virtuelles Zwischenniveau. Die anschließende Relaxation kann auf ein höher gelegenes reales Energieniveau erfolgen. Das dabei emittierte *Stokes*-Photon besitzt somit eine geringere Energie als das anregende Photon.

Wird dagegen von einem höheren, zum Beispiel thermisch angeregten, Energieniveau in ein virtuelles Zwischenniveau angeregt, so kann die anschließende Relaxation in den Grundzustand stattfinden. Dann besitzt das gestreute *Anti-Stokes*-Photon eine höhere Energie als das einfallende. Die jeweilige Energiedifferenz ergibt sich aus der Energie, die bei der Änderung des Rotations- oder Schwingungszustandes eines Moleküls oder der Gitterschwingungen eines kristallinen Festkörpers aufgenommen (*Anti-Stokes*) oder abgegeben (*Stokes*) wird. Da im thermischen Gleichgewicht die Besetzungsdichte der angeregten Niveaus nach der Boltzmann-Verteilung geringer ist als die des Grundzustandes, ist dabei die *Anti-Stokes*-Intensität kleiner als die *Stokes*-

Intensität.

Für eine Beschreibung der stimulierten Raman-Streuung (SRS) kann man sich die Vibrationsmode eines Moleküls der Masse  $m$  als einen harmonischen Oszillator mit der Resonanzfrequenz  $\omega_V$ , der Dämpfungskonstanten  $\sigma$  ( $\hat{=}$  Linienbreite der spontanen Raman-Streuung) und der Ablenkung  $q$  vom Gleichgewichtszustand der Kernabstände  $q_0$  vorstellen. Die Polarisierbarkeit des Moleküls  $p(t)$  lässt sich in eine Taylor-Reihe nach den Auslenkungen um die Gleichgewichtslage  $q(t)$  entwickeln [35].

Im hier betrachteten Fall mit einer nur geringen Verschiebung der Kernkoordinaten durch die nichtresonante Wechselwirkung kann diese nach dem linearen Term abgebrochen werden, und man erhält

$$p(t) = p_0 + \left( \frac{\partial p}{\partial q} \right)_{q=0} q(t). \quad (2.69)$$

Aufgrund der Oszillation ist die Polarisierbarkeit nicht konstant, sondern abhängig vom Abstand der beiden Atomkerne. Hierbei entspricht  $p_0$  der Polarisierbarkeit des Moleküls mit den Atomkernen im Gleichgewichtszustand. Die von einem Ensemble von  $N$  kohärent oszillierenden Molekülen verursachte zeitlich variierende Polarisierbarkeit entspricht makroskopisch einer Modulation des Brechungsindex. Diese wiederum bewirkt eine Frequenzmodulation mit der Vibrationsfrequenz  $\omega_V$  des durch das Medium laufenden Pumpfeldes der Frequenz  $\omega_P$ . Es kommt zur Ausbildung von Seitenbändern bei  $\omega_S = \omega_P - \omega_V$  (Stokes) und  $\omega_A = \omega_P + \omega_V$  (Anti-Stokes). Das erzeugte Stokes-Feld kann dann die Moleküle zu erzwungenen Schwingungen bei  $\omega_V = \omega_P - \omega_S$  anregen oder diese verstärken. Der allmählich einsetzende, sich bei hohen Pumpintensitäten selbst verstärkende Prozess wird als SRS bezeichnet.

Beschrieben werden kann die SRS durch einen zusätzlichen Raman-Beitrag zur nichtlinearen Polarisation  $P_{NL}$ . Für die Stokes-Komponente ergibt sich dieser abhängig vom Pumpfeld  $A_P$  zu [19]:

$$P_{NL}^S(\omega_S) = \chi_{SRS}^{(3)}(\omega_S) |A_P|^2 A_S e^{i\omega_S t - k_S z} + \text{k.k.} \quad (2.70)$$

Dabei gibt

$$\chi_{SRS}^{(3)}(\omega_S) = \frac{N(\partial p / \partial q)_0^2}{4m [\omega_V^2 - (\omega_P - \omega_S)^2 + i\sigma(\omega_P - \omega_S)]} = \chi_{SRS}^{(3)*}(\omega_A) \quad (2.71)$$

die komplexe SRS-Suszeptibilität an. Das nichtlineare Verhalten der Stokes-Polarisation lässt sich hier in der Abhängigkeit von  $|A_P|^2 A_S$  erkennen.

Desweiteren zeigt sich, dass die Stokes-Polarisation die Wellenzahl  $k_S$  des Stokes-Feldes besitzt und dieses somit verstärkt. Im Unterschied zur FWM ist die Phasenanpassung der Stokes-SRS inhärent. Auf diese Weise lassen sich, obwohl der Beitrag der SRS zur nichtlinearen Gesamtsuszeptibilität mit  $\chi_{SRS}^{(3)} \approx 10^{-24}$  vergleichsweise gering ist [30], bei ausreichenden Wechselwirkungslängen weit mehr als 10 % der Anregungsenergie in die SRS-Streustrahlung überführen.

Weitere Eigenschaften der SRS sind die im Gegensatz zum spontanen Streuprozess hohe räumliche und zeitliche Kohärenz des gestreuten Lichtes sowie die typisch exponentiell anwachsende Verstärkung gemäß Glg. 2.72. Außerdem ist aufgrund einer Vielzahl von bereits angeregten Zuständen die Anti-Stokes-Intensität deutlich höher. Eine

Ausnahme stellen hier die optischen Lichtleitfasern dar (s.u.). Breitet sich der Stokes-Puls im anomalen Dispersionsbereich aus, so bildet sich aufgrund der Wechselwirkung von GVD und SPM ein sogenanntes Raman-Soliton. Dessen Ordnung bestimmt sich nach Glg. 2.54.

Betrachtet man ausschließlich die dominierende vorwärtsgerichtete SRS, so lässt sich die Stokes-Intensität  $I_S$  in Abhängigkeit von der Ausbreitungsdistanz  $z$  wie folgt beschreiben:

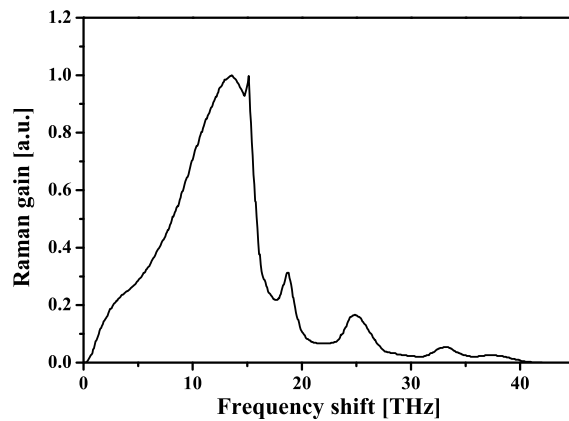
$$I_S(z) = I_S(0) \exp(g_R I_P(0) z_{eff} - \alpha_S z). \quad (2.72)$$

Dabei gibt

$$z_{eff} = \frac{1}{\alpha_P} [1 - \exp(-\alpha_P z)] \quad (2.73)$$

die effektive Wechselwirkungslänge an, die aufgrund der, wenn auch geringen, Absorption der Pumpstrahlung von der geometrischen Ausbreitungsdistanz  $z$  abweicht. Die Stokes-Intensität an der Stelle  $z = 0$  wird als durch spontane Raman-Streuung verursacht angenommen. Die Absorptionskoeffizienten  $\alpha_P$  und  $\alpha_S$  geben die Faserverluste für das Pump- und Stokes-Feld an.  $I_P$  beschreibt die Pumpintensität.

Der Raman-Verstärungskoeffizient  $g_R$  ist proportional zu  $|A_P|^2$  und  $\chi_{SRS}^{(3)}$  und kann, zum Beispiel für Silikatglasfasern, experimentell über die Messung des Wirkungsquerschnitts der spontanen Raman-Streuung [36] bestimmt werden. Aufgrund der nichtkristallinen amorphen Materialstruktur von Silikatglas sind die Vibrationsmoden spektral sehr stark verbreitert und überlappen sich somit gegenseitig, so dass im Gegensatz zu den bekannten diskreten Raman-Linienspektren anderer Materialien ein Verstärkungskontinuum von ungefähr 40 THz Bandbreite entsteht (Abb. 2.4). Dieses hat jedoch ein ausgeprägtes Maximum in Form einer Doppelspitze bei  $\Omega_R = 13,2$  THz mit einer Amplitude von  $g_R \approx 0,8$  cm/MW [37].



**Abb. 2.4:** Experimentell bestimmtes Raman-Verstärkungsspektrum einer Silikatglasfaser bei einer Pumpwellenlänge von  $1 \mu\text{m}$  [36]. Das Maximum der Verstärkung beträgt  $g_R \approx 0,8$  cm/MW.

Für eine typische Silikatglasfaser zeigt sich, dass bei einer Anregungswellenlänge von  $1 \mu\text{m}$  die Verstärkung infolge parametrischer Vierwellenmischung etwa doppelt so hoch ist wie die der SRS, sofern man Phasenanpassung erreicht (Kap. 2.6). Damit ist unter Beachtung gleicher Anfangsbedingungen die Leistungsschwelle, ab der sich FWM nachweisen lässt, geringer als bei der SRS: Man wird bei kürzeren Fasern mit

steigender Eingangsleistung zuerst FWM beobachten. Bei längeren Fasern ist die Phasen Anpassung schwierig aufrecht zu erhalten, so dass die SRS dominiert.

Der Prozess der Anti-Stokes-SRS kann als Vierwellenmischung verstanden werden. Dabei werden zwei Pump photons unter der gleichzeitigen Erzeugung eines Stokes- und eines Anti-Stokes-Photons vernichtet:  $2\omega_P = \omega_S + \omega_A$ . Die dafür notwendige Impulserhaltung erfordert Phasen Anpassung der beteiligten Wellenzahlen  $\Delta k = 2k_P - k_S - k_A = 0$ . Anti-Stokes-SRS tritt bei Glasfasern allerdings mit weitaus geringerer Intensität als der Stokes-Anteil auf, da die notwendige kollineare Phasen Anpassung der drei beteiligten Felder für die Raman-Frequenzverschiebung von 13 THz schwer zu erfüllen ist.

## 2.8 Nichtlineare Prozesse höherer Ordnung

Mit dem folgenden Unterkapitel sollen diejenigen Effekte zusammengefasst werden, die bei den bisherigen Betrachtungen durch die vereinfachenden Annahmen aus Kapitel 2.1 vernachlässigt wurden – jedoch einen signifikanten Einfluss auf die Weißlichterzeugung ausüben können. So treten diese Prozesse insbesondere bei sehr hohen Feldstärken auf, wie sie mit Piko- oder Femtosekundenpulsen erreicht werden. Da eine umfassende Beschreibung der physikalisch recht komplexen Phänomene den Umfang dieser Arbeit übersteigen würde, soll an dieser Stelle eine Zusammenfassung der jeweiligen Ursachen und deren Auswirkungen gegeben werden.

### 2.8.1 Optisches Wellenbrechen

Beim Wechselspiel von positiver GVD ( $\beta_2 > 0$ ) und SPM überwiegt für sehr intensive Anregungsfelder der durch die SPM generierte nichtlineare Charakter des Frequenzchirps (Kap. 2.3). Die an der ansteigenden Pulsflanke erzeugten, rotverschobenen Frequenzkomponenten breiten sich infolge der GVD schneller aus als die ursprünglichen, nicht verschobenen Frequenzanteile des vorderen Pulsbereichs und überholen diese schließlich. In gleicher Weise werden die an der abfallenden Pulsflanke generierten, blauverschobenen Frequenzanteile von den ursprünglichen Frequenzkomponenten der Pulsrückseite überholt. Es kommt somit zur Interferenz der verschiedenen Frequenzanteile an beiden Pulsseiten. Dies äußert sich im zeitlichen Pulsverlauf durch abklingende Oszillationen an den Pulsflanken und im Frequenzbereich durch seitlich neben dem Pulsspektrum angeordnete symmetrische Seitenbänder mit geringer Amplitude.

Das dem Brechen von Wasserwellen ähnliche Verhalten hat zu dem Begriff optisches Wellenbrechen (*Optical Wave-Breaking*) geführt [22]. Unter anomaler Dispersion tritt der Prozess nicht auf, da die rotverschobenen Anteile die sich nun schneller ausbreitenden Frequenzkomponenten des Anregungsfeldes nicht erreichen können.

### 2.8.2 Self-Steepening

Im Bereich hoher Feldstärken wirkt sich ebenfalls die Intensitätsabhängigkeit der Gruppengeschwindigkeit aus. Infolge des mit der Pulsintensität modulierten Brechungsindex pflanzt sich das Pulsmaximum mit einer geringeren Geschwindigkeit fort als die Pulsflanken. Daraus resultiert eine zeitliche Asymmetrie, wobei sich das



Pulsmaximum allmählich in Richtung der hinteren Pulsflanke verschiebt. Dieser Pulsbereich wird demnach mit zunehmender Ausbreitungsdistanz steiler, so dass der Prozess als *Self-Steepening* (SS) bezeichnet wird [38, 22]. Durch SS entwickelt sich ein, der akustischen Schockwelle ähnlicher, *optischer Schock*. Das es in der Praxis nicht zur Ausbildung eines Schocks mit einer unendlich steilen Kante kommt, wird durch die nicht zu vernachlässigende GVD verhindert. Diese bewirkt eine zeitliche Pulsverbreiterung im zunehmend steiler werdenden Pulsbereich: Die Schockfront zerfließt. Im Frequenzbereich macht sich der SS-Effekt durch eine Asymmetrie bemerkbar. Dabei ist die spektrale Verbreiterung an der kurzwelligen (blauen) Seite stärker ausgeprägt als an der langwelligen: Die Wirkung der SPM fällt im hinteren steilen Pulsbereich, in dem die blauverschobenen Spektralanteile generiert werden, stärker aus.

### 2.8.3 Solitonenzerfall und Solitonselbstfrequenzverschiebung

In verschiedenen Untersuchungen konnte nachgewiesen werden, dass sowohl SS, HOD als auch der Raman-Effekt Auslöser für den in Kap. 2.4 beschriebenen Solitonenzerfall sein können. Dazu wurde in theoretischen Modellierungen die NSE mit einem zusätzlichen Störungsterm, welcher den jeweils zu untersuchenden Effekt beschreibt, für den Bereich der ZDW [27, 39, 40] oder der anomalen Dispersion gelöst [41]. Es hat sich herausgestellt, dass diese Störung eine Aufhebung der Entartung der Solitonen höherer Ordnung ( $N > 1$ ) verursacht. Somit wird der gebundene Zustand der Solitonen aufgelöst. Sie zerfallen mit zunehmender Ausbreitungsdistanz in einzelne Solitonen, die annähernd die Bedingung für fundamentale Solitonen erfüllen ( $N \approx 1$ ).

Allen drei auslösenden Prozessen ist dabei gemeinsam, dass es mit der Abspaltung der Einzelsolitonen gleichzeitig zur Erzeugung einer nichtsolitonischen Strahlung (*Non-Soliton Radiation*, NSR) kommt. Diese besitzt eine, im Vergleich zum Pumpfeld, höhere Frequenz. Die blauverschobenen Frequenzkomponenten der NSR breiten sich im Gegensatz zum emittierenden Soliton im normalen Dispersionsbereich aus und besitzen somit nichtsolitonische, dispersive Eigenschaften – sie zerfließen mit der Zeit.

Desweiteren zeigt sich unter dem Einfluss des Raman-Effektes ein interessantes Phänomen: Liegt die Anregungswellenlänge im anomalen Dispersionsbereich oder in der Nähe der ZDW der Faser, so kann es durch die SRS zur Ausbildung von sogenannten *Raman-Solitonen* ([34] und Kap. 2.7). Die hohe Bandbreite von Pulsen mit Pulsdauern von  $\Delta t < 1$  ps ermöglicht es dann, dass die kurzwelligen Anteile des Pulses über den Prozess der SRS die eigenen langwelligen Pulsbestandteile verstärken. Die resultierende kontinuierliche Verschiebung der Mittenwellenlänge zu größeren Wellenlängen wird als Solitonselbstfrequenzverschiebung (*Soliton Self-Frequency Shift*, SSFS) oder auch als Intrapuls-SRS bezeichnet [36, 42]. Der SSFS ist beschränkt auf fundamentale Solitonen. Für die Verschiebung der Solitonenmittelfrequenz  $\omega_0$  mit zunehmender Ausbreitungsdistanz  $z$  gilt nach [43] näherungsweise die Relation  $d\omega_0/dz \propto \Delta t^{-4}$ .

Während der Ausbreitung der abgespaltenen Solitonen kommt es zu einer permanenten Wechselwirkung mit der NSR in Form eines Energieübertrags von den Solitonen auf die nichtsolitonischen Strahlungskomponenten. Dazu konnte nachgewiesen werden, dass sich das fundamentale Soliton und die zugehörige NSR annähernd phasenanangepasst ausbreiten. Die Phase des Solitons  $\phi_{sol}$  und der zugehörigen NSR  $\phi_{NSR}$

berechnen sich dabei wie folgt [44]:

$$\begin{aligned}\phi_{sol} &= \frac{n(\omega_{sol})\omega_{sol}}{c_0}z - \frac{\omega_{sol}}{v_{sol}}z + \frac{n_2 I_0 \omega_{sol}}{2c_0}z \\ \text{und } \phi_{NSR} &= \frac{n(\omega_{NSR})\omega_{NSR}}{c_0}z - \frac{\omega_{NSR}}{v_{sol}}z.\end{aligned}\quad (2.74)$$

Hierbei geben  $n(\omega)$  und  $n_2$  den linearen beziehungsweise nichtlinearen Brechungsindex,  $z$  die Ausbreitungsdistanz,  $v_{sol}$  die Gruppengeschwindigkeit bei der Solitonmittenwellenlänge und  $\omega$  die jeweilige Kreisfrequenz an. Der Term  $\frac{n_2 I_0 \omega_{sol}}{2c_0}z$  mit der Pumpintensität  $I_0$  und der Lichtgeschwindigkeit  $c_0$  steht für den nichtlinearen SPM-Anteil der Phase (Glg. 2.45). Phasenanpassung erfordert dann, dass  $\Delta\phi = \phi_{sol} - \phi_{NSR} \rightarrow 0$  [23, 24].

Der Vorgang des Solitonenzerfalls lässt sich veranschaulichen, wenn man annimmt, dass das abgespaltene Soliton nicht sofort die Bedingungen für ein fundamentales Soliton nach den Glgn. 2.50 und 2.49 erfüllt. Aus diesem Grund vollzieht es einen allmählichen, selbststabilisierenden Anpassungsprozess. Dazu verschiebt sich die Mittenwellenlänge infolge des SSFS zu größeren Wellenlängen. Die dabei „freiwerdende“ Energie wird unter Erhaltung des spektralen Schwerpunktes in Form von nichtsolitonischer Strahlung in den kurzwelligen, normal-dispersiven Spektralbereich abgegeben. Aufgrund der veränderten Mittenwellenlänge ändert sich ebenfalls die Gruppengeschwindigkeit, und das abgespaltene Soliton entfernt sich zeitlich vom Ursprungspuls.

Über den Solitonenzerfall von ps-Pulsen in optischen Fasern wurde bereits 1980 berichtet [45]. Dagegen ist der Solitonenzerfall im Zusammenhang mit dem SSFS und insbesondere mit der Abstrahlung von NSR erst vor einigen Jahren bei der Untersuchung von fs-Weißlichterzeugung nachgewiesen worden [23, 24]. Es hat sich herausgestellt, dass die beschriebenen Prozesse einen bedeutenden Beitrag zur Erzeugung außergewöhnlich breiter Spektren in optischen Fasern darstellen. Es war daher innerhalb der Aufgabenstellung dieser Arbeit interessant herauszufinden, ob die beschriebenen Prozesse bei der Weißlichterzeugung mit ps-Pumpulsen eine ähnliche Rolle spielen.

Für den weiteren Verlauf der Arbeit werden die Prozesse der Anregung von Solitonen fundamentaler oder höherer Ordnung, der Solitonenzerfall sowie der SSFS und die Erzeugung von NSR zu den Solitonenwirkungen zusammengefasst.

## 2.9 Verallgemeinerte nichtlineare Schrödinger-Gleichung

Wie in Kap. 2.1.4 angegeben, ist zu einer vollständigen Beschreibung der nichtlinearen Wechselwirkungen von mehreren optischen Feldern in einer Lichtleitfaser die Lösung eines Gleichungssystems notwendig. Die Ausbreitung jedes Einzelfeldes kann dabei durch die zugehörige NSE berechnet werden. Die Gleichungen sind untereinander durch verschiedene Wechselwirkungsterme (XPM, FWM/MI, SRS, SBS) nach Art der Glg. 2.58 gekoppelt.

Dies gilt allerdings nur, wenn die einzelnen Felder schmalbandig, konstant in ihrer Wellenlänge und spektral eindeutig unterscheidbar sind. Insbesondere die Solitonenwirkungen lassen sich mit obigem Verfahren nicht beschreiben. Außerdem kommt es bei sehr

kurzen Pulsen ( $\leq 100$  fs) mit entsprechend hohen Bandbreiten und beim gleichzeitigen Auftreten von MIs und SRS in einem Wellenlängenbereich zu einer Überlappung der neu generierten Spektralanteile. Eine eindeutige Trennung liegt dann nicht mehr vor. Dies trifft speziell für den Fall großer Wechselwirkungslängen und/oder sehr intensiver Pumpulse zu: So kann es durch die kaskadenartige Ausprägung der nichtlinearen Effekte zur Erzeugung eines bis zu mehreren hundert Nanometern breiten Wellenlängenbandes kommen.

Für die Beschreibung dieser nichtresonanten, inkohärenten (intensitätsabhängigen) Prozesse wurde daher in [46] die Suszeptibilität dritter Ordnung wie folgt dargestellt:

$$\chi^{(3)}(t - t_1, t - t_2, t - t_3) = \chi^{(3)} R(t - t_1) \delta(t - t_2) \delta(t - t_3). \quad (2.75)$$

Dabei gilt die Dipolnäherung, so dass die  $\mathbf{r}$ -Abhängigkeit der nichtlinearen Suszeptibilität vernachlässigt werden kann.  $R(t)$  gibt die zeitlich verzögerte nichtlineare Materialantwort an.

Durch Einsetzen von Glg. 2.75 in Glg. 2.6 ergibt sich für die nichtlineare Polarisation dritter Ordnung:

$$P_{NL}(\mathbf{r}, t) = \varepsilon_0 \chi^{(3)} E(\mathbf{r}, t) \int_{-\infty}^{\infty} R(t - t_1) E^2(\mathbf{r}, t_1) dt_1. \quad (2.76)$$

Die nichtlineare Materialantwort von optischen Fasern aus Silikatglas ist durch zwei Komponenten mit unterschiedlichen Zeitskalen gekennzeichnet. Vor der Einführung der NSE in Kapitel 2.1.4 wurde die Antwort des Mediums auf ein einfallendes elektromagnetisches Feld als instantan angenommen. Jetzt setzt sich  $R(t)$  mit

$$R(t) = (1 - f_R) \delta(t) + f_R h_R(t) \quad (2.77)$$

aus dem elektronischen Kerr-Anteil  $(1 - f_R) \delta(t)$  und dem molekularen Raman-Anteil  $f_R h_R(t)$  zusammen. Dabei stammt der elektronische Beitrag von den nichtresonanten virtuellen elektronischen Übergängen. Dieser wird als instantan ( $\leq 1$  fs) angenommen und ist in der Weise normiert, dass  $\int_0^{\infty} R(t) dt = 1$ . In Glg. 2.77 kennzeichnet  $\delta(t)$  die Dirac-Delta-Funktion.  $f_R = 0,18$  wurde experimentell bestimmt und gibt den Anteil des Raman-Effektes an der nichtlinearen Gesamtsuszeptibilität an [36].

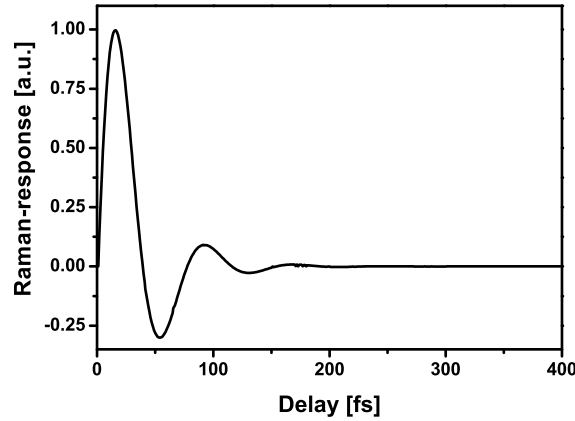
Die gedämpft oszillierende Raman-Response-Funktion  $h_R(t)$  kann von dem experimentell bestimmten Raman-Verstärkungsspektrum  $g_R$  einer Silikatglasfaser (Abb. 2.4) abgeleitet und durch die analytische Funktion

$$h_R(t) = \frac{\tau_1^2 + \tau_2^2}{\tau_1 \tau_2^2} \exp(-t/\tau_2) \sin(t/\tau_1) \quad (2.78)$$

mit  $\tau_1 = 12,2$  fs und  $\tau_2 = 32$  fs angenähert werden [36, 47].

Abbildung 2.5 zeigt den berechneten zeitlichen Verlauf dieser Näherungsfunktion. Die gedämpften Oszillationen streben für  $t > 250$  fs gegen null. Im Bereich sehr kurzer Pulsdauern von unter einer Pikosekunde oder bei Pulsen mit einer sehr hohen Bandbreite spricht man aufgrund der notwendigen Beachtung der zeitlich ausgedehnten Materialantwort von transienter statt von stationärer SRS bei längeren Pulsdauern.

Im Weiteren gelten die folgenden Annahmen: Die Nichtlinearität der Faser ist klein. Ein zurücklaufendes Wellenfeld wird vernachlässigt. Für die spektrale Breite des Anregungsfeldes  $\Delta\omega$  und dessen Mittenwellenlänge  $\omega_0$  gilt:  $\Delta\omega < \omega_0/3$  (vgl. SVEA).



**Abb. 2.5:** Näherungsweise berechnete Raman-Response-Funktion einer Silikatglasfaser.

Anhand der nichtlinearen Polarisation aus Glg. 2.76 kann dann die verallgemeinerte nichtlineare Schrödinger-Gleichung (*Generalized Nonlinear Schrödinger Equation, GNSE*) abgeleitet werden [46]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial A}{\partial z} + \frac{\alpha}{2}A - \sum_n \frac{i^{n+1}}{n!} \beta_n \frac{\partial^n A}{\partial t^n} \\ = i\gamma \left( 1 + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial t} \right) \left( A(z, t) \int_0^\infty R(t') |A(z, t - t')|^2 dt' \right). \end{aligned} \quad (2.79)$$

Hierbei werden die Faserverluste durch den Parameter  $\alpha$  beschrieben. Der Summenausdruck bezeichnet die einzelnen Entwicklungskoeffizienten der Modenausbreitungskonstanten  $\beta$  aus Glg. 2.35 und schließt, im Gegensatz zur NSE (Glg. 2.33), auch die HOD-Komponenten mit ein. In der unteren Zeile werden die nichtlinearen Effekte zusammengefasst.

Somit erlaubt Glg. 2.79 anhand nur einer Formel (kein gekoppeltes Gleichungssystem) die Beschreibung der Pulsausbreitung in einer verlustbehafteten, dispersiven und nichtlinear optischen Faser bis zu Pulsdauern von  $\geq 10$  fs. Dabei werden die im gesamten zweiten Kapitel diskutierten nichtlinearen Effekte SPM, XPM, FWM/MI, SRS und SS sowie die Solitonenefekte berücksichtigt.

Beträgt die Pulsdauer der Anregungspulse weniger als 10 fs, so gelten die zur Entwicklung der NSE und GNSE gemachten Annahmen nicht mehr. Es müssen dann auch die höheren Orts- und Zeitableitungen der Pulseinhüllenden miteinbezogen werden. In diesem Fall ist eine direkte Berechnung der Maxwell-Gleichungen notwendig [48, 49]. Gleichung 2.79 bildet die Grundlage für die im sechsten Kapitel beschriebenen theoretischen Untersuchungen zur Pulsausbreitung in einer dispersiven und nichtlinear optischen Faser.

Abschließend lässt sich zusammenfassen, dass die extreme spektrale Verbreiterung eines intensiven Lichtpulses in einer optischen Faser hauptsächlich auf ein Zusammenspiel der in diesem Kapitel beschriebenen Effekte zurückgeführt werden kann. Hierbei gilt es zu beachten, dass die SRS- und FWM/MI-Prozesse aufgrund der hohen Anregungsleistung als Kaskadeneffekte auftreten können. Das bedeutet, dass die bereits erzeugten Stokes- und Anti-Stokes-Komponenten selbst in der Lage sind, weitere neue Frequenzanteile zu generieren.

Für eine extreme Weißlichterzeugung erweist es sich als günstig, wenn die Anregungswellenlänge in der Umgebung der ZDW oder im anomalen Dispersionsbereich liegt [50]. Im Bereich der ZDW findet keine zeitliche Pulsverbreiterung statt. Außerdem ist nur in dieser Wellenlängenregion die Ausnutzung der MIs und der Solitonen-effekte für eine extreme spektrale Verbreiterung möglich.

## 2.10 Anwendungen von Weißlichtstrahlungsquellen

Weißlichtstrahlungsquellen auf der Basis von mikrostrukturierten Fasern zeichnen sich gegenüber anderen Breitbandstrahlern, wie zum Beispiel thermischen Quellen, licht-emittierenden oder superfluoreszierenden Halbleiterdioden sowie Gasentladungslampen, durch eine hohe räumliche Kohärenz und eine hohe mittlere Ausgangsleistung der emittierten Strahlung aus. Aufgrund dieser Eigenschaften finden solche Quellen bereits vielfältigen Einsatz in weißlichtinterferometrischen Anwendungen wie der optischen Kohärenztomographie (*Optical Coherence Tomography, OCT*) [9, 51] oder in der Laser-Spektroskopie [52]. Weitere denkbare Einsatzfelder sind die Telekommunikation und die Glasfasersensorik.

Im Bereich der Messtechnik und Metrologie haben sich völlig neue Möglichkeiten mit der Erzeugung von stabilen Frequenzkämmen ergeben, die mehr als eine optische Oktave überstreichen [10, 53]<sup>10</sup>. Dies hat schließlich zu einem nicht unwesentlichen Anteil zur Verleihung des Physik-Nobelpreises 2005 an den deutschen Physiker Prof. Dr. Th.W. Hänsch und seine Mitarbeiter beigetragen [54].

Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine kompakte, breitbandige und leistungsstarke Weißlichtquelle vorrangig für einen Einsatz in der Weißlichtinterferometrie entwickelt und realisiert. Dazu bieten sich neben den bereits genannten Einsatzmöglichkeiten auch die optische Kohärenzmikroskopie (*Optical Coherence Microscopy, OCM*) zur Untersuchung früh-zellulärer Entwicklungsvorgänge in Pflanzen oder Tieren [55], das Kohärenzradar zur dreidimensionalen Vermessung optisch rauer Oberflächen [14] oder das Spektralradar zur Darstellung der internen Struktur von Volumenstreuern [15] an.

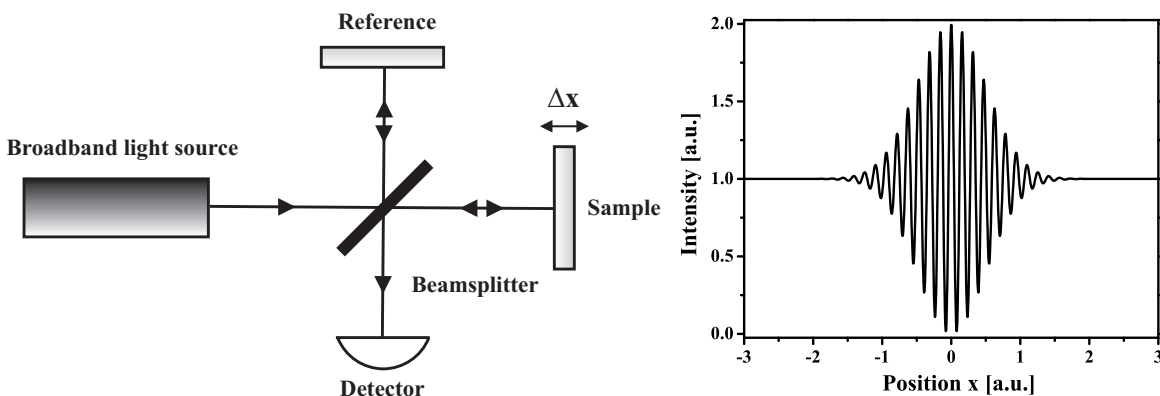


Abb. 2.6: Weißlichtinterferometer mit typischem Detektorsignal.

Den verschiedenen weißlichtinterferometrischen Anwendungen ist ein ähnliches Funktionsprinzip gemeinsam (Abb. 2.6): Innerhalb eines Michelson-Interferome-

<sup>10</sup>Eine ausführliche Erläuterung der optischen Frequenzmessung findet sich im Anhang A.2.

ters wird das Licht einer spektral breitbandigen Strahlungsquelle über einen Strahlteiler auf das Objekt und die Referenz geleitet. Das Objekt oder die Referenz ist dabei in Strahlrichtung verschiebbar. Das zurückfallende Licht interferiert am Ort des Strahlteilers und gelangt auf den Detektor. Mit einer Verschiebung des Objektes in  $x$ -Richtung zeigt das Detektorsignal den typisch periodischen Intensitätsverlauf eines Interferenzmusters.

Das Interferenzsignal ist zusätzlich mit der Ortsraum-Fouriertransformierten des Lichtwellenspektrums moduliert und zeichnet sich daher durch eine endliche Breite aus (Abb. 2.6, rechte Seite). Das detektierte Signal besitzt somit bei Verwendung einer Strahlungsquelle mit geringer Kohärenz ein Maximum nur für den Fall exakt gleich langer Objekt- und Referenzarme. Der zu dem Maximum gemessene Verschiebungsweg  $\Delta x$  gibt für diesen Punkt der Objektoberfläche den Höhenwert im Vergleich zur Referenzebene bei  $x = 0$  an.

Je schmaler die Einhüllende des Interferenzsignals ist, desto höher ist die longitudinale - oder Tiefenaufösung  $\delta x$ . Diese ist somit indirekt proportional zur spektralen Bandbreite  $\Delta\lambda$  der verwendeten Lichtquelle:  $\delta x \propto \lambda^2/\Delta\lambda$ . Die Mittenwellenlänge  $\lambda$  wird entsprechend den Reflexions- und Streueigenschaften des zu untersuchenden Objektes und den zur Verfügung stehenden Strahlungsquellen gewählt. Die Genauigkeit bei der Bestimmung des Maximums der Einhüllenden hängt in einem starken Maße von den Messbedingungen, wie zum Beispiel dem Signal-Rausch-Verhältnis, ab.

Bei Verschiebungen des Objektes, die größer als die Kohärenzlänge des Lichtes sind, sinkt der Interferenzkontrast allmählich bis unter die Messgrenze des Detektors. Die Messung vieler Objektpunkte ermöglicht eine dreidimensionale Erfassung der Oberflächen- oder Schichttopographie. So erfolgt beim Kohärenzradar die Vermessung einer Vielzahl von Oberflächenpunkten durch Einsatz entsprechender Optiken und einer geeigneten CCD-Kamera mit einem einzigen  $x$ -Scan.

Wird das Verfahren auf Volumenstreuer angewendet, so kann über eine Verschiebung des Objektes durch die Referenzebene und die Auswertung der von verschiedenen Schichten unterschiedlich stark zurückgestreuten Lichtintensität eine Differenzierung dieser Schichten und damit eine Darstellung des Tiefenquerschnitts erreicht werden. Der bekannteste Vertreter dieses Prinzips ist die OCT, welche hauptsächlich bei Untersuchungen von organischem Gewebe eingesetzt wird [13, 56, 57].

Abschließend ergeben sich für eine Anwendung in der Weißlichtinterferometrie folgende wichtige Anforderungen an die Strahlungsquelle:

- Eine hohe transversale Kohärenz gewährleistet einerseits eine homogene Objekt-ausleuchtung und andererseits, wenn erforderlich, eine gute Fokussierbarkeit und damit eine hohe transversale Auflösung.
- Eine große Bandbreite und die daraus resultierende geringe longitudinale oder zeitliche Kohärenz erlaubt eine hohe Tiefenaufösung.
- Desweiteren sind eine hohe mittlere Ausgangsleistung und geringe Schwankungen der spektralen Intensität für einen ausreichenden Interferenzkontrast wünschenswert.



# 3 Mikrostrukturierte Fasern

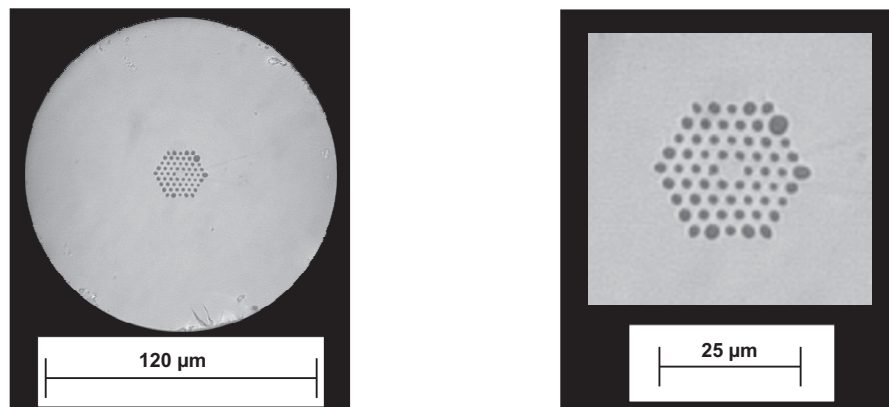
Das folgende Kapitel beschreibt den Aufbau und die Wirkungsweise von mikrostrukturierten Fasern. Dabei wird insbesondere auf die optischen Eigenschaften, wie das Single-Mode Verhalten, die Dispersion, Polarisation sowie die Faserverluste, eingegangen.

Bei den mikrostrukturierten Fasern handelt es sich um eine relativ neue Art von Lichtleitfasern. Die sich aus dem speziellen Aufbau ergebenden optischen Eigenschaften unterscheiden sich wesentlich von denen konventioneller Lichtleiter. Diese Unterschiede werden im Folgenden erläutert.

Anhand der Betrachtungen wird deutlich, warum sich diese Fasern hervorragend für einen Einsatz in der nichtlinearen Optik und damit speziell für die in Kap. 2 beschriebene Weißlichterzeugung eignen.

## 3.1 Aufbau und Einteilung

Mikrostrukturierte optische Fasern (MSF) zeichnen sich durch einen von ringförmig angeordneten Luftröhren durchzogenen Fasermantel aus, welcher den festen Faserkern umschließt (Abb. 3.1). Diese Luftröhren ziehen sich über die gesamte Faserlänge hin und besitzen laterale Ausdehnungen und Abstände von der Größenordnung der Lichtwellenlänge. Im Unterschied zu konventionellen Lichtleitfasern, die, um eine brechungsindexgeführte Lichtleitung zu gewährleisten, aus einem Faserkern mit dem Brechungsindex  $n_K$  und einem Fasermantel mit  $n_M < n_K$  und damit aus unterschiedlichen Materialien aufgebaut sind, können MSFs vollständig aus einem Material gefertigt werden.



**Abb. 3.1:** Faserendfläche (links) und Ausschnitt des mikrostrukturierten Bereichs (rechts) einer in dieser Arbeit untersuchten MSF.



### 3.1.1 Photonische Kristalle und photonische Kristallfasern

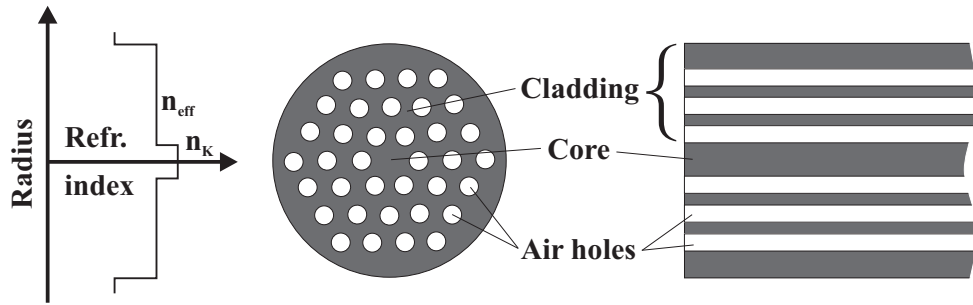
Erste Ideen zu solchen Fasern gab es bereits 1974 [58]. Diese gerieten allerdings wieder in Vergessenheit und gelangten erst Mitte der 90er Jahre durch das wachsende Interesse an den sogenannten *photonischen Kristallen* wieder in den Fokus der Wissenschaft. Ein photonischer Kristall besteht aus einem für einen bestimmten Wellenlängenbereich transparenten Material. Durch eine streng periodische Modulation des Brechungsindex ergeben sich in Abhängigkeit von der Ausbreitungsrichtung des Lichtes und dessen Wellenlänge unterschiedliche optische Eigenschaften. Allerdings muss für eindeutig mess- oder beobachtbare Effekte der Brechungsindexunterschied relativ groß sein. Das wird bei photonischen Kristallen durch den periodischen Wechsel von zum Beispiel Luft und einem Material mit einem deutlich größeren Brechungsindex (z.B. eines Halbleiter) erreicht.

Durch den speziellen Aufbau ergeben sich im  $\mathbf{k}$ - $\omega$ -Raum Bandstrukturen mit optischen Bandlücken (*Photonic Bandgap, PBG*) für Licht einer Frequenz  $\omega$  und Ausbreitungsrichtung  $\mathbf{k}$ . Dieses Prinzip kann mit dem Bändermodell von Halbleitern verglichen werden: Ähnlich wie beim Halbleiter lassen sich auch in photonischen Kristallen gezielt Defektstellen einfügen, die letztlich zu „erlaubten Zuständen“ innerhalb der Bandlücke des Kristalls führen. Damit wird Licht einer bestimmten Frequenz die Ausbreitung in nur eine ganz bestimmte Richtung erlaubt. Dies unterscheidet photonische Kristalle von unstrukturierten transparenten Materialien, in denen die Lichtausbreitung grundsätzlich in jede Richtung und für alle Wellenlängen innerhalb des Transparenzbereichs möglich ist. Somit gestatten geeignet dimensionierte photonische Kristalle die mannigfaltige Manipulation von Licht. Ein Defekt kann jede Abweichung der Struktur von der allgemeinen Regelmäßigkeit sein.

Neben einem Einsatz als Schalter, Koppler, Filter und Sensor für Licht soll dieses Verfahren ausgenutzt werden, um die Wechselwirkung zwischen elektromagnetischen Feldern und angeregten Atomen oder Molekülen, welche sich am Ort der Defektstelle befinden, zu untersuchen und gegebenenfalls aktiv zu beeinflussen. Wird die Ausbreitung des emittierten Lichtes in bestimmte Richtungen verhindert, so wirkt sich dies zum Beispiel auf die Übergangsraten zwischen den Energiezuständen eines Atoms oder Moleküls aus und kann praktisch die kurzzeitige „Speicherung“ von Licht bedeuten. Zieht sich hingegen eine solche Defektstruktur auf beliebigen Wegen durch den Kristall, so folgt das Licht diesem Weg, selbst wenn er stark gekrümmt ist.

Die sehr regelmäßigen Strukturgrößen im Mikrometer- bis Submikrometerbereich stellen bei der Herstellung von dreidimensionalen photonischen Kristallen mit Kantenlängen von mehr als einigen Millimetern immer noch eine technologische Herausforderung dar.

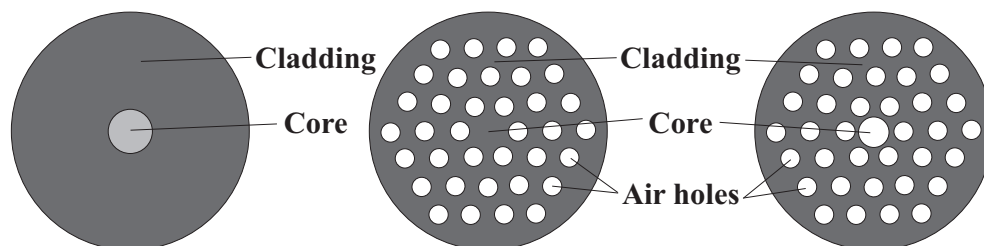
*Knight et al.* präsentierten daher 1996 die erste photonische Kristall-Faser (*Photonic Crystal Fiber, PCF*), deren Faserquerschnitt eine zweidimensionale photonische Kristallstruktur aus in Silikatglas eingebetteten Luftröhren aufwies, die sich in der dritten Dimension unverändert fortsetzte [1]. Als Defekt kann hier die im Zentrum einer hexagonalen Ringstruktur ausgelassene Luftröhre betrachtet werden. Dadurch kommt es zur Bildung eines Faserkerns mit dem Brechungsindex  $n_K$  und eines Fasermantels mit dem sogenannten *effektiven Brechungsindex*  $n_{eff} < n_K$ , der sich aus den Brechungsindizes von Luft und Silikatglas ergibt (Abb. 3.2).



**Abb. 3.2:** Brechungsindexverlauf (links) und schematischer Aufbau einer MSF (Mitte und rechts).

Als Konsequenz dessen findet innerhalb dieser Fasern grundsätzlich eine brechungsindexgeführte Lichtleitung, ähnlich der in konventionellen Fasern, statt. Allerdings ergeben sich aus den großen Variationsmöglichkeiten dieser Faserstruktur bezüglich Form, Größe und Anordnung der Luftröhren sowie durch eine mögliche Befüllung der Luftröhren außergewöhnliche optische Eigenschaften. Auf diese wird in den nächsten Unterkapiteln detailliert eingegangen.

Neben MSFs werden mittlerweile auch „wahre“ photonische Bandlücken- oder PBG-Fasern (*Holey fiber*) zur Gesamtklasse der PCFs gezählt [59, 60]. Diese zeichnen sich durch einen sogenannten Niedrig-Index-Defekt in Form einer von der restlichen periodischen Struktur abweichenden Luftröhre in der Mitte der Faser aus. Abbildung 3.3



**Abb. 3.3:** Vergleich einer Stufen-Index Faser (links) mit einer MSF (Mitte) und einer PBG-Faser (rechts).

zeigt schematisch einen Vergleich zwischen einer konventionellen Faser, einer mikrostrukturierten Faser mit festem Faserkern und einer PBG-Faser.

Auf der Basis einer exakt dimensionierten zweidimensionalen Kristallstruktur funktionieren solche Fasern nach dem Prinzip des photonischen Kristalls. Das lässt sich wie folgt veranschaulichen: Spektral schmalbandiges Licht mit einem bestimmten Ausbreitungsvektor  $\mathbf{k}$  wird durch Vielstrahlinterferenz an den einzelnen den Faserkern umgebenden Luft-Glas-Grenzflächen nach Art der kohärenten Bragg-Reflexion permanent in den Kernbereich zurückreflektiert und damit durch die Faser geführt. Da sich das Licht hauptsächlich in Luft ausbreitet, bieten sich diese Fasern zum Beispiel für die nahezu verlustfreie Übertragung hochintensiver Laserstrahlung an. Auf der anderen Seite können die Luftröhren zum Beispiel mit Gasen gefüllt werden. Damit lässt sich eine gezielte Beeinflussung der Lichtleitungseigenschaften der Faser, wie der Nichtlinearität, der Absorption oder der Dispersion, erreichen. Ein wesentlicher Unterschied zu MSFs besteht in dem schmalbandigen Operationsbereich der PBG-Fasern.

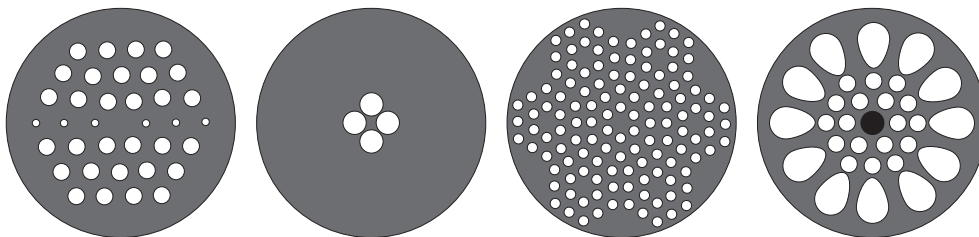
Für die Untersuchungen der vorliegenden Arbeit wurden ausschließlich MSFs aus reinem Silikatglas mit einem festen Faserkern verwendet (Abb. 3.2). Alle weiteren Betrachtungen beziehen sich daher, soweit nicht anders erwähnt, auf diese Art der optischen Lichtleitfasern.

### 3.1.2 Herstellung und Faserformen

Bei der Herstellung einer typischen MSF werden Löcher in mehrere, zum Beispiel 10 mm starke Glasstäbe gebohrt. Bei den ersten Fasern dieser Art wurden die Außenkanten der Glasstäbe auf eine hexagonale Form geschliffen, um dann die Stäbe durch Temperaturerhöhung in einem ersten Ziehprozess in etwa 1 mm starke Vorfasern zu ziehen. Diese werden in einzelne Stücke gleicher Länge geschnitten und dann regelmäßig aufeinander gestapelt. Einen festen Faserkern in Form eines Hoch-Index-Defektes in der Fasermittre erreicht man durch Einfügen eines angeschliffenen Glasstabes ohne Bohrung. In weiteren Ziehprozessen bringt man diese Packung oder Preform anschließend auf die gewünschte endgültige Fasergröße. Um ein Kollabieren der Luftröhren zu verhindern, wird während des Ziehprozesses zum Beispiel Pressluft durch die Kapillaren geblasen.

Die fertigen Fasern besitzen Außendurchmesser zwischen  $50\ \mu\text{m}$  und  $200\ \mu\text{m}$ , wobei die Strukturgröße, das heißt der Durchmesser und Abstand der Luftröhren im Bereich zwischen  $1\ \mu\text{m}$  und  $10\ \mu\text{m}$  variiert. Dabei sind es vor allen Dingen technologische Grenzen während des Ziehprozesses, die die Herstellung extrem kleiner oder auch sehr großer gleichmäßiger Strukturen verhindern. Die ersten hexagonalen Grundformen ergaben sich einerseits aus theoretischen Untersuchungen zu photonischen Kristallen aus Silikatglas und Luft im Wellenlängenbereich um  $1\ \mu\text{m}$ . Auf der anderen Seite erlaubten diese Formen eine relativ gut kontrollierbare Herstellung – sie sind aber nicht zwingend notwendig.

Da MSFs nach dem Prinzip der indexgeführten Lichtleitung funktionieren, ist es nicht zwingend erforderlich, dass der Faserquerschnitt die Anforderungen einer photonischen Kristallstruktur erfüllen muss [2]. Trotzdem ist eine gewisse Regelmäßigkeit notwendig, um zum Beispiel die Bildung unerwünschter Faserkerne oder auch von Materialbrücken, die Licht unbeabsichtigt aus dem Faserkern wegführen könnten, zu verhindern. So wurden im Laufe der Zeit eine Vielzahl von unterschiedlichen Faserformen entwickelt, um verschiedene Eigenschaften der Fasern zu ermöglichen (Abb. 3.4). So gibt es zum Beispiel hoch nichtlineare sowie polarisationserhaltende (PM)



**Abb. 3.4:** Faserquerschnitte verschiedener MSFs: PM-MSF, hoch nichtlineare MSF, MSF mit mehreren Faserkernen und dotierte Doppelmantel-MSF (von links).

Fasern, als auch Fasern mit mehreren Kernen oder optisch aktive MSFs mit einer

Doppelmantelstruktur und einem dotierten Kern.

Die Herstellung von MSFs mit sehr gleichmäßigen Strukturen und konstanten physikalischen Eigenschaften stellt hohe Anforderungen an die Produktionstechnologie. Das erklärt unter anderem auch die nahezu vierjährige Entwicklungsdauer, bis nach den Laborversuchen die ersten kommerziellen Fasern angeboten wurden. Unterdessen gab es verschiedene Untersuchungen mit alternativen Fasermaterialien statt Silikatglas [61, 62, 63], wobei Polymer-MSFs die bisher vielversprechendsten Ergebnisse lieferten. Schwierigkeiten ergaben sich hier hauptsächlich aus der ungenauen Materialzusammensetzung und relativ hohen Faserverlusten.

Obwohl MSFs auf breiter Front Einzug in die wissenschaftlichen Labore der Forschungs- und Entwicklungseinrichtungen gefunden haben, ist dagegen ein großflächiger Einsatz in kommerziellen Produkten bisher noch nicht zu beobachten. Nach wie vor dienen viele Untersuchungen dem tieferen Verständnis der Wirkungsweise dieser Fasern sowie möglichen Anwendungen bei der Ausnutzung oder Erzeugung nichtlinear optischer Effekte. Als sehr vielversprechend für die Erzeugung und/oder Verstärkung hochintensiver gepulster oder kontinuierlicher Laserstrahlung haben sich laseraktive PCFs mit festem Kern und einem mikrostrukturierten Doppelmantelaufbau gezeigt [64]. Dagegen eignen sich PCFs mit Hohlkern hervorragend für die Übertragung von Hochleistungslaserstrahlung [65] oder Sensoranwendungen [66].

Kommerzielle Produkte auf der Basis von PCFs sind zum Beispiel Faserlaser, Weißlichtstrahlungsquellen, Frequenzkonversionsmodule [67] sowie optische Frequenzkammgeneratoren oder Synthesizer für optische Frequenzen. Im Bereich der Telekommunikation verhindern noch hohe Herstellungskosten, relativ hohe Transmissionsverluste und auch eine noch nicht ausreichende Reproduzierbarkeit von Fasern gleichen Typs einen breiten Einsatz.

## 3.2 Wirkungsweise

Die in einem Medium mit periodisch variierendem Brechungsindex anregbaren Moden werden, abgesehen von der Wellenlänge des elektromagnetischen Feldes, durch das Material und dessen Struktur bestimmt. Eine Mode entspricht dabei unter Berücksichtigung des Brechungsindexprofils einer Eigenlösung der Wellengleichung. Sie lässt sich durch eine bestimmte transversale Feldverteilung, zum Beispiel des elektrischen Feldes  $\mathbf{E}$ , und die Modenausbreitungskonstante  $\beta$  in Ausbreitungsrichtung beschreiben.

Untersuchungen an zweidimensionalen, hexagonalen Materialstrukturen aus Silikatglas und Luft, wie sie den Fasermantelformen der ersten MSFs ohne Einbeziehung des Faserkerns entsprechen, haben gezeigt, dass es einen größten erlaubten Wert für die Modenausbreitungskonstante,  $\beta_{max}$ , gibt. Dieser kennzeichnet die niedrigste Mode der periodischen Struktur, welche unter der Annahme einer unendlichen Ausdehnung des Mediums als *fundamentale Space-Filling Mode (FSM)* bezeichnet wird:

$$\beta_{FSM} = \beta_{max}. \quad (3.1)$$

Für homogene Materialien gilt:  $\beta_{max} = n_0 k_0$ . Dabei gibt  $n_0$  den linearen Brechungsindex des Materials und  $k_0 = 2\pi/\lambda$  die Wellenzahl oder auch Ausbreitungskonstante im

Vakuum an. Fällt eine Lichtmode mit  $\beta_{max\_high}$  aus einem Material mit einem höheren Brechungsindex in ein Material mit einem niedrigeren Index und somit  $\beta_{max\_low}$  ein, so dass  $\beta_{max\_high} > \beta_{max\_low}$ , dann kann sich das Licht dort nicht ausbreiten und wird total reflektiert. Innerhalb des  $\beta_{max\_low}$ -Materials existiert ausschließlich das schwache evaneszente Feld.

Im Vergleich dazu ist der effektive Brechungsindex

$$n_{eff} = \beta_{FSM}/k_0 \quad (3.2)$$

eines photonischen Kristalls nicht konstant, sondern zeigt sich neben der Wellenlänge auch in einem starken Maße von der Kristallstruktur abhängig. Somit kann man eine MSF als aus einem festen Faserkern mit dem Brechungsindex  $n_K$  und einem Fasermantel mit  $n_{eff} < n_K$  aufgebaut ansehen. Dann kann Glg. 2.34 angewendet werden, und es gilt

$$n_K k_0 > \beta > \beta_{FSM}. \quad (3.3)$$

In gleicher Weise kann der Begriff der normierten Frequenz aus Glg. 2.17 auf die MSFs übertragen werden, wenn man  $V$  durch  $V_{eff}$  ersetzt:

$$V_{eff} = (2\pi a/\lambda) \sqrt{(n_K^2 - n_{eff}^2)}. \quad (3.4)$$

Die geometrischen Parameter einer MSF werden dabei durch den Kernradius  $a$ , den Luftröhrendurchmesser  $d$  und den Röhrenabstand  $\Lambda$ , welcher auch als Pitch bezeichnet wird, bestimmt.

Die entscheidende Größe, die sowohl eine Berechnung der von einer MSF unterstützten Moden als auch ein allgemeines Verständnis der Wirkungsweise dieser Fasern erlaubt, ist der effektive Brechungsindex des Fasermantels  $n_{eff}$ . Dieser kann ermittelt werden, indem  $\beta_{FSM}$  aus der Feldverteilung der FSM bestimmt wird. Dafür sind ein Reihe verschiedener Verfahren entwickelt worden [68]. So wurden Lösungen auf der Basis rein vektorieller Berechnungen [69], vektoriell-analytischer Methoden [70] oder skalarer Näherungen [4, 71] vorgestellt. Dabei wird im Allgemeinen die Wellengleichung in ein Eigenwertproblem für die Ausbreitungskonstante  $\beta$  umgeformt [71]:

$$[\nabla_t^2 + k_0^2 n_0^2 + (\nabla_t \ln n^2) \times (\nabla_t \times)] \mathbf{h}_t = \mathbf{L} \mathbf{h}_t = \beta^2 \mathbf{h}_t. \quad (3.5)$$

Der Operator  $\mathbf{L}$  fasst dabei die Matrixelemente des Klammersausdrucks zusammen. Der Brechungsindex  $n_0$  hängt hier nur von den transversalen  $x$ - $y$ -Koordinaten ab. Desweiteren gibt  $\nabla_t = (\partial/\partial x)\mathbf{e}_x + (\partial/\partial y)\mathbf{e}_y$  den Gradientenoperator in der  $x$ - $y$ -Ebene und  $\mathbf{h}_t = (h_x, h_y)^T$  die Vektorkomponenten des magnetischen Feldes  $\mathbf{H}_t$  mit

$$\mathbf{H}_t = \mathbf{h}_t \exp[i(\beta z - c k_0 t)] \quad (3.6)$$

an. Das Feld breitet sich in  $z$ -Richtung aus. Die Herausforderung besteht dann darin, den Brechungsindexverlauf  $n_0$  sowie  $h_x$  und  $h_y$  geeignet darzustellen, um den  $\mathbf{L}$ -Operator zu bestimmen. Das kann zum Beispiel durch die Entwicklung der Größen in Fourierreihen innerhalb des reziproken Gitters erfolgen [68]. Es ergibt sich schließlich das nicht überraschende Ergebnis, dass sowohl das magnetische als auch das elektrische Feld der FSM hauptsächlich im Bereich des Materials mit hohem Brechungsindex,

also im Silikatglas lokalisiert sind. Die transversale Feldverteilung der FSM spiegelt somit die makroskopische Kristallstruktur wieder.

In welchem Maße sich das Feld in die Luftröhren ausdehnt, hängt bei konstantem Brechungsindexunterschied von der Lichtwellenlänge ab: Für größere Wellenlängen ragt das evaneszente Feld tiefer in die Löcher hinein, während es sich für kürzere Wellenlängen aus diesen zurückzieht. Es wurde weiterhin festgestellt, dass die FSM in Bezug auf die Polarisation doppelt entartet ist, das heißt, man erhält zwei Lösungen mit jeweils orthogonal zueinander, nahezu linear polarisierten Feldverteilungen. Geringe Abweichungen von der linearen Polarisation ergeben sich ausschließlich im Bereich der Luft-Glas-Grenzflächen.

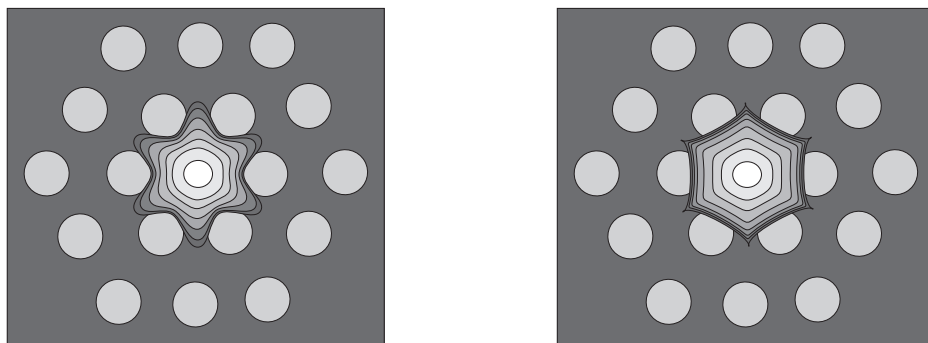
Derselbe Ansatz 3.5 und 3.6 kann gewählt werden, um ausgehend von der Feldverteilung der fundamentalen Mode die GVD einer MSF näherungsweise zu berechnen [71]. Da das Interesse nur den im Kernbereich geführten Moden galt, wurde das transversal magnetische Feld<sup>1</sup> unter der Verwendung von Hermite-Gauß-Funktionen als Basisfunktionen dargestellt:

$$\phi_{mn} = \exp [-(x^2 + y^2)/2\Lambda^2] H_m(x/\Lambda)H_n(y/\Lambda). \quad (3.7)$$

Dabei entspricht  $H_m$  dem Hermite-Polynom der Ordnung  $m$ . Die Funktionen  $\phi_{mn}$  stellen einen vollständigen orthogonalen Basissatz in der  $x$ - $y$ -Ebene dar. Die Hermite-Gauß-Funktionen wurden gewählt, da sie eine gute Näherung der bereits experimentell bestimmten Feldverteilungen darstellen. Mit der Basis 3.7 ergibt sich das folgende Eigenwertproblem

$$\sum_{k,l} L_{k,l}^{m,n} \mathbf{h}_t^{k,l} = \beta^2 \mathbf{h}_t^{m,n} \quad (3.8)$$

mit den transversalen Magnetfeldkomponenten  $\mathbf{h}_t^{m,n}$  in der Hermite-Gauß-Basis. Innerhalb dieser Basis entsprechen die  $L_{k,l}^{m,n}$  den Matrixelementen des  $\mathbf{L}$ -Operators von Glg. 3.5. Diese realen Elemente lassen sich für eine Vielzahl von Gitterstrukturen analytisch bestimmen [71]. Die unendliche Summe in Glg. 3.8 kann dann geeignet abgebrochen werden, so dass die Ausbreitungskonstanten und Felder berechnet werden können.



**Abb. 3.5:** Schema der transversalen magnetischen Feldverteilung des Nahfeldes einer fundamentalen MSF-Mode bei kleiner (links) und großer Wellenlänge (rechts).

Qualitativ ergeben sich die in Abb. 3.5 gezeigten transversalen Feldverteilungen der fundamentalen Mode einer MSF. Hier ist jeweils das Nahfeld für eine große und eine

<sup>1</sup>Die Wahl des magnetischen Feldes ist hier willkürlich.

kleine Lichtwellenlänge dargestellt. Die Abbildungen ähneln denen einer gaußförmigen fundamentalen Mode einer konventionellen Stufen-Indexfaser, wobei sich im Randbereich der Einfluss der hexagonalen Ringstruktur der Luftröhren klar bemerkbar macht. Dabei fällt auf, dass, wie bereits beschrieben, das Feld für größere Wellenlängen weiter in die Luftröhren hineinreicht als für kleinere [2]. Wie in den Betrachtungen zur FSM erwähnt, befinden sich die Feldstärkeminima jeweils im Bereich der Luftröhren.

Anhand von Abb. 3.5 lassen sich nunmehr die Wirkungsweise und die daraus resultierenden außergewöhnlichen optischen Leiteigenschaften einer MSF anschaulich erklären: Für große Lichtwellenlängen, die typischerweise größer als die charakteristischen Längenskalen der MSF, wie  $d$  und  $\Lambda$ , sind, wird das optische Feld weniger stark durch die Luftröhren beeinflusst. In diesem Fall kann der Fasermantel als ein nahezu homogenes Material mit einem durchschnittlichen Brechungsindex  $n_{avg} \approx n_{eff}$ , welcher sich aus den entsprechend der beteiligten Volumina gewichteten Brechungsindizes von Luft und Silikatglas ergibt, angesehen werden. Für kleinere Wellenlängen steigt der Einfluss der Fasermantelstruktur. Dies äußert sich in einer stärkeren Modulation der transversalen Feldverteilung. Das optische Feld zieht sich mit kleiner werdender Wellenlänge zunehmend aus den Luftröhren zurück. Das wiederum bedeutet eine stärkere Konzentration des Feldes in den Silikatglasregionen. Folglich erhöht sich der effektive Brechungsindex des Fasermantels  $n_{eff} > n_{avg}$ , und die Indextdifferenz zwischen Faserkern und -mantel nimmt ab.

Die GVD einer MSF kann entsprechend Glg. 2.35 aus der berechneten Modenausbreitungskonstanten  $\beta$  bestimmt werden. Die aus den verschiedenen Untersuchungen zur Feldverteilung und der Ausbreitungskonstanten der fundamentalen Fasermode einer MSF abgeleiteten Eigenschaften werden im Folgenden zusammengefasst und mit denen einer konventionellen Single-Mode Faser verglichen. Der effektive Brechungsindex der Fasermode  $n_{mode}$  (Glg. 2.35) ist dabei eine Funktion der Wellenlänge  $\lambda$ , der relativen Permittivität von Silikatglas  $\epsilon_r$  sowie der geometrischen Wellenleiterparameter der MSF  $a$ ,  $d$  und  $\Lambda$ . Da  $n_{mode}$  eine dimensionslose Größe ist und die Maxwell-Gleichungen keine fundamentalen Längenskalen beinhalten, wird die Abhängigkeit von  $n_{mode}$  im Allgemeinen mithilfe der dimensionslosen und normierten Parameter  $\lambda/\Lambda$  und  $d/\Lambda$  angegeben. Dabei wird zur Vereinfachung davon ausgegangen, dass Kern- und Luftröhrendurchmesser von der gleichen Größenordnung sind, das heißt  $2a \approx d$ .

Die optischen Eigenschaften von MSFs lassen sich zusätzlich modifizieren, indem die Luftröhren mit anderen Materialien befüllt werden.

### 3.3 Effektive Modenquerschnittsfläche und numerische Apertur

Konventionelle SM-Fasern mit einem relativen Brechungsindexunterschied (Glg. 2.12) von  $\Delta n \approx 0,3 - 1\%$  werden auch als schwach lichtführende Wellenleiter bezeichnet. Soll für diese Fasern eine stärkere Konzentration der modalen Feldverteilung auf den Faserkern und damit eine geringere effektive Modenquerschnittsfläche  $A_{eff}$  (Glg. 2.52) mit dem Zweck einer höheren Fasernichtlinearität erreicht werden, so muss  $\Delta n$  erhöht werden. Dies wird durch größere Dotierungsunterschiede zwischen Faserkern und -

mantel erreicht, was auf der einen Seite den technologischen Aufwand erhöht. Zum Anderen steigen durch diesen Prozess die Faserverluste oft unverhältnismäßig stark an.

Im Gegensatz dazu kann bei einer MSF der hohe Brechungsindexunterschied zwischen Luft und Silikatglas genutzt werden, um einen sehr guten Modeneinschluss und damit eine sehr kleine Modenquerschnittsfläche zu gewährleisten. Weiterhin lassen sich die Fasern aus einem einzigen Material ohne aufwendige Dotierung herstellen.

Während die Modenquerschnittsflächen konventioneller SM-Fasern typisch bei etwa  $30 \mu\text{m}^2$  liegen, wurden für MSFs bereits Werte von bis zu  $2,8 \mu\text{m}^2$  bei  $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$  erreicht [72]. Diese Fasern eignen sich ideal für die Erzeugung nichtlinear optischer Effekte. Zum Beispiel kann bei einer geeigneten MSF, im Vergleich zu einer konventionellen Lichtleitfaser, die zur Auslösung der Weisslichterzeugung notwendige Spitzenleistung um mehr als eine Größenordnung gesenkt werden [5, 6, 7]. Zusätzlich können auch die Kern- oder Mantelmaterialien einer MSF dotiert werden, um zum Beispiel die Dispersionseigenschaften gezielt zu beeinflussen [73]. Die effektive Modenquerschnittsfläche einer Fasermode mit beliebiger transversaler Feldverteilung  $F(x, y)$  kann wie folgt berechnet werden:

$$A_{eff} = \frac{\left[ \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |F(x, y)|^2 dx dy \right]^2}{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |F(x, y)|^4 dx dy}. \quad (3.9)$$

Obwohl die transversale Feldverteilung der fundamentalen Mode einer MSF insbesondere im Randbereich durch die Röhrenstruktur des Fasermantels beeinflusst wird und damit nicht rotationssymmetrisch ist (Abb. 3.5), lässt sie sich durch eine gaußförmige Funktion annähern [74]. Der äquivalente Modenfeldradius  $w_{MSF}$  einer MSF-Mode entspricht dann dem Modenfeldradius der gaußförmigen Feldverteilung  $w$  mit gleicher Modenquerschnittsfläche. Somit kann die aus der konventionellen Fasertheorie bekannte Beziehung aus Glg. 2.52

$$A_{eff} = \pi w^2 = \pi w_{MSF}^2 \quad (3.10)$$

für die fundamentale Mode einer MSF angewendet werden. Vergleichbar mit einer konventionellen Faser wird  $A_{eff}$  mit zunehmender Wellenlänge größer, weil sich das Feld aufgrund eines schlechteren Modeneinschlusses weiter in den Mantelbereich ausdehnt.

In ähnlicher Weise wie bei der Bestimmung von  $A_{eff}$  können die Beziehungen zur Berechnung der numerischen Apertur  $NA$  aus der konventionellen Fasertheorie übernommen werden [75]. So erhält man in Anlehnung an Glg. 2.18 für eine gaußförmige Feldverteilung

$$NA = \sqrt{(n_K^2 - n_{eff}^2)} = n \sin \theta, \quad (3.11)$$

wobei  $n = 1$  bei Abstrahlung in Luft ist. Wird der halbe Divergenz- oder Öffnungswinkel  $\theta$  zwischen  $z$ -Achse und  $1/e^2$ -Intensitätspunkt des Fernfeldes gemessen, so gilt

$$\tan \theta_{1/e^2} \approx \frac{\lambda}{\pi w}. \quad (3.12)$$

Im Allgemeinen nimmt die  $NA$  mit größer werdendem Luftröhrendurchmesser bei konstanter Wellenlänge und konstantem Luftröhrenabstand zu. Durch den höheren



Luftanteil im Fasermantel wird die Mode stärker auf den Kernbereich begrenzt, so dass der Modenfeldradius ab- und die  $NA$  zunimmt. Für konventionelle SM-Fasern ist die  $NA$  aufgrund des geringen Brechungsindexunterschiedes zwischen Kern und Mantel nahezu unabhängig von der Wellenlänge. Dagegen wirkt sich bei MSFs die wellenlängenabhängige Feldverteilung im Kern-Mantel Bereich auch auf den Öffnungswinkel des abgestrahlten Feldes aus. Dieser nimmt im kurzwelligen Arbeitsbereich der Fasern mit größer werdender Wellenlänge zu, da auch der Brechungsindexunterschied ansteigt. Für höhere Wellenlängen ist der Effekt weniger stark ausgeprägt, und der Anstieg des Öffnungswinkels mit der Wellenlänge flacht zunehmend ab [76].

Da es oftmals schwierig ist, das Anregungslicht in eine MSF mit einem sehr kleinen Kerndurchmesser einzukoppeln, wurde in verschiedenen Experimenten ein aus der konventionellen Fasertechnologie bekanntes Prinzip für die MSFs übernommen. Dazu wird in einem kontrollierten Faserziehprozess der Außendurchmesser des hinteren Teils einer fertigen Faser von zum Beispiel  $125\ \mu\text{m}$  allmählich auf bis zu  $10\ \mu\text{m}$  verkleinert [77, 78, 79].<sup>2</sup> Das Licht kann somit relativ einfach in den vorderen, nichtgetaperten Faserbereich mit größerem Kerndurchmesser eingekoppelt werden und erfährt dann im Taperbereich eine starke Intensitätsüberhöhung, zum Beispiel zur Erzeugung nicht-linear optischer Effekte. Dabei ist es wichtig, dass der Übergangsbereich zwischen großem und kleinem Faserdurchmesser so gestaltet wird, dass nahezu keine Energie durch Abstrahlung verloren geht.

### 3.4 Single-Mode Verhalten

Bei konventionellen Single-Mode-Fasern nimmt der  $V$ -Parameter (Glg. 2.17) mit abnehmender Wellenlänge oder größer werdendem Kernradius stetig zu,  $V \rightarrow \infty$  für  $\lambda \rightarrow 0$ . Damit breiten sich bei Wellenlängen, die kleiner als die Grenzwellenlänge  $\lambda_G$  sind (Glg. 2.19), auch höhere transversale Moden aus.

Bei der Betrachtung des  $V_{eff}$ -Parameters einer MSF (Glg. 3.4) fällt dagegen auf, dass der Brechungsindexunterschied zwischen Faserkern und -mantel mit kleiner werdender Wellenlänge ebenfalls abnimmt. Sowohl in theoretischen als auch in experimentellen Untersuchungen konnte dazu nachgewiesen werden, dass für ein festes Verhältnis  $d/\Lambda$  die normierte effektive Frequenz  $V_{eff}$  mit abnehmender Wellenlänge asymptotisch einem endlichen Wert entgegenstrebt. Das bedeutet, dass bei geeigneter Wahl von  $d/\Lambda$  keine Grenzwellenlänge existiert.

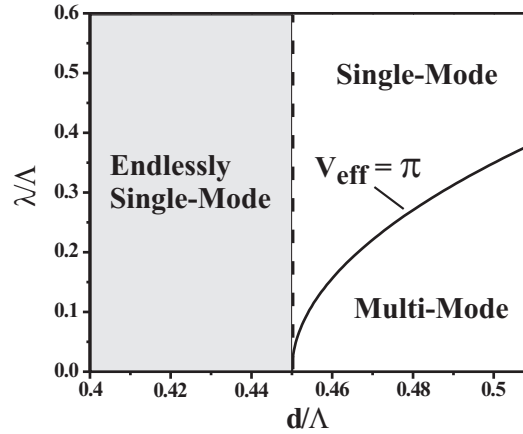
Als Grenzwert für den wellenlängenunabhängigen SM-Bereich wurde für MSFs der Wert

$$d/\Lambda < 0,45 \quad (3.13)$$

ermittelt [80]. Es ergibt sich, in Abhängigkeit von den normierten Parametern  $d/\Lambda$  und  $\lambda/\Lambda$ , das in Abb. 3.6 dargestellte „Phasendiagramm“ [81].

Solche Fasern, die unter Einhaltung der Beziehung 3.13 praktisch über den gesamten der Lichtleitung zur Verfügung stehenden Wellenlängenbereich Single-Mode Verhalten gewährleisten, werden als *endlos Single-Mode-MSFs* bezeichnet. Im Unterschied zu einer konventionellen Faser mit  $V \leq 2,405$  (Glg. 2.19) ist der SM-Bereich einer MSF

<sup>2</sup>Dieses Verfahren wird als *tapern* bezeichnet.



**Abb. 3.6:** Arbeitsbereiche einer MSF in Abhängigkeit von den geometrischen Faserparametern (aus [81]).

durch

$$V_{eff} \leq \pi \quad (3.14)$$

gekennzeichnet. Für größere Werte von  $V_{eff}$  (Glg. 3.4) ist auch die Ausbreitung höherer transversaler Moden möglich.

In diesem Zusammenhang kann der  $V$ -Parameter allgemein als Maß für das optische Volumen verstanden werden. Dieses nimmt bei konventionellen Fasern mit kleiner werdender Wellenlänge zu, so dass mehr Moden innerhalb der Faser geführt werden können. Dagegen bleibt das optische Volumen und damit die Anzahl der Fasermode einer geeignet dimensionierten MSF ab einer bestimmten Wellenlänge konstant [69].

Bedingung 3.13 impliziert ebenfalls, dass sich die Gesamtstrukturgröße  $\Lambda/\lambda$  einschließlich des Kernradius in einem weiten Bereich variieren lässt, ohne dass die Ausbreitung höherer Moden stattfindet. In der Praxis wird die maximale Skalierbarkeit der Strukturgröße einer MSF bei gleichzeitiger SM-Operation allerdings durch die Krümmungsverluste der Faser eingeschränkt. Trotzdem lassen sich auf diese Weise MSFs herstellen, die einen Kernradius von bis zu  $18 \mu\text{m}$  besitzen [67] und trotzdem SM-Betrieb gewährleisten. Solche Fasern werden auch als *Large-Mode-Area (LMA)* Fasern bezeichnet und eignen sich insbesondere für Faserlaser oder -verstärker auf der Basis dotierter Fasern [64, 82] sowie für die Übertragung hochintensiver Laserstrahlung. Dagegen darf bei konventionellen SM-Fasern der Kernradius aufgrund des geringen Brechungsindexunterschieds zwischen Kern und Mantel von  $\Delta n \approx 0,3 - 1\%$  nicht mehr als  $2 - 4 \mu\text{m}$  betragen (Glg. 2.17), damit keine höheren Moden anschwingen.

In Bezug auf den SM-Betrieb ergibt sich ein weiterer Vorteil aus der großen Brechungsindexdifferenz zwischen Kern und Mantel und dem daraus resultierenden starken Modeneinschluss einer MSF: Erlaubt die Faser auch die Ausbreitung höherer transversaler Moden, so unterscheiden sich deren Ausbreitungskonstanten stark. Das bewirkt, dass die Moden solcher Multi-Mode (MM) Fasern weniger miteinander koppeln und kaum Energie austauschen können. Selbst bei ausgeprägten Störungen in der Fasergeometrie, wie zum Beispiel bei Faserbiegungen, bleibt das in eine bestimmte Mode eingekoppelte Licht während der Ausbreitung nahezu vollständig auf diese Mode beschränkt und verteilt sich auch bei Multi-Mode Fähigkeit der Faser nicht auf andere Moden.

Genau dies passiert jedoch bei konventionellen MM-Fasern. Hier liegen die Ausbreitungskonstanten der verschiedenen höheren Moden, bedingt durch eine geringere Kern-Mantel Indexdifferenz und einen damit einhergehenden schlechteren Modeneinschluss, dicht beieinander. Kleinste, nicht zu verhindernde Störungen im Faseraufbau oder externer Stress, wie zum Beispiel bei einer Faserbiegung, sorgen grundsätzlich für eine Wechselwirkung der höheren Moden.

Während der spektrale SM-Bereich einer konventionellen SM-Faser, abgesehen von materialbedingten Absorptionsverlusten, an der kurzwelligen Seite durch die Grenzwellenlänge bestimmt wird, bilden für größere Wellenlängen die Krümmungsverluste eine obere Grenze.

Wie bereits beschrieben, funktionieren die Fasern nach dem Prinzip der indexgeführten Lichtleitung. Dies erlaubt auch eine Lichtausbreitung bei gekrümmten Fasern, was, vereinfacht ausgedrückt, wie folgt beschrieben werden kann: Bei einer Krümmung verlagert sich das optische Feld innerhalb der Faser geringfügig in Richtung der Krümmungsaußenseite. So werden die innenliegenden Bereiche der Wellenfronten in ihrer Ausbreitungsgeschwindigkeit durch den höheren Brechungsindex des Faserkerns stärker abgebremst, während sich die außenliegenden Anteile durch den geringeren Mantelindex schneller ausbreiten. Die ursprünglichen Wellenfronten bleiben auf diese Weise nahezu erhalten. Da nun die Maximalgeschwindigkeit der äußeren Wellenfrontbereiche begrenzt ist, bricht die verlustarme Lichtleitung ab einem bestimmten Krümmungsradius der Faser, dem kritischen Radius  $R_{kr}$ , ab. Die Verluste steigen dann durch die zunehmende Abstrahlung der außenliegenden Feldanteile überproportional an. Weil das modale Feld für größere Wellenlängen weiter in den Mantelbereich hineinreicht als für kleinere Wellenlängen, wirkt sich der Effekt in diesem Wellenlängenbereich stärker aus. Die Krümmungsverluste stellen somit in Bezug auf die geführten Wellenlängen eine obere Grenze für die SM-Übertragung dar. Dieses Verhalten gilt sowohl für konventionelle Fasern als auch für MSFs.

Für den kurzwelligen Spektralbereich ergibt sich allerdings ein bedeutsamer Unterschied zwischen beiden Fasertypen: Während für konventionelle SM-Fasern  $R_{kr} \approx \lambda$  gilt, was praktisch unmöglich zu erreichen ist, so ergibt sich für eine MSF die Beziehung  $R_{kr} \sim \Lambda^3/\lambda^2$ . Infolge der indirekt proportionalen Abhängigkeit von  $\lambda^2$  existiert für eine MSF auch eine kurzwellige Begrenzung des SM-Übertragungsbereiches durch Krümmungsverluste, allerdings erst für sehr kleine Wellenlängen  $\lambda$  oder sehr große Röhrenabstände  $\Lambda$ .

Somit lassen sich MSFs herstellen, die über den gesamten sichtbaren und nahinfraroten Spektralbereich von zirka 400 nm bis 2000 nm SM-Operation erlauben [4]. Die Anzahl der geführten Moden ist daher unabhängig von der absoluten Strukturgröße, sondern wird theoretisch allein durch das Verhältnis von Luftröhrendurchmesser und Röhrenabstand  $d/\Lambda$  (Glg. 3.13) bestimmt. In der Praxis sind diesen Betrachtungen allerdings technologische Grenzen bei der Faserherstellung gesetzt.

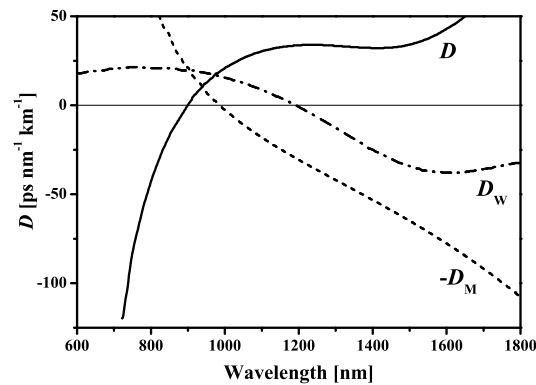
## 3.5 Dispersionseigenschaften

Die Gesamtdispersion oder GVD einer optischen Lichtleitfaser ergibt sich aus den Anteilen der Material- und Wellenleiterdispersion (Glg. 2.36). Bei konventionellen

Fasern werden die Dispersionseigenschaften vorrangig durch die Materialdispersion des Silikatglases bestimmt. Ausschließlich im Bereich der ZDW ( $\approx 1,31 \mu\text{m}$ ) besitzt der Wellenleiteranteil einen nicht zu vernachlässigenden Beitrag. Dieses Verhalten ergibt sich aus dem geringen Brechungsindexunterschied zwischen Kern- und Mantelbereich.

Im Gegensatz dazu besitzt die Wellenleiterdispersion einer MSF durch den Luftanteil im Fasermantel und den damit verbundenen deutlich größeren Brechungsindexunterschied einen viel stärkeren Einfluss auf die Gesamtdispersion. Außerdem lässt sich der Wellenleiteranteil durch die vielfältigen Variationsmöglichkeiten der Fasermantelstruktur in einem sehr viel stärkeren Maße variieren, als dies bei gewöhnlichen Fasern der Fall ist.

Auf diese Weise ist es möglich, im sichtbaren Spektralbereich eine große anomale Wellenleiterdispersion zu erreichen. So kann die normale Materialdispersion des Silikatglases in dieser Region gerade aufgehoben oder sogar überkompensiert werden [71]. Damit lässt sich die ZDW einschließlich der dann anomalen Gesamtdispersion (Glg. 2.36) bis in den VIS-Bereich verschieben.



**Abb. 3.7:** Material- sowie Wellenleiteranteil  $-D_M$  und  $D_W$  der Gesamtdispersion  $D$  einer MSF (aus [83]).

Ein Beispiel dafür zeigt Abb. 3.7 (aus [83]): Hier sind die einzelnen wellenlängenabhängigen Beiträge der Material- und Wellenleiterdispersion zur Gesamtdispersion  $D = D_M - (-D_W)$  aufgetragen. Durch geeignetes Einstellen des Wellenleiteranteils konnte die ZDW bis etwa  $0,9 \mu\text{m}$  verschoben und zusätzlich ein relativ flacher Dispersionsverlauf zwischen der ZDW und  $1,6 \mu\text{m}$  erreicht werden. Ein solches Verhalten ist mit einer konventionellen Lichtleitfaser nicht zu realisieren.

Durch die Variationsmöglichkeiten der Wellenleiterdispersion können Fasern mit speziellen GVD-Verläufen, die jeweils an die gewünschten Anforderungen angepasst sind, hergestellt werden. So lässt sich in MSFs, die mehrere Nulldurchgänge oder einen extrem flachen Verlauf der GVD aufweisen, ein schnelles zeitliches Zerfließen der ursprünglichen als auch der neu generierten, frequenzverschobenen Pulsanteile verhindern. Die besonderen Dispersionseigenschaften prädestinieren somit die mikrostrukturierten Fasern für die Erzeugung nichtlinear optischer Effekte. In Abhängigkeit von dem zur Verfügung stehenden Pump laser lässt sich eine Faser mit einer sehr geringen (ZDW) oder einer anomalen Dispersion im Bereich der Anregungswellenlänge realisieren. Dies ist insbesondere dann notwendig, wenn solitonische Pulse oder extrem breite Weißlichtspektren in einem bestimmten Wellenlängenbereich erzeugt werden sollen.

## 3.6 Polarisationsseigenschaften

In konventionellen Fasern mit einem rotationssymmetrischen Faserkern bleibt, aufgrund von kleinsten Abweichungen vom idealen Faserdesign, der Polarisationszustand des eingekoppelten Lichtes nicht erhalten. Bei einer polarisationserhaltenden (PM) Faser wird durch einen Bruch der Zylindersymmetrie des Faserquerschnitts oder eine starke, künstlich erzeugte Doppelbrechung der Einfluss der unerwünschten Effekte nahezu vernachlässigbar. Der Polarisationszustand eines linear in Richtung einer der beiden Hauptachsen der doppelbrechenden Faser polarisierten Strahlungsfeldes kann damit über große Distanzen aufrecht erhalten werden.

Der Grad der modalen Doppelbrechung  $B$  ergibt sich aus der Differenz der effektiven Brechungsindizes beider orthogonal zueinander polarisierten Fasermode  $B = n_{mode\_x} - n_{mode\_y}$  (zur Def. von  $n_{mode}$  s. Glg. 2.35). Fällt die Polarisationsorientierung der einfallenden Strahlung nicht mit einer der beiden Hauptachsen zusammen, so ändert sich der Polarisationszustand während der Ausbreitung in der Faser periodisch und erreicht nach einer bestimmten Distanz, der sogenannten Schwebungslänge

$$L_S = \frac{\lambda}{B} = \frac{2\pi}{\beta_x - \beta_y}, \quad (3.15)$$

wieder den Ausgangszustand. Dabei geben  $\beta_x$  und  $\beta_y$  die Ausbreitungskonstanten der beiden Fasermode an.

Eine starke Doppelbrechung von  $B \approx 1 \times 10^{-6}$  lässt sich bei konventionellen PM-Fasern einerseits durch eine starke Abweichung von der Rotationssymmetrie des Faserquerschnitts, zum Beispiel mithilfe eines elliptischen Faserkerns, erreichen. Bei einer zweiten Variante wird innerhalb des Faserkerns durch externen mechanischen Stress eine Doppelbrechung induziert ( $B \approx 5 \times 10^{-4}$ ). Die Schwebungslänge solcher stark doppelbrechenden PM-Fasern beträgt ungefähr 1 cm bei  $B \approx 1 \times 10^{-4}$ .

Bei PM-MSFs erzeugt man eine starke Doppelbrechung bei der Faserherstellung durch Einfügen von symmetrisch um den Faserkern angeordneten Glaskapillaren mit unterschiedlichen Wandstärken oder Durchmessern (Abb. 3.4) [84, 85, 86, 87]. Die Doppelbrechung ergibt sich somit einerseits aus dem von der regelmäßigen Struktur des Mantels abweichenden Faserquerschnitt als auch durch internen Stress infolge Spannungsdoppelbrechung. Untersuchungen an verschiedenen MSFs ergaben Doppelbrechungen von bis zu  $1,4 \times 10^{-3}$  [85]. Die Exzentrizitäten der Faserkernbereiche liegen dabei zwischen 5 % und 10 %. Im Fall einer MSF mit sehr kleiner Modenquerschnittsfläche, für welche sich kleine strukturelle Asymmetrien sofort in einer sehr starken Doppelbrechung niederschlagen, konnte eine Schwebungslänge von rund einem Millimeter gemessen werden [72].

Die Doppelbrechung einer PM-MSF nimmt mit kleiner werdender Wellenlänge ab ( $B \sim \lambda^{2,7}$  [85]), da sich aufgrund eines geringeren Modenfelddurchmessers die modale Asymmetrie weniger stark auswirkt. Insgesamt resultiert die hohe Doppelbrechung einer PM-MSF aus dem Luftanteil im Fasermantel, mithilfe dessen sich bei einer asymmetrischen Fasergeometrie starke Brechungsindexunterschiede zwischen beiden doppelbrechenden Hauptachsen erreichen lassen. Auch hier besitzen PM-MSFs durch die zahlreichen Variationsmöglichkeiten der Fasergeometrie gegenüber den konventionellen PM-Fasern erhebliche Vorteile.

### 3.7 Faserverluste

Die Leistung der am Ausgang einer Faser austretenden Strahlung  $P_{aus}$  ergibt sich in Abhängigkeit von der eingekoppelten Strahlungsleistung  $P_{ein}$  und der Faserlänge  $L$  wie folgt:

$$P_{aus} = P_{ein} \exp(-\alpha L). \quad (3.16)$$

Dabei bezeichnet  $\alpha$  den Abschwächungskoeffizienten. Die Faserverluste werden allgemein in Dezibel pro Kilometer (dB/km) angegeben, und es gilt die folgende Beziehung:

$$\alpha_{dB} = -\frac{10}{L} \log \left( \frac{P_{aus}}{P_{ein}} \right) \approx 4,343 \alpha. \quad (3.17)$$

Zu einer wellenlängenabhängigen Abschwächung des optischen Feldes innerhalb einer MSF tragen, ähnlich wie bei konventionellen Lichtleitfasern, verschiedene Anteile bei. Dies sind hauptsächlich Absorption, Streuung und Abstrahlung infolge einer Faserkrümmung:

$$\alpha = \alpha_{Abs} + \alpha_{Str} + \alpha_{Kr}. \quad (3.18)$$

Bei Wellenlängen über  $1,6 \mu\text{m}$  erreichen die optischen Frequenzen die verschiedenen Resonanzfrequenzen der Molekülschwingungen von reinem Silikatglas. Damit steigen die Faserverluste ab dieser Infrarot(IR)-Absorptionskante exponentiell an. Auf der anderen Seite ist die Photonenenergie eines optischen Feldes mit einer Wellenlänge unter  $0,5 \mu\text{m}$  ausreichend, um die Zustände der gebundenen Elektronen anzuregen. Die Photonen werden absorbiert, und die Faserverluste steigen ab der Ultraviolett(UV)-Absorptionskante ebenfalls überproportional an. Bei der Übertragung optischer Signale mithilfe von Silikatglasfasern wird somit der Wellenlängenbereich zwischen  $0,5 \mu\text{m}$  und  $2,0 \mu\text{m}$  genutzt. Durch das Hinzufügen von verschiedenen Dotierungsmaterialien während der Faserherstellung ist es allerdings möglich, die Absorptionskanten um einige hundert Nanometer zu verschieben und so den Transmissionsbereich den speziellen Bedürfnissen anzupassen.

Eine weitere Ursache für Materialabsorption sind Verunreinigungen. Dabei spielt das Hydroxyl ( $\text{OH}^-$ )-Ion eine bedeutende Rolle. Dieses besitzt bei zirka  $2,73 \mu\text{m}$  infolge einer fundamentalen Molekülresonanz ein Absorptionsmaximum. Die Harmonischen dieser Resonanz erzeugen bei  $1,37 \mu\text{m}$  ein ausgeprägtes sowie bei  $1,23 \mu\text{m}$  und  $0,95 \mu\text{m}$  zwei weniger starke Maxima in der Absorptionskurve einer Silikatglasfaser. Hydroxyl-Verunreinigungen entstehen während des Herstellungsprozesses und lassen sich nicht vollständig vermeiden. In qualitativ hochwertigen Silikatgläsern beträgt die  $\text{OH}^-$ -Verunreinigung weniger als 0,01 ppm.

Streuverluste ergeben sich hauptsächlich durch Rayleigh-Streuung: Die durch den Schmelzprozess entstandenen Dichteschwankungen im Silikatglas werden bei der Abkühlung „eingefroren“ und verursachen somit lokale Fluktuationen des Brechungsindex. Diese Streuzentren sind im Vergleich zur Wellenlänge sehr klein und statistisch verteilt, so dass das geführte Lichtfeld minimal in alle Richtungen gestreut wird.

Die Verluste durch Rayleigh-Streuung variieren mit  $\lambda^{-4}$  und finden durch den Verlustkoeffizienten  $\alpha_{Str} = C \lambda^{-4}$  Berücksichtigung. Für reines Silikatglas ergibt sich  $C = 0,63 \text{ dB}/(\text{km } \mu\text{m}^4)$  [17]. Die intrinsischen Verluste infolge Rayleigh-Streuung stellen die untere Verlustgrenze bei der Signalübertragung in einer optischen Faser

dar. In der Praxis wird die allgemeine Formel

$$\alpha(\lambda) = A + B \alpha_{OH^-}(\lambda) + \frac{C}{\lambda^4} \quad (3.19)$$

zur Beschreibung der Verlustanteile verwendet. Dabei gibt  $A$  die wellenlängenunabhängigen Verluste ( $\approx 0,5$  dB/km) und  $B$  die  $OH^-$ -Konzentration in ppm an. Im Bereich maximaler Absorption ( $1,39 \mu\text{m}$ ) beträgt  $\alpha_{OH^-} \approx 35$  dB/(km ppm).

Die Krümmungsverluste unterteilen sich in zwei Gruppen: Die sogenannten Mikrokrümmungsverluste (*microbending losses*) ergeben sich aus mikroskopischen Abweichungen der Fasergeometrie vom idealen Design und entstehen während des Herstellungsprozesses oder durch äußeren mechanischen Stress. Dagegen werden die Makrokrümmungsverluste (*macrobending losses*) durch eine Biegung der Faser verursacht. In beiden Fällen kommt es durch eine Störung der indexgeführten Lichtleitung zu Abstrahlungsverlusten, insbesondere der äußeren Feldanteile im Bereich des Kern-Mantel-Übergangs.

Während die Verluste durch Mikrokrümmungen schwer zu bestimmen sind, lassen sich die Makrokrümmungsverluste experimentell relativ einfach ermitteln [17]. Bei eigenen Untersuchungen an verschiedenen MSFs wurde dazu festgestellt, dass bei aufgewickelten Fasern mit Krümmungsradien von bis zu 3 cm keine signifikante Erhöhung der Verluste auftrat und auch keine höheren transversalen Moden anschwanzen.

Neben diesen auch bei konventionellen Fasern wirkenden Verlustmechanismen konnte nachgewiesen werden, dass bei MSFs die spezielle Struktur des Fasermantels einen zusätzlichen entscheidenden Einfluss auf die Faserverluste besitzt [88]: Für kleine Luftröhren und eine geringe Anzahl von Luftröhrenringen um den Faserkern ergeben sich sehr hohe Verluste, die beträchtlich verringert werden können, wenn der Durchmesser der Luftröhren vergrößert oder die Anzahl der Ringe erhöht wird. Aufgrund des höheren Luftanteils im Fasermantel vergrößert sich der Brechungsindexunterschied zwischen Kern und Mantel. Dadurch wird der Einschluss des Lichtfeldes im zentralen Faserbereich verbessert und die Abstrahlungsverluste, insbesondere durch die Silikatglasbrücken zwischen den Luftröhren, verringert. Abschätzungen haben ergeben, dass das Verhältnis  $d/\Lambda$  nicht kleiner als 0,2 sein sollte, um signifikante Krümmungsverluste zu verhindern. MSFs mit einer Gitterstrukturgröße im Bereich der doppelten Lichtwellenlänge und  $d/\Lambda \geq 0,25$  zeigen sich dann weitaus unempfindlicher gegenüber Faserkrümmungen als konventionelle Stufen-Index Fasern.

Die gesamten Faserverluste der heute kommerziell erhältlichen MSFs liegen im sichtbaren Spektralbereich bei ungefähr 0,1 dB/m und sind damit immer noch ein bis zwei Größenordnungen größer als bei konventionellen Fasern. Mit speziell angefertigten Fasern, aufgebaut aus verschiedenen dotierten Materialien und mit sehr hohen Luftanteilen im Fasermantelbereich, konnten schon Werte von bis zu  $0,41 \times 10^{-3}$  dB/m erreicht werden [73]. Die typischen Transmissionsspektren der in der vorliegenden Arbeit untersuchten MSFs sind in Kap. 4.4 angegeben.

## 3.8 Zusammenfassung

In diesem Kapitel konnte gezeigt werden, dass die MSFs eine neue interessante Klasse von optischen Lichtleitfasern darstellen. Die große Variationsbreite der Wellenleiter-

struktur und die daraus resultierenden optischen Eigenschaften erlauben völlig neue Einsatzmöglichkeiten beziehungsweise erweitern die der vorhandenen Fasern erheblich. Abschließend werden die speziellen Eigenschaften einer MSF zusammengefasst. Anhand derer wird deutlich, warum sich diese Fasern, im Vergleich zu anderen Medien, besonders gut für eine effiziente Weißlichterzeugung eignen:

- Single-Mode Operation ist im gesamten VIS-NIR Bereich möglich. Eine Abnahme der Pulsspitzenleistung durch die Verteilung der Pulsleistung auf mehrere Moden wird somit verhindert. Zusätzlich besitzt die emittierte Weißlichtstrahlung eine hohe Strahlqualität.
- Der Brechungsindexunterschied zwischen Faserkern und Mantel ist in einem großen Bereich variierbar. Dadurch lassen sich sehr kleine Modenquerschnittsflächen und damit hohe Nichtlinearitäten für die Erzeugung der nichtlinear optischen Effekte erreichen.
- Aufgrund des großen Brechungsindexunterschiedes zwischen Kern und Mantel kann eine hohe Doppelbrechung der MSF erreicht werden. Dadurch sind die polarisationserhaltenden Eigenschaften solcher Fasern sehr gut.
- ZDW und anomale GVD sind im VIS-NIR Bereich relativ frei einstellbar und lassen sich somit an die Anregungswellenlänge anpassen. Auf diese Weise kann einerseits eine schnelle zeitliche Verbreiterung der Pumppulse und die daraus resultierende Abnahme der Pulsspitzenleistung verhindert werden. Auf der anderen Seite lassen sich durch die Anregung im anomalen Dispersionsbereich die für die Weißlichterzeugung wichtigen Solitonen effekte wirksam nutzen.

Aus den genannten Gründen sind die MSFs für die Experimente dieser Arbeit ausgewählt worden. Nach welchen Kriterien dabei die Auswahl der speziellen MSFs stattgefunden hat, wird in Kap. 4.4 und besonders im fünften Kapitel erläutert.





# 4 Experimentelle Anordnungen

Im ersten Teil des folgenden Kapitels wird der verwendete Versuchsaufbau zur ps-Weißlichterzeugung in verschiedenen MSFs vorgestellt. Anschließend wird die für diese Arbeit entworfene Fasereinkopplung erläutert. Es folgen eine Beschreibung des speziellen ps-Anregungslasers sowie der untersuchten MSFs. Der letzte Abschnitt befasst sich mit den Messverfahren. Hierzu erfolgt eine Diskussion der Messfehler und Korrekturverfahren.

## 4.1 Versuchsaufbau

Für die Untersuchungen wurde der in Abb. 4.1 schematisch dargestellte Messplatz aufgebaut. Die vom Anregungslaser emittierte Strahlung wird nach dem Durchgang durch verschiedene optische Bauelemente mithilfe einer asphärischen Linse der Brennweite  $f_3$  in die jeweilige MSF eingekoppelt. Dabei verhindert ein optischer Isolator (TGG, Dämpfung  $> 30$  dB), dass aus dem Versuchsaufbau zurückreflektiertes oder -gestreutes Licht in den Laserresonator gelangen und dort den Modenkopplungsprozess beeinflussen kann. Die erste  $\lambda/2$ -Wellenplatte stellt in Verbindung mit dem Polarisator (Auslöschung  $10^5:1$ ) einen kontinuierlichen Abschwächer für die linear polarisierte Laserstrahlung dar.

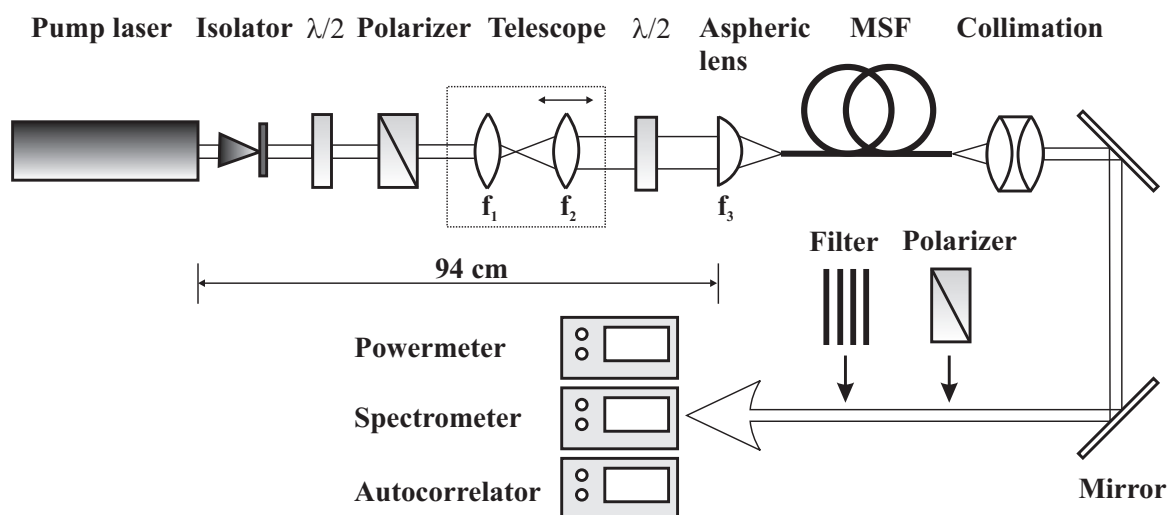


Abb. 4.1: Schematischer Versuchsaufbau.

Eine weitere  $\lambda/2$ -Platte vor der Fokussierlinse ermöglicht eine Drehung der linearen Eingangspolarisation um  $360^\circ$ . Der Abstand zwischen dem Auskoppelspiegel des

Lasers und der Fokussierlinse beträgt 94 cm. Alle optischen Bauelemente im Strahlengang zwischen dem Auskoppelspiegel und der MSF sind beidseitig mit einer dielektrischen Antireflexionsbeschichtung (Restreflexionsgrad von  $\leq 0,5\%$ ) für die Anregungswellenlänge von 1064 nm versehen.

Zur Kollimation des spektral breitbandigen Lichtes nach der MSF wird ein Mikroskopobjektiv ( $20 \times 0,5$ ) verwendet. Dieses erlaubt eine verlustarme Kollimation des stark divergenten Lichtes. Das Objektiv ist außerdem sphärisch und chromatisch korrigiert. Das kollimierte Licht wird über zwei breitbandig reflektierende Silbermetallspiegel ( $R > 96\%$ ) den Messinstrumenten zugeführt. Dabei können verschiedene Filter und ein weiterer Polarisator zur Analyse des Polarisationszustandes in den Strahlengang eingefügt werden.

## 4.2 Fasereinkopplung

Die fundamentale Mode einer SM-Faser lässt sich gut durch eine dem idealen Gaußstrahl ähnliche Mode beschreiben (Kap. 2.1). Die Fasermode zeigt allerdings bei der Propagation durch den Wellenleiter, im Gegensatz zu dem sich frei ausbreitenden Gaußstrahl, keine beugungsbedingte Änderung des Strahldurchmessers und besitzt somit ebene Wellenfronten. Damit bietet sich für die Anregung der fundamentalen Mode einer SM-Faser der transversal gaußförmiger Laserstrahl eines TEM<sub>00</sub>-Grundmodelasers an.

Um eine hohe Einkoppeleffizienz zu erreichen, ist es notwendig, dass die Strahl- und Fasermodenachsen aufeinander liegen, dass sich die Strahltaile des Anregungsstrahls auf der Faserendfläche befindet und dass die Modenfelddurchmesser von Anregungsstrahl und Fasermode angepasst sind. Es lassen sich im idealen Fall und unter Vernachlässigung der Rückreflexion an der Faserendfläche Einkoppeleffizienzen von nahezu 100 % theoretisch ermitteln. Hierzu muss das Modenüberlappungsintegral für die Feldverteilungen der anregenden Mode und der Fasermode berechnet werden [89].<sup>1</sup> In der Praxis kommt es allerdings zu einer Fehlanpassung in Bezug auf die Amplitude, die Phase und die Polarisation der beiden Moden.

Die folgenden Abschätzungen gelten für eine Stufen-Index Single-Mode Faser mit einem Kerndurchmesser von  $5 \mu\text{m}$  und bei einer Wellenlänge von 1300 nm [90]: Eine Abweichung der Fokusgröße um 14 % vom Modendurchmesser der anzuregenden Fasermode liefert einen Verlust von 0,1 dB ( $\approx 2,3\%$ ). Aus einer Verkippung von Laserstrahl gegen Fasermodenachse von  $\leq 0,5^\circ$  resultiert ein Verlust von weniger als 0,1 dB. Die Auswirkungen einer longitudinalen Abweichung zwischen der Laserstrahltaile und der Faserendfläche von  $20 \mu\text{m}$  sind mit 0,06 dB ( $\approx 1,4\%$ ) gering. Beträgt der transversale Strahlversatz 15 % des Fasermოდendurchmessers, also nur etwa  $0,75 \mu\text{m}$ , so ergibt sich ein Verlust von 0,1 dB. Bei dem Versatz von einem Modenfelddurchmesser werden noch 37 % des Anregungslichtes in die Faser eingekoppelt. Hier wirken sich die kleinen Kerndimensionen einer SM-Faser aus, die eine Einkopplung erheblich schwieriger machen als zum Beispiel bei einer MM-Faser.

<sup>1</sup>Das hier nicht exakt 100 % errechnet wurden, hängt damit zusammen, dass mit der realen Feldverteilung einer fundamentalen Fasermode und nicht mit der gaußförmigen Näherung gerechnet wurde.

Die Summe der beschriebenen Abweichungen führt im Zusammenspiel mit weiteren Verlustmechanismen zu einer Reduktion der Einkoppeleffizienz deutlich unter 100 %. Hierzu gehören Reflexionen und Streuungen an den Faserendflächen, Fabry-Pérot-Effekte zwischen Faserendfläche und Einkoppeloptik, Abweichungen des Faserquerschnitts und damit der Feldverteilung von der Rotationssymmetrie sowie eine Polarisationsfehlanpassung. Bei Anregung der fundamentalen Fasermode einer MSF kommt es zusätzlich zu einer nicht optimalen Anpassung zwischen rundem Anregungsstrahl und der infolge des mikrostrukturierten Fasermantels räumlich modulierten Fasermode (Kap. 3.2).

Erfahrungsgemäß lassen sich mit konventionellen SM-Fasern etwa 70-80 % der Pumpleistung in die Faser einkoppeln. Da für MSFs bisher wenig Erfahrungen in Bezug auf eine effiziente Lichteinkopplung vorlagen, wurden Einkoppeleffizienzen von 50–60 % angestrebt. Die nicht in die Fasermode eingekoppelte Pumpstrahlung wird in die vom Wellenleiter nicht geführten Mantel-, Strahlungs- oder Verlustmoden übertragen und geht somit im Anfangsbereich der Faser verloren.

Für die Untersuchungen wurde eine Einkoppeloptik aus einem Teleskop und einer asphärischen Linse mit sehr kurzer Brennweite gewählt. Mithilfe der beiden plankonvexen Teleskoplinsen der Brennweiten  $f_1$  und  $f_2$  (Abb. 4.1) war es möglich, den Strahldurchmesser und die Strahldivergenz des Laserstrahls optimal an die asphärische Linse ( $f_3$ ) anzupassen.

Um die Einkopplung in die Faser effizient zu gestalten, wurde auf Basis der Gaußschen Strahlenoptik und der zur Verfügung stehenden Optiken die optimale Einkoppelkonfiguration für jede MSF theoretisch bestimmt.

Dazu ist der Laserstrahl ausgehend vom Auskoppelspiegel des Laserresonators durch die verschiedenen optischen Bauelemente bis zur MSF propagiert worden. Die Optiken wurden dabei durch die entsprechenden Strahlmatrizen beschrieben. Als Eingangsparameter dienten der Strahlradius auf dem Auskoppelspiegel sowie die Strahldivergenz und Wellenlänge des Anregungslichtes. Die verschiedenen Optiken wurden in die Berechnungen durch ihre jeweiligen Strahlmatrizen eingefügt. Es ließ sich dann in einem Optimierungsprozess durch Variation der Linsenparameter und -abstände eine geeignete Konfiguration aus zwei Teleskoplinsen und einer asphärischen Linse berechnen, für die die Anpassung zwischen Anregungsfeld und Fasermode optimal ist. Diese Konfiguration wurde als Ausgangspunkt für den experimentellen Aufbau gewählt. Durch geringe Variationen der Linsenbrennweiten und/oder des Abstandes der Teleskoplinsen konnte in wenigen iterativen Schritten die Fasereinkopplung optimiert werden. Der Kontrollparameter war die am Faserausgang gemessene maximale Leistung.

Als Fokussierlinse wurde jeweils eine asphärische Linse gewählt, um die Einkoppelverluste aufgrund von sphärischen Aberrationen zu minimieren. Es ergeben sich mit diesem Verfahren für die Teleskoplinsen die Brennweiten  $f_1 = 40$  mm und  $f_2 = 60$  mm sowie ein Abstand von 105 mm. Für die Asphären wurden die Brennweiten  $f_3 = 2,0$  mm (MSF-PM-700 und MSF-770),  $f_3 = 3,3$  mm (MSF-975) und  $f_3 = 4,5$  mm (MSF-1065) ermittelt.

Zur Fasereinkopplung und Halterung der jeweiligen MSF kam ein kommerzieller Nanopositioniertisch der Fa. THORLABS INC. zur Anwendung. Mit diesem war eine Justage in drei Bewegungsachsen bei einer Auflösung von 50 nm (Differentialmikrometerschrauben) beziehungsweise 20 nm (Piezosteller) möglich.

### 4.3 ps-Anregungslaser

Als Anregungslaser wurde ein ps-Laser von der Fa. JENOPTIK LASER, OPTIK, SYSTEME GMBH, nachfolgend Jenoptik genannt, zur Verfügung gestellt. Abbildung 4.2 zeigt den schematischen Aufbau des ps-Lasers.

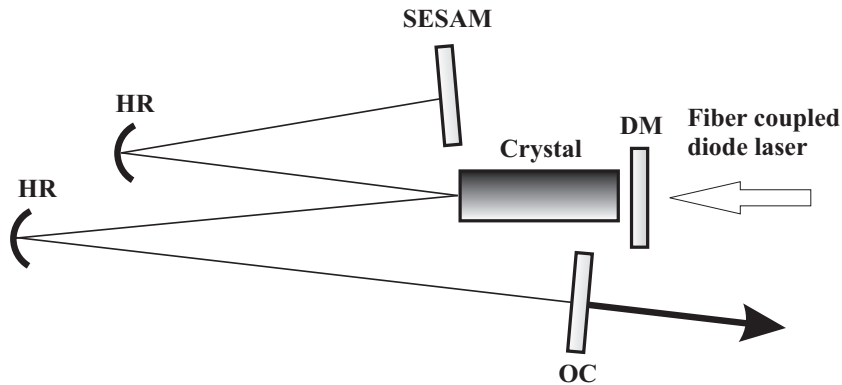


Abb. 4.2: Schematischer Aufbau des ps-Anregungslasers.

Zur Anregung des Laserprozesses wurde das Pumplicht eines fasergekoppelten Diodenlasers mit 10 W Ausgangsleistung und einer Wellenlänge von 808 nm in den Laserkristall fokussiert. Ein dichroitischer Spiegel (DM) ließ dabei das Pumplicht passieren und reflektierte die Laserstrahlung bei 1064 nm nahezu vollständig. Als Lasermedium diente ein Nd:YVO<sub>4</sub>-Kristall (Neodym-Yttrium-Vanadat) mit einer Nd<sup>3+</sup>-Atomkonzentration von 0,5 %. Dieses Material zeichnet sich durch einen hohen Wirkungsquerschnitt der Laseremission von  $15,6 \times 10^{-19} \text{ cm}^2$  bei einer Atomkonzentration von 1,1 % aus. Außerdem eignet es sich aufgrund der hohen Absorptionsbandbreite von 15,7 nm ideal zum Pumpen mit einem spektral breitbandigen Diodenlaser. Die Verstärkungsbandbreite von etwa 1,0 nm erlaubt die Erzeugung von Pulsen mit Pulsdauern unter 10 ps [91].

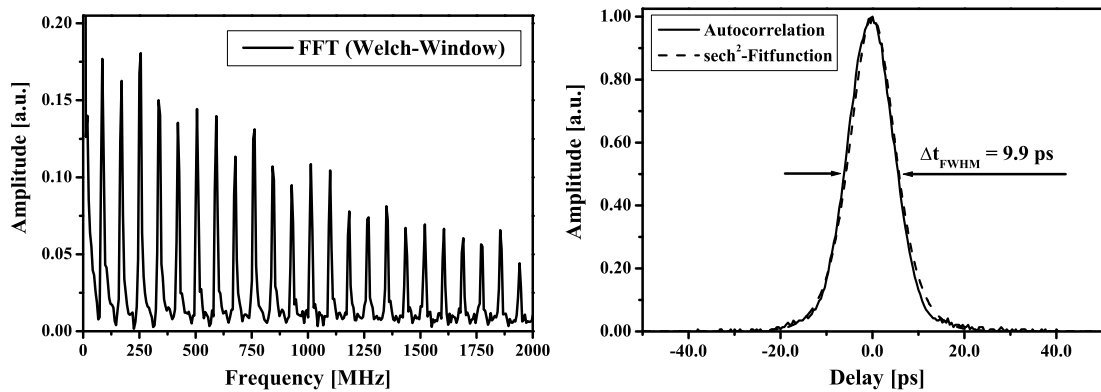
Die durchschnittliche Laserausgangsleistung betrug 5,4 W. Innerhalb weniger Minuten zeigte sich die Ausgangsleistung des Lasers in einem Bereich von  $\pm 1 \%$  stabil. Bei dem Laboraufbau des Lasers war nur der Laserkristall aktiv temperaturstabilisiert. Übliche Temperaturschwankungen während eines Arbeitstages von  $\pm 3 \text{ }^\circ\text{C}$  wirkten sich daher auf den Laserresonator aus. Dies führte zu einer Veränderung der Laserleistung von etwa  $\pm 3 \%$ .

Beim Laboraufbau des Lasers kam es durch eine schleichende Dejustage und Verschmutzung der Optiken zu einer allmählichen Abnahme der Laserleistung innerhalb mehrerer Wochen. Es wurde daher regelmäßig eine Neujustage und Reinigung der Resonatoroptiken und des sättigbaren Absorbers vorgenommen. Aus diesem Grund variieren die Angaben der maximalen Pumpleistung bei den Untersuchungen zur Weißlichterzeugung.

Das Laserfeld zeigte innerhalb des Resonators den in Abb. 4.2 dargestellten Strahlverlauf. Zwei gekrümmte hochreflektierende Spiegel (HR) dienten dazu, die starken thermischen Linseneffekte des angeregten Laserkristalls auszugleichen und somit einen stabilen grundmodalen Resonator zu ermöglichen. Gleichzeitig wurde damit erreicht, dass die Modenquerschnittsfläche im Kristall unempfindlicher gegenüber Schwankungen der thermischen Linse war.

Die ps-Pulse wurden durch passive Modenkopplung generiert. Die beim frei laufenden Laser unabhängig voneinander oszillierenden longitudinalen Lasermoden werden dabei mithilfe eines nichtlinear sättigbaren Halbleiterabsorberspiegels (*Semiconductor Saturable Absorber Mirror, SESAM*) phasenstarr gekoppelt. In einem sich selbstverstärkenden Prozess erfahren die Feldanteile mit einer hohen Intensität, zum Beispiel von zufällig phasengleichen Lasermoden, die geringsten internen Verluste und damit die größte Verstärkung. Es werden nur Lasermoden mit ähnlicher oder gleicher Phase mitverstärkt, während alle anderen starke Verluste erleiden. Infolge dieser zunehmenden Modensynchronisation bildet sich ein im Laserresonator umlaufender Puls aus.

Wird ein solcher Puls in seine Fourierkomponenten zerlegt, ergibt sich das Modenspektrum des Lasers. Die Pulswiederholrate,  $f_{puls}$ , resultiert aus der Resonatorumlaufzeit des Pulses und damit aus der optischen Resonatorlänge,  $L_{resonator}$ :  $f_{puls} = c_0/2 L_{resonator}$ .



**Abb. 4.3:** Messung des Frequenzspektrums (links) und der Autokorrelationsfunktion (rechts) der ps-Anregungspulse.

Die linke Seite der Abb. 4.3 zeigt das gemessene Modenfrequenzspektrum des ps-Lasers. Dazu wurden die Ausgangspulse mit einer schnellen PIN-Photodiode aufgenommen und mithilfe eines Oszilloskops in Echtzeit fouriertransformiert. Das Bild zeigt ein nebenmodenfreies Frequenzspektrum ( $> 30$  dB Unterdrückung bei  $TEM_{00}$ ), das ebenfalls frei von störenden Relaxationsoszillationen ist und somit eine nahezu vollständige Modenkopplung anzeigt [91]. Um eine stabile Modenkopplung und damit konstante Pulsparameter zu gewährleisten, wurde während des Laserbetriebs eine Echtzeit-Kontrolle der Laserpulse mit einem elektronischen Spektrum Analysator HM 5005 der Fa. HAMEG INSTRUMENTS durchgeführt.

Die rechte Seite der Abb. 4.3 zeigt die gemessene Autokorrelationsfunktion der ps-Ausgangspulse. Die tatsächliche Pulsdauer  $\Delta t_{puls}$  ergibt sich aus der gemessenen Breite der Autokorrelationsfunktion mithilfe eines pulsformabhängigen Korrekturfaktors:  $\Delta t_{puls} = 0,65 \Delta t_{autokorr}$ . Für diese ps-Pulse wurde ein  $\text{sech}^2$ -Verlauf angenommen. Die so ermittelte Pulsdauer von  $9,9 \text{ ps} \pm 0,2 \text{ ps}$  (FWHM) stimmt gut mit dem von Jenoptik spezifizierten Wert von  $9,87 \text{ ps}$  überein.

Aus der gemessenen Bandbreite von  $0,26 \text{ nm}$  und einer Pulsdauer von  $9,9 \text{ ps}$  ergibt sich für die ps-Pulse ein Pulsdauer-Bandbreiten Produkt von rund  $0,67$ . Dies ist etwa doppelt so groß wie der für bandbreitenbegrenzte Pulse mit reinem  $\text{sech}^2$ -Verlauf angegebene Wert [92].

Für eine effiziente Fasereinkopplung war es zwingend erforderlich, dass die räumlichen Eigenschaften des Laserstrahls von hoher Qualität sind. Desweiteren sollte der Anregungsstrahl frei von Astigmatismus und linear polarisiert sein. Ein Maß für die Strahlqualität  $K = 1/M^2$  eines Laserstrahls ist die Beugungsmaßzahl oder der Strahl-ausbreitungsparameter  $M^2 \geq 1$ . Dieser gibt, wie stark ein Strahlungsfeld mit einer bestimmten transversalen Feldverteilung vom als ideal angenommenen Gaußstrahl mit  $M^2 = 1$  (Beugungsgrenze) abweicht.

Der Gaußstrahl zeichnet sich durch eine gaußförmige transversale Feldverteilung aus. Für das Produkt aus Strahlradius  $w$  und Strahldivergenz  $\theta$  gilt

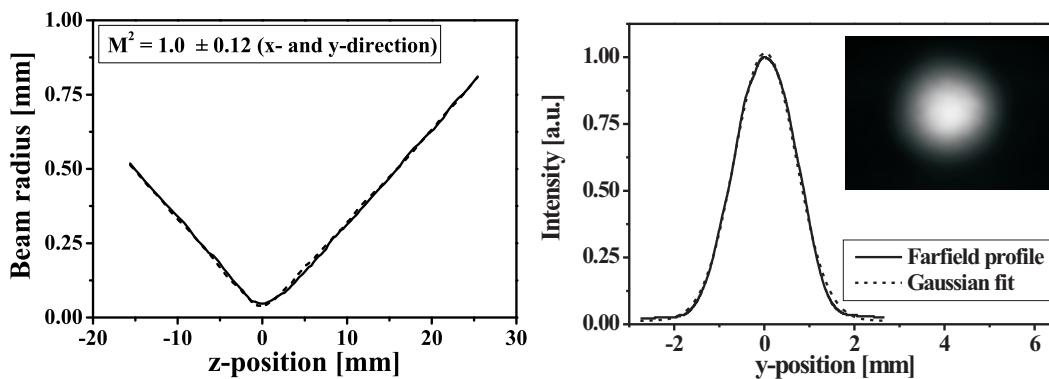
$$w \theta = M^2 \frac{\lambda}{n \pi}, \quad (4.1)$$

wobei  $\lambda$  die Lichtwellenlänge und  $n$  den linearen Brechungsindex des Mediums angibt. Bei gleicher Strahldivergenz lässt sich somit der Gaußstrahl auf die kleinst mögliche Strahlquerschnittsfläche fokussieren. Dies und die Tatsache, dass die Feldverteilung des Gaußstrahls am ehesten der der fundamentalen Fasermode entspricht, prädestiniert ihn zum geeigneten Anregungsstrahl.

Der Anregungslaser wurde für einen Betrieb in der transversal-elektromagnetischen Grundmode  $TEM_{00}$  entworfen. Somit sollte der Laserstrahl eine nahezu ideal gaußförmige Feldverteilung aufweisen. Zur Kontrolle wurden der  $M^2$ -Wert und die transversale Fernfeldverteilung des ps-Lasers bestimmt. Die Messung der Strahlkaustik im Bereich der mit einer Sammellinse generierten Strahltaile und Annähern der Messdaten mit der analytischen Funktion [92]

$$w(z) = M w_0 \sqrt{1 + \left( \frac{(z - z_0)\lambda}{w_0^2 n \pi} \right)^2} \quad (4.2)$$

ergab ein  $M^2$ -Wert von  $1,0 \pm 0,12$  für die  $x$ - und  $y$ -Richtung (Abb. 4.4, linke Seite). Hierbei bezeichnet  $w_0$  den Strahlradius im Punkt der Strahltaile sowie  $z_0 = (w_0^2 n \pi)/\lambda$



**Abb. 4.4:** Gemessene Strahlkaustik (links) und Schnitt durch das aufgenommene Fernfeldstrahlprofil (rechts) des Anregungslasers.

die Rayleigh-Länge des Laserstrahls.<sup>2</sup> Die gemessenen Kaustiken mit exakt übereinanderliegenden Strahltaillen beweisen, dass der Anregungsstrahl frei von Astigmatismus

<sup>2</sup>Die charakteristische Rayleigh-Länge gibt für einen Gaußstrahl den Abstand von der Strahltaile an, an dessen Punkt der Krümmungsradius der Wellenfronten minimal ist und der Strahlradius sich im Vergleich zur Strahltaile um den Faktor  $\sqrt{2}$  erhöht hat.

ist. Das mithilfe einer Abbildungsoptik und einer CCD-Kamera aufgenommene Fernfeldstrahlprofil (Abb. 4.4, rechte Seite) zeigt einen runden Anregungsstrahl mit einer transversal nahezu ideal gaußförmigen Feldverteilung.

|                                 |                                       |
|---------------------------------|---------------------------------------|
| Durchschnittl. Ausgangsleistung | 5,4 W                                 |
| Spitzenleistung                 | 6,0 kW                                |
| Pulsenergie                     | 63,5 nJ                               |
| Wellenlänge                     | 1064,3 nm                             |
| Pulswiederholrate               | 85 MHz                                |
| Pulsdauer (FWHM)                | 9,9 ps $\pm$ 0,2 ps                   |
| Beugungsmaßzahl $M^2$           | 1,0 + 0,12 ( $x$ - und $y$ -Richtung) |
| Polarisation                    | vertikal linear polarisiert           |

**Tab. 4.1:** Spezifikationen des ps-Anregungslasers.

In Bezug auf die räumlichen Strahleigenschaften erfüllt der Anregungslaserstrahl somit die Voraussetzungen für eine effiziente Fasereinkopplung. Der einwandfreie Betrieb des Anregungslasers wurde während der experimentellen Arbeiten durch ständige Kontrolle der Modenkopplung über die Auswertung des Pulsspektrums sowie des Fernfeldstrahlprofils gewährleistet. Abschließend fasst Tabelle 4.1 die Spezifikationen des Anregungslasers zusammen.

## 4.4 Untersuchte mikrostrukturierte Fasern

Für die Untersuchungen zur ps-Weißlichterzeugung wurden vier verschiedene MSFs der Fa. CRYSTAL FIBER A/S aus Dänemark verwendet. In Tab. 4.2 sind neben der Bezeichnung der jeweiligen Faser die Nulldispersionswellenlänge ZDW, die Grenzwellenlänge für den Single-Mode Betrieb  $\lambda_G$ , der nichtlineare Koeffizient der Faser  $\gamma$ , die Doppelbrechung  $B$ , der Kerndurchmesser  $a$ , der Lochabstand  $\Lambda$ , das Verhältnis von Luftlochdurchmesser zu Lochabstand  $d/\Lambda$  sowie die numerische Apertur NA der einzelnen Fasern aufgelistet.

| Bezeichnung | ZDW<br>(nm) | $\lambda_G$<br>(nm) | $\gamma^*$<br>(Wm) <sup>-1</sup> | $B$                | $a$<br>( $\mu$ m) | $\Lambda$<br>( $\mu$ m) | $d/\Lambda$ | NA*                |
|-------------|-------------|---------------------|----------------------------------|--------------------|-------------------|-------------------------|-------------|--------------------|
| MSF-PM-700  | 700         | < 650               | 0,08                             | $1 \times 10^{-3}$ | 2,4 $\times$ 1,5  | 1,9                     | 0,8         | 0,46 $\times$ 0,53 |
| MSF-770     | 770         | < 450               | 0,12                             | $3 \times 10^{-4}$ | 2                 | k.A.                    | k.A.        | 0,41               |
| MSF-975     | 975         | k.A.                | 0,019                            | $5 \times 10^{-5}$ | 3,5               | 2,4                     | 0,4         | 0,22               |
| MSF-1065    | 1065        | < 1000              | 0,009                            | $4 \times 10^{-6}$ | 4,8               | 3                       | 0,35        | 0,16               |

**Tab. 4.2:** Spezifikationen der untersuchten MSFs laut Hersteller (\* $\lambda = 780$  nm).

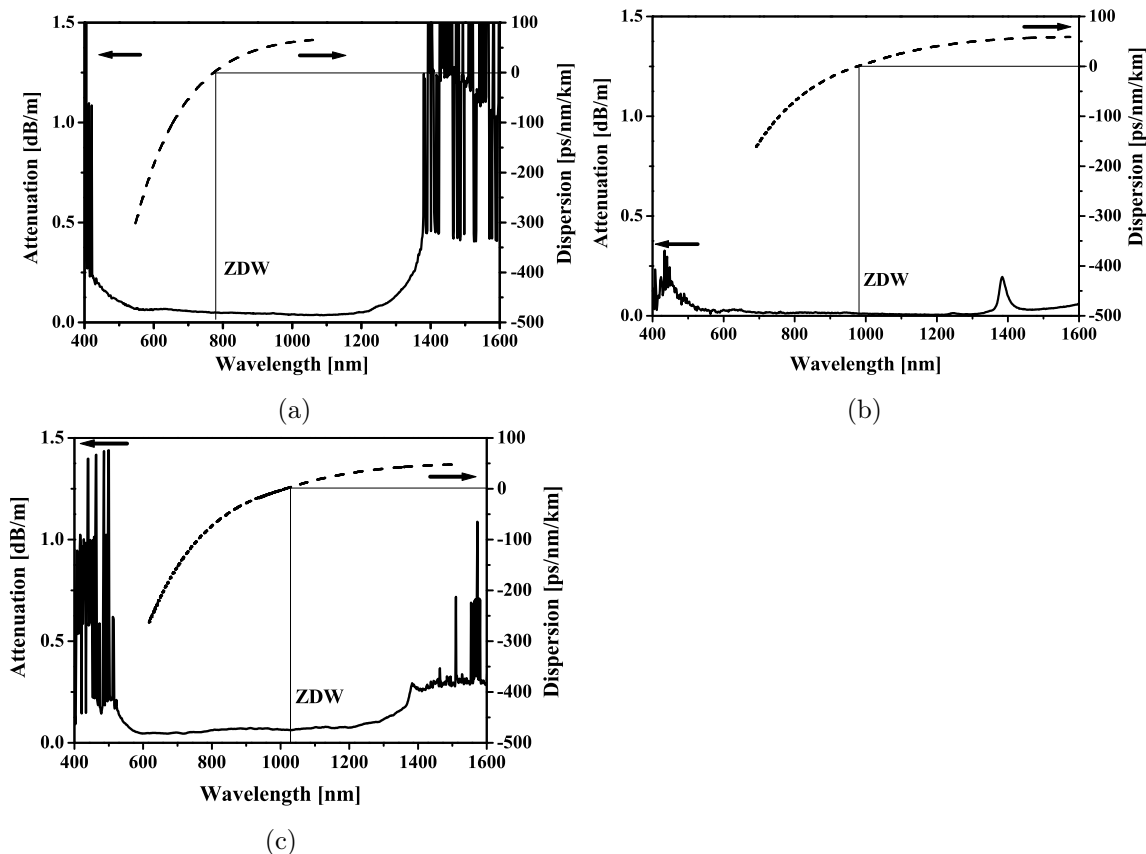
Die Länge der Fasern MSF-PM-700, MSF-770 und MSF-975 betrug einen Meter, die von MSF-1065 zwei Meter. Der entscheidende Parameter für die Wahl der nichtpolarisationserhaltenden MSF-770, MSF-975 und MSF-1065 sowie der polarisationserhaltenden MSF-PM-700 war die unterschiedliche ZDW. Die spezielle Auswahl der einzelnen MSFs wird anhand der Messergebnisse im folgenden Kapitel begründet.



Erwartungsgemäß nehmen der nichtlineare Koeffizient  $\gamma$  und die Doppelbrechung  $B$  der nichtpolarisationserhaltenden Fasern mit einem größer werdenden Kerndurchmesser ab. Dabei zeigen schon die nichtpolarisationserhaltenden MSFs eine allgemein höhere Doppelbrechung als konventionelle SM-Fasern. Das kann auf den großen Kern-Mantel-Indexunterschied und die relativ kleinen Kerndurchmesser zurückgeführt werden. Hier wirken sich geringe Störungen im Faseraufbau und in der Symmetrie der Mikrostruktur bedeutend stärker aus.

Die Fasern MSF-770, MSF-975 und MSF-1065 zeichnen sich durch den in den Abbildungen 3.1 und 3.2 dargestellten Aufbau mit der typisch hexagonalen Anordnung der Luftröhren um den festen Faserkern aus. Der Aufbau der polarisationserhaltenden MSF-PM-700 folgt dem in Abb. 3.4 dargestellten Schema. Kennzeichnend sind hier unterschiedliche Ausdehnungen des Kernbereichs in Richtung der beiden PHAs (Tab. 4.2).

Die Verläufe der Gesamtdispersion sowie der Signalabschwächung in Abhängigkeit von der Wellenlänge können für die nichtpolarisationserhaltenden Fasern der Abb. 4.5 entnommen werden.



**Abb. 4.5:** Wellenlängenabhängige Signalabschwächung und Gesamtdispersion von MSF-770 (a), MSF-975 (b) und MSF-1065 (c).

Allen Fasern gemeinsam ist dabei ein Anstieg der Übertragungsverluste für Wellenlängen kleiner als 600 nm und größer als 1400 nm. Insbesondere bei MSF-975 lässt sich die in Kap. 3.7 beschriebene Absorption durch  $\text{OH}^-$ -Verunreinigungen bei  $1,37 \mu\text{m}$  deutlich erkennen. Die Abschwächung zeigt für alle Fasern im Bereich von 600 nm bis 1200 nm relativ konstante Werte von unter  $0,15 \text{ dB/m}$ . Auch bei der Dispersion lässt

sich, abgesehen von den unterschiedlichen Nulldurchgängen, ein ähnlicher Kurvenverlauf bei allen Fasern feststellen. Für MSF-PM-700 konnten vom Hersteller leider keine detaillierten Messdaten zur Verfügung gestellt werden. Die Signalabschwächung beträgt laut Datenblatt bei einer Wellenlänge von 635 nm weniger als 0,15 dB/m und bei 1310 nm weniger als 0,08 dB/m [67].

Während die ersten drei Fasern der Tab. 4.2 als kommerzielle Produkte angeboten wurden, handelte es sich bei MSF-1065 zum damaligen Zeitpunkt um eine Spezialanfertigung von CRYSTAL FIBER A/S. Diese Faser ist für die hier beschriebenen Experimente zur ps-Weißlichterzeugung mit einer Pumpwellenlänge von 1064 nm angefertigt worden. Dazu wurde erstmalig die ZDW einer MSF an die weit verbreitete Wellenlänge eines Pumpasers von 1064 nm angepasst. Die bis dahin erhältlichen MSFs waren für die Erzeugung nichtlinear optischer Effekte mit Pulsdauern im Femtosekundenbereich und damit für die Wellenlängen typischer Kurzpulslaser von unter 1000 nm (z.B. Ti:Saphir mit  $\approx 800$  nm) optimiert.

Bei den restlichen der hier untersuchten Fasern befindet sich die Anregungswellenlänge im Bereich der anomalen Dispersion, so dass eine Ausnutzung der für die Weißlichterzeugung bedeutenden MIs und Solitoneneffekte möglich ist. MSF-1065 und MSF-975 wurden für die Experimente gekauft. MSF-770 sowie MSF-PM-700 sind leihweise vom Hersteller zur Verfügung gestellt worden. Die begrenzte Faserauswahl ist auf den zum damaligen Zeitpunkt recht hohen Preis dieser neuartigen Fasern zurückzuführen.

Da es gelegentlich schon bei moderaten Pumpleistungen zu einer Zerstörung der Fasereinkopplfläche infolge Verschmutzung gekommen ist, wurde der Versuchsaufbau permanent in einem gefilterten Luftstrom staubarm gehalten. Ein weiteres Problem ergab sich, wenn bei hohen Pumpleistungen das nicht in die Faser eingekoppelte „Verlustlicht“ die Faserspitze erwärmte, so dass sich diese aufgrund der thermisch induzierten Verspannung verbog. Bei den Experimenten musste daher bei hohen Eingangsleistungen die Fasereinkopplung regelmäßig nachjustiert werden.

## 4.5 Messverfahren

### Bestimmung der Polarisationshauptachsen

Bei einer geringen Eingangsleistung von 100 mW wurde die Orientierung der Polarisationshauptachsen (PHA) der MSF bestimmt. Dazu ist durch Drehen der Eingangspolarisation mit einer  $\lambda/2$ -Platte und Kontrolle der Polarisation am Faserausgang mit einem Analysator eine Auslöschung des emittierten Lichtes detektiert worden. Dann konnte davon ausgegangen werden, dass die Orientierung der Eingangspolarisation in Richtung einer der beiden PHAs zeigt.

Der lineare Polarisationszustand bleibt für geringe Eingangsleistungen aufgrund der starken Doppelbrechung der MSFs und der relativ kurzen Faserlängen nahezu vollständig erhalten und führt nach einem gekreuzten Analysator zur Auslöschung. Es ließen sich auf diese Weise jeweils zwei senkrecht zueinander orientierte PHAs feststellen. Eine Unterscheidung in die langsame und schnelle Hauptachse mit  $n_{mode\_langsam} > n_{mode\_schnell}$  wurde nicht vorgenommen.

### 4.5.1 Spektrale Messung

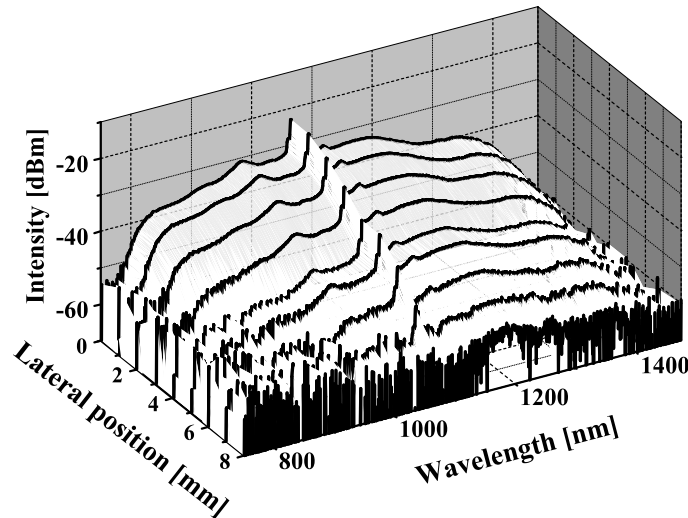
Um die spektrale Entwicklung des Weißlichtspektrums zu bestimmen, wurden die spektrale Verteilung und die Ausgangsleistung des Weißlichtes in Abhängigkeit von der Pumpleistung gemessen. Die Orientierung des linear polarisierten Anregungslichtes ist dabei in Richtung einer der beiden PHAs der MSF sowie unter  $45^\circ$  zu den Hauptachsen gewählt worden. Damit sollte untersucht werden, ob sich Unterschiede bei der Weißlichterzeugung in Abhängigkeit von der Orientierung der Eingangspolarisation ergeben.

Die spektrale Verteilung wurde mit einem kalibrierten Spektrometer AQ-6315A der Fa. ANDO ELECTRIC, bestehend aus einem Gittermonochromator und einem Photodetektor, gemessen. Dazu wurde das zu untersuchende Licht mithilfe einer optischen Lichtleitfaser dem Spektrometer zugeführt. Für die Untersuchungen in einem begrenzten Spektralbereich von  $\pm 12,5$  nm um die Anregungswellenlänge wurde eine konventionelle, einen Meter lange SM-Faser mit einem Kerndurchmesser von  $6,6 \mu\text{m}$  und einer Grenzwellenlänge von 950 nm verwendet. Die maximal erreichbare spektrale Auflösung in dem 25 nm breiten Messbereich betrug 0,05 nm. Für die restlichen Untersuchungen der sehr breitbandigen Strahlung kam eine gewöhnliche SI-MM-Faser mit einem Kerndurchmesser von  $105 \mu\text{m}$  und einer Länge von einem Meter zum Einsatz. Die Faser weist zwischen 400 nm und 2000 nm ein Transmissionsgrad von mehr als 99,3 % auf. Mit dieser Faser ließ sich in einem Wellenlängenmessbereich von bis zu 1000 nm eine spektrale Auflösung von 2 nm erreichen. Über den gesamten Messbereich des Spektrometers von 350 nm bis 1750 nm ergab sich mit dieser Faser eine maximale Auflösung von 5 nm.

Das Spektrometer zeichnet sich in der Single-Monochromator Konfiguration durch einen Dynamikbereich von insgesamt 95 dB im Wellenlängenbereich von 350 nm bis 1750 nm aus. Das zu untersuchende Licht ist mithilfe eines Achromaten ( $f = 35$  mm) in die jeweilige Messfaser eingekoppelt worden. Dabei befand sich ein zirka 1 mm dünnes Teflon-Plättchen direkt vor der Messfaser. Dieses sorgt dafür, dass die über den Strahlquerschnitt unterschiedlich verteilten Frequenzanteile des Weißlichtes durch diffuse Streuung gemischt und zu annähernd gleichen Anteilen in die Faser und damit in das Spektrometer gelangen.

Stellvertretend zeigt Abb. 4.6 die spektralen Verteilungen des von MSF-1065 emittierten Weißlichtes, die bei einer Ausgangsleistung von 780 mW an verschiedenen Orten des Strahlquerschnitts gemessen wurden. Dazu ist die Spitze der Multimode-Messfaser transversal durch den mit einem Mikroskopobjektiv kollimierten Strahl verschoben worden. In der Abbildung entspricht der Nullpunkt der lateralen Position dem Zentrum des Weißlichtstrahls. Bewegt man die Faserspitze vom Strahlzentrum nach außen, so fällt auf, dass neben einer allgemeinen Abnahme der spektralen Intensität zuerst die kurzwelligen Anteile des Weißlichtes erlöschen und es zu einer zunehmenden Asymmetrie des gemessenen Spektrums kommt. Der räumliche Chirp wird einerseits durch den wellenlängenabhängigen Abstrahlwinkel der MSF hervorgerufen. Andererseits wirken sich chromatische Fehler der Kollimationsoptik deutlich aus.

Ein zusätzlicher Effekt des Teflon-Diffusers vor der Messfaser war eine signifikante Leistungsabschwächung, bevor das breitbandige Licht in die Messfaser eingekoppelt wurde. So ließen sich nichtlineare Effekte in der Messfaser sowie eine zu hohe Leistung



**Abb. 4.6:** An verschiedenen Orten des Strahlquerschnitts gemessene spektrale Verteilung des Weißlichtspektrums von MSF-1065.

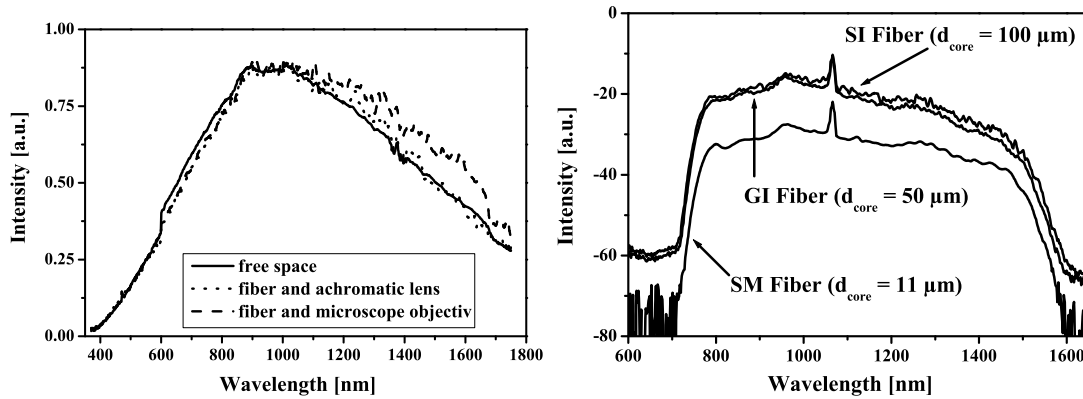
im Spektrometer verhindern. Damit die Verwendung eines Diffusers nicht die spektrale Messung verfälscht, wurde das Spektrum des Diffusers aufgenommen. Dazu ist das Anregungslicht mit einer Wellenlänge von 1064 nm und einer Durchschnittsleistung von 100 mW auf den Diffuser fokussiert ( $f = 80$  mm) worden. Das vom Diffuser emittierte Spektrum wurde mithilfe der Messfaser in das Spektrometer geleitet und ausgewertet. Die gemessenen Weißlichtspektren der verschiedenen MSFs wurden dann unter Zuhilfenahme des Diffuserspektrums korrigiert.

Eine weitere positive Eigenschaft des Diffusers als Streuelement war, dass er die Kohärenz des zu untersuchenden Lichtes stark herabsetzte. Dadurch wurde die Ausbildung von Interferenzen innerhalb der Messfaser, die sich bei der Abstrahlung als kleine lokal begrenzte Interferenzmuster darstellen, verhindert. Dies würde ebenfalls zu einer Verfälschung der spektralen Messung führen.

Das abtastende Messverfahren des Spektrometers (Anhang A.3) erlaubt einen sehr großen spektralen Messbereich von 350 nm bis 1750 nm. Ein vollständiger Abtastvorgang über den gesamten Messbereich dauert etwa 2 s, so dass die spektrale Messung eine Mittelung über eine große Anzahl von Pulsspektren ( $\approx 10^6$ ) darstellt. Spektrale Merkmale, die von Puls zu Puls sehr starken Amplitudenschwankungen unterworfen sind, lassen sich somit nicht detektieren.

Weitere systematische Messfehler können durch das Spektrometer und dessen Funktionsweise verursacht werden. Um die Auswirkungen dieser Messfehler zu untersuchen, wurde das Licht einer Kalibrierlampe (OSRAM 64602, 12 V, Prüfschein 5102) mit einer bekannten spektralen Verteilung über verschiedene Methoden in das Spektrometer eingekoppelt (Abb. 4.7, linke Seite).

Auffällig ist hier ein Sprung in der Messkurve der Freistrahleinkopplung bei 600 nm. Dieser wurde durch den Wechsel der Gitterordnung im Spektrometer hervorgerufen. Dass die Stufe sehr ausgeprägt ist, lässt sich auf die relativ hohe Leistung bei der Freistrahleinkopplung zurückführen. Ein weiterer Sprung, der seine Ursache im Wechsel der Detektoren für den VIS und NIR-Bereich hat, kann laut Bedienungsanleitung bei 1000 nm auftauchen.



**Abb. 4.7:** Mit verschiedenen Einkoppelkonfigurationen gemessene spektrale Verteilung der Kalibrierlampe (links) und Einfluss der Messfasern auf das gemessene Weißlichtspektrum einer MSF (rechts).

Desweiteren zeigten sich im Spektrum des frei eingekoppelten Lichtstrahls Modulationen im Bereich von 1380 nm. Diese wurden durch Wasserdampf-Absorptionen im Spektrometer hervorgerufen. Erhebliche Unterschiede in den Spektren bestehen ansonsten hauptsächlich im langwelligen Spektralbereich. Hier zeigte die Konfiguration mit einem Mikroskopobjektiv eine höhere spektrale Intensität als bei den anderen Messaufbauten. Mit einem Mikroskopobjektiv ließen sich die langwelligen Anteile am effektivsten in die Messfaser einkoppeln.

Für die hier beschriebenen Untersuchungen wurde ein Aufbau aus einem Achromaten und jeweils einer SI-Faser zur Lichteinkopplung in das Spektrometer gewählt. Vergleicht man dazu die mit den beiden SI-Fasern und einer GI-Faser gemessenen Weißlichtspektren einer MSF, so ergeben sich, abgesehen von der spektralen Intensität, allenfalls geringe Unterschiede (Abb. 4.7, rechte Seite). Das Ergebnis der SI-SM-Faser mit kleinem Kerndurchmesser zeichnet sich durch einen geringeren Untergrund und eine etwas höhere spektrale Intensität im langwelligen Spektralbereich aus. Da die spektrale Trennung der einzelnen Wellenlängen in der SI-Faser mit großem Kerndurchmesser etwas besser ist als bei der GI-Faser, ist hier die Messkurve strukturierter. Für die Vermessung der extrem breitbandigen Spektren fand die SI-Faser mit großem Kerndurchmesser Anwendung, da somit eine konstante Transmission von über 99,3 % für den gesamten Messbereich gewährleistet war. Bei den spektralen Messungen mit höherer Auflösung in einem eingeschränkten Messbereich um die Pumpwellenlänge wurde die SI-Faser mit kleinem Kerndurchmesser eingesetzt.

Weitere fehlerhafte spektrale Merkmale, die innerhalb des Spektrometers durch Streulicht oder unzureichende Unterdrückung höherer Gitterordnungen verursacht wurden, ließen sich durch verschiedene Filter im Strahlengang des zu untersuchenden Lichtes identifizieren und im gemessenen Spektrum korrigieren. Nicht deutbare spektrale Anteile an den Rändern des Messbereichs des Spektrometers sind laut Bedienungsanleitung auf eine veränderte Sensitivität der Detektor-Auswerte-Einheit zurückzuführen und müssen als Messfehler betrachtet werden. Unter Berücksichtigung der in hier beschriebenen Fehlerquellen lässt sich für die Messung der spektralen Intensität ein Messfehler zwischen 10 und 15 % abschätzen.

### 4.5.2 Leistungsmessung

Bei der Messung der Pump- und Ausgangsleistung kamen zwei kalibrierte, thermoelektrische Leistungsmessköpfe, PS-310 WB (bis 3 W) und PS-330 WB (bis 10 W), der Fa. GENTEC INC. zur Anwendung. Sie eignen sich für die Leistungsmessung von gepulstem Licht mit hohen Pulswiederholraten. Ein nahezu konstanter Absorptionsgrad von 94 % zwischen 400 nm und 2000 nm erlaubt außerdem die Leistungsbestimmung extrem breitbandiger Strahlung. Die Messgenauigkeit der verwendeten Leistungsdetektoren beträgt 3-5 %.

Die folgenden Leistungsdefinitionen gelten für die vorliegenden Arbeit: Die Laserleistung gibt die direkt vor der Faser zur Verfügung stehende Leistung bei der Anregungswellenlänge an. Die Ausgangsleistung steht für die am Faserausgang gemessene Durchschnittsleistung. Die Eingangs- oder Pumpleistung gibt die in die Faser eingekoppelte Leistung an.

Somit erhält man die Pumpleistung anhand der Ausgangsleistung und Berücksichtigung der Transmissionsverluste der Faser. Dabei werden allerdings nur die Verluste bei der Anregungswellenlänge betrachtet. Das führt bei höheren Laserleistungen zu einem geringen Fehler bei der Bestimmung der Pumpleistung, da sich dann die Ausgangsleistung auf einen breiten Spektralbereich verteilt.

Das Verhältnis von Eingangs- zu Laserleistung ergibt, bezogen auf einhundert, die prozentuale Einkoppeleffizienz  $\eta_K$ .

### 4.5.3 Messung des Pulsverlaufs

Um eine Veränderung der zeitlichen Pulsverläufe während der Weißlichterzeugung nachzuweisen, wurde die Autokorrelationsfunktion der emittierten Weißlichtpulse in Abhängigkeit von der Pumpleistung gemessen. Die Orientierung des linear polarisierten Anregungslichtes ist hierzu jeweils in Richtung einer der beiden PHAs der MSF sowie unter 45° zu den Hauptachsen gewählt worden. Anschließend wurde der Pulsverlauf am Faserausgang mithilfe eines Autokorrelators, Modell 409 der Fa. SPECTRA-PHYSICS LASERS INC., vermessen. Dieser arbeitet nach dem Prinzip der untergrundfreien Autokorrelationsmessung (Anhang A.4).

Mit dem Autokorrelator können Pulse mit Pulsdauern von 80 fs bis 65 ps vermessen werden. Der spektrale Arbeitsbereich des Autokorrelators reicht insgesamt von 690 nm bis 1100 nm. Allerdings muss die Orientierung des SHG-Kristalls an die jeweilige Mittenwellenlänge des zu untersuchenden Pulszuges angepasst werden, damit die Phasenanpassungsbedingung gewährleistet ist. Ausgehend von der kleinsten Pulsdauer, die sich mit dem Autokorrelator messen lässt, kann eine spektrale Akzeptanz des Autokorrelators ohne Winkelnachstellung des SHG-Kristalls von 20 nm abgeschätzt werden. Das bedeutet, dass zeitlich beeinander liegende Pulse oder Pulsbestandteile, die sich nicht mehr als 20 nm in ihrer Mittenwellenlänge unterscheiden, mit einer Winkelnachstellung des SHG-Kristalls simultan vermessen werden können.

### 4.5.4 Einfluss der Polarisation

Mit einem Analysator wurde der Polarisationszustand der breitbandigen Ausgangsstrahlung bei maximaler Pumpleistung gemessen, wenn die lineare Polarisation der

Pumpstrahlung jeweils in Richtung der PHAs und unter  $45^\circ$  zu diesen zeigt. Das lässt, neben der Bestimmung der Polarisation des Weißlichtes, Rückschlüsse auf die doppelbrechenden und polarisationserhaltenden Eigenschaften der MSFs zu.

Dann sind bei maximaler Pumpleistung die Ausgangsleistung und die spektrale Breite des Weißlichtes in Abhängigkeit von der Orientierung der Eingangspolarisation gemessen worden. Die lineare Eingangspolarisation wurde dazu mit einer  $\lambda/2$ -Platte zwischen  $0^\circ$  und  $360^\circ$  variiert.

Es sollten die optimalen Bedingungen für eine möglichst breite spektrale Verteilung bei gleichzeitig hoher mittlerer Ausgangsleistung gefunden werden. Die Breite der spektralen Verteilung wurde jeweils 30 dB unter dem Maximalwert der Pumpwellenintensität bestimmt. Dies war deutlich über dem Rauschniveau und schloss alle spektralen Merkmale ein.

# 5 Messergebnisse und Diskussion

In diesem Kapitel werden die Messergebnisse vorgestellt und anhand von zusätzlichen Berechnungen interpretiert. Dabei wird deutlich gemacht, nach welchen Gesichtspunkten die Auswahl der hier untersuchten MSFs vorgenommen wurde.

Es sind zu jeder Faser die Messergebnisse bei einer Polarisationsorientierung in Richtung einer Polarisationshauptachse (PHA) dargestellt und beschrieben. Mit einer Polarisationsorientierung von  $45^\circ$  zu den PHAs ließen sich keine signifikanten Unterschiede hinsichtlich der Entwicklung der Weißlichtspektren feststellen. Auf eine Darstellung dieser Ergebnisse wurde daher verzichtet. Inwiefern sich die Orientierung der Eingangspolarisation und die Polarisations-eigenschaften der Fasern auf die spektrale Breite und die Leistung der erzeugten Weißlichtspektren auswirkt, erläutert Kap. 5.4.

Grundsätzlich erfolgte bei allen in dieser Arbeit untersuchten MSFs die Anregung sowie Emission des Weißlichtes in der transversalen Grundmode [93]. Es wurden keine höhere Fasermode oder gegenüber äußeren Einflüssen empfindliche Interferenzzeichen als Hinweis auf höhere Moden beobachtet.

Die Darstellung der Spektren erfolgt in halblogarithmischer Achseneinteilung. Dies erlaubt die Differenzierung von spektralen Merkmalen, die sich stark in ihrer Intensität unterscheiden.

## 5.1 Faser MSF-975

Bei MSF-975 lag die Nulldispersionswellenlänge (ZDW) mit 975 nm von allen zum damaligen Zeitpunkt kommerziell erhältlichen MSFs der Anregungswellenlänge von 1064 nm am nächsten. Damit wurde eine geringe Gruppengeschwindigkeitsdispersion (GVD) der Pumpulse gewährleistet. Außerdem erlaubt die Anregung im anomalen Dispersionsbereich der Faser die effektive Verstärkung von Modulationsinstabilitäten (MIs) und die Ausnutzung der Solitoneneffekte. Auf diese Weise sollte sich Strahlung mit einer extrem breiten spektralen Verteilung erzeugen lassen.

Die linke Seite der Abb. 5.1 zeigt, bei einer Ausgangsleistung von 430 mW, das infolge von Selbstphasenmodulation (SPM) verbreiterte Spektrum im Vergleich zum Pumpulsspektrum (gestrichelte Kurve). Charakteristisch hierfür ist das in Bezug auf die Anregungswellenlänge symmetrisch verbreiterte Spektrum mit mehreren Maxima, wobei die äußeren jeweils am intensivsten sind. Mit Verweis auf Kap. 2.3 und hier insbesondere Abb. 2.1 lässt sich dieses oszillierende Verhalten als Interferenzstruktur deuten: Innerhalb der Pumpulsdauer ergeben sich zwei Zeitpunkte, an denen die Frequenzverschiebung und damit die Momentanfrequenz gleich groß ist. Diese Wellen gleicher Frequenz, aber unterschiedlicher Phasenlage, können nun in Abhängigkeit



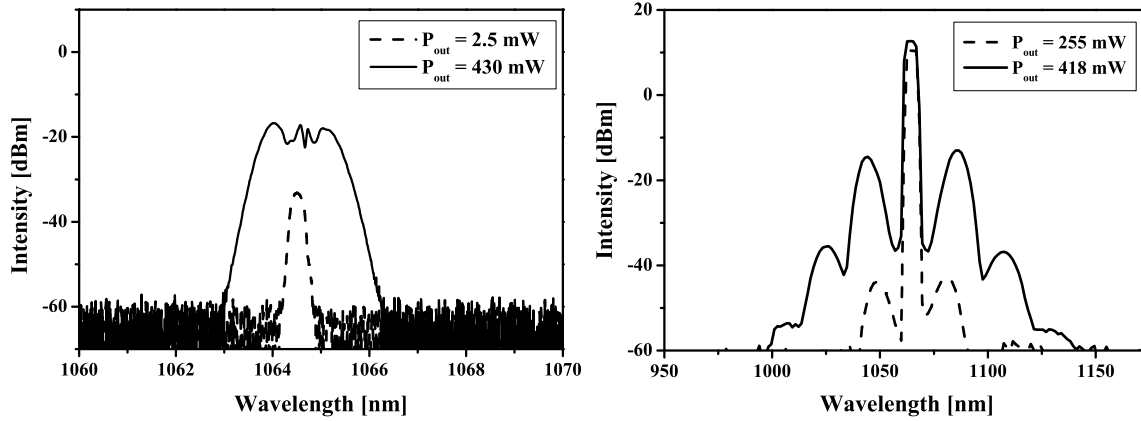


Abb. 5.1: SPM (links) und MIs (rechts) bei MSF-975.

von ihrer relativen Phasendifferenz konstruktiv oder destruktiv interferieren. Daraus resultiert das für SPM typische Spektrum mit mehreren symmetrisch angeordneten Interferenzmaxima. Die Anzahl der Maxima ist dabei linear abhängig vom nichtlinearen Anteil der Phasenänderung (Glg. 2.45). Eine vollständige Durchmodulation der SPM-Spektren bis auf das Rauschlevel bei etwa  $-60$  dBm wird durch den Einfluss einer geringen GVD verhindert. Die spektrale Verbreiterung durch SPM ergab in den hier beschriebenen Experimenten zur ps-Weißlichterzeugung auch bei höheren Pumpleistungen nur maximale Linienbreiten von  $2\text{--}3$  nm (FWHM).

Ab einer Ausgangsleistung von  $255$  mW ließen sich verstärkte MIs nachweisen (Abb. 5.1, rechte Seite). Diese verursachen zwei symmetrisch um die Pumpwellenlänge angeordnete Seitenbänder und laufen mit zunehmender Pumpleistung als Kaskadenprozess ab. Das bedeutet, dass jeweils neu erzeugte Stokes- und Anti-Stokes-Komponenten wiederum eigene MI-Anteile generieren. So zeigt Abb. 5.1 MI-Komponenten bis zur dritten Ordnung. Die spektrale Verteilung reicht nunmehr von zirka  $1000$  nm bis  $1040$  nm. Die Messungen lassen den Schluss zu, dass es sich bei dem MI-Prozess um ein für die gesamte spektrale Entwicklung bedeutsamen Effekt handelt.

Wie bereits in Kap. 2.5 erwähnt, können die im anomalen Dispersionsbereich auftretenden MIs mithilfe des entarteten parametrischen Vierwellenmischung (FWM) beschrieben werden: Zwei Pumpphotonen mit der Einzelenergie  $\hbar\omega_P$  generieren jeweils ein Stokes- und ein Anti-Stokes-Photon mit den Energien  $\hbar\omega_S$  und  $\hbar\omega_{AS}$ . Dabei gelten die Erhaltungssätze für Energie und Impuls, aus denen sich die folgenden Bedingungen für die beteiligten Frequenzen und Wellenzahlen ableiten:

$$2\omega_P = \omega_S + \omega_{AS} \quad \text{und} \quad \Delta k = 2k_P - k_S - k_{AS} = 0. \quad (5.1)$$

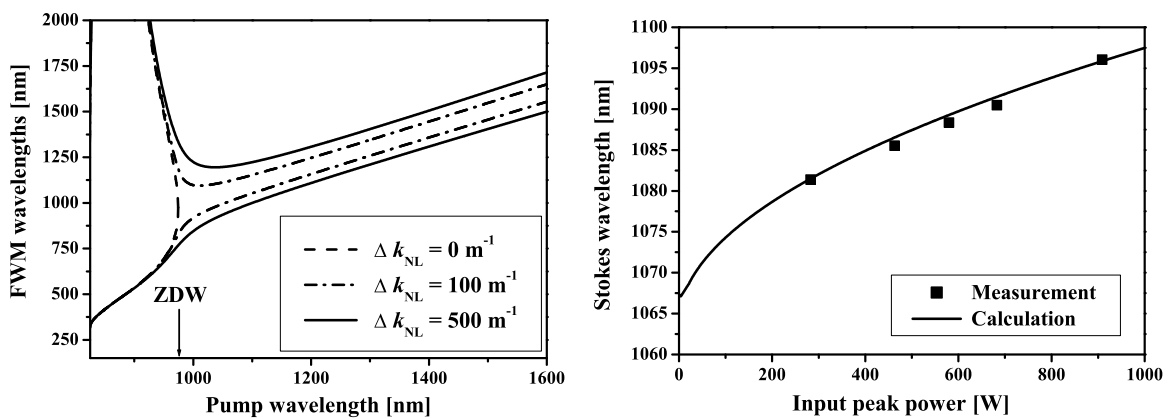
Für die gesamte Wellenzahlfehlanspassung aus Glg. 2.64 lässt sich die folgende Beziehung ermitteln [18, 93]:

$$\Delta k_G = \left[ 2 \sum_n \frac{\beta_{2n}}{(2n)!} (\omega_S - \omega_P)^{2n} + 2\gamma P_S \right] = 0. \quad (5.2)$$

Dabei gibt  $\beta_{2n}$  die  $2n$ -te Ableitung der Modenausbreitungskonstanten  $\beta$  in Bezug auf die Kreisfrequenz  $\omega$  (Glg. 2.35),  $P_S$  die Eingangsspitzenleistung und  $\gamma$  den nichtlinearen Koeffizienten (Glg. 2.51) an. Der Ausdruck  $2\gamma P_S = \Delta k_{NL}$  entspricht der durch

SPM und Kreuzphasenmodulation (XPM) hervorgerufenen nichtlinearen Fehlanpassung aus Glg. 2.65. Diese ist im anomalen Dispersionsbereich in der Lage, die gemeinsame Fehlanpassung aus Material- und Wellenleiterdispersion zu kompensieren. Werden die MIs anhand der nichtlinearen Schrödinger-Gleichung (NSE) 2.33 untersucht, so stellt man fest, dass die ungeraden Anteile der Taylor-Entwicklung der Modenausbreitungskonstanten  $\beta$  (Glg. 2.35) nicht zur Bestimmung der parametrischen Verstärkung der MI-Seitenbänder beitragen [94]. Daher werden in Glg. 5.2 nur die geraden Anteile der Entwicklung von  $\beta$  berücksichtigt.

Durch Einsetzen der Faserparameter von MSF-975 in Glg. 5.2 ist die Abhängigkeit der Stokes-Frequenz  $\omega_S$  von der Pumpfrequenz  $\omega_P$  für verschiedene Werte der nichtlinearen Fehlanpassung und damit für verschiedene Pulsspitzenleistungen berechnet worden. Um eine ausreichende Rechengenauigkeit auch im Bereich der ZDW



**Abb. 5.2:** Berechnete Phasenanpassungsbereiche der ersten FWM/MI-Ordnung (links) und Abhängigkeit der ersten Stokes-Wellenlänge von der Eingangsspitzenleistung (rechts) für MSF-975 bei einer Pumpwellenlänge von 1064 nm.

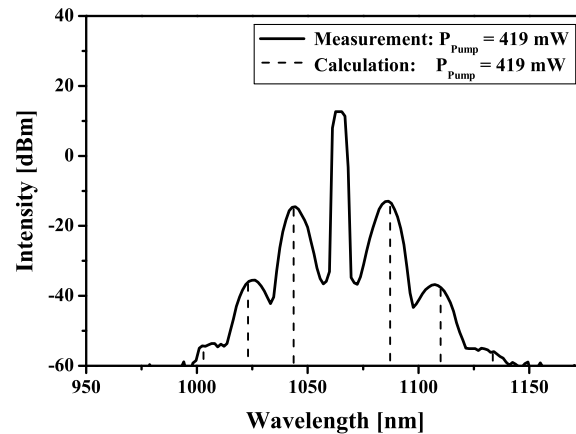
zu gewährleisten, wurden die Ableitungen der Modenausbreitungskonstanten bis zur sechsten Ordnung verwendet. Diese konnten aus den zur Verfügung stehenden Daten der wellenlängenabhängigen Gesamtdispersion  $D(\lambda)$  (Gln. 2.35 und 2.36) bestimmt werden. Die Anti-Stokes-Frequenzen ließen sich anschließend nach Glg. 5.1 aus den dann bekannten Pump- und Stokes-Frequenzen berechnen.

Im linken Diagramm der Abb. 5.2 sind die berechneten Stokes- und Anti-Stokes-Wellenlängen ( $\lambda = 2\pi c/\omega$ ) der ersten MI-Ordnung in Abhängigkeit von der Pumpwellenlänge für drei Werte von  $\Delta k_{NL} = 2\gamma P_S$  dargestellt: Die Linien zu einem bestimmten  $\Delta k_{NL}$  geben die Stokes- und Anti-Stokes-Wellenlängen bei optimaler Phasenanpassung ( $\Delta k_G = 0$ ) und damit bei maximaler Verstärkung an. Eine Hälfte des Phasenanpassungsbereichs befindet sich somit im normalen Dispersionsbereich zwischen der gestrichelten Linie für  $\Delta k_{NL} = 0$  und den zu einer bestimmten Spitzenleistung gehörenden Kurven mit  $\Delta k_{NL} \neq 0$  (z. B. durchgezogene Linien). Im anomalen Bereich wird der halbe Phasenanpassungsbereich einerseits durch die Pumpwellenlänge und andererseits durch die Linien mit  $\Delta k_{NL} \neq 0$  begrenzt.

Es ist zu erkennen, dass sich die Stokes- und Anti-Stokes-Seitenbänder im anomalen Dispersionsbereich bei der Pumpwellenlänge berühren. Dies entspricht den theoretischen Betrachtungen aus Kap. 2.6 (Abb. 2.3). Das sich aus dem Rauschen verstärkende FWM wird im anomalen Dispersionsbereich als MI bezeichnet. Mit stei-

gender Pumpleistung nimmt die spektrale Breite der Seitenbänder zu, und die MI-Verstärkungsmaxima entfernen sich zunehmend von der Pumpwellenlänge. Das ist im rechten Diagramm der Abb. 5.2 für die erste Stokes-Ordnung dargestellt. Es zeigt sich eine gute Übereinstimmung zwischen den berechneten Werten und dem Experiment.

Im Gegensatz zur anomalen Dispersion sind die Seitenbänder im Bereich normaler Dispersion getrennt. Desweiteren entfernen sie sich voneinander und verengen sich spektral, wenn die Pumpwellenlänge abnimmt. Anhand dessen lässt sich erklären,



**Abb. 5.3:** Vergleich der theoretisch bestimmten MI-Wellenlängen mit dem Messergebnis.

warum FWM im normalen Dispersionsbereich wenig effizient zu realisieren ist: Der Phasenanpassungsbereich ist einerseits sehr schmal und zusätzlich weit entfernt von der Pumpwellenlänge. Aufgrund von Faserverunreinigungen und -inhomogenitäten ist somit die Gewährleistung einer ausreichend stabilen Phasenanpassung schwierig.

Aus dem linken Diagramm von Abb. 5.2 lässt sich schlussfolgern, dass die spektrale Verbreiterung infolge MI im Bereich der ZDW maximal ist. Außerdem wirken sich in dieser Region geringe Änderungen der Pumpwellenlänge stark auf die Frequenzverschiebung der generierten MI-Komponenten aus.

Zur Kontrolle der beobachteten spektralen Merkmale werden die anhand von Glg. 5.2 berechneten Stokes- und Anti-Stokes-Wellenlängen mit dem gemessenen MI-Spektrum verglichen (Abb. 5.3). Dabei zeigt sich eine gute Übereinstimmung bis einschließlich zur dritten Ordnung des kaskadierten Prozesses.

Ab einer Ausgangsleistung von 500 mW machte sich zunehmend der Einfluss von stimulierter Raman-Streuung (SRS) bemerkbar. Dies bewirkte eine zunehmende Asymmetrie des Spektrums (Abb. 5.4, linke Seite). Dadurch, dass die Stokes-Komponenten der MIs im Bereich der Raman-Verstärkung liegen, erfahren diese Wellenlängen, im Gegensatz zu den Anti-Stokes-Komponenten, eine Verstärkung infolge SRS.

In Bezug auf die Konkurrenz zwischen den MIs und der SRS bestätigt sich die in Kap. 2.7 formulierte Aussage: Bei eher kürzeren Fasern, und wenn es gelingt, Phasenanpassung für den MI/FWM-Prozess zu gewährleisten, sollten mit steigender Eingangsleistung zuerst verstärkte MIs und dann SRS zu beobachten sein.

Werden die Messergebnisse des linken Diagramms von Abb. 5.4 in einem größeren Wellenlängenbereich betrachtet, so ergeben sich weitere spektrale Komponenten (Abb. 5.4, rechte Seite). Hier stellen die Spektralanteile bei 1350 nm und 1475 nm solitoni-sche Pulse dar. Im kurzwelligen Bereich lässt sich anhand einer spektralen Schulter bei

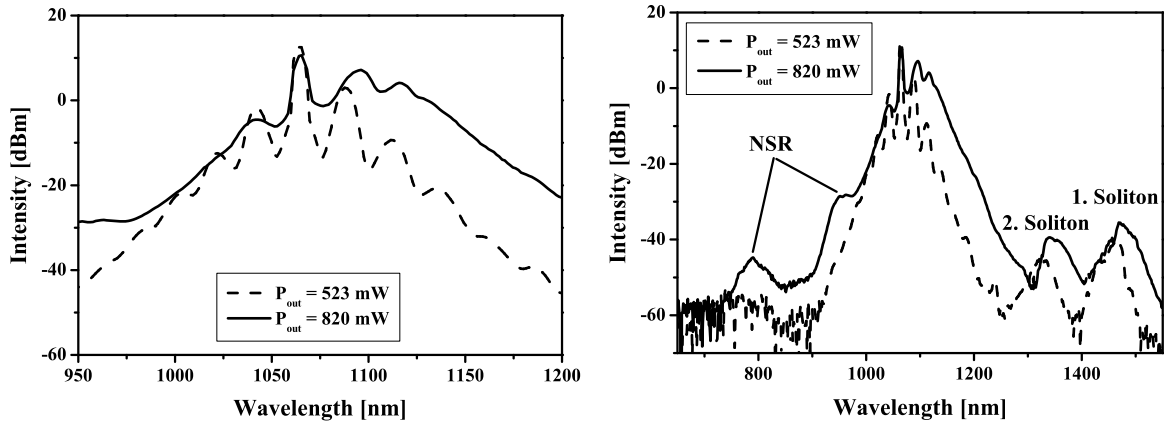


Abb. 5.4: SRS (links) und Solitonen (rechts) bei MSF-975.

950 nm sowie einer Spektralkomponente bei 790 nm die zugehörige dispersive, nichtsolitonische Strahlung (NSR) der erzeugten Solitonen nachweisen.

Abbildung 5.5 zeigt die mit zunehmender Pumpleistung zu höheren Wellenlängen verschobenen Solitonenmittenwellenlängen der beiden Solitonen aus Abb. 5.4. Diese Verschiebung ist einerseits auf den Prozess des Solitonselbstfrequenzshifts (SSFS) zurückzuführen und gilt auf der anderen Seite als Nachweis, dass es sich bei den beobachteten solitonischen Pulsen um annähernd fundamentale Solitonen handelt. Die nahezu lineare Abhängigkeit der Mittenwellenlänge von der Pumpleistung stimmt mit veröffentlichten Ergebnissen überein [42].

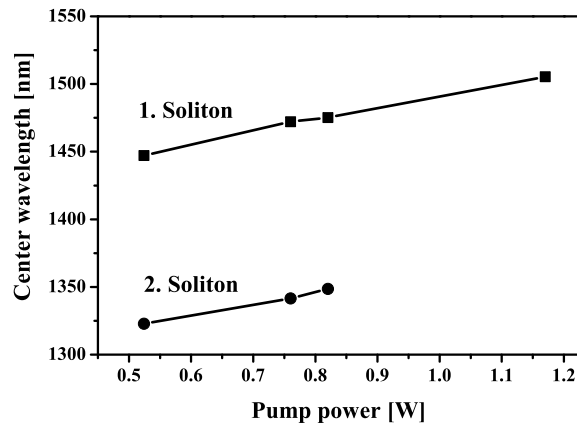
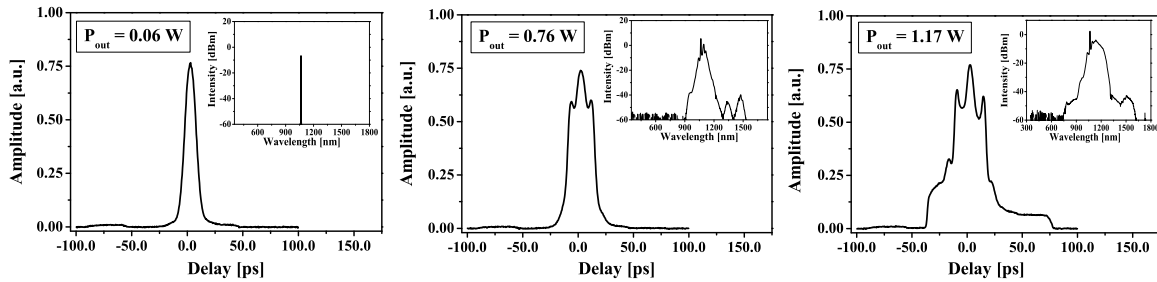


Abb. 5.5: Gemessene Verschiebung der Solitonenmittenwellenlänge in Abhängigkeit von der Pumpleistung bei MSF-975.

Nachdem sich mit steigender Eingangsleistung das Pulsspektrum deutlich verändert hat, wurde angenommen, dass sich dies auch auf den Zeitverlauf der Pulse auswirkt. Dazu zeigt Abb. 5.6 die gemessene Autokorrelationsfunktion der Pumpimpulse am Faserausgang bei verschiedenen Ausgangsleistungen. Im linken Diagramm ist der ursprüngliche Pumpimpuls bei geringer Eingangsleistung dargestellt. Mit steigender Pumpleistung lässt sich eine Substruktur in Form von zwei symmetrischen Seitenpeaks detektieren (Abb. 5.6, Mitte). Wird die Pumpleistung weiter erhöht, so wird die Ausprägung der Seitenpeaks deutlicher, und es entstehen weitere kleine Ausbuchtungen an den abfallenden Flanken der Autokorrelation (Abb. 5.6, rechte Seite). Anhand der

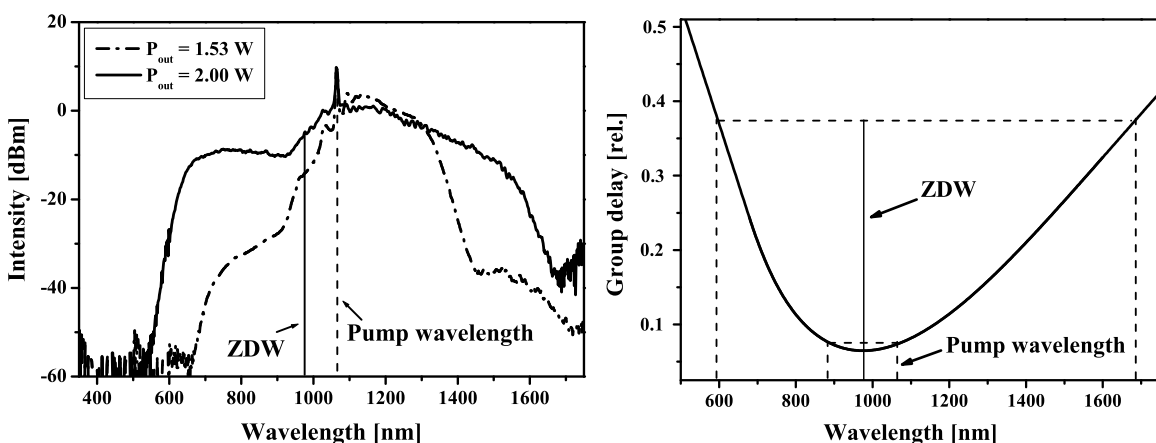


**Abb. 5.6:** Autokorrelationsfunktion und zugehöriges Spektrum (Einsatz) mit steigender Ausgangsleistungen bei MSF-975.

eingefügten Spektren lässt sich belegen, dass diese Modifikationen des zeitlichen Pulsverlaufs simultan zu den spektralen Veränderungen ablaufen. Die asymmetrische Form der Autokorrelationsfunktion im rechten Diagramm der Abb. 5.6 ist auf einen hohen Streulichtanteil im Autokorrelator zurückzuführen und gilt damit als Messfehler.

Es wird angenommen, dass es sich bei den veränderten Pulsverläufen um den Nachweis von solitonischen Pulsen höherer Ordnung handelt. Diese Pulsformen sind während der Ausbreitung ständigen Änderungen unterworfen, wobei sich der ursprüngliche Pulsverlauf nach jeweils einer Solitonenperiode rekonstruiert (Kap. 2.4).

Wurde die Pumpleistung bis zum Maximalwert gesteigert, so ergaben die Messungen die im linken Diagramm der Abb. 5.7 dargestellten Spektren. Hier kommt es zu einer starken Ausprägung der nichtlinearen Effekte und zu einer zunehmenden Durchmischung und Wechselwirkung der Spektralanteile. Aufgrund der Vielzahl der beteiligten Prozesse erhält man in der zeitlich gemittelten Messung ein relativ glattes und gering strukturiertes Spektrum. Als hervortretende Merkmale sind ein Maximum bei der Pumpwellenlänge sowie ein spektraler Einbruch zwischen 900 nm und 1000 nm zu erkennen. Die Spektrum reicht bei 2,0 W Ausgangsleistung von 550 nm bis über 1650 nm und überstreicht damit deutlich mehr als eine spektrale Oktave.



**Abb. 5.7:** Entwicklung des Weißlichtspektrums (links) und berechnete relative Gruppenverzögerung (rechts) bei MSF-975.

Um die Ursachen für den spektralen Einbruch bei 950 nm zu klären, ist die wechselseitige Beziehung zwischen Solitonen und zugehöriger NSR näher untersucht worden. In [95] konnte gezeigt werden, dass sich Soliton und NSR mit annähernd gleicher

Ausbreitungsgeschwindigkeit fortpflanzen. Speziell der vordere Pulsbereich der NSR propagiert zeitgleich mit dem Solitonenpuls, ist aber gegen dessen Pulsmitte leicht verschoben. Die zeitliche Überlappung von Soliton und NSR gewährleistet eine kontinuierliche Wechselwirkung und den Energieübertrag vom Solitonenpuls auf den dispersiven NSR-Puls.

Die Aussagen von [95] wurden zum Anlass genommen, die relative Gruppenverzögerung von MSF-975 zu bestimmen (Abb. 5.7, rechte Seite). Diese entspricht der reziproken Gruppengeschwindigkeit (Glg. 2.33) und gibt an, wie stark sich zwei innerhalb der Faser ausbreitende Pulse mit unterschiedlichen Mittenwellenlängen nach einer bestimmten Distanz zeitlich voneinander entfernen. Dazu ist  $\beta_2(\omega)$  ausgehend von der bekannten wellenlängenabhängigen Gesamtdispersion der Faser  $D(\lambda)$  berechnet worden (Glg. 2.36). Durch Integration erhält man  $\beta_1$  und damit die Gruppenverzögerung. Da die Integrationskonstante unbestimmt bleibt, lässt sich nur der relative Verlauf von  $\beta_1$  angeben. Dieser bleibt allerdings in Bezug auf die Wellenlänge bei beliebiger Verschiebung in Richtung der Ordinate unverändert.

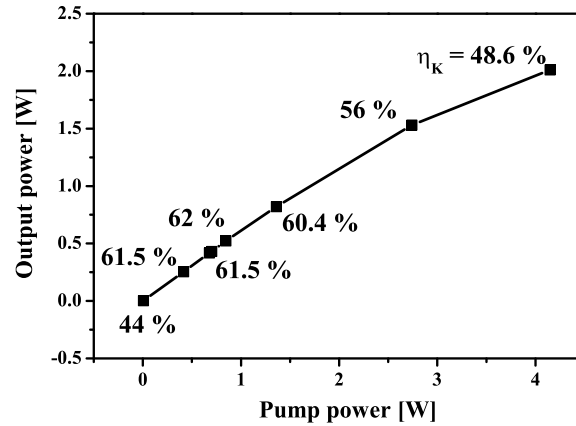
Die Gruppenverzögerung besitzt im Punkt der ZDW ihr Minimum. Der durch Solitonenbildung und den SSFS bestimmte langwellige Verbreiterungsbereich ist im rechten Diagramm der Abb. 5.7 entsprechend den Messdaten des linken Diagramms durch senkrechte gestrichelte Linien bei der Pumpwellenlänge und 1690 nm gekennzeichnet. Nun werden diese Linien parallel zur Wellenlängenchse in den kurzwelligen Spektralbereich verschoben, bis sie sich wieder mit der Kurve der Gruppenverzögerung bei etwa 600 nm und 875 nm schneiden. Man erhält so ungefähr die Spektralregion der NSR. Dazu wird vorausgesetzt, dass sich ein Soliton und die dazugehörige NSR mit ungefähr der gleichen Ausbreitungsgeschwindigkeit fortpflanzen. Die auf diese Weise ermittelte kurzwellige Spektralkante bei zirka 600 nm im rechten Diagramm stimmt gut mit den gemessenen Daten des linken Diagramms überein.

Weiterhin lässt sich im rechten Diagramm die Ursache für den spektralen Einbruch bei 900 nm erkennen: Im Bereich zwischen 900 nm und der Pumpwellenlänge bei 1064 nm kommen weder Solitonen noch deren NSR vor. Die spektrale Lücke wird größtenteils, wenn auch nicht vollständig, durch Anti-Stokes-Anteile von MI und SRS gefüllt, bleibt aber trotzdem im Spektrum sichtbar.

In Verbindung mit den gemessenen Spektren und den Ergebnissen der Autokorrelationsmessung konnte somit nachgewiesen werden, dass es auch bei der Weißlichterzeugung mit ps-Anregungspulsen zur Bildung von Solitonenpulsen kommt. Diese Prozesse, einschließlich dem SSFS und der Bildung von NSR, spielen eine bedeutende Rolle bei der Ausbildung eines extrem breiten Weißlichtspektrums.

Abschließend zeigt Abb. 5.8 die Abhängigkeit der Ausgangsleistung von der Pumpleistung für MSF-975. Die Prozentwerte geben die jeweilige Einkoppeleffizienz an. Es zeigt sich, dass sich im mittleren Leistungsbereich maximal 62 % der zur Verfügung stehenden Laserleistung in die Faser einkoppeln lassen. Die niedrige Einkoppeleffizienz im unteren Messbereich ist nicht zweifelsfrei zu klären.

Bei hohen Pumpleistungen kommt es zu einem Abfall der Effizienz unter 50 %. Einerseits findet eine zunehmende Erwärmung der Faserspitze statt. Damit ändern sich die Material- und Wellenleitereigenschaften. Durch die vermehrte Anregung von Strahlungs-, Mantel- und Verlustmoden ergeben sich erhöhte Abstrahlungsverluste, speziell an der Fasereinkoppeelseite.



**Abb. 5.8:** Ausgangsleistung in Abhängigkeit von der Pumpleistung für MSF-975. Die Prozentwerte geben die jeweilige Einkoppeleffizienz an.

Desweiteren wird bei hohen Eingangsleistungen Lichtenergie in Wellenlängenbereiche transferiert, in denen die Verluste der Faser aufgrund von Absorption ansteigen. Da die Einkoppeleffizienz anhand der bekannten Absorptionsverluste bei der Pumpwellenlänge bestimmt wurde, geht dies als geringer Fehler in die Berechnung der Einkoppeleffizienz ein. Die abnehmende Qualität der Lichtleitung im oberen Leistungsbereich und die damit verbundene Zunahme der Abstrahlungsverluste äußern sich in einem grün-blauen Fluoreszenzleuchten der Kunststoff-Faserschutzhülle. Zusätzliche Verluste, die aufgrund der hohen Spitzenintensitäten in der Faser auftreten können, sind Mehrphotonen-Absorptionsprozesse im Glas und Grenzflächeneffekte an den zahlreichen Luft-Glas Übergängen. Für keine der hier untersuchten Fasern konnte experimentell ein Ansteigen der Verluste durch starkes Biegen (*macrobending*) bis zu einem Krümmungsradius von  $\geq 5$  cm nachgewiesen werden.

In Zusammenfassung wird die Weißlichterzeugung in MSF-975 weniger durch SPM, dafür vorrangig durch die Kombination von MIs, SRS sowie den Solitoneneffekten einschließlich SSFS und NSR verursacht.

Für die verschiedenen Anwendungen der Weißlichtstrahlungsquelle war es erforderlich, ein möglichst glattes, unstrukturiertes Weißlichtspektrum bereitzustellen. Diese Anforderung konnte durch das von MSF-975 emittierte Weißlicht mit der relativ intensiven Pumpreststrahlung bei 1064 nm und der spektralen Lücke bei 900 nm nur unzureichend erfüllt werden.

## 5.2 Faser MSF-1065

Um den spektralen Einbruch bei 900 nm von MSF-975 zu verhindern, wurde als nächste Faser eine MSF mit einer ZDW von 1065 nm untersucht. Die Wahl lässt sich mit den Betrachtungen zur relativen Gruppenverzögerung von MSF-975 begründen: Fallen ZDW und Pumpwellenlänge zusammen, oder liegen beide eng beieinander, so sollten sich die Spektralbereiche der gebildeten Solitonen und ihrer NSR berühren. Somit kann im Bereich der ZDW keine spektrale Lücke entstehen. Als weiterer positiver Effekt ist die GVD in diesem Bereich minimal, so dass der Pumpimpuls nur gering durch die GVD beeinflusst wird. Zusätzlich haben die Untersuchungen der MIs im vorher-

gehenden Unterkapitel gezeigt, dass sich eine maximale Verbreiterung im Bereich der ZDW ergibt.

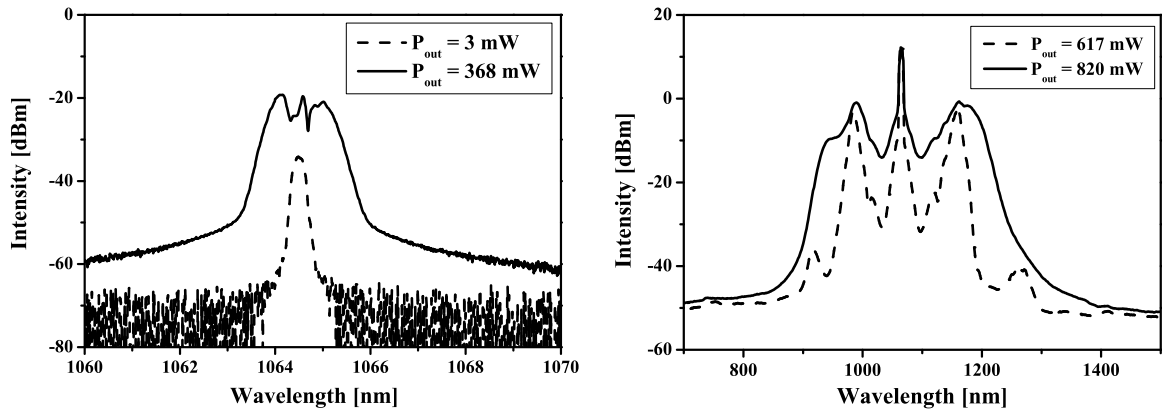


Abb. 5.9: SPM (links) sowie MI und SRS (rechts) bei MSF-1065.

Die Länge von MSF-1065 betrug zwei Meter. Durch die größere Wechselwirkungslänge sollte die, im Vergleich zur einen Meter langen MSF-975, nur etwa halb so große Nichtlinearität (Tab. 4.2) ausgeglichen werden.

Zum Beginn der Untersuchungen handelte es sich bei MSF-1065 um eine kommerziell noch nicht erhältliche Spezialanfertigung, die nach Auswertung der Messdaten von MSF-975 für die hier beschriebenen Experimente hergestellt wurde.

Die Untersuchungen haben ergeben, dass die Entwicklung des Weißlichtspektrums mit zunehmender Pumpleistung ähnlich abläuft wie bei MSF-975. Die linke Seite der Abb. 5.9 zeigt, bei einer Ausgangsleistung von 368 mW, das infolge SPM verbreiterte Spektrum. Mit zunehmender Ausgangsleistung wird eine weitere Verbreiterung des Spektrums durch MIs und SRS hervorgerufen (Abb. 5.10, rechte Seite).

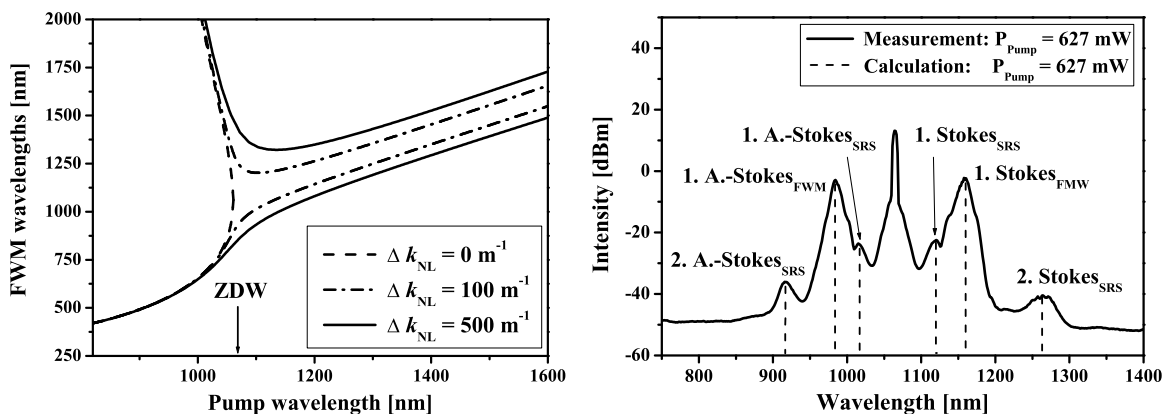


Abb. 5.10: Berechneter MI-Phasenangepassungsbereich (links) und Vergleich der theoretisch bestimmten MI- und SRS-Wellenlängen mit dem Messergebnis (rechts) für MSF-1065.

Auch für MSF-1065 wurde der optimale Phasenangepassungsbereich des MI-Prozesses für drei verschiedene Werte von  $\Delta k_{NL} = 2\gamma P_S$  berechnet (Abb. 5.10, linke Seite). Anhand dieser Rechnungen lassen sich die Stokes- und Anti-Stokes-Wellenlängen erster

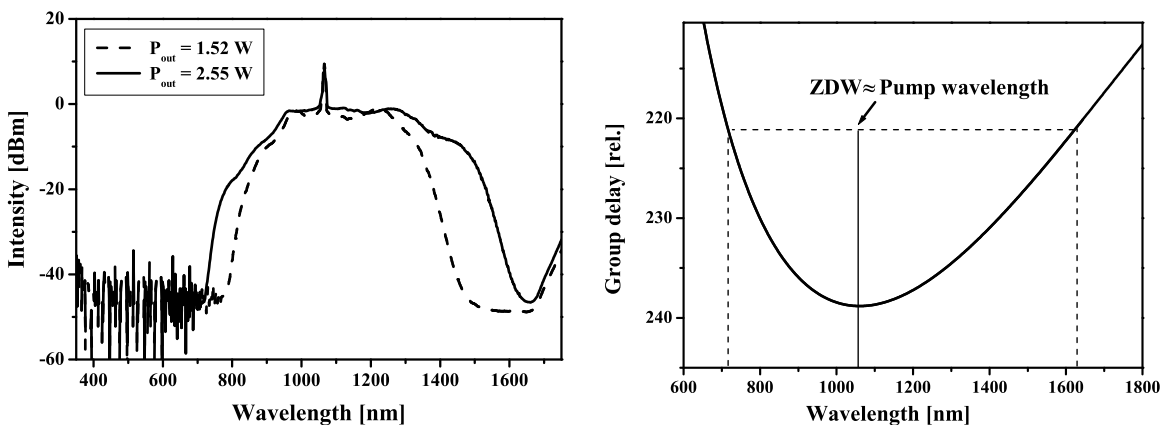


Ordnung bestimmen und im Spektrum identifizieren (Abb. 5.10, rechte Seite). Allerdings konnten nicht alle Spektrallinien den MIs zugeordnet werden.

Um den Ursprung der verbleibenden Linien zu überprüfen, wurden ausgehend vom Raman-Verstärkungsspektrum einer Silikatglasfaser die Frequenzverschiebungen der beiden Maxima bei einem Ramanshift von  $\Omega_{R1} = 13,2$  THz und  $\Omega_{R2} = 18,7$  THz bestimmt. Damit konnten die SRS-Frequenzen der Stokes-,  $\omega_S = \omega_P - \Omega_R$ , sowie Anti-Stokes-Komponenten,  $\omega_A = \omega_P + \Omega_R$ , für die Pumpfrequenz  $\omega_P = (2\pi c)/\lambda_P$  berechnet werden. Die Ergebnisse zeigen, dass die restlichen Spektrallinien den ersten beiden Maxima der SRS entsprechen (Abb. 5.10, rechte Seite). Entgegen den Ergebnissen von MSF-975, bei der mit steigender Pumpleistung zuerst MIs und danach SRS zu beobachten sind, lassen sich bei MSF-1065 beide Prozesse gemeinsam ab einer Ausgangsleistung von etwa 617 mW nachweisen. Die spektrale Verbreiterung verlief dadurch bei MSF-1065 symmetrischer als bei MSF-975.

Dies ist wahrscheinlich auf die längere MSF-1065 zurückzuführen. Je größer die Wechselwirkungslänge ist, umso schwieriger ist die Phasenanpassung für die MIs aufrechtzuerhalten. SRS als nichtparametrischer Prozess profitiert dagegen von einer größeren Wechselwirkungslänge (Kap. 2.1.3).

Im Gegensatz zu den Ergebnissen von MSF-975, bei der SRS vorrangig eine kontinuierliche Verstärkung der langwelligen Spektralanteile bewirkte, ließen sich für MSF-1065 relativ schmale SRS-Wellenlängenbänder der Stokes- und Anti-Stokes-Komponenten nachweisen. Dieser Unterschied ist auf die in Kap. 2.6 beschriebene Konkurrenz und Wechselwirkung von MIs und SRS zurückzuführen.

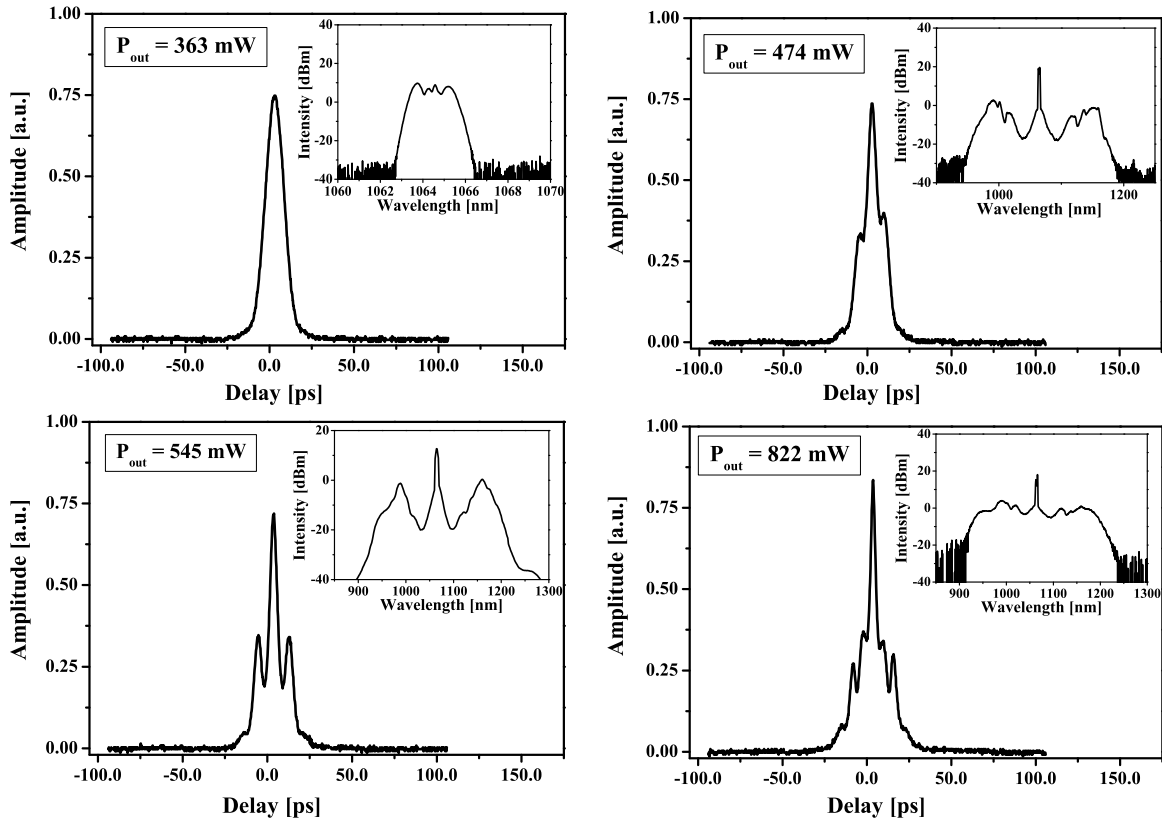


**Abb. 5.11:** Entwicklung des Weißlichtspektrums (links) und berechnete relative Gruppenverzögerung (rechts) bei MSF-1065.

Steigt die Pumpleistung weiter an, so kommt es zu einer Durchmischung und Wechselwirkung der neu erzeugten Spektralanteile infolge XPM, FWM und SRS. Dies hat eine zunehmende Verbreiterung und Glättung des Spektrums zur Folge (Abb. 5.11, linke Seite). Bei einer Ausgangsleistung von 2,55 W ergibt sich somit, abgesehen vom immer noch starken Pumppeak, ein relativ glattes durchgehendes Spektrum von 725 nm bis 1600 nm.

Durch die folgenden Untersuchungen konnte bestätigt werden, dass auch bei MSF-1065 die Solitoneneffekte einschließlich SSFS und NSR bei der Weißlichterzeugung mitwirken. Die rechte Seite von Abb. 5.11 zeigt den berechneten Verlauf der relativen

Gruppenverzögerung von MSF-1065. Entsprechend den Ausführungen des vorhergehenden Unterkapitels lässt sich erkennen, dass die langwellige Kante des Spektrums mit der kurzwelligen (gestrichelte Linien) durch Spiegelung an der durchgezogenen Linie bei der ZDW übereinstimmt. Das lässt darauf schließen, dass die langwellige Begrenzung des Spektrums durch die Spektralanteile der Solitonen und die kurzwellige Kante durch die NSR bestimmt wird.



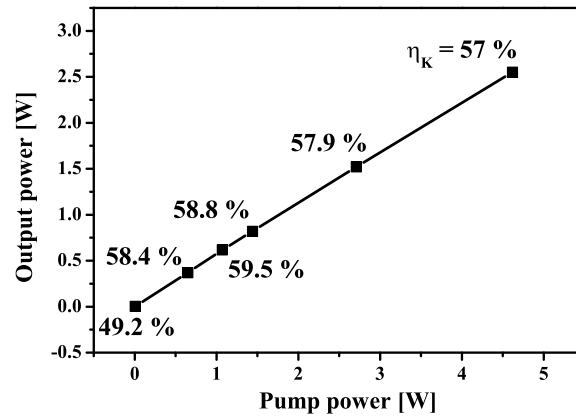
**Abb. 5.12:** Autokorrelationsfunktion und zugehöriges Spektrum (Einsatz) mit steigender Ausgangsleistung bei MSF-1065.

Anhand von Abb. 5.11 lässt sich ebenfalls erkennen, dass tatsächlich keine spektrale Lücke zwischen Pumpwellenlänge und ZDW entsteht. Desweiteren bestätigen die Autokorrelationsmessungen, dass es mit steigender Eingangsleistung zu einer deutlichen Modifikation des zeitlichen Pulsverlaufs kommt (Abb. 5.12). Die Einsätze in den Diagrammen zeigen das jeweilige Spektrum.

Bei der Abhängigkeit der Ausgangsleistung von der Pumpleistung (Abb. 5.13) ergibt sich ein ähnliches Verhalten wie bei MSF-975. Im mittleren Leistungsbereich lassen sich maximal 59,5 % der Laserleistung in die Faser einkoppeln. Für sehr niedrige Pumpleistungen fällt die Einkoppeleffizienz knapp unter 50 %.

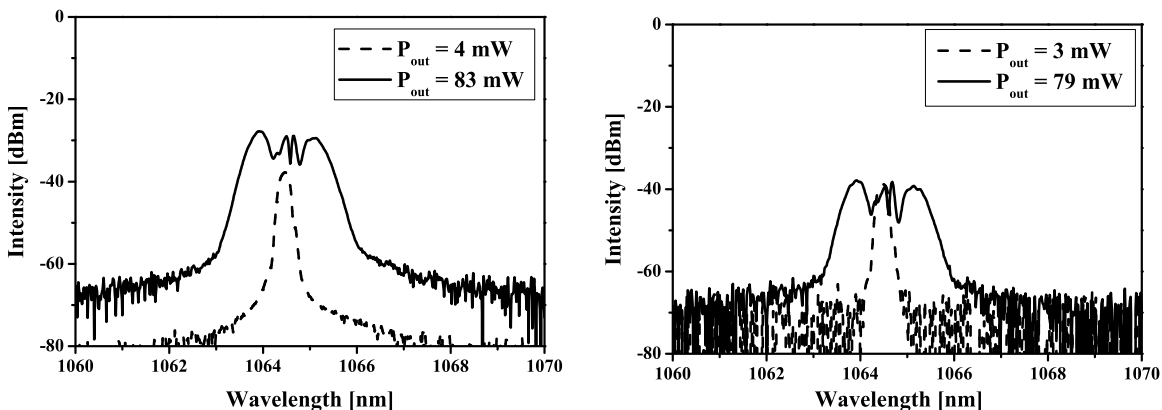
### 5.3 Faser MSF-770 und MSF-PM-700

Die bisher generierten Spektren reichen eher vom langwelligen Bereich des sichtbaren Spektrums bis in das nahe Infrarot. Mit zwei weiteren Fasern, MSF-770 und MSF-PM-700, sollte das erzeugte Weißlicht weiter in den sichtbaren Spektralbereich verlagert



**Abb. 5.13:** Ausgangsleistung in Abhängigkeit von der Pumpleistung für MSF-1065. Die Prozentwerte geben die jeweilige Einkoppeffizienz an.

werden. Dabei wurde vorausgesetzt, dass auch bei diesen Fasern die Solitoneneffekte zur Weißlichterzeugung beitragen. Bei MSF-770 und MSF-PM-700 ergeben sich erheblich größere spektrale Abstände zwischen der Pumpwellenlänge und der ZDW. Ausgehend von den Betrachtungen zur relativen Gruppenverzögerung aus Kap. 5.1 sollte die NSR im normalen Dispersionsbereich der Fasern und damit im kurzwelligen sichtbaren Spektralbereich emittiert werden.



**Abb. 5.14:** SPM bei MSF-770 (links) und MSF-PM-700 (rechts).

Die Abbn. 5.14 bis 5.16 belegen, dass zur Weißlichterzeugung in beiden Fasern SPM (5.14), MIs (5.15) sowie SRS (5.16) beitragen.

Anhand der Autokorrelationsmessungen kann mit steigender Eingangsleistung ebenfalls eine Veränderung des zeitlichen Pulsverlaufs nachgewiesen werden. Die spektrale Entwicklung verläuft somit ähnlich wie bei MSF-975 und MSF-1065.

Die Spektren der Abb. 5.18 und die Autokorrelationsmessungen lassen den Schluss zu, dass es zur Erzeugung von Solitonen und deren SSFS zu größeren Wellenlängen kommt. Auffällig an beiden Weißlichtspektren ist die ausgeprägte Verbreiterung in den langwelligen Spektralbereich. Allerdings ergeben sich bei maximaler Ausgangsleistung von 855 mW beziehungsweise 565 mW keine auf die Bildung von NSR hinweisenden Wellenlängen im sichtbaren Spektralbereich (Abb. 5.18).

Untersuchungen haben gezeigt, dass es erst ab einer bestimmten „Schwellintensität“

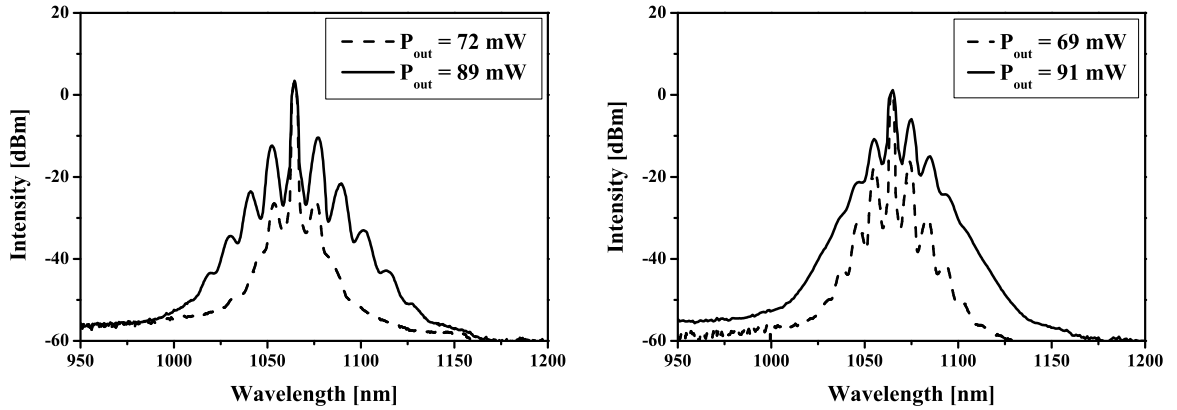


Abb. 5.15: Kaskadierte MIs bei MSF-770 (links) und mit beginnender SRS ( $P_{out} = 91$  mW) bei MSF-PM-700 (rechts).

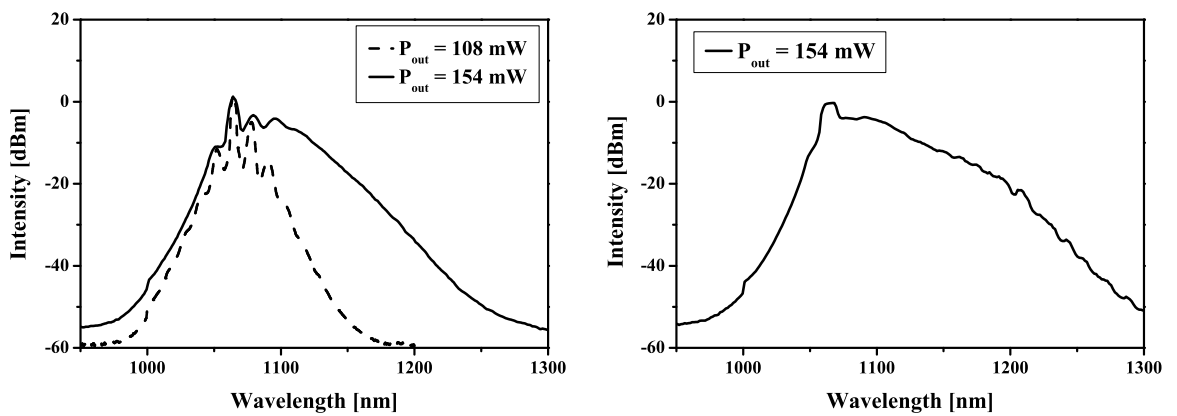


Abb. 5.16: SRS bei MSF-770 (links) und MSF-PM-700 (rechts).

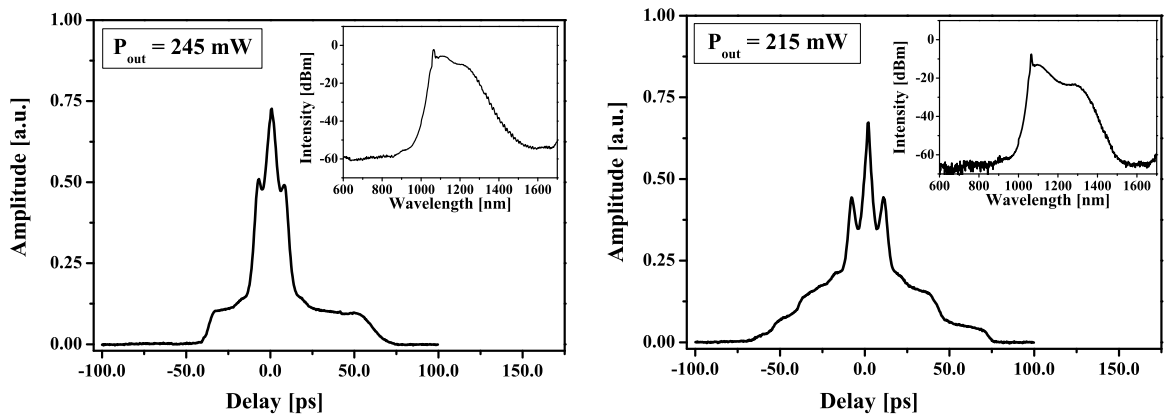
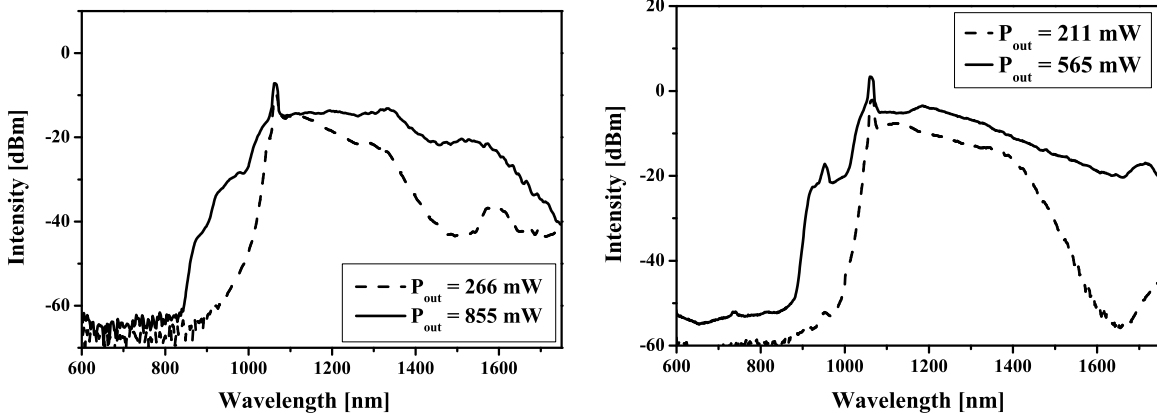


Abb. 5.17: Autokorrelationsfunktion und zugehöriges Spektrum (Einsatz) bei MSF-770 (links) und MSF-PM-700 (rechts).

zur Erzeugung von NSR kommt [44]. Die in den Fasern MSF-770 und MSF-PM-700 erreichten Spitzenintensitäten<sup>1</sup> sind aufgrund der kleineren Kerndurchmesser etwa doppelt so hoch sind wie bei MSF-975 und MSF-1065. Somit kann eine zu geringe

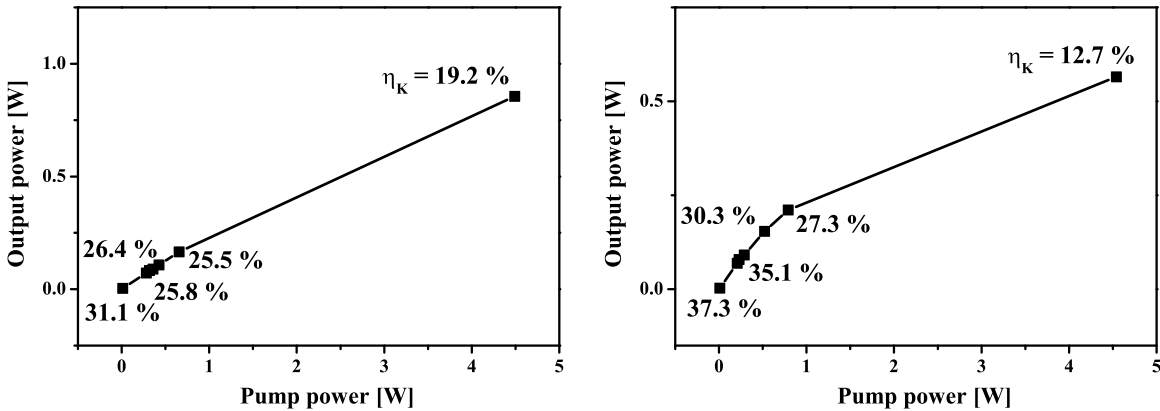
<sup>1</sup>MSF-975:  $P_{out}=2,0$  W  $\rightarrow P_{peak} \approx 23$  GW/cm<sup>2</sup>, MSF-1065:  $P_{out}=2,1$  W  $\rightarrow P_{peak} \approx 17$  GW/cm<sup>2</sup>, MSF-770:  $P_{out}=855$  mW  $\rightarrow P_{peak} \approx 55$  GW/cm<sup>2</sup>, MSF-PM-700:  $P_{out}=565$  mW  $\rightarrow P_{peak} \approx 35$  GW/cm<sup>2</sup>.

Leistung ausgeschlossen werden.



**Abb. 5.18:** Entwicklung des Weißlichtspektrums bei MSF-770 (links) und MSF-PM-700 (rechts).

Als Ursache für das Nichtvorhandensein der NSR wird der große Abstand zwischen ZDW und Anregungswellenlänge angenommen. Die Auswirkungen der HOD-Prozesse, die nachweislich an der Solitonenbildung beteiligt sind, sind somit verschwindend gering [44]. Desweiteren wird der spektrale Abstand zwischen Solitonen und NSR sehr groß, was die Phasenanpassung zwischen beiden erschwert und eine kontinuierliche Wechselwirkung behindert.



**Abb. 5.19:** Ausgangsleistung in Abhängigkeit von der Pumpleistung für MSF-770 (links) und MSF-PM-700 (rechts). Die Prozentwerte geben die jeweilige Einkoppeleffizienz an.

Die geringen Ausgangsleistungen beider Fasern können auf die kleinen Kerndurchmesser zurückgeführt werden (Abb. 5.19). Die effiziente Einkopplung von Laserlicht mit einer Wellenlänge von  $1,064 \mu\text{m}$  in eine Lichtleitfaser mit einem Kerndurchmesser von etwa  $2 \mu\text{m}$  stellt eine hohe Herausforderung dar. In diesem Bereich wirken sich räumliche Schwankungen des Laserstrahls deutlich auf die Einkoppeleffizienz aus. Dies gilt ebenfalls für verschiedene Aberrationen, die den Anregungsstrahl auf dem Weg bis zur Fasereinkoppeleseite negativ beeinflussen. Erschwerend kommt weiterhin die elliptische Form des Faserkerns von MSF-PM-700 und damit eine nicht optimale Anpassung der transversalen Feldverteilungen von Faser- und Pumpmode hinzu. Die

Einkoppeleffizienz ist für beide Fasern im unteren Leistungsbereich am größten und nimmt dann zu höheren Pumpleistungen hin ab.

## 5.4 Einfluss der Polarisation

### Polarisationszustand der Weißlichtstrahlung

Es wurden die Polarisationszustände der breitbandigen Ausgangsstrahlung gemessen, wenn die lineare Polarisation der Pumpstrahlung jeweils in Richtung der PHAs und unter  $45^\circ$  zu diesen zeigt. Die Pumpleistung war maximal. Da sich die Messergebnisse der Fasern qualitativ sehr ähneln, werden in Abb. 5.20 nur die Resultate von MSF-770 vorgestellt. Die Ergebnisse der anderen Fasern sind im Anhang B.1 zusammengefasst.

Die Diagramme von Abb. 5.20 zeigen die Ausgangsleistung in Polarkoordinaten, die sich bei einer  $360^\circ$ -Umdrehung des Analysators ergeben. Diese bestätigen den Doppelbrechungscharakter der MSFs und die Existenz der PHAs. Ist das Eingangslicht linear in Richtung einer der beiden PHAs polarisiert, so bleibt der lineare Polarisationszustand während des Durchgangs durch die Faser nahezu vollständig erhalten (linkes und rechtes Diagramm).

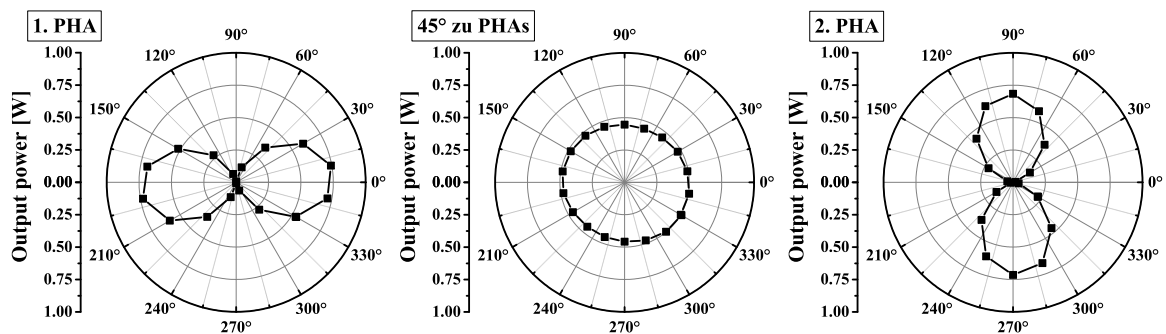


Abb. 5.20: Polarisationsabhängige Ausgangsleistung bei verschiedenen Orientierungen der Eingangspolarisation für MSF-770.

Man erhält, in Polarkoordinaten betrachtet, die typischen kosinus- beziehungsweise sinusförmigen Verläufe einer linear polarisierten Ausgangsstrahlung.<sup>2</sup> Die emittierte Strahlung ist dabei in Bezug auf die Leistung 1:100 linear polarisiert. Liegt die Eingangspolarisationsorientierung unter einem Winkel von  $45^\circ$  zu den PHAs, so ist die eingekoppelte Strahlung zu annähernd gleichen Teilen auf die PHAs verteilt (mittleres Diagramm). Dies äußert sich in einer vom Drehwinkel des Analysators nur gering abhängigen Ausgangsleistung. Das Verhältnis von minimaler zu maximaler Leistung beträgt dann 87:100.

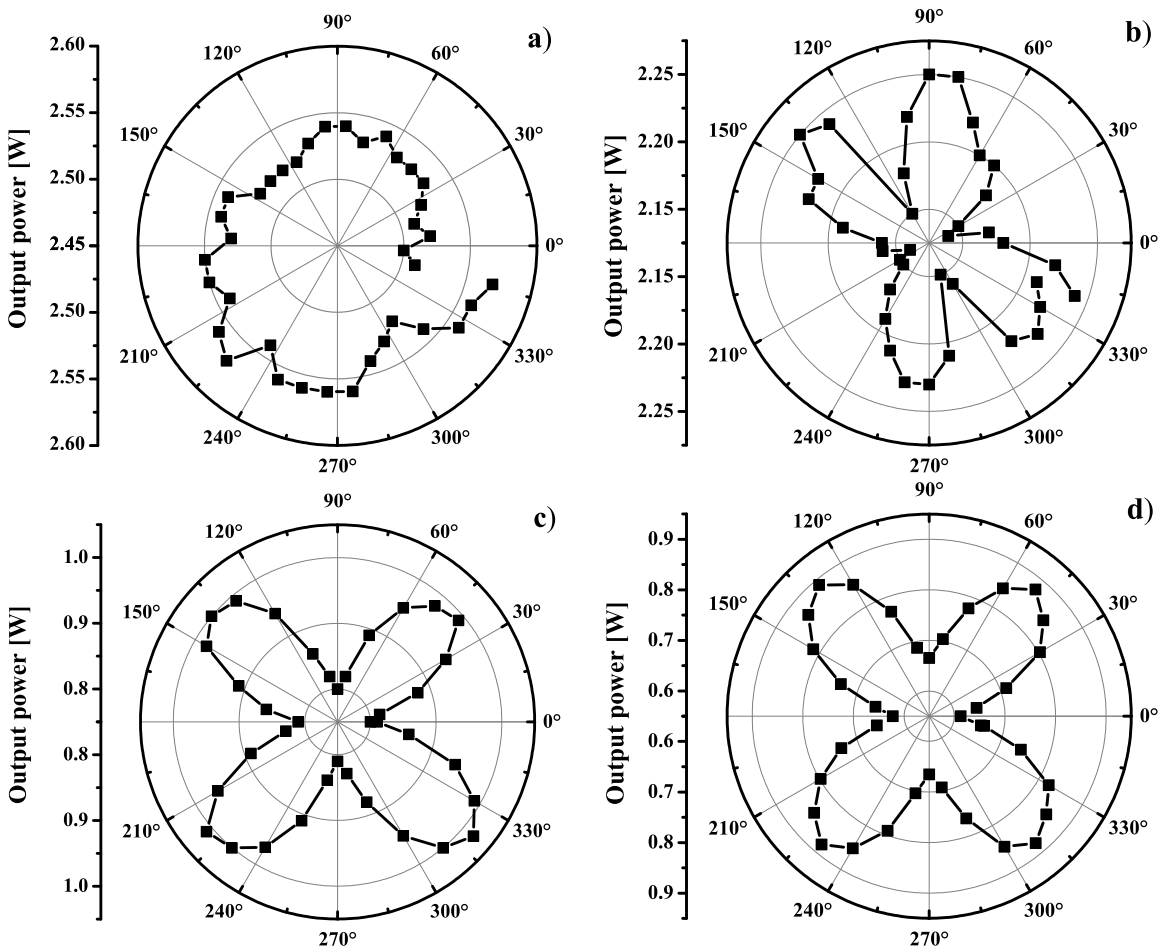
Bei den übrigen Fasern, insbesondere den Fasern mit größeren Kerndurchmessern und geringerer Doppelbrechung, wurde der lineare Polarisationszustand bei Einkopplung in eine der beiden PHAs weniger gut erhalten. Es ergaben sich Leistungsverhältnisse von 18:100 für MSF-PM-700, 47:100 für MSF-1065 und 62:100 für MSF-975. Somit ließ sich ein beträchtlicher Anteil der in eine PHA eingekoppelten Strahlung in der dazu senkrechten PHA nachweisen. Dieser Energieübertrag zwischen den Moden

<sup>2</sup>Bei einer  $360^\circ$ -Drehung des Analysators wird jede PHA zweimal durchlaufen.

hängt mit der hohen Eingangsleistung sowie der Vielzahl neu generierter Frequenzanteile zusammen. Durch geringe Inhomogenitäten und kleinste Verunreinigungen der Faserstruktur kommt es zur Ausbildung von Streuzentren und damit zur Wechselwirkung zwischen den senkrecht zueinander orientierten Fasermode.

## Einfluss der Eingangspolarisation

Die Ausgangsleistung sowie die spektrale Ausdehnung des von den MSFs emittierten Weißlichtes wurde in Abhängigkeit von der Orientierung der Eingangspolarisation gemessen. Untersuchungen mit konventionellen Lichtleitfasern haben folgendes gezeigt [31, 96, 97]: Die an der spektralen Verbreiterung beteiligten Prozesse wirken mit einer unterschiedlichen Stärke abhängig davon, ob das Anregungslicht linear oder zirkular polarisiert ist, oder unter welchem Winkel die lineare Eingangspolarisation zu den PHAs der Faser orientiert ist.



**Abb. 5.21:** Maximale Ausgangsleistung des Weißlichtspektrums in Abhängigkeit von der Orientierung der Eingangspolarisation für MSF-1065 (a), MSF-975 (b), MSF-770 (c) und MSF-PM-700 (d).

Die PHAs waren für die folgenden Darstellungen unter  $0^\circ$  und  $90^\circ$  ausgerichtet. Die Untersuchungen wurden bei maximaler Laserleistung von 4,7 W durchgeführt. Abbildung 5.21 zeigt die maximale Ausgangsleistung in Abhängigkeit von der Orientierung der Eingangspolarisation. Die Ergebnisse lassen sich wie folgt interpretieren:

Außer bei MSF-1065 ergeben sich mit einer vollständigen Drehung der Eingangspolarisation um  $360^\circ$  jeweils vier Maxima der Ausgangsleistung, wobei die zwei gegenüberliegenden Maxima erwartungsgemäß gerade um  $180^\circ$  gedreht sind. Dieses Verhalten ist auf die Doppelbrechung der Fasern und den daraus resultierenden zwei ausgezeichneten PHAs zurückzuführen. Unregelmäßigkeiten in der Faserstruktur wirken sich bei Fasern mit kleinen Kerndurchmessern stärker aus als bei Fasern mit größeren Kerndurchmessern. Daher zeigen Fasern mit kleinerem Kerndurchmesser allgemein eine höhere intrinsische Doppelbrechung (vgl. Tab. 4.2). Im Falle polarisationserhaltender Fasern, wie zum Beispiel bei MSF-PM-700, werden diese Asymmetrien künstlich erzeugt.

Es zeigt sich bei den Diagrammen der unteren Reihe, dass für diese Fasern die maximale Ausgangsleistung erreicht wird, wenn die Orientierung der Eingangspolarisation unter  $45^\circ$  zu den PHAs liegt. Dagegen wird bei MSF-975 die maximale Ausgangsleistung erreicht, wenn das Eingangslicht annähernd in Richtung der unter  $90^\circ$  orientierten PHA polarisiert ist.

Das Nichtvorhandensein von Leistungsmaxima für MSF-1065 und die starke Asymmetrie der Leistungskurve für MSF-975 sind einerseits auf die vergleichsweise großen Kerndurchmesser zurückzuführen. Andererseits zeigen diese ersten kommerziell erhältlichen MSFs noch recht große Unregelmäßigkeiten in der Fasergeometrie. Hier zeigt sich der technologische Fortschritt, der den MSFs der unteren Reihe von Abb. 5.21 zugute kam. Diese wurden etwa ein Jahr nach MSF-1065 und MSF-975 hergestellt und zeigten unter dem Mikroskop einen deutlich regelmäßigeren mikrostrukturierten Bereich als MSF-975 und MSF-1065.

Die Messergebnisse der spektralen Bandbreite (Def. s. Kap. 4.5) können anhand von Abb. 5.22 wie folgt zusammengefasst werden:

Es ergeben sich für alle Fasern Bandbreiten zwischen 650 nm und 900 nm. Die größte Bandbreite von 887 nm wurde bei der von MSF-770 emittierten Strahlung bei einem Winkel von  $340^\circ$  gemessen.

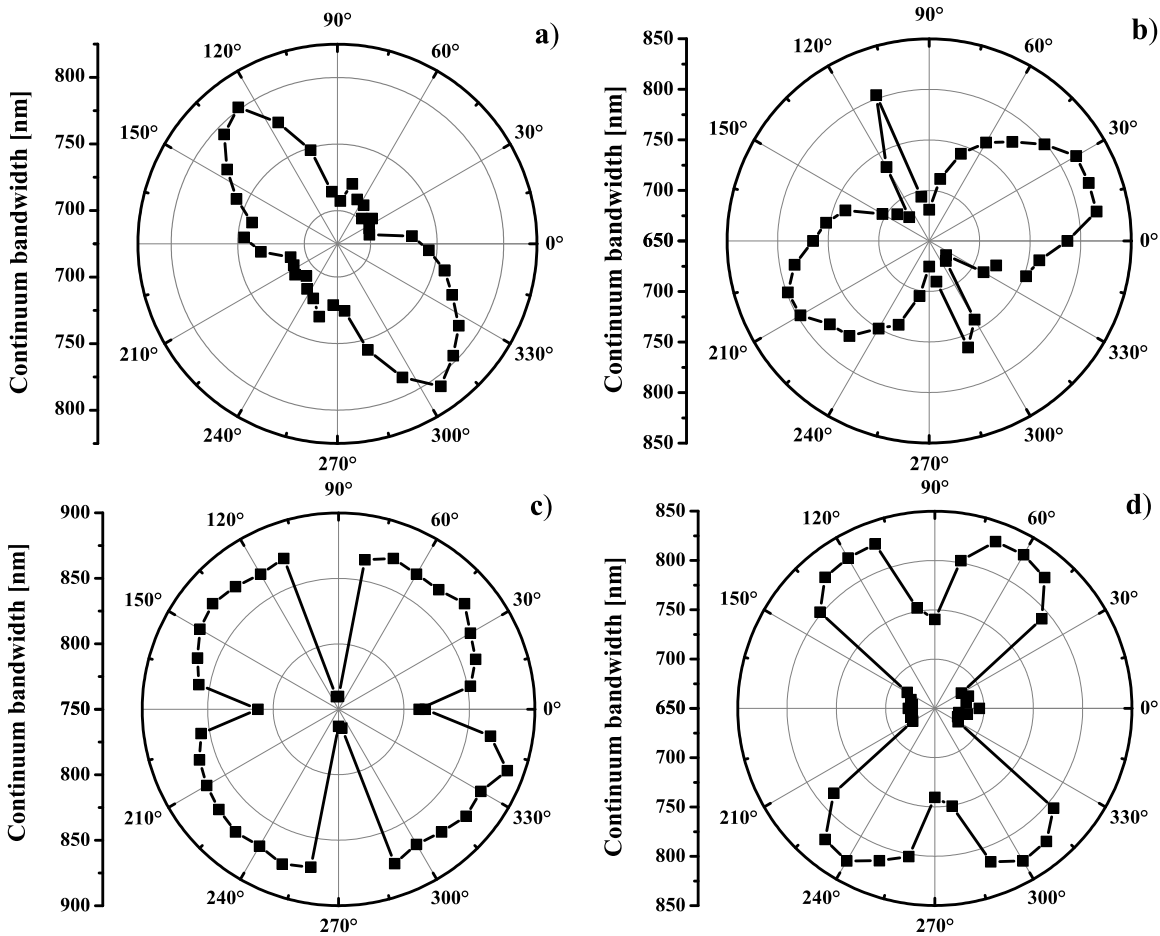
Die Abhängigkeit der Bandbreite von der Orientierung der Eingangspolarisation zeigt für jede Faser einen unterschiedlichen Verlauf. Dabei wird die maximale Bandbreite immer dann erreicht, wenn die Eingangspolarisation nicht direkt in Richtung einer der beiden PHAs orientiert ist. Dieses Verhalten resultiert aus der voneinander abweichenden Doppelbrechung und der unterschiedlichen Nichtlinearität der Fasern (Tab. 4.2). Liegt die Eingangspolarisationsorientierung zwischen den PHAs, so teilt sich das eingekoppelte Licht auf beide PHAs auf. In beiden Polarisationsmoden kommt es zur Weißlichterzeugung. Die von Faser zu Faser unterschiedlich starke Ausprägung der einzelnen Effekte sowie die Wechselwirkung und Konkurrenz zwischen den Polarisationsmoden bestimmen die spektrale Verteilung und dessen Ausdehnung.

Die gegenüberliegenden Bandbreitenmaxima von MSF-1065 zeigen sich, wenn die Polarisationsorientierung ungefähr  $45^\circ$  zu den PHAs beträgt. Ein Zusammenhang mit der Leistungsmessung aus Abb. 5.21(a) lässt sich nicht feststellen.

Für MSF-975 ergibt sich bei einer Orientierung der Eingangspolarisation von  $90^\circ$  und damit bei maximaler Ausgangsleistung gerade eine minimale Bandbreite.

Bei den Fasern der unteren Reihe ergeben sich die vier Maxima der Bandbreite dann, wenn die Orientierung der Eingangspolarisation nicht direkt in Richtung der PHAs zeigt. Dies entspricht den Orientierungen, bei denen sich die größten Ausgangsleistung





**Abb. 5.22:** Spektrale Bandbreite des Weißlichtspektrums in Abhängigkeit von der Orientierung der Eingangspolarisation bei maximaler Ausgangsleistung für MSF-1065 (a), MSF-975 (b), MSF-770 (c) und MSF-PM-700 (d).

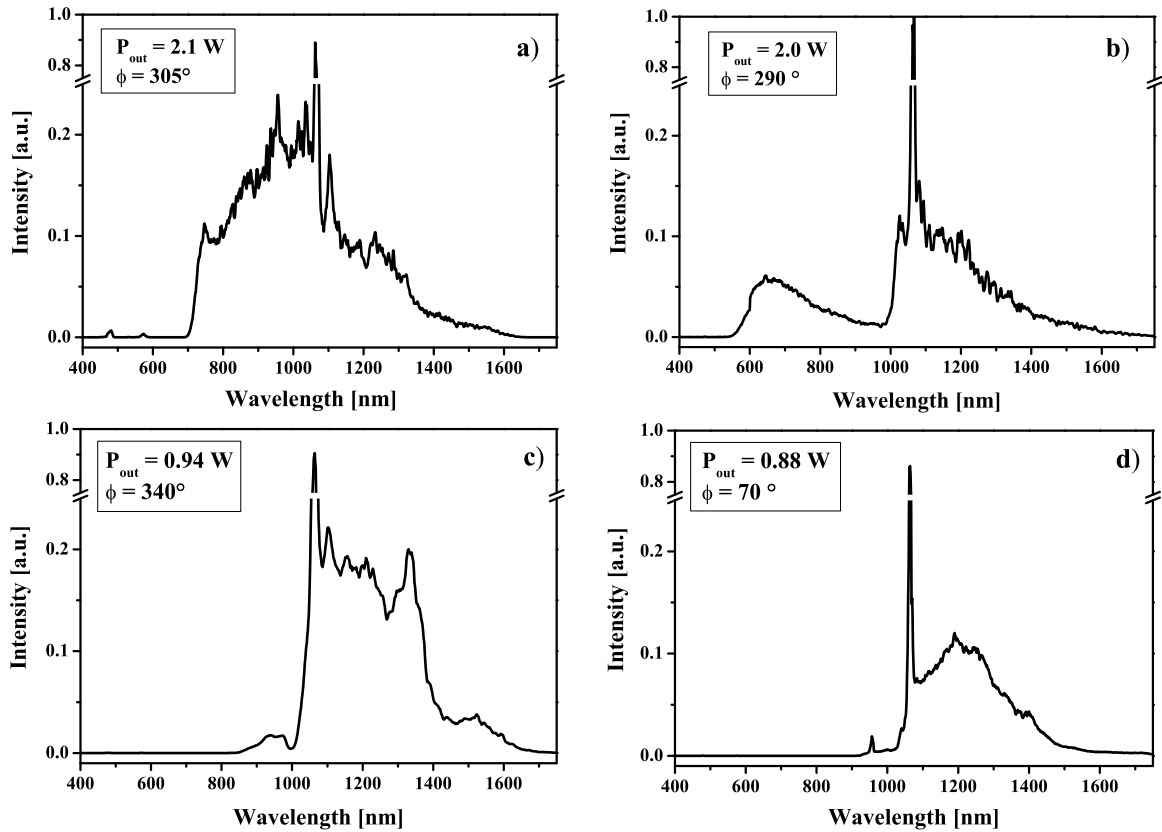
gen messen ließen. Für direkt in Richtung der PHAs polarisierte Einkoppelstrahlung wurden die geringsten Bandbreiten gemessen. Hier ergaben sich auch die niedrigsten Ausgangsleistungen.

Der asymmetrische Verlauf der Messkurven beweist, dass man unterschiedliche Bandbreiten erhält in Abhängigkeit davon, wie die Eingangspolarisation in Bezug auf die langsame und schnelle PHA orientiert ist.

Zusammenfassend zeigt Abb. 5.23 in linearer, unterbrochener Darstellung der  $y$ -Achse das spektral breiteste und intensivste Spektrum der von jeder Faser emittierten Weißlichtstrahlung. Dazu sind die Ausgangsleistung  $P_{out}$  sowie der Winkel zwischen Eingangspolarisation und PHA-Orientierung  $\phi$  angegeben.

## 5.5 Rauscheigenschaften von Weißlichtspektren

Als Nachteil bei der Weißlichterzeugung in MSFs ergeben sich in Abhängigkeit von den Pumpimpulsdauern teilweise recht starke Amplitudenfluktuationen der Ausgangsstrahlung. Diese können unter anderem das Signal-Rausch-Verhältnis (*Signal-to-Noise-Ratio*, *SNR*) von Messungen der Weißlichtinterferometrie oder Frequenzmetrologie verschlechtern, welches eine verlässliche Messauswertung erschwert.



**Abb. 5.23:** Spektral breitestem und intensivstem Spektrum bei optimaler Orientierung der Eingangspolarisation  $\phi$  für MSF-1065 (a), MSF-975 (b), MSF-770 (c) und MSF-PM-700 (d).

Das Amplitudenrauschen solcher Weißlichtquellen besitzt zwei Anteile: Niederfrequentes Rauschen mit Frequenzen von kleiner als 1 MHz wird durch verstärktes Amplitudenrauschen der Eingangspulszüge hervorgerufen und somit hauptsächlich durch Schwankungen der Pulsenergie verursacht. Die Verstärkung dieses technischen Rauschens liegt im Bereich von 20 dB und zeichnet sich bei konstanter Pulslänge durch eine Abhängigkeit von der Pulsenergie von 17 dB/nJ aus [98].

Ein zweiter Beitrag mit hochfrequenten Anteilen bis zur reziproken Pulsdauer von rund 10 THz hat seine Ursache in der nichtlinearen Verstärkung des Quantenrauschens der Eingangspulse und in der verstärkten spontanen Raman-Streuung (RS) während der SRS. Hierbei wird ein Teil der Pumpenergie über den gesamten Verstärkungsbereich der SRS von rund 18 THz Breite spontan in Stokes-Strahlung konvertiert und verstärkt. Die Verstärkung des Quantenrauschens und der spontanen Raman-Streuanteile kann dabei Werte von 45 dB bis 90 dB erreichen und zeichnet sich durch eine Abhängigkeit von der Pulsenergie von 45 dB/nJ aus. Dabei trägt das nichtlinear verstärkte Quantenrauschen den Hauptanteil. Dies kann bis zu 50 % Amplitudenfluktuationen eines Weißlichtspektrums hervorrufen [99].

Dazu zählt ebenfalls Rauschen, das durch ausgeprägte MI-Prozesse aufgrund einer verstärkten spontanen Emission (*Amplified Spontaneous Emission, ASE*) innerhalb der Faser hervorgerufen wird [99, 100].

Daneben hat sich gezeigt, dass das Rauschen stark von einem Frequenzchirp der Eingangspulse abhängt. So haben die Untersuchungen ergeben, dass das Rauschen

für nahezu bandbreitenbegrenzte Pulse ohne Chirp oder Pulse mit einem leicht positiven Chirp am geringsten ist. Es hat sich als vorteilhaft erwiesen, für die Erzeugung rauscharmer Weißlichtspektren ultrakurze Pulse mit Pulsdauern von  $\Delta t \leq 50$  fs und Anregungswellenlängen im normalen Dispersionsbereich zu verwenden [100]. Dann trägt die deutlich weniger Rauschen generierende SPM den Hauptteil der spektralen Verbreiterung. Die maximal erreichbare spektrale Verbreiterung ist unter dem Einfluss normaler Dispersion allerdings geringer als bei Anregungswellenlängen in der ZDW-Umgebung oder im anomalen Dispersionsbereich.

Die starken Puls-zu-Puls Schwankungen der spektralen Intensität sind in Einzelpulsuntersuchungen mit fs-Anregungspulsen experimentell nachgewiesen worden [101]. Diese Schwankungen werden allerdings bei den üblichen scannenden Verfahren zur spektralen Messung von Weißlichtspektren durch die Mittelung über viele Einzelpulse nicht detektiert. Die Intensitätsmodulationen und der komplexe Verlauf der spektralen Phase haben bisher auch eine Nutzung der extrem breiten Spektren zur Erzeugung ultrakurzer Lichtpulse im Sub-Femtosekundenbereich verhindert [102].

Welche dispersiven oder nichtlinear optischen Effekte einen großen Einfluss auf das Rauschen eines Weißlichtspektrums besitzen, wird theoretisch anhand der Simulationen in Kap. 6 untersucht.

# 6 Theoretische Simulation der Pulsausbreitung

Im folgenden Kapitel ist die verallgemeinerte nichtlineare Schrödinger-Gleichung aus Kap. 2.9 numerisch gelöst worden. Damit soll sowohl eine qualitative Verifizierung der Messergebnisse als auch ein besseres Verständnis der Pulsausbreitung in einer dispersiven und nichtlinear optischen Lichtleitfaser gelingen. Die Wirkung der einzelnen nichtlinearen Effekte sowie deren Anteil an der extremen spektralen Verbreiterung wird untersucht.

In Kap. 6.1 erfolgt eine Beschreibung des Lösungswegs einschließlich der Split-Step-Fourier-Methode. Im darauffolgenden Unterkapitel werden die Ergebnisse der numerischen Berechnungen präsentiert und mit den Messdaten verglichen. Abschließend werden die experimentellen und theoretischen Erkenntnisse zusammengefasst und interpretiert.

## 6.1 Numerische Lösung der GNSE

Ausgangspunkt für die Berechnungen ist die verallgemeinerte nichtlineare Schrödinger-Gleichung (GNSE) 2.79 aus Kap. 2.9:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial A(z, t)}{\partial z} + \frac{\alpha}{2} A(z, t) - \sum_n \frac{i^{n+1}}{n!} \beta_n \frac{\partial^n A(z, t)}{\partial t^n} \\ & = i\gamma \left( 1 + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial t} \right) \left( A(z, t) \int_0^\infty R(t') |A(z, t - t')|^2 dt' \right). \end{aligned} \quad (6.1)$$

Die Funktion  $A(z, t)$  stellt den mit der Zeit langsam veränderlichen Anteil der Pulseinhüllenden aus Glg. 2.32 dar.  $\alpha$  gibt die Faserverluste an. Der Summenausdruck der oberen Zeile beschreibt die einzelnen Entwicklungskoeffizienten der Modenausbreitungskonstanten  $\beta$  aus Glg. 2.35. Dieser schließt somit, im Gegensatz zur nichtlinearen Schrödinger-Gleichung (NSE) 2.33, die Dispersion höherer Ordnung (HOD) mit ein.

In der unteren Zeile werden die nichtlinearen Effekte zusammengefasst. Die nichtlineare Materialantwort,  $R(t)$  (Glg. 2.77), setzt sich aus dem instantanen elektronischen Kerr-Anteil  $(1 - f_R) \delta(t)$  und dem zeitlich verzögerten molekularen Raman-Anteil  $f_R h_R(t)$  zusammen. Dabei gibt  $f_R = 0,18$  den Raman-Anteil an der nichtlinearen

Gesamtsuszeptibilität an [36].  $h_R(t)$  beschreibt die gedämpft oszillierende Raman-Response-Funktion (Glg. 2.78).

Gleichung 6.1 erlaubt die Berechnung der Pulsausbreitung bis zu Pulsdauern von  $\Delta t \geq 10$  fs in einer verlustbehafteten, dispersiven und nichtlinear optischen Lichtleitfaser. Dabei werden die im zweiten Kapitel diskutierten dispersiven Prozesse der Gruppengeschwindigkeitsdispersion (GVD) und HOD sowie die nichtlinearen Effekte Selbstphasenmodulation (SPM), Vierwellenmischung (FWM), Modulationsinstabilitäten (MIs), stimulierte Raman-Streuung (SRS) und Self-Steepening (SS) berücksichtigt. Aufgrund der Wechselwirkung der dispersiven und nichtlinearen Prozesse schließt Glg. 6.1 die Beschreibung der Solitoneneffekte mit ein.

Aus folgenden Gründen wurde für die Simulationen dieser Arbeit die GNSE benutzt: Zum Einen kommt es aufgrund der intensiven Anregungsstrahlung zu einer extremen spektralen Verbreiterung. Die erzeugten Frequenzbänder überlappen sich gegenseitig, so dass eine spektrale Trennung der einzelnen Frequenzbänder nicht mehr möglich ist. Dies wird durch die großen Wechselwirkungslängen zusätzlich begünstigt. Die Pulsdauern neu gebildeter (solitonischer) Pulse können deutlich unter 1 ps liegen. Effekte wie der Solitonselbstfrequenzshift (SSFS), der auch als Intrapuls-SRS bezeichnet wird, lassen sich dann nicht vernachlässigen.

Für die weiteren Betrachtungen wird die absolute Zeit  $t$  durch die relative Zeit  $\tau$  innerhalb eines mit dem Puls mitbewegten Zeitfensters ersetzt (Glg. 2.37). Weiterhin werden Absorptions- und Strahlungsverluste durch die Faser vernachlässigt ( $\alpha = 0$ ). Die Ausbreitung des Pumpfeldes erfolgt nur in Vorwärtsrichtung. Die Frequenzabhängigkeit des nichtlinearen Brechungsindex,  $n_2(\omega)$ , wird als sehr gering angenommen und daher nicht berücksichtigt.

### 6.1.1 Split-Step-Fourier-Methode

Die nichtlineare partielle Differentialgleichung 6.1 besitzt nur in wenigen Ausnahmefällen analytische Lösungen. Für die numerische Lösung wurde in der vorliegenden Arbeit die Split-Step-Fourier-Methode (SSFM) angewendet [18]. Diese gehört zu den pseudo-spektralen Lösungsverfahren, die sich, zum Beispiel im Vergleich zu Finite-Differenzen-Methoden<sup>1</sup>, durch eine große Genauigkeit und eine sehr hohe Rechengeschwindigkeit auszeichnen.

Bei der SSFM werden die dispersiven Anteile von Glg. 6.1 in einem Differentialoperator  $\hat{D}$  mit

$$\hat{D} = -\frac{i}{2} \beta_2 \frac{\partial^2}{\partial \tau^2} + \frac{1}{6} \beta_3 \frac{\partial^3}{\partial \tau^3} + \dots \quad (6.2)$$

und die nichtlinearen Anteile in einem Operator  $\hat{N}$  mit

$$\hat{N} = \frac{i \gamma}{A(z, \tau)} \left( 1 + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial \tau} \right) \left( A(z, \tau) \int_{-\infty}^{\infty} R(\tau') |A(z, \tau - \tau')|^2 d\tau' \right) \quad (6.3)$$

zusammengefasst. Beim Operator  $\hat{D}$  fällt die reziproke Pulsausbreitungsgeschwindigkeit,  $\beta_1$ , durch Einführung der relativen Zeit,  $\tau$ , weg. Somit ergibt sich für die GNSE

<sup>1</sup>Bei der Finite-Differenzen-Methode werden die Zeitableitungen durch Differenzquotienten angenähert.

die folgende Gleichung:

$$\frac{\partial A(z, \tau)}{\partial z} = (\hat{D} + \hat{N}) A(z, \tau). \quad (6.4)$$

Wird Glg. 6.3 unter Beachtung der nichtlinearen Materialantwort,  $R(t)$ , aus Glg. 2.77 ausmultipliziert, so erhält man:

$$\begin{aligned} \hat{N} = & i\gamma(1 - f_R) \int_{-\infty}^{\infty} \delta(\tau') |A(z, \tau - \tau')|^2 d\tau' + i\gamma f_R \int_{-\infty}^{\infty} h_R(\tau') |A(z, \tau - \tau')|^2 d\tau' \quad (6.5) \\ & - \frac{(1 - f_R)\gamma}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial \tau} \int_{-\infty}^{\infty} \delta(\tau') |A(z, \tau - \tau')|^2 d\tau' - \frac{f_R\gamma}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial \tau} \int_{-\infty}^{\infty} h_R(\tau') |A(z, \tau - \tau')|^2 d\tau'. \end{aligned}$$

Hier beschreibt der erste Term der rechten Seite die Beiträge durch SPM und MI (FWM), welche sich aus dem Kerr-Effekt ergeben. Die Integrale über der Funktion  $h_R(\tau')$  geben die Anteile von SRS und SSFS wieder. Diese beiden Raman-Prozesse werden im Folgenden zur Raman-Streuung (RS) zusammengefasst. Das linke Integral der unteren Zeile beschreibt den SS-Effekt.

Bei der Lösung der GNSE bleibt die optische Energie während der Pulsausbreitung nicht erhalten: Infolge der RS kommt es bei der Licht-Materie-Wechselwirkung zum Energieübertrag auf das Material, so dass die vorzugsweise gestreuten Stokes-Photonen eine geringere Energie als die Pump photons besitzen (Kap. 2.7). Es konnte dagegen gezeigt werden, dass die totale Anzahl der Photonen bei der Lösung der GNSE erhalten bleibt [46].

Obwohl Dispersion und Nichtlinearität gleichzeitig während der Pulsausbreitung wirken, erhält man mit der SSFM gute Näherungslösungen, wenn man die folgende Annahme macht: Wird die Faserlänge  $l$  in viele sehr kleine Teilstücke der Länge  $\delta z$  unterteilt, so kann man für jedes Teilstück davon ausgehen, dass dispersive und nichtlineare Effekte unabhängig voneinander wirken. Daraus ergibt sich der folgende Lösungsalgorithmus: Das optische Feld erfährt zu Beginn jedes Teilstücks die Nichtlinearität, während  $\hat{D} = 0$  gilt. Im zweiten Schritt wird das Feld nur durch die Dispersion beeinflusst, und  $\hat{N} = 0$ . Auf diese Weise wird der Pumpuls von Teilstück zu Teilstück propagiert, und man erhält für jedes Segment die folgende Lösung:

$$A(z + \delta z, \tau) \simeq \exp(\delta z \hat{D}) \exp(\delta z \hat{N}) A(z, \tau). \quad (6.6)$$

Die SSFM stellt eine Näherungslösung dar, wobei die größte Abweichung von der exakten Lösung aus der Vernachlässigung der Nichtvertauschbarkeit der beiden Operatoren  $\hat{D}$  und  $\hat{N}$  resultiert. Dies lässt sich anhand der Baker-Hausdorff-Gleichung

$$\exp(\hat{a}) \exp(\hat{b}) = \exp \left[ \hat{a} + \hat{b} + \frac{1}{2} [\hat{a}, \hat{b}] + \frac{1}{12} [\hat{a} - \hat{b}, [\hat{a}, \hat{b}]] + \dots \right] \quad (6.7)$$

für zwei nicht-kommutierende Operatoren  $\hat{a}$  und  $\hat{b}$  zeigen [103]. Dabei gilt  $[\hat{a}, \hat{b}] = \hat{a}\hat{b} - \hat{b}\hat{a}$ . Setzt man nach Glg. 6.6  $\hat{a} = \delta z \hat{D}$  und  $\hat{b} = \delta z \hat{N}$ , so erkennt man, dass sich der dominierende Fehler der Näherungslösung aus dem Term  $\frac{1}{2} \delta z^2 [\hat{D}, \hat{N}]$  ergibt. Die Lösung der SSFM besitzt daher eine Genauigkeit zweiter Ordnung in Bezug auf die Schrittweite  $\delta z$ . Somit ist bei einer Pulspropagation über die Distanz  $l$  der Fehler proportional zu  $l \cdot \delta z^2$ .

Eine erhöhte Genauigkeit der Lösung erhält man mit der symmetrischen Form der SSFM: Dabei wirken die dispersiven Effekte jeweils zur Hälfte zum Beginn und Ende jedes Teilstücks. Dagegen erfährt das Feld die Nichtlinearität in der Mitte des Teilstücks. So ergibt sich die approximierte Lösung von Glg. 6.4 am Ende eines Teilstücks,  $A(z + \delta z, \tau)$ , in Abhängigkeit vom einfallenden Feld,  $A(z, \tau)$ , wie folgt:

$$A(z + \delta z, \tau) \simeq \exp \left[ \frac{\delta z}{2} \hat{D} \right] \exp \left[ \int_z^{z+\delta z} \hat{N}(z') dz' \right] \exp \left[ \frac{\delta z}{2} \hat{D} \right] A(z, \tau). \quad (6.8)$$

Für die folgenden Berechnungen wurde die symmetrische SSFM benutzt.

Die Berechnung des dispersiven Operators erfolgt nach einer Fouriertransformation im Frequenz-Raum, da hier das Differential  $\partial^n / \partial \tau^n$  aus Glg. 6.2 durch  $(i\omega)^n$  ersetzt werden kann. Die Anwendung der Fast-Fourier-Transformation (FFT) und der inversen FFT zur Rücktransformation der berechneten Dispersionskomponenten in den Zeitbereich ermöglichen die hohe Rechengeschwindigkeit der SSFM. Diese kann um bis zu zwei Größenordnungen über der vergleichbarer Finite-Differenzen-Methoden liegen.

Die Berechnung des nichtlinearen Operators  $\hat{N}$  erfolgt im Zeitbereich durch die Berechnung des Integrals aus Glg. 6.8. Dabei kann eine weitere Erhöhung der Rechengenauigkeit erreicht werden, wenn man bei ausreichend kleiner Schrittweite  $\delta z$  das Integral nicht mit  $\delta z \cdot \hat{N}(z)$  annähert, sondern es stattdessen näherungsweise nach der Trapezregel bestimmt [18]:

$$\int_z^{z+\delta z} \hat{N}(z') dz' \simeq \frac{\delta z}{2} \left[ \hat{N}(z') + \hat{N}(z' + \delta z) \right]. \quad (6.9)$$

Da  $\hat{N}(z' + \delta z)$  in der Mitte des jeweiligen Teilstücks bei  $z' + \delta z/2$  nicht bekannt ist, folgt man hier einer iterativen Vorgehensweise: Zuerst wird  $\hat{N}(z' + \delta z)$  durch  $\hat{N}(z')$  ersetzt. Dann berechnet man anhand von Glg. 6.8  $A(z + \delta z, \tau)$ , was anschließend wiederum zur Berechnung von  $\hat{N}(z' + \delta z)$  verwendet wird. Obwohl diese Prozedur Rechenzeit erfordert, lässt sich die Gesamtrechenzeit verkürzen, da durch die exaktere Berechnung des Integrals aus Glg. 6.8 die Schrittweite  $\delta z$  vergrößert werden kann. Im Allgemeinen sind zwei Iterationen ausreichend [18].

Im folgenden Kap. 6.2 werden anhand der symmetrischen SSFM berechnete Lösungen der Glg. 6.1 graphisch dargestellt und diskutiert. Der Lösungsalgorithmus wurde dazu mit dem Computeralgebrasystem *Mathematica 5.0* von WOLFRAM RESEARCH, INC. programmiert. Im Anhang C ist der kommentierte Programmcode aufgelistet: Nach Definition und Festlegung der Eingangsparameter wurden drei externe Module für die numerische Differentiation einer Liste sowie für den dispersiven und nichtlinearen Operator definiert. Die schrittweise Propagation des Eingangspulses ist anhand dieser Module im Hauptprogramm programmiert worden. Die Zwischenergebnisse wurden während der Rechnung kontinuierlich in einer Datei abgespeichert. Anhand der Ergebnisdatei ließen sich die Daten nach Beendigung des Programms darstellen.

Durch die Verwendung der *Compile*-Funktion von MATHEMATICA wird das Programm in einem dem Maschinencode ähnlichen internen Algorithmus verarbeitet, der annähernd schnelle Rechenzeiten wie bei der Programmierung mit C oder FORTRAN

erlaubt. Dies ist speziell bei numerischen Berechnungen mit großen Datenmengen von Vorteil. Die Simulationen wurden auf einem gewöhnlichen Personalcomputer mit einer Intel Pentium D CPU (Taktfrequenz 3,4 GHz) und einem Arbeitsspeicher von 1,0 GB durchgeführt.

## 6.2 Auswertung der Simulationsergebnisse

Gleichung 6.1 wurde für die Ausbreitung eines gaußförmigen Eingangspulses in einem zwei Meter langen Faserstück von MSF-1065 und bei maximaler Eingangsleistung berechnet. Dabei galten die folgenden Parameter: Pulsdauer = 10 ps, Anregungswellenlänge = 1064 nm, Spitzeneingangsleistung = 2900 W, nichtlinearer Koeffizient =  $11 \text{ (W}\cdot\text{km)}^{-1}$ , Dispersionskoeffizienten:  $\beta_2 = 6,67 \cdot 10^{-29} \text{ s}^2/\text{m}$ ,  $\beta_3 = 7,11 \cdot 10^{-41} \text{ s}^3/\text{m}$ ,  $\beta_4 = -9,42 \cdot 10^{-56} \text{ s}^4/\text{m}$ ,  $\beta_5 = 1,06 \cdot 10^{-70} \text{ s}^5/\text{m}$  und  $\beta_6 = -1,14 \cdot 10^{-91} \text{ s}^6/\text{m}$ . Die Entwicklungskoeffizienten der Modenausbreitungskonstanten  $\beta$  (Glg. 2.35) wurden bis zur sechsten Ordnung in die Rechnung miteinbezogen, um eine ausreichende Verlässlichkeit der Ergebnisse auch im Bereich der Nulldispersionswellenlänge (ZDW) zu gewährleisten. Speziell um die ZDW verschwindet der Einfluss des GVD-Parameters  $\beta_2$ , so dass hier die höheren Ordnungen beachtet werden müssen. Außerdem wird dadurch eine genügend hohe Genauigkeit der Berechnungen für große Bandbreiten von mehreren hundert Nanometern erreicht.

Es wurden für die numerische Lösung der GNSE die folgenden Parameter gewählt: Insgesamt  $2^{16}$  Zeitdiskretisierungsschritte ergaben bei einer zeitlichen Schrittweite von 2,5 fs einen Zeitbereich von 163,84 ps. Damit wurde die Bedingung erfüllt, dass für eine optimale Anwendung des Split-Step-Verfahrens der Zeitbereich etwa 10-20 mal größer als die Pulsbreite sein sollte [18]. Daraus abgeleitet ergibt sich ein Frequenzbereich von  $2,5 \cdot 10^{15} \text{ Hz}$ , was bei einer Anregungswellenlänge von 1064 nm einem Wellenlängenbereich von ca. 300 nm bis 1800 nm entspricht. Die Faserlänge von zwei Metern wurde insgesamt in  $10^5$  Teilschritte unterteilt, so dass man eine Schrittweite in Ausbreitungsrichtung von  $\delta z = 20 \mu\text{m}$  erhält. Um eine Verlässlichkeit der Rechenergebnisse zu gewährleisten, ist die Schrittweite variiert worden. Zeigten sich die Simulationsrechnungen bei einer bestimmten Schrittweite stabil, und lieferten die Endergebnisse keine signifikanten Veränderungen bei einer weiteren Variation der Schrittweite, so wurde diese als geeignet betrachtet.

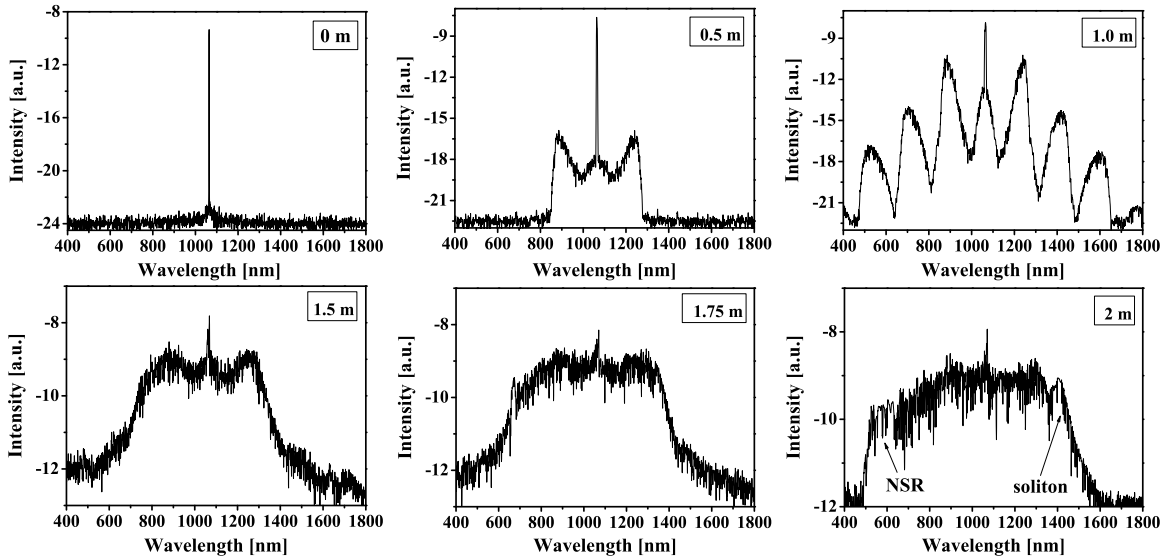
### 6.2.1 Spektrum MSF-1065

In Abb. 6.1 ist die Entwicklung des Pulsspektrums in einer zwei Meter langen MSF-1065 unter Berücksichtigung von GVD, HOD, SPM, MI, SS und RS dargestellt.

Nach 0,5 m liefern zwei symmetrisch um die Pumpwellenlänge angeordnete Seitenbänder den Nachweis für sich aus dem Rauschen verstärkende MIs. Die Phasen Anpassungsbedingung hierfür ist durch das Wechselspiel von GVD, HOD und SPM gewährleistet. Die Form der Seitenbänder, die sich bei der Pumpwellenlänge berühren, stimmt mit den in Kap. 2.6 berechneten MI-Verstärkungsspektren überein.

Mit zunehmender Ausbreitungsstrecke des Pulses kommt es in einem Kaskadenprozess ab 0,75 m zur Ausbildung weiterer MI-Seitenbänder und somit zu einer extremen spektralen Verbreiterung (1,0 m). Bei fortschreitender Pulspropagation verschwinden

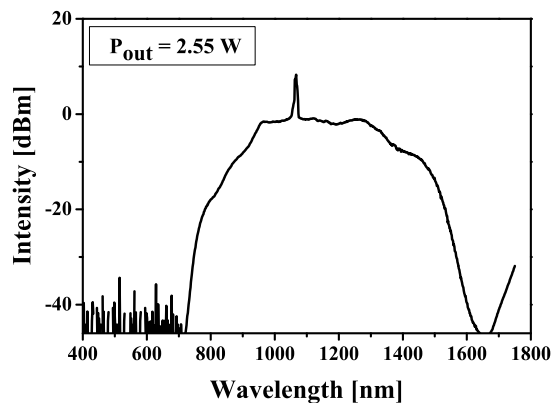




**Abb. 6.1:** Entwicklung des Pulsspektrums mit zunehmender Ausbreitungsdistanz in einer 2 m langen MSF-1065 unter Berücksichtigung von GVD, HOD, SPM, MI, SS und RS.

die diskreten Wellenlängenbänder, und ein relativ glattes Spektrum entsteht (1,5 m). Dieses ist jedoch spektral deutlich schmäler als bei 1,0 m. In Richtung des Faserausgangs verbreitert sich das Spektrum allmählich wieder (1,75 m).

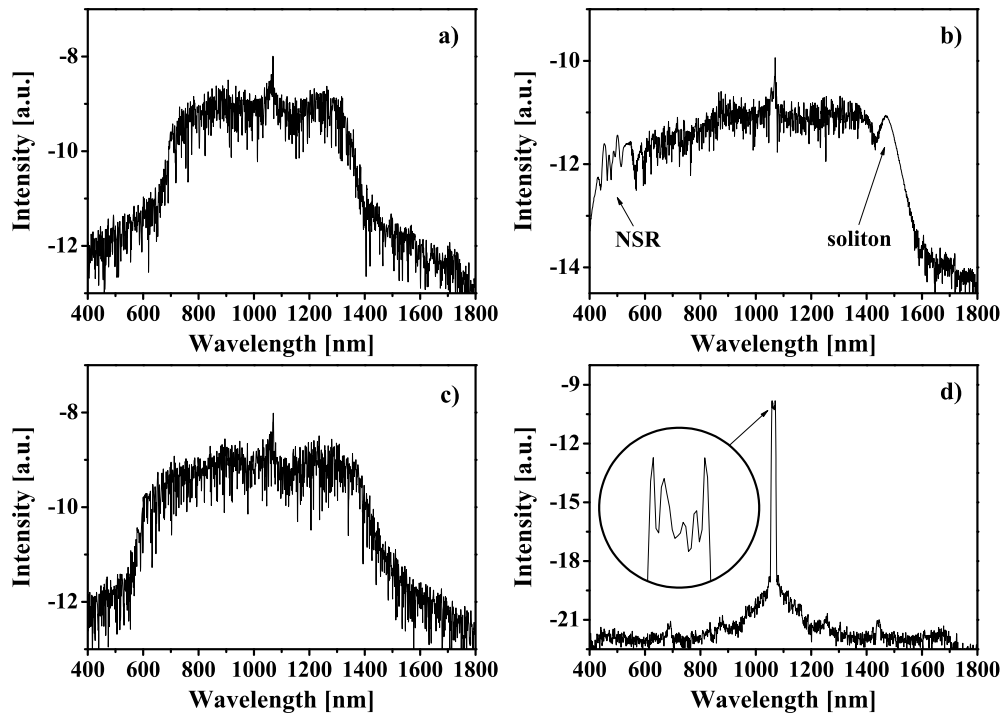
Ab diesem Punkt lassen sich an der langwelligen Kante des Spektrums die spektralen Merkmale eines fundamentalen Solitons detektieren. Entsprechend zeigen sich an der kurzwelligen Seite die ersten Anzeichen von NSR. Das letzte Stadium der Verbreiterung ist durch den SSFS und die Verschiebung der NSR zu kürzeren Wellenlängen gekennzeichnet. Das berechnete Spektrum am Faserausgang reicht von 500 nm bis knapp unter 1600 nm (2,0 m). Es ist, abgesehen von einem deutlichen Pumppeak, relativ glatt. Die spektrale Intensität zeichnet sich durch ein starkes Amplitudenrauschen aus.



**Abb. 6.2:** Gemessenes Weißlichtspektrum einer 2 m langen MSF-1065.

Vergleicht man das berechnete Spektrum aus Abb. 6.1(2,0 m) mit dem gemessenen Weißlichtspektrum von MSF-1065 aus Kap. 5.2 (Abb. 6.2), so fällt folgendes auf: Im langwelligen Bereich stimmen beide Spektren gut miteinander überein. Auf der

kurzwelliger Seite zeigt das berechnete Spektrum allerdings eine um 200 nm breitere Verteilung. Diese zusätzlichen spektralen Anteile können der NSR zugeordnet werden.



**Abb. 6.3:** Pulsspektrum nach 2 m Propagation in MSF-1065 unter Berücksichtigung von GVD, SPM, MI und HOD-SS (a), HOD-RS (b), HOD (c) und SS-RS (d).

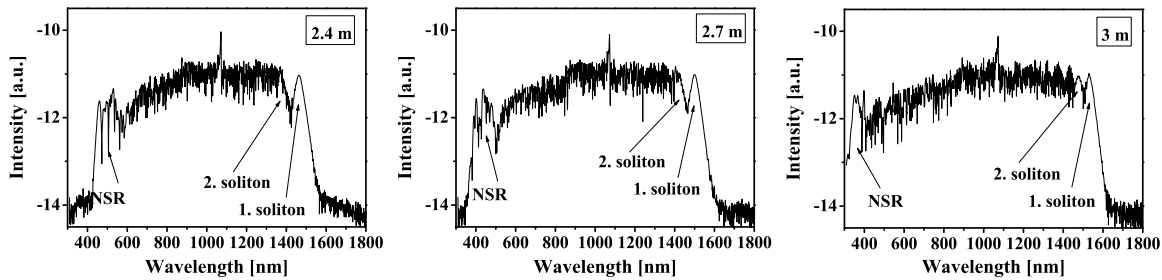
Aus diesem Grund wurde das Spektrum unter Vernachlässigung der RS berechnet (Abb. 6.3(a)). Es zeigt sich dann eine bessere Übereinstimmung an der kurzwelligen Seite. Dafür weichen jetzt die langwelligen Kanten des gemessenen und berechneten Spektrums deutlich voneinander ab.

Wenn man dagegen den SS-Beitrag vernachlässigt (Abb. 6.3(b)), erhält man die stärkste Verbreiterung. Hier sind das fundamentale Soliton und die zugehörige NSR besonders ausgeprägt. Dieses Spektrum zeichnet sich ebenfalls durch weniger Rauschen aus. Somit scheint der SS-Effekt die spektrale Verbreiterung im hier betrachteten Fall eher zu hemmen und den Rauschanteil zu erhöhen. Ohne SS weicht die kurzwellige Kante des berechneten Spektrums um mehr als 300 nm vom gemessenen Spektrum ab.

Anhand der Rechnungen lässt sich belegen, dass die Berücksichtigung der HOD notwendig für die Erzeugung eines Weißlichtspektrums ist (Abb. 6.3(c)). Werden die Simulationen ohne HOD durchgeführt, so kommt es in keinem Fall zu einer signifikanten Verbreiterung (Abb. 6.3(d)). Einen allenfalls geringen Einfluss auf das Spektrum ergibt sich hier durch die SPM. Der Einsatz in Abb. 6.3(d) zeigt die für SPM typische Interferenzstruktur des Spektrums (Kap. 5.1).

Es wird daher geschlussfolgert, dass erst mit Wirkung der HOD eine Phasenanpassung und damit starke Ausprägung der MIs möglich wird. Dies ist der initiiierende Prozess bei der hier untersuchten ps-Weißlichterzeugung.

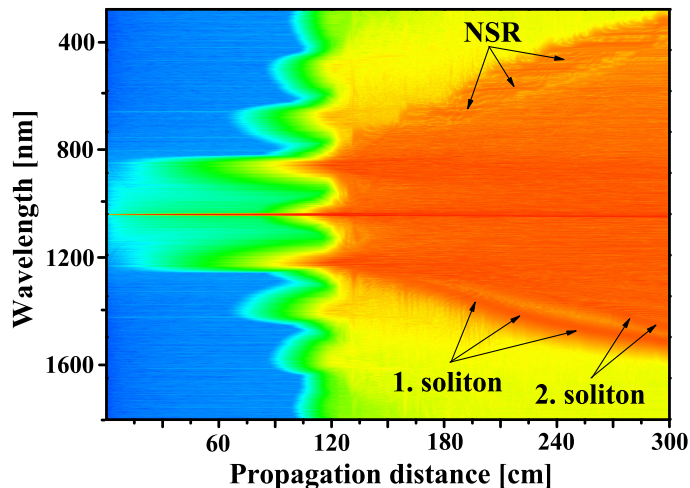
Die Ausbildung der Solitoneneffekte wird deutlicher, wenn man die Entwicklung des Pumpulsspektrums auf den letzten 60 cm einer drei Meter langen MSF-1065



**Abb. 6.4:** Entwicklung des Pulsspektrums auf den letzten 60 cm einer 3 m langen MSF-1065 unter Berücksichtigung von GVD, HOD, SPM, MI, SS und RS.

betrachtet (Abb. 6.4). Eine solche Faser wurde für die Experimente der optischen Kohärenztomographie benutzt (Kap. 7).

An der langwelligen Seite des Spektrums lassen sich zwei fundamentale Solitonen mit unterschiedlicher Mittenwellenlänge nachweisen. Dementsprechend zeigt sich an der kurzwelligen Kante die zugehörige NSR, deren Wellenlänge sich zunehmend in den kurzwelligen Spektralbereich verschiebt.

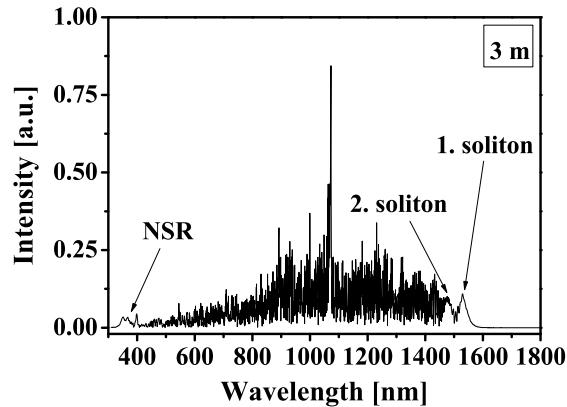


**Abb. 6.5:** Entwicklung des Pulsspektrums mit zunehmender Ausbreitungsdistanz in einer 3 m langen MSF-1065 unter Berücksichtigung von GVD, HOD, SPM, MI, SS und RS. Die spektrale Intensität ist in Falschfarben kodiert (Rot  $\hat{=}$  hohe Intensität).

Die dynamischen Prozesse bei der Entwicklung des Pulsspektrums lassen sich gut anhand von Abb. 6.5 veranschaulichen. Diese zeigt die Entwicklung des Pulsspektrums mit zunehmender Ausbreitungsdistanz für eine drei Meter lange MSF-1065 in einer zweidimensionalen Darstellung. Die spektrale Intensität ist in Falschfarben kodiert, wobei Blau niedrige und Rot hohe Intensität bedeutet. Es sind deutlich die kaskadenartigen MI-Seitenbänder, die spektrale Einschnürung, die anschließende homogene Verbreiterung sowie die Abspaltung und Verschiebung der Solitonen und NSR zu erkennen.

Die berechneten Spektren wurden abschließend hinsichtlich ihres Rauschens untersucht. Dazu zeigt Abb. 6.6 die Daten des rechten Diagramms von Abb. 6.4, diesmal in linearer, normierter y-Achseinteilung. Abgesehen von den spektralen Merkmalen der Solitonen und der NSR lassen sich deutlich die starken Fluktuationen der spek-

tralen Intensität erkennen. Die verschiedenen Ursachen dafür wurden ausführlich in Kap. 5.5 beschrieben.



**Abb. 6.6:** Berechnetes Pulsspektrum mit linearer y-Achse nach 3 m Propagation in MSF-1065 unter Berücksichtigung von GVD, HOD, SPM, MI, SS und RS.

Wird ein Teil des Spektrums ohne die Merkmale von Solitonen, NSR und Pump-peak untersucht, so erhält man eine Standardabweichung des Signalverlaufs von  $5,2 \cdot 10^{-12}$ . Diese beträgt damit mehr als die Hälfte der durchschnittlichen Signalstärke von  $9,6 \cdot 10^{-12}$ . Wird das Signal-Rausch-Verhältnis (SNR) als Verhältnis von mittlerer Signalstärke zur Standardabweichung definiert, so ist das SNR mit 1,84 sehr gering.

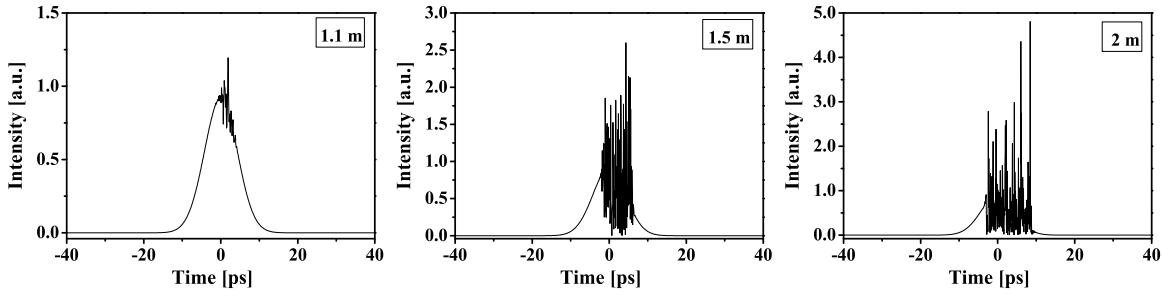
Bei der spektralen Messung der Weißlichtspektren dauert ein vollständiger Messscan mit 1000 Messpunkten über den gesamten Messbereich etwa 2 s (Kap. 4.5.1). Bei einer Pulswiederholrate von 85 MHz wird deshalb pro Messpunkt über 170000 Messwerte gemittelt. Dies führt zu einer Erhöhung des SNR von  $\sqrt{170000} = 412$ . Das SNR der gemessenen Spektren steigt, unabhängig von der wirklichen Signalleistung, um mehr als zwei Größenordnungen. Somit erklären sich die, im Vergleich zu den berechneten Daten, relativ glatten und rauscharmen Spektren. Auf diese Weise konnten anhand der berechneten Spektren Informationen über die Rauscheigenschaften der mittels nichtlinearer Optik generierten ps-Weißlichtspektren gewonnen werden.

### 6.2.2 Zeitlicher Pulsverlauf MSF-1065

Abbildung 6.7 zeigt die Entwicklung des zeitlichen Pulsverlaufs in einer zwei Meter langen MSF-1065 unter Berücksichtigung von GVD, HOD, SPM, MI, SS und RS. Die durch die MIs verursachten Modulationen beginnen etwa bei 1,0 m und nehmen dann mit zunehmender Ausbreitungsstrecke zu. Ein Vergleich der spektralen und zeitlichen Pulsentwicklung ergibt, dass die Modulationen etwa ab der Distanz nachweisbar sind, ab der die kaskadenartige Generation der MI-Seitenbänder anwächst.

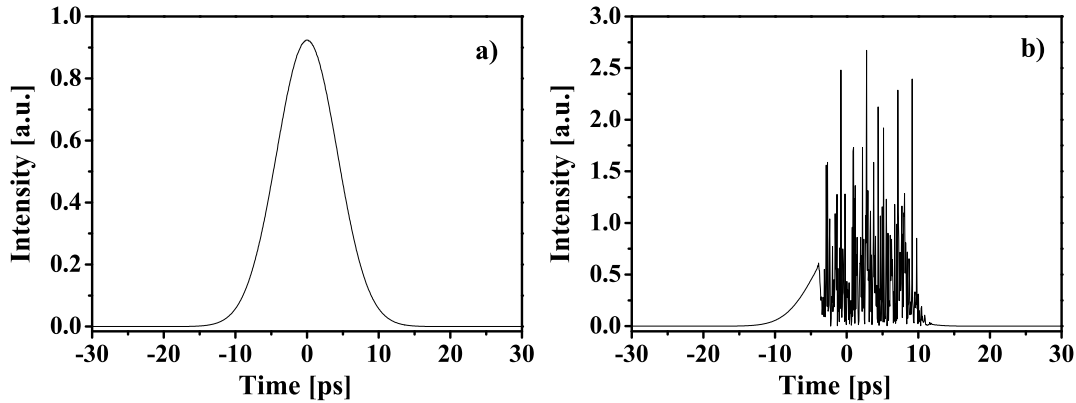
Einige ausgesuchte Peaks des deutlich degradierten Pulsverlaufs zeichnen sich durch ein relativ stabiles Verhalten aus und unterliegen nicht den extremen Schwankungen wie andere Komponenten. Es wird vermutet, dass es sich dabei um neu entstandene Solitonenpulse handelt.

Den Einfluss der einzelnen Effekte auf den zeitlichen Pulsverlauf zeigt Abb. 6.8. Im Vergleich zum Pumpimpuls am Fasereingang (Abb. 6.8(a)), kommt es, äquivalent zu



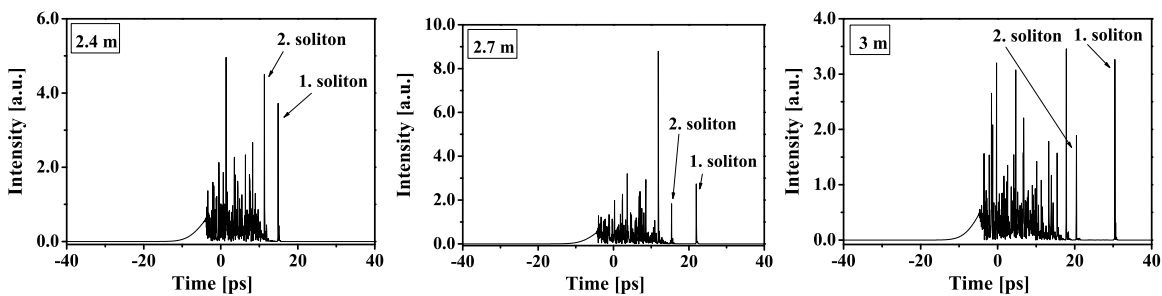
**Abb. 6.7:** Entwicklung des zeitlichen Pulsverlaufs mit zunehmender Ausbreitungsdistanz in einer 2 m langen MSF-1065 unter Berücksichtigung von GVD, HOD, SPM, MI, SS und RS.

den spektralen Ergebnissen, ohne HOD zu keiner Veränderung des Pulsverlaufs (ohne Abb.). Erst mit Berücksichtigung der HOD zeigen sich starke Modulationen (Abb. 6.8(b)).



**Abb. 6.8:** Zeitlicher Pulsverlauf am Fasereingang (a) und nach 2 m Propagation in MSF-1065 unter Berücksichtigung von GVD, SPM, MI, SS, RS und HOD (b).

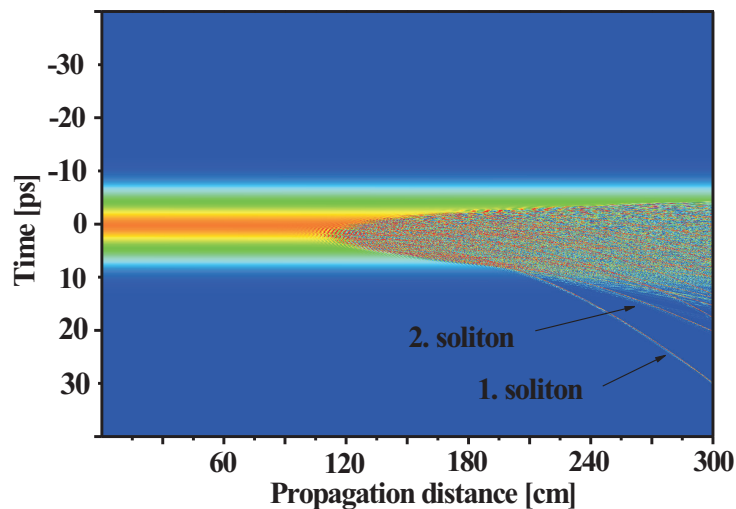
Betrachtet man die Pulsentwicklung auf den letzten 60 cm einer drei Meter langen MSF-1065, so lassen sich die beiden in den spektralen Berechnungen nachgewiesenen Solitonen auch im Zeitbereich zweifelsfrei detektieren und können einander zugeordnet werden (Abb. 6.9). Dabei beträgt die Pulsdauer vom ersten Soliton etwa 70 fs. Damit ist die Pulsdauer etwa zwei Größenordnungen geringer als bei dem Pumpimpuls (10 ps).



**Abb. 6.9:** Entwicklung des zeitlichen Pulsverlaufs auf den letzten 60 cm einer 3 m langen MSF-1065 unter Berücksichtigung von GVD, HOD, SPM, MI, SS und RS.

Die Solitonenpulse entfernen sich mit zunehmender Ausbreitungsdistanz vom ursprünglichen Pumpimpuls. In Übereinstimmung mit den Aussagen zur Pulsausbreitung im anomalen Dispersionsbereich (Kap. 2.2) laufen die Solitonen, deren Mittenwellenlänge sich allmählich ins Langwellige verschiebt, dem Pumpimpuls zeitlich zunehmend hinterher.

Diese Aussagen lassen sich anhand von Abb. 6.10 eindrucksvoll veranschaulichen. Hier ist die Entwicklung des zeitlichen Pulsverlaufs zweidimensional dargestellt. Die Intensität ist wiederum in Falschfarben kodiert. Blau entspricht einer niedrigen und Rot einer hohen Intensität. Der Beginn und die Zunahme der Pulsdegradation aufgrund der verstärkten MIs sowie die Abspaltung der Solitonenpulse ist deutlich zu erkennen. Bei genauerer Betrachtung lassen sich weitere Einzelpulse nachweisen, de-



**Abb. 6.10:** Entwicklung des zeitlichen Pulsverlaufs in einer 3 m langen MSF-1065 unter Berücksichtigung von GVD, HOD, SPM, MI, SS und RS. Die spektrale Intensität ist in Falschfarben kodiert (Rot  $\hat{=}$  hohe Intensität).

ren zeitliche Verzögerungen gegenüber dem degradierten Rest des Ursprungspulses ebenfalls zunehmen.

## 6.3 Zusammenfassung

Die Simulationsergebnisse lassen sich wie folgt interpretieren:

Bei der Pulsausbreitung eines 10 ps-Pulses mit einer Mittenwellenlänge von 1064 nm in einer zwei Meter langen MSF-1065 mit einer Nulldispersionswellenlänge (ZDW) von 1065 nm kommt es zu einer nur geringen Verbreiterung durch Selbstphasenmodulation (SPM). Dies deckt sich mit den Messergebnissen: Bei allen untersuchten MSFs kam es durch SPM selbst bei hohen Pumpleistungen zu Verbreiterungen von maximal 2-3 nm (Kap. 5.1).

Der Verbreiterungsprozess kann in Abhängigkeit von der Ausbreitungsdistanz (oder einer Erhöhung der Eingangsleistung) in zwei Phasen unterteilt werden:

Zu Beginn verursachen verstärkte Modulationsinstabilitäten (MIs) symmetrisch um die Pumpwellenlänge angeordnete Seitenbänder. Mit zunehmender Distanz wächst die Intensität der Seitenbänder an. Die Rechnungen belegen, dass zur Erfüllung der

Phasenanpassungsbedingung der parametrischen MIs die Dispersionsanteile höherer Ordnung (HOD) berücksichtigt werden müssen. Dies gilt speziell für den Bereich der ZDW.

Die Gruppengeschwindigkeitsdispersion (GVD) ist in der Umgebung der ZDW verschwindend gering, und es dominiert die HOD. Damit bestimmen die HOD-Anteile die Wellenleiterdispersion. Deren Beitrag zur Wellenzahlfehlanpassung aus Glg. 2.65 kann die Fehlanpassungen, die sich aus der Materialdispersion und der Nichtlinearität (SPM) ergeben, kompensieren (Kap. 2.5 und 2.6). Auf diese Weise lässt sich die Phasenanpassungsbedingung für die MIs erfüllen.

Mit fortschreitender Ausbreitungsstrecke des Pulses nehmen die MIs zu. Dies führt in einem Kaskadenprozess zur Ausbildung weiterer Seitenbänder. Daraus resultiert ein erstes extrem verbreitertes Spektrum. Ab diesem Punkt lassen sich im zeitlichen Pulsverlauf Modulationen nachweisen. Es kommt zur Bildung von solitonischen Subpulsen. Diese besitzen Pulsdauern von unter 100 fs und sind damit deutlich kürzer als die Anregungspulse. In einiger Entfernung von der ZDW bestimmt die GVD die Wellenleiterdispersion und ermöglicht somit in Verbindung mit SPM Phasenanpassung für die MI-Prozesse. Obwohl die SPM nicht direkt eine starke Verbreiterung verursacht, so gewährleistet sie doch die Phasenanpassung für die MIs.

Die kaskadenartige Ausprägung der MIS ist der initiiierende Prozess für die Weißlichterzeugung. Dieses Verhalten wird durch die Messdaten bestätigt.

Nach einer gewissen Ausbreitungsstrecke in der Faser verschlechtert sich die Phasenanpassung für die MIs. Insbesondere die äußeren Seitenbänder verschwinden und ein zunehmender Untergrund macht sich bemerkbar. Dabei verschmälert sich das Spektrum. Es zeichnet sich jetzt, abgesehen vom Pumpeak, durch einen relativ glatten Verlauf mit nur geringen Modulationen aus. Die Fluktuationen der spektralen Intensität haben allerdings deutlich zugenommen.

Nachdem die Wirkung der MIs nachgelassen hat, bewirken verschiedene Wechselwirkungsprozesse in der zweiten Phase der Verbreiterung eine erneute Zunahme der spektralen Breite: Bei längeren Ausbreitungsstrecken nimmt der Einfluss der stimulierten Raman-Streuung (SRS) zu. Die Auslösung der SRS wird durch die generierten MI-Anteile, die im Verstärkungsbereich der SRS liegen, begünstigt. Außerdem nimmt die Unterdrückung der SRS durch die bisher dominierenden MIs ab (Kap. 2.6). Die Konkurrenz zwischen MIs und SRS konnte durch die Messergebnisse belegt werden.

Durch den Solitonselffrequenzshift (SSFS) von neu entstandenen Subpulsen kommt es zu einer Verbreiterung in den langwelligen Spektralbereich. In diesem Bereich stimmen die berechneten und gemessenen Spektren gut überein. Solche solitonischen Pulse, deren Mittenwellenlängen sich allmählich verschieben, ließen sich anhand von MSF-975 zweifelsfrei nachweisen.

Gleichzeitig mit der Erzeugung der solitonischen Einzelpulse kommt es zur Herausbildung einer weiteren Strahlung. Diese besitzt im Vergleich zur Anregungswellenlänge kürzere Wellenlängen und zeichnet sich durch dispersive, nichtsolitonische Eigenschaften aus. Die Solitonpulse und die nichtsolitonische Strahlung (NSR) stehen in einer kontinuierlichen Wechselwirkung.

Die berechneten NSR-Wellenlängen verschieben sich in den kurzwelligen Spektralbereich und verbreitern dadurch ebenfalls das Spektrum. Hier stimmen Rechnung und Messdaten nicht überein. Obwohl die Betrachtungen zur relativen Gruppenverzögerung

rung der einzelnen MSFs die Erzeugung von NSR vermuten ließen, konnte diese, außer bei MSF-975, nicht zweifelsfrei detektiert werden.

Es zeigt sich, dass die berechneten Spektren deutliche Fluktuationen der spektralen Intensität aufweisen. Dies wurde von einer anderen Arbeitsgruppe experimentell bestätigt [101] und unterstützt die Aussagen aus Kap. 5.4.





# 7 Einsatz in der Kohärenz- tomographie

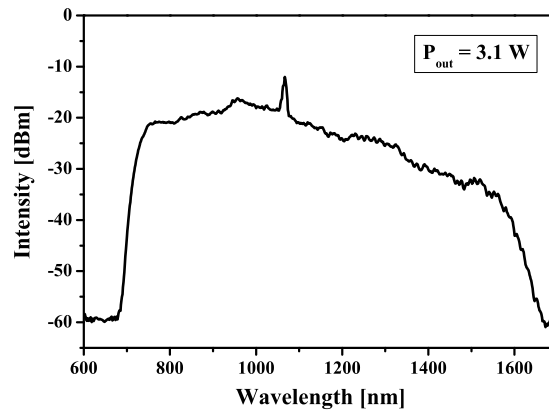
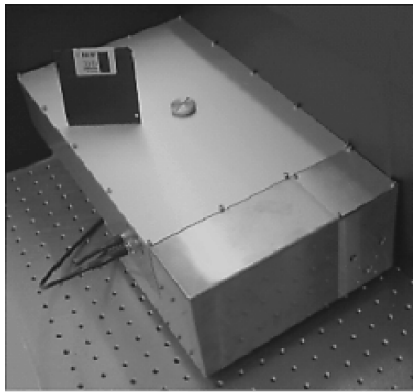
Ausgehend von den Untersuchungen zur ps-Weißlichterzeugung ist in Zusammenarbeit mit der JENOPTIK LASER, OPTIK, SYSTEME GMBH (Jenoptik) eine kompakte Weißlichtstrahlungsquelle entwickelt und realisiert worden [104]. Diese wurde in einem Aufbau zur optischen Kohärenztomographie (OCT) getestet. Die Experimente sind in enger Zusammenarbeit mit den Mitarbeitern der Arbeitsgruppe für Optische Kohärenztomographie des Instituts für medizinische Physik der Universität Wien unter Leitung von Prof. W. Drexler durchgeführt worden. Hier wurden alle OCT-relevanten Arbeiten, wie die Probenbereitstellung und OCT-Messungen, durch die Mitarbeiter von Prof. W. Drexler vorgenommen.

Die prinzipielle Wirkungsweise eines OCT-Aufbaus ist in Kap. 2.10 kurz beschrieben. Weitergehende Informationen findet man zum Beispiel in [13, 56, 57]. Bei der OCT werden mit einem Weißlichtinterferometer die Stärke und die Zeitverzögerung der aus verschiedenen Tiefenschichten eines Materials oder biologischen Gewebes zurückgestreuten oder -reflektierten Lichtes gemessen. Aufgrund der geringen Kohärenz der Lichtquelle wird bei der Verschiebung der Referenzebene durch die Probe nur in einem eingeschränkten Bereich ein messbares Interferenzsignal erreicht. Damit ist eine Differenzierung der einzelnen Schichtstrukturen möglich.

Eine zwei- oder dreidimensionale Darstellung der Gewebestruktur erhält man, indem man die Probe nach jedem Tiefenscan transversal verschiebt und die so generierten Messdaten entsprechend aneinanderfügt. Die transversale Auflösung ergibt sich aus der Fokusgröße im Gewebe, während die longitudinale oder Tiefenauflösung durch die Bandbreite und Wellenlänge der Strahlungsquelle bestimmt wird. Mithilfe von Titan-Saphir-Ultrakurzpulslasern (Pulsdauer  $< 10$  fs) sind bei einer Wellenlänge von 800 nm bereits Tiefenaufösungen von  $2,0 \mu\text{m}$  in Luft und  $1,4 \mu\text{m}$  in organischem Gewebe erreicht worden [57].

Die Aufgabe bestand in der Entwicklung einer geeigneten Strahlungsquelle für die OCT. Dazu wurde von Jenoptik im Zuge einer Kooperation (BMBF-Verbundprojekt *Femtosekundentechnologie-Messtechnik*) ein sehr kompakter ( $50 \text{ cm} \times 25 \text{ cm} \times 20 \text{ cm}$ ) und robuster ps-Anregungslaser hergestellt (Abb. 7.1, linke Seite).

Der Laser erreichte eine Ausgangsleistung von 6,0 W und emittierte bei einer Wellenlänge von 1064 nm ps-Pulse mit einer Pulsdauer von 9,4 ps. Die Pulswiederholrate betrug 120 MHz. Der  $M^2$ -Wert der Ausgangsstrahlung war besser als  $1,1 \pm 0,13$ . Das Licht des Lasers wurde mithilfe einer asphärischen Linse mit der Brennweite  $f = 4,5 \text{ mm}$  in eine drei Meter lange MSF vom Typ MSF-1065 eingekoppelt.



**Abb. 7.1:** Kompakter ps-Pumplaser (links) und Weißlichtspektrum einer 3 m langen MSF-1065 (rechts).

Das Weißlicht dieser Faser zeigte in den Untersuchungen die breiteste spektrale Verteilung mit den geringsten Modulationen. Die MSF wurde mit drei Metern länger gewählt als bei den Experimenten zur ps-Weißlichterzeugung. Damit sollte herausgefunden werden, ob sich durch eine längere Faser eine bessere Umwandlung von Pumplicht in breitbandige Strahlung erreichen lässt. Dies würde zu einer Verminderung des Intensitätsmaximums bei der Pumpwellenlänge im Weißlichtspektrum führen. Auf der anderen Seite nimmt bei einer längeren Faser das Intensitätsrauschen des Weißlichtes zu.

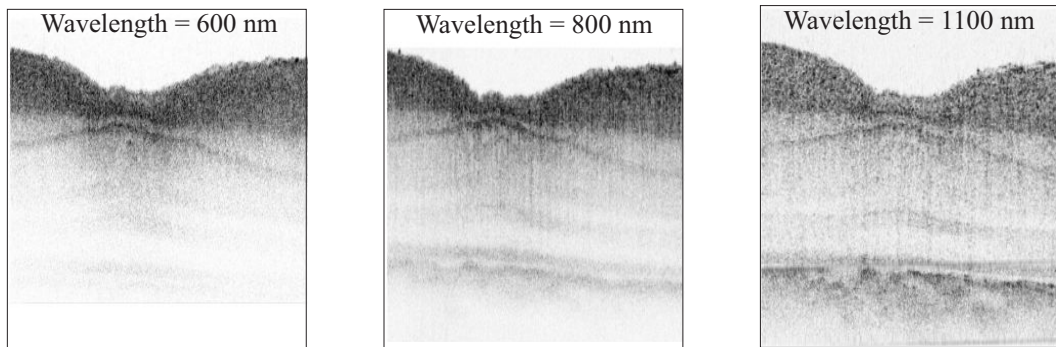
Ein kontinuierlicher Abschwächer für die Pumpstrahlung sowie eine  $\lambda/2$ -Wellenplatte zur Anpassung der Eingangspolarisationsorientierung an die PHAs der MSF befanden sich zusätzlich im Strahlengang. Um eine stabile Fasereinkopplung bei hohen Pumpleistungen zu gewährleisten, ist das entsprechende Faserende in eine Glaskapillare eingeklebt worden.

Die rechte Seite von Abb. 7.1 zeigt das generierte Weißlichtspektrum. Die spektrale Verteilung reicht, bei einer Ausgangsleistung von 3,1 W, von 700 nm bis 1650 nm. Der Pumppeak konnte durch die längere Faser nicht signifikant verringert werden. Bevor das Licht in das OCT-Gerät eingekoppelt wurde, ist ein 350 nm breiter Spektralbereich um die Wellenlänge von 1100 nm herausgefiltert worden. Die hohe Intensität bei der Pumpwellenlänge konnte im Vergleich zum restlichen Spektrum mittels eines Polarisators am Faserausgang vermindert werden, so dass die gesamten Modulationen des Spektrums nicht mehr als 2 dB betragen.

In Abb. 7.2 sind die OCT-Tiefenschnittbilder der Netzhaut (*retina*) eines Affen mit der Sehgrube (*fovea centralis*) in der Mitte dargestellt.<sup>1</sup> Bei den *ex vivo* Untersuchungen wurden Strahlungsquellen mit verschiedenen Mittenwellenlängen eingesetzt [105]. Die rechte Aufnahme von Abb. 7.2 entstand unter Verwendung der oben beschriebenen, neu entwickelten Weißlichtquelle. Für die einzelnen Anregungswellenlängen ergaben sich die folgenden Signal-Rausch-Verhältnisse: 95 dB bei 600 nm, 104 dB bei 800 nm und 99 dB bei 1100 nm. Die Tiefenaufösungen betragen  $1,3 \mu\text{m}$  bei 600 nm,  $0,9 \mu\text{m}$  bei 800 nm und  $1,2 \mu\text{m}$  bei 1100 nm (ultra-hochauflösende OCT).

Anhand der Bilder zeigt sich ein großer Vorteil bei Verwendung einer zentralen

<sup>1</sup>Die Bilder sind freundlicherweise von der Arbeitsgruppe Prof. W. Drexlers des Instituts für medizinische Physik der Universität Wien zur Verfügung gestellt worden.



**Abb. 7.2:** Mit verschiedenen Anregungswellenlängen gemessene OCT-Schnittbilder einer Affennetzhaut. Die rechte Aufnahme entstand mit der hier beschriebenen ps-Weißlichtquelle [105]. © Institut für medizinische Physik, Universität Wien.

Anregungswellenlänge von 1100 nm: Wasser besitzt bei 1060 nm ein Absorptionsminimum. Bedingt durch die geringere Abschwächung des Messsignals in den oberen Schichten kann das Licht etwa  $400\ \mu\text{m}$  und damit tiefer in die Netzhaut eindringen. Das bedeutet, dass sich insbesondere die Aderhaut-Bereiche (*choroidea*) unterhalb der oberen Epithelschichten, in denen die Blutversorgung der Netzhaut stattfindet, darstellen lassen. Somit sollten sich Defekte oder Degenerationen in diesem für die Netzhaut wichtigen Bereich frühzeitig erkennen und geeignet behandeln lassen. Eine solche Sichtbarmachung der blutversorgenden Netzhautbereiche war mit den kurzwelligeren Strahlungsquellen bisher nicht möglich. Aufgrund der guten Auflösung der tieferen Netzhautschichten scheint der Wellenlängenbereich um 1100 nm sehr vielversprechend für die ultra-hochauflösende OCT [106, 107].

Als Nachteil der ps-Weißlichtquelle erwies sich das relativ hohe Rauschniveau sowie die noch nicht langzeitstabile Fasereinkopplung. Um ein gutes Signal-Rausch-Verhältnis zu erreichen, war es notwendig, mit einer höheren Leistung (11 mW) als bei den anderen Strahlungsquellen zu arbeiten.



## 8 Zusammenfassung

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit ist es erstmals gelungen, mit einem ps-Pumplaser Weißlicht mit einer spektralen Breite von mehr als einer optischen Oktave in einer mikrostrukturierten Faser (MSF) bei einer Pumpwellenlänge von 1064 nm zu generieren. Im Ergebnis der theoretischen Überlegungen wurde dazu die Nulldispersionswellenlänge (Dispersion der Gruppengeschwindigkeit = 0) einer MSF an eine der gebräuchlichsten Laserwellenlängen angepasst. Es ließ sich, abgesehen von nichtkonvertierten Resten der Pumpstrahlung, ein unstrukturiertes und zeitlich stabiles Weißlichtspektrum von 700 nm bis 1650 nm generieren. Die maximale Ausgangsleistung dieser Weißlichtstrahlung betrug 3,1 W. Ein noch breitbandigeres Spektrum von 550 nm bis 1650 nm ergab sich mithilfe einer MSF mit einer Nulldispersionswellenlänge von 975 nm. In diesem Fall wies das Weißlichtspektrum allerdings einen spektralen Einbruch im Bereich der Nulldispersionswellenlänge auf.

Zur Vorbereitung der experimentellen Untersuchungen wurden verschiedene dispersive und nichtlinear optische Effekte, die bei der Weißlichterzeugung eine Rolle spielen können, ausführlich theoretisch untersucht. Die einzelnen Prozesse wurden hinsichtlich ihrer physikalischen Mechanismen und ihres Einflusses auf die Weißlichterzeugung detailliert analysiert. Dazu war ebenfalls eine umfangreiche Aufarbeitung der Literatur zu der Wirkungsweise und den Eigenschaften von mikrostrukturierten Fasern mit einem festen Faserkern erforderlich. Somit war es letztendlich möglich, die Messdaten anhand von zusätzlichen Berechnungen und theoretischen Untersuchungen zu interpretieren.

Im Einzelnen wurde intensives Weißlicht in vier verschiedenen MSFs erzeugt. Diese unterschieden sich in ihrer Geometrie und damit in ihrer Nulldispersionswellenlänge und Nichtlinearität. Es wurde die Breite und spektrale Verteilung der Weißlichtspektren in Abhängigkeit von der Eingangsleistung gemessen. Insbesondere ist die Entwicklung der Weißlichtspektren mit steigender Eingangsleistung experimentell untersucht worden. Der Einfluss der Polarisations-eigenschaften der Fasern auf die Weißlichterzeugung wurde ebenfalls bestimmt.

Für den Erfolg der Versuche war es notwendig, eine geeignete Fasereinkopplung zu entwerfen. Damit konnten sehr gute Einkoppeleffizienzen von maximal 62 % erzielt werden. Die Anregung und Emission der Fasermoden erfolgte in der transversalen Grundmode  $TEM_{00}$ , so dass sich das Weißlicht zum Teil durch die bestmögliche Strahlqualität auszeichnete. Die Messungen ergaben, dass die Weißlichtstrahlung durch einen räumlichen transversalen Chirp gekennzeichnet war.

Schließlich konnte gezeigt werden, dass sich extrem breite Spektren mit Anteilen im sichtbaren Spektralbereich (VIS) erzeugen lassen, wenn die Pumpwellenlänge im anomalen Dispersionsbereich oder in der Nähe der Nulldispersionswellenlänge der MSF

liegt. Der Abstand von der Nulldispersionswellenlänge sollte dabei nicht mehr als 100 nm betragen. War die Pumpwellenlänge weiter von der Nulldispersionswellenlänge entfernt ( $\approx 300$  nm), konnte keine breitbandige Strahlung im sichtbaren Spektralbereich nachgewiesen werden. Ein Weißlichtspektrum, welches den gesamten VIS-Bereich abdeckte, ließ sich mit dem ps-Laser aus den ermittelten Gründen nicht generieren.

Es hat sich herausgestellt, dass man sehr intensive breitbandige Spektren erhält, wenn die Eingangspolarisation nicht in Richtung der Polarisationshauptachsen der MSF orientiert ist. War dies der Fall, so besaß das emittierte Weißlicht eine elliptische Polarisation. Der für die Erzeugung sehr breitbandiger, intensiver Weißlichtspektren optimale Winkel zwischen Eingangspolarisation und Polarisationshauptachsen war von Faser zu Faser verschieden und hing stark von den Doppelbrechungseigenschaften der jeweiligen MSF ab.

Anhand von Autokorrelationsmessungen der emittierten Weißlichtpulse konnte nachgewiesen werden, dass sich mit der Herausbildung der breitbandigen Weißlichtspektren auch zu einer Änderung der zeitlichen Pulsverläufe der Ausgangsstrahlung kommt.

Für die Interpretation der experimentellen Ergebnisse ist die Pulsausbreitung der ps-Pumpulse in einer dispersiven, nichtlinear optischen Faser berechnet worden. Dazu wurde die verallgemeinerte nichtlineare Schrödinger-Gleichung mithilfe der *Split-Step-Fourier-Methode* numerisch gelöst. Durch einen Vergleich der Messdaten mit den Berechnungen lässt sich die Entwicklung der hier beschriebenen und mittels nichtlinear optischer Effekte erzeugten Weißlichtspektren wie folgt erklären:

In einer ersten Phase tragen hauptsächlich verstärkte Modulationsinstabilitäten zur spektralen Verbreiterung bei. Dabei handelt es sich um einen Prozess, bei dem es speziell im anomalen Dispersionsbereich zur nichtlinearen Verstärkung von geringen Störsignalen, zum Beispiel von Rauschimpulsen, kommt. In der nichtlinearen Optik führt dieser Effekt zur Wechselwirkung von mehreren optischen Feldern und damit zur Herausbildung von neuen Frequenzbändern.

Durch Kaskadenprozesse leiten die Modulationsinstabilitäten die extreme spektrale Verbreiterung ein. Dabei werden, ausgehend vom Pumpimpuls, zusätzliche neue Einzelpulse mit sehr kurzen Pulsdauern von unter 100 fs generiert. Diese besitzen annähernd die Eigenschaften von fundamentalen Solitonen. Die Phasenanpassung für die parametrische Wechselwirkung der Modulationsinstabilitäten wird durch die Gruppengeschwindigkeitsdispersion, Dispersion höherer Ordnung sowie Selbstphasenmodulation gewährleistet. Mit den Simulationsergebnissen konnte gezeigt werden, dass insbesondere bei der Anregung im Bereich der Nulldispersionswellenlänge einer MSF die Dispersionsanteile höherer Ordnung nicht vernachlässigt werden dürfen.

In der zweiten Phase der Verbreiterung dominieren die stimulierte Raman-Streuung und die Solitoneffekte. So kommt es durch die Verschiebung der Mittenwellenlängen der neu erzeugten Solitonenpulse zu einer Verbreiterung in den langwelligen Spektralbereich. Dieser Effekt beruht darauf, dass die kurzwelligen Anteile des Solitonenspektrums über den Prozess der stimulierten Raman-Streuung kontinuierlich die eigenen langwelligen Komponenten verstärken. Im langwelligen Spektralbereich stimmen die berechneten und gemessenen Spektren gut überein.

Gleichzeitig mit der Erzeugung der solitonischen Einzelpulse kommt es zur Herausbildung einer weiteren Strahlung. Diese besitzt, im Vergleich zur Anregungswellenlänge, eine kürzere Wellenlänge und zeichnet sich durch dispersive, nichtsolitoni-

sche Eigenschaften aus. Die Solitonenpulse und die nichtsolitonische Strahlung stehen in einer kontinuierlichen Wechselwirkung. In dem Maße, wie sich die Wellenlängen der Solitonenpulse in das Langwellige verschieben, ändern sich die Wellenlängen der nichtsolitonischen Strahlung und werden kurzwelliger. Letztendlich erhält man durch diese spektrale Verbreiterung sowohl in den langwelligen wie auch in den kurzwelligen Spektralbereich extrem breitbandige Weißlichtspektren. Die nichtsolitonische Strahlung ließ sich bei der MSF mit einer Nulldispersionswellenlänge von 975 nm in den spektralen Messungen eindeutig detektieren. Allerdings wichen für die MSF mit einer Nulldispersionswellenlänge von 1065 nm die berechneten und gemessenen Spektren im kurzwelligen Spektralbereich deutlich voneinander ab. Die berechneten Spektren sagten eine deutlich breitere spektrale Verteilung in diesem Bereich voraus. Die Diskrepanz konnte noch nicht eindeutig geklärt werden.

Im Gegensatz zu der Weißlichterzeugung mit fs-Anregungspulsen wurde anhand der experimentellen und theoretischen Untersuchungen nachgewiesen, dass Selbstphasenmodulation bei der ps-Weißlichterzeugung nur einen geringen direkten Anteil am Verbreiterungsprozess trägt. Von entscheidender Bedeutung ist dagegen der Beitrag der Selbstphasenmodulation zur Gewährleistung der Phasenanpassung der Modulationsinstabilitäten.

Durch die Simulationen ergaben sich weitere zusätzliche Erkenntnisse: Die berechneten ps-Weißlichtspektren zeichnen sich demnach durch teilweise starke Amplitudenfluktuationen aus. Die Ursache dafür liegt in der Vielzahl der an der Weißlichterzeugung beteiligten nichtlinear optischen Verstärkungsprozesse. Im Gegensatz zu den Berechnungen findet bei den spektralen Messungen der Spektren, bedingt durch den Messprozess, eine zeitliche Mittelung über viele Weißlichtpulse statt. Auf diese Weise werden die Schwankungen der Amplitude größtenteils herausgemittelt, und man erhält relativ glatte Spektren mit einem nur geringen Amplitudenrauschen.

Auf der Basis der theoretischen und experimentellen Untersuchungsergebnisse wurde in Kooperation mit der JENOPTIK LASER, OPTIK, SYSTEME GMBH eine kompakte ps-Weißlichtstrahlungsquelle als Gerät entwickelt. Dieses wurde in verschiedenen Kohärenztomographiemessungen am Institut für medizinische Physik der Universität Wien unter Leitung von Prof. W. Drexler eingesetzt. Für die Untersuchungen wurde ein spektraler Bereich von 350 nm um die Mittenwellenlänge von 1100 nm aus dem Weißlichtspektrum herausgefiltert. Damit ließen sich Schnittbilder einer Affennetzhaut mit einer sehr hohen Eindringtiefe von etwa 1,0 mm und einer sehr guten Tiefenauflösung von  $1,2 \mu\text{m}$  (ultra-hochauflösende OCT) im Gewebe erzeugen. Dies ermöglichte die Darstellung der tieferliegenden blutversorgenden Schichten der Retina. Nachteilig wirkte sich bei den Kohärenztomographiemessungen das Amplitudenrauschen der ps-Weißlichtquelle aus.

Zusammenfassend kann festgestellt werden: Auch mithilfe von ps-Anregungspulsen lassen sich in mikrostrukturierten Fasern extrem breitbandige Weißlichtspektren erzeugen. Die intensive Weißlichtstrahlung zeichnet sich durch eine hohe mittlere Leistung von mehr als 2 W und eine spektrale Bandbreite von mehr als einer optischen Oktave aus. Zwei nach diesem Prinzip funktionierende Weißlichtstrahler werden mittlerweile durch die Firmen FIANIUM LTD. und KOHERAS A/S kommerziell vertrieben. Hier dienen faserbasierte Oszillator-Verstärkersysteme als Anregungslaser.





# Literaturverzeichnis

- [1] J.C. Knight, T.A. Birks, P.St.J. Russell, and D.M. Atkin. All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding. *Opt. Lett.*, Vol. 21, No. 19, October 1996.
- [2] J.C. Knight, T.A. Birks, P.St.J. Russell, and J.P. de Sandro. Properties of photonic crystal fiber and the effective index model. *J. Opt. Soc. Am. A*, Vol. 15, No. 3, March 1998.
- [3] J.C. Knight, T.A. Birks, R.F. Cregan, P.St.J. Russell, and J.P. de Sandro. Photonic crystals as optical fibres - physics and applications. *Optical Materials*, Vol. 11, 141-151, January 1999.
- [4] T.A. Birks, J.C. Knight, and P.St.J. Russell. Endlessly single-mode photonic crystal fiber. *Opt. Lett.*, Vol. 22, No. 13, July 1997.
- [5] R.L. Fork, C.H. Brito Cruz, P.C. Becker, and C.V. Shank. Compression of optical pulses to six femtoseconds by using cubic phase compensation. *Opt. Lett.*, Vol. 12, p. 483, 1987.
- [6] M.S. Pshenichnikov, W.P. de Boeij, and D.A. Wiersma. Generation of 13-fs, 5-mw pulses from a cavity-dumped ti:sapphire laser. *Opt. Lett.*, Vol. 19, p. 572, 1994.
- [7] V.P. Kalosha and J. Herrmann. Self-phase modulation and compression of few-optical-cycle pulses. *Phys. Rev. A*, Vol. 62, 011804, June 2000.
- [8] J.K. Ranka, R.S. Windeler, and A.J. Stentz. Visible continuum generation in air-silica microstructure optical fibers with anomalous dispersion at 800 nm. *Opt. Lett.*, Vol. 25, No. 1, January 2000.
- [9] I. Hartl, X.D. Li, C. Chudoba, R.K. Ghanta, T.H. Ko, J.G. Fujimoto, R.K. Ranka, and R.S. Windeler. Ultrahigh-resolution optical coherence tomography using continuum generation in an air-silica microstructure optical fiber. *Opt. Lett.*, Vol. 26, No. 9, May 2001.
- [10] R. Holzwarth, M. Zimmermann, Th. Udem, T.W. Hänsch, P. Russbüldt, K. Gäbel, R. Poprawe, J.C. Knight, W.J. Wadsworth, and P.St.J. Russell. White-light frequency comb generation with a diode-pumped Cr:LiSAF laser. *Opt. Lett.*, Vol. 26, No. 17, September 2001.

- [11] W.J. Wadsworth, A. Ortigosa-Blanch, J.C. Knight, T.A. Birks, T.-P. Martin Man, and P.St.J. Russell. Supercontinuum generation in photonic crystal fibers and optical tapers: a novel light source. *J. Opt. Soc. Am. B*, Vol. 19, No. 9, September 2002.
- [12] A. Apolonski, B. Považay, A. Unterhuber, W. Drexler, W.J. Wadsworth, J.C. Knight, and P.St.J. Russell. Spectral shaping of supercontinuum in a cobweb photonic-crystal fiber with sub-20-fs pulses. *J. Opt. Soc. Am. B*, Vol. 19, No. 9, September 2002.
- [13] J.G. Fujimoto, M. Brenzinski, W. Drexler, I. Hartl, F. Kärtner, Xingdi Li, and U. Morgner. In *Ultrafast Lasers. Technology and Applications*. Marcel Dekker, Inc., New York, 2003.
- [14] T. Dresel, G. Häusler, and H. Venzke. Three-dimensional sensing of rough surfaces by coherence radar. *Appl. Opt.*, Vol. 31, No. 7, March 1992.
- [15] M. Bail, G. Häusler, J.M. Herrmann, M.W. Lindner, and R. Ringler. Optical coherence tomography with the “Spectral Radar” - Fast optical analysis in volume scatterers by short coherence interferometry. *Opt. Lett.*, Vol. 21, No. 14, July 1996.
- [16] Y. Guo, C.K. Kao, E.H. Li, and K.S. Chiang. *Nonlinear Photonics*. Springer Verlag/The Chinese University Press, Berlin - Heidelberg - Hong Kong, 2002.
- [17] Ernst-Georg Neumann. *Single-Mode Fibers Fundamentals*. Springer Verlag, Berlin - Heidelberg, 1988.
- [18] Govind P. Agrawal. *Nonlinear Fiber Optics*. Academic Press, Inc., San Diego, CA, 1995.
- [19] Robert W. Boyd. *Nonlinear Optics*. Academic Press, Inc., San Diego, CA, 1992.
- [20] Bergmann Schäfer. *Lehrbuch der Experimentalphysik Bd. 3 - Optik*. Walter de Gruyter, Berlin - New York, 1993.
- [21] P.B. Chapple, J. Staromlynska, J.A. Hermann, and T.J. McKay. Single-beam z-scan: Measurement techniques and analysis. *J. of Nonlinear optical Physics and Materials*, Vol. 6, No. 3, January 1997.
- [22] Robert R. Alfano. *The Supercontinuum Laser Source*. Springer Verlag, Berlin - Heidelberg, 1997.
- [23] A.V. Husakou and J. Herrmann. Supercontinuum Generation of Higher-Order Solutions by Fission in Photonic Crystal Fibers. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 87, No. 20, November 2001.
- [24] J. Herrmann, U. Griebner, N. Zhavoronkov, A. Husakou, D. Nickel, J.C. Knight, W.J. Wadsworth, P.St.J. Russell, and G. Korn. Experimental Evidence for Supercontinuum Generation by Fission of Higher-Order Solitons in Photonic Fibers. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 88, No. 17, April 2002.

- [25] Y. Kodama and A. Hasegawa. Nonlinear pulse propagation in a monomode dielectric guide. *IEEE J. Quantum Electron.*, Vol. 23, No. 5, May 1987.
- [26] F. Mitschke. *Glasfasern. Physik und Technologie*. Spektrum Akademischer Verlag, Heidelberg, 2005.
- [27] P.K.A. Wai, C.R. Menyuk, H.H. Chen, and Y.C. Lee. Soliton at the zero-group-dispersion wavelength of a single-mode fiber. *Opt. Lett.*, Vol. 12, No. 8, August 1987.
- [28] F.X. Kärtner. Optische Solitonen: Grundlagen und Anwendungen. *Physik unserer Zeit*, Vol. 26, No. 4, 1995.
- [29] Chinlon Lin, W.A. Reed, A.D. Pearson, Hen-Tai Shang, and P.F. Glodis. Designing single-mode fibres for near-IR (1.1-1.7  $\mu\text{m}$ ) frequency generation by phase-matched four-photon mixing in the minimum chromatic dispersion region. *Electronic Lett.*, Vol. 18, No. 2, January 1982.
- [30] Yijiang Chen. Combined processes of stimulated Raman scattering and four-wave mixing in optical fibers. *J. Opt. Soc. Am. B*, Vol. 7, No. 1, January 1990.
- [31] E.A. Golovchenko and A.N. Pilipetskii. Unified analysis of four-photon mixing, modulational instability, and Raman scattering under various polarization conditions in fibers. *J. Opt. Soc. Am. B*, Vol. 11, No. 1, January 1994.
- [32] K. Tai, A. Hasegawa, and A. Tomita. Observation of Modulational Instability in Optical Fibers. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 56, No. 2, January 1986.
- [33] A. Hasegawa and W.F. Brinkmann. Tunable Coherent IR and FIR Sources Utilizing Modulational Instability. *IEEE J. Quantum Electron.*, Vol. 16, No. 7, July 1980.
- [34] E.A. Golovchenko, P.V. Mamyshev, A.N. Pilipetskii, and E.M. Dianov. Numerical analysis of the Raman spectrum evolution and soliton pulse generation in single-mode fibers. *J. Opt. Soc. Am. B*, Vol. 8, No. 8, August 1991.
- [35] Wolfgang Demtröder. *Laserspektroskopie*. Springer Verlag, Berlin - Heidelberg, 2000.
- [36] R.H. Stolen, J.P. Gordon, W.J. Tomlinson, and H.A. Haus. Raman response function of silica-core fibers. *J. Opt. Soc. Am. B*, Vol. 6, No. 6, June 1989.
- [37] W. Kaiser and W. Maier. In *Laserhandbook III*. North Holland Publ. Comp., Amsterdam, 1972.
- [38] R.L. Fork, C.V. Shank, C. Hirlimann, R. Yen, and W.J. Tomlinson. Femtosecond white-light continuum pulses. *Opt. Lett.*, Vol. 8, No. 1, January 1983.
- [39] G.P. Agrawal and M.J. Potasek. Nonlinear pulse distortion in single-mode optical fibers at the zero-dispersion wavelength. *Phys. Rev. A*, Vol. 33, No. 3, March 1986.

- 
- [40] P. Beaud, W. Hodel, B. Zysset, and H.P. Weber. Ultrashort Pulse Propagation, Pulse Breakup, and Fundamental Soliton Formation in a Single-Mode Optical Fiber. *IEEE J. Quantum Electron.*, Vol. 23, No. 11, November 1987.
- [41] J.N. Elgin, T. Brabec, and S.M.J. Kelly. A perturbative theory of soliton propagation in the presence of third order dispersion. *Opt. Communications*, Vol. 114, 321-328, February 1995.
- [42] F.M. Mitschke and L.F. Mollenauer. Discovery of the soliton self-frequency shift. *Opt. Lett.*, Vol. 11, No. 10, October 1986.
- [43] J.P. Gordon. Theory of the soliton self-frequency shift. *Opt. Lett.*, Vol. 11, No. 10, October 1986.
- [44] K.M. Hilligsøe, H. Nørgaard Paulsen, J. Thøgersen, S.R. Keiding, and J.J. Larsen. Initial steps of supercontinuum generation in photonic crystal fibers. *J. Opt. Soc. Am. B*, Vol. 20, No. 9, September 2003.
- [45] L.F. Mollenauer, R.H. Stolen, and J.P. Gordon. Experimental observation of picosecond pulse narrowing and solitons in optical fibers. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 45, No. 13, September 1980.
- [46] K.J. Blow and D. Wood. Theoretical Description of Transient Stimulated Raman Scattering in Optical Fibers. *IEEE J. Quantum Electron.*, Vol. 25, 2665, December 1989.
- [47] R.H. Stolen and W.J. Tomlinson. Effect of the Raman part of the nonlinear refractive index on propagation of ultrashort optical pulses in fibers. *J. Opt. Soc. Am. B*, Vol. 9, No. 4, April 1992.
- [48] P.M. Goorjian and A. Taflove. Direct time integration of Maxwell's equations in nonlinear dispersive media for propagation and scattering of femtosecond electromagnetic solitons. *Opt. Lett.*, Vol. 17, No. 3, February 1992.
- [49] P.M. Goorjian, A. Taflove, R.M. Joseph, and S.C. Hagness. Computational Modeling of Femtosecond Optical Solitons from Maxwell's Equation. *IEEE J. Quant. Electron.*, Vol. 28, No. 10, October 1992.
- [50] B. Gross and J.T. Manassah. Supercontinuum in the anomalous group-velocity dispersion region. *J. Opt. Soc. Am. B*, Vol. 9, No. 10, October 1992.
- [51] D.L. Marks, A.L. Oldenburg, J.J. Reynolds, and S.A. Boppart. Study of an ultrahigh-numerical-aperture fiber continuum generation source for optical coherence tomography. *Opt. Lett.*, Vol. 27, No. 22, November 2002.
- [52] Hideaki Kano and Hiro-o Hamaguchi. Characterization of a supercontinuum generated from a photonic crystal fiber and its application to coherent Raman spectroscopy. *Opt. Lett.*, Vol. 28, No. 23, December 2003.
- [53] T. Udem, R. Holzwarth, and T.W. Hänsch. Uhrenvergleich auf der Femtosekundenskala. *Physik Journal*, Vol. 1, No. 2, February 2002.

- [54] Th. Udem, R. Holzwarth, and T. W. Hänsch. Optical frequency metrology. *Nature*, Vol. 416, 233-237, March 2002.
- [55] B.M. Hoeling, A.D. Fernandez, R.C. Haskell, E. Huang, W.R. Myers, D.C. Petersen, S.E. Ungersma, R. Wang, M.E. Williams, and S.E. Fraser. An optical coherence microscope for 3-dimensional imaging in developmental biology. *Optics Express*, Vol. 6, No. 7, March 2000.
- [56] J.G. Fujimoto, W. Drexler, U. Morgner, F. Kärtner, and E. Ippen. Optical Coherence Tomography: High Resolution Imaging Using Echoes of Light. *Optics & Photonics News*, p. 25, January 2000.
- [57] W. Drexler. Ultrahigh-resolution optical coherence tomography. *J. Biomed. Opt.*, Vol. 9, No. 1, January/February 2004.
- [58] P.V. Kaiser and H.W. Astle. Low-loss single-material fibers made from pure fused silica. *The Bell System Technical Journal*, Vol. 53, 1021-1039, 1974.
- [59] J.C. Knight, J. Broeng, T.A. Birks, and P.St.J. Russell. Photonic Band Gap Guidance in Optical Fibers. *Science*, Vol. 282, 1476, November 1998.
- [60] T.P. White, R.C. McPhedran, L.C. Botten, G.H. Smith, and C.M. de Sterke. Calculations of air-guided modes in photonic crystal fibers using the multipole method. *Optics Express*, Vol. 9, No. 13, December 2001.
- [61] M.A. van Eijkelenborg, M.C.J. Large, A. Argyros, J. Zagari, S. Manos, N.A. Issa, I. Basset, S. Fleming, R.C. McPhedran, C.M. de Sterke, and N.A.P. Nicorovici. Microstructured polymer optical fibre. *Optics Express*, Vol. 9, No. 7, September 2002.
- [62] A. Argyros, I.M. Bassett, M.A. van Eijkelenborg, M.S.J. Large, J. Zagari, N.A.P. Nicorovici, R.C. McPhedran, and C.M. de Sterke. Ring structures in microstructured polymer optical fibres. *Optics Express*, Vol. 9, No. 13, December 2001.
- [63] H. Han, H. Park, M. Cho, and J. Kim. Terahertz pulse propagation in a plastic photonic crystal fiber. *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 80, No. 15, April 2002.
- [64] J. Limpert, T. Schreiber, S. Nolte, H. Zellmer, A. Tünnermann, R. Iliew, F. Lederer, J. Broeng, G. Vienne, A. Petersson, and C. Jakobsen. High-power air-clad large-mode-area photonic crystal fiber laser. *Optics Express*, Vol. 11, No. 7, April 2003.
- [65] G. Bouwmans, F. Luan, J. Knight, P.St.J. Russell, L. Farr, B. Mangan, and H. Sabert. Properties of a hollow-core photonic bandgap fiber at 850 nm wavelength. *Optics Express*, Vol. 11, No. 14, July 2003.
- [66] T. Ritari, J. Tuominen, H. Ludvigsen, J. Petersen, T. Sørensen, T. Hansen, and H. Simonsen. Gas sensing using air-guiding photonic bandgap fibers. *Optics Express*, Vol. 12, No. 17, August 2004.
- [67] <http://www.crystal fibre.com>.

- [68] Zhaoming Zhu and T.G. Brown. Analysis of the space filling modes of photonic crystal fibers. *Optics Express*, Vol. 8, No. 10, May 2001.
- [69] A. Ferrando, E. Silvestre, J.J. Miret, P. Andrés, and M.V. Andrés. Full-vector analysis of a realistic photonic crystal fiber. *Opt. Lett.*, Vol. 24, No. 5, March 1999.
- [70] M. Midrio, M.P. Singh, and C.G. Someda. The space filling mode of holey fibers: an analytical vectorial solution. *J. Lightwave Techn.*, Vol. 18, 1031, November 2000.
- [71] D. Mogilevtsev, T.A. Birks, and P.St.J. Russell. Group-velocity dispersion in photonic crystal fibers. *Opt. Lett.*, Vol. 23, No. 21, November 1998.
- [72] P. Petropoulos, T.M. Monro, W. Belardi, K. Furusawa, J.H. Lee, and D.J. Richardson. 2r-regenerative all-optical switch based on a highly nonlinear holey fiber. *Opt. Lett.*, Vol. 26, No. 16, August 2001.
- [73] T. Hasegawa, E. Sasaoka, M. Onishi, M. Nishimura, Y. Tsuji, and M. Koshiba. Hole-assisted lightguide fiber for large anomalous dispersion and low optical loss. *Optics Express*, Vol. 9, No. 13, December 2001.
- [74] M.D. Nielsen, N.A. Mortensen, J.R. Folkenberg, and A. Bjarklev. Mode-field radius of photonic crystal fibers expressed by the  $v$  parameter. *Opt. Lett.*, Vol. 28, No. 23, December 2003.
- [75] N.A. Mortensen, J.R. Folkenberg, P.M.W. Skovgaard, and J. Broeng. Numerical Aperture of Single-Mode Photonic Crystal Fibers. *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 14, No. 8, August 2002.
- [76] M.J. Gander, R. McBride, J.D.C. Jones, T.A. Birks, J.C. Knight, P.St.J. Russell, P.M. Blanchard, J.G. Burnett, and A.H. Greenaway. Measurement of the wavelength dependence of beam divergence for photonic crystal fiber. *Opt. Lett.*, Vol. 25, No. 14, January 1999.
- [77] B.J. Eggleton, C. Kerbage, P.S. Westbrook, R.S. Windeler, and A. Hale. Microstructured optical fiber devices. *Optics Express*, Vol. 9, No. 13, December 2001.
- [78] G.E. Town and J.T. Lizier. Tapered holey fibers for spot-size and numerical-aperture conversion. *Opt. Lett.*, Vol. 26, No. 14, July 2001.
- [79] J.K. Chandalia, B.J. Eggleton, R.S. Windeler, S.G. Kosinski, X. Liu, and C. Xu. Generation of multiwatt, broadband continua in holey fibers. *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 13, No. 1, January 2001.
- [80] J. Broeng, D. Mogilevtsev, S.E. Barkou, and A. Bjarklev. Photonic crystal fibers: A new class of optical waveguides. *Opt. Fiber Technol.*, Vol. 5, 305-330, 1999.

- [81] N.A. Mortensen. Effective area of photonic crystal fibers. *Optics Express*, Vol. 10, No. 7, April 2002.
- [82] K. Furusawa, A. Malinowski, J.H.V. Price, T.M. Monroe, J.K. Sahu, J. Nilsson, and D.J. Richardson. Cladding pumped Ytterbium-doped fiber laser with holey inner and outer cladding. *Optics Express*, Vol. 9, No. 13, December 2001.
- [83] A. Ferrando, E. Silvestre, P. Andrés, J.J. Miret, and M.V. Andrés. Designing the properties of dispersion-flattened photonic crystal fibers. *Optics Express*, Vol. 9, No. 13, December 2001.
- [84] A. Ortigosa-Blanch, J.C. Knight, W.J. Wadsworth, J. Arriaga, B.J. Mangan, T.A. Birks, and P.St.J. Russell. Highly birefringent photonic crystal fibers. *Opt. Lett.*, Vol. 25, No. 18, September 2000.
- [85] K. Suzuki, H. Kubota, S. Kawanishi, M. Tanaka, and M. Fujita. Optical properties of a low-loss polarization-maintaining photonic crystal fiber. *Optics Express*, Vol. 9, No. 13, december 2001.
- [86] G. Millot, A. Sauter, J.M. Dudley, L. Provino, and R.S. Windeler. Polarization mode dispersion and vectorial modulational instability in air-silica microstructure fiber. *Opt. Lett.*, Vol. 27, No. 9, May 2002.
- [87] Zhaoming Zhu and T.G. Brown. Stress-induced birefringence in microstructured optical fibers. *Opt. Lett.*, Vol. 28, No. 23, December 2003.
- [88] T.P. White, R.C. McPhedran, C.M. de Sterke, L.C. Botten, and M.J. Steel. Confinement losses in microstructured optical fibers. *Opt. Lett.*, Vol. 26, No. 21, November 2001.
- [89] D. Marcuse. Radiation losses of the dominant mode in round dielectric waveguides. *Bell Syst. Tech. J.*, Vol. 49, 1664-1693, 1970.
- [90] A. Ghatak and K. Thyagarajan. *Introduction to fiber optics*. Cambridge University Press, Cambridge, 1998.
- [91] W. Koechner. *Solid State Laser Engineering*. Springer Verlag, Berlin - Heidelberg, 1999.
- [92] R. Menzel. *Photonics. Linear and Nonlinear Interactions of Laser Light and Matter*. Springer Verlag, Berlin - Heidelberg, 2001.
- [93] G. Genty, M. Lehtonen, H. Ludvigsen, J. Broeng, and M. Kaivola. Spectral broadening of femtosecond pulses into continuum radiation in microstructured fibers. *Optics Express*, Vol. 10, No. 20, October 2002.
- [94] J.D. Harvey, R. Leonhardt, S. Coen, G.K.L. Wong, J.C. Knight, W.J. Wadsworth, and P.S.J. Russell. Scalar modulation instability in the normal dispersion regime by use of a photonic crystal fiber. *Opt. Lett.*, Vol. 28, No. 22, November 2003.



- [95] N. Nishizawa and T. Goto. Experimental analysis of ultrashort pulse propagation in optical fibers around zero-dispersion region using cross-correlation frequency resolved optical gating. *Optics Express*, Vol. 8, No. 6, March 2001.
- [96] J. Botineau and R.H. Stolen. Effect of polarization on spectral broadening in optical fibers. *J. Opt. Soc. Am.*, Vol. 72, No. 12, December 1982.
- [97] J.K. Chee and J.M. Liu. Polarization-Dependent Parametric and Raman Processes in a Birefringent Optical Fiber. *IEEE J. Quantum Electron.*, Vol. 26, No. 3, 1990.
- [98] N.R. Newbury, B.R. Washburn, K.L. Corwin, and R.S. Windeler. Noise amplification during supercontinuum generation in microstructure fiber. *Opt. Lett.*, Vol. 28, No. 11, June 2003.
- [99] K.L. Corwin, N.R. Newbury, J.M. Dudley, S. Coen, S.A. Diddams, K. Weber, and R.S. Windeler. Fundamental Noise Limitations to Supercontinuum Generation in Microstructure Fiber. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 90, No. 11, March 2003.
- [100] J.M. Dudley and S. Coen. Coherence properties of supercontinuum spectra generated in photonic crystal and tapered optical fibers. *Opt. Lett.*, Vol. 27, No. 13, July 2002.
- [101] Xun Gu, Lin Xu, M. Kimmel, E. Zeek, P. O'Shea, A.P. Shreenath, R. Trebino, and R.S. Windeler. Frequency-resolved optical gating and single-shot spectral measurements reveal fine structure in microstructured-fiber continuum. *Opt. Lett.*, Vol. 27, No. 13, July 2002.
- [102] J.M. Dudley and S. Coen. The compressibility of supercontinuum spectra generated in photonic crystal fibre. *Proceedings CLEO Europe 2003*, December 2003.
- [103] G.H. Weiss and A.A. Maradudin. The Baker-Hausdorff Formula and a Problem in Crystal Physics. *J. of Math. Phys.*, Vol. 3, No. 4, July-August 1962.
- [104] M. Seefeldt, A. Heuer, and R. Menzel. Compact white-light source with an average output power of 2.4 w and 900 nm spectral bandwidth. *Optics Communications*, Vol. 216, p. 199, 2003.
- [105] A. Unterhuber, B. Považay, K. Bizheva, B. Hermann, H. Sattmann, A. Stingl, T. Le, M. Seefeldt, R. Menzel, M. Preusser, H. Budka, Ch. Schubert, P.K. Reitsamer, H. Ahnelt, J.E. Morgan, A. Cowey, and W. Drexler. Advances in broad bandwidth light sources for ultrahigh resolution optical coherence tomography. *Phys. Med. Biol.*, Vol. 49, p. 1235, April 2004.
- [106] B. Považay, K. Bizheva, B. Hermann, A. Unterhuber, H. Sattmann, A.F. Fercher, and W. Drexler. Enhanced visualization of choroidal vessels using ultrahigh resolution ophthalmic oct at 1050 nm. *Optics Express*, Vol. 11, No. 17, August 2003.

- 
- [107] Y. Wang, J.S. Nelson, Zh. Chen, B.J. Reiser, R.S. Chuck, and R.S. Windeler. Optimal wavelengt for ultrahigh-resolution optical coherence tomography. *Optics Express*, Vol. 11, No. 12, June 2003.
- [108] L. Hollberg, C.W. Oates, E.A. Curtis, E.N. Ivanov, S.A. Diddams, T. Udem, H.G. Robinson, J.C. Bergquist, R.J. Rafac, W.M. Itano, R.E. Drullinger, and D.J. Wineland. Optical Frequency Standards and Measurements. *IEEE J. Quantum Electron.*, Vol. 37, No. 12, December 2001.



# Anhang A

## Zusätzliche Betrachtungen

### A.1 Der nichtlineare Brechungsindex

Der nichtlineare Anteil des Brechungsindex  $n_2 |E|^2$  aus Glg. 2.28 ist eine dimensionslose Größe, so dass sich für  $n_2$  eine Maßeinheit von  $\text{m}^2/\text{V}^2$  ergibt. Aus praktischer Sicht ist es vorteilhaft, den nichtlinearen Anteil proportional zur Intensität, also  $n_2^I I$  mit  $I = \frac{1}{2} \varepsilon_0 c n_0 |E|^2$ , anzugeben. Es gilt somit  $n_2^I = 2 n_2 / (\varepsilon_0 c n_0)$ , wobei  $[n_2^I] = \text{m}^2/\text{W}$ . Die Einheit  $\text{m}^2/\text{W}$  hat sich daher auch für  $n_2$  durchgesetzt.

### A.2 Optische Frequenzmessung

Ein vielversprechendes Anwendungsfeld für Weißlichtquellen auf der Basis von MSFs hat sich in der Frequenzmetrologie ergeben. Jede Frequenzmessung beruht auf dem Zählvorgang einer periodisch veränderlichen Größe und auf einer Zeitmessung. Letztendlich sind Zeit- und Frequenzmessung äquivalent, und für die Genauigkeit eines Zählwerks ist es wünschenswert, dass der periodische Vorgang eine möglichst hohe Frequenz besitzt. Um die Genauigkeit der Frequenzmessung, insbesondere für Untersuchungen der Quantenelektrodynamik und der Relativitätstheorie sowie der hochauflösenden Spektroskopie, signifikant zu erhöhen, sind sogenannte optische Uhren mit Frequenzen im UV-VIS-NIR-Bereich notwendig. Bisher mussten dazu die Frequenzen üblicher Frequenzstandards aus dem GHz-Bereich (Cäsiumuhr) in aufwendigen mehrstufigen phasengekoppelten Frequenzwandlerketten in den THz-Bereich transformiert werden [53]. Bei der Weißlichterzeugung innerhalb einer mikrostrukturierten Faser wird nun ausgenutzt, dass sich der stabile Modenfrequenzkamm eines Femtosekundenlasers mit hoher Pulswiederholrate periodisch an beiden Seiten verbreitern lässt. Auf diese Weise können heute intensive Spektren erzeugt werden, die mehr als eine spektrale Oktave überstreichen [10].<sup>1</sup> Die Frequenz einer bestimmten Mode dieses Frequenzkamms  $\omega_m$  ergibt sich aus der Modenzahl  $m$ , dem spektralen Modenabstand  $\omega_a$  und einer Offsetfrequenz  $\omega_{off}$ :  $\omega_m = m \omega_a + \omega_{off}$ . Dabei entspricht der spektrale Modenabstand der einfach messbaren Pulswiederholrate. Der Offset resultiert aus der relativen Phasendifferenz, die sich aus dem Unterschied zwischen der Phasengeschwindigkeit der Trägerwelle und der Gruppengeschwindigkeit der Pulseinhüllenden

---

<sup>1</sup>Eine spektrale Oktave bezeichnet hierbei den Frequenzbereich, der durch eine Frequenz  $\omega$  und deren zugehörige zweite Harmonische (Frequenzverdoppelte)  $2\omega$  begrenzt wird.

pro Resonatorumlauf ergibt. Die Offsetfrequenz kann direkt gemessen werden, indem eine extern frequenzverdoppelte Frequenzkammmode  $2\omega_m = 2(m\omega_a + \omega_{off})$  mit der Mode doppelter Frequenz  $\omega_{2m} = 2m\omega_a + \omega_{off}$  zur Schwebung gebracht wird. Dann ergibt sich

$$\omega_{off} = 2(m\omega_a + \omega_{off}) - (2m\omega_a + \omega_{off}). \quad (\text{A.1})$$

Über eine Messung der im Radiofrequenzbereich liegenden Pulswiederholrate und der Offsetfrequenz ist jede Mode des Frequenzkamms in ihrer Frequenz bestimmt [53]. Soll nun die optische Frequenz, z.B. eines Frequenzstandards, ermittelt werden, so wird diese mit der nächstliegenden Frequenzkammmode des Weißlichtspektrums zu Schwebung gebracht und die Schwebungsfrequenz gemessen. Werden die Pulswiederholrate und die Offsetfrequenz an die bekannte Frequenz einer sehr stabilen Referenzquelle phasenstarr gekoppelt, so ergibt sich die gesuchte Frequenz aus  $\omega_m$  plus/minus der Schwebungsfrequenz. Damit steht erstmals ein Frequenzzählwerk von der Größe eines Labortisches zur Verfügung, mit dem sich ohne komplexe Frequenzumwandlungsketten die optische Frequenz, z.B. eines an einen hochgenauen und -stabilen Frequenzstandard gekoppelten Referenzlasers, in den Radiofrequenzbereich transformieren (optischer Synthesizer) und exakt vermessen lässt [10, 108]. Mit solchen Aufbauten wurden bereits relative Frequenzunsicherheiten von  $10^{-15}$  erreicht [108]. Abschätzungen halten Werte von  $10^{-18}$  für möglich, was etwa tausendmal besser als die Unsicherheit heutiger Cäsiumuhren ist [53].

### A.3 Spektrometer mit großem Wellenlängenbereich

Der große Wellenlängenmessbereich von 350 nm bis 1750 nm des ANDO Spektrometers AQ-6315A wird durch den folgenden Aufbau erreicht: Der Monochromator ist vom Typ Zollner-Thurnar. Das Licht, welches durch den Eingangsspalt gelangt, wird mithilfe eines gekrümmten Spiegels kollimiert und gelangt auf ein reflektierendes Beugungsgitter. Hier wird das Licht in seine Spektralanteile aufgespalten. Ein zweiter gekrümmter und fokussierender Spiegel ist nun so platziert, dass dieser nur das Licht einer bestimmten Wellenlänge reflektiert und auf den Ausgangsspalt, hinter dem sich ein Photodetektor befindet, bündelt. Die Wellenlänge des Lichtes, das durch den Ausgangsspalt gelangt, lässt sich durch Drehung des Beugungsgitters durchstimmen. Die maximal erreichbare spektrale Auflösung des Spektrometers wird unter der Annahme, dass die Anzahl der beleuchteten Gitterlinien und die betrachtete Beugungsordnung konstant sind, allein durch die Größe des Ein- und Ausgangspalts bestimmt. Bei dem hier beschriebenen Spektrometertyp stellt der Faserausgang der angeschlossenen Lichtleitfaser die Eingangsöffnung dar. Somit erklärt sich, warum sich eine hohe spektrale Auflösung von 0,05 nm nur unter Verwendung von SM-Fasern mit Kerndurchmessern von kleiner als  $10\ \mu\text{m}$  erreichen lässt. Der große Messbereich ergibt sich dadurch, dass für die Wellenlängenbestimmung sowohl das vom Beugungsgitter reflektierte Licht der ersten (600–1750 nm) als auch der zweiten Beugungsordnung (350–600 nm) verwendet wird. Damit unerwünschtes Streulicht der jeweils höheren und niedrigeren Beugungsordnungen während der Messung nicht den Detektor erreicht und die Messung verfälscht, wird es durch verschiedene optische Filter unterdrückt. So erfolgt dann bei einer Messung über den gesamten Messbereich von 350 nm bis

1750 nm neben der Drehung des Beugungsgitters eine Umschaltung der detektierten Beugungsordnungen, der optischen Filter sowie der VIS/NIR-Photodetektoren.

## A.4 Untergrundfreie Autokorrelationsmessung

Bei der Messung der Autokorrelation wird der zu untersuchende Puls mit der zeitlichen Intensitätsverteilung

$$I(t) = \frac{1}{2} c_0 \varepsilon_0 n |\mathbf{E}(t)|^2 \quad (\text{A.2})$$

an einem Strahlteiler in zwei identische Teilpulse mit den Intensitäten  $I_1(t)$  und  $I_2(t)$  aufgespalten. Einer der beiden Teilpulse durchläuft eine durchstimmbare Verzögerungsstrecke, bevor beide Teilpulse an einem zweiten Strahlteiler wieder vereinigt werden. Wird das Überlagerungssignal in einen nichtlinear optischen Kristall, der eine Frequenzverdopplung der eingestrahlten Lichtfrequenz  $\omega$  erlaubt, fokussiert, so ist die Intensität des frequenzverdoppelten Lichtfeldes (1. Oberwelle) proportional zum Quadrat der einfallenden Intensität:

$$I(2\omega, t, \tau_V) = C [I_1(t) + I_2(t + \tau_V)]^2. \quad (\text{A.3})$$

Hierbei beschreibt  $\tau_V$  die variable Verzögerungszeit des einen Teilpulses und  $C$  ein konstantes Untergrundsignal. Wird durch ein geeignetes Filter nur die Oberwelle durchgelassen, so erhält man das folgende Detektorsignal:

$$S(2\omega, \tau_V) = \frac{C}{T_D} \int_0^{T_D} I(2\omega, t, \tau_V) dt = C [\langle I_1^2 \rangle + \langle I_2^2 \rangle + 4 \langle I_1(t) I_2(t + \tau_V) \rangle]. \quad (\text{A.4})$$

Dabei gibt  $T_D$  die Zeitkonstante des Detektors an. Während die ersten beiden Terme der rechten Seite unabhängig von  $\tau_V$  sind und damit zu dem konstanten Untergrund beitragen, hängt der dritte Term von  $\tau_V$  ab und enthält damit die Information über die Pulsform. Der Faktor 4, statt 2, rührt daher, dass die beiden Wahrscheinlichkeiten  $W_1$  (1. Photon aus Puls 1 und 2. Photon aus Puls 2) sowie  $W_2$  (1. Photon aus Puls 2 und 2. Photon aus Puls 1) addiert werden müssen. Mit Einführung der Korrelationsfunktion zweiter Ordnung [35]

$$G^{(2)}(\tau_V) = \frac{\int I(t) I(t + \tau_V) dt}{\int I^2(t) dt} = \frac{\langle I(t) I(t + \tau_V) \rangle}{\langle I^2(t) \rangle} \quad (\text{A.5})$$

und der Annahme  $I_1 = I_2 = I/2$  ergibt sich aus Glg. A.4

$$S(2\omega, \tau_V) = C [G^{(2)}(0) + 2 G^{(2)}(\tau_V)] = C [1 + 2 G^{(2)}(\tau_V)]. \quad (\text{A.6})$$

Es gilt  $G^{(2)}(0) = 1$ . Das Signalmaximum  $S(2\omega, 0) = 3C$  erhält man für  $\tau_V = 0$ . Für zwei zeitlich völlig getrennte Pulse mit  $\tau_V \gg$  Pulsbreite geht  $G^{(2)} \rightarrow 0$ . Die Signalamplitude  $S$  nimmt dann allerdings nicht den Wert null an, sondern wird durch den Untergrund  $C$  bestimmt. Eine untergrundfreie Messung wird möglich, indem man die aufgespaltenen Teilpulse unter einem vom kollinearen Fall abweichenden Winkel in den Verdopplerkristall einstrahlt. Der Kristall wird so ausgerichtet, dass sich die phasenangepasste Oberwelle der Autokorrelation in Richtung der Winkelhalbierenden

des Einstrahlungswinkels ausbreitet. Der Signalverlauf kann dann mit einem Photodetektor aufgenommen werden. Ein Untergrundsignal aus zwei Photonen desselben Teilpulses wird somit verhindert.

Die Funktion  $G^{(2)}(\tau_V)$  und damit die Autokorrelation ist in jedem Fall eine symmetrische Funktion. An dieser Stelle sei darauf hingewiesen, dass sich mit der Autokorrelationsfunktion keine direkte zeitliche Pulsform messen lässt. Aber aus dem Verlauf der Autokorrelation kann in einem gewissen Maße auf die Pulsform geschlossen werden. So lassen sich Pulse mit einem gaußförmigen, einem  $\text{sech}^2$ - oder einem einseitig exponentiellen Pulsverlauf eindeutig detektieren. Außerdem kann festgestellt werden, ob eine Begrenzung der Bandbreite (s. Kap. 2.2) vorliegt. Im Falle eines nicht-bandbreitenbegrenzten Pulses oder eines starken Rauschuntergrundes ist eine auf der Autokorrelationsfunktion aufgesetzte Kohärenzspitze, die sich aus der kohärenten Überlagerung (Interferenz) verschiedener  $\mathbf{E}$ -Felder ergibt, typisch und muss bei der Bestimmung der Pulsdauer beachtet werden. Für Pulsformen, die sich aus verschiedenen Pulsverläufen zusammensetzen, kann keine eindeutige Pulsform bestimmt werden. Hierfür wäre die Kenntnis höherer Korrelationsfunktionen notwendig. Nichtsdestotrotz ist eine relativ genaue Ableitung der Pulsdauer möglich.

# Anhang B

## Weitere Ergebnisse

### B.1 Polarisationszustand der Weißlichtstrahlung

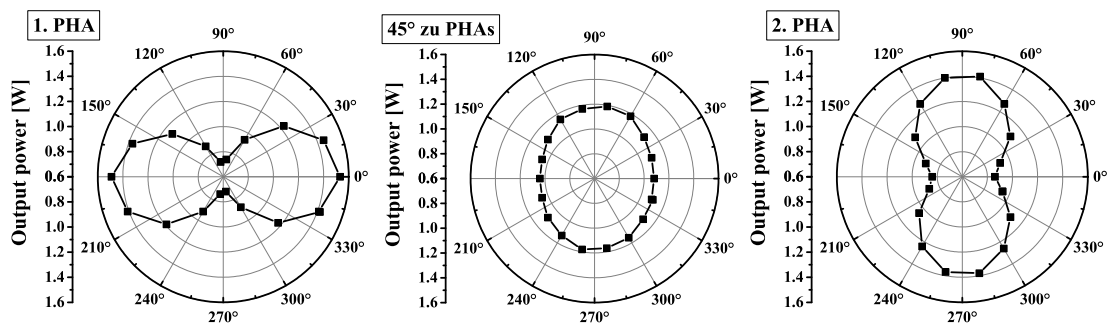


Abb. B.1: MSF-1065.

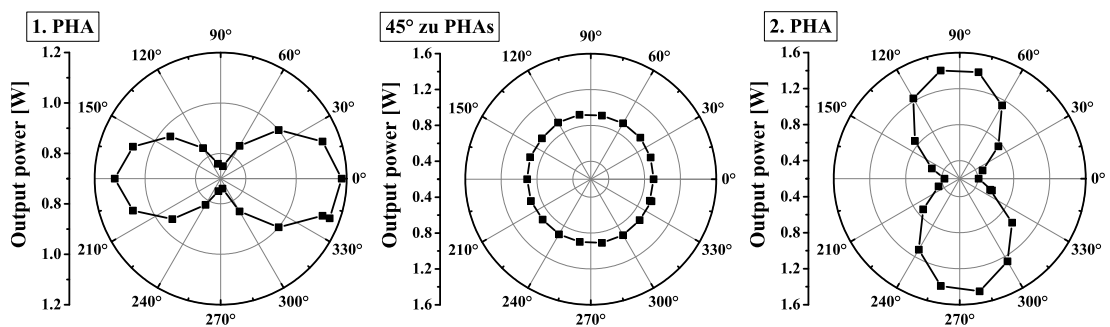


Abb. B.2: MSF-975.



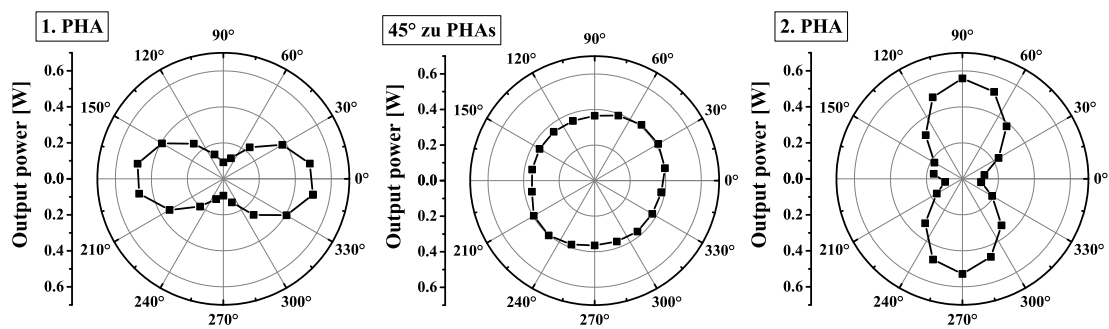


Abb. B.3: MSF-PM-700.

# Anhang C

## Programmcode zur Berechnung der GNSE

```
(* Numerical solution of the generalized NLSE using the split-step Fourier
method by Michael Seefeldt *)

(***** Input parameters *****)
Remove["Global`*"]
T = 0.025 10^-13; (* temporal step width *)
M = 2^16; M2 = M/2; (* temporal step number *)
l = 2.0; (* fiber length (z-direction) *)
m = 100000; (* steps in z-direction *)
h = l/m; (* step width in z-direction *)
TFWHM = 10.0 10^-12; (* pulse width (FWHM of intensity) *)
T0 = TFWHM/(2 Sqrt[Log[2]]); (* pulse width (half-width of 1/e-intensity) *)
(* be carefully with the "widths"; in the calculations mostly the amplitude
- not the intensity *)
λ0 = 1064.58 10^-9; (* pulse center wavelength *)
β2 = 6.66644 10^-29; β3 = 7.11 10^-41; β4 = -9.42 10^-56; β5 = 1.06282 10^-70;
β6 = -1.14 10^-91; (* Taylor serie components of propagation constant *)
n2 = 3.0 10^-20; (* nonlinear refractive index coefficient *)
c = 3.0 10^8; (* speed of light in vacuum *)
Aeff = 12.8 10^-12; (* effective core area *)
Ppeak = 2900.0; (* Input pulse peak power *)
ω0 = 2 Pi c / λ0; (* center angular frequency *)
(*γ=(n2 ω0)/(c Aeff); *) (* nonlinearity coefficient *)
γ = 0.011;
tR = 5.0 10^-15; (* Raman gain parameter *)
fR = 0.18; (* fractional Raman response contribution *)
hR[t_] = (((12.2 10^-15)^2 + (32 10^-15)^2)/((12.2 10^-15) (32 10^-15)^2))
Exp[-t/(32 10^-15)] Sin[t/(12.2 10^-15)]; (* Raman response function *)
myFilenameSpec = "c:/!seefeldt_uni/mySpecfile.dat";
(* external file location for spectrum *)
myFilenameAmpl = "c:/!seefeldt_uni/myAmplfile.dat";
(* external file location time amplitude *)
myPrecision = 3; (* precision for external file storing *)
myZSteps = 100; (* z-step width for storing *)
myTSteps = 25 (* T-step width for storing *)
```

```

(***) calculates the input functions, opens streams for file storing *****)
func = Sqrt[Ppeak] Exp[-((k T)^2)/(2 T0^2)]; (* Gaussian input pulse envelope*)
time = Table[k T, {k, -(M/2), (M/2) - 1}]; (* time scale *)
freq = RotateRight[Table[(2 Pi n)/(M T), {n, -(M/2), (M/2) - 1}], M2] // N;
(* angular frequency scale *)
A0 = Table[func, {k, -(M/2), (M/2) - 1}]; (* temporal input pulse amplitude *)
For[r = 1, r < (Length[A0] + 1),
  If[A0[[r]] < (10^-100), A0[[r]] = (10^-100)];
  r++;
ampIT0 = Thread[{time, Abs[A0]}];
phaseT0 = Thread[{time, Arg[A0]}]; (* temporal phase of input pulse *)
spect0 = Reverse[RotateRight[T Sqrt[M] Fourier[A0], (M/2)]];
(* fourier spectrum of input pulse *)
strmSpec = OpenWrite[myFilenameSpec, PageWidth -> Infinity];
(* opens stream to external file 'myFilenameSpec' *)
strmAmpl = OpenWrite[myFilenameAmpl, PageWidth -> Infinity];
(* opens stream to external file 'myFilenameAmpl' *)
Do[WriteString[strmSpec, SetPrecision[Abs[spect0[[k]]] // CForm,
  myPrecision, " "], {k, 1, Length[spect0], myTSteps}];
(* writes 'spect0' in C-Form with 'myPrecision' into external file *)
WriteString[strmSpec, "\n"]; (* line wrapping in stream/external file *)
Do[WriteString[strmAmpl, SetPrecision[Abs[A0[[k]]] // CForm,
  myPrecision, " "], {k, 1, Length[A0], myTSteps}];
(* writes 'A0' in C-Form with 'myPrecision' into external file *)
WriteString[strmAmpl, "\n"]; (* line wrapping in stream/external file *)
ampIF0 = Abs[spect0]; (* absolute spectral input pulse amplitude *)
phaseF0 = Arg[spect0]; (* spectral phase of input pulse *)
AampIF = {Take[SetPrecision[ampIF0, myPrecision], {myBegin, myEnd}]};
energyT = {SetPrecision[Plus @@ ((A0^2) T), myPrecision]};
(* energy content of temporal pulse profile *)
energyF = {SetPrecision[Plus @@ (Abs[spect0]^2) (1/(M T)), myPrecision]};
(* energy content of spectral pulse profile *)
hR = Join[Table[0, {x, 1, (M/2)}], Table[hR[t T], {t, 0, (M/2) - 1}]];
(* Raman response function padded with zeros at left end*)
hRrot = Chop[RotateRight[hR, (M/2)]/Apply[Plus, hR]];
hRT = Thread[{time, fR hR}];
hRfour = T Sqrt[M] Fourier[fR RotateRight[hR, (M/2)]];
(* FFT of Raman response function *)

(*****calculates the numerical derivative of 'list' by
interpolating and differentiating 'list' *****)
listDerivative[list_] := Module[{int, intD},
  int = Interpolation[list,
    InterpolationOrder -> 2];
  intD = Derivative[1][int];
  Table[intD[x], {x, 1, M}]/T ];

```

```

(***** calculates the dispersion operator for the h/2 segments using the FFT *****)
disp = Compile[{{in, _Complex, 1}, {freq, _Real, 1}, {T, _Real, 0}, {M, _Integer, 0},
  {h, _Real, 0}, {β2, _Real, 0}, {β3, _Real, 0}, {β4, _Real, 0}, {β5, _Real, 0}, {β6, _Real, 0}},
  Module[{four, proph2, invfour},
    four = T Sqrt[M] Fourier[in];
    proph2 = four Exp[1 ((β2 h/2) (freq^2)/2) + ((β3 h/2) (freq^3)/6) +
      ((β4 h/2) (freq^4)/24) + ((β5 h/2) (freq^5)/120) + ((β6 h/2) (freq^6)/720)];
    invfour = (1/(M T)) Sqrt[M] InverseFourier[proph2] ] ];

(***** calculates the nonlinearity operator *****)
nonlin = Compile[{{in, _Complex, 1}, {hRrot, _Complex, 1}, {γ, _Real, 0}, {ω0, _Real, 0},
  {T, _Real, 0}, {M, _Integer, 0}, {fR, _Real, 0}},
  Module[{part1, part2},
    part1 = in ((1 - fR) (Abs[in]^2) + fR ListConvolve[hRrot, (Abs[in]^2), {1, 1} ] );
    part2 = I (γ/in) ( part1 + (I/ω0) listDerivative[part1] ) ] ];

(***** split-step program *****)
Ah = A0; Ain = A0;
Print["0", " ", energyT[[1]]];
i = h; m = 0;
While[i < l + h, m++;
  Ah2a = disp[Ain, freq, T, M, h, β2, β3, β4, β5, β6];
  j = 0;
  While[j < 2, (* trapezoidal rule for the nonlinearity at h/2 *)
    Ah2b = Ah2a Exp[(nonlin[Ain, hRrot, γ, ω0, T, M, fR] +
      nonlin[Ah, hRrot, γ, ω0, T, M, fR]) (h/2)];
    Ah = disp[Ah2b, freq, T, M, h, β2, β3, β4, β5, β6];
    (* dispersion for the second h/2 segment *)
    j++;
  ];
  Ain = Ah;
  If[m == myzSteps,
    spect = Reverse[RotateRight[T Sqrt[M] Fourier[Ah], M2]];
    (* fourier spectrum of pulse *)
    Do[WriteString[strmSpec, SetPrecision[Abs[spect[[i]]] // CForm,
      myPrecision], " "], {i, 1, Length[spect], myTSteps)];
    WriteString[strmSpec, "\n"]; (* closes row in stream with "enter" *)
    Do[WriteString[strmAmpl, SetPrecision[Abs[Ah[[i]]] // CForm,
      myPrecision], " "], {i, 1, Length[Ah], myTSteps)];
    WriteString[strmAmpl, "\n"]; (* closes row in stream with "enter" *)
    energy = SetPrecision[Plus @@ ((Abs[Ah]^2) T), myPrecision];
  ];
  energyT = Append[energyT, energy];
  Print[i, " ", energy];
  m = 0;
  energyF = Append[energyF, SetPrecision[Plus @@ (Abs[spect]^2) (1/(M T)),
    myPrecision]];
  amplT = Abs[Ah]; (* temporal phase of pulse *)
  phaseT = Arg[Ah]; (* temporal phase of pulse *)
  amplF = Abs[spect]; (* absolute spectral input pulse amplitude *)
  AamplF = Append[AamplF, amplF];
  phaseF = Arg[spect]; (* spectral phase of input pulse *)
  i = i + h];

Close[strmSpec]

Close[strmAmpl]

```



# Publikationen/Tagungen

Die Ergebnisse der vorliegenden Arbeit wurden wie folgt publiziert und präsentiert:

## Publikationen

M. Seefeldt, A. Heuer, R. Menzel. Compact white-light source with an average output power of 2.4 W and 900 nm spectral bandwidth. *Opt. Commun.*, Vol. 216, 199-202, 2003.

A. Unterhuber, B. Považay, K. Bizheva, B. Hermann, H. Sattmann, A. Stingl, T. Le, M. Seefeldt, R. Menzel, M. Preusser, H. Budka, C. Schubert, H. Reitsamer, P. K. Ahnelt, J. E. Morgan, A. Cowey, W. Drexler. Advances in broad bandwidth light sources for ultrahigh resolution coherence tomography. *Physics in Medicine and Biology*, Vol. 49, 1235-1246, 2004.

## Tagungen

I. Brandenburg, M. Seefeldt, R. Menzel. Breitbandige Strahlquellen für die Weißlicht-Interferometrie. Frühjahrstagung der DPG, Osnabrück, März 2002.

M. Seefeldt, A. Heuer, I. Brandenburg, R. Menzel. Spektrale Verbreiterung von ps-Laserpulsen mittels nichtlinearer faseroptischer Frequenzkonverter. Frühjahrstagung der DPG, Osnabrück, März 2002.

M. Seefeldt, I. Brandenburg, A. Heuer, R. Menzel, Univ. Potsdam, B. Braun, G. Hollemann, Jenoptik LOS GmbH; M. Kjær, J. R. Jensen, P. Skovgaard, R. E. Kristiansen, K. P. Hansen, Crystal Fibre A/S. Compact ultra-broadband light source with 2 W output power and 950 nm bandwidth based on supercontinuum generation in an air-silica microstructure fiber using 10-ps pump pulses at 1064 nm. **Invited Talk** at Photonics West Conference 2003, San José, Januar 2003.

M. Seefeldt, A. Heuer, R. Menzel. Effiziente ps-Weißlichterzeugung mit 950 nm Bandbreite und 2,5 W Ausgangsleistung in mikrostrukturierten Fasern. Frühjahrstagung der DPG, Hannover, März 2003.

M. Seefeldt, R. Menzel. 2.6 W supercontinuum light source with 900 nm spectral bandwidth generated by pumping microstructured fibers with 10-ps pump pulses at 1064 nm. CLEO/Europe-EQEC, München, Juni 2003.

A. Heuer, M. Seefeldt, R. Menzel. High Average Power Super Continuum Generation in an Air Silica Microstructure Fiber Using ps Pulses. XI. International Conference on Laser Optics, St. Petersburg, Russland, Juli 2003.

M. Seefeldt, A. Heuer, R. Menzel, Univ. Potsdam; B. Považay, K.K. Bizheva, B. Hermann, A. Unterhuber, W. Drexler, Univ. Vienna. Very compact ultra-broadband light source based on supercontinuum generation in different microstructured fibers at 1064 nm. Photonics West Conference 2004, San José, Januar 2004.

B. Považay, A. Unterhuber, K. Bizheva, B. Hermann, H. Sattmann, W. Drexler, Univ. Vienna; M. Seefeldt, R. Menzel, Univ. Potsdam; W.J. Wadsworth, P.St.J. Russell, J.C. Knight, Univ. of Bath; M. Mei, R. Holzwarth, MenloSystems GmbH. Optimizing image penetration and contrast for clinical applications of ultrahigh resolution OCT. Photonics West Conference 2004, San José, Januar 2004.

K.K. Bizheva, A. Unterhuber, B. Považay, H. Reitsammer, M. Preusser, B. Hermann, H. Sattmann, H. Budka, A. Fercher, W. Drexler, Univ. Vienna; M. Seefeldt, R. Menzel, Univ. Potsdam. Imaging healthy and pathological human brain tissue and ganglion cell morphology with ultrahigh resolution optical coherence tomography. Photonics West Conference 2004, San José, Januar 2004.

B. Považay, A. Unterhuber, H. Sattmann, W. Drexler Univ. Vienna; M. Seefeldt, R. Menzel, Univ. Potsdam; P.St.J. Russell, Univ. of Bath; M. Mei, MenloSystems GmbH. Noise characteristics of ultrabroad coherent light sources and their impact on optical coherence tomography. Photonics West Conference 2004, San José, Januar 2004.

A. Unterhuber, B. Považay, B. Hermann, H. Sattmann, K.K. Bizheva, W. Drexler, Univ. Wien; G. Tempea, V. Yakovev, Techn. Univ. Vienna; M. Mei, MenloSystems GmbH; M. Seefeldt, R. Menzel, Univ. Potsdam; Tuan Le, A. Stingl, FemtoLasers Produktions GmbH. Ultrahigh resolution optical coherence tomography. Photonics West Conference 2004, San José, Januar 2004.

# Danksagung

Ich möchte mich an dieser Stelle bei all denjenigen bedanken, die hilfreich am Zustandekommen dieser Arbeit beteiligt waren.

Dabei gilt mein besonderer Dank Herrn Prof. Dr. Ralf Menzel für den interessanten Themenvorschlag sowie die Betreuung während der Bearbeitungszeit.

In gleicher Weise danke ich Herrn Dr. Axel Heuer und den Mitgliedern der Arbeitsgruppe „Photonik“ der Universität Potsdam für die mit vielen lehrreichen Gesprächen verbundene fachliche Unterstützung bei der Vorbereitung und Durchführung der experimentellen Untersuchungen. Das angenehme Arbeitsklima und das freundschaftliche Verhältnis innerhalb der Arbeitsgruppe, wo die Türen auch in sehr schwierigen Zeiten immer offen standen, haben zu einem großen Teil zum positiven Gelingen der Promotionsarbeit beigetragen.

Weiterhin möchte ich *Crystal Fibre A/S* aus Dänemark danken, die mir die Fasern MSF-770 und MSF-PM-700 leihweise zur Verfügung gestellt haben. Außerdem stand mit Herrn René Kristiansen jederzeit ein angenehmer und offener Ansprechpartner in Bezug auf die mikrostrukturierten Fasern zur Verfügung.

Ganz besonders danke ich meinen Eltern für die Liebe, die Unterstützung, den Glauben und den Freiraum auf einem manchmal doch recht steinigen Weg. Renate und Rüdiger Seefeldt ist diese Arbeit gewidmet.

Vielen Dank.

Die vorliegende Arbeit ist im Rahmen des vom Bundesministerium für Bildung und Forschung (BMBF) geförderten Verbundprojektes „Femtosekundentechnologie-Messtechnik“ (FESMET) durchgeführt worden, dessen Koordination von unserer Arbeitsgruppe geleitet wurde.

Michael Seefeldt  
Potsdam, 6. Februar 2008





# Erklärung

Hiermit versichere ich, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig und unter ausschließlicher Verwendung der angegebenen Quellen und Hilfsmittel verfasst habe. Die Arbeit wurde an keiner anderen Hochschule oder Universität eingereicht.

Potsdam, 6. Februar 2008

Die vorliegende Arbeit befasst sich mit der Weißlichterzeugung in mikrostrukturierten Fasern bei Pikosekunden-Anregungspulsen.

Mikrostrukturierte Lichtleitfasern zeichnen sich aufgrund des speziellen Aufbaus durch außergewöhnliche optische Eigenschaften aus. Die Arbeit beschreibt ausführlich die experimentellen und theoretischen Untersuchungen zur Pikosekunden-Weißlichterzeugung. Dabei werden die einzelnen nichtlinear-optischen Effekte detailliert analysiert und erklärt. Ausgehend von den durchgeführten Untersuchungen wurde eine neuartige und sehr leistungsstarke Weißlichtquelle entwickelt. Diese eignet sich für einen Einsatz in der Weißlichtinterferometrie, wie zum Beispiel der optischen Kohärenztomographie.