

Fakultät für Physik und Astronomie
Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg

Diplomarbeit
im Studiengang Physik

vorgelegt von
Thorsten Ergler
aus Viernheim

2003

Erzeugung eines Superkontinuums mit Hilfe einer photonischen Glasfaser zum Einsatz als Laserquelle in der konfokalen Mikroskopie

Die Diplomarbeit wurde von Thorsten Ergler ausgeführt am
Kirchhoff-Institut für Physik
unter der Betreuung von
Herrn Prof. Dr. S. Hunklinger

Abstraktum

Eine Eigenschaft der photonischen Glasfaser ist die Erzeugung eines Superkontinuums über einen großen Wellenlängenbereich. Zur Untersuchung dieser Superkontinua ist im Rahmen dieser Arbeit ein Versuchsaufbau realisiert worden. Damit konnten für verschiedene Fasern die Spektren bei unterschiedlichen Pulslängen, Wellenlängen, Eingangspolarisationen und Eingangswellenlängen untersucht und die Ergebnisse qualitativ mit der Theorie verglichen werden.

Erstmals erfolgte der Einsatz des Superkontinuums als Laserquelle in der konfokalen Mikroskopie. Dabei wurden Fluoreszenzaufnahmen angefertigt und Anregungsspektren von Farbstoffen direkt in der biologischen Probe ausgemessen.

Abstract

One characteristic of a photonic crystal fiber is the generation of a supercontinuum for a range of wavelengths. To examine these supercontinua, an experimental setup has been implemented within this study. The spectra for different fibers were analyzed with respect to varying pulse duration as well as input polarization and input wavelengths with this experimental setup and the results were compared qualitatively to theory.

The supercontinuum has been used here for the first time in confocal microscopy. For this purpose fluorescence images were acquired and excitation spectra of different fluorophores were measured in biological samples

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theoretische Grundlagen	3
2.1	Das Prinzip der konfokalen Mikroskopie	3
2.1.1	Konfokale Fluoreszenzmikroskopie	4
2.2	Lichtwellenleiter	4
2.2.1	Aufbau von Lichtwellenleitern	5
2.2.2	Dispersionseigenschaften von Lichtwellenleitern	6
2.2.3	Moden in Lichtwellenleitern	7
2.3	Die photonische Glasfaser	9
2.3.1	Aufbau und Herstellung der photonischen Glasfaser	10
2.3.2	Eigenschaften von photonischen Glasfasern	10
2.3.3	Dispersions- und Modenverhalten der photonischen Glasfaser	11
2.4	Superkontinuumserzeugung	13
2.4.1	Einführung in die nichtlineare Optik	14
2.4.2	Selbstphasenmodulation	15
2.4.3	Stimulierte Ramanstreuung	17
2.4.4	Vierwellenmischung	20
2.4.5	Solitonen	21
2.4.6	Superkontinuumserzeugung durch Zerfall von Solitonen höherer Ordnung	24
2.4.7	Superkontinuumserzeugung durch stimulierte Ramanstreuung und Vierwellenmischung	25
3	Experimenteller Aufbau	27
3.1	Allgemeiner Strahlengang	27
3.2	Verwendete Lasersysteme	29
3.3	Ein- und Auskopplungsmechanik	30
3.4	Fasereinkopplung mit Hilfe eines Mikroskopnachbaus	30
3.5	Einkopplung in ein konfokales Mikroskop	31
4	Charakterisierung der photonischen Faser	33
4.1	Struktur und Eigenschaften	33
4.2	Präparation der Faser	35
4.3	Charakteristische Spektren der Fasern	38

4.4	Zusätzliche Konversionspunkte	39
4.5	Zerstörung des Faserkerns	41
5	Untersuchung des Superkontinuums	43
5.1	Einfluß der Eingangspolarisation	43
5.1.1	Untersuchungen mit dem Picosekunden-Lasersystem	43
5.1.2	Untersuchungen mit dem Femtosekunden-Lasersystem	45
5.2	Pumpwellenlängenabhängigkeit	46
5.2.1	Wellenlängenabhängigkeit im Picosekunden-Laserbetrieb	47
5.2.2	Wellenlängenabhängigkeit im Femtosekunden-Laserbetrieb	49
5.3	Entwicklung bei steigender Intensität	52
5.4	Untersuchung der Ausgangspolarisation	56
5.5	Einstellungen für die konfokale Mikroskopie	58
6	Anwendungen des Superkontinuums	59
6.1	Bestimmung von Anregungsspektren	59
6.1.1	Eichung der Versuchseinrichtung	59
6.1.2	Wahl der Mikroskopeinstellungen	61
6.1.3	Bestimmung des Anregungsspektrums eines Fluoreszenzfarbstoffes	62
6.1.4	Bestimmung von Anregungsspektren unspezifischer Farbstoffe	64
6.2	Maximierung der Anregungseffizienz	65
6.3	Mikroskopie mit dem Superkontinuum	67
7	Zusammenfassung und Ausblicke	69

Kapitel 1

Einleitung

Ein Einsatzgebiet der konfokalen Mikroskopie ist die Fluoreszenzmikroskopie. Hierbei markiert man Bereiche biologischer Zellen mit Fluoreszenzfarbstoffen und kann auf diesem Wege Zellstrukturen sichtbar machen.

Jeder dieser Farbstoffe hat jedoch seine optimale Anregungswellenlänge. Deshalb ist eine über den gesamten sichtbaren Spektralbereich durchstimmbare Laserquelle vorteilhaft. Zur Verfügung stehen beispielsweise Farbstofflaser und Optische Parametrische Oszillatoren, bei denen jedoch immer nur eine Wellenlänge einstellbar ist. Desweiteren sind sie sehr teuer und teilweise schwierig zu handhaben.

Die photonischen Glasfasern haben in der letzten Zeit nicht nur in vielen Forschungsbereichen, wie beispielsweise der optischen Metrologie und der optischen Telekommunikationstechnik [1][2][3] besondere Aufmerksamkeit auf sich gezogen, sondern auch in der Fluoreszenzmikroskopie.

Hier bieten sie als Laserquelle eine Alternative zu herkömmlichen Systemen, die aus bis zu fünf Lasereinheiten bestehen.

Diese Fasern sind aus reinem Quarzglas gefertigt und besitzen einen massiven Faserkern, der von parallel verlaufenden, wabenförmig angeordneten Luftröhren umgeben ist. Ihr besonderer struktureller Aufbau bewirkt folgende Eigenschaften:

- Ein Einmodenverhalten über den gesamten sichtbaren und nahen infraroten Spektralbereich.
- Ein besonderes Dispersionsverhalten mit einer Nulldispersionswellenlänge im sichtbaren Bereich.
- Eine hohe Nichtlinearität der Faser

Diese Eigenschaften unterstützen das Zusammenspiel der unterschiedlichsten nichtlinearen Effekte und somit die Entstehung eines Superkontinuums über einen großen Wellenlängenbereich.

Neben der Untersuchung der physikalischen Eigenschaften der photonischen Glasfaser ist das Ziel dieser Arbeit festzustellen, ob ein so erzeugtes Superkontinuum als durchstimmbare Laserquelle in der konfokalen Mikroskopie eingesetzt werden kann.

Diese Lichtquelle bietet den Vorteil, daß die in der Immunfluoreszenzmikroskopie verwendeten Farbstoffe durch eine kontinuierliche Veränderung der Wellenlänge im Maximum

ihres Anregungsspektrums angeregt werden können, was eine höhere Anregungseffizienz bewirkt. Desweiteren ist es möglich diese Anregungsspektren direkt in der Probe auszumessen.

In dieser Arbeit werden zunächst die theoretischen Grundlagen aufgezeigt, wobei die besonderen Eigenschaften der photonischen Glasfaser gegenüber konventioneller Fasern herausgestellt werden. Mit Hilfe der nichtlinearen Optik wird eine Theorie zur Entstehung des Superkontinuums angeführt.

Ein weiteres Kapitel beschreibt den experimentellen Aufbau sowie die eingesetzten Techniken. Danach folgt die Charakterisierung der verwendeten Fasern, der sich die Untersuchung der erzeugten Superkontinua anschließt. Für die Mikroskopaufnahmen der präsentierten Anwendungen wurde erstmals das Superkontinuum als Laserquelle in der konfokalen Mikroskopie eingesetzt.

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen

2.1 Das Prinzip der konfokalen Mikroskopie

Während in der konventionellen optischen Mikroskopie der gesamte Bildausschnitt auf einmal betrachtet werden kann, wird in der konfokalen Mikroskopie lediglich ein Punkt auf der Probe beleuchtet und das von diesem Punkt zurückgestreute oder fluoreszierende Licht detektiert. Durch Abrastern der Probe lassen sich diese Informationen im Nachhinein mit einer bildverarbeitenden Software zu einem Gesamtbild zusammensetzen. Ein besonderer Vorteil besteht darin, tiefenselektive Abbildungen zu machen und die einzelnen Schnittebenen zu einem dreidimensionalen Bild der Probe zusammenzusetzen. Unter anderem begrenzt jedoch die Fokussierung des Lichtes auf einen Punkt in der Probe das Auflösungsvermögen des Mikroskops. Auf Grund der räumlichen Kohärenz ist es daher notwendig Punktlichtquellen zur Beleuchtung einzusetzen. Abbildung 2.1 zeigt das

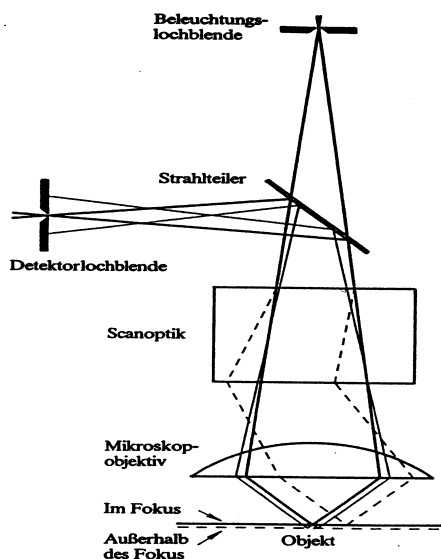


Abbildung 2.1: *Prinzipieller Aufbau eines konfokalen Mikroskops [4].*

Prinzip eines konfokalen Mikroskops. Das Laserlicht zur Beleuchtung des Objektivs tritt durch eine Lochblende, deren Größe so gewählt ist, daß sie der Beugungsbegrenzung entspricht. Das vom Objektiv im Bereich des Brennpunkts reflektierte oder emittierte Licht

durchläuft das Objektiv auf dem selben Weg wie das einfallende Licht. Ein Teil dieses Lichtes wird über einen Strahlteiler auf die Detektorlochblende gelenkt. Diese Blende läßt nur Licht aus einem kleinen Volumenbereich des Objekts im Objektivfokus auf den Detektor auftreffen. Die Abbildung zeigt auch den Strahlengang von Licht, das aus einem benachbarten Volumenbereich kommt und von der Blende abgeblockt wird. Man erhält somit eine tiefenselektive Abbildung mit guter Streulichtunterdrückung und hohem Kontrast. Die Dicke der optischen Schnitte, die sich durch das Objekt legen lassen, hängt ab von der numerischen Apertur des Mikroskopobjektivs, der Größe der Detektorlochblende und der Wellenlänge des Laserlichtes. Sie beträgt typischerweise $0,5 \mu\text{m}$ bis $1,5 \mu\text{m}$. Die zweidimensionalen Schnitte lassen sich mit Hilfe eines Computers zu dreidimensionalen Bildern zusammensetzen.

2.1.1 Konfokale Fluoreszenzmikroskopie

Um spezifische Zellstrukturen unter dem Mikroskop sichtbar zu machen, wird häufig die Methode der selektiven Immunfärbung angewendet. Dabei werden Farbstoffmoleküle an einen Antikörper gekoppelt und durch eine Immunreaktion an bestimmte Moleküle der Zelle gebunden. Jeder Farbstoff hat ein für sich charakteristisches Absorptions- und Emissionsspektrum. Da es sich bei der Fluoreszenz um einen Stokes-Übergang handelt, liegt die Anregungsenergie der Moleküle über der Energie der emittierten Photonen. Diese Verschiebung des Anregungsspektrums gegenüber dem Emissionsspektrum macht man sich bei der konfokalen Mikroskopie zu Nutze. Man regt den Immunfarbstoff an einer Stelle im Absorptionsspektrum an und detektiert in einem anderen spektralen Bereich das Emissionsspektrum. Somit werden nur die Strukturen der Zelle abgebildet, an die der Farbstoff angekoppelt hat. Das Emissionslicht kann mit einem geeigneten Farbstrahlteiler vom Anregungslicht getrennt und auf die Detektionslochblende geleitet werden. Hierbei kommen unter anderem sogenannte dichroitische Strahlteiler zum Einsatz, die die Charakteristik aufweisen, Licht eines bestimmten Wellenlängenbereichs zu transmittieren und eines anderen Wellenlängenbereichs zu reflektieren.

2.2 Funktionsweise und Eigenschaften von Lichtwellenleitern

Optische Fasern haben in der nichtlinearen Optik eine große Bedeutung erlangt. Sie bieten eine hervorragende Grundlage zum Studium nichtlinearer Effekte, woraufhin eine Vielzahl neuer Technologien entwickelt wurden. Mit Hilfe der Pulskompression in optischen Fasern konnten Laserpulse mit einer Pulslänge kleiner als 6 fs erzeugt werden. Das Studium der Ramanstreuung und der Solitonenausbreitung führte zur Entwicklung des Faser-Raman-Lasers und des Solitonenlasers [5].

Ein Effekt, für den Glasfasern immer wieder verwendet werden, ist die Erzeugung eines Superkontinuums mit Hilfe der Selbstphasenmodulation. Bei diesem nichtlinearen Effekt wird die Konzentration hoher Lichtintensitäten im Faserkern über eine lange Wegstrecke zur Verbreiterung des Pulsspektrums ausgenutzt. Die Entwicklung der photonischen Glas-

faser ermöglicht die wesentlich effizientere Erzeugung von Superkontinua unter Verwendung unterschiedlicher nichtlinearer Effekte.

2.2.1 Aufbau von Lichtwellenleitern

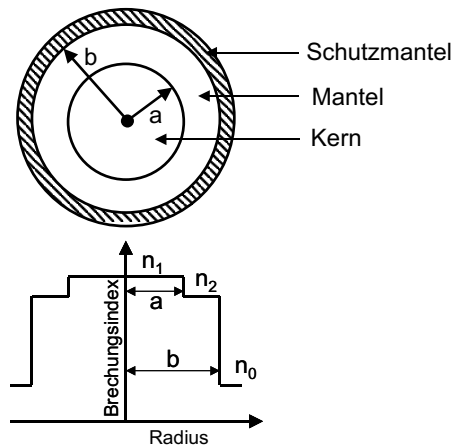


Abbildung 2.2: *Prinzipieller Aufbau eines Lichtwellenleiters, oben: Querschnitt einer Faser, unten: Brechungsindexprofil am Beispiel einer Stufenindex-Faser [5].*

Lichtwellenleiter, wie in Abbildung 2.2 dargestellt, bestehen aus einem inneren Faserkern (core) und einem den Kern umschließenden äußeren Fasermantel (cladding). Kern und Mantel bestehen aus optisch hoch transparentem Material, wobei die Brechzahl des Faserkerns höher ist als die des Mantels. Diesen Brechungsindexunterschied erreicht man bei Glasfasern durch unterschiedliche Dotierung des Mantel- und des Kernbereiches.

Nach der Herstellung werden die Fasern zum Schutz vor äußeren Einflüssen mit mindestens einer Kunststoffschicht überzogen (coating).

Die Lichtausbreitung in Fasern beruht auf dem Prinzip der Totalreflexion, wobei das Licht an der Grenzfläche zwischen Kern und Mantel reflektiert wird. Ist der Brechungsindexunterschied zwischen Kern und Mantel stufenförmig, so spricht man von einer Stufenindex-Faser. Besteht jedoch ein fließender Übergang zwischen dem inneren und äußeren Brechungsindex, so bezeichnet man diese als Gradientenindex-Faser.

Einfachheit halber sollen im folgenden Stufenindex-Fasern betrachtet werden. Zur Charakterisierung dieser Lichtwellenleiter tragen im wesentlichen der Kern-Mantel-Indexunterschied $\Delta = (n_1 - n_2)/n_1$ und der sogenannte V-Parameter

$$V = k_0 a (n_1^2 - n_2^2)^{\frac{1}{2}} \quad (2.1)$$

bei. Dabei bedeuten $k_0 = 2\pi/\lambda$, a der Kernradius, λ die Wellenlänge des einfallenden Lichtes, n_1 und n_2 der jeweilige Brechungsindex. Der V-Parameter beschreibt die Anzahl der Moden, die sich in einer Faser ausbreiten können. Bei einer Stufenindex-Faser mit $V < 2,405$ kann sich nur noch die Grundmode ausbreiten. Eine Faser mit dieser Eigenschaft wird als Einmoden-Faser bezeichnet. Analog dazu werden Fasern, in denen sich mehrere Moden ausbreiten können, Multimoden-Fasern genannt. Diese Eigenschaft ist maßgeblich von dem Kerndurchmesser der Faser abhängig. Typische Kernradien für Einmoden-Fasern liegen in der Größenordnung von $5 \mu\text{m}$.

2.2.2 Dispersionseigenschaften von Lichtwellenleitern

Die Ausbreitung des Lichtes in Medien und somit die Wechselwirkung in Materie sind frequenzabhängig. Dieser Effekt wird als chromatische Dispersion bezeichnet und durch eine Frequenzabhängigkeit des Brechungsindex beschrieben. In Fasern spielt sie bei der Ausbreitung von kurzen Pulsen eine entscheidende Rolle, da die unterschiedlichen spektralen Komponenten unterschiedliche Ausbreitungsgeschwindigkeiten erfahren und sich somit die Pulsbreite ändert.

Zur mathematischen Beschreibung entwickelt man die Ausbreitungskonstante $\beta = nk_0$ in einer Taylorreihe um die zentrale Frequenz ω_0 des Pulses.

$$\beta(\omega) = n(\omega)\frac{\omega}{c} = \beta_0 + \beta_1(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2}\beta_2(\omega - \omega_0)^2 + \dots \quad (2.2)$$

mit $\beta_m = (d^m\beta/d\omega^m)_{\omega=\omega_0}$ und $(m = 0, 1, 2, \dots)$. Die Parameter β_1 und β_2 ergeben sich zu

$$\beta_1 = \frac{1}{v_g} = \frac{n_g}{c} = \frac{1}{c} \left(n + \omega \frac{dn}{d\omega} \right) \quad \beta_2 = \frac{1}{c} \left(2 \frac{dn}{d\omega} + \omega \frac{d^2n}{d\omega^2} \right), \quad (2.3)$$

wobei v_g die Gruppengeschwindigkeit und n_g der Gruppenbrechungsindex ist. β_1 beschreibt die Ausbreitung der Einhüllenden des Pulses mit der Gruppengeschwindigkeit, während β_2 die Dispersion der Gruppengeschwindigkeit und somit die Pulsverbreiterung verkörpert.

Eine speziellere Betrachtung von β_2 unter Einbeziehung von $n(\omega)$ zeigt, daß in entsprechenden Frequenzbereichen β_2 einmal ein positives und einmal ein negatives Vorzeichen hat. Der Übergang, an dem $\beta_2 = 0$ ist, wird als Nulldispersionswellenlänge (Zero-Dispersion-Wavelength, ZDW) bezeichnet. Für reines Quarzglas liegt diese Nulldispersionswellenlänge bei $\lambda_{\text{ZDW}} = 1,27 \mu\text{m}$. Bei dieser Wellenlänge tritt für den Puls keine Dispersion zweiter Ordnung auf, jedoch können Dispersionseffekte höherer Ordnung (z.B. Third-Order-Dispersion, TOD) Einfluß auf die Pulsform nehmen, wobei der Grad der Ordnung auf die Taylorreihenentwicklung zurückzuführen ist.

Den Bereich $\beta_2 > 0$ ($\lambda < \lambda_{\text{ZDW}}$) bezeichnet man als den Bereich der normalen Dispersion. Hier ist die Ausbreitungsgeschwindigkeit für langwelligere Wellen (rot) größer als für kurzwelligere (blau). Im Bereich $\beta_2 < 0$ und somit $\lambda > \lambda_{\text{ZDW}}$ ist dieser Effekt umgekehrt, und man spricht von anomaler Dispersion.

Das Dispersionsverhalten von optischen Fasern wird nicht allein durch die Materialdispersion bestimmt, sondern auch durch die Bauform des Lichtwellenleiters. Zur Kennzeichnung dieses Verhaltens führt man den sogenannten Dispersionskoeffizienten

$$D = D_m + D_w \quad \text{ein,} \quad (2.4)$$

wobei D_m den materialabhängigen Anteil der Dispersion beschreibt und D_w den bauformabhängigen Anteil.

Der materialabhängige Anteil ergibt sich durch folgende Überlegung: Ist $\Delta\omega$ die spektrale Pulsbreite, $L = Tv_g$ die Ausbreitungslänge, T die Ausbreitungszeit und v_g die Gruppengeschwindigkeit, so erhält man eine Pulsverbreiterung

$$\Delta T = \frac{dT}{d\omega} \Delta\omega = \frac{d}{d\omega} \left(\frac{L}{v_g} \right) \delta\omega = L \frac{d^2\beta}{d\omega^2} \Delta\omega \equiv L\beta_2 \Delta\omega. \quad (2.5)$$

Mit $\Delta\omega = -(2\pi c\Delta\lambda)/\lambda^2$ ergibt sich für die Pulsverbreiterung

$$\Delta T = \frac{d}{d\lambda} \left(\frac{L}{v_g} \right) \Delta\lambda = D_m L \Delta\lambda \quad \text{und somit} \quad D_m = \frac{d}{d\lambda} \left(\frac{1}{v_g} \right) = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \beta_2. \quad (2.6)$$

Bei der Beschreibung des wellenleiterabhängigen Anteils muß auf verschiedene Konstruktionsparameter Rücksicht genommen werden. Für kleine Brechungsindexunterschiede und unter der Vernachlässigung der Frequenzabhängigkeit von $\Delta = (n_1 - n_2)/n_1$ ergibt sich [6]

$$D_w = -\frac{2\pi c\Delta}{\lambda^2} \frac{d^2}{d\omega^2} \left(\frac{bV}{a\sqrt{2\Delta}} \right), \quad (2.7)$$

wobei $V = k_0 a (n_1^2 - n_2^2)^{\frac{1}{2}}$ der Strukturparameter ist, der die Geometrie-, Material- und Betriebseigenschaften zu einer Kenngröße zusammenfaßt, und $b = (\hat{n}^2 - n_2^2)/(n_1^2 - n_2^2)$ ist die normierte Ausbreitungskonstante. Hierbei ist \hat{n} der Modenbrechungsindex, welcher zwischen

$n_1 > \hat{n} > n_2$ liegt. Mit $\hat{n} = \beta/k_0$ ergibt sich

$$\beta = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{n_2^2 - b(n_1^2 - n_2^2)} \quad (2.8)$$

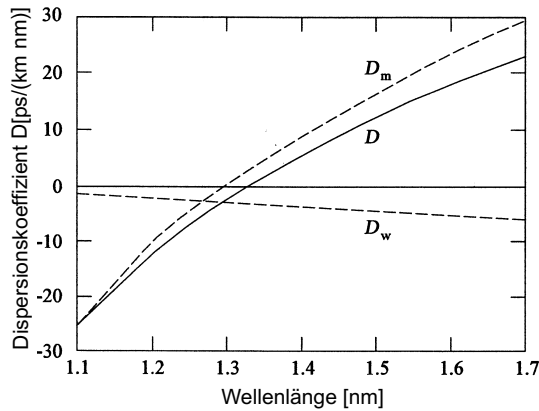


Abbildung 2.3: Der gesamte Dispersionskoeffizient D setzt sich aus dem materialabhängigen Anteil D_m , der hier für reines Quarzglas aufgetragen ist, und dem wellenleiterabhängigen Anteil D_w zusammen [6].

Die Nulldispersionswellenlänge läßt sich somit ein wenig durch die Bauform des Wellenleiters in höhere Wellenlängenbereiche verschieben, wie in Abbildung 2.3 zu erkennen ist. Die Verschiebung der Nulldispersionswellenlänge in den sichtbaren Bereich war bisher noch nicht möglich. Erst die Konstruktion der photonischen Glasfasern ermöglicht eine so große Verschiebung und somit neue Anwendungsgebiete.

2.2.3 Moden in Lichtwellenleitern

In optischen Fasern können sich je nach Bauart für unterschiedliche Frequenzen verschiedene Feldverteilungen ausbilden, welche hier gemäß [5] präsentiert werden. Aus den Maxwellgleichungen ergibt sich für ebene Wellen und unter Vernachlässigung des nichtlinearen Anteils der Polarisation

$$\nabla^2 \tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, \omega) + n^2(\omega) \frac{\omega^2}{c^2} \tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, \omega) = 0. \quad (2.9)$$

Die Zylindersymmetrie der Wellenleiter rechtfertigt eine Transformation in Zylinderkoordinaten ρ , ϕ und z .

$$\frac{\partial^2 \tilde{\mathbf{E}}}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tilde{\mathbf{E}}}{\partial \rho} + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2 \tilde{\mathbf{E}}}{\partial \phi^2} + \frac{\partial^2 \tilde{\mathbf{E}}}{\partial z^2} + n^2 k_0^2 \tilde{\mathbf{E}} = 0 \quad (2.10)$$

Hierbei ist $k_0 = \omega/c$ und $\tilde{\mathbf{E}}$ ist die Fouriertransformierte des elektrischen Feldes

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, \omega) \exp(-i\omega t) d\omega. \quad (2.11)$$

Ähnliche Gleichungen ergeben sich für das magnetische Feld $\mathbf{H}(\mathbf{r}, t)$.

Wenn \mathbf{E} und \mathbf{H} die Maxwell-Gleichungen erfüllen, sind nur noch zwei von den sechs Komponenten unabhängig voneinander. Üblicherweise wählt man \tilde{E}_z und \tilde{H}_z als die unabhängigen Komponenten und erhält dann $\tilde{E}_\phi, \tilde{E}_\rho, \tilde{H}_\phi$ und \tilde{H}_ρ als Terme von \tilde{E}_z und \tilde{H}_z . Gleichung 2.10 kann gelöst werden mit dem Ansatz

$$\tilde{E}_z(r, \omega) = A(\omega) F(\rho) \exp(i\nu\phi) \exp(i\beta z), \quad (2.12)$$

wobei A eine Normierungskonstante, β die Ausbreitungskonstante und ν eine ganze Zahl ist. Es ergibt sich

$$\frac{d^2 F}{d\rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{dF}{d\rho} + \left(\kappa^2 - \frac{\nu^2}{\rho^2} \right) F = 0 \quad (2.13)$$

mit $\kappa^2 = n^2 k_0^2 - \beta^2$. Bei einer Stufenindexfaser mit dem Kernradius a ist der Brechungsindex gegeben durch

$$n = \begin{cases} n_1 & \rho < a \\ n_2 & \rho \geq a \end{cases}.$$

Gleichung 2.13 kann mit Hilfe der Besselfunktionen gelöst werden. Für den Kern der Faser ergibt sich

$$F(\rho) = J_\nu(\kappa\rho), \quad \rho \leq a \quad (2.14)$$

In der Mantelregion ($\rho \geq a$) soll die Lösung für steigendes ρ exponentiell abfallen. Dies läßt sich mit der modifizierten Besselfunktion K_ν bewerkstelligen, und es folgt

$$F(\rho) = K_\nu(\gamma\rho), \quad \rho \geq a, \quad \text{mit} \quad \gamma = (\beta^2 - n_2^2 k_0^2)^{1/2}. \quad (2.15)$$

Entsprechendes kann man für das magnetische Feld durchführen. Die Randbedingungen, daß an der Grenzschicht $\rho = a$ die Tangentialkomponenten von $\tilde{\mathbf{E}}$ (bzw. $\tilde{\mathbf{H}}$) gleich sein müssen, führen zu einer Eigenwertgleichung, deren Lösungen die Ausbreitungskonstante β für die Fasermode bestimmen.

$$\left(\frac{J'_\nu(\kappa a)}{\kappa J_\nu(\kappa a)} + \frac{K'_\nu(\gamma a)}{\gamma K_\nu(\gamma a)} \right) \left(\frac{J'_\nu(\kappa a)}{\kappa J_\nu(\kappa a)} + \frac{n_2^2 K'_\nu(\gamma a)}{n_1^2 \gamma K_\nu(\gamma a)} \right) = \left(\frac{\nu \beta k_0 (n_1^2 - n_2^2)}{a \kappa^2 \gamma^2 n_1} \right)^2 \quad (2.16)$$

Diese Eigenwertgleichung hat mehrere Lösungen für ganzzahlige Werte von ν . Es ist üblich, die Lösungen mit $\beta_{\nu\mu}$ zu bezeichnen, wobei ν und μ jeweils ganze Zahlen sind.

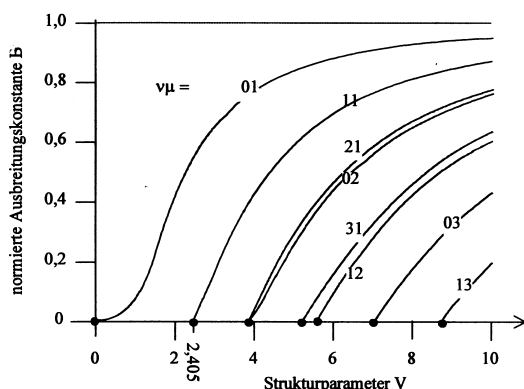


Abbildung 2.4: Normierte Ausbreitungskonstante b als Funktion des Strukturparameters V . Die Endstelle der jeweiligen Kurven ist durch einen Punkt markiert [7].

Jedes $\beta_{\nu\mu}$ entspricht einer Mode, die sich in der Faser ausbreiten kann. Die entsprechende Lösung der Gleichung 2.10 entspricht dann der jeweiligen Feldverteilung der Mode.

In Bild 2.4 sind verschiedene Lösungen des Eigenwertproblems über dem V -Parameter aufgetragen. Als y -Achse wurde nach Gleichung 2.8 die normierte Ausbreitungskonstante b gewählt. Ist das Licht in der Faser linear polarisiert, so bezeichnet man die sich ausbreitenden Moden als LP-Moden. Die Numerierung der Moden erfolgt nach den Intensitätsbildern des aus der Faser austretenden Lichtes [7]. Diese Intensitätsbilder sind in konzentrischen Kreisen angeordnete Hell-Dunkel-Muster. Die Anzahl der Kreise und der Intensitätsverlauf bestimmen die Modenindices ($\nu\mu$): μ gibt die Anzahl der Kreise an, und 2ν liefert die Anzahl der Intensitätsminima innerhalb eines jeden Kreises.

Zu erkennen ist, daß sich für $V < 2,405$ nur noch die LP_{01} Mode ausbreiten kann, alle anderen Moden sind unterdrückt. Dies erklärt das anfangs schon erwähnte Einmodenverhalten von Fasern. Zur Konstruktion von Einmoden-Fasern muß also ein möglichst geringer Brechungsindexunterschied und vor allem ein kleiner Kernradius gewählt werden. Die Ausbreitung von nur einer Mode in Glasfasern ist in vielen Bereichen essentiell. Beispielsweise stören unterschiedliche Laufzeiten der einzelnen Moden die Signalübertragung in verschiedenen Bereichen der Telekommunikationstechnik. In der Mikroskopie benötigt man zur Erhöhung der Auflösung Punktlichtquellen, wobei ebenfalls ausschließlich die Ausbreitung der Grundmode in Fasern von Interesse ist.

2.3 Die photonische Glasfaser

Die photonischen Glasfasern (photonic crystal fiber, PCF) eröffnen ein neues Gebiet in der Lichtwellenleitertechnologie. Das ursprüngliche Ziel war die Entwicklung einer photonischen Bandstruktur ähnlich der elektronischen Bandstruktur in Halbleitersystemen. Die Lichtleitung erfolgt hier in entsprechenden Bändern und kann wie bei Halbleitern mit Blochwellen beschrieben werden. Anfangs war diese photonische Bandlücke der einzige Leitungsmechanismus für diese neue Klasse von optischen Fasern. Es stellte sich jedoch bald heraus, daß diese Fasern besondere Eigenschaften aufweisen, wenn sich das Licht auf dem herkömmlichen Prinzip der Totalreflexion ausbreitet. Dazu gehört das im weiteren Verlauf näher erläuterte Dispersions- und Modenverhalten sowie die Erzeugung von Superkontinua.

2.3.1 Aufbau und Herstellung der photonischen Glasfaser

Die photonische Glasfaser hat eine besondere Struktur. Der Kern der Faser ist von einem Mantel umgeben, mit zum Kern parallel verlaufenden Luftröhren. Die Röhrenstruktur der Faser, Durchmesser d und Röhrenabstand Λ , beeinflussen maßgeblich die Eigenschaften der Faser.

Um diese Röhrenstruktur herum befindet sich nochmals ein Mantel aus reinem Quarzglas. Dieser ist, wie bei den herkömmlichen Fasern, zum Schutz vor äußeren Einflüssen und zur Stabilität mit einer Kunststoffschicht umgeben. Der typische Kerndurchmesser liegt bei ca. $2\ \mu\text{m}$. Die in dieser Arbeit verwendeten Fasern haben einen Durchmesser von $1,7\ \mu\text{m}$ bzw. $2\ \mu\text{m}$. Der Durchmesser der Röhrenstruktur liegt in der Größenordnung von $10 - 20\ \mu\text{m}$.

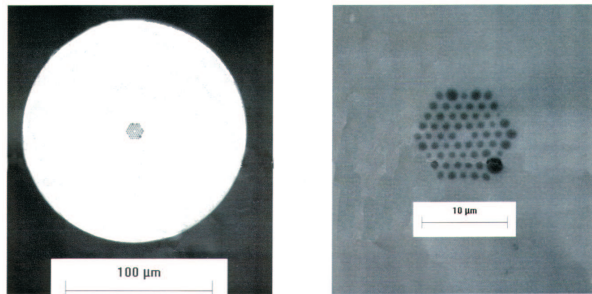


Abbildung 2.5: Mikroskopaufnahmen einer photonischen Glasfaser, links Querschnitt der Faser, rechts Vergrößerung des Faserkerns [8].

Bei der Herstellung der Faser erstellt man als erstes eine Vorform mit einem Durchmesser von mehreren cm. Hierbei werden Glasröhren in der gewünschten Struktur aneinander gelegt. Die mittlere Röhre wird durch einen Glasstab ersetzt, welcher später den Kern der Faser bildet. Um diese Röhrenstruktur werden weitere Glasstäbe angeordnet, die später den zweiten Mantel der Faser bilden. Bei einer Umgebungstemperatur von etwa 2000°C wird diese Vorform auf einen Durchmesser von etwa $125\ \mu\text{m}$ gezogen. Die so entstandene Faser behält die anfänglich vorgegebene Röhrenstruktur bei und ist auch über die ganze Länge hin formerhaltend.

2.3.2 Eigenschaften von photonischen Glasfasern

Die besonderen Eigenschaften der photonischen Glasfaser beruhen auf der Röhrenstruktur des Mantels, die im Querschnitt der Faser als Lochstruktur zu sehen ist. Sie wird charakterisiert durch den Röhrendurchmesser d und den Röhrenabstand Λ . Der Quotient d/Λ beschreibt das Verhältnis von Luft zu Glas in der Mantelstruktur.

Der Brechungsindex des Mantels wird durch diese Röhrenstruktur maßgeblich beeinflusst. Ist die Wellenlänge des eingestrahnten Lichtes größer als der Lochabstand Λ , so ergibt sich der Brechungsindex des Mantels n_{Mantel} in guter Näherung aus dem gewichteten Mittelwert der Brechungsindices von Luft und Glas in der Struktur. Mit abnehmender Wellenlänge konzentriert sich das Licht zunehmend in dem Bereich mit höherem Brechungsindex und weicht somit den Löchern aus. Im Mittel sieht Licht mit kürzerer Wellenlänge also mehr Glas und weniger Luft. Dadurch erhöht sich der Brechungsindex im Mantelbereich für kürzere Wellenlängen.

Eine Folge des hohen Unterschiedes im Brechungsindex ist der Anstieg der numerischen Apertur. Die numerische Apertur beschreibt den größtmöglichen Akzeptanzwinkel, unter

dem das einfallende Licht noch in der Faser geführt werden kann und lässt sich beschreiben als

$$N_A = n_0 \sin \theta_{\text{Grenz}} = \sqrt{n_1^2 - n_2^2}, \quad (2.17)$$

wobei n_0 der Brechungsindex des Mediums ist, aus dem der Lichtstrahl in die Faser eintritt. Bei herkömmlichen Fasern liegt die numerische Apertur im Bereich von 0,2 bis 0,3. Bei photonischen Glasfasern können Werte bis zu $N_A = 0,9$ erreicht werden.

2.3.3 Dispersions- und Modenverhalten der photonischen Glasfaser

Die wohl herausragendsten Eigenschaften von photonischen Glasfasern sind das Moden- und Dispersionsverhalten.

Es können Fasern konstruiert werden, in denen sich über einen Wellenlängenbereich von etwa 300 nm bis hin zu 2 μm nur die Grundmode ausbilden kann [9].

Bei konventionellen Fasern wird das Modenverhalten durch den V-Parameter $V = (2\pi a/\lambda)(n_1^2 - n_2^2)^{1/2}$ bestimmt. Ist dieser Wert kleiner als 2,405, kann sich nur die Grundmode in der Faser ausbreiten. Für $\lambda \rightarrow 0$ geht jedoch V gegen unendlich. Es gilt

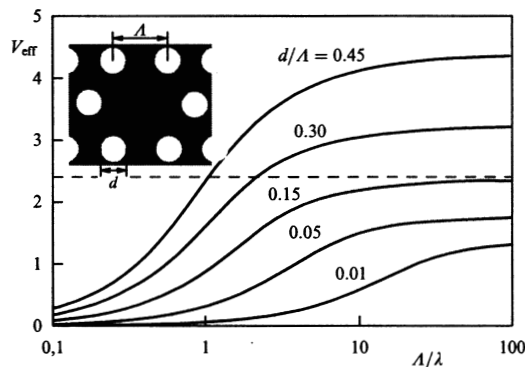


Abbildung 2.6: Parameter V_{eff} als Funktion des Verhältnisses von Λ/λ . Die gestrichelte Linie zeigt die Grenze für Einmodenverhalten bei $V_{\text{eff}} = 2,405$ [9].

somit das Verhalten des V-Parameters für kleine Wellenlänge in der photonischen Glasfaser zu untersuchen. Wie schon oben erwähnt, konzentriert sich für kleiner werdendes λ die Feldverteilungen des einfallenden Lichtes immer mehr im Glasbereich zwischen den Röhren, also letztendlich im Kern der Faser. Deshalb lässt sich die Ausbreitungskonstante β in der Faser einschränken auf einen Bereich

$$kn_{\text{Glas}} > \beta > \beta_{\text{FRM}} \quad . \quad (2.18)$$

Hierbei ist kn_{Glas} die Ausbreitung in reinem Quarzglas mit $k = 2\pi/\lambda$ und β_{FRM} ist die fundamentale Mode, die sich für kleine Wellenlängen im Raum zwischen den Röhren des Fasermantels ausbreiten kann. Über diese Mode lässt sich ein effektiver Brechungsindex n_{eff} des Mantelbereichs definieren

$$n_{\text{eff}} = \beta_{\text{FRM}}/k \quad . \quad (2.19)$$

Wegen der Einschränkung durch Gleichung 2.18 liegt der transversale Teil des Wellenvektors k_T zwischen 0 und $k_{T_{\max}} = (k^2 n_{\text{Glas}}^2 - \beta_{\text{FRM}}^2)^{1/2}$. Die Anzahl der Moden in einem Lichtwellenleiter wird letztendlich durch das Produkt

$$ak_{T_{\max}} = V_{\text{eff}} \quad (2.20)$$

bestimmt. Es kann also mit n_{eff} ein V_{eff} definiert werden, zu

$$V_{\text{eff}} = \frac{2\pi\Lambda}{\lambda} (n_0^2 - n_{\text{eff}}^2)^{1/2} \quad , \quad (2.21)$$

wobei für den Kernradius a der Loch zu Loch Abstand Λ angenommen wurde. Man erhält mit Gleichung 2.9 und Gleichung 2.20 die Wellengleichung für die transversale Feldverteilung

$$\Lambda^2 \nabla_t^2 \tilde{\mathbf{E}} + V_{\text{eff}}^2 \tilde{\mathbf{E}} = 0. \quad (2.22)$$

Hierbei ist ∇_t^2 der transversale Anteil des Laplace Operators. Für $\lambda \rightarrow 0$ konzentriert sich $\tilde{\mathbf{E}}$ immer mehr im Glasbereich zwischen den Röhren. Für ein gegebenes Verhältnis von Lochgröße zu Λ ist $\tilde{\mathbf{E}}$ für kurze Wellenlängen somit eine invariante Funktion der normalisierten, transversalen Koordinaten x/Λ und y/Λ . Unter diesen Bedingungen zeigt sich, daß V_{eff} in Gleichung 2.22 beschränkt ist und unabhängig von λ und Λ . Der Grenzwert von V_{eff} hängt von der relativen Größe der Röhre ab, jedoch garantiert ein genügend kleiner Effektivwert von V Einmoden-Verhalten für alle Werte von λ und Λ .

Für große Wellenlängen ergibt sich bei der quadratischen Mittelung über den Mantelbrechungsindex der photonischen Glasfaser

$$V_{\text{eff}} = k\Lambda F^{1/2} (n_{\text{Glas}}^2 - n_a^2)^{1/2}. \quad (2.23)$$

Hierbei ist n_a der Brechungsindex von Luft, bzw. des Füllmaterials in den Röhren, und F beschreibt den Anteil von Luft zu Glas in der Mantelstruktur.

Wie in Abbildung 2.6 zu sehen, zeigen Berechnungen [9], daß sich für ein genügend kleines Verhältnis von d/Λ über einen großen Wellenlängenbereich nur die Grundmode ausbreiten kann. Dieses Verhalten ist mit herkömmlichen Fasern nicht erreichbar.

Desweiteren soll hier die besondere Dispersionseigenschaft von photonischen Glasfasern erwähnt werden. Die Dispersion ist ein Schlüsselparame- ter für Wellenleiter. Von ihr hängt es ab, ob ein Wellenleiter für verschiedene Anwendungen, wie die Erzeugung kurzer Pulse, Superkontinuumserzeugung etc., entwickelt werden kann. Bei photonischen Glasfasern verschiebt sich der Dispersionskoeffizient auf Grund des wellenleiterabhängigen Anteils zu kürzeren Wellenlängen hin. Die Nulldispersionswellenlänge kann somit in den sichtbaren Spektralbereich verschoben werden, weit entfernt von den bisherigen Stellen bei $1,3 \mu\text{m}$. Es ist ebenso möglich Fasern zu konstruieren, deren Dispersion über einen weiten Spektralbereich kleiner ist als die von herkömmlichen Fasern [10].

Die mathematische Beschreibung der Dispersion gestaltet sich auf Grund der komplexen Feldverteilung in photonischen Glasfasern als sehr schwierig. Eine Methode hierzu findet sich unter [11] und [12]. Bei dieser Methode muß die Eigenwertgleichung für das magnetische Feld

$$\nabla \times \left[\frac{1}{\varepsilon(\mathbf{r})} \nabla \times \mathbf{H}(\mathbf{r}) \right] = \frac{\omega^2}{c^2} \mathbf{H}(\mathbf{r}) \quad (2.24)$$

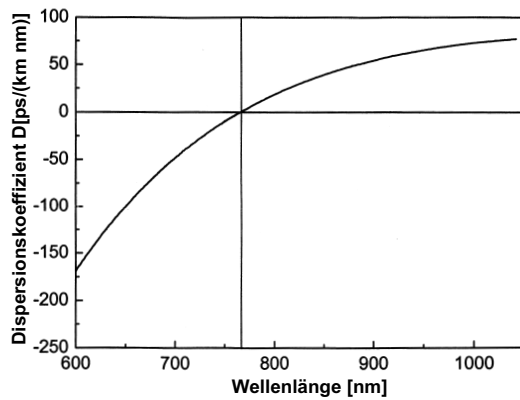


Abbildung 2.7: Dispersionskoeffizient der hier verwendeten photonischen Glasfaser. Durch den Wellenleiterbeitrag kann die Dispersionskurve in den sichtbaren Bereich verschoben werden. Die Nulldispersionswellenlänge liegt hier bei 770 nm [8].

gelöst werden. Unter Annahme einer vollständigen periodischen Struktur kann eine Lösung, entsprechend dem Bloch-Theorem, als eine ebene Welle geschrieben werden, die durch eine periodische Funktion moduliert wird, deren Periodizität wiederum durch die Struktur gegeben ist. Die Näherung der periodischen Funktion durch eine Fourierreihe liefert eine Lösung der Form

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}) = \sum_{\mathbf{G}} \sum_{\gamma=1,2} \mathbf{h}_{\mathbf{k}+\mathbf{G},\gamma} \exp[i(\mathbf{k} + \mathbf{G})\mathbf{r}] \quad . \quad (2.25)$$

Hierbei ist \mathbf{k} der Wellenvektor, \mathbf{G} der reziproke Gittervektor und γ steht für die zwei Feldrichtungen senkrecht zum Vektor $\mathbf{k} + \mathbf{G}$. Die Lösung dieses Problems ist nur mit höherem Rechenaufwand auf numerischem Wege möglich. Mit der so errechneten Feldverteilung läßt sich das Dispersionsverhalten in photonischen Glasfasern näherungsweise beschreiben.

2.4 Superkontinuumserzeugung in photonischen Glasfasern

Die erste Studie über den Mechanismus und die Erzeugung von Superkontinua (supercontinuum, SC) reichen zurück ins Jahre 1969. Alfano und Shapiro erzeugten erstmals mit Hilfe von ps-Laserpulsen Spektren über einen großen Wellenlängenbereich durch die Fokussierung des Laserstrahls in Festkörpern und Flüssigkeiten [13]. Der für die Verbreiterung des Pulsspektrums verantwortliche Effekt war die Selbstphasenmodulation des Pulses. Da die Breite des erzeugten Spektrums von der im Raum konzentrierten Laserleistung abhängt, wurden schon bald Glasfasern zur Erzeugung von Superkontinua eingesetzt [14]. In diesen kann die Laserleistung auf engem Raum und über ein lange Strecke hinweg gebündelt werden, was sich direkt auf die Breite des Spektrums auswirkt.

Mit der Entwicklung von photonischen Glasfasern erfolgte ein neuer Schritt bei der Erzeugung von Superkontinua. Erstmals gelang es mit niedrigen Laserleistungen und kurzen Faserlängen Spektren über den gesamten sichtbaren Spektralbereich zu erzeugen, die sich noch bis tief in den infraroten Bereich ausdehnten. Diese so erzeugten Spektren können jedoch nicht mehr ausschließlich auf den Effekt der Selbstphasenmodulation zurückgeführt

werden, vielmehr handelt es sich hierbei um ein Zusammenspiel unterschiedlicher nichtlinearer Effekte, wie Selbstphasenmodulation, stimulierte Ramanstreuung, Vierwellenmischung und Solitonenzerfälle .

2.4.1 Einführung in die nichtlineare Optik

In der linearen Optik geht man davon aus, daß der Dielektrizitätstensor ε_{ij} und somit der Brechungsindex n sowie der Absorptionskoeffizient κ nur von der Wellenlänge, nicht aber von der Amplitude des eingestrahnten Lichts abhängig ist. Wenn jedoch die Intensität des eingestrahnten Lichtes solche Größenordnungen erreicht, daß der Dielektrizitätstensor abhängig von der eingestrahnten Feldstärke wird, kommt man in den Bereich der nichtlinearen Optik.

Die elektrischen Feldstärken in den Lichtwellen normaler Lichtquellen erreichen Werte von etwa 100 V/m. Die dadurch bewirkten Ladungsverschiebungen in Festkörpern sind von der Größenordnung 10^{-14} cm und damit sehr klein gegenüber den typischen Atomdurchmessern von 10^{-8} cm. Bei solchen Größenordnungen befindet sich die Abhängigkeit der Polarisation von der elektrischen Feldstärke mit Sicherheit im linearen Bereich.

Erst bei Feldstärken von 10^6 V/m und Verschiebungen von 10^{-10} cm muß man damit rechnen, daß sich Nichtlinearitäten bemerkbar machen [15]. Mit Lasern sind heutzutage solche Werte in der Feldstärke ohne weiteres erreichbar, ebenso in Glasfasern, bei denen eine relativ hohe Strahlungsleistung durch einen sehr kleinen Querschnitt strömt.

Elektromagnetische Lichtfelder werden durch die Größen \mathbf{E} , \mathbf{D} , \mathbf{B} und \mathbf{H} beschrieben, für die unter Abwesenheit äußerer Ladungen und Ströme $\rho = 0$, $\sigma = 0$ die Maxwellgleichungen folgende Form annehmen:

$$\begin{aligned}\nabla \times \mathbf{H} &= \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} & \nabla \mathbf{D} &= 0 \\ \nabla \times \mathbf{E} &= -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} & \nabla \mathbf{B} &= 0\end{aligned}\quad (2.26)$$

Nichtlineare Effekte in der magnetischen Permeabilität μ_{ij} sind weniger bedeutsam, wodurch unter Vernachlässigung magnetischer Effekte $\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H}$ gesetzt werden kann.

Die elektrische Polarisation $\mathbf{P}(\mathbf{E})$, die sich aus der Summe der elektrischen Dipole der Probe pro Volumeneinheit $\mathbf{P} = \sum \mathbf{p}_{\text{IND}}$ ergibt, läßt sich in einer Taylorreihe entwickeln und man erhält

$$\mathbf{P}(\mathbf{E}) = \varepsilon_0(\chi^1 \mathbf{E} + \chi^2 \mathbf{E}\mathbf{E} + \chi^3 \mathbf{E}\mathbf{E}\mathbf{E} + \dots) \quad (2.27)$$

Hierbei ist χ^1 die lineare Suszeptibilität und χ^n sind die Suszeptibilitäten höherer Ordnung, die im nichtlinearen Fall auftreten und im allgemeinen Tensorcharakter aufweisen. Sie haben die Größenordnungen $\chi^1 \approx 1$, $\chi^2 \approx 10^{-10}$ cm/V und $\chi^3 \approx 10^{-17}$ cm²/V² [15].

Man kann somit Gleichung 2.27 unter Verwendung der Einsteinschen Summenkonvention schreiben als

$$P_i(\mathbf{E}) = \varepsilon_0(\chi_i^{1j} E_j + \chi_i^{2jk} E_j E_k + \chi_i^{3jkl} E_j E_k E_l) \quad (2.28)$$

Mit der Dielektrizitätskonstante ε ergibt sich

$$\mathbf{P}(\mathbf{E}) = \varepsilon_0 \underbrace{(\varepsilon - 1)}_{\chi^1} \mathbf{E} + \underbrace{\mathbf{P}_{\text{NL}}}_{\text{höhere Ord.}} \quad (2.29)$$

$$\mathbf{D}(\mathbf{E}) = \varepsilon\varepsilon_0\mathbf{E} + \mathbf{P}_{\text{NL}} \quad (2.30)$$

Durch die einzelnen Ordnungen der nichtlinearen Polarisation lassen sich verschiedene nichtlineare optische Effekte beschreiben. Frequenzverdopplung (SHG), optische Gleichrichtung, Zweiphotonenabsorption sowie parametrische Verstärkung sind Prozesse zweiter Ordnung. Die Suszeptibilität dritter Ordnung ist unter anderem verantwortlich für die Vierwellenmischung (Four-Wave-Mixing, FWM), die stimulierte Raman Streuung (SRS), die Dreiphotonenabsorption sowie die Intensitätsabhängigkeit des Brechungsindex und somit der Selbstphasenmodulation (SPM) und der Selbstfokussierung. Aus Symmetriegründen treten in isotropen Medien, wie bei der aus Quarzglas bestehenden photonischen Faser, nur nichtlineare Effekte dritter Ordnung auf. $\chi_i^{jk} \neq 0$ ist in isotropen Medien unmöglich, da Invarianz unter Punktspiegelungen zum Verschwinden aller Materialtensoren ungerader Stufe führt [15].

2.4.2 Selbstphasenmodulation

Beim Effekt der Selbstphasenmodulation (SPM) moduliert sich das Licht auf Grund des nichtlinearen, intensitätsabhängigen Brechungsindex selbst und verursacht so eine Verbreiterung des Frequenzspektrums im Puls des einfallenden Laserlichtes.

Aus den Maxwellgleichungen 2.26 ergibt sich für eine ebene Welle in z -Richtung die nichtlineare Wellengleichung [14]

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{n_0^2}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \mathbf{E} = \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \mathbf{P}_{\text{NL}}^{(3)} \quad (2.31)$$

mit

$$\mathbf{E} = \mathbf{A}(z, t) \exp(ik_0z - i\omega_0t) \quad , \quad (2.32)$$

$$\mathbf{P}^{(3)} = \chi^{(3)} |\mathbf{E}|^2 \mathbf{E} \quad (2.33)$$

wobei n_0 der lineare Brechungsindex des Mediums ist.

Unter Benutzung der SVAA (*slowly varying amplitude approximation*), bei der davon ausgegangen wird, daß sich die Amplitude über die Distanz von der Größenordnung einer Wellenlänge nur langsam verändert, können Terme, die die zweite Ableitung in der Amplitude enthalten, vernachlässigt werden, und man erhält

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{n_0}{c} \frac{\partial}{\partial t} \right) \mathbf{A} = \frac{4\pi\omega_0^2}{i2k_0c^2} \chi^{(3)} |\mathbf{A}|^2 \mathbf{A} \quad . \quad (2.34)$$

Durch Substitution von $\hat{z} = z + ct/n_0$ und $\mathbf{A} = |\mathbf{A}| \exp(i\phi)$ folgt aus 2.34

$$\frac{\partial |\mathbf{A}|}{\partial \hat{z}} = 0 \quad (2.35)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial \hat{z}} = \frac{2\pi\omega_0^2}{c^2k_0} \chi^{(3)} |\mathbf{A}|^2 \quad . \quad (2.36)$$

Daraus ergibt sich sofort

$$\mathbf{A} = \mathbf{A}(t) \quad (2.37)$$

$$\phi(z, t) = \phi_0 + \frac{2\pi\omega_0^2}{c^2k_0}\chi^{(3)}|\mathbf{A}(t)|^2z \quad . \quad (2.38)$$

Gleichung 2.37 stellt eine Erhaltung der Pulsform bei der Ausbreitung durch das Medium da, während Gleichung 2.38 eine induzierte Phasenänderung $\Delta\phi = \phi(z, t) - \phi_0$ beim Durchgang durch das Medium von 0 bis z bewirkt. Sie wird hervorgerufen durch die Anwesenheit des induzierten Brechungsindex $\Delta n = (2\pi/n_0)\chi^{(3)}|\mathbf{A}|^2$. Somit ergibt sich für die Phasenänderung $\Delta\phi = (\omega/c)\int_0^z \Delta n dz$.

Die Phasenmodulation $\Delta\phi(t)$ führt zu einer Modulation in der Frequenz der Welle, die sich durch $\omega = \omega_0(\partial\Delta\phi/\partial t)$ ergibt. Für die Verbreiterung des Pulsspektrums ergibt sich somit

$$\Delta\omega = -\frac{\partial(\Delta\phi)}{\partial t} = -\frac{2\pi\omega_0^2}{c^2k_0}\chi^{(3)}\frac{\partial|\mathbf{A}|^2}{\partial t}z \quad . \quad (2.39)$$

Folglich wird das Pulsspektrum beim Durchgang durch ein Medium auf Grund des intensitätsabhängigen, nichtlinearen Brechungsindex verbreitert. Ein Laserpuls der Frequenz ω_0 , der sich aus einer Überlagerung diskreter Wellen mit fester Phasenlage zusammensetzt, erfährt einen sogenannten Frequenzchirp. Die ansteigende Flanke des Pulses verursacht eine Verschiebung zu kleineren Frequenzen, die Wellenlänge verschiebt sich somit ins Rote hinein, wohingegen die abfallende Flanke eine Verschiebung zu höheren Frequenzen, ins Blaue hinein, bewirkt.

Die spektrale Breite des Pulses ist nach dem Durchlauf eines nichtlinearen Mediums größer als vorher. Da zwischen Pulsdauer und spektraler Breite die Beziehung $\Delta\omega \geq 1/\Delta t$ besteht, könnte der Puls hinter dem Medium prinzipiell kürzer sein. Das Medium ändert jedoch nicht die Pulsbreite, sondern vergrößert die Bandbreite. Das heißt, wenn der Puls vorher bandbreitebegrenzt war, also $\Delta\omega = 1/\Delta t$, ist er hinter dem Medium nicht mehr bandbreitebegrenzt, $\Delta\omega > 1/\Delta t$. Seine Dauer entspricht nicht mehr dem minimal möglichen Wert, der sich aus der spektralen Breite errechnet. Ein gechirpter Puls stellt sich als Überlagerung vieler kürzerer Pulse verschiedener Mittenfrequenzen dar.

Das Spektrum des selbstphasenmodulierten Feldes kann mit der Fouriertransformierten

$$|\mathbf{E}(\omega)|^2 = \left| \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{A}(t) \exp(-i(\omega_0 - \omega)t) dt \right|^2 \quad (2.40)$$

berechnet werden und ist in Bild 2.8 für einen 4,5 ps Puls zu sehen.

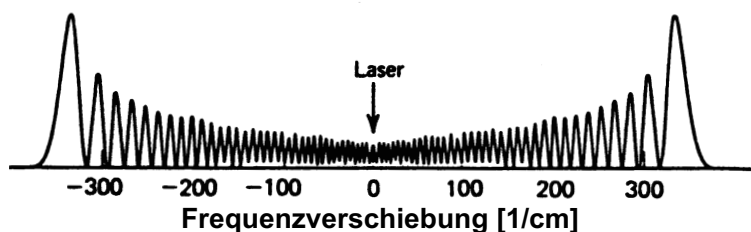


Abbildung 2.8: *Theoretische Berechnung eines selbstphasenmodulierten Gaußschen Pulses. Die Pulslänge beträgt 4,5 ps. Es wurde ein instantanes Antwortverhalten von Δn gegenüber der Intensitätsänderung $|E(t)|^2$ angenommen, womit die Phasenmodulation $\Delta\phi(t)$ proportional zu $|E(t)|^2$ ist. Zu sehen ist eine symmetrische Modulation des Pulses [14].*

Die Pulsverbreiterung in Glasfasern ergibt sich unter Verwendung des nichtlinearen Brechungsindex von Quarzglas

$$n_2 = \frac{3\chi^3}{e\varepsilon_0 c n^2(\omega)} = 3,2 \cdot 10^{-4} \frac{\text{cm}^2}{\text{TW}} \quad (2.41)$$

und unter Vernachlässigung der Dispersion nach [5] zu

$$\frac{\Delta\omega}{\omega} = 1,39 \frac{n_2 I_0 L}{\tau_0 c}. \quad (2.42)$$

Hierbei ist I_0 die Pulsintensität pro Fläche, L die Länge der Faser und τ_0 die Pulslänge. Die SPM wird unter anderem zur Erzeugung kurzer Pulse genutzt, indem man durch geeignete Reflexion an Gittern oder durch einen Prismenkompressor die Verschiebung korrigiert. Auf diese Weise können Pulse mit wenigen fs-Pulsdauer erzeugt werden [14].

2.4.3 Stimulierte Ramanstreuung

Bei der Ramanstreuung handelt es sich um die Wechselwirkung zwischen Photonen und optischen Phononen im Festkörper. Von Stokes-Prozessen spricht man, wenn sich die Wellenlänge des gestreuten Lichts zu längeren Wellenlängen verschiebt, wohingegen eine Verschiebung des Lichtes zu kürzeren Wellenlängen als Anti-Stokes-Prozeß bezeichnet wird. Im Teilchenbild entspricht dies der Erzeugung oder Vernichtung eines Phonons durch das Photon, wobei das Photon die Energiedifferenz entweder aufnimmt oder abgibt. Bei der Betrachtung der Ramanstreuung wird nur die Wechselwirkung zwischen dem Festkörper und der einfallenden Lichtwelle berücksichtigt, die Ramanstreustrahlung wird hingegen vernachlässigt. Bei großer Laserintensität kann die Ramanstreustrahlung jedoch so stark werden, daß ihr Einfluß auf die Moleküle im Festkörper nicht mehr vernachlässigt werden kann. Die Moleküle wechselwirken dann gleichzeitig mit zwei Lichtquellen; der Laserwelle auf der Frequenz ω_L und der Stokes-Welle auf der Frequenz $\omega_S = \omega_L - \omega_V$. Beide Wellen sind durch die auf der Frequenz ω_V schwingenden Moleküle miteinander gekoppelt. Diese parametrische Wechselwirkung ermöglicht einen Energieaustausch zwischen der Laserwelle als Pumpwelle und der Stokes- bzw. Anti-Stokes-Welle und kann zur Ausbildung einer intensiven, gerichteten Strahlung auf den Frequenzen $\omega = \omega_L \pm \omega_V$ führen.

Die stimulierte Ramanstreuung ist ein nichtlinearer Effekt dritter Ordnung, der allerdings auch auf klassischem Wege erklärt werden kann [16][17]. Hierzu wird das Ramanmedium durch N harmonische Oszillatoren pro Volumeneinheit beschrieben, die unter dem Einfluß beider Wellen, der einfallenden Laserwelle und der z.B erzeugten Stokes-Welle, stehen. Die Oszillatoren erfahren durch die Gesamtfeldstärke

$$\mathbf{E}(z, t) = \frac{1}{2} (\mathbf{A}_L \exp(i(\omega_L t - k_L z)) + \mathbf{A}_S \exp(i(\omega_S t - k_S z)) + \text{k.k.}) \quad (2.43)$$

eine Auslenkung q . Dies führt mit dem induzierten Dipolmoment $\mathbf{p} = \alpha \mathbf{E}$ zu einer potentiellen Energie $W_{\text{pot}} = -\mathbf{p} \mathbf{E} = -\alpha(q) E^2$ die wiederum eine Kraftwirkung auf die Moleküle und somit die Gitterschwingungen zur Folge hat.

$$F(z, t) = -\nabla W_{\text{pot}} = \frac{\partial}{\partial q} (\alpha(q) E^2) = \left(\frac{\partial \alpha}{\partial q} \right)_0 E^2(z, t). \quad (2.44)$$

Hierüber läßt sich eine Bewegungsgleichung für die erzwungene Schwingung der Oszillators mit der Masse m und Eigenfrequenz ω_V aufstellen

$$\frac{\partial^2 q}{\partial t^2} + \gamma \frac{\partial q}{\partial t} + \omega_V^2 q = \left(\frac{\partial \alpha}{\partial q} \right)_0 \frac{E^2}{m}, \quad (2.45)$$

wobei γ eine Dämpfungskonstante darstellt, die bei der spontanen Ramanstreuung für die Linienbreite $\Delta\omega = \gamma$ verantwortlich ist.

Mit $q = 1/2(q_V \exp(i\omega t) + \text{k.k.})$ erhält man aus 2.43 und 2.45

$$(\omega_V^2 - \omega^2 + i\gamma\omega)q_V \exp(i\omega t) = \frac{1}{2m} \left(\frac{\partial \alpha}{\partial q} \right)_0 A_L A_S^* \exp(i[(\omega_L - \omega_S)t - (k_L - k_S)z]). \quad (2.46)$$

Man erkennt sofort, daß $\omega = \omega_L - \omega_S$ ist, da die Gleichung für alle Zeiten gelten muß. Die Moleküle werden also durch die Wechselwirkung mit beiden Lichtfeldern zu erzwungenen Schwingungen auf der Differenzfrequenz $\omega = \omega_L - \omega_S$ angeregt. Die Phononen mit der Frequenz ω werden durch die vorhandenen, intensiven Lichtfelder erzeugt bzw. stimuliert. Die induzierten schwingenden Dipole $\mathbf{p}(\omega, z, t)$ führen zu einer Polarisation $\mathbf{P} = N\mathbf{p}$. Der für die Ramanstreuung verantwortliche Anteil P_S ist gegeben durch

$$\mathbf{P}_S = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \alpha}{\partial q} \right)_0 q \mathbf{E} \quad .$$

Hieraus ergibt sich mit 2.43 und 2.46 eine von $E_L^2 E_S$ abhängige nichtlineare Polarisation dritter Ordnung

$$P_S^{\text{NL}}(\omega_S) = N \frac{(\partial \alpha / \partial q)_0^2 A_L^2 A_S}{4m[\omega_V^2 - (\omega_L - \omega_S)^2 + i(\omega_L - \omega_S)\gamma]} \exp(-i(\omega_S t - k_S z)) + \text{k.k.} \quad . \quad (2.47)$$

Beim Vergleich mit Gleichung 2.27 ergibt sich für die Ramansuszeptibilität

$$\chi_R(\omega_S) = \frac{N(\partial \alpha / \partial q)_0^2}{24m[\omega_V^2 - (\omega_L - \omega_S)^2 + i(\omega_L - \omega_S)\gamma]} \quad . \quad (2.48)$$

Man sieht, daß sich eine Polarisationswelle durch das Medium ausbreitet, deren Anteil auf der Frequenz ω_S den selben Wellenvektor k_S hat wie die Stokes-Welle und deshalb verstärken kann. Die Verstärkung pro Wegintervall dz , in Medien mit der Leitfähigkeit σ , kann man aus der Wellengleichung

$$\nabla^2 A_S = \mu_0 \sigma \frac{\partial A_S}{\partial t} + \mu_0 \varepsilon \frac{\partial^2 A_S}{\partial t^2} + \mu_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} P_S^{\text{NL}} \quad (2.49)$$

erhalten. Der erste Term auf der rechten Seite steht für die Dämpfung der Welle im Festkörper. Bei Ausbreitung in z -Richtung ergibt sich mit der SVAA, 2.46 und $\omega_V = \omega_L - \omega_S$ für die Stokes-Welle

$$\frac{dA_S}{dz} = \left(-\frac{1}{2} \sigma \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon}} + \frac{N(\partial \alpha / \partial q)_0^2 A_L^2}{4m\varepsilon i\gamma(\omega_L - \omega_S)} \right) A_S = (-f + g)A_S. \quad (2.50)$$

Integration liefert die Amplitude

$$A_S(z) = A_S(0) \exp((g - f)z) \quad (2.51)$$

der induzierten Stokes-Welle, die für $g > f$ verstärkt wird, wenn also die Verstärkung durch die induzierte Polarisation größer ist, als die Verluste im Medium. Der Verstärkungsfaktor g hängt vom Quadrat der Pumpwellenamplitude A_L^2 ab und von $(\partial\alpha/\partial q)^2$. Man erhält also nur dann induzierte Ramanstreuung, wenn die einfallende Laserintensität einen Schwellwert übersteigt. In Abbildung 2.9 ist der Verstärkungsfaktor g gegenüber der Frequenzverschiebung aufgetragen. Die Messung erfolgte in einer Faser aus reinem Quarzglas bei einer Wellenlänge von $\lambda_P = 1 \mu\text{m}$ [5]. Die große spektrale Breite resultiert aus der amorphen Struktur des Quarzglases. Die größte Verstärkung wird bei einer Frequenzverschiebung von 13,2 THz gegenüber der Pumpwellenlänge erreicht. Ist die Pulslänge der Pumpwellenlänge jedoch kleiner als ungefähr 0,1 ps, so überlappen Puls- und Raman-spektren wodurch die Stokes oder Antistokes Strahlung nicht mehr eindeutig identifiziert werden können. Besonders schwierig gestaltet sich die Identifizierung der Ramanstreuung, wenn der Puls durch die Selbstphasenmodulation spektral aufgeweitet wird. Die stimulierte Ramanstreuung verursacht dann eine Asymmetrie im Pulsspektrum [14].

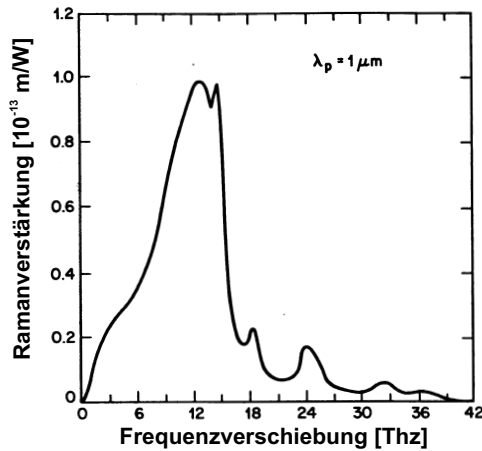


Abbildung 2.9: Zu sehen ist der gemessene Verstärkungsfaktor für reines Quarzglas bei einer Pumpwellenlänge von $\lambda_P = 1 \mu\text{m}$. Das Maximum der Frequenzverschiebung liegt bei 13,2 THz (440 cm^{-1}) [5].

Während bei der spontanen Ramanstreuung die Intensität der Anti-Stokes-Strahlung auf Grund der geringen thermischen Besetzung angeregter Schwingungsniveaus sehr klein ist, kann dies bei der induzierten Ramanstreuung völlig anders aussehen. Durch die intensive einfallende Pumpwelle wird ein beträchtlicher Anteil aller Moleküle wegen des Ramaneffekts in angeregte Schwingungsniveaus gepumpt, und man beobachtet eine starke Anti-Stokes-Strahlung auf der Frequenz $\omega_a = \omega_L + \omega_V$.

Der zur Verstärkung dieser Welle beitragende Term der nichtlinearen Polarisation ist analog zu 2.47

$$P_{\text{NL}}(\omega_a) = \frac{1}{2} N \left(\frac{\partial\alpha}{\partial q} \right)_0 [q_V A_L \exp(i[(\omega_L + \omega_V)t - k_L z]) + \text{k.k.}] \quad (2.52)$$

Für genügend kleine Amplituden $A_a \ll A_L$ der Anti-Stokes-Welle werden die Molekülschwingungen praktisch nicht durch diese beeinflusst und man kann für die Schwingungs-

amplitude 2.46 einsetzen und erhält für die Verstärkung von A_a die Beziehung

$$\frac{dA_a}{dz} = -\frac{1}{2}fA_a \exp(i(\omega_a t - k_a z)) + i \frac{\omega_a \sqrt{\mu_0/\varepsilon} N (\partial\alpha/\partial q)_0^2}{8m} A_L^2 A_S^* \exp(i(2k_L - k_S - k_a)z).$$

Dies zeigt, daß sich eine makroskopische Welle nur aufbauen kann, wenn die Phasenanpassung $k_a = 2k_L - k_S$ erfüllt ist. In Medien mit normaler Dispersion kann diese Bedingung im Allgemeinen nicht für kollineare Ausbreitung der drei Wellen erfüllt werden. Im dreidimensionalen Fall ergibt sich für die Phasenanpassung

$$2\mathbf{k}_L = \mathbf{k}_S + \mathbf{k}_a \quad . \quad (2.53)$$

Die Anti-Stokes-Strahlung wird also in einen Raumwinkel emittiert, dessen Achse durch die Einfallsrichtung des Lasers bestimmt wird [16].

Die meisten Raman-aktiven Substanzen zeigen nur ein bis zwei Stokes-Linien bei der Frequenz $\omega_S = \omega_L - \omega_V$ mit den größten Ramanstreuquerschnitten. Außer diesen direkten Ramanlinien können jedoch Oberwellen mit den Frequenzen $\omega_S = \omega_L - n\omega_V$ ($n = 1, 2, 3, \dots$) auftreten, wobei $n\omega_V$ wegen der Anharmonizität des molekularen Potentials nicht mit den Frequenzen ω_{nv} des Schwingungsübergangs $v = 0 \rightarrow v = n$ übereinstimmt. Die Oberwellen entstehen durch Mehrquantenprozesse, bei denen die Stokes-Welle erste Ordnung mit der Frequenz $\omega_{S1} = \omega_L - \omega_V$ als Pumpwelle zur Erzeugung einer Welle zweite Ordnung mit der Frequenz $\omega_{S2} = \omega_S - \omega_V = \omega_L - 2\omega_V$ dient, usw..

2.4.4 Vierwellenmischung

Bei den nichtlinearen Effekten dritter Ordnung handelt es sich eigentlich um das Zusammenspiel von jeweils vier Lichtwellen. Dies geht am deutlichsten aus dem Prozeß der Vierwellenmischung hervor. Nach Gleichung 2.27 ergibt sich für die nichtlineare Polarisation dritten Grades

$$\mathbf{P}_{\text{NL}} = \varepsilon_0 \chi^{(3)} \mathbf{E} \mathbf{E} \mathbf{E} \quad . \quad (2.54)$$

Betrachtet man vier in x -Richtung linearpolarisierte Wellen mit den Frequenzen $\omega_1, \omega_2, \omega_3$ und ω_4 , die sich entlang der z -Achse ausbreiten, so ergibt sich deren gesamtes elektrisches Feld als

$$\mathbf{E} = \hat{x} \frac{1}{2} \sum_{j=1}^4 E_j \exp[i(k_j z - \omega_j t)] + \text{k.k.} \quad . \quad (2.55)$$

Hierbei ist $k_j = n_j \omega_j / c$, n_j der Brechungsindex und \hat{x} die Polarisationsrichtung. Mit Gleichung 2.55 folgt für 2.54

$$\mathbf{P}_{\text{NL}} = \hat{x} \frac{1}{2} \sum_{j=1}^4 P_j \exp(i(k_j z - \omega_j t)) + \text{k.k.} \quad . \quad (2.56)$$

Für P_j mit $j = 1 - 4$ ergibt sich eine Vielzahl von Termen, die das Produkt dreier Wellen enthalten. Als Beispiel für diese unterschiedlichen Terme kann P_4 herausgegriffen werden als

$$P_4 = \frac{3\varepsilon_0}{4} \chi_{xxxx}^{(3)} \{ [|E_4|^2 + 2(|E_1|^2 + |E_2|^2 + |E_3|^2)] E_4 + 2E_1 E_2 E_3 \exp(i\Theta_+) + 2E_1 E_2 E_3^* \exp(i\Theta_-) + \dots \}. \quad (2.57)$$

Hierbei sind:

$$\Theta_+ = (k_1 + k_2 + k_3 - k_4)z - (\omega_1 + \omega_2 + \omega_3 - \omega_4)t. \quad (2.58)$$

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

Der erste Term, proportional zu E_4 in der ersten Klammer, beschreibt die Selbstphasenmodulation. Die übrigen drei Terme in der ersten Klammer stehen für den Prozeß der Kreuzphasenmodulation, welcher in diesem Theorieteil nicht explizit erläutert wird. Bei der Kreuzphasenmodulation wird, ähnlich der Selbstphasenmodulation, der Brechungsindex einer Welle, in diesem Fall E_4 , durch die Intensität einer anderen vorhandenen Welle moduliert. Dies führt zu einer spektralen Verbreiterung bei Laserpulsen. Näheres dazu findet sich unter [5] und [14]. Der verbleibende Teil von Gleichung 2.57 ist verantwortlich für die Vierwellenmischung. Bei dieser treten die drei Wellen, wobei mindestens zwei von ihnen eine unterschiedliche Frequenz haben müssen, als Folge der Nichtlinearität des Materials in Wechselwirkung und erzeugen eine vierte Welle. Neben der Erfüllung des Energiesatzes muß auch die Phasenanpassung der vier Wellen gewährleistet sein. In Gleichung 2.57 sind zwei unterschiedliche Vierwellenmischprozesse aufgeführt. Beim ersten Fall, dargestellt durch Θ_+ , annihilieren drei vorhandene Photonen und erzeugen dabei ein neues Photon der Frequenz $\omega_4 = \omega_1 + \omega_2 + \omega_3$. Im Spezialfall, $\omega_1 = \omega_2 = \omega_3$, spricht man von der Erzeugung der dritten Harmonischen. Im zweiten, durch Θ_- dargestellten Fall annihilieren zwei Photonen mit der Frequenz ω_1 und ω_2 und es entstehen zwei neue Photonen mit den Frequenzen ω_3 und ω_4 .

$$\begin{aligned} \omega_1 + \omega_2 = \omega_3 + \omega_4 \quad \text{mit} \quad \Delta k = k_3 + k_4 - k_1 - k_2 \\ = (n_3\omega_3 + n_4\omega_4 - n_1\omega_1 - n_2\omega_2)/c \end{aligned} \quad (2.60)$$

Dabei muß die Phasenanpassung $\Delta k = 0$ erfüllt sein. Für den besonderen Fall, $\omega_1 = \omega_2$, ist die Phasenanpassung $\Delta k = 0$ relativ einfach zu erfüllen. Diesen Vorgang bezeichnet man als entartete Vierwellenmischung. Physikalisch ist es ähnlich der stimulierten Ramanstreuung. Um eine starke Pumpwellenlänge bilden sich links und rechts zwei Seitenbänder aus, mit der Frequenzverschiebung

$$\Omega_S = \omega_1 - \omega_3 = \omega_4 - \omega_2 \quad \text{und} \quad \omega_3 < \omega_4. \quad (2.61)$$

In Analogie zur stimulierten Ramanstreuung bezeichnet man das niederfrequente Seitenband ω_3 und das hochfrequente Seitenband ω_4 als Stokes- und Anti-Stokes-Band.

2.4.5 Solitonen

Eine faszinierende Eigenschaft der Fasernichtlinearität erscheint im Bereich der anomalen Dispersion, in dem Glasfasern auf Grund des Zusammenspiels von Dispersion und Selbstphasenmodulation die Ausbildung optischer Solitonen ermöglichen. Breitet sich ein Puls im Bereich der anomalen Dispersion aus, so bedeutet dies, daß in der vorderen Flanke des Pulses die blauen und in der hinteren die roten Anteile laufen. Die Selbstphasenmodulation bewirkt jedoch in der vorderen Flanke eine Verschiebung zum Roten und in der hinteren eine Verschiebung zum Blauen. Sie wirkt also der Verbreiterung des Pulses durch Dispersion entgegen und der Puls kann somit seine Form beibehalten.

Mathematisch findet man Solitonen als stabile Lösungen der zugehörigen Wellengleichung [5]. Berücksichtigt man die Gruppengeschwindigkeitsdispersion durch β_2 und die Selbstphasenmodulation durch $\gamma = n_2\omega_0/(cA_{\text{eff}})$, wobei n_2 der nichtlineare Brechungsindex, ω_0 die mittlere Frequenz des betrachteten Wellenpaketes und A_{eff} die effektiv wirksame Querschnittsfläche im Lichtwellenleiter darstellt, so gelangt man zu der nichtlinearen Schrödingergleichung für die Einhüllende A des elektrischen Feldes des Pulses. Sie hat die Form

$$i\frac{\partial A}{\partial z} = \frac{1}{2}\beta_2\frac{\partial^2 A}{\partial T^2} - \gamma|A|^2A \quad , \quad (2.62)$$

wobei z die Strecke und T die Zeit im mitbewegten System ist. Durch Substitution von

$$U = \frac{A}{\sqrt{P_0}}, \quad \xi = \frac{z}{L_D}, \quad \tau = \frac{T}{T_0}, \quad (2.63)$$

erhält man für Gleichung 2.62

$$i\frac{\partial U}{\partial \xi} = \text{sgn}(\beta_2)\frac{1}{2}\frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2} - N^2|U|^2U \quad . \quad (2.64)$$

Hierbei ist P_0 die Spitzenleistung und T_0 die Breite des Pulses. Der Parameter N wird definiert durch

$$N^2 = \frac{L_D}{L_{\text{NL}}} = \frac{\gamma P_0 T_0^2}{|\beta_2|} \quad (2.65)$$

mit

$$L_D = \frac{T_0^2}{|\beta_2|} \quad \text{und} \quad L_{\text{NL}} = \frac{1}{\gamma P_0} \quad . \quad (2.66)$$

Die Dispersionslänge L_D und die nichtlineare Länge L_{NL} beschreiben die Längenskalen, auf denen die dispersiven oder nichtlinearen Effekte für die Pulsausbreitung entlang einer Faser der Länge L wichtig werden. Bei der Beschreibung der Faserdispersion wurde z.B. die Annahme gemacht, daß $L_{\text{NL}} \ll L_D$ ist, wodurch nichtlineare Effekte vernachlässigt werden konnten. Die Selbstphasenmodulation betrachtete man ohne Dispersion und setzte somit $L_{\text{NL}} \gg L_D$.

Gleichung 2.64 kann wie in [5] beschrieben mit der *Inversen Streutheorie* gelöst werden. Diese Methode führt auf einen Satz von Eigenwertgleichungen, in denen N die Ordnung der Lösungen und somit der Solitonen angibt. Im Allgemeinen muß N nicht ganzzahlig sein, vielmehr richtet sich die Ordnung der Solitonen nach der nächstliegenden ganzen Zahl. Erst für $N > 0,5$ können sich demnach solitäre Wellen ausbreiten.

Solitonen erster Ordnung sind *sech*-Pulse mit $N = 1$, die sich ohne Formveränderung längs der Faserstrecke fortpflanzen. Sie lassen sich darstellen durch

$$u(\xi, \tau) = \text{sech}(\tau) \exp(i\xi/2) \quad (2.67)$$

mit

$$u = NU \quad . \quad (2.68)$$

Solitonen zweiter Ordnung sind in Abbildung 2.10 dargestellt und werden mit 2.4.5 und $N = 2$ beschrieben durch

$$u(\xi, \tau) = \frac{4[\cosh(3\tau) + 3 \exp(4i\xi) \cosh(\tau)] \exp(i\xi/2)}{\cosh(4\tau) + 4 \cosh(2\tau) + 3 \cosh(4\xi)} \quad . \quad (2.69)$$

Man erkennt ein periodisches Verhalten längs der Ausbreitungsstrecke z , welches typisch für Solitonen höherer Ordnung ist. Der Puls schnürt sich zeitlich zusammen, bis er seine maximale Spitzenintensität erreicht und läuft dann unter Abnahme der Spitzenintensität wieder auseinander. Dieses Verhalten kommt durch das Wechselspiel von Selbstphasenmodulation und Dispersion zustande. Für den Fall der Grundsolitonen mit $N = 1$ balancieren sich die Gruppengeschwindigkeitsdispersion und die SPM gegenseitig aus. Bei Solitonen höherer Ordnung dominiert anfänglich die SPM, und der Puls wird spektral verbreitert. Mit zunehmender Ausbreitungsstrecke wird der Einfluß der Gruppengeschwindigkeitsdispersion zunehmend größer und überwiegt letztendlich gegenüber der SPM, was dann zu einer Pulskontraktion führt. Bei Solitonen dritter Ordnung und höher spaltet sich der Puls sogar in mehrere Pulse auf die dann wieder zusammenlaufen, wie in Abbildung 2.10 zu sehen ist.

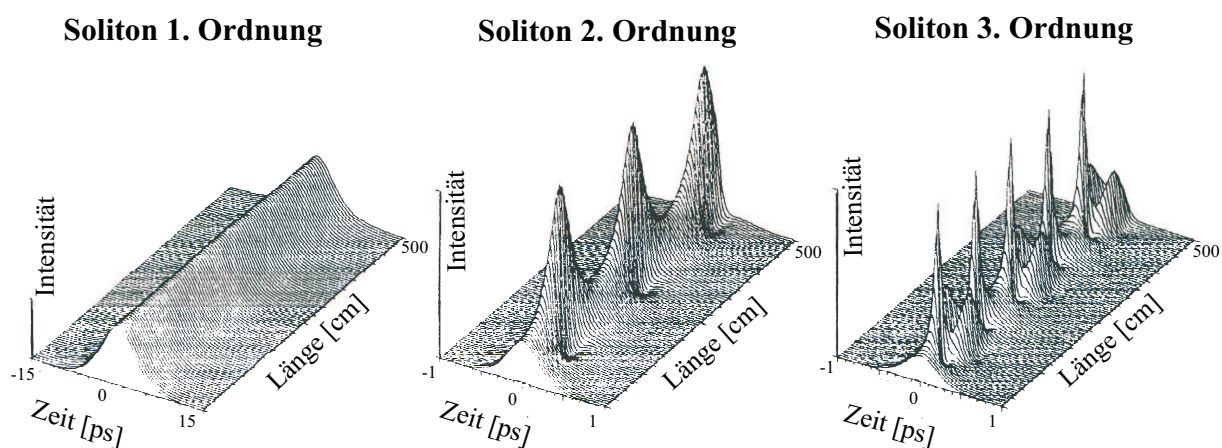


Abbildung 2.10: Zu sehen ist die Ausbreitung von Solitonen erster, zweiter und dritter Ordnung in Lichtwellenleitern [18].

In Gleichung 2.64 wurden höhere Terme dispersiver und nichtlinearer Effekte nicht berücksichtigt. Diese erscheinen, wenn man die Ausbreitungskonstante β in Gleichung 2.2 bis zur dritten Ordnung (β_3) entwickelt und die SVAA nicht heranzieht. Für kurze Pulse im fs-Bereich kommt es unter Vernachlässigung der SVAA zum sogenannten *Self-Steepening*. Dieser Effekt resultiert aus der Intensitätsabhängigkeit der Gruppengeschwindigkeit, die eine langsamere Fortbewegung der Pulsspitze gegenüber der Flanken verursacht. Neben einer Asymmetrie im Spektrum der Selbstphasenmodulation kann sich dabei auch am Ende des Pulses eine optische Schockwelle ausbilden. Für Solitonen höherer Ordnung hat dies einen Zerfall in ihre Konstituenten zur Folge. *Self-Steepening* kann man verstehen, wenn man die *Inversen Streutheorie* störungstheoretisch behandelt und Solitonen höherer Ordnung als eine Zusammensetzung aus Grundsolitonen mit $N = 1$ ansieht. Für den Fall $N = 2$ würden sich zwei Grundsolitonen unter Abwesenheit von *Self-Steepening* mit der gleichen Gruppengeschwindigkeit fortbewegen. *Self-Steepening* zerstört diese Entartung und die zwei Solitonen pflanzen sich mit unterschiedlichen Geschwindigkeiten fort. Das Ergebnis ist eine Separierung der Solitonen.

Ein ähnliches Verhalten zeigt die Berücksichtigung von β_3 , auch hier kommt es zu einem Zerfall der Solitonen höherer Ordnung in ihre Konstituenten.

2.4.6 Superkontinuumserzeugung durch Zerfall von Solitonen höherer Ordnung

Das Zusammenspiel unterschiedlicher nichtlinearer Effekte ist für die Entstehung des Superkontinuums (supercontinuum, SC) in photonischen Glasfasern verantwortlich. Eine Theorie [19] beschreibt dieses Verhalten durch den Zerfall von Solitonen höherer Ordnung in ihre Konstituenten durch den Einfluß der Dispersion höherer Ordnung. Die Dispersion höherer Ordnung ist in photonischen Glasfasern stärker als in gewöhnlichen Fasern und spielt deshalb hier eine größere Rolle.

Die Betrachtungen beschränkten sich auf die Erzeugung des Superkontinuums im Bereich der anomalen Dispersion unter Verwendung von Femtosekunden-Pulsen. Hierzu wurde eine Bewegungsgleichung hergeleitet, die unabhängig von der Taylorentwicklung in Gleichung 2.2 und der SVAA ist. Aus den Maxwellgleichungen 2.26 ergibt sich für die Fouriertransformierte des elektrischen Feldes $\mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \exp(i\omega t) \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) dt$ die Bewegungsgleichung

$$\frac{\partial^2 \mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega)}{\partial z^2} + k(\omega)^2 \mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega) = -\Delta_t \mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega) - \mu_0 \omega^2 \mathbf{P}_{\text{NL}}(\mathbf{r}, \omega) \quad . \quad (2.70)$$

Hierbei ist z die Ausbreitungsrichtung, $k(\omega) = n\omega/c$, $\mathbf{P}_{\text{NL}}(\mathbf{r}, \omega)$ die Fouriertransformierte der nichtlinearen Polarisation und Δ_t der transversale Anteil des Laplace Operators. Die Relation

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2} + k(\omega) = \left[\frac{\partial}{\partial z} - ik(\omega) \right] \left[\frac{\partial}{\partial z} + ik(\omega) \right] \quad (2.71)$$

und die Vernachlässigung von Rückreflexionen führen zur Approximation

$$\frac{\partial \mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega)}{\partial z} \simeq -ik(\omega) \mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega) \quad . \quad (2.72)$$

Mit der Transformation $\xi = z$ und $\eta = t - z/c$ sowie $\partial/\partial z = \partial/\partial \xi - c^{-1} \partial/\partial \eta$ erhält man die Bewegungsgleichung

$$\frac{\partial \mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega)}{\partial \xi} = i \frac{[n(\omega) - 1]\omega}{c} \mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega) + \frac{i}{2k(\omega)} \Delta_t \mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega) + \frac{i\mu_0 \omega c}{2n(\omega)} \mathbf{P}_{\text{NL}}(\mathbf{r}, \omega) \quad , \quad (2.73)$$

welche die Ausbreitung von Pulsen in der photonischen Glasfaser beschreibt.

Solitonen der Ordnung N zerfallen unter dem Einfluß der Dispersion höherer Ordnung in ihre N Konstituenten, die jeweils unterschiedliche Gruppengeschwindigkeiten haben. Der Einfluß der Dispersion höherer Ordnung ist in photonischen Glasfasern stärker als in gewöhnlichen Fasern und spielt dadurch eine größere Rolle. Bei einem Zerfall strahlt jedes der N Grundsolitonen phasengekoppelte nichtsolitäre Strahlung in den blauen Bereich ab und wandert währenddessen in den infraroten Spektralbereich. Das Aussenden der nichtsolitären Strahlung erfolgt solange, bis sich das Soliton in seiner stabilen Position befindet. Diese nichtsolitäre Strahlung vollzieht nun wiederum Vierwellenmischprozesse und bildet somit das Superkontinuum aus.

Dieser Sachverhalt wird in Abbildung 2.11 veranschaulicht. Es ist das Spektrum des Eingangspulses (rot) dargestellt, der auf Grund der Dispersion dritter Ordnung in seine Grundsolitonen (grün) zerfällt. Die dabei abgegebene nichtsolitäre Strahlung (blau) ist

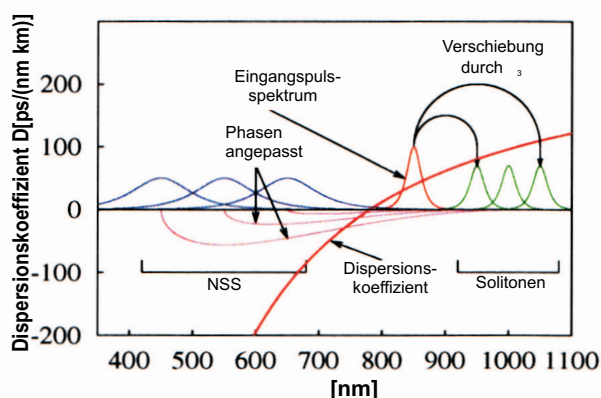


Abbildung 2.11: Schematische Darstellung des Zerfalls von Solitonen höherer Ordnung in Grundsolitonen. Die nichtsolitäre Strahlung ist als NSS bezeichnet. Die y-Achse kennzeichnet den in rot eingezeichneten Verlauf des Dispersionskoeffizienten der photonischen Faser [20].

als NSS bezeichnet und ist phasengekoppelt an den Solitonenzerfall. Desweiteren zeigt die Abbildung noch den Verlauf des Dispersionskoeffizienten einer photonischen Faser (rot). Die Ordnung der Solitonen kann mit 2.65 und $\gamma = n_2\omega_0/(cA_{\text{eff}})$ angegeben werden als

$$N = \sqrt{\frac{n_2 I_0 \omega_0 \tau_0^2}{|\beta_2| c}}, \quad (2.74)$$

wobei I_0 für die Intensität pro effektive Fläche in der Faser und β_2 für die Dispersion der Gruppengeschwindigkeit und somit den Dispersionskoeffizienten steht. Demnach ist die Ordnung der Solitonen um so größer, je kleiner der Dispersionskoeffizient ist. Ein Betreiben der Faser mit Pulsen oberhalb der Nulldispersionswellenlänge ermöglicht eine hohe Ordnung der Solitonen und somit eine größere Anzahl von Zerfällen, was wiederum ein breiteres Superkontinuum zur Folge hat.

Die Pulsdauer geht proportional zur Solitonenordnung ein, was leicht den Schluß zuläßt, daß für längere Pulse ein breiteres Spektrum erzeugt werden könnte. Dabei muß aber beachtet werden, daß die Dispersion höherer Ordnung erst im ps- bzw. fs-Bereich merkliche Auswirkungen auf den Solitonenzerfall hat und somit einen gegenläufigen Prozeß darstellt.

2.4.7 Superkontinuumserzeugung durch stimulierte Ramanstreuung und Vierwellenmischung

Betreibt man die Faser im Bereich der normalen Dispersion, so können sich keine Solitonen ausbreiten. Die Entstehung des Superkontinuums wird dann nach [21] und [22] auf das Zusammenspiel von stimulierter Ramanstreuung und Vierwellenmischung zurückgeführt. Zusätzlich wird die Spektrumsverbreiterung mit steigender Eingangsintensität noch durch die Selbstphasenmodulation unterstützt. Im Bereich der normalen Dispersion kann auch mit bedeutend höheren Pulslängen gearbeitet werden, so wurden etwa 600 nm breite Spektren mit ps-Pulsen, ja sogar ns-Pulsen, erreicht [23].

Der in die Faser eingekoppelte Eingangspuls erzeugt auf Grund der stimulierten Ramanstreuung Stokes- und Antistokes-Seitenbänder, die nun mit der Eingangswellenlänge Vierwellenmischprozesse vollziehen können. Die neu entstandenen Wellen führen wieder Vierwellenmischprozesse durch. Der Prozeß kaskadiert und das Superkontinuum breitet

sich aus. Damit diese Prozesse stattfinden können, muß die Phasenanpassung der einzelnen Wellen gewährleistet sein.

Kapitel 3

Experimenteller Aufbau

3.1 Allgemeiner Strahlengang zur Erzeugung des Superkontinuums

Der Aufbau, wie in Abbildung 3.1 zu sehen, erfolgte auf einem optischen Tisch, der zur Unterdrückung von Raumschwingungen luftgedämpft gelagert war. Ausgehend von der Pumplaserquelle wurde der Strahl über die Spiegel SP3 und SP4 in das Einkoppelobjektiv gelenkt und in die Faser fokussiert. Ein weiteres Objektiv diente zur Parallelisierung des aus der Faser austretenden Lichtes. Über den Spiegel SP5 gelangte das Licht in das Spektrometer bzw. in das konfokale Mikroskop.

Bei den Spiegeln SP3 und SP4 handelt es sich um spezielle IR-Spiegel. Da die Pumplaser im IR-Bereich arbeiten, werden diese Spiegel zur Reduzierung zusätzlicher Verluste eingesetzt. Die übrigen Spiegel sind Silberspiegel. Darauf ist besonders bei SP5 zu achten, da die IR-Spiegel im sichtbaren Bereich je nach Wellenlänge eine unterschiedliche Reflexionscharakteristik besitzen und somit das im Spektrometer angezeigte Spektrum verfälscht werden würde. Der mit FI bezeichnete Faradayisolator¹ dient zur Unterdrückung von Reflexionen, die an der Einkopplungs- und Auskopplungsseite der Faser entstehen und den Pulsbetrieb des Pumplasers stören würden. Die Auskoppelung der Rückreflexe erfolgt über zwei polarisierende Strahlteilerwürfel, die ein- und ausgangsseitig des FI angebracht sind. Der polarisierende Strahlteilerwürfel an der Eingangsseite des FI wird in Verbindung mit einer vorangestellten $\lambda/2$ -Platte zur Einstellung der Laserleistung verwendet. Über die rotierend gelagerte $\lambda/2$ -Platte kann die Polarisationssebene des Laserlichtes gedreht und somit die Intensität abgeschwächt werden. Mit Hilfe des dichroitischen Strahlteilers, der unter einem Winkel von 45° im Strahlengang steht, kann dem Pumplaserstrahl ein Justagelaserstrahl überlagert werden. Der dichroitische Strahlteiler hat bzgl. Reflexion und Transmission je nach Wellenlänge ein unterschiedliches Verhalten; oberhalb von 700 nm wirkt er transparent, wohingegen er unterhalb von 700 nm das Licht reflektiert. Mit den Spiegeln SP1 und SP2 wird der von einem Justagelaser kommende Strahl dem Pumplaserstrahl überlagert. Der Justagelaser ist ein HeNe-Laser mit einer Wellenlänge von 633nm. Zur Anpassung der numerischen Apertur des Einkoppelobjektivs an die der Faser, wird der Strahl in der Strahlaufweitungsoptik aufgeweitet. Die zweite $\lambda/2$ -Platte

¹FR780BB, Gsänger Optoelektronik GmbH

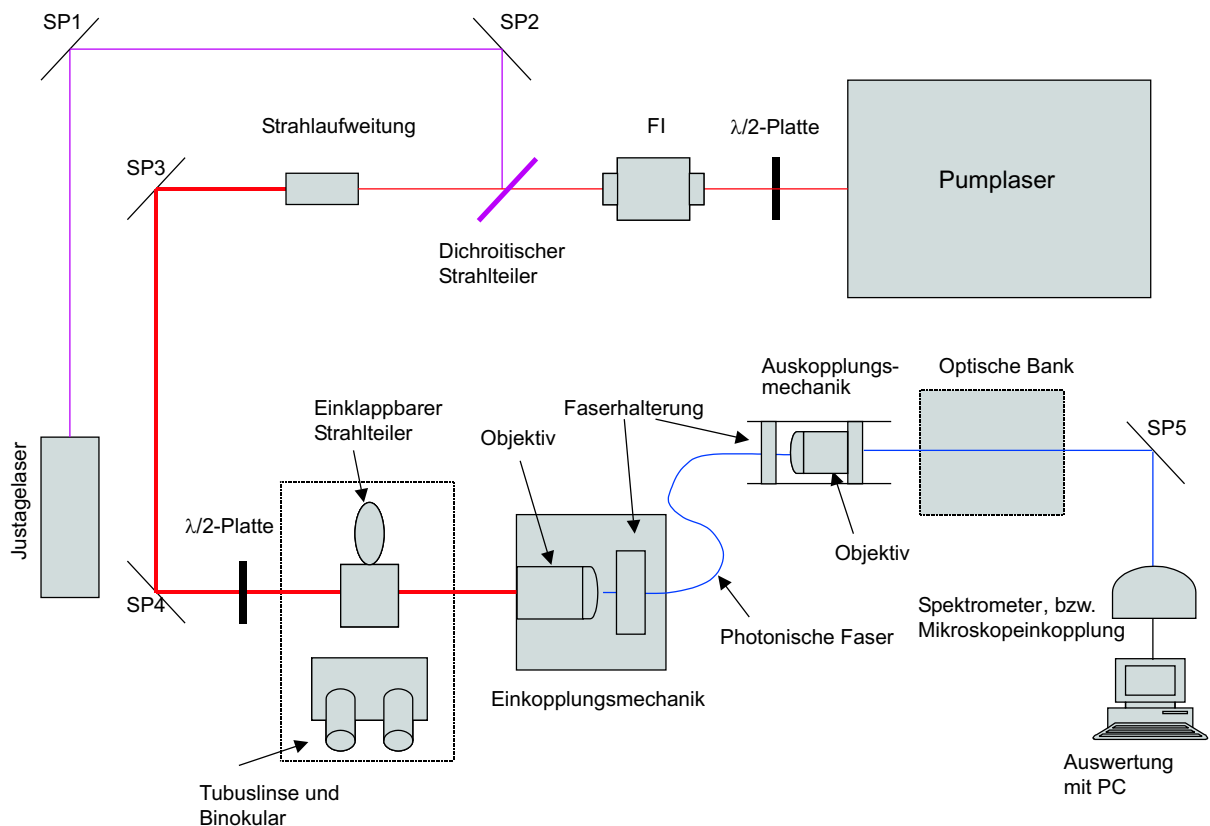


Abbildung 3.1: Aufbau und allgemeiner Strahlengang zur Einkopplung in die photonische Glasfaser. Die Spiegel sind mit SP und der Faradayisolator mit FI bezeichnet.

ist ebenfalls rotierbar gelagert und dient zur Einstellung der Eingangspolarisationsebene des in die Faser eingekoppelten Laserstrahls. Der einklappbare Strahlteiler, die Tubuslinse mit dem Binokular und das Einkoppelobjektiv bilden ein Mikroskop, mit dem eine Vorjustage der Faser vorgenommen werden kann. Die Einkoppelmechanik besteht aus einem fest montierten Objektiv und einem über Mikrometerschrauben verstellbaren Schiebetisch, auf dem die Faserhalterung montiert ist. Bei der Auskopplungsmechanik handelt es sich ebenfalls um eine Faserhalterung und ein Mikroskopobjektiv. Auf der optischen Bank werden verschiedene Komponenten (Polfilter, Abschwächer, $\lambda/4$ -Platte, AOTF (Acousto Optical Tunable Filter)) zur Untersuchung des Superkontinuums und zur Einkopplung in das Mikroskop in den Strahlengang gebracht. Bei dem verwendeten Spektrometer² handelt es sich um ein Gitterspektrometer mit einer eingebauten CCD-Zeile. Der spektrale Meßbereich erstreckt sich von 350 nm bis 1000 nm. Die von der CCD-Zeile gelieferten Daten werden mit einem Computer erfaßt und ausgewertet. Im folgenden soll noch spezieller auf die verwendeten Lasersysteme und die Ein- und Auskopplensysteme eingegangen werden.

²USB2000, Ocean Optics, Dunein, FL34698, USA

3.2 Verwendete Lasersysteme

Es sind bei den Untersuchungen zwei Pumpasersysteme mit unterschiedlichen Pulslängen zum Einsatz gekommen. Zum einen ein Picosekunden-Laser³ und zum anderen ein Femtosekunden-Laser⁴. Der prinzipielle Aufbau ist bei beiden Lasersystemen identisch. Sie bestehen aus einer Versorgungseinheit, in die mehrere Laserdioden integriert sind. Diese arbeiten bei einer Wellenlänge von ca 970 nm und dienen einem Nd:YAG-Laser als Pump-laserquelle. Der Nd:YAG-Laser erzeugt eine Wellenlänge von 1064 nm, die im Resonator des Lasers einer Frequenzverdopplung unterliegt. Diese frequenzverdoppelte Strahlung mit einer Wellenlänge von 532 nm dient letztendlich einem Titan Saphir Laser als Pump-laserquelle. Ein entsprechender Resonator sorgt mit Hilfe der passiven Modenkopplung für den Pulsbetrieb des Lasers. Je nach Aufbau des Resonators können so Picosekunden- oder Femtosekunden-Pulse erzeugt werden. Um die Stabilität im Laserbetrieb zu erhalten, dürfen die Resonatorspiegel keinen Temperaturschwankungen unterliegen. Dies erreicht man durch ein eigenes Kühlsystem, welches an jeder Lasereinheit durchgehend angeschlossen ist.

Beide Lasersysteme arbeiten in einem breiten Wellenlängenbereich. Der Tsunami-Laser ist von 720 nm bis 900 nm einstellbar und der Mai-Tai-Laser von 780 nm bis 920 nm. Die Pulslänge beträgt beim Tsunami-Laser etwa 1,6 ps und beim Mai-Tai-Laser 100 fs. Die Länge der Pulse wird bei der Transmission durch den Faradayisolator beeinflusst, was besonders bei der Verwendung von fs-Pulsen berücksichtigt werden muß. Hier wurden nach dem Faradayisolator Werte von 150 fs gemessen.

Die Wellenlängeneinstellung erfolgt bei der Picosekunden-Lasereinheit manuell (mechanisch) und kann über ein zusätzlich in den Strahlengang eingebautes Spektrometer abgelesen werden. Des weiteren ist zur genauen Überprüfung des Pulsbetriebes ein Autokorrektor⁵ notwendig. Bei der Femtosekunden-Lasereinheit erfolgt die Wellenlängeneinstellung über einen PC mit einer entsprechenden Software. Gleichzeitig wird über diesen auch der Pulsbetrieb des Lasers angezeigt.

³Tsunami, Spectra Physics, Mountain View, CA 94043, USA

⁴Mai-Tai, Spectra Physics, Mountain View, CA 94043, USA

⁵Model 409, Spectra Physics, Mountain View, CA 94043, USA

3.3 Ein- und Auskopplungsmechanik

Bei der Einkoppelmechanik⁶ ist das Einkoppelobjektiv⁷ fest an der Vorderseite montiert. Auf einem mit Mikrometerschrauben verstellbaren Schiebetisch ist die Faserhalterung angeschraubt. Die Faserhalterung besitzt auf der Oberseite eine 100 μm tiefe V-Nut,

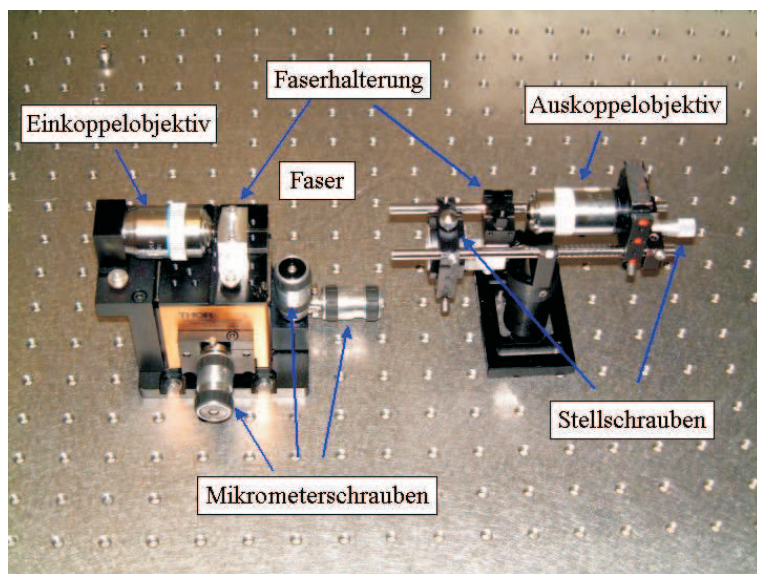


Abbildung 3.2: Ein- und Auskopplungsmechaniken: Links ist die Einkopplungsmechanik mit dem Mikrometerschiebetisch zu sehen, rechts die Auskopplungsmechanik. Zwischen beiden Einheiten verläuft die photonische Faser.

in welche die Faser eingelegt und dann mit einer Platte festgeklemmt wird. Bei dem Objektiv handelt es sich um ein trocken Objektiv mit einer 50-fachen Vergrößerung und einer numerischen Apertur von 0,9. Es hat eine Korrektur der Bildfeldwölbung und eine apochromatische Farbfehlerkorrektur. Der Arbeitsabstand des Objektivs beträgt 280 μm und die Brennweite 4 mm.

Die Auskopplungsmechanik besteht ebenfalls aus einer Faserhalterung und einem Objektiv. Die Faserhalterung kann mit Stellschrauben in x- und y-Richtung verschoben werden und das Objektiv in z-Richtung. Das Auskopplungsobjektiv⁸ ist ein trocken Objektiv mit einer 100-fachen Vergrößerung, einer Brennweite von 2 mm und einer numerischen Apertur von 0,95. Auch dieses besitzt eine Korrektur der Bildfeldwölbung und eine apochromatische Farbfehlerkorrektur. Abbildung 3.2 zeigt die Ein- und Auskopplungsmechaniken. Zwischen beiden Einheiten verläuft die photonische Faser.

3.4 Fasereinkopplung mit Hilfe eines Mikroskopnachbaus

Zur Vorjustage der Faser und zur besseren Einkopplung wird mit dem Einkoppelobjektiv ein Mikroskop nachgebildet. Der Aufbau ist in Bild 3.3 zu sehen. Das von der Faser reflektierte Licht wird durch das Objektiv über einen Strahlteiler in die Tubuslinse und

⁶MDT616 XYZ, Thorlabs, Grünberg

⁷PL APO 50x/0,9 ∞ /0, Leica Microsystems, Wetzlar

⁸PL APO 100x/0,95 ∞ /0, Leica Microsystems, Wetzlar

das Binokular gelenkt und kann so mit dem Auge betrachtet werden. Dabei ist darauf zu achten, daß der Pumplaserstrahl geblockt ist. Mit einer Halogenlampe wird die Faser seitlich beleuchtet und kann nun in die Fokusebene des Objektivs justiert werden. Für die xy-Ausrichtung der Faser wird dem Pumplaserstrahl, wie in Kapitel 3.1 beschrieben, ein Justagelaserstrahl überlagert. Dieser gelangt durch den Strahlteiler und das Objektiv auf die Faser und ist im Mikroskop als roter Punkt zu erkennen. Die Faser kann nun in xy-Richtung an dem Laserpunkt ausgerichtet werden, und befindet sich somit auch im Fokus der Pumplaserquelle.

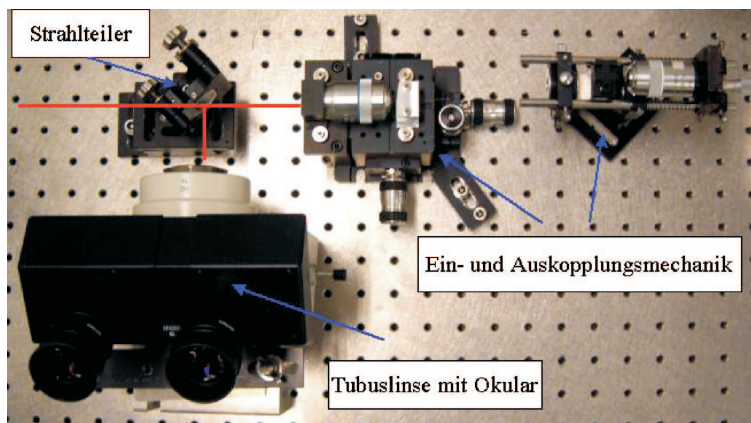


Abbildung 3.3: Es ist der Mikroskopaufbau mit Hilfe eines in den Strahlengang geklappten Strahlteilers, dem Einkoppelobjektiv und der Tubuslinse mit Okular zu sehen. Zusätzlich ist der Strahlengang des Justagelasers eingezeichnet (rot).

Bei der weiteren Justage wird der Strahlteiler aus dem Strahlengang geklappt und der Pumplaser eingeschaltet. Das Licht am Ausgang der Faser wird ohne Objektiv auf einem Schirm abgebildet und die Faser in alle Richtungen fein nachjustiert bis der Konversionspunkt erreicht ist. Trotz einer apochromatischen Korrektur des Objektivs ist ein Fokusversatz zwischen Justagelaserwellenlänge und Pumplaserwellenlänge feststellbar.

3.5 Einkopplung des Superkontinuums in ein konfo-kales Mikroskop

Mit Hilfe eines AOTF⁹ (Acousto Optical Tunable Filter) können einzelne Linien aus dem Spektrum des Superkontinuums selektiert werden.

Der AOTF besteht aus einer Treiberstufe und dem AOTF-Kristall. Die Treiberstufe erzeugt eine Hochfrequenzspannung, welche über einen Piezokristall in akustische Schwingungen umgewandelt und auf den AOTF-Kristall übertragen wird. Diese Schwingungen bilden im AOTF-Kristall ein optisches Gitter nach, an welchem je nach eingestellter Frequenz die erste Beugungsordnung einer entsprechenden Wellenlänge an eine feste Stelle gebeugt wird. Es können bei der verwendeten Treiberstufe bis zu acht Kanäle mit unterschiedlichen Wellenlängen gleichzeitig ausgekoppelt werden. Im Aufbau, Abbildung 3.1, wird der AOTF an der Stelle der optischen Bank eingebaut. Die durch den AOTF selektierte Strahlung wird in eine für den sichtbaren Wellenlängenbereich ausgelegte Faser eingekoppelt und direkt in das Mikroskop geführt.

⁹AA.AOTF.nC-TN 176, AA-Optoelectronic, 78470 ST Remy les Chevreuse, Frankreich

Zur Ansteuerung des AOTF wurde mit einer graphischen Programmiersprache¹⁰ ein Computerprogramm geschrieben, welches ermöglichte, die gewünschten Kanäle und Wellenlängen einzustellen. Desweiteren bot es die Möglichkeit, die Wellenlänge automatisch in wenigen Nanometer-Schritten durchzustimmen und bei jedem Schritt ein Bild mit dem Mikroskop aufzunehmen.

In Abbildung 3.4 sind verschiedene Linien zu sehen, die mit Hilfe des AOTF aus dem SC ausgekoppelt wurden. Die Linienbreite beträgt etwa 3 nm.

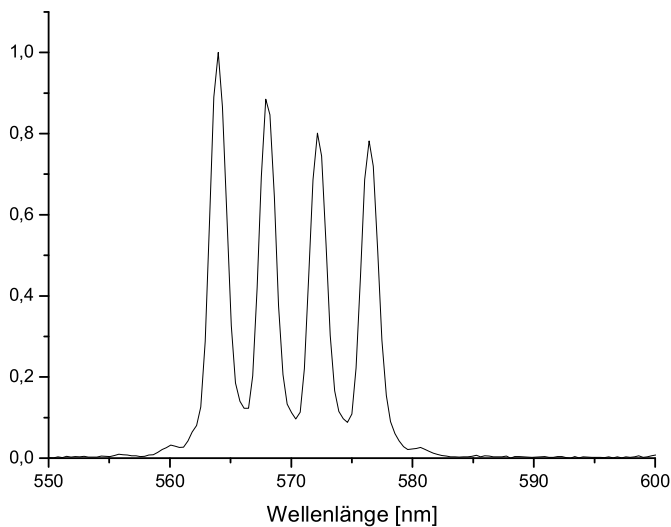


Abbildung 3.4: Es wurden vier Kanäle des AOTF gleichzeitig angesteuert und dabei vier unterschiedliche Wellenlängen (563 nm, 567 nm, 572 nm, 576 nm) aus dem SC ausgekoppelt.

Bei dem verwendeten Mikroskop¹¹ handelt es sich um ein Strahlteiler-Mikroskop. Der vorhandene Strahlteiler RT30/70 hat die Eigenschaft, 30% des einfallenden Lichtes auf die Probe zu leiten und 70% des Emissionslichtes in den Detektor zu lenken. Für die Aufnahmen wird ein Öobjektiv¹² mit 40-facher Vergrößerung benutzt. Der Anregungsstrahl ist bei allen Aufnahmen um den Faktor drei aufgeweitet worden, um eine adäquate Ausleuchtung der Pupille und somit die nominelle Apertur des Objektivs zu erhalten.

¹⁰LabView, National Instruments, Austin, Texas 78730-5039, USA

¹¹TCS (True Confocal Scanner) SP2, Leica Microsystems, Heidelberg

¹²PL APO 40x/1,25-0,75 Oil, $\infty/0,17/E$, Leica Microsystems, Wetzlar

Kapitel 4

Charakterisierung der photonischen Glasfasern

Das folgende Kapitel behandelt die Struktur und Eigenschaften der in dieser Arbeit verwendeten photonischen Fasern. Dabei werden zum einen ihre Kenndaten angegeben, und zum anderen wird deren Bearbeitung und der Umgang mit solchen Fasern beschrieben.

4.1 Struktur und Eigenschaften der verwendeten Fasern

Die verwendeten Fasern besitzen unterschiedliche Kerndurchmesser von $1,7 \mu\text{m}$ und $2 \mu\text{m}$, worauf die hier eingeführte Namensgebung zurückführt. Beide Fasern sind aus reinem Quarzglas gefertigt.

Die Abbildung 4.1 zeigt die Struktur der $1,7 \mu\text{m}$ -Faser¹. Ihr Kern ist umgeben von hexagonal angeordneten Luftröhren. Die Asymmetrie der Röhrenstruktur ist bedingt durch

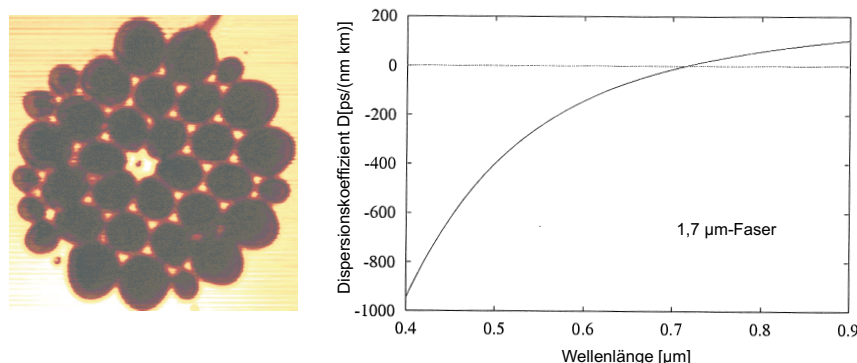


Abbildung 4.1: links: Mikroskopaufnahme der verwendeten $1,7 \mu\text{m}$ -Faser. Zu sehen ist die Struktur des Faserkerns, rechts: Dispersionskurve [8], die Faser hat eine Nulldispersionswellenlänge von 690 nm .

¹NL-1.7-690, Crystal Fibre, Dk-3460-Birkerød, Dänemark

die Fertigungstoleranzen.

Der durchschnittliche Durchmesser dieser Röhren beträgt $d = 2,9 \mu\text{m}$ und ihr Lochabstand ist $\Lambda = 3,2 \mu\text{m}$. Das Verhältnis Lochdurchmesser zu Lochabstand ergibt sich somit zu $d/\Lambda = 0,9$.

Der Manteldurchmesser der Faser hat einen Wert von $125 \mu\text{m}$, was vergleichbar mit konventionellen Fasern ist. Zusammen mit der Kunststoffummantelung ergibt sich dann ein Gesamtdurchmesser von $250 \mu\text{m}$.

Der Dämpfungskoeffizient ist in einem Wellenlängenbereich von 635 nm bis 1064 nm mit $0,2 \text{ dB/m}$ angegeben. Desweiteren besitzt die Faser eine hohe numerische Apertur, die bei 780 nm einen Wert von $0,56$ hat. Dieser Wert konnte durch Messungen, bei denen für unterschiedliche Strahldurchmesser die maximale Fasertransmission bestimmt wurde, bestätigt werden.

Laut Herstellerangaben soll es sich bei dieser Faser um eine Einmodenfaser handeln. Bei den Untersuchungen wurde jedoch festgestellt, daß sich mehrere Moden ausbreiten können. Abbildung 4.2 zeigt eine dieser Fasermode. Bei der Aufnahme dieses Bildes wurde das aus der Faser austretende Licht auf einem Schirm abgebildet und photographiert. Es handelt sich hierbei, ausgehend von der Notation in Kapitel 2.2.3, um die LP_{11} Mode.

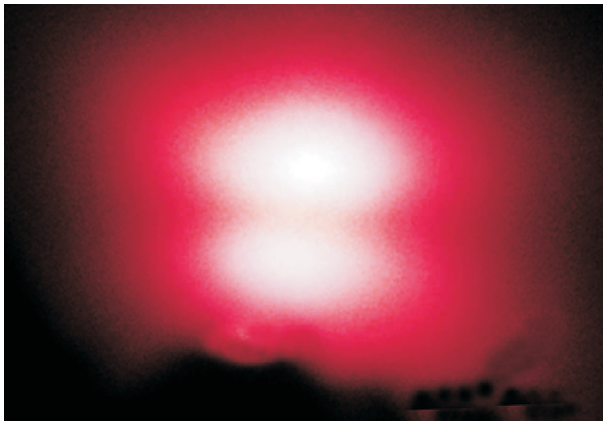


Abbildung 4.2: Eine Ausgangsmode der $1,7 \mu\text{m}$ -Faser. Es handelt sich hierbei um die LP_{11} Mode.

Diese Versuchsergebnisse stimmen gut mit der Theorie (Kapitel 2.3.3, Abbildung 2.6) überein, nach der bei $d/\Lambda = 0,9$ und $\Lambda/\lambda = 4,1$ eine Vielmoden-Eigenschaft zu erwarten ist.

Die Konversion der Pump Laserstrahlung und somit die Erzeugung des SC findet jedoch nur statt, wenn sich in der Faser die Grundmode ausbreitet. In anderen Moden konnte keine Konversion festgestellt werden.

Abbildung 4.1 zeigt desweiteren die Dispersionskurve der $1,7 \mu\text{m}$ -Faser. Der wellenleiterabhängige Beitrag zur Dispersion ist so stark in den positiven Bereich verschoben, daß eine Nulldispersionswellenlänge von $(690 \pm 30) \text{ nm}$ erreicht wird.

In Abbildung 4.3 ist die Struktur der $2 \mu\text{m}$ -Faser² dargestellt. Auch hierbei handelt es sich um eine hexagonale Wabenstruktur wie bei der $1,7 \mu\text{m}$ -Faser.

Der durchschnittliche Durchmesser der Röhren liegt hier bei $1,3 \mu\text{m}$, und das Verhältnis Durchmesser zu Lochabstand beträgt $d/\Lambda = 0,4$. Dieser Wert führt entsprechend der Theorie zu einem Einmodenverhalten, welches auch beobachtet werden konnte.

²Crystal Fibre, Dk-3460-Birkerod, Dänemark

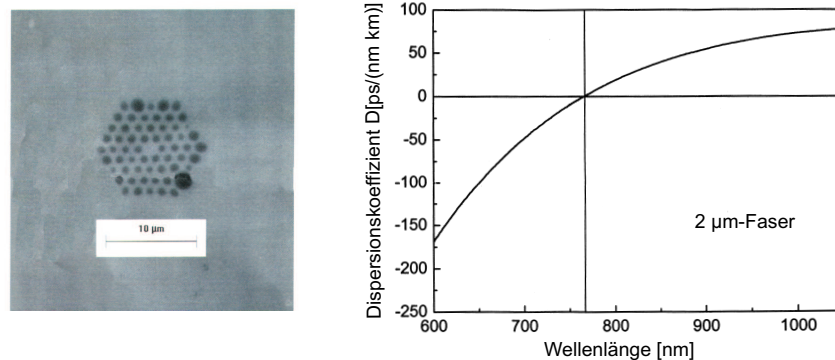


Abbildung 4.3: Links: Mikroskopaufnahme der verwendeten 2 µm-Faser. Zu sehen ist die Struktur des Faserkerns. Die unterschiedlichen Lochgrößen sind durch Fertigungstoleranzen bedingt. Rechts: Dispersionskurve [8], die Faser hat eine Nulldispersionswellenlänge von (770 ± 20) nm.

Der Gesamtdurchmesser der Faser hat einen Wert von $260 \mu\text{m}$, wobei der Manteldurchmesser mit $150 \mu\text{m}$ angegeben ist.

In einem Wellenlängenbereich von 400 nm bis 1250 nm liegt die Dämpfung bei 0,5 dB/m. Die numerische Apertur ist etwas kleiner als bei der 1,7 µm-Faser. Die Messungen ergaben bei 780 nm einen Wert von $N_A = 0,41$, was sich mit den Herstellerangaben deckt.

Abbildung 4.3 zeigt weiterhin die Dispersionskurve der 2 µm-Faser. Die Nulldispersionswellenlänge liegt hier bei (770 ± 20) nm.

4.2 Präparation der Faser

Bei der Ein- und Auskopplung des Lichtes treten an den Stirnflächen der optischen Fasern Reflexionen auf, wobei etwa 4% des Lichtes ein- und ausgangsseitig reflektiert werden. Liegen die Stirnflächen parallel zur Einkopplungsoptik, dann laufen die Reflexe entlang des Strahlengangs zurück und stören den Pulsbetrieb des Lasers.

Um dies zu vermeiden, kann man im allgemeinen zwei unterschiedliche Maßnahmen ergreifen. Zum einen ist es der Einsatz eines Faradayisolators und zum anderen das Anschragen der Faserstirnflächen.

Schrägt man die Stirnfläche der Faser an, dann kommt es zu einem bestimmten Parallelversatz des reflektierten Strahls gegenüber des Einkoppelten. Mit Hilfe einer Lochblende können somit die Reflexe geblockt und der Laser geschützt werden (Abb. 4.4). Kippt man außerdem die Faser um einen Winkel σ (Abb. 4.4), dann wird die Brechung des Lichtes am Übergang der optischen Medien ausgeglichen, so daß der Hauptstrahl entlang der Faserachse verläuft.

Die Größe des Anschnitts- und Kippwinkels ist abhängig von der numerischen Apertur der Faser, dem Brechungsindex des Fasermaterials und der Brennweite der Einkoppleroptik.

Die Problematik bestand nun im Trennen der Faser. Bei herkömmlichen Fasern arbeitet man mit einem Anschnittwinkel von etwa 8° . Für diese Zwecke sind auch konventionelle

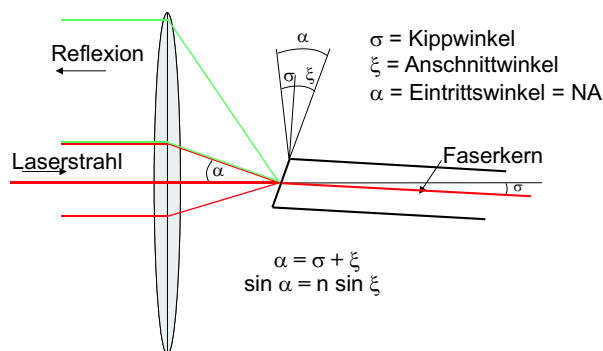


Abbildung 4.4: Schematische Darstellung der Fasereinkopplung bei Ansnchnitt und Kippung der Faser.

Faserschneider erhältlich. Mit dem hier verwendeten Objektiv ($f = 4 \text{ mm}$) und der hohen numerischen Apertur der Faser, ergibt sich für die $1,7 \text{ }\mu\text{m}$ -Faser ein Schnittwinkel von $21,3^\circ$ und eine Kippung von $12,7^\circ$. Mit konventionellen Faserschneidern können so große Winkel nicht erreicht werden.

Zur Bearbeitung der Faser wurden zwei verschiedene Techniken untersucht. Als Testobjekt dienten zunächst normale Lichtwellenleiter, da die photonische Faser nur in begrenzten Mengen zur Verfügung stand.

Zum einen erfolgte das Trennen der Faser mit Hilfe eines Skalpell. Der Trennvorgang geschah dabei auf verschiedenen harten Unterlagen, auf denen die Faser unterschiedlich schnell abgehackt wurde. Abbildung 4.5 links zeigt exemplarisch ein Ergebnis dieser Versuche. Man erkennt eine große Rauhmigkeit, die bei der Lichteinkopplung ein sehr hohes Streulicht verursachen würde.

Zum anderen wurde ein spanender Trennvorgang mit nachträglicher Politur der Faser getestet. Hierbei wurde die Faser mit einer Schutzhülse umgeben und in Kunstharz eingegossen. Als Schutzhülsen kamen medizinische Kanülen zum Einsatz. Nach dem Ansnrängen erfolgte die Politur der Stirnfläche mit sehr feiner Schleifpaste. Abbildung 4.5 rechts zeigt eine auf diese Weise bearbeitete Oberfläche. Es konnte zwar eine äußerst glatte Stirnfläche hergestellt werden, jedoch war die Struktur der Faser nicht mehr zu erkennen, da die Polierpaste in die Röhren eindrang.

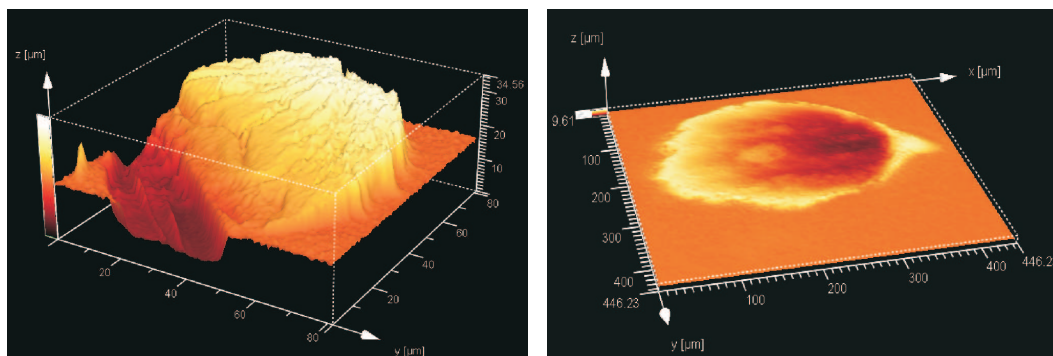


Abbildung 4.5: Links: Mikroskopaufnahme einer mit dem Skalpell geschnittenen herkömmlichen Faser. Die z -Skalierung beträgt $34 \text{ }\mu\text{m}$. Rechts: Mikroskopaufnahme der in eine Kanüle eingegossenen und polierten $1,7 \text{ }\mu\text{m}$ -Faser. Die z -Skalierung beträgt hier $9 \text{ }\mu\text{m}$

Die Versuche lieferten keine zufriedenstellenden Ergebnisse. Mittels der Skalpellsschnitte

konnte keine geeignete Oberfläche erzeugt werden. Das Eindringen der Schleifpaste bei der Politur machte eine Vorjustage mit Hilfe des Mikroskopaufbaus unmöglich, da die Struktur der Faser nicht mehr zu erkennen war. Auf Grund dessen konnte in die Faser nicht eingekoppelt werden.

Da keine geeigneten Bearbeitungstechniken zum Ansträgen der Faser zur Verfügung standen, wurde ein gerader Anschnitt der Faser gewählt und auf den Einsatz eines Faradayisolators zurückgegriffen.

Die Präparation der Fasern erfolgte bei den weiteren Arbeiten mit einem konventionellen Faserschneider³. Dazu entfernte man zunächst den Kunststoffmantel der Faser mit speziellen Zangen, und spannte diese dann zwischen zwei Klemmen in den Faserschneider ein. Über eine Mechanik wurde die Faser unter Zugspannung gesetzt und mit einer Diamantschneide eine Kerbe erzeugt. An dieser Sollbruchstelle verursachte eine eingestrahlte Ultraschallwelle das Abreißen der Faser. Bei der Mikroskopaufnahme in Abbildung 4.1 wurde die Fasern auf diese Weise bearbeitet.

³FK11 Fiber Cleaver, Newport GmbH

4.3 Charakteristische Spektren der Fasern

Im folgenden Abschnitt wird ein Überblick über die charakteristische Struktur der mit den Fasern erzeugten Superkontinua gegeben. Für den optimalen Einsatz in der konfokalen Mikroskopie soll der spektrale Bereich von 400 nm bis 800 nm mit einer Leistung von 1 mW/nm abgedeckt werden. Die Untersuchungen beschränkten sich auf den Arbeitsbereich des Spektrometers von 350 nm bis 1000 nm.

Zur Erzeugung der in diesem Abschnitt präsentierten Spektren betrug die durchschnittliche in die Faser eingekoppelte Leistung 1000 mW beim ps-Laser und 500 mW beim fs-Laser. Diese Leistung wurde jeweils vor dem Einkoppelobjektiv gemessen. Die Pulse hatten eine Länge von 1,6 ps bzw. 150 fs.

Nach der Konvertierung des Pumplaserlichtes in das Superkontinuum leuchten die Fasern hell auf. Die 1,7 μm -Faser erscheint weiß, wohingegen die 2 μm -Faser über die ganze Strecke gelb leuchtet. In den gleichen Farben zeigt sich auch das aus der Faser austretende Licht, wenn man es auf einem Schirm abbildet.

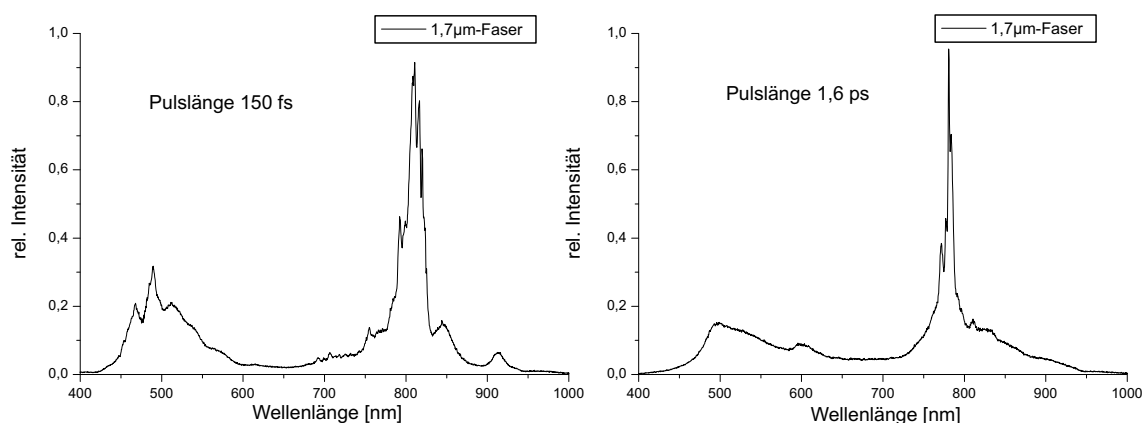


Abbildung 4.6: Links: *Das mit der 1,7 μm -Faser erzeugte Spektrum unter Verwendung von fs-Pulsen und rechts: unter Verwendung von ps-Pulsen.*

In Abbildung 4.6 sind exemplarisch die Spektren der 1,7 μm -Faser unter Verwendung von fs-Pulsen (links) und ps-Pulsen (rechts) dargestellt. Mit dem ps-Laser erfolgte die Einkopplung bei einer Wellenlänge von 781 nm und mit dem fs-Laser bei 808 nm. Die Spektren erstrecken sich von 400 nm bis 1000 nm. Es ist beidesmal ein stark ausgeprägter, etwa 50 nm breiter Bereich um die Pumpwellenlänge zu erkennen, der sich aus mehreren Linien zusammensetzt. Ebenso markant ist der Teil des Spektrums zwischen 450 nm und 600 nm, der jedoch eine geringere Intensität pro nm enthält. Zwischen diesen beiden Stellen, sowie bei höheren und niedrigeren Wellenlängen, flacht die Intensität im Spektrum ab.

Abbildung 4.7 zeigt die mit der 2 μm -Faser erzeugten Spektren, die sich von 500 nm bis 950 nm erstrecken. Bei dem mit ps-Pulsen erzeugten Superkontinuum erkennt man einen ca. 30 nm breiten Bereich bei der Pumpwellenlänge von 780 nm. Zu kürzeren Wellenlängen breitet sich das Spektrum sehr stark aus und flacht bei 550 nm ab. Die Intensitäten pro nm im Bereich von 550 nm bis 750 nm sind vergleichbar mit der verbleibenden Leistung

der Pumpwellenlänge. Daraus läßt sich auf eine höhere Konversionsrate des eingestrahnten Laserlichtes in der 2 μm -Faser gegenüber der 1,7 μm -Faser schließen.

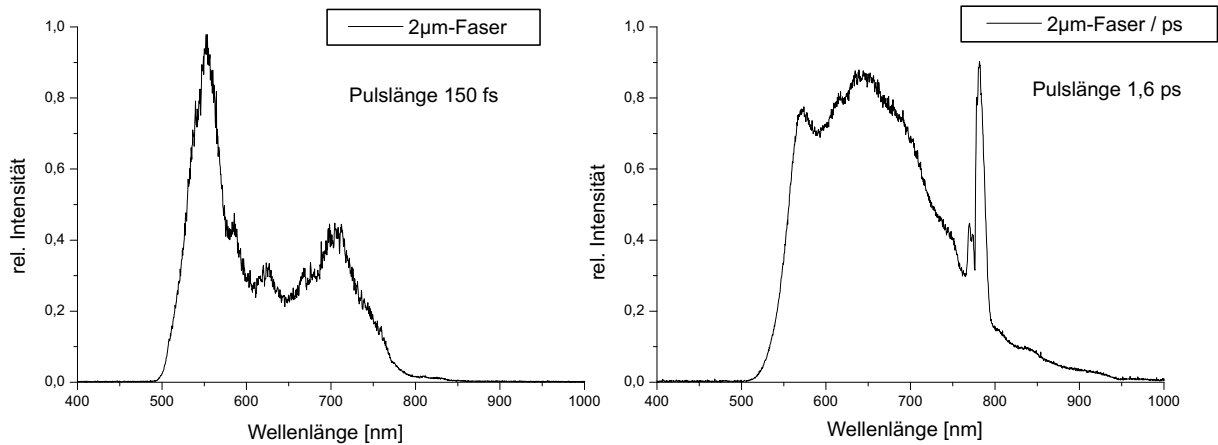


Abbildung 4.7: Links: Das mit der 2 μm -Faser erzeugte Spektrum unter Verwendung von fs-Pulsen und rechts: unter Verwendung von ps-Pulsen.

Das mit fs-Pulsen erzeugte Superkontinuum ist in Abbildung 4.7 links dargestellt. Bei der Pumpwellenlänge von 780 nm ist keine ausgeprägte Linie mehr zu erkennen, was einer vollständigen Konversion des eingekoppelten Laserlichtes gleichkommt. Das Spektrum breitet sich im Bereich von 500 nm bis 900 nm aus und hat Maximalwerte bei 660 nm und 710 nm. Die Intensität bei 660 nm ist gegenüber der bei 710 nm etwa doppelt so hoch.

Die Spektren der 1,7 μm -Faser und der 2 μm -Faser unterscheiden sich gravierend in der Konversionsrate der Pumplaserstrahlung. Bei der 1,7 μm -Faser ist die zentrale Wellenlänge der Pumplaserquelle stark ausgeprägt, wohingegen sie bei der 2 μm -Faser letztendlich ganz verschwindet. Mit der 1,7 μm -Faser wurde allerdings eine höhere spektrale Breite als mit der 2 μm -Faser erreicht.

4.4 Zusätzliche Konversionspunkte außerhalb des Faserkerns

Bei der Einkopplung der Pumplaserstrahlung in den Kern der Faser verursacht das Zusammenspiel unterschiedlicher nichtlinearer Effekte die Konversion der Pumplaserstrahlung. Bei der 1,7 μm -Faser konnten außer dem Faserkern zwei weitere Einkopplungspunkte festgestellt werden, bei denen eine Konversion stattfindet. Deren Identifizierung erfolgte in der Weise, daß der Justagelaser nach Auffinden eines solchen Konversionspunktes auf den Kern der Faser fixiert und anschließend eine neue Justage vorgenommen wurde. Bei erneuter Konversion konnten nun die Einkopplungspunkte anhand der Fixierung des Justagelasers verglichen werden. Dabei stellte sich heraus, daß sich diese im Mantelbereich der Faser befanden.

Eine Erklärung liefert die nicht ganz perfekte Röhrenstruktur des Mantels. Der Kern der Faser ist von sechs Röhren umschlossen, die wiederum ihrerseits von Luftröhren umgeben

sind. Insgesamt baut sich der Mantel aus drei solcher Röhrenringe auf, wie in Abbildung 4.1 zu sehen ist. Die Stege zwischen den Röhren sind auf Grund der Fertigungstoleranzen an einigen Stellen etwas dicker als an anderen und können so als zusätzliche Faserkerne wirksam werden.

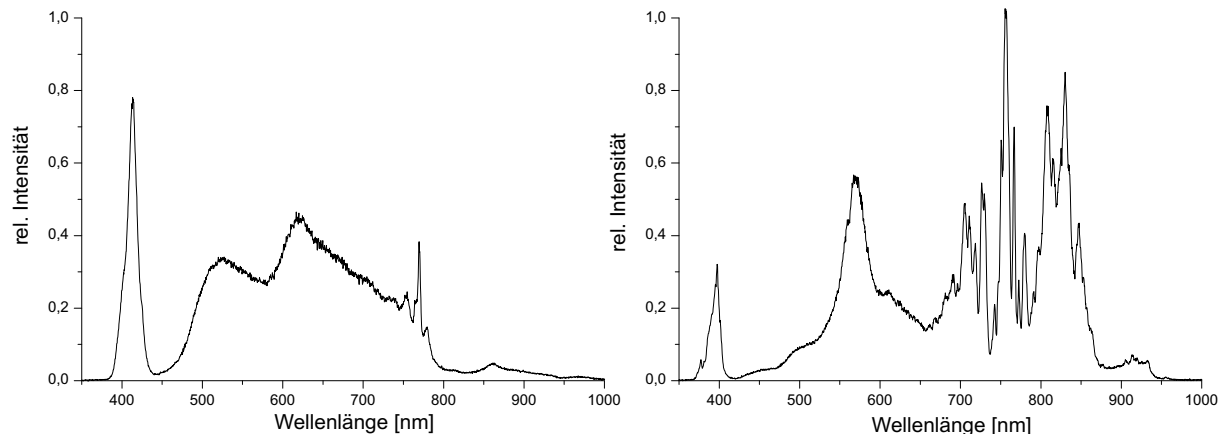


Abbildung 4.8: Links: *Entstandenes SC bei einer Einkopplung im Mantelbereich der 1,7 μm -Faser. Die Leistung im gesamten Spektrum beträgt 14,5 mW.* Rechts: *Hier handelt es sich um den gleichen Einkopplungspunkt, es wurde nur die Eingangspolarisationsebene gedreht. Die Leistung im Spektrum erreichte einen Wert von 18 mW.*

Koppelt man in diese Stellen ein, dann beträgt die Transmission jedoch nur etwa 10% gegenüber der Transmission durch den Faserkern. Deutlich sichtbar ist auch die unterschiedliche Struktur der spektralen Verteilung. In Abbildung 4.8 sind zwei Spektren einer solchen Einkopplung zu sehen. Es handelt sich hierbei um jeweils den gleichen Einkopplungspunkt jedoch mit unterschiedlicher Eingangspolarisationsebene der Pumpwelle.

Dabei wurde in die Faser eine Leistung von 500 mW, gemessen vor dem Objektiv, eingekoppelt, bei einer Wellenlänge von 780 nm und einer Pulslänge von 150 fs. Die Leistung im Spektrum, gemessen am Faserausgang, betrug 14,5 mW (Abb. 4.8 links) bzw. 18 mW (Abb. 4.8 rechts).

Die Struktur dieser Spektren gleicht nicht der der 1,7 μm -Faser bei richtiger Einkopplung. Es sind bei der Pumpwellenlänge keine intensiven Linien mehr sichtbar, was auf eine hohe Konversionsrate schließen lässt. Auffällig ist auch die Ausbreitung in den Bereich bei 400 nm. Hier ist beidesmal eine stark ausgeprägte Linie erkennbar. Das Spektrum in Abb. 4.8 links erstreckt sich im Bereich von 480 nm bis 800 nm relativ gleichmäßig, wohingegen das in Abb. 4.8 rechts dargestellte starke Intensitätsschwankungen in Abhängigkeit der Wellenlänge zeigt.

4.5 Zerstörung des Faserkerns bei hoher Laserintensität

Der Einsatz des Superkontinuums als Laserquelle in der konfokalen Mikroskopie erfordert eine hohe in die Faser eingekoppelte Eingangsintensität. Die durchschnittlichen Laserleistungen erreichen Werte von 1400 mW bei der ps-Laserquelle bzw. 500 mW bei der fs-Laserquelle. Die Verluste in der Einkopplungsoptik belaufen sich auf ca. 27%.

Es konnte während der gesamten Messungen mit beiden Fasern eine maximale Transmission von 63% erzielt werden. Dabei mußten die Fasern neu angeschnitten sein. Diese Transmission wurde sowohl mit dem ps-Laser als auch mit dem fs-Laser erreicht.

Berechnet man bei einer Repetitionsrate von 82 MHz und Pulslängen von 1,6 ps bzw. 150 fs die Leistungsdichten der in die 1,7 μm -Faser fokussierten Laserpulse, so erreichen diese Werte von 343 GW/cm² bei ps-Pulsen bzw. 1,3 TW/cm² bei fs-Pulsen. Für einen Kerndurchmesser von 2 μm ergeben sich für ps-Pulse 248 GW/cm² und für fs-Pulse 876 GW/cm².

Diese hohen Leistungsdichten führen zu einer Zerstörung der Eintrittsfläche des Faserkerns. Besonders stark wird dadurch die 1,7 μm -Faser angegriffen. Die 2 μm -Faser erwies sich als wesentlich stabiler. Unterschiede zeigten sich auch, ob ps- oder fs-Pulse eingekoppelt wurden. Im fs-Laserbetrieb konnte mit der 2 μm -Faser über einen Zeitraum bis zu 5 Stunden gearbeitet werden, wohingegen bei ps-Pulsen die Faser nach etwa 2 Stunden neu abgeschnitten werden mußte.

Mit der 1,7 μm -Faser konnte über einen Zeitraum von 30 bis 60 Minuten gearbeitet werden, danach mußte auch diese neu abgeschnitten werden. Dies ist auch der Grund, warum letztendlich die 2 μm -Faser für die im Rahmen dieser Arbeit angefertigten Mikroskopaufnahmen zum Einsatz kam.

Bemerkbar macht sich die Zerstörung zum einen durch eine geringere Transmission durch die Faser und zum anderen durch ein Absinken der Konversionsrate und somit einer Abnahme des Spektrums.

Dies verdeutlicht Abbildung 4.9. Dabei wurde der Bereich zwischen 400 nm und 700 nm ausgewählt. Der Zeitraum der Messung erstreckte sich über 60 min, die Pumpwellenlänge betrug 780 nm, die Leistung 500 mW und die Pulse hatten eine Länge von 1,6 ps. Ein

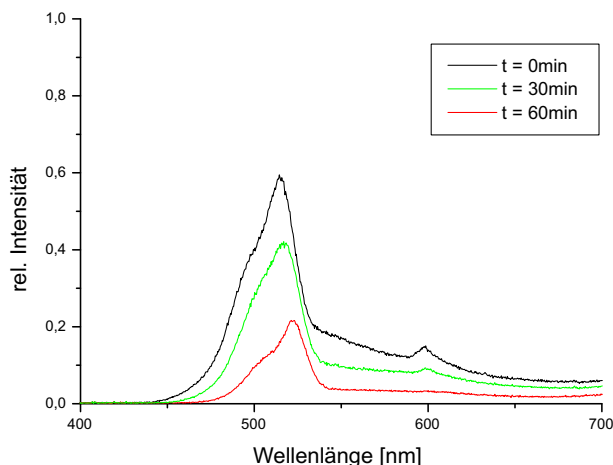


Abbildung 4.9: Rückgang des SC der 1,7 μm -Faser. In die Faser wurde über einen Zeitraum von 60 Minuten eine Leistung von 500 mW im ps-Laserbetrieb eingekoppelt.

Erreichen des Ausgangsspektrums durch eine erneute Justage der Faser nach 60 min war nicht möglich, womit eine Trift des Pumplaserstrahls als Ursache ausgeschlossen werden konnte.

Abbildung 4.10 zeigt eine Mikroskopaufnahme der $1,7 \mu\text{m}$ -Faser nach einer Betriebsdauer von 45 min. Die eingestrahlte Laserleistung betrug $1,4 \text{ W}$ bei einer Pulslänge von $1,6 \text{ ps}$. Der Faserkern wurde über diese Zeitspanne regelrecht ausgehöhlt und ist im Vergleich zu Abbildung 4.1 nicht mehr zu erkennen.

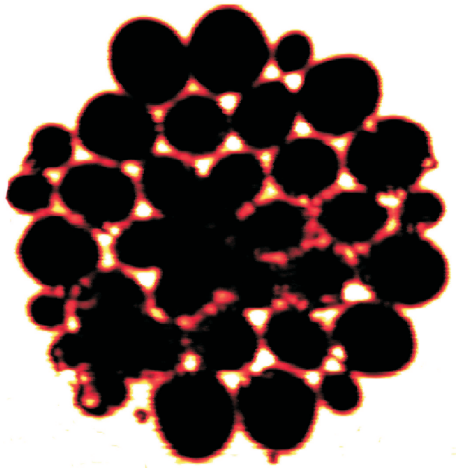


Abbildung 4.10: Mikroskopaufnahme des Faserkerns der $1,7 \mu\text{m}$ -Faser nach einer Betriebsdauer von 45 Minuten. Die in die Faser eingekoppelte Leistung betrug $1,4 \text{ W}$, gemessen vor dem Einkopplungsobjektiv.

Eine Ursache der Zerstörung könnten thermische Spannungen an der Eintrittsfläche der Faser sein. Dadurch könnten sich Risse an der Oberfläche bilden und kleine Stücke des Faserkerns nach und nach herausgesprengt werden.

Desweiteren könnten durch die hohe Laserleistung Oxidationsprozesse ausgelöst werden und ebenfalls eine Zerstörung des Faserkerns verursachen.

Kapitel 5

Untersuchung des erzeugten Superkontinuums

Ziel ist es, mit einem gepulsten Laser ein Spektrum im Bereich von 400 nm bis 800 nm zu erzeugen, welches über die gesamte Breite eine hohe Intensität besitzt und für den Einsatz in der konfokalen Mikroskopie geeignet ist. Im Verlauf des Kapitels wird der Einfluß der Eingangspolarisationsebene, der Pumpwellenlänge und der Eingangsintensität auf die entstehenden Spektren untersucht und dargestellt. Außerdem wird die Ausgangspolarisation im SC untersucht.

Die Angaben der in die Faser eingekoppelten Leistung bezieht sich immer auf die durchschnittliche, vor dem Objektiv gemessene Leistung.

5.1 Einfluß der Eingangspolarisation

Als Eingangspolarisation wird die Lage der Eingangspolarisationsebene des in die Faser eingekoppelten Pumplasers bezeichnet. Wenn man von einer Abhängigkeit der Eingangspolarisation auf die Entstehung des SC ausgeht, so könnte man diese mit der sechszähligen Symmetrie der Faser (Abb. 4.3) in Verbindung bringen. Daraus ergäben sich drei ausgezeichnete Polarisationsebenen für die Entstehung des SC.

Folgende Untersuchungen wurden mit einem Picosekunden- und einem Femtosekunden-Lasersystem durchgeführt.

5.1.1 Untersuchungen mit dem Picosekunden-Lasersystem

Die Untersuchungen mit dem ps-Lasersystem bzgl. der Eingangspolarisation wurden sowohl mit der 1,7 μm -Faser als auch mit der 2 μm -Faser durchgeführt. Da die Ergebnisse qualitativ ähnlich sind, werden sie im folgenden an Hand der 1,7 μm -Faser präsentiert. Diese Untersuchungen wurden mittels einem zu dieser Zeit zur Verfügung stehenden Spektrometer mit einem Meßbereich von 300 nm bis 800 nm durchgeführt. Es bot die Möglichkeit Spektren in zeitlichen Intervallen aufzunehmen und diese dann mit der Spektrometersoftware weiter auszuwerten.

Zur Variation der Eingangspolarisation diente eine $\lambda/2$ -Platte, deren Stellschraube über einen Zahnriemen von einem Schrittmotor gedreht wurde. Während der Rotation wurde

alle 10 ms das SC mit dem Spektrometer aufgenommen und später mit der Software zu einem dreidimensionalen Diagramm zusammengefügt. Um ein Übersteuern des Spektrometers zu verhindern, wurde die Pumpwellenlänge im SC mit Hilfe eines IR-Sperrfilters¹ ausgeblendet. Dies schränkte die Detektion auf einen Bereich zwischen 390 nm und 730 nm ein.

Die in die 1,7 μm -Faser eingekoppelte Leistung betrug 1 W bei einer Wellenlänge von 804 nm und einer Pulslänge von 1,8 ps. Am Faserausgang wurde eine Leistung von 150 mW gemessen, wobei die Faser eine Länge von 23 cm hatte.

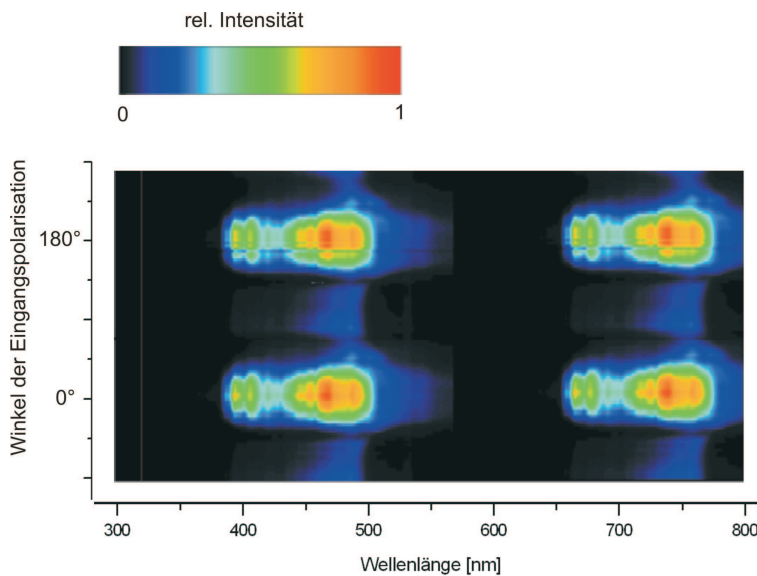


Abbildung 5.1: In einer Falschfarbendarstellung ist die Intensitätsverteilung im SC bei Drehung der Eingangspolarisationsebene der 1,7 μm -Faser dargestellt. Bei den Aufnahmen wurde ein IR-Sperrfilter verwendet, der die Detektion auf den Bereich zwischen 390 nm und 730 nm einschränkte.

Abbildung 5.1 ist eine Falschfarbendarstellung der vom Spektrometer gemessenen relativen Intensität. Es zeigt die Intensitätsänderungen im SC in Abhängigkeit der Eingangspolarisationsebene. Deutlich sichtbar wird, daß sich das Spektrum mit Drehung der Eingangspolarisation ändert. Bei 0° ist die Konversionsrate am höchsten, sinkt dann fast vollständig ab und wird bei 180° wieder maximal. Die Faser hat somit eine Eingangspolarisationsebene, bei der die Konversion und somit die Entstehung des SC bevorzugt ist.

Während der Rotation der Eingangspolarisation leuchtet die Faser in unterschiedlichen Farben. Bei maximaler Konversion erscheint sie weiß und bei minimaler grün.

Die Existenz nur einer Polarisationssebene kann auf eine doppelbrechende Eigenschaft [21] der Faser zurückgeführt werden. Diese wird durch eine herstellungsbedingte Asymmetrie der Röhrenstruktur und somit des Faserkerns verursacht.

Die Doppelbrechung könnte nun die Phasenbedingungen der stattfindenden Prozesse beeinflussen und die Konversion bei einer Stellung der Eingangspolarisation bevorzugen.

Insbesondere die Vierwellenmischung (FWM) unterliegt einer festen Phasenbeziehung, die durch die Doppelbrechung ermöglicht werden könnte. Die unterschiedlichen Eingangspolarisationswinkel würden die Phasenbedingung ändern, was eine Auswirkung auf die Effizienz der FWM und somit der Ausbreitung des SC hätte.

¹Calflex X^{TM} , Linos Photonics GmbH

Die hier gewonnenen Erkenntnisse lassen sich bei der 2 μm -Faser ebenfalls feststellen. Auch diese besitzt eine Eingangspolarisationsebene, unter welcher das Spektrum seine maximale Ausbreitung erreicht. Es scheint aber zusätzlich noch ein Zusammenhang mit der Symmetrie der Röhrenstruktur zu geben, der sich jedoch erst bei der Untersuchung mit fs-Pulsen zeigt.

5.1.2 Untersuchungen mit dem Femtosekunden-Lasersystem

Der Einfluß der Eingangspolarisation bei Verwendung von fs-Pulsen ist wieder bei beiden Fasern ähnlich und wird am Beispiel der 2 μm -Faser dargestellt. Diese Messungen sowie alle weiteren wurden mit dem eingangs aufgeführten Spektrometer²(Kapitel 3.1) durchgeführt. Hier mußte die Einstellung der Eingangspolarisation von Hand vorgenommen werden, da die Spektrometersoftware keine automatische Aufnahme der Spektren ermöglichte.

Die Eingangsleistung betrug 500 mW bei einer Pumpwellenlänge von 780 nm und einer Pulslänge von 150 fs. Die Faser hatte eine Länge von 20 cm.

In Abbildung 5.2 links sind die Spektren bei drei verschiedenen Einstellungen der Eingangspolarisation dargestellt. Das SC reagiert wesentlich unempfindlicher auf die Stellung der Eingangspolarisation, als es bei Verwendung von ps-Pulsen der Fall war.

Es ist zu erkennen, daß oberhalb von 630 nm das Spektrum weitestgehend unbeeinflusst von der Eingangspolarisation bleibt. Unterhalb von 630 nm ist bei allen Kurven die Ausbildung eines Maximums zu erkennen, dessen Höhe und Lage sich mit der Polarisationsebene verändert. Je schwächer das Maximum ausgeprägt ist, um so weiter erstreckt sich das Kontinuum in den blauen Bereich.

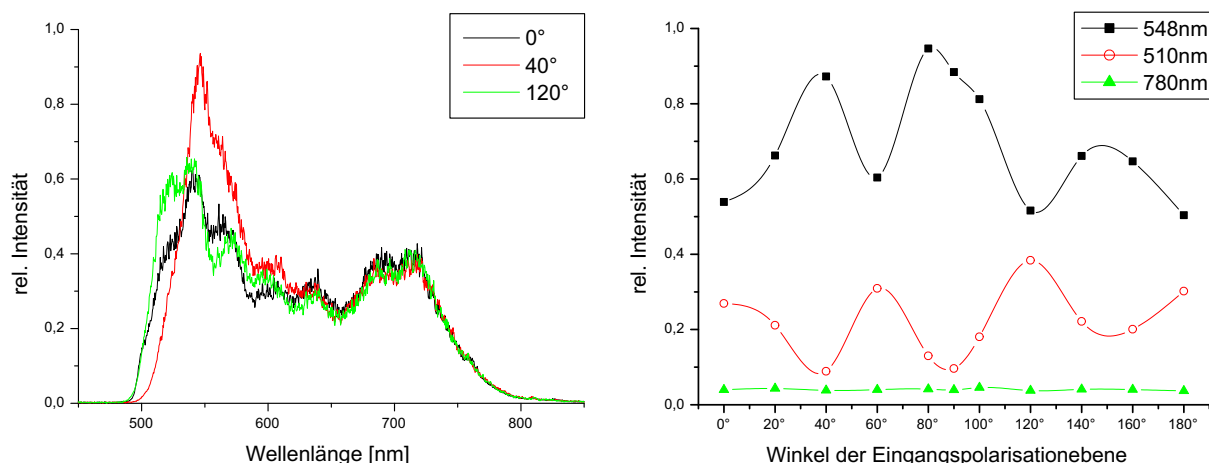


Abbildung 5.2: Links: *Spektrum der 2 μm -Faser bei drei unterschiedlichen Eingangspolarisationsebenen unter Verwendung von fs-Pulsen.* Rechts: *Verhalten dreier aus dem SC ausgewählten Wellenlängen. Die grüne Kurve zeigt die Intensität bei 780 nm (Pumpwellenlänge), die rote Kurve bei 510 nm (steht für die Breite des Spektrums) und die schwarze Kurve bei 548 nm (Verhalten im Maximum).*

²USB2000, Ocean Optics, Dunein, FL34698, USA

Abbildung 5.2 rechts verdeutlicht diesen Zusammenhang nochmals an einzelnen Wellenlängen. Sie zeigt die Intensität für drei Wellenlängen des Spektrums bei Änderung der Eingangspolarisation.

Die grüne Kurve entspricht der Pumpwellenlänge von 780 nm. Ihre Intensität bleibt konstant, was auf eine von der Eingangspolarisation unabhängige Konversionsrate schließen läßt. Die rote Kurve entspricht dem Verhalten bei 510 nm und kann als ein Maß für die Breite des Spektrums angesehen werden, da sich die Flanken nahezu parallel verschieben. Es sind drei Maxima bei 0° , 60° und 120° zu erkennen. Diese Maxima sind an der gleichen Stelle, wie die Minima der schwarzen 548 nm Kurve, welche den Einfluß der Eingangspolarisation auf das Maximum des Spektrums veranschaulicht. Es wird noch einmal deutlich, daß bei Drehung der Eingangspolarisation das Spektrum im Maximum auf Kosten der Breite anwächst und umgekehrt.

Die drei sich jeweils nach 60° wiederholenden Maxima in den einzelnen Kurven zeigen einen Zusammenhang mit der Struktur der Faser. Jeweils nach etwa 60° ist das SC am breitesten ausgeprägt. Der Verlauf wie beim Ausgangsspektrum kann jedoch erst bei einer Drehung der Eingangspolarisationsebene um 180° wieder erreicht werden, was auf eine Abweichung von der idealen Faserstruktur zurückgeführt werden kann.

Ein fast vollständiger Rückgang der Konversion wie bei ps-Pulsen konnte nicht festgestellt werden.

Somit läßt sich unter Verwendung von fs-Pulsen keine eindeutige Eingangspolarisationsebene festlegen. Es bleibt festzuhalten, daß unabhängig von der Eingangspolarisation eine vollständige Konversion der Pumpwellenlänge stattfindet und die Veränderungen im SC wesentlich unempfindlicher sind, als bei ps-Pulsen. Die Struktur des Ausgangsspektrums wird erst nach einer Drehung der Eingangspolarisationsebene um 180° wieder erreicht. Die Beziehung zwischen der Breite des Spektrums und dem Maximum steht im Zusammenhang mit der Struktur der Faser.

Bei der $1,7 \mu\text{m}$ -Faser konnte bei fs-Pulsen ebenfalls nur ein geringer Einfluß der Eingangspolarisation auf die Entwicklung des Spektrums festgestellt werden. Schwankungen, die in Zusammenhang mit der Fasergeometrie gebracht werden könnten, wurden jedoch nicht beobachtet.

5.2 Abhängigkeit des Superkontinuums von der in die Faser eingekoppelten Pumpwellenlänge

In diesem Abschnitt soll der Einfluß der Pumpwellenlänge auf die Entstehung des SC näher untersucht werden. Es gilt unter dem zur Verfügung stehenden Wellenlängenbereich der Lasersysteme, die optimale Pumpwellenlänge herauszufinden. Dazu wurde die Entstehung des SC mit den beiden Lasersystemen bei unterschiedlichen Pumpwellenlängen analysiert. Es wird das Verhalten der $2 \mu\text{m}$ -Faser bei Verwendung von ps-Pulsen und fs-Pulsen ausführlicher dargestellt. Die Spektren der $1,7 \mu\text{m}$ -Faser werden am Ende dieses Abschnitts exemplarisch für den fs-Laserbetrieb präsentiert, da sie vergleichbare Ergebnisse liefern.

5.2.1 Wellenlängenabhängigkeit im Picosekunden-Laserbetrieb

Aus den bei unterschiedlichen Wellenlängen aufgenommenen Spektren wurden vier verschiedene herausgegriffen, die den Einfluß der Pumpwellenlänge auf das SC der 2 μm -Faser exemplarisch darstellen.

Die in die Faser eingekoppelte Laserleistung betrug jeweils 500 mW bei einer Pulslänge von 1,6 ps und einer Länge der Faser von 27 cm.

Die 2 μm -Faser hat eine ZDW von 770 nm, d.h. unterhalb dieser Wellenlänge liegt der Bereich der normalen und oberhalb entsprechend der Bereich der anomalen Dispersion. Bei der Wellenlänge von 740 nm wird im Bereich der normalen Dispersion in die Faser eingekoppelt. Wie in Abbildung 5.3 zu sehen, hat das Spektrum eine kastenförmige Struktur und erstreckt sich von 720 nm bis 760 nm. Daraus ergibt sich eine spektrale Aufweitung von $\Delta\omega = 2\pi c(1/\lambda_1 - 1/\lambda_2) = 118 \text{ THz}$.

Zwischen den steilen Flanken erkennt man Intensitätsschwankungen in Abhängigkeit der Wellenlänge. Die Amplituden sinken zur Mitte des Spektrums hin ab und zeigt einen asymmetrischen Verlauf.

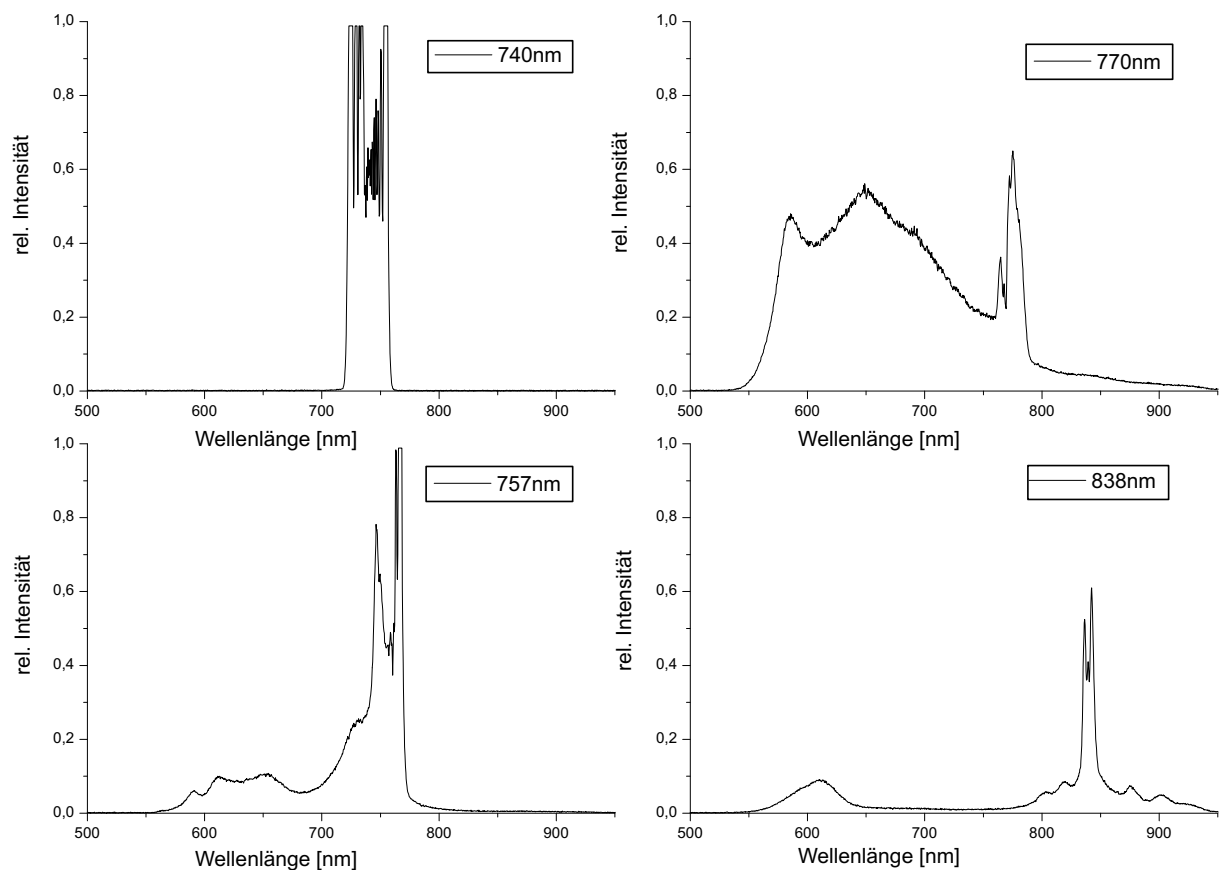


Abbildung 5.3: Zu sehen ist der Einfluß auf das SC bei vier verschiedenen Pumpwellenlängen der 2 μm -Faser im ps-Laserbetrieb. Die ZDW der 2 μm -Faser liegt bei 770 nm.

Die Entstehung dieses Spektrums scheint zum größten Teil durch den Effekt der Selbstphasenmodulation (SPM) beeinflusst zu sein, bei welcher eine ähnliche Charakteristik auftritt

(Abb. 2.8). Die folgende Berechnung ist ein weiterer Hinweis auf die SPM. In diesem Fall kann mit Gleichung 2.42

$$\frac{\Delta\omega}{\omega} = 1,39 \frac{n_2 I_0 L}{\tau_0 c}$$

die spektrale Verbreiterung des Pulses berechnet werden. $L = 27$ cm bezeichnet die Länge der Faser und $\tau_0 = 1,6$ ps die Pulslänge. Der nichtlineare Brechungsindex von Quarzglas hat einen Wert von $n_2 = 3,2 \cdot 10^{-4}$ cm²/TW [5]. Berücksichtigt man die Verluste im Einkopplungsobjektiv von 27% so ergibt sich für die Pulsintensität I_0 in einfacher Näherung

$$I_0 = 0,73 \frac{I}{f_{\text{rep}} \tau_0 A} = 88,6 \frac{\text{GW}}{\text{cm}^2} ,$$

wobei I die vor dem Objektiv gemessene Leistung, $f_{\text{rep}} = 82$ MHz die Repetitionsrate des Lasers und A die Fläche des Faserkerns ist. Damit errechnet sich mit $\Delta\tau_0 = 0,1$ ps, $\Delta L = 0,5$ cm, $\Delta r = 0,1$ μm und $\Delta I = 20$ mW eine spektrale Pulsverbreiterung von $\Delta\omega = (56,4 \pm 13,5)$ THz.

Die gemessene spektrale Aufweitung beträgt 118 THz, was um einen Faktor 2 von dem berechneten Wert abweicht. Eine Erklärung dafür könnte die Einführung eines effektiven Modenradius, wie in [19] dargestellt, liefern. Dabei wird angenommen, daß sich die effektive radiale Ausdehnung der Moden nicht über den gesamten Kernquerschnitt der Faser erstreckt sondern auf 40% der Kernfläche reduziert wird. Damit errechnet sich eine spektrale Pulsverbreiterung von $\Delta\omega = (141 \pm 33,8)$ THz, die im Bereich der Fehlergrenzen liegt.

Die Asymmetrie in den Schwankungen des Spektrums zeigt jedoch, daß es sich vermutlich um keine reine Selbstphasenmodulation der Pulse handelt. Es scheint hier einen zusätzlichen Einfluß der stimulierten Ramanstreuung (SRS) zu geben. Diese verursacht nach [5] eine Asymmetrie in einem durch SPM spektral verbreiterten Puls. Die einzelnen Stokes- und Anti-Stokeslinien befinden sich in einem Abstand von etwa 13 THz von der Pumpwellenlänge entfernt und sind somit bei einer Verbreiterung von 118 THz nicht mehr zu identifizieren.

Desweiteren ist in Abbildung 5.3 das Spektrum bei 757 nm Pumpwellenlänge dargestellt. Auch hier scheint es einen Einfluß der SPM und SRS zu geben. Das Spektrum ist im Bereich der Pumpwellenlänge wieder kastenförmig aufgeweitet und zeigt eine asymmetrische Struktur. Es erstreckt sich jedoch über die ZDW von 770 nm hinaus und befindet sich somit schon teilweise im Bereich der anomalen Dispersion. Hier ist nun die Ausbreitung und somit auch der Zerfall von Solitonen möglich. Die daraus resultierende nichtsolitäre Strahlung scheint im Bereich zwischen 580 nm und 740 nm sichtbar zu werden. Vierwellen-Mischprozesse führen vermutlich zu einer weiteren Ausbildung des SC in diesem spektralen Bereich.

Bei einer Pumpwellenlänge von 770 nm ist das SC am stärksten ausgeprägt. Die Verbreiterung bei 770 nm ist sehr wahrscheinlich wieder auf die SPM zurückzuführen. Das Spektrum erstreckt sich in den Bereich der anomalen Dispersion, was wieder die Ausbildung und den Zerfall von Solitonen ermöglicht. Die Intensität der nichtsolitären Strahlung ist gekoppelt an die Ordnung der Solitonen die nach Gleichung 2.74

$$N = \sqrt{\frac{n_2 I_0 \omega_0 \tau_0^2}{|\beta_2| c}}$$

umgekehrt proportional zur Wurzel der Gruppengeschwindigkeitsdispersion β_2 und somit des Dispersionskoeffizienten der Faser ist. Da der Dispersionskoeffizient bei der ZDW gegen Null geht, steigt die Ordnung N der Solitonen stark an und somit auch der Grad der Zerfälle in ihre N Konstituenten. Dies führt zu einem Anstieg der nichtsolitären Strahlung in den blauen Bereich und unter dem Einfluß der FWM zu einer weiteren Ausbildung des SC.

Erhöht man die Pumpwellenlänge, so führt dies immer weiter in den anomalen Dispersionsbereich der Faser. Ein stetig ansteigender Dispersionskoeffizient verringert die Ordnungszahl der entstehenden Solitonen und somit die Zahl der Zerfälle. Dadurch verringert sich die nichtsolitäre Strahlung und somit auch die Ausbreitung des SC. Dies verdeutlicht das Spektrum bei einer Pumpwellenlänge von 838 nm in Abbildung 5.3. Zu sehen ist eine Verbreiterung im Bereich der Pumpwellenlänge, die vermutlich wieder auf die SPM und SRS zurückzuführen ist. Zusätzlich bilden sich um die Pumpwellenlänge weitere Linien aus, die eventuell durch Vierwellenmischprozesse des durch SPM aufgeweiteten Eingangspulsspektrums entstanden sein könnten. Der Bereich bei 600 nm wird sehr wahrscheinlich durch die nichtsolitäre Strahlung verursacht.

Die Struktur des Spektrums gleicht mit steigender Pumpwellenlänge immer mehr dem charakteristischen Spektrum der 1,7 μm -Faser (Abb. 4.6). Auch bei dieser liegt die Pumpwellenlänge weit oberhalb der ZDW von 690 nm.

5.2.2 Wellenlängenabhängigkeit im Femtosekunden-Laserbetrieb

Unter Verwendung von fs-Pulsen wurden wieder exemplarisch vier Spektren der 2 μm -Faser herausgegriffen, welche die strukturellen Unterschiede des SC in Abhängigkeit der Pumpwellenlänge erläutern sollen.

Die Aufnahme der Spektren erfolgte bei einer Leistung von jeweils 500 mW und einer Pulslänge von 150 fs. Die Länge der Faser betrug 25 cm.

Der Durchstimmbereich des Lasersystems (780 nm - 900 nm) schränkte die Untersuchungen auf den Bereich der anomalen Dispersion der Faser ein.

In Abbildung 5.4 sind die bei vier unterschiedlichen Pumpwellenlängen aufgenommenen Spektren dargestellt. Es fällt auf, daß das SC um so schwächer ausgeprägt ist, je weiter sich die Pumpwellenlänge von der ZDW bei 770 nm entfernt.

Das Spektrum bei der Pumpwellenlänge von 780 nm zeigt leichte Abweichungen von der charakteristischen Struktur. Das Maximum bei 550 nm ist nicht so stark ausgebildet, was auf die Wahl der Eingangspolarisationsebene zurückzuführen ist.

Das SC erstreckt sich über einen Wellenlängenbereich von 500 nm bis 950 nm. Hierbei ist der Bereich der normalen Dispersion der Faser von 500 nm bis 770 nm intensiver ausgebildet. Eine ausgeprägte Linie bei der Pumpwellenlänge, wie unter Verwendung von ps-Pulsen, ist nicht zu erkennen. Dies läßt auf eine vollständige Konversion der Pumpwellenlänge schließen.

Mit Erhöhung der Pumpwellenlänge verschiebt sich der Beginn des Spektrums zu kleineren Wellenlängen hin. Wie bei der Einkopplung von 800 nm zu erkennen ist, erstreckt sich das SC schon von 490 nm bis 950 nm. Dabei bildet sich das Maximum bei 550 nm stärker aus und die Intensität im roten Bereich flacht ab.

Dieser Prozeß setzt sich mit steigender Pumpwellenlänge fort. Bei einer Einstellung von

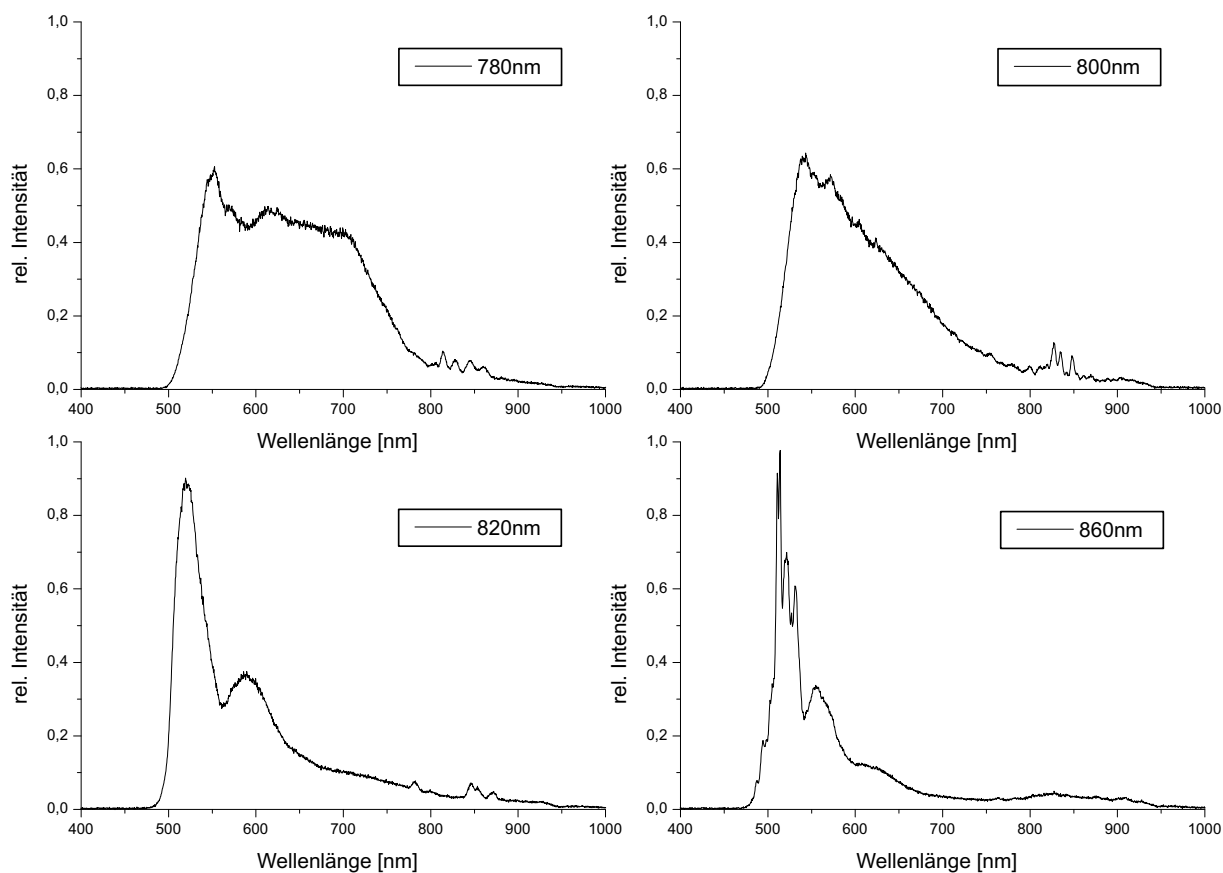


Abbildung 5.4: Der Einfluß auf die Ausbreitung des SC bei vier verschiedenen Pumpwellenlängen im fs-Laserbetrieb. Der Durchstimmbereich des Lasers erlaubte nur eine Betrachtung der Wellenlängenabhängigkeit oberhalb der ZDW von 770 nm und somit im Bereich der anomalen Dispersion.

820 nm des Pumplasers beginnt das Spektrum schon bei etwa 485 nm, und erreicht bei einer Einkopplung von 860 nm einen Wert von 475 nm. Gleichmaßen verschiebt sich das Maximum zu kleineren Wellenlängen hin.

Eine Betrachtung der Leistung im SC läßt vermuten, daß sich die Ausbreitung des Spektrums noch weit in den IR-Bereich erstreckt. Im kompletten SC wurde nach dem Auskoppelobjektiv eine Intensität von 150 mW gemessen, wohingegen unter Verwendung des Bandpasses (380 nm bis 730 nm) die Leistung noch einen Wert von 60 mW erreichte. Nach Aufspaltung mit einem Prisma konnte mit einem IR-Sichtgerät Strahlung im IR-Bereich beobachtet werden. Strahlung im blauen Bereich war nicht sichtbar. Daraus kann man schließen, daß der IR-Bereich die Leistungsdifferenz enthält. Dies würde auch anderen experimentellen Untersuchungen entsprechen [23], bei denen Spektren bis hin zu 1,4 μm gemessen wurden.

In allen Wellenlängenbereichen ist von einer vollständigen Konversion des eingekoppelten Laserlichtes auszugehen, da an der Stelle der Pumpwellenlängen keine ausgeprägte Linie mehr erkennbar ist.

Bei diesen Aufnahmen (Abb. 5.4) lag die Pumpwellenlänge immer im Bereich der an-

omalen Dispersion der Faser. Von daher ist bei der Entstehung des SC von der Solitonenzerfallstheorie auszugehen. Unter Verwendung von fs-Pulsen konvertiert im Gegensatz zu ps-Pulsen das gesamte in die Faser eingekoppelte Laserlicht, was bedeutet, daß alle Solitonen in ihre Konstituenten zerfallen. Dies könnte auf einen höheren Einfluß der Dispersion dritter Ordnung β_3 zurückzuführen sein. Die Dispersion dritter Ordnung ist verantwortlich für den Zerfall der Solitonen N -ter Ordnung in ihre N Konstituenten. Dies würde auch den prinzipiellen Unterschied der Spektren bei ps-Laserbetrieb (Abb. 5.3) und fs-Laserbetrieb erklären.

Beim ps-Laserbetrieb ist ein stark ausgeprägter Bereich bei der Pumpwellenlänge von 838 nm zu sehen. Der Einfluß der Dispersion dritter Ordnung auf die sich ausbildenden Solitonen ist hierbei vermutlich geringer, was einen vollständigen Zerfall und somit eine vollständige Konversion nicht möglich macht.

Die Abnahme der Intensität bei fs-Pulsen im roten Bereich mit steigender Pumpwellenlänge, könnte mit der sinkenden Ordnung der Solitonen in Verbindung gebracht werden. Denn an jeden Solitonenzerfall ist eine nichtsolitäre Strahlung gekoppelt. Diese nichtsolitären Strahlungen bilden durch Vierwellenmischprozesse das Spektrum im Bereich von etwa 500 nm bis 800 nm aus (Abb. 2.11). Mit sinkender Ordnung der Solitonen verringert sich die Anzahl der unterschiedlichen Zerfälle und somit die der unterschiedlichen nichtsolitären Strahlungen. Für die Vierwellenmischprozesse stehen schließlich weniger Ausgangswellen zur Verfügung, was die Intensität des Spektrums vermindert.

Eine Erklärung für die Verschiebung des SC in den blauen Bereich kann nicht gefunden werden, denn nach [19] ist die nichtsolitäre Strahlung um so kurzwelliger, je weiter das daran gekoppelte Grundsoliton in den IR-Bereich wandert. Eine geringere Solitonenordnung läßt vermuten, daß der Endzustand der Grundsolitonen näher am Ausgangspunkt des Zerfalls liegt und die daraus resultierende Strahlung langwelliger ist.

Eventuell könnte diese Verschiebung mit der FWM in Verbindung gebracht werden, wobei unterschiedliche Ausgangsstrahlungen, unterstützt von einer entsprechenden Phasenanpassung, die Ausbildung des SC in den Bereich unter 500 nm ermöglichen.

Bei der 1,7 μm -Faser wurde ein wesentlich geringerer Einfluß der Pumpwellenlänge auf die Struktur der Spektren festgestellt. Wie in Abbildung 5.5 zu sehen, bleibt die charakteristische Form des SC von der eingekoppelten Wellenlänge unbeeinflusst. Das SC bildet sich zwar in dem Bereich von 400 nm bis 1000 nm aus, ist jedoch nur bei der Pumpwellenlänge sowie zwischen 400 nm und 650 nm intensiver ausgeprägt.

Die Spektren erstrecken sich bis zu einer Wellenlänge von 400 nm. Sie wären somit besonders gut für den Einsatz in der konfokalen Mikroskopie geeignet, weil es zwischen 400 nm und 500 nm Fluoreszenzfarbstoffe gibt, die mit den zur Zeit verwendeten Lasersystemen nur schwer anregbar sind. Die Anregung ist hier deshalb so schwierig, da im Bereich der Anregungsspektren nur wenige Laserlinien zur Verfügung stehen.

Eine Erklärung für die Entstehung der Spektren kann wieder in der Solitonenzerfallstheorie gefunden werden.

Die Ursache für die geringe Konversion der Pumpwellenlänge könnte darin liegen, daß der Einfluß der Dispersion dritter Ordnung β_3 von der Bauform der Faser abhängt.

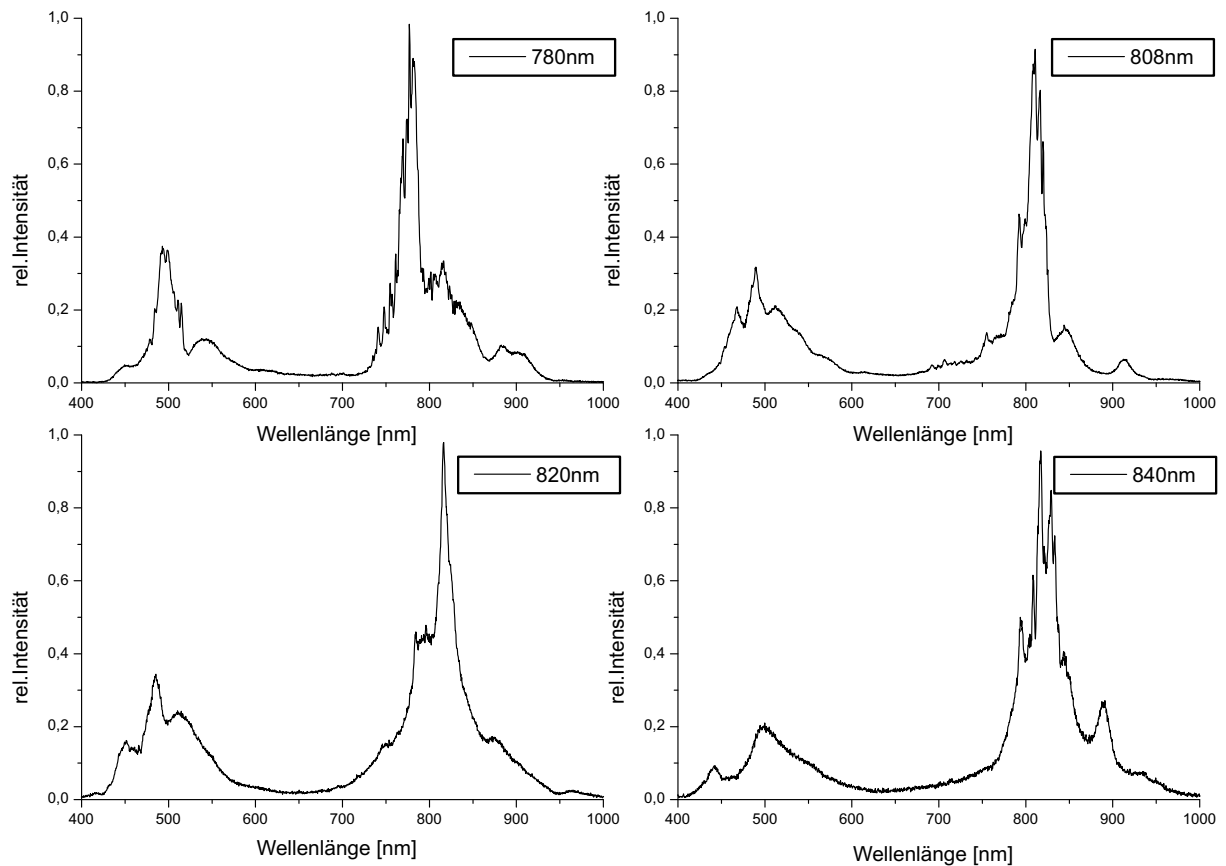


Abbildung 5.5: Normierte Spektren der $1,7 \mu\text{m}$ -Faser bei vier verschiedenen Pumpwellenlängen unter Verwendung von fs-Pulsen. Die Pumpwellenlänge liegt immer oberhalb der ZDW von 690 nm im anomalen Bereich.

5.3 Entwicklung des Superkontinuums bei steigender Eingangsintensität

Die Ausbreitung des Kontinuums unter dem Einfluß der verschiedensten nichtlinearen Prozesse wird erst durch Verwendung hoher Laserleistungen erreicht. Von daher ist es interessant, die Entwicklung des SC bei unterschiedlichen Eingangsintensitäten zu betrachten.

Zur Untersuchung dieses Verhaltens wurden verschiedene Leistungen in die $2 \mu\text{m}$ -Faser eingekoppelt und die dabei entstehenden Spektren festgehalten.

Die Einstellung der Laserleistung erfolgte mit Hilfe einer $\lambda/2$ -Platte und des polarisierenden Strahlteilerwürfels, der eingangsseitig am Faradayisolator befestigt war. Die $\lambda/2$ -Platte ermöglicht eine Drehung der Polarisationssebene und somit eine Änderung des transversalen Anteils des elektrischen Feldes. Der polarisierende Strahlteilerwürfel reflektiert die transversale Komponente des elektrischen Feldes seitlich heraus, wodurch die Intensität des Laserstrahls eingestellt werden konnte.

Die Angaben der Laserleistungen beziehen sich wieder auf die durchschnittlichen vor dem Einkopplungsobjektiv gemessenen Intensitäten. Die Entwicklung des SC wurde bei einer

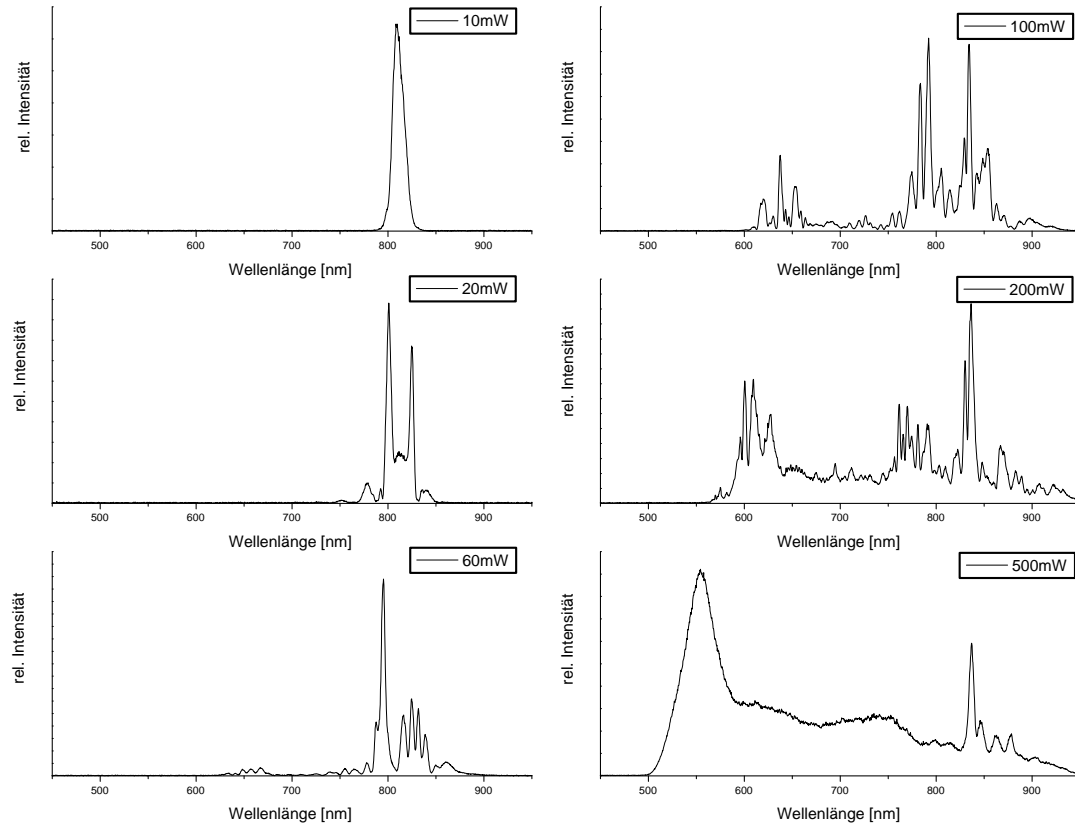


Abbildung 5.6: Normierte Spektren der 2 μm -Faser bei unterschiedlichen in die Faser eingekoppelten Intensitäten unter Verwendung von fs-Pulsen. Die Pumpwellenlänge lag bei 810 nm.

Pumpwellenlänge von 810 nm und einer Pulslänge von 150 fs aufgenommen, wobei die Faser eine Länge von 20 cm hatte.

Abbildung 5.6 verdeutlicht die Ausbreitung des SC bei steigender Eingangsintensität.

Die Einkopplung einer Leistung von 10 mW verursacht noch keine spektrale Veränderung. Es ist das Pulsspektrum des fs-Lasers zu sehen, wie es auch vor der Faser zu messen ist. Bei 20 mW ist schon eine starke Verbreiterung zu erkennen. Die Aufweitung erstreckt sich von 770 nm bis 850 nm. Dabei heben sich vier Linien bei 778 nm, 800 nm, 825 nm und 838 nm deutlich hervor. Desweiteren ist ein schwacher Anstieg im Spektrum bei 750 nm zu sehen. Es fällt auf, daß die vier Linien nicht symmetrisch um die Pumpwellenlänge von 810 nm verteilt sind.

Die beiden stärksten Linien bei 800 nm und 825 nm haben einen Abstand von $\Delta\omega=71,4$ THz. Der Frequenzunterschied von 778 nm bis 838 nm beträgt $\Delta\omega=173,5$ THz.

Berechnet man nach Gleichung 2.42 mit $L = (20 \pm 0,5)$ cm, $I = (20 \pm 0,2)$ mW, $\tau_0 = (150 \pm 10)$ fs und $r = (1 \pm 0,1)$ μm die spektrale Verbreiterung des Pulses durch die SPM, so erhält man einen Wert von $\Delta\omega = (178 \pm 62)$ THz. Dies entspricht der gesamten

Aufspaltung von 778 nm bis 838 nm. Jedoch gleicht nur die Struktur des Spektrums zwischen 800 nm und 825 nm der eines selbstphasenmodulierten Pulses. Es scheinen schon an dieser Stelle unterschiedliche nichtlineare Effekte ineinander zu greifen und für die Ausbreitung des Spektrums verantwortlich zu sein.

Erhöht man die Leistung auf einen Wert von 60 mW, so erstreckt sich das Spektrum schon von 630 nm bis 900 nm. Es bilden sich vereinzelt unterschiedlich stark ausgeprägte Linien heraus. Die intensivsten Linien liegen oberhalb von 770 nm und somit im Bereich der anomalen Dispersion. Dabei ist zu erkennen, daß bei der zentralen Wellenlänge des Eingangspulses von 810 nm die Intensität verschwindend gering ist.

Der im Bereich der normalen Dispersion liegende Teil des Spektrums bildet sich hingegen nur schwach aus.

Mit einer weiteren Leistungssteigerung auf 100 mW bzw. 200 mW bildet sich das Spektrum immer mehr aus. Es erstreckt sich von 600 nm bzw. 570 nm bis 950 nm. Das SC zeigt viele nadelförmige Intensitätsschwankungen über den gesamten Bereich.

In diesem Leistungsbereich unterlagen die Spektren sehr starken Schwankungen. Die einzelnen Linien bauten sich ständig auf und ab, so daß kein stabiles Kontinuum erzeugt werden konnte. Die Bilder zeigen somit nur einen Schnappschuß. Die Schwankungen sind sehr wahrscheinlich auf Vibrationen des experimentellen Aufbaus zurückzuführen, welche durch die im Doppelboden des Labors verlaufende Klimaanlage übertragen werden. Diese Vibrationen übertragen sich auf die Fasereinkoppelung, was letztendlich eine Variation des Einkopplungspunktes in die Faser zur Folge hat. Dadurch könnten die Phasenbedingungen, beispielsweise der Vierwellenmischprozesse, gestört werden. Dies hätte zur Folge, daß bei der FWM ständig unterschiedliche Wellen miteinander wechselwirken und sich somit die einzelnen Linien unentwegt auf- und abbauen.

Bei einer Intensität von 500 mW hat sich das SC vollständig ausgebreitet. Es erstreckt sich über den Bereich von 500 nm bis 950 nm. Deutlich erkennbar ist das charakteristische Maximum bei 550 nm. Zu größeren Wellenlängen hin flacht das Spektrum immer mehr ab.

Die vier intensiven Linien bei 850 nm lassen sich nicht ohne weiteres erklären. Es sind zwar in diesem Bereich meistens vier Linien zu erkennen, diese sind jedoch nie so stark ausgeprägt. Eine Entstehung durch Vierwellenmischprozesse benötigt eine entsprechende Phasenanpassung. Diese Phasenanpassung könnte durch experimentelle Randbedingungen, wie die Stellung der Eingangspolarisationsebene, gegeben sein und so eine stärkere Ausprägung der Linien unterstützen.

Aus der Abfolge der Spektren ist zu erkennen, daß nicht nur ein Prozeß für die Entstehung des SC verantwortlich sein kann. Wäre dies der Fall, so müßte bei steigender Leistung jeweils die gleiche Struktur dieses einen nichtlinearen Effektes, beispielsweise der SPM, hervortreten. Die einzelnen Effekte besitzen unterschiedliche Schwellwerte, bei denen sie wirksam werden, und die abhängig von der Leistung sind. Mit steigender Intensität werden diese Schwellwerte überschritten, und ihr Einfluß auf die Entstehung des SC wird sichtbar. So unterliegt der Puls bei 10 mW keinen nichtlinearen Veränderungen, wohingegen bei 20 mW anscheinend schon ein merklicher Einfluß der SPM zu sehen ist. Bei 60 mW könnte zusätzlich ein Zerfall von Solitonen einsetzen, der die Linien bei 650 nm verursacht. Unter steigendem Einfluß der Solitonenzerfälle und der damit verbundenen nichtsolitären Strahlung werden anscheinend bei 100 mW und 200 mW verstärkt Vierwellenmischprozesse

se unterstützt. Dies lassen die starken Schwankungen im Spektrum vermuten. Bei 500 mW greifen dann wahrscheinlich alle nichtlinearen Effekte ineinander und führen zu einer stabilen Ausbreitung des SC.

Abschließend werden noch in Abbildung 5.7 Spektren beider Fasern im ps-Laserbetrieb präsentiert. Hier wurde die Leistung, ausgehend von 300 mW auf 1000 mW bzw. 1200 mW, erhöht.

Beide Fasern hatten jeweils eine Länge von 27 cm. Die Pulslänge betrug 1,6 ps. In die 1,7 μm -Faser wurde mit einer Wellenlänge von 781 nm eingekoppelt und in die 2 μm -Faser bei 777 nm.

Es wird deutlich sichtbar, daß sich mit steigender Eingangsintensität auch die Leistung im SC erhöht. Dabei wird die Linie bei der zentralen Pumpwellenlänge immer kleiner und das Spektrum wächst in der Breite an. So kann mit der 2 μm -Faser ein Kontinuum von knapp 500 nm bis etwa 950 nm erreicht werden.

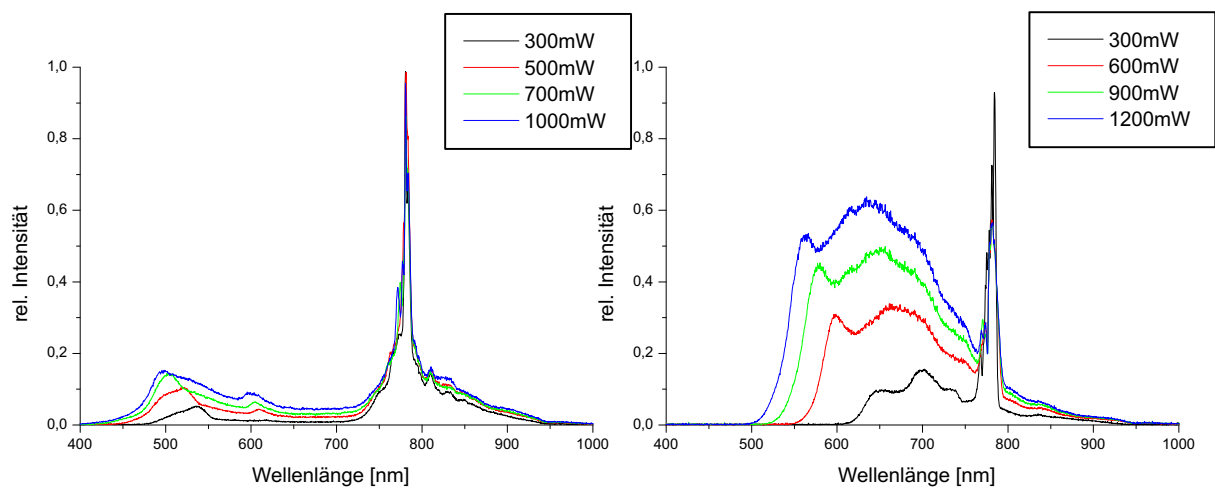


Abbildung 5.7: Spektren der 1,7 μm -Faser (links) und der 2 μm -Faser (rechts) bei steigender Eingangsintensität im ps-Laserbetrieb.

Es scheint so, als würden bei einer Leistung von 300 mW schon alle zur Entstehung des SC beitragenden nichtlinearen Prozesse unterstützt, so daß eine weitere Intensitätssteigerung den charakteristischen Verlauf nicht mehr verändert. Sie wirkt sich nur noch auf die Breite und die Höhe aus.

Das Anwachsen in der Breite könnte durch einen Anstieg der Solitonenordnung erklärt werden. Die aus den Zerfällen resultierende nichtsolitäre Strahlung scheint dadurch weiter ins Blaue verschoben zu werden, was auf einen tiefer im IR-Bereich liegenden Endzustand der Grundsolitonen zurückzuführen wäre.

Die zunehmende Höhe der Spektren ist sichtlich eine Folge der Eingangsintensitätssteigerung. Denn mit ihr erhöht sich auch die Leistung der einzelnen nichtsolitären Strahlungen. Es fällt jedoch auf, daß auch gleichermaßen die Intensität bei der Pumpwellenlänge absinkt. Dies läßt auf eine höhere Konversionsrate schließen und somit auf einen stärker werdenden Einfluß der Dispersion dritter Ordnung β_3 .

5.4 Untersuchung der Ausgangspolarisation

Als Ausgangspolarisation wird die Polarisation des aus der Faser austretenden Lichtes und somit die Polarisation des SC bezeichnet. Sie wurde gegen Ende dieser Arbeit nochmal genauer untersucht.

Da zu diesem Zeitpunkt der ps-Laser nicht mehr zur Verfügung stand, konnten die neu gewonnenen Erkenntnisse und somit ein Vergleich bei Verwendung von ps-Pulsen nicht mehr überprüft werden. Die Betrachtungen beschränken sich somit auf den Einsatz des fs-Lasers.

Das Spektrum wurde mit einer 50 cm langen 2 μm -Faser erzeugt, die zu einem früheren Zeitpunkt noch nicht zur Verfügung stand. Diese Faser war mit einer ebenfalls 50 cm langen Einmodenfaser zusammengespleißt. Dies hatte den Vorteil, daß eine Einkopplung mit Hilfe einer normalen Linse vorgenommen werden konnte und die Zerstörung der Eintrittsfläche des Faserkerns (Kapitel 4.5) ausblieb.

Die in die Faser eingekoppelte Leistung betrug 500 mW bei einer Pumpwellenlänge von 780 nm und einer Pulslänge von 150 fs.

Die Analyse eines unbekanntem Polarisationszustandes erfolgt mit Hilfe eines drehbaren Polarisators (Analysator) und einer ebenfalls drehbaren $\lambda/4$ -Platte, die einzeln oder gleichzeitig in den Strahlengang des zu untersuchenden Lichtes gebracht werden.

In Abbildung 5.9 ist die Vorgehensweise in Form eines Flußdiagramms dargestellt.

Die auf diese Weise aufgenommenen Spektren zeigt Abbildung 5.8. In der Ausgangsstellung bei 0° des Polarisators gegenüber der $\lambda/4$ -Platte hat das Spektrum seine maximale Höhe. Mit zunehmender Drehung des Polarisators nimmt die Intensität im Spektrum ab, bis bei 90° eine fast vollständige Dunkelstellung erreicht wird. Daraus folgt, daß es sich um weitestgehend elliptisch polarisiertes Licht handelt.

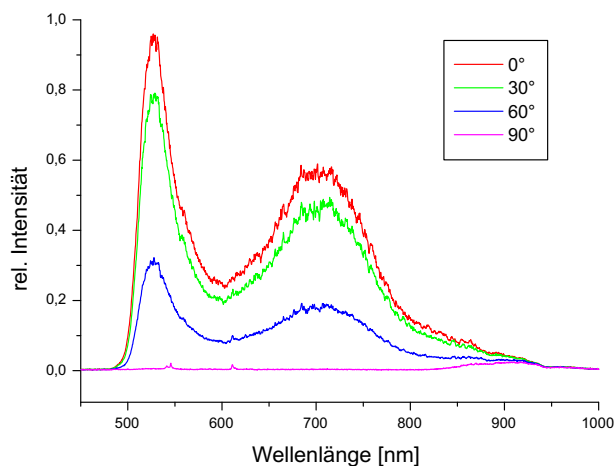


Abbildung 5.8: Dargestellt ist das Verhalten des SC bei Drehung des Polarisators um 30° , 60° und 90° . Dem Polarisator ist eine $\lambda/4$ -Platte im Strahlengang vorangestellt. Es wurde eine fast vollständige Dunkelstellung unter einem Winkel von 90° erreicht, was auf elliptisch polarisiertes Licht schließen läßt.

Diese Dunkelstellung des SC ist quasi unabhängig von der Drehung der Eingangspolarisationsebene. Nur die bei 545 nm und 611 nm sowie im Bereich von 850 nm bis 950 nm verbleibenden Linien im Spektrum werden dadurch noch beeinflusst. Diese verschwinden bei einer bestimmten Stellung der Eingangspolarisation, womit die gesamte Strahlung im SC polarisiert ist. Daraus ergibt sich die Möglichkeit, eine feste Eingangspolarisationsebene zu definieren.

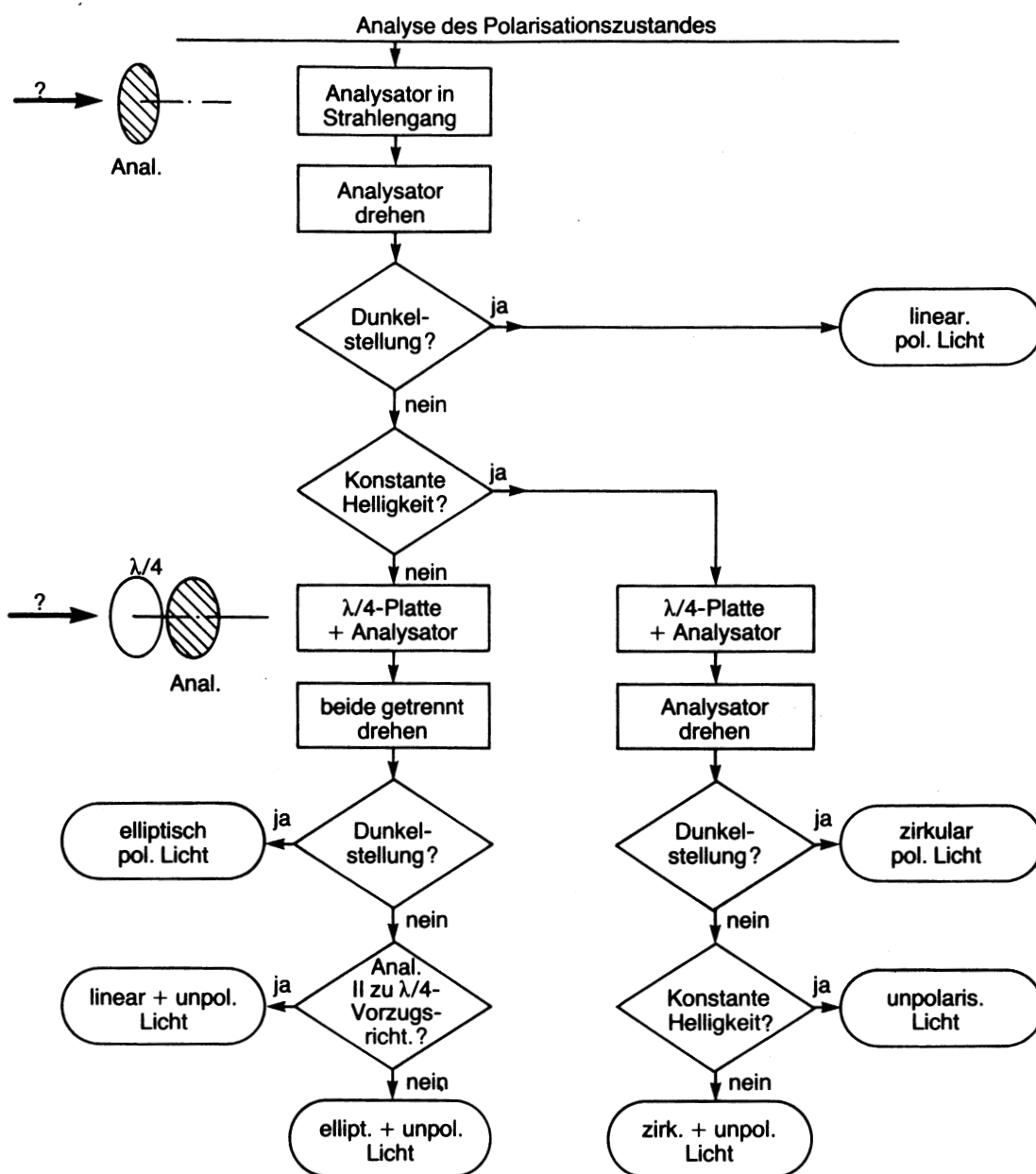


Abbildung 5.9: Ablaufdiagramm zur Analyse des Polarisationszustandes von Licht. Der Polarisator ist hierbei als Analysator bezeichnet [24].

Desweiteren kann das polarisierte Licht mit Hilfe einer $\lambda/4$ -Platte in linear polarisiertes Licht umgewandelt werden, welches für den Einsatz in der konfokalen Mikroskopie benötigt wird.

Vermutlich ist die doppelbrechende Eigenschaft der Faser für die Elliptizität des Ausgangslichtes verantwortlich.

5.5 Einstellungen für die Verwendung des Superkontinuums in der konfokalen Mikroskopie

Nach der Untersuchung der zur Verfügung stehenden Fasern und der damit erzeugbaren Superkontinua wurde für den Einsatz in der konfokalen Mikroskopie die $2\ \mu\text{m}$ -Faser unter Verwendung von fs-Pulsen ausgesucht. Der Grund ist die zu geringe Belastbarkeit der $1,7\ \mu\text{m}$ -Faser in Bezug auf die Zerstörung der Eintrittsfläche des Faserkerns. Im fs-Laserbetrieb konnte mit der $2\ \mu\text{m}$ -Faser über einen Zeitraum von bis zu 5 Stunden gearbeitet werden, wohingegen sie im ps-Laserbetrieb schon nach 2 Stunden stark beschädigt war.

Die Faser hatte eine Anfangslänge von 20 cm. Diese verkürzte sich im Verlauf der Aufnahmen, da sie mehrmals neu angeschnitten werden mußte.

Zur Erzeugung des SC wurde eine Wellenlänge von 786 nm gewählt, weil hier eine etwas höhere Pumpleistung des Lasers erzielt werden konnte als bei 780 nm. Man erkennt an dem damit erzeugten Spektrum in Abbildung 5.10, daß dadurch dessen Charakter unbeeinflusst blieb.

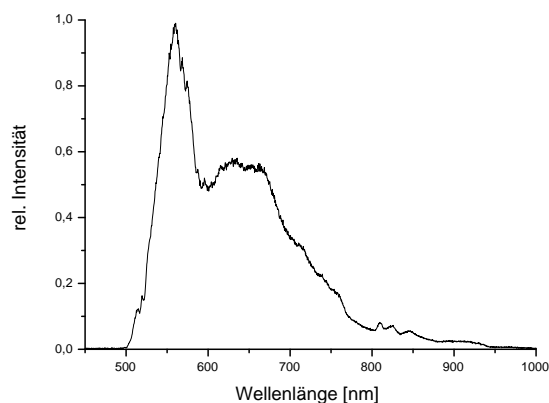


Abbildung 5.10: Es ist die Struktur des für die Mikroskopaufnahmen verwendeten SC der $2\ \mu\text{m}$ -Faser zu sehen. Das Spektrum wurde direkt vor dem Beginn der Mikroskopie aufgenommen.

Vor dem Einkopplungsobjektiv wurde eine Intensität von 580 mW erreicht, bei einer Pulslänge von 150 fs. Die Leistung, gemessen nach dem Auskopplungsobjektiv, betrug anfangs 160 mW und nach einer Betriebszeit von einer Stunde noch 150 mW. Diese Zeit benötigte man für die Justage und Einkopplung in das Mikroskop.

Aus dem Rückgang der Intensität von 160 mW auf 150 mW kann man folgern, daß die Eintrittsfläche des Faserkerns schon leicht angegriffen war.

Kapitel 6

Anwendungen des Superkontinuums als Laserquelle

6.1 Bestimmung von Anregungsspektren

Bei der Immunfluoreszenzmikroskopie werden Fluoreszenzfarbstoffe mit Laserlicht angeregt und über das emittierte Licht Strukturen einer biologischen Probe nachgewiesen (Kap.2.1.1).

Die Anregungseffizienz ist von der Wellenlänge des Laserlichtes abhängig.

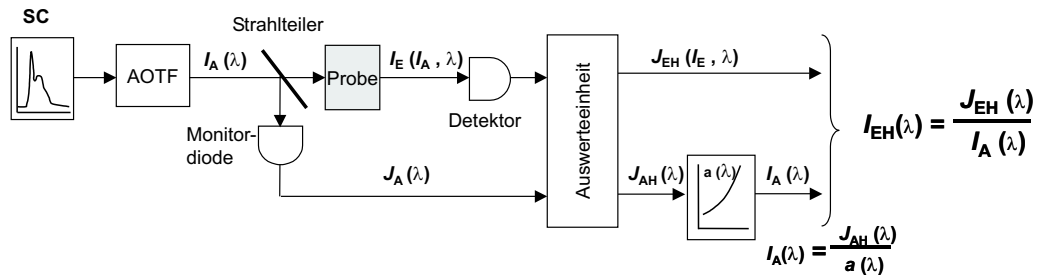
Das im vorherigen Kapitel untersuchte Superkontinuum kann dabei als Laserquelle für eine optimale Anregung zum Einsatz kommen. Damit eröffnet sich in der konfokalen Mikroskopie nicht nur die Möglichkeit, die Wellenlänge mit der maximalen Anregungseffizienz einzustellen, sondern auch das mögliche Anregungsspektrum in der Probe auszumessen. Die Anregungsspektren der reinen Farbstoffe sind zwar bekannt, sie können sich jedoch in Folge von Wechselwirkungen in der Probe verschieben. Nachfolgend soll deshalb mit Hilfe des SC ein Verfahren untersucht und geprüft werden, über das das Anregungsspektrum in einer Probe bestimmt werden kann.

6.1.1 Eichung der Versuchseinrichtung

Ziel der Auswertung ist es, die mit den unterschiedlichen Wellenlängen erzeugten Mikroskopbilder vergleichbar zu machen.

Dazu wird die Emissionsintensität I_E von einem Detektor erfaßt und von einer Auswerteeinheit in einen proportionalen Helligkeitswert J_{EH} umgewandelt (Abb. 6.1).

Die Emissionsintensität ist jedoch abhängig von der Anregungsintensität und der Anregungseffizienz des Farbstoffes, wobei beide eine Funktion der Wellenlänge sind. Um den wellenlängenabhängigen Anteil der Emissionsintensität zu ermitteln, muß der Einfluß der durch das SC bedingten Anregungsintensitätsänderungen (Abb. 6.1) eliminiert werden. Dazu wird ein spezifischer Helligkeitswert für die Emissionsintensität I_{EH} definiert.

Blockschaltplan:

- SC** = Superkontinuum
AOTF = Acousto Optical Tunable Filter
 I_A = Anregungsintensität [μW]
 J_A = Signal der Monitordiode, proportional zur Anregungsintensität
 I_E = Emissionsintensität; Intensität des von der Probe emittierten Lichtes
 J_{EH} = Helligkeitswert, proportional zur Emissionsintensität
 J_{AH} = Helligkeitswert, proportional zur Anregungsintensität
 I_{EH} = Helligkeitswert der spezifischen Emissionsintensität [$1/\mu\text{W}$]
 $a(\lambda)$ = Eichfaktor

Abbildung 6.1: Blockschaltplan zur Ermittlung des spezifischen Helligkeitswertes und der damit verbundenen Anregungseffizienz.

Definition des spezifischen Helligkeitswertes I_{EH} :

Der spezifische Helligkeitswert I_{EH} gibt den Helligkeitswert der Emissionsintensität je μW Anregungsintensität I_A an.

$$I_{EH} = \frac{J_{EH}}{I_A} \quad (6.1)$$

Dieser Wert ermöglicht den anfangs erwähnten Vergleich der Mikroskopaufnahmen.

Die Wellenlängenabhängigkeit des Detektors wurde nicht berücksichtigt, da bei den zum Vergleich herangezogenen Bildern der spektrale Detektionsbereich unverändert blieb.

Bestimmung der Anregungsintensität I_A :

Die Anregungsintensität I_A wurde von einer im Mikroskop vorhandenen Monitordiode erfaßt und ebenfalls von der Auswerteeinheit in einen proportionalen Helligkeitswert J_{AH} umgewandelt.

Aus diesem konnte nach Eichung des Systems, mit dem Eichfaktor $a(\lambda)$, die tatsächliche Anregungsintensität errechnet werden.

$$I_A = \frac{J_{AH}}{a(\lambda)} \quad [\mu\text{W}] \quad (6.2)$$

Ermittlung des Eichfaktors $a(\lambda)$:

Bei der Ermittlung des Eichfaktors mußte berücksichtigt werden, daß das Monitordiodensignal wellenlängenabhängig ist. Das heißt, bei konstanter Anregungsintensität liefert die Diode in Abhängigkeit der Wellenlänge unterschiedliche Ausgangssignale.

Der erforderliche Umrechnungsfaktor $a(\lambda)$ wurde, wie in Abbildung 6.2 veranschaulicht, ermittelt.

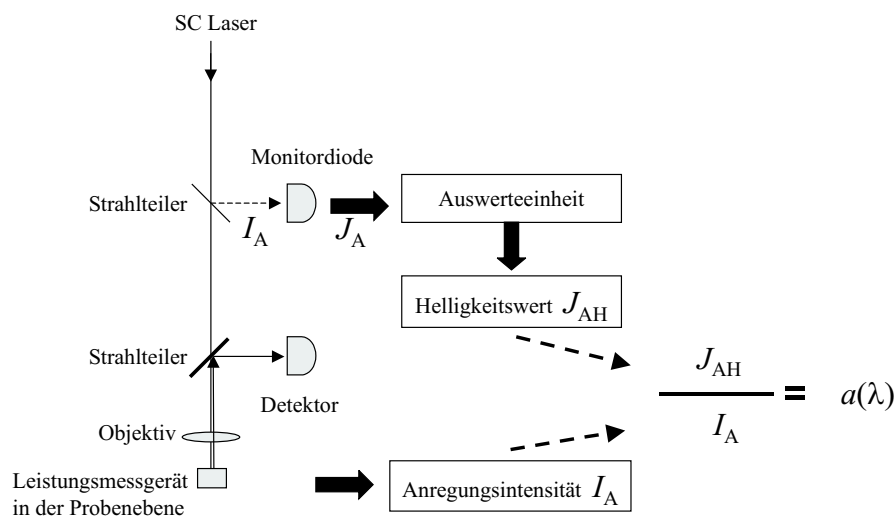


Abbildung 6.2: Schematische Darstellung zur Ermittlung des Eichfaktors $a(\lambda)$.

Hier erkennt man, daß bei verschiedenen Wellenlängen sowohl die Laserleistung in der Probenebene direkt, als auch der dazu proportionale Helligkeitswert gemessen wurden. Der Eichfaktor $a(\lambda)$ ergibt sich dann aus dem Verhältnis

$$a(\lambda) = \frac{J_{AH}}{I_A} \quad (6.3)$$

In Abbildung 6.3 sind die ermittelten Werte als Funktion der Wellenlänge aufgetragen.

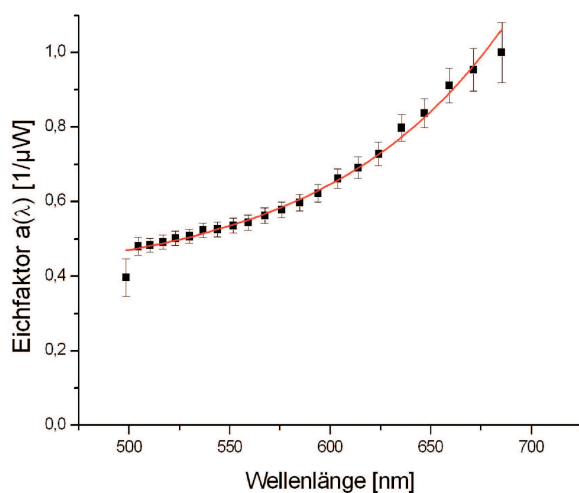


Abbildung 6.3: Eichfaktor $a(\lambda)$ in Abhängigkeit von der Wellenlänge λ . Die rote Kurve entspricht einer exponentiellen Näherung.

6.1.2 Wahl der Mikroskopeinstellungen

Die Einkopplung in das Mikroskop und die Erzeugung des SC wurde wie in Kapitel 5.5 und Kapitel 3.5 beschrieben vorgenommen.

Zusätzlich erfolgten noch weitere Einstellungen am konfokalen System:

- Die Detektionslochblende wurde während der Aufnahmen immer auf die Größe eines Airyscheibchens eingestellt. Dies bedeutet, daß nur das Licht von der Probe detektiert wird, welches gemäß der Airy-Funktion zwischen den beiden ersten Minimas liegt und somit aus dem Fokus des Objektivs kommt.
- Es erfolgte jeweils eine 16-fache Bildmittelung.
- Das Bildformat betrug 1024x1024 Bildpunkte.
- Die Vergrößerung (Zoom) sowie die Spannung am Photomultiplier wurden der jeweiligen Probe angepaßt.
- Der Offset des Photomultipliers¹ wurde immer auf den gleichen Spannungswert eingestellt.

6.1.3 Bestimmung des Anregungsspektrums eines Fluoreszenzfarbstoffes

Bei den Messungen wird angenommen, daß die spezifische Emissionsintensität und die Anregungseffizienz der Farbstoffe proportional sind. Damit kann über die spezifische Emissionsintensität auch das Anregungsspektrum ermittelt werden, was im folgenden für den Fluoreszenzfarbstoff Mito Tracker Red durchgeführt wird.

Bei dem untersuchten biologischen Präparat (BPAE²) handelt es sich um Endothelzellen, in welchen Mitochondrien nachgewiesen wurden. Endothelzellen sind Zellen, die Blutgefäße auskleiden. Mitochondrien sind Zellorganellen, welche durch Oxidation verschiedener Nährstoffe zur Energiegewinnung der Zelle beitragen. Die nachgewiesenen Strukturen sind in Abbildung 6.4 zu sehen.

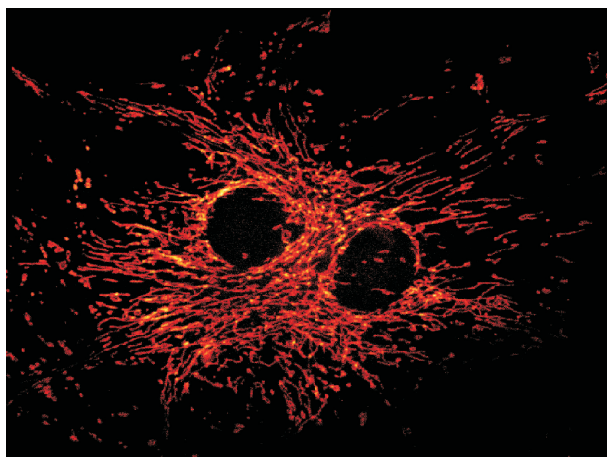


Abbildung 6.4: Bei dieser Mikroskopaufnahme sind Mitochondrien in Endothelzellen zu erkennen. An diesem Präparat wurde das Anregungsspektrum des Immunfluoreszenzfarbstoffes Mito Tracker Red ausgemessen.

Bei der Auswahl der Proben wurde darauf geachtet, daß die einzelnen Anregungsspektren der in der Probe vorhandenen Farbstoffe so wenig wie möglich überlappten, um nur das Signal des gewünschten Farbstoffes detektieren und auswerten zu können.

¹R6357 Fa. Hamamatsu Photonics Deutschland GmbH

²Bovine Pulmonary Artery Endothelial der Firma Molecular Probes [25]

Zur Aufnahme des Anregungsspektrums wurde die eingestrahlte Wellenlänge in wenigen Nanometerschritten durchgestimmt und bei jeder Einstellung ein Bild der Probe sowie das Monitordiodensignal aufgenommen. Die Auswertung erfolgte wie in Kapitel 6.1.1 beschrieben. Aufgetragen über die Wellenlänge zeigen die ermittelten spezifischen Emissionsintensitäten das Anregungsspektrum des in der Probe enthaltenen Farbstoffes.

Der Bereich der Anregungswellenlänge erstreckt sich von 520 nm bis 600 nm. Während der Aufnahmen blieben die restlichen Mikroskopeinstellungen unverändert. Der Detektor wurde auf einen festen Detektionsbereich von 607 nm bis 750 nm eingestellt. Die Spannung am Photomultiplier (715 V) wurde so gewählt, daß bei keiner Aufnahme der Detektor in Sättigung geriet und übersteuerte.

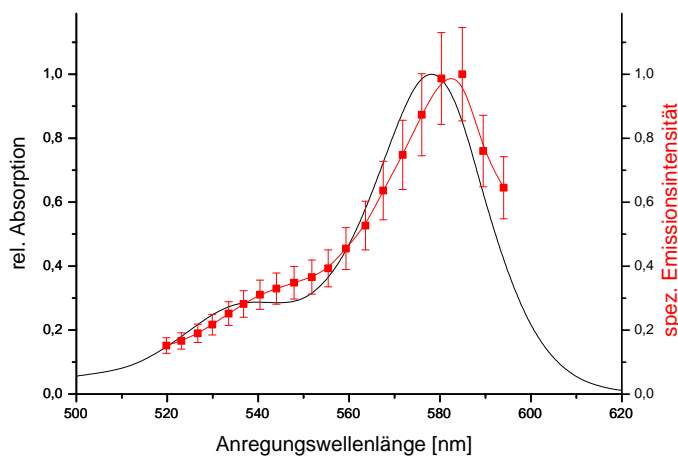


Abbildung 6.5: Die schwarze Kurve zeigt das Absorptionsspektrum des Farbstoffes Mito Tracker Red [25]. Die rote Kurve entspricht der gemessenen spezifischen Emissionsintensität.

In Abbildung 6.5 ist die spezifische Emissionsintensität sowie das Absorptionsspektrum des Farbstoffes Mito Tracker Red dargestellt.

Es ist zu erkennen, daß beide Spektren den gleichen charakteristischen Verlauf aufweisen und im Rahmen der Fehlergrenzen gut übereinstimmen.

Das Maximum der gemessenen Kurve liegt jedoch bei 582 nm und ist gegenüber dem Vergleichsspektrum um 4 nm verschoben. Man erkennt in beiden Kurven die Ausbildung eines Plateaus zwischen 530 nm und 560 nm, welches jedoch bei der spezifischen Emissionsintensität weniger stark ausgeprägt ist.

Zur Bestimmung der hier vorliegenden Vergleichskurve war der reine Fluoreszenzfarbstoff in Methanol gelöst. Mit einer durchstimmbaren Lichtquelle wurde für jede Wellenlänge die Absorption nach dem Lambert-Beerschen Gesetz bestimmt. Bei der hier durchgeführten Messung war der Immunfluoreszenzfarbstoff über Antikörper an bestimmte Bestandteile der Zelle gebunden. Diese unterschiedlichen Meßbedingungen könnten für die Abweichung der Spektren mitverantwortlich sein.

Die Ergebnisse in Abbildung 6.5 zeigen, daß über die Bestimmung der spezifischen Emissionsintensität die Anregungseffizienz ermittelt werden kann. Der Einsatz des Superkontinuums als Laserquelle in der konfokalen Mikroskopie ermöglicht somit die Bestimmung des Anregungsspektrums direkt in der biologischen Probe.

6.1.4 Bestimmung von Anregungsspektren unspezifischer Farbstoffe

Nachdem im vorherigen Abschnitt gezeigt wurde, daß über die Bestimmung der spezifischen Emissionsintensität das Anregungsspektrum eines Farbstoffes in der Probe bestimmt werden kann, sollen im folgenden die Anregungsspektren zweier unspezifischer Farbstoffe ausgemessen werden. Es handelt sich hierbei um Farbstoffe, die in der Lichtmikroskopie eingesetzt werden und auf Grund ihrer chemischen Zusammensetzung fluoreszierende Eigenschaften besitzen. Zum Vergleich der gemessenen Anregungsspektren werden wieder Absorptionsspektren der reinen Farbstoffe herangezogen.

Die dazu verwendete biologische Probe, *Convallaria Majalis*³, auch bekannt als Maiglöckchenkraut, ist mit den Farbstoffen Safranin und Fast Green eingefärbt. In Abbildung 6.6 sind mehrere Zellen dieses Präparates zu erkennen.

Der Farbstoff Safranin lagert sich überwiegend in den Stärkekörnern der Zelle an, die in Abbildung 6.6 grün dargestellt sind.

In braungelber Farbe sind die Zellwände zu sehen, sowie eine die Stärkekörner umschließende Membran, in welche sich der Farbstoff Fast Green eingelagert hat.

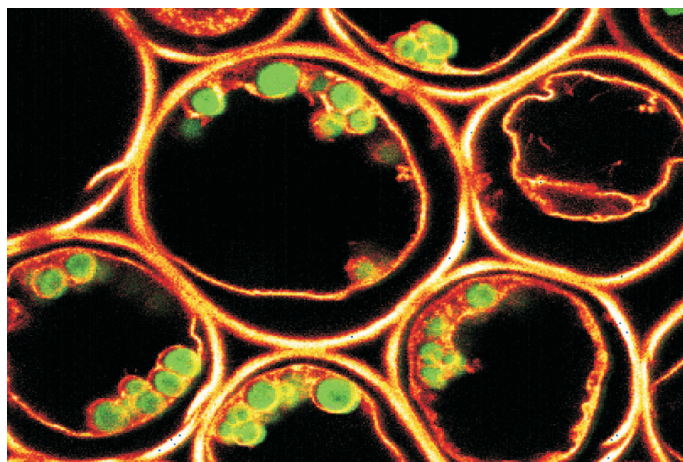


Abbildung 6.6: *Mikroskopaufnahme des Präparates Convallaria Majalis. Die grün dargestellten Zellstrukturen sind mit dem Farbstoff Safranin eingefärbt, die braungelben Strukturen mit Fast Green.*

Zur Aufnahme der Anregungsspektren wurde wieder die eingestrahlte Wellenlänge in wenigen Nanometerschritten durchgestimmt und bei jeder Einstellung ein Bild der Probe sowie das Monitordiodensignal aufgenommen. Die Auswertung erfolgte wie in Kapitel 6.1.1 beschrieben. Die verwendeten Mikroskopeinstellungen sind in Tabelle 6.1 aufgeführt.

Farbstoff	Safranin	Fast Green
PM-Spannung [V]	519	636
Anregungsbereich [nm]	500-570	520-670
Detektionsbereich [nm]	580-691	690-766

Tabelle 6.1: *Mikroskopeinstellungen zur Ausmessung der Anregungsspektren von Safranin und Fast Green. Die Photomultiplierspannung ist mit PM-Spannung bezeichnet.*

³präpariert und bezogen durch die Firma Molecular Probes [25]

In Abbildung 6.7 sind die in der Literatur angegebenen Absorptionsspektren und die gemessenen Anregungsspektren dargestellt. Bei der Aufnahme des Absorptionsspektrums [26] befand sich der Farbstoff in einer 50%-igen Äthanollösung. Die im Diagramm aufgetragene relative Absorption $\alpha(\lambda)$ wurde wie folgt normiert:

$$\alpha(\lambda) = \frac{\text{Absorption in Äthanollösung}}{\text{Absorption im betrachteten Maximum}} \quad (6.4)$$

Gleichermaßen erfolgte die Normierung der spezifischen Emissionsintensität.

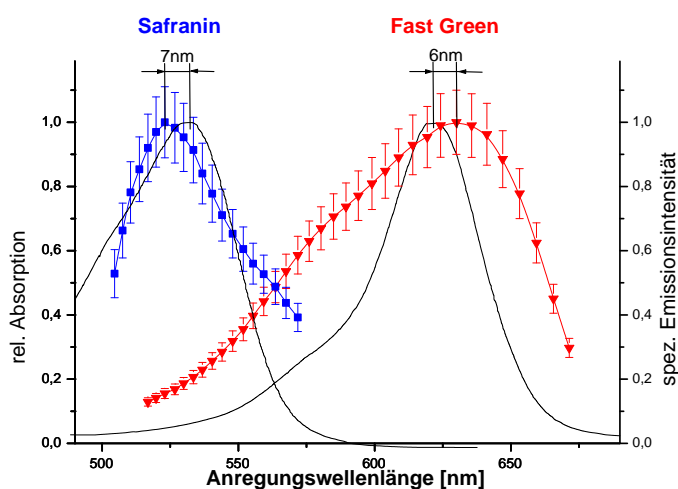


Abbildung 6.7: Absorptionsspektrum des Farbstoffes Safranin (links) und Fast Green (rechts). Die gemessenen spezifischen Emissionsintensitäten (Safranin blau, Fast Green rot) wurden normiert.

Die Graphen zeigen ähnlichen Charakter mit einer geringen Verschiebung der Maximas. Bei Fast Green ist der Anstieg der Kurve kleiner, was die Halbwertsbreite erheblich vergrößert und damit die Anregungsempfindlichkeit erheblich vermindert.

Ein Hauptgrund für die erkennbaren Abweichungen ist auf den Effekt der Metachromasia [26] zurückzuführen. Darunter versteht man die Tatsache, daß sich die unspezifischen Farbstoffe in die Zellstruktur einlagern, wo es zu chemischen Bindungen kommen kann. Desweiteren können sich auch neue Polymere bilden. Dies hat zur Folge, daß die Anregungs- und Emissionsspektren in der Probe starke Abweichungen zeigen können.

Die Beleuchtung der Proben mit Hilfe des Superkontinuums als Laserquelle bietet jetzt die Möglichkeit, solche Abweichungen genauer zu untersuchen.

6.2 Maximierung der Anregungseffizienz mit Hilfe des Superkontinuums

Wie bereits beschrieben, stehen bei den konfokalen Mikroskopen nur eine beschränkte Anzahl unterschiedlicher Laserwellenlängen zur Verfügung. Zur Anregung eines Fluoreszenzfarbstoffes kann somit immer nur eine Wellenlänge in der Nähe des Anregungsmaximums ausgewählt werden. Mit dem Superkontinuum als Laserquelle besteht nun die Möglichkeit, die Wellenlänge entsprechend dem Anregungsmaximum einzustellen. Es ist

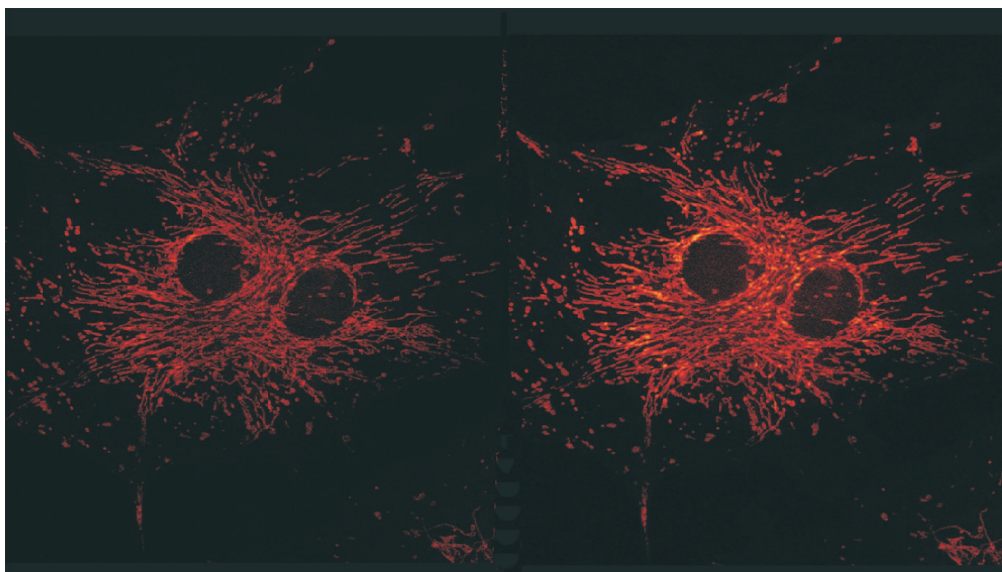


Abbildung 6.8: Links: *Anregung der Zellstrukturen bei 568nm* und rechts: *Anregung bei 584nm*.

somit eine höhere Anregungseffizienz zu erwarten und somit auch eine entsprechend höhere Intensität des Emissionslichtes.

Dies wird am Beispiel der mit Mito Tracker Red markierten Mitochondrien der Endothelzellen gezeigt.

Hierbei wird von dem in der Probe ermittelten Anregungsspektrum in Abbildung 6.5 ausgegangen. Bisher wurde dieser Farbstoff mit einem Kr-Laser bei 568 nm angeregt, wohingegen das Maximum bei 584 nm liegt.

Die Mikroskopeinstellungen entsprechen denen in Kapitel 6.1.3.

Wie man aus den Meßdaten in Abbildung 6.5 entnehmen kann, beträgt die Anregungseffizienz bei 568 nm nur 65% gegenüber der Anregung bei 584 nm.

Zum qualitativ gleichen Ergebnis führt die Betrachtung der Mikroskopaufnahmen in Abbildung 6.8. Bei diesen Aufnahmen ist der durch die unterschiedlichen Anregungsintensitäten entstandene Helligkeitsunterschied korrigiert worden. Dazu bot die Mikroskopsoftware die Möglichkeit, die Helligkeitswerte entsprechend zu verändern.

Es ist ein deutlicher Helligkeitsunterschied zu erkennen, welcher auf die unterschiedliche Anregungseffizienz zurückzuführen ist.

Die Möglichkeit der kontinuierlichen Wellenlängenauswahl mit Hilfe des Superkontinuums kann besonders für schwach fluoreszierende Farbstoffe und Strukturen ein erheblicher Vorteil sein. Zusätzlich benötigt man für eine optimale Anregung viel geringere Anregungsintensitäten, was die Lebensdauer der biologischen Proben erhöht, da die Strukturen in der Probe durch zu hohe Intensitäten zerstört werden können.

6.3 Konfokale Mikroskopie mit dem Superkontinuum als Laserquelle

Der hier verwendete AOTF bietet die Möglichkeit, bis zu acht unterschiedliche Linien aus dem Superkontinuum auszukoppeln. Somit können Zellstrukturen, die mit unterschiedlichen Farbstoffen angereichert sind, gleichzeitig angeregt und beobachtet werden. Für die folgenden Aufnahmen wurden zwei Anregungslinien benötigt.

Bei der Auswahl der gleichzeitig anzuregenden Farbstoffe ist darauf zu achten, daß die Anregungs- und Emissionsspektren möglichst wenig überlappen. Überlagern sich die Emissionsspektren zu stark, so kommt es zu einem sogenannten Übersprechen in den Detektoren mit der Folge, daß eine getrennte Detektion der Farbstoffe und somit der Strukturen nicht mehr gewährleistet ist.

Bei den hier angefertigten Mikroskopaufnahmen handelt es sich um Mäuse-Fibroblasten. Fibroblasten sind Zellen, die das Bindegewebe aufbauen, welches wiederum ein Grundtyp des Körpergewebes (Knochen, Sehnen, Bänder, etc.) ist. Das biologische Präparat⁴ war bereits mit den Fluoreszenzfarbstoffen Cy3 und Cy5 präpariert.

Die mikroskopierten Filamentstrukturen zeigt Abbildung 6.9.

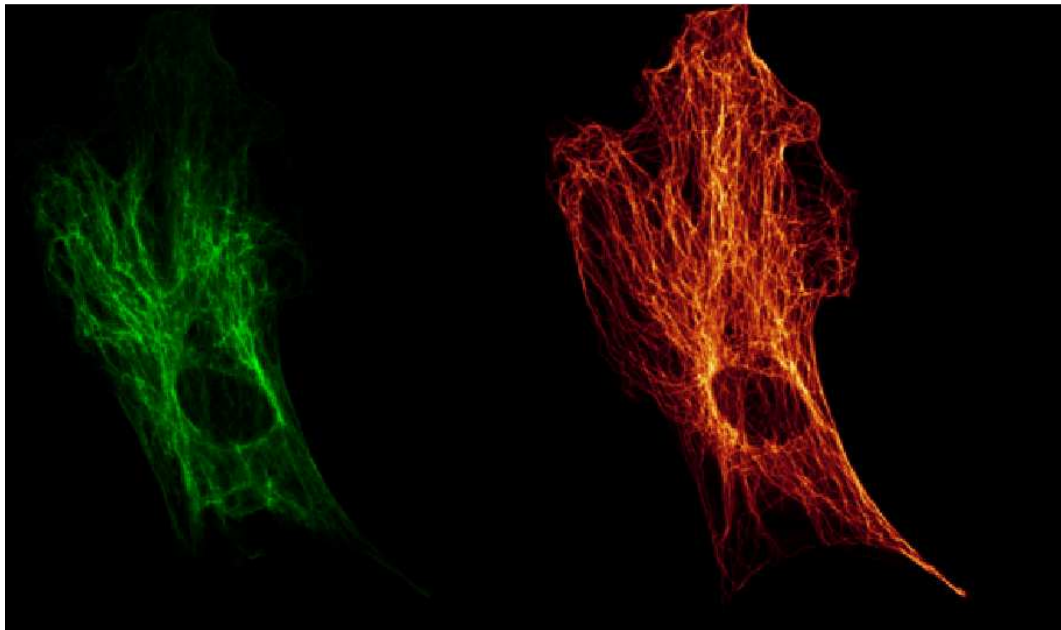


Abbildung 6.9: *Es sind verschiedene Bestandteile des Zytoskeletts von Mäusefibroblasten in einer Falschfarbendarstellung zu sehen. Dabei handelt es sich um Vimentin (links), nachgewiesen durch den Farbstoff Cy5 und die mit Cy3 nachgewiesenen Mikrotubuli (rechts).*

Es handelt sich einmal um Vimentin (Abb. 6.9 links), das ein spezielles Intermediärfilament des Zytoskeletts ist. Die Markierung dieser Zellstrukturen erfolgte über den Farbstoff Cy5. Die in Abbildung 6.9 rechts abgebildeten Mikrotubuli sind röhrenförmige, intra-

⁴präpariert und bezogen durch die Firma Molecular Probes [25]

zelluläre Proteinstrukturen, die zur Zellstabilisierung und zum intrazellulären Transport dienen. Sie wurden mit Hilfe des Farbstoffes Cy3 nachgewiesen.

Die Wellenlängen bei den Anregungs- und Emissionsmaxima der Farbstoffe sowie die Anregungswellenlängen und die Detektionsbereiche sind in Tabelle 6.2 aufgeführt. Die Anregung der Strukturen erfolgte mit der nächstliegenden Wellenlänge, die mit dem AOTF einstellbar war.

Farbstoff	Cy3	Cy5
Anregungsmaximum [nm]	558	650
Emissionsmaximum [nm]	568	670
Anregungswellenlänge [nm]	559	647
Detektionsbereich [nm]	566-618	662-735

Tabelle 6.2: *Technische Daten für die Mikroskopaufnahmen [4].*

Die farbliche Darstellung der Strukturen in den Mikroskopaufnahmen entspricht nicht der des emittierten Lichtes. Die Farben wurden mit der bildverarbeitenden Software des Mikroskops nachträglich ausgewählt. Die Intensitätsunterschiede des von der Probe emittierten Lichtes werden durch die Falschfarbendarstellung deutlich. Je heller eine Struktur erscheint, um so höher ist die Intensität.

Kapitel 7

Zusammenfassung und Ausblicke

In dieser Arbeit wurde mit Hilfe von photonischen Glasfasern ein Superkontinuum erzeugt und dieses in der konfokalen Mikroskopie als Kontinuumslichtquelle eingesetzt. Dadurch konnte die Anregung der in der Fluoreszenzmikroskopie verwendeten Farbstoffe verbessert werden.

Für die Versuche standen zwei photonische Glasfasern mit unterschiedlichen Kerndurchmessern zur Verfügung, eine $1,7 \mu\text{m}$ -Faser und eine $2 \mu\text{m}$ -Faser. Sie wurden sowohl mit einem ps-Laser als auch mit einem fs-Laser untersucht.

Um die Experimente durchführen zu können, wurde eine Methode entwickelt, die eine schnelle und optimale Einkopplung in die Faser erlaubte. Dabei bildete das Einkoppelobjektiv, eine Tubuslinse und ein Binokular ein Mikroskop nach, mit dessen Hilfe eine präzise Vorjustage der Faser erreicht werden konnte.

Im Verlauf der Versuche wurde festgestellt, daß hohe Einkopplungsintensitäten, wie sie bei der Erzeugung des Superkontinuums verwendet werden, zu einer Zerstörung des Faserkerns führen. Dies hatte einen Rückgang der Konversionseffizienz zur Folge. Die $1,7 \mu\text{m}$ -Faser war diesbezüglich wesentlich empfindlicher, weshalb die $2 \mu\text{m}$ -Faser bei der Mikroskopie zum Einsatz kam. Bei beiden Fasern konnte eine Transmission von 63% erreicht werden.

Das Superkontinuum wurde bei unterschiedlichen Pulslängen, Wellenlängen, Eingangspolarisationen und Eingangsintensitäten untersucht und die Ergebnisse qualitativ mit der Theorie verglichen.

Es konnten Spektren erzeugt werden, welche sich bei der $2 \mu\text{m}$ -Faser über einen Bereich von 500 nm bis 950 nm und bei der $1,7 \mu\text{m}$ -Faser zwischen 400 nm und 1000 nm erstreckten. Die maximale Ausbreitung erreichte das Kontinuum bei einer Pumpwellenlänge knapp oberhalb der Nulldispersionswellenlänge. Desweiteren wurde festgestellt, daß die Ausgangspolarisation kaum unpolarisierte Anteile enthält.

Das erzeugte Superkontinuum wurde mittels einer Faser in ein konfokales Mikroskop eingekoppelt. Es konnten Mikroskopaufnahmen angefertigt und Anregungsspektren direkt in der Probe ausgemessen werden. Die Bestimmung der Anregungsspektren wurde für den

Fluoreszenzfarbstoff Mito Tracker Red und die unspezifischen Farbstoffe Fast Green und Safranin gezeigt.

Das Superkontinuum bietet somit die Möglichkeit, die vorhandenen Laserquellen in der konfokalen Mikroskopie zu ersetzen.

Um eine Zerstörung des Faserkerns bei der Einkopplung zu verhindern, könnte die photonische Faser eingangsseitig mit einer konventionellen Faser verspleißt werden. Interessant ist auch die Frage, in wie weit andere Faserstrukturen die Verbreiterung des Spektrums in den blauen Bereich ermöglichen.

Bei einer Steigerung der Ausgangsleistung könnte die photonische Glasfaser eine weitere Anwendung in der Multiphotonenmikroskopie finden. Hierzu müßte die Ausgangspulslänge, als auch die Möglichkeit einer Pulskompression untersucht werden.

Literaturverzeichnis

- [1] S. A. Diddams, D. J. Jones, J. K. Ranka, T. W. Hänsch: *Direct link between microwave and optical frequencies with a 300THz femtosecond laser comb*, Physical Review Letter, Vol. 84, S. 5102-5105, 2000
- [2] T. Udem, R. Holtzwarth, T. W. Hänsch: *Optical frequency metrology*, Natur, Vol. 416, S. 233-237, 2002
- [3] H. Takara, T. Ohara, T. Morioko, K-I Sato: *More than 100 channels optical frequency chain generation from single supercontinuum source with 12,5GHz channel spacing*, Elektron. Letters , Vol. 36, S. 2089-2090, 2000
- [4] *Firma Leica Microsystems* Heidelberg
- [5] Govind P. Agrawal: *Nonlinear fiber optics*, Academic Press, New York, 1995
- [6] www.xerxes.thphy.uni-duesseldorf.de/khs/lectures/WS0102/sol-0202.ddf, Jan. 2003
- [7] Wolfgang Bludau: *Lichtwellenleiter in Sensorik und optischer Nachrichtentechnik*, Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 1998
- [8] Rene Engel Kristiansen: *Firma Crystal Fibre*, Blokken 84, DK-3460 Birkenod, Denmark
- [9] T. A. Birks, J. C. Knight, P. St. J. Russel: *Endlessly single mode photonic crystal fiber*, optics letters, Vol. 20, Nr. 13, S. 961, 01.07.1997
- [10] A. Ferrando, E. Silvestre, J. J. Miret, P. Andrés: *Designing the properties of dispersion-flattened photonic crystal fibers*, optics express, Vol. 9, Nr. 13, S. 687, 17.12.2001
- [11] J. Broeng, S. E. Barkau, T. Sondergaard, A. Bjarklev: *Analysis of air-guiding photonic bandgap fibers*, optics letters, Vol. 25, Nr. 2, S. 961, 15.01.2000
- [12] A. Ferrando, E. Silvestre, J. J. Miret, P. Andrés: *Full-vector analysis of a realistic photonic crystal fiber*, optics letters, Vol. 24, Nr. 5, S. 276, 01.03.1999
- [13] R. R. Alfano, S. L. Shapiro: *Observation of self-phase modulation and small-scale filaments in crystals and glasses*, Physical Review Letters, Vol. 24, Nr. 11, März 1970

- [14] Robert R. Alfano: *The Supercontinuum Laser Source*, Springer-Verlag, Heidelberg, 1989
- [15] Hartmann, Römer: *Theoretische Optik*, VCH-Verlag, Weinheim, 1994
- [16] Wolfgang Demtröder: *Laserspektroskopie*, dritte Auflage, Springer-Verlag, Heidelberg, 1993
- [17] Robert W. Boyd: *Nonlinear Optics*, Academic Press, New York, 1992
- [18] Andreas Assion: *Ausbreitung ultra kurzer Pulse in nichtlinearen Medien und Zweifarben-Femtosekunden-Pump-Probe-Experiment*, Diplomarbeit, Alber-Ludwig-Universität, Freiburg, April 1994
- [19] A.V.Husakou, J. Herrmann: *Supercontinuum Generation of Higher-Order Solitons by Fission in Photonic Crystal Fibers*, Physical Review Letters, Vol. 87, Nr. 20, November 2001
- [20] A.V.Husakou, J. Herrmann, J. C. Knight, P. ST. J. Russel: *Experimental Evidence for Supercontinuum Generation by Fission of Higher-Order Solitons in Photonic Fibers*, Physical Review Letters, Vol. 88, Nr. 17, April 2002
- [21] Coen et al.: *Supercontinuum generation by stimulated Raman scattering and parametric four-wave mixing in photonic crystal fibers*, Optical Society of America, Vol. 19, Nr. 4, April 2002
- [22] G. Genty, M. Lehtonen, H. Ludvigsen: *Spectral broadening of fs-pulses into continuum radiation in microstructured fibers*, optics express, Vol. 10, Nr. 20, September 2002
- [23] J. M. Dudley, L. Provino, N. Grossard, H. Maillotte: *Supercontinuum generation in air-silica microstructured fibers with nanosecond and femtosecond pulse pumping*, Optical Society of America, Vol. 19, Nr. 4, April 2002
- [24] H. Naumann, G. Schröder: *Bauelemente der Optik*, 5-te Auflage, Carl Hanser Verlag, München, Wien, 1987
- [25] Molecular Probes: www.probes.com
- [26] Floyd J. Green: *The Sigma-Aldrich Handbook of Stains, Dyes and Indicators*, Aldrich Chemical Company, 1991

Danksagung

Ein Dankeschön an alle, die zum Gelingen meiner Diplomarbeit beigetragen haben.

Mein Dank gilt Prof. Dr. Siegfried Hunklinger, für die Betreuung innerhalb der Arbeitsgruppe und, daß mir die Möglichkeit geboten wurde, meine Arbeit in Zusammenarbeit mit einem Industrieunternehmen durchzuführen.

Ein ganz besonderer Dank gilt meinem Vater, der mich in dieser Zeit immer tatkräftig unterstützt, motiviert und gefördert hat.

Desweiteren bedanke ich mich bei meiner Familie, insbesondere bei meinem Bruder Volker für seine Unterstützung und das Korrekturlesen meiner Arbeit.

Ein besonderes Dankeschön gilt auch der Firma Leica-Microsystems und meinem Betreuer Volker Seyfried, für die Unterstützung und die Möglichkeit diese Arbeit in einem Industrieunternehmen durchführen zu können.

Ich bedanke mich auch bei allen Mitarbeitern der Firma Leica, insbesondere Hilma Gugel, die mir bei Fragen immer mit Rat und Tat zur Seite standen. Desweiteren gilt mein Dank Irmi, Ulf und Jan aus der Applikation, für die Unterstützung bei meinen Ausflügen in die Biologie.

Ein ganz besonderes Dankeschön geht an Dr. Jens Wagner aus der Sensorik Arbeitsgruppe am Kirchhoff-Institut. Danke Jens für alle Tips und Tricks, die Du mir mit auf den Weg gegeben hast.

Desweiteren bedanke ich mich bei meinen Kommilitonen Johannes Braun, Thomas Feger und Andreas Achtelik für das Korrekturlesen meiner Arbeit, das Freitagfrühstück und das gemeinsame Kaffee- und Diskussionsforum.

Erklärung:

Ich versichere, daß ich diese Arbeit selbständig verfaßt und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Heidelberg, den 26.05.2003

.....
(Unterschrift)