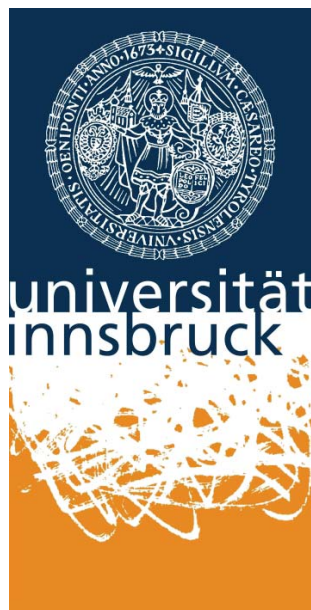


Glasfasern als Wellenleiter für ultraviolettes Licht

Arbeit zur Erlangung des akademischen Grades Master of Science

von

Johannes W. Haag



vorgelegt

am Institut für Experimentalphysik
der Leopold-Franzens-Universität Innsbruck
unter der Leitung von assoz. Prof. Dr. Markus Thomas Hennrich

Innsbruck, 7. April 2015

Zusammenfassung

Optische Glasfasern finden große technische Anwendung, insbesondere in der Telekommunikation, der Medizintechnik und der Materialverarbeitung. In der Physik werden Glasfasern hauptsächlich in der Messtechnik und zum Übermitteln von Laserstrahlen verwendet. Es gibt eine Vielzahl an Fasern für infrarotes und sichtbares Licht, für den ultravioletten Spektralbereich sind jedoch bisher nur Multimodefasern kommerziell erhältlich, keine Monomodefasern, die die Grundmode eines Lasers ohne große Verluste führen können. Im UV bilden sich sogenannte Farbzentren im Glas, welche Licht absorbieren und somit zu starken Verlusten führen. Kürzlich entwickelte photonische Kristallfasern mit hohlem Kern können UV-Licht führen, jedoch nur für einen schmalen Frequenzbereich. Wir verwenden photonische Kristallfasern mit festem Kern, diese können von UV bis Infrarot alle Frequenzen einmodig führen. Sie müssen speziell bearbeitet werden, um im Labor eingesetzt werden zu können. Diese Arbeit beschreibt die Herstellung solcher Fasern und charakterisiert ihr Verhalten bei Bestrahlung mit 243 nm und 307 nm Licht, welches für die Anregung von gefangenen Strontiumionen in Rydbergzustände benötigt wird.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theoretischer Hintergrund	2
2.1	Rydbergionen in linearer Paulfalle	2
2.2	Lichtführung durch Totalreflexion	5
2.3	Lichtführung in Stufenindexfasern	6
2.3.1	Numerische Apertur	7
2.3.2	Modengleichung in Stufenindexfasern	8
2.4	Photonische Kristallfasern	12
2.4.1	Photonische Bandlücken	12
2.4.2	Indexänderung	12
2.5	Lambert-Beersches Gesetz - Lichtabsorption	14
2.6	Verluste durch Biegung	14
2.7	Farbzentren	15
2.7.1	Bildung von Farbzentren unter ultraviolettem Licht	15
2.7.2	Verbindung mit Wasserstoff	16
2.7.3	Transmission nach Ausheilen der Farbzentren	17
3	Bearbeiten und Konfektionieren der Faser	17
3.1	Wasserstoffladung	18
3.2	Kollabierung	18
3.2.1	Kollabierung mit einem Filament-Spleißgerät	19
3.2.2	Veränderung der Glaseigenschaften mit Wasserstoff	21
3.3	Konfektionierung	24
3.3.1	Spalten der Faser	24
3.3.2	Befestigung in Faserführung	25
3.3.3	Aufbringung des Plastikmantels	29
3.3.4	Einkleben der Faser im Konnektor	29
3.3.5	Polieren der Faser	30
4	Messungen	31
4.1	Einkoppeleffizienz	31
4.2	Messungen mit ungeladener Faser	34
4.2.1	Ausbreitung höherer Moden	35
4.3	Messungen mit wasserstoffgeladener Faser	35
4.4	Bestrahlung mit hoher Leistung	36
4.5	Fasern mit zu niedriger Wasserstoffkonzentration	37
4.6	Transmission zweier Wellenlängen gleichzeitig	39
4.7	Bestimmung des Absorptionskoeffizienten der Faser bei 243nm	40
4.7.1	Vorbereitung der „Cut-back“-Messung	41
4.7.2	Messung des Absorptionskoeffizienten	43
4.7.3	Absorptionskoeffizient von 307 nm Licht	44
4.7.4	Absorptionskoeffizient von 243nm Licht	45
5	Zusammenfassung	47
5.1	Ausblick	48

1 Einleitung

Regt man Ionen in sehr hohe Energieniveaus n an, spricht man von Rydbergionen. Das Valenzelektron eines solchen Ions befindet sich dann in einer Bahn sehr weit entfernt vom Atomkern, das Ion wird somit um vieles größer als ein Ion mit niedriger Hauptquantenzahl n . Durch die Größe haben Rydbergionen verschiedene spezielle Eigenschaften, die für „normale“ Ionen nicht gelten. Sie können über sehr große Strecken (im Bereich von Mikrometern) miteinander wechselwirken, was für Quanteninformationsverarbeitung genutzt werden kann. Die gezielte Anregung in Rydbergniveaus ist schwierig, da dafür sehr hohe Energien notwendig sind. Das Valenzelektron ist stark an den Kern gebunden. Nur mit ultraviolettem Licht (UV) ist es möglich, beliebig hohe Niveaus bis zur doppelten Ionisation zu erreichen. Man muss daher UV-Laser benutzen, um Rydbergionen zu erzeugen. Im Experiment soll der UV-Laserstrahl auf die Ionen in einer Falle fokussiert werden. Dazu sind optische Fasern gut geeignet, da der Laserstrahl stabil und zuverlässig am Ort der Fokussierungsoptik gehalten werden kann. Mit photonischen Kristallfasern (PCF) ist es möglich, mehrere Wellenlängen gleichzeitig durch dieselbe Faser zu schicken, dadurch benötigt man nur einen Aufbau für die Fokussierung mehrerer Laser. Zusätzlich ist sichergestellt, dass alle Laserstrahlen nach der Faser perfekt überlagert sind. Einzig die Divergenz nach der Faser ist für verschiedene Wellenlängen unterschiedlich. Ein weiterer Vorteil von Glasfasern ist die Verbesserung der transversalen Mode eines Lasers. Bewegt sich ein Laserstrahl durch eine Monomodefaser, hat er nach der Faser eine gaußförmige Intensitätsverteilung, egal welche Form der Strahl vor der Faser hatte. Höhere Moden werden durch die Faser herausgefiltert. Die resultierende TEM_{00} Mode hat den Vorteil, dass sie sich auf kleinere Fläche fokussieren lässt.

Diese Arbeit behandelt die Herstellung von Fasern mit festem Kern für UV-Licht, insbesondere für 307 nm und 243 nm. Es wurden schon Monomodefasern mit hohlem Kern entwickelt, welche hohe Leistungen transportieren können (z.B. in [1]), jedoch sind die Verluste in solchen Fasern sehr hoch und die Herstellung der dazu nötigen Faserstruktur ist zu aufwändig. Es sind derzeit noch keine Monomodefasern für UV-Licht kommerziell erhältlich. Eine Technik zur Bearbeitung von Fasern, um sie UV-tauglich zu machen, wurde von Yves Colombe¹ entwickelt [2] und in dieser Arbeit weiter erforscht. Im Kapitel 2 wird die Funktionsweise von Glasfasern allgemein und die von uns verwendeten PCF im speziellen besprochen. Im darauffolgenden Kapitel 3 zeigen wir, wie die Fasern bearbeitet werden müssen, um UV-Licht leiten zu können. In Kapitel 4 werden die Fasern durch Messungen und deren Ergebnisse charakterisiert.

¹jetzt Experimentalphysik, Universität Innsbruck

2 Theoretischer Hintergrund

In unserem Experiment QUASIRIO fangen wir Strontiumionen in einer linearen Paulfalle. Die Anregung in Rydbergniveaus erfolgt in zwei Schritten, mit 243 nm und 307 nm Licht. Für diese beiden Laser werden im Experiment UV Fasern benötigt. Die Diskussion über Rydbergionen (Abschnitt 2.1) ist kurz gehalten, da der Hauptinhalt der Arbeit die Herstellung und Verwendung der Glasfasern ist. Der erste Abschnitt dieses Kapitels beschreibt daher kurz die Eigenschaften von Rydbergionen und deren Wechselwirkung untereinander in einer Falle. Als nächstes wird der Übergang von Licht in Grenzflächen und die damit verbundene Totalreflexion behandelt. Zwei mögliche Arten von Fasern, Stufenindexfasern und photonische Kristallfasern (PCF) mit Lichtführung durch Totalreflexion, werden in den Abschnitten 2.3 und 2.4 vorgestellt. Nicht nur die Reflexion muss verlustfrei erfolgen, auch die Transmission durch das Fasermedium allgemein. Das Licht darf nicht von den Atomen im Glas absorbiert werden. Für Wellenlängen vom sichtbaren bis infraroten Licht sind eine Vielzahl von Fasern mit sehr niedriger Absorption und somit sehr hoher Transmission erhältlich. Der Einsatz von ultraviolettem Licht ist bisher jedoch schwierig. Tritt UV-Licht durch die Faser, werden im Glas durch Wechselwirkung mit dem Licht sogenannte Farbzentren erzeugt, welche wiederum Licht absorbieren. Wir beschreiben im folgenden eine Methode zur Herstellung UV-tauglicher Fasern, bei der wir die Faser mit Wasserstoff laden der mit diesen Farbzentren reagiert und die Absorption von Licht dadurch verhindert. Auf diese Methode wird in Abschnitt 2.7 genauer eingegangen.

2.1 Rydbergionen in linearer Paulfalle

Im Zentrum einer linearen Paulfalle werden Strontiumionen gefangen. Die Falle befindet sich in einer Vakuumkammer, damit nur wenige Atome des Hintergrundgases mit den gefangenen Ionen stoßen können. Dadurch sind die gefangenen Ionen sehr gut von äußeren Einflüssen isoliert. Bei der Anregung des Valenzelektrons kann es in hohe Bahnen angehoben werden, bei Hauptquantenzahlen im Bereich von $n=60$ spricht man von Rydbergionen. In diesem Zustand haben die Ionen spezielle Eigenschaften, die für quantenlogische Operationen genutzt werden können:

- Stark vergrößerter Durchmesser: die Aufenthaltswahrscheinlichkeit des Valenzelektrons entfernt sich umso weiter vom Kern, je höher das Niveau ist [3]

$$r = \frac{n^2 \cdot a_0}{2}$$

mit dem Bohr-Radius a_0 . Der Durchmesser der Ionen steigt quadratisch mit der Hauptquantenzahl an. Für $n=10$ ist der Radius der Elektronenbahn 100 mal größer als für ein Ion im Grundzustand mit $n=1$.

- Mit der Größe der Atome zusammenhängend, die Polarisierbarkeit der Ionen: Das Valenzelektron bewegt sich weit entfernt vom Kern und ist dadurch nur schwach gebunden. In einem elektrischen Feld wird die Aufenthaltswahrscheinlichkeit des Elektrons verschoben. Die Ladungsschwerpunkte vom positiven Kern und negativen Elektron ist somit nicht mehr am selben Ort und es wird ein Dipol induziert. Die Polarisierbarkeit eines Rydbergions nimmt mit $\propto n^7$ zu [4].

- Die Ionisierungsenergie ist für Rydbergionen niedrig, da sich das Valenzelektron schon in sehr hohen Niveaus befindet und nur mehr wenig Energie braucht, um vollständig doppelt ionisiert zu werden. Die Bindungsenergie der Elektronen ist proportional zu $-n^{-2}$, nimmt also quadratisch mit der Hauptquantenzahl ab [4].
- Induzierte Dipole haben langreichweitige Wechselwirkung, die Van-der-Waals Wechselwirkung. Sie skaliert mit der Hauptquantenzahl und Abstand r zwischen Ionen $\propto \frac{n^{11}}{r^6}$ [5]. Dipole können sich gegenseitig über größere Strecken beeinflussen.
- Dipol-Dipol-Wechselwirkung $\propto \frac{n^4}{r^3}$ [5]: Werden Übergänge zwischen Rydbergzuständen getrieben, ändert sich die Ladungsverteilung der Elektronen periodisch beim Übergang zwischen diesen beiden Zuständen, somit haben die Ionen ein sich ständig veränderndes Dipolmoment.
- Damit verbunden ist auch das Konzept der Rydbergblockade [6]. Ist ein Ion im Rydbergzustand, verschiebt es die Energiezustände der Ionen in der Nähe. Sind die Ionen innerhalb des sogenannten Rydbergradius, ist der Laser zur Anregung der Rydbergniveaus nicht mehr resonant und das Ion kann nicht mehr angeregt werden. Mit Hilfe dieser Eigenschaften können Gatter auf Basis von Quantenlogik realisiert werden [7].

Die Anregung der Strontiumionen in die Rydbergzustände soll mit zwei UV-Lasern bei 243 nm und 307 nm durchgeführt werden. Der 307 nm Laser ist verstimmbar zwischen 304-309 nm. Damit können wir verschiedene Rydbergzustände von $n=30$ bis $n=60$ erreichen. Abbildung 1 zeigt das Termschema für die Anregung aus dem $4D_{5/2}$ Zustand in die Rydbergzustände. Vom $5S_{1/2}$ Grundzustand wird das Strontiumion zuerst in den metastabilen $4D_{5/2}$ Zustand gebracht. Mit dem 243 nm Laser wird das $6P_{3/2}$ Niveau erreicht und je nach Wellenlänge des 307 nm Lasers verschiedene Rydbergniveaus.

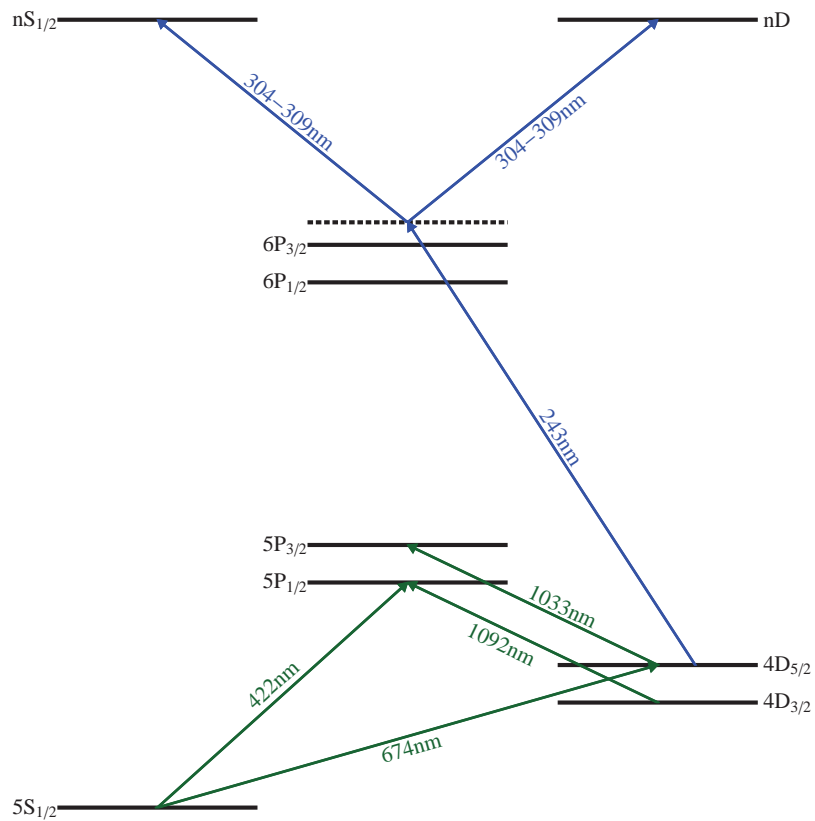


Abbildung 1: Termschema von $^{88}\text{Sr}^+$: Ein Qubit kann in einer Superposition des Grundzustands $5S_{1/2}$ und des metastabilen $4D_{5/2}$ Zustand gespeichert werden. Der 674nm Qubitlaser kann diesen Zustand kontrolliert manipulieren. Mit 1092nm und 422nm Lasern wird Dopplerkühlung durchgeführt. Seitenbandkühlung erfolgt mit den 1033nm und 674nm Lasern. Mit den UV-Lasern, 243nm und $304-309\text{nm}$ werden die Ionen in Rydbergzustände angehoben. Nicht eingezeichnet sind 405nm und 461nm für die Zwei-Photonen-Ionisation von neutralem ^{88}Sr

2.2 Lichtführung durch Totalreflexion

Das Licht soll in der Faser geführt werden. Die naive Idee, dies mit auf der ganzen Länge verspiegelten Innenflächen zu realisieren, ist nicht durchführbar, da die Verluste zu groß sind. Erzeugt man zum Beispiel auf die ganze Länge konstant einen Reflexionsgrad von 99,9 %, ist die Intensität schon nach 7000 Reflexionen auf unter 0,1 % gesunken. Nimmt man eine Standardfaser mit Kerndurchmesser von $8\mu\text{m}$ und einem Einkoppelwinkel von 8° ist das Licht nach einem Meter ca. 17000 mal reflektiert worden und die Transmission somit kleiner als $5 \cdot 10^{-8}$. Für Lichtführung in Glasfasern wird daher eine verlustlose Reflexion durch Totalreflexion verwendet.

Tritt Licht von einem Medium mit Brechungsindex n_g in ein anderes, mit Brechungsindex n_c , wird ein Teil des Lichts transmittiert, ein Teil reflektiert. Der jeweilige Anteil ist abhängig vom Brechungsindexunterschied und vom Einfallswinkel. Beschrieben wird dieser Sachverhalt durch das Reflexionsgesetz und das Brechungsgesetz von Snellius [8]:

$$\sin(\vartheta^{in}) = \sin(\vartheta^r) \quad (1)$$

$$\sin(\vartheta^{in})n_g = \sin(\vartheta^t)n_c \quad (2)$$

mit dem Einfallswinkel ϑ^{in} zur Normalen auf die Grenzschicht, dem Winkel des transmittierten und reflektierten Strahls ϑ^t und ϑ^r sowie den Brechungsindizes n_g und n_c der beiden verschiedenen Medien. Die Beiden Gesetze folgen direkt aus der Bedingung, dass die Tangentialkomponenten der elektrischen Felder für einfallenden, reflektierten und transmittierten dieselben sein müssen [9]. Abbildung 2 zeigt schematisch den Einfall eines Lichtstrahls auf eine Grenzfläche und bezeichnet die relevanten Winkel.

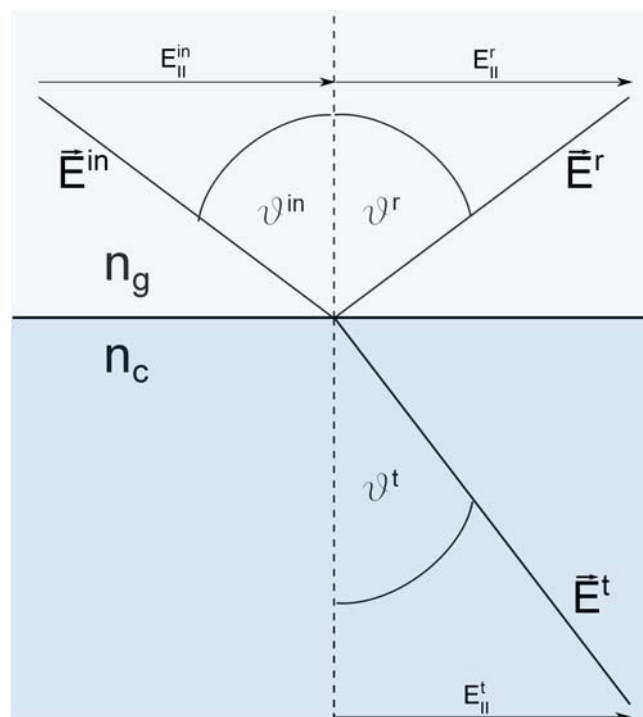


Abbildung 2: Brechung von Licht beim Übergang zwischen zwei Medien: beim Übergang vom optisch dünneren zum dichteren ($n_g < n_c$) wird der transmittierte Strahl zum Lot hin, vom dichteren zum dünneren ($n_g > n_c$) vom Lot weg gebrochen.

Aus Gleichung 2 folgt die Bedingung für die Totalreflexion. Für den Übergang vom optisch dichteren zum dünneren Medium ist $\frac{n_g}{n_c} > 1$. $\sin(\vartheta^t)$ kann nicht größer als 1 werden. Sobald er Einfallswinkel ϑ^{in} den Wert $\arcsin(\frac{n_c}{n_g})$ überschreitet, existiert keine Welle mehr im dünneren Medium. Die gesamte Welle wird reflektiert. Bei Totalreflexion kommt es zu einem Phasenverschub, der bestimmt, welche transversale Moden in einer Faser geführt werden. Wir betrachten die Komponente des Wellenvektors der elektromagnetischen Welle senkrecht zur Grenzfläche [10](S.39 ff). Für den Wellenvektor einer Welle in einem Medium mit Brechungsindex n gilt allgemein: $|\vec{k}| = n \cdot k_0$, wobei k_0 der Betrag des Wellenvektors im Vakuum ist. Die z-Komponente (senkrecht zur Grenzschicht) im dünneren Medium ist

$$k_z^t = \sqrt{\vec{k}^2 - k_{||}^2} = \sqrt{k_0^2 \cdot n_c^2 - k_0^2 \cdot n_g^2 \sin^2(\vartheta)} = ik_0 \sqrt{n_g^2 \sin^2(\vartheta) - n_c^2} \quad (3)$$

da die parallele Komponente in beiden Medien dieselbe ist. Für Reflexion an einer Grenzschicht gilt $\vartheta_{in} = \vartheta_r = \vartheta$. Bei Totalreflexion ist der Ausdruck in Gleichung 3 im dünneren Medium imaginär. Man kann das elektrische Feld in z-Richtung damit schreiben als

$$E^t = E_0^t e^{i(\vec{k}\vec{x} - \omega t)} = E_0^t e^{ik_z z} e^{i(\vec{k}_x \vec{x} - \omega t)} \quad (4)$$

mit dem Vektor \vec{x} normal zu z. Da k_z imaginär ist, klingt das elektrische Feld im dünneren Medium exponentiell ab. Das abklingende Feld wird evaneszente Welle genannt. Wie weit das Feld in das Medium eindringt ist abhängig vom Winkel und von der Frequenz.

Der Phasenverschub für S-polarisiertes Licht (bei S-polarisiertem Licht ist das elektrische Feld senkrecht auf die Einfallsebene, für P-polarisiert gilt dasselbe für das magnetische Feld) ergibt sich aus dem Quotienten der Wellenvektoren der einfallenden und der evaneszenten Welle [10]:

$$\Phi_\sigma = 2 \arctan \frac{ik_z^t}{k_z^{in}} \quad (5)$$

Für P-polarisiertes Licht ist in den Reflexionskoeffizienten zusätzlich der Quotient der Brechungsindizes enthalten, der sich in dem Phasenverschub auch wieder zeigt:

$$\Phi_\pi = 2 \arctan \frac{i \cdot n_g^2 k_z^t}{n_c^2 k_z^{in}} \quad (6)$$

Der Phasenverschub in z-Richtung bewirkt eine stehende Welle senkrecht zur Grenzschicht. Diese stehende Welle bildet die Moden, die nach einer Faser sichtbar sind. Man kann sie analog zu einem Teilchen im Potentialtopf sehen, welches bei höheren Energien mehr Moden zeigt. Die Ränder des Potentialtopfs sind im Fall einer Faser die Grenzen zu niedrigerem Brechungsindex. Die genaue Behandlung der Moden in einer Faser erfolgt im Abschnitt 2.3.

2.3 Lichtführung in Stufenindexfasern

Eine häufige Bauart für Glasfasern ist die sogenannte Stufen-Index Faser. Der Brechungsindexverlauf ist stufenförmig, wie in Abbildung 3 dargestellt. Es gibt auch die Möglichkeit, den Brechungsindex stetig zu verändern. Dieser Fall wird jedoch im Folgenden nicht näher betrachtet.

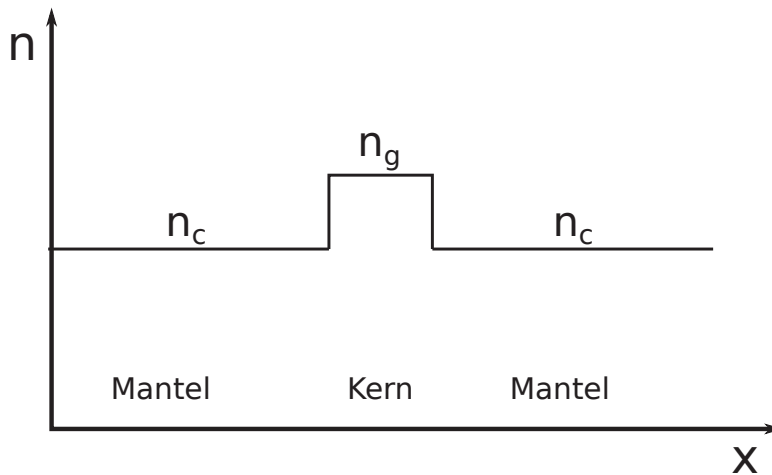


Abbildung 3: Verlauf des Brechungsindex im Querschnitt einer Stufenindexfaser: der Kern hat den Brechungsindex n_g , welcher leicht höher ist als der Brechungsindex n_c des Mantels. Am Übergang zwischen Kern und Mantel macht der Brechungsindex einen Sprung.

Der Unterschied im Brechungsindex ist bei optischen Fasern normalerweise sehr gering. Hat zum Beispiel eine normale SiO_2 -Faser im Kern $n_g = 1,46$, so reicht ein Brechungsindex im Mantel von $n_c = 1,45$ aus um Licht im sichtbaren Bereich zu führen. Stufenindexfasern werden durch zwei wichtige Parametern beschrieben: Der Anzahl der geführten Moden (siehe Abschnitt 2.3.2, Einmodenfasern oder Mehrmodenfasern) und der sogenannten numerischen Apertur (Abschnitt 2.3.1). Für das Verständnis der Entstehung der Moden muss die Helmholtzgleichung im Kern- und im Grenzbereich zum Mantel gelöst werden. Die numerische Apertur folgt direkt aus dem Snellius'schen Brechungsgesetz, wie im folgenden Abschnitt beschrieben wird.

2.3.1 Numerische Apertur

Die numerische Apertur $NA = \sin \alpha_m$ gibt an, mit welchem maximalen Winkel eine Faser das Licht auskoppelt, bzw. sich Licht einkoppeln lässt [9]. α_m ist dabei der halbe Öffnungswinkel des Stahls vor bzw. nach der Faser. Licht wird von Außen in den Kern fokussiert. Beim Eintritt durch das Faserende wird es wegen der verschiedenen Brechungsindizes von Luft ($n_l = 1$) und des Kernmaterials ($n_g > 1$) zum Lot hin gebrochen. Der Verlauf folgt dem Brechungsgesetz. Geführt wird das Licht, wenn der Winkel γ in Abbildung 4 größer ist als der kritische Winkel für Totalreflexion: $\sin(\gamma) = \frac{n_c}{n_g}$. Für alle größeren Winkel wird das Licht komplett reflektiert. Für die Winkel α , β und γ gilt: $\sin \alpha = n_g \cdot \sin \beta$ und $\gamma = 90^\circ - \beta \Leftrightarrow \cos \beta = \sin \gamma$. Mit diesen Relationen erhalten wir für den größten Winkel α_m der nach Einkopplung geführt wird:

$$\sin \alpha_m = n_g \sin \beta = n_g \sqrt{1 - \sin^2 \gamma} = n_g \sqrt{1 - \left(\frac{n_c}{n_g}\right)^2} \quad (7)$$

Für alle Winkel größer als α_m kann Licht nicht geführt werden. Das Gleiche gilt für die Auskoppelung, Licht tritt nur innerhalb dieses Winkels aus der Faser. Die numerische Apertur der Faser ist somit:

$$NA = \sin \alpha_m = \sqrt{n_g^2 - n_c^2} \quad (8)$$

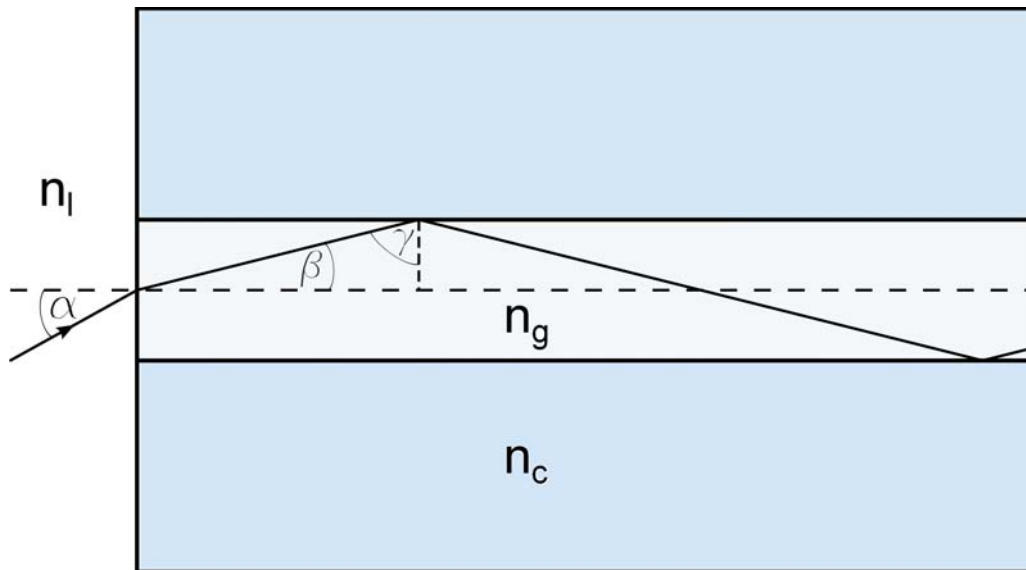


Abbildung 4: Zustandekommen der numerischen Apertur: nach der Brechung des Lichts am Übergang zwischen Luft (Brechungsindex $n_l = 1$) und Faserkern ($n_g > 1$) muss die Bedingung für Totalreflexion $\sin \gamma \geq \frac{n_c}{n_g}$ gelten. Damit wird der maximale Einkoppelwinkel α_m festgelegt.

Diese Formel für die numerische Apertur wird häufig für alle Fasertypen verwendet, gilt jedoch eigentlich nur für Mehrmodenfasern. Die Definition für Einzelmodenfasern ist eine andere. Es wird meist nicht darauf hingewiesen, welche gemeint ist. Für Monomodefasern wird die NA über die gaußsche Intensitätsverteilung nach der Faser definiert. Der Winkel α ist der Winkel, bei dem die Intensität auf 5% der maximalen Intensität abgefallen ist. In dieser Arbeit verwenden wir immer die Definition aus Gleichung (8).

2.3.2 Modengleichung in Stufenindexfasern

Ein Wellenleiter in Form einer Glasfaser kann im Prinzip wie ein planarer Wellenleiter beschrieben werden, in der die Lichtführung nur in eine Richtung geschieht. Einzig die Randbedingungen sind nicht dieselben, wodurch die Beschreibung der Moden etwas schwieriger wird. Nach einer Reflexion läuft das Licht auf die andere Seite der Faser, wird dort wiederum zurückreflektiert, durchläuft den Kern ein zweites mal und kommt wieder zur ersten Seite zurück. Das Licht, beziehungsweise die Phase des Lichtes, muss an diesem Punkt wieder dieselbe sein wie am Ausgangspunkt, damit sich das elektrische Feld nicht durch destruktive Interferenz auslöscht (gleiches gilt für das magnetische Feld; die Behandlung verläuft analog). Diese Bedingung bestimmt, welche transversalen Moden die Faser durchlaufen können. Die folgende Behandlung der Moden berücksichtigt die Zylindersymmetrie einer optischen Faser und folgt dabei der Diskussion in [10](S.177 ff.).

Zur Berechnung gehen wir von der Helmholtzgleichung für die einzelnen Komponenten des elektrischen Feldes in Zylinderkoordinaten aus

$$\frac{\partial^2 E}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial E}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 E}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2 E}{\partial z^2} + n^2 k_0^2 E = 0 \quad (9)$$

Diese Gleichung kann mittels Separationsansatz gelöst werden. Das Feld lässt sich schreiben

als ein Produkt aus einer Radialfunktion $R(r)$, einer Winkelfunktion $\Phi(\varphi)$ und einer Funktion in z -Richtung (Richtung der Faserführung).

$$E(r, \varphi, z) = R(r)\Phi(\varphi)e^{-i\beta z} \quad (10)$$

wobei β die Komponente des Wellenvektors in z -Richtung beschreibt mit $\beta = n_g k_0 \sin \gamma$. Da in z -Richtung kein Einschluss herrscht und Wellen in diese Richtung frei propagieren können, ist der Ansatz als ebene Welle gerechtfertigt. Es bleibt die beiden Differentialgleichungen für die Radial- und Winkelfunktion zu lösen, wobei wir sie wegen des Separationsansatzes beide gesondert betrachten können. Der Winkelanteil ist eine einfache Differentialgleichung zweiter Ordnung und hat die beiden periodischen Lösungen

$$\Phi(\varphi) = \sin(l\varphi) \quad \text{und} \quad \Phi(\varphi) = \cos(l\varphi) \quad (11)$$

mit ganzen Zahlen $l=1,2,3,\dots$, da $E(\varphi) = E(\varphi + 2\pi)$ erfüllt sein muss. Das Lösen der Radialgleichung ist etwas schwieriger, kann aber mit geeigneter Substitution durchgeführt werden. Mit den normierten dimensionslosen Größen

$$u := r_0 \sqrt{n_g^2 k_0^2 - \beta^2} \quad (12)$$

$$w := r_0 \sqrt{\beta^2 - n_c^2 k_0^2} \quad (13)$$

erhalten wir als Lösungen Bessel-Funktionen l -ter Ordnung innerhalb des Kerns und Neumann-Funktionen l -ter Ordnung im Mantel

$$R(\rho) = A_g J_l(u\rho) \quad \rho \leq 1 \quad (14)$$

$$R(\rho) = A_c N_l(w\rho) \quad \rho > 1 \quad (15)$$

mit $\rho = \frac{r}{r_0}$ und r_0 dem Radius des Kerns. In Abbildung 5 sind Besselfunktionen nullter bis dritter Ordnung gezeigt. Man erkennt, dass die erste Ordnung im Nullpunkt sein Maximum hat und gegen außen hin abfällt. Die Grundmode hat deshalb eine ähnliche Form wie eine Gaußkurve. Sie ist die einzige Mode, die im Zentrum ein Maximum hat.

Wie bereits erwähnt, müssen die Komponente der Felder parallel zur Grenzschicht erhalten bleiben. An der Grenzschicht bedeutet dies, dass sowohl $R(\rho)$ als auch die Ableitung $\frac{dR(\rho)}{d\rho}$ stetig sind. Wegen Gleichung 15 bekommen wir als Stetigkeitsbedingung

$$A_g J_l(u) = A_c N_l(w) \quad (16)$$

$$A_g u \cdot J_l'(u) = A_c w \cdot N_l'(w) \quad (17)$$

Dieses Gleichungssystem hat nur dann Lösungen für die Amplituden $A_{g,c}$, wenn die die Determinante des Systems Null wird

$$J_l(u)wN_l'(w) - N_l(w)uJ_l'(u) = 0 \quad (18)$$

Mit den Relationen für die Ableitung von Bessel- und Neumannfunktionen kann man die Determinante in folgende transzendente Gleichung umformen

$$-\frac{J_{l-1}(u)N_l(w)}{J_l(u)N_{l-1}(w)} = \frac{w}{u} \quad (19)$$

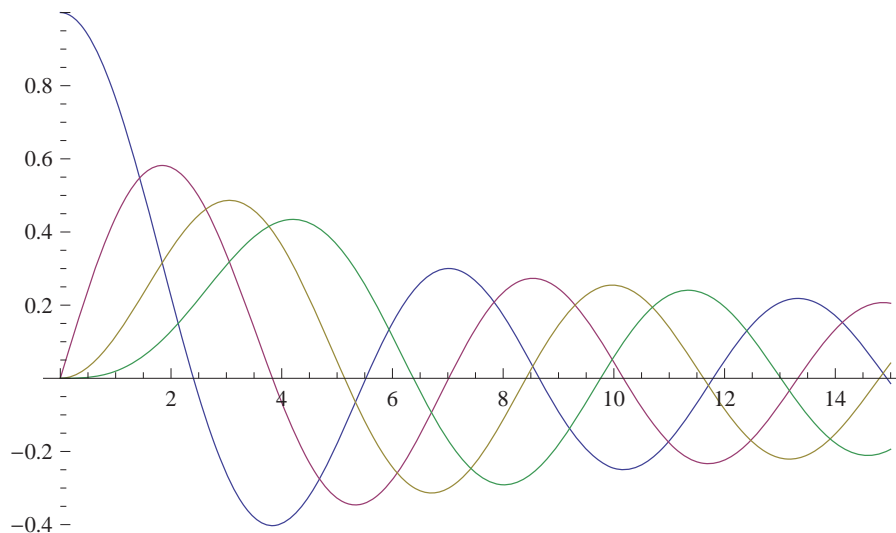


Abbildung 5: Besselfunktionen verschiedener Ordnung.

Nur Moden für die diese Gleichung gilt sind in einer Faser möglich. An dieser Stelle führen wir die normierte Frequenz V ein:

$$V = r_0 k_0 NA \quad (20)$$

so, dass $u^2 + w^2 = V^2$ ist. In Abbildung 6 ist die Gleichung graphisch für $V=10$ und $l=0$ dargestellt. Man erkennt, dass für einen Wert l mehrere verschiedene Lösungen möglich sind, gekennzeichnet mit $m=1,2,3\dots$. Die dazugehörigen Lösungen unterscheiden sich im Wert u^{lm} und nach Gleichung (13) daher auch in ihrer Wellenzahl β^{lm} entlang der Faser für die verschiedenen Eigenmoden mit l,m . Die Größe der normierten Frequenz bestimmt wie viele geführten Moden in der Faser geführt werden. Für ein gegebenes l kann u somit maximal eine Anzahl m an Lösungen haben, abhängig von der normierten Frequenz V . Nur Moden, für die ein u^{lm} unterhalb von V existiert, werden geführt. Die Grenzfrequenz, ab der nur mehr eine Mode geführt wird, liegt bei 2,405, wie in Abbildung 7 zu sehen ist. Dort hat die rechte Seite von Gleichung (19) für $l=1$ ihren Nullpunkt und somit ist nur noch für $l=0$ ein Schnittpunkt möglich. In diesem Fall spricht man von einer Einmodenfaser, da nur die u^{01} -Mode propagieren kann. Im Glas gilt die Dispersionsrelation für elektromagnetische Wellen $\beta = k = \frac{n\omega}{c}$. Da es verschieden Werte für β^{lm} gibt, existieren auch verschieden Werte für den Brechungsindex. Wir führen deshalb den effektiven Brechungsindex für verschiedene Wellenlängen $n_{eff}(\lambda)$ ein. Oberhalb der Frequenz, bei der die Faser mehrmodig wird, ist der effektive Brechungsindex gleich dem n_c des Mantels.

Herkömmliche Stufenindexfasern erzeugen die Indexänderung durch Dotierung des Kern- und Mantelmaterials. Ob die Faser eine Mehrmoden- oder Einzelmodenfaser ist, wird durch den Durchmesser des Kerns bestimmt. Einzelmodenfasern haben einen kleineren Kern. Dadurch wird die Energie in einer Einzelmodenfaser auf kleinerer Querschnittsfläche transportiert. Wir möchten ultraviolettes Licht durch eine Faser senden. Dabei werden, wie schon erwähnt, Farbzentren gebildet. Dies geschieht vermehrt, je höher die Leistung ist. Wir könnten auf größere Kerndurchmesser ausweichen, möchten jedoch trotzdem nur die Grundmode geführt haben. Anstatt Fasern mit Stufenindex durch verschieden dotierte Materialien, verwenden wir sogenannte photonische Kristallfasern. Diese Fasern haben mehrere Vorteile, wie zum Beispiel einen größeren Kerndurchmesser und als Material hochreines Quarzglas.

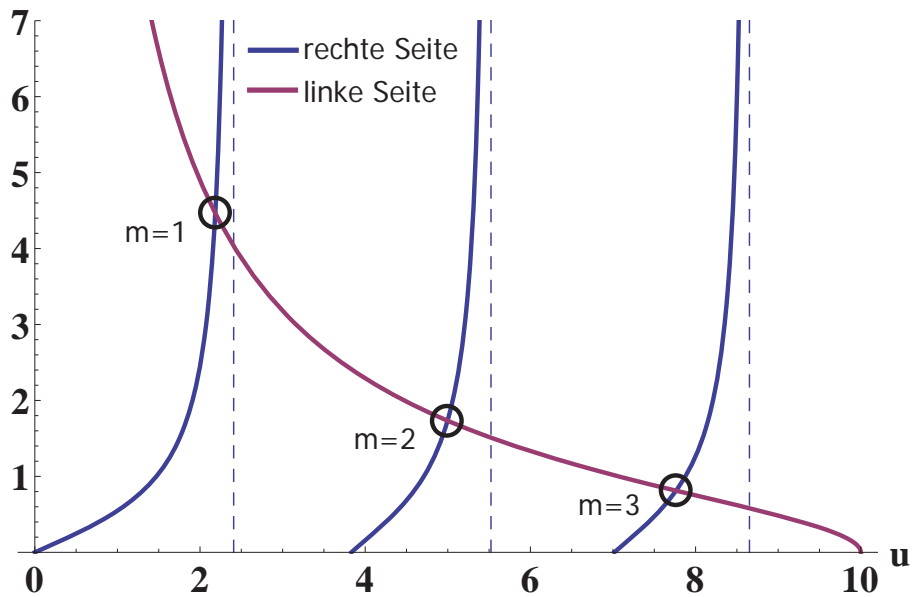


Abbildung 6: Graphische Lösung der transzendenten Gleichung (19): Die Schnittpunkte entsprechen möglichen Werten von u^{lm} . Bei $u=V$ hat die linke Seite der Gleichung ihren Nullpunkt. Lösungen oberhalb dieses Punkts sind nicht möglich.

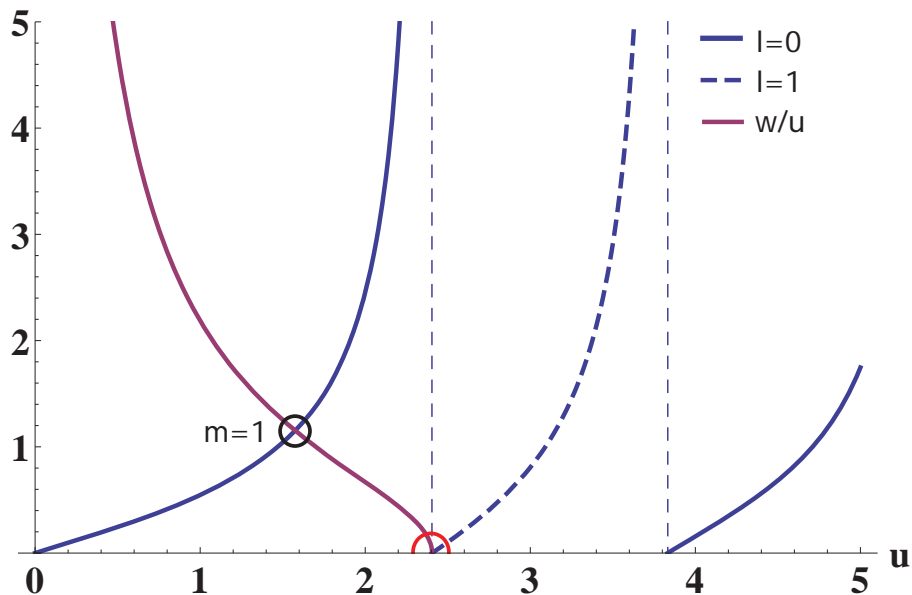


Abbildung 7: Bedingung für Einmodenfaser: Ist die normierte Frequenz V klein genug, existiert nur mehr ein Schnittpunkt für $l=0$. Der Wert dafür liegt bei $V < 2,405$. Für alle Frequenzen unterhalb dieses Wertes wird nur die 01-Mode ($\{l,m\}=\{0,1\}$) geführt.

2.4 Photonische Kristallfasern

Photonische Kristallfasern (PCF) haben ihren Namen von ihrer Struktur. Sie sind nicht durchgehend aus Glas, sondern weisen Löcher im Querschnitt auf. Diese Löcher erstrecken sich über die gesamte Länge der Faser und haben im Querschnitt immer dieselbe Form. Es gibt zwei prinzipiell verschiedene Bauformen von PCFs, sie unterscheiden sich nicht nur in ihrer Bauform, sondern auch in der Art der Lichtführung. Die für uns wichtige Art ist Lichtführung durch Totalreflexion beim Übergang von Glas zu Luft in den Lochstrukturen. Die zweite nützt photonische Bandlücken aus, das heißt in der Faser gibt es Bereiche in denen sich Licht je nach Wellenlänge ausbreiten kann oder nicht. In den Löchern ist nach der Herstellung Luft, sie können aber danach mit verschiedenen Gasen oder Flüssigkeiten gefüllt werden. Das macht sie für eine Vielzahl möglicher Anwendungen interessant. Für uns ist dieser Effekt wichtig bei der Wasserstoffladung, welche wir wegen der Farbzentrenbildung vornehmen. Aufgrund der Löcher können die Moleküle schneller in den Kern diffundieren.

2.4.1 Photonische Bandlücken

Die Lichtführung durch Bandlücken ist für unsere Anwendung weniger interessant, da sie nur für jeweils kleine Wellenlängenbereiche funktioniert. Sie wird hier deshalb nur kurz besprochen. Wie für Phononen im Festkörper gibt es auch für Photonen eine Dispersionsrelation, welche beschreibt, wie die Wellenlänge des Lichts mit deren Frequenz zusammenhängt. In Vakuum gilt die einfache Relation $c = \frac{\omega}{\lambda}$. In Materie ist die Relation meist etwas komplizierter. Bei periodischen Strukturen können Bandlücken entstehen, das sind Frequenzbereiche, in denen es keine dazugehörige Wellenvektoren gibt. Erzeugt man eine solche Struktur in einer Faser rund um ihren Kern, so können sich außerhalb des Kerns keine Wellen bei diesen Frequenzen fortbewegen. Dadurch werden die Wellen in den Kern zurückreflektiert und werden dort geführt. Da die Bandlücken jedoch immer nur für bestimmte schmale Frequenzbereiche bestehen, können wir nicht Licht mit beliebiger Wellenlänge durch die Faser senden.

2.4.2 Indexänderung

Eine PCF mit Führung durch eine Brechungsindexstufe besteht aus einem soliden Kern, um den hexagonal Löcher angeordnet sind (siehe Abbildung 8). Licht bewegt sich entlang des Kerns und kann nicht in die Lochstruktur eindringen. Es wird an den Übergängen in den Löchern reflektiert, da der Brechungsindex von Luft kleiner ist als der von Glas. Der effektive Brechungsindex ist hier stark wellenlängenabhängig, da er vom evaneszenten Feld in den Löchern abhängt. Das eindringende elektromagnetische Feld ist proportional zu $e^{-\frac{z}{\lambda}}$, die Abschwächung wird also exponentiell gedämpft, wobei die Wellenlänge die Strecke skaliert, auf der das Feld in die Löcher eindringt. Dieser Sachverhalt bringt wichtige Eigenschaften von PCFs mit festem Kern mit sich:

- Eine PCF kann für alle Wellenlängen gleichzeitig einmodig sein. Dieses Verhalten wird im Englischen als „endlessly single mode“ bezeichnet. Es gibt keine Grenzfrequenz, für die die Faser mehrmodig wird.

- Zudem kann der Kern und somit der Modendurchmesser des geführten Lichtes sehr groß gewählt werden („Large Mode Area“).

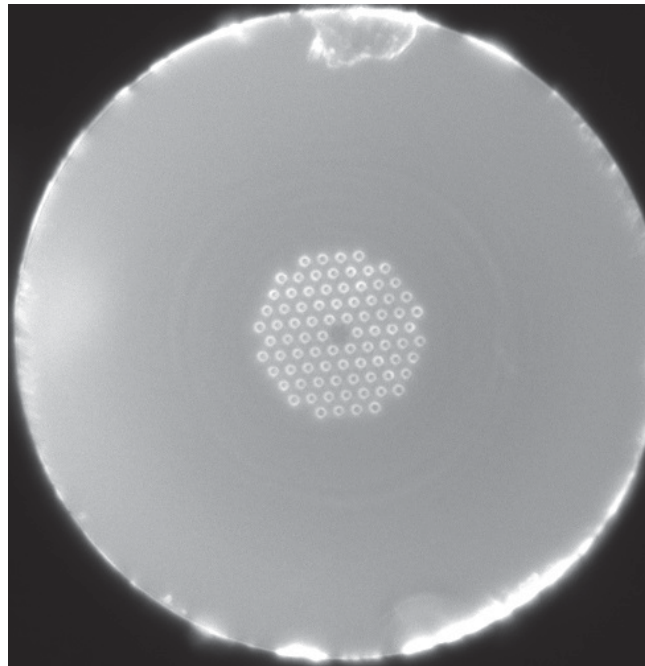


Abbildung 8: Struktur einer NKT-LMA-10-UV PCF mit Lichtführung durch Totalreflexion.

Für PCFs gelten dieselben Bedingungen für die Anzahl der Moden wie für normale Stufenindexfasern. Die normierte Frequenz $V = \frac{2\pi r_0}{\lambda} NA$ darf dabei auch nicht größer als 2,405 sein. Bei normalen Stufenindexfasern skaliert $V \sim \frac{1}{\lambda}$ und wird für kurze Wellenlängen daher schnell zu groß. Bei PCFs muss bei der numerischen Apertur der effektive Brechungsindex der Lochstruktur verwendet werden [11],[12]

$$NA = \sqrt{n_g^2 - n_{eff}^2} \quad (21)$$

Der effektive Brechungsindex ist abhängig von der Wellenlänge. Er entspricht näherungsweise $n_{eff} = \frac{\beta_{FSM}}{k_0}$, mit der Wellenzahl des Lichts im Vakuum $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda}$ und der Wellenzahl der ersten höheren Mode in der periodischen Lochstruktur β_{FSM} (engl. „fundamental space-filling mode“). Anschaulich kann man sagen, das evaneszente Feld nimmt in den Löchern schneller ab für kleinere Wellenlängen. Das bedeutet der effektive Brechungsindex nimmt zu, da sich der größere Anteil der geführten Mode im Glas befindet und nicht in der Luft der Löcher. Die Zunahme verläuft bei sehr hohen Frequenzen annähernd linear mit der Wellenlänge. Für die normierte Frequenz bedeutet dies, dass sie bei Veränderung der Frequenz gleich bleibt. Wenn man eine Faser mit den richtigen Parametern als Einzelmodenfaser konzipiert hat, gilt das für alle beliebigen Wellenlängen [11]. Man bemerkt den Unterschied der NA für verschiedene Wellenlängen an der Divergenz nach einer Faser. Je kürzer die Wellenlänge wird, desto kleiner der Austrittswinkel. Die genaue Berechnung des effektiven Brechungsindex und damit der normierten Frequenz kann jedoch nicht analytisch erfolgen. Man muss den Durchmesser der Löcher und deren Abstand zwischen einander miteinbeziehen und die Berechnungen numerisch vornehmen. In [12] und [13] wurde der V-Parameter für verschiedene Ausführungen von PCFs berechnet.

Der Durchmesser der Mode in der Faser hängt von der Größe des Kerns, dem Lochdurchmesser und dem Lochabstand ab. Vergrößert man den Kern ohne die anderen Parameter zu

verändern, wird die Faser mehrmodig. Der Brechungsindex im Mantel, das heißt die Lochstruktur muss angepasst werden.

Die zwei Eigenschaften, große Modenfelddurchmesser und „endlessly single mode“-Verhalten, nützen wir in unserem Experiment aus. Zum einen können wir zwei verschiedene Wellenlängen, 307 nm und 243 nm, gleichzeitig durch die Faser schicken. Und zum zweiten ist der Modendurchmesser in der Faser im Vergleich zu herkömmlichen Fasern sehr groß. Die Intensität ist deswegen geringer, da die gesamte transportierte Energie über eine größere Querschnittsfläche verteilt wird. Die Grundmode kann den Kern nicht verlassen, da ihre transversale Wellenlänge nicht in die Räume zwischen den Löchern passt. Dies gilt jedoch nicht für alle höheren Moden. So gibt es eine Vielzahl an Moden, die sich durch die Lochstruktur bewegen können. Deren Intensitätsverteilungen unterscheiden sich von der Grundmode, die eine annähernd Gauß'sche Verteilung hat. Da höhere Moden im Mantel auch mehr Fläche zur Verfügung haben als die Grundmode im Kern, können sich diese im Fall von UV-Licht mit weniger Verlusten durch die Faser bewegen, da weniger Farbzentren gebildet werden.

Die Absorption von Licht über eine bestimmte Länge in einer Faser durch Farbzentren oder durch andere Atome bzw. Moleküle kann mit dem sogenannten Lambert-Beerschen Gesetz beschrieben werden. Dieses Gesetz wird im folgenden Abschnitt behandelt.

2.5 Lambert-Beersches Gesetz - Lichtabsorption

Bewegen sich Photonen durch ein Material, können sie abhängig von der Frequenz, mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit von den Atomen absorbiert werden. Wenn viele Photonen auf die Atome treffen, ist nicht vorausschaubar, welche und wie viele Photonen von den Atomen absorbiert werden. Sind die Atom- bzw. Molekülsorten in einem Material jedoch homogen verteilt, kann man die Absorption mit einem einfachen Gesetz beschreiben. Die Anzahl der Photonen nimmt exponentiell mit der zurückgelegten Strecke ab [9]:

$$I(r) = I_0 \cdot e^{-\tau r} \quad (22)$$

mit der Strecke r und dem Absorptionskoeffizient τ , auch „Lambert-Beer“-Gesetz genannt. Der Absorptionskoeffizient gibt an, wie viel Licht beim Durchlauf z.B. durch eine Faser verloren geht. τ hat die Einheit m^{-1} . Die Abschwächung wird meist in dB/m angegeben:
 $10 \cdot \log\left(\frac{I_0}{I(1m)}\right) \text{dB/m} = 10 \cdot \log(e^{\tau \cdot 1m}) \text{dB/m}.$

2.6 Verluste durch Biegung

Zusätzlich zur Absorption kann man Licht auch wegen zu starker Biegung der Faser verlieren. Wird ein kritischer Krümmungsradius unterschritten, wird der Kern zu sehr gestaucht. Licht welches durch den Kern geführt wird, muss an der äußeren Seite des Kerns größere Strecken zurücklegen als an der Innenseite. Da die Lichtgeschwindigkeit jedoch im Kern überall dieselbe ist, kann die Mode nicht ihre Form behalten. Tritt ein Teil der Welle in den Mantel, ist sie dort aufgrund des niedrigeren Brechungsindex schneller. Sie wird jedoch

nicht mehr geführt und aus der Faser hinausgestreut. Wird die Faser so stark gebogen, dass die Voraussetzung für Totalreflexion nicht mehr gegeben ist, kann kein Licht mehr geführt werden. In Fasern mit photonischen Bandlücken kann dies nicht passieren, dadurch können solche Fasern auch bei sehr kleinen Krümmungsradien noch Licht führen. In den PCFs mit Führung durch Brechungsindexunterschied sind kleine Wellenlängen anfälliger auf Faserbiegungen als größere [14], wodurch eine andere Art der Konfektionierung notwendig ist. Yves Colombe hat ein Verfahren entwickelt, mit dem UV-Fasern, ohne Biegeverluste zu erzeugen, in Konnektoren geklebt werden können. Diese Methode wird in Abschnitt 3.3 beschrieben.

2.7 Farbzentren

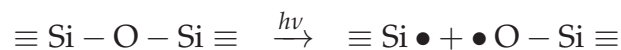
Farbzentren sind Fehlstellen in einem Kristall oder Glas, die und Licht absorbieren. In Diamantkristallen sind sie für Verfärbungen verantwortlich, daher der Name. Im Glas bilden sich Irregularitäten in der Struktur beim Herstellungsprozess oder durch Aufbrechen der Verbindung zwischen Silizium und Sauerstoff. Sie sind die Ausgangsstoffe, die mit Licht reagieren und zu absorbierenden Farbzentren werden können. Es gibt verschieden Farbzentren, die abhängig von ihrer Beschaffenheit verschiedene Wellenlängen absorbieren. Für uns wichtig sind vor allem die sogenannten E'-Zentren $\equiv \text{Si}\bullet$ und nicht-brückenbildende Sauerstoffatome (non-bridging oxygene hole center NBOHC) $\equiv \text{Si} - \text{O}\bullet$ [15]. Bei den E'-Zentren fehlt ein Sauerstoffatom zwischen zwei Siliziumatomen. Dabei haben die Siliziumatome ungepaarte Valenzelektronen. Im Fall der NBOHC geht ein Sauerstoffatom statt mit zwei benachbarten Siliziumatomen, nur mit einem eine Bindung ein und hat somit auch ein ungepaartes Valenzelektron. Farbzentren limitieren die Transmission von ultraviolettem Licht in Glasfasern stark. In den folgenden Unterabschnitten betrachten wir, wie sich Farbzentren im Einfluss von UV-Licht bilden und wie wir die Farbzentren mittels Wasserstoff in Verbindungen umwandeln können, welche die entsprechenden Wellenlängen nicht absorbieren.

2.7.1 Bildung von Farbzentren unter ultraviolettem Licht

Die nächsten Abschnitte folgen [15] und [16]. Im normalen SiO_2 -Kristall ohne Fehler ist jedes Siliziumatom durch vier Sauerstoffatome mit jeweils vier anderen Siliziumatomen verbunden:



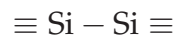
Wobei die drei Striche am Si jeweils die Verbindung zu einem weiteren $-\text{O} - \text{Si}$ Nachbar kennzeichnen. Diese Verbindung kann durch elektromagnetische Strahlung aufgebrochen werden



Der Punkt symbolisiert hier ein ungepaartes Elektron. Das einzelne Siliziumatom kann wiederum mit einem weiteren Siliziumatom reagieren. Die rechte Seite ist ein NBOHC und zeigt starke Absorption von UV-Licht. Diese Farbzentren und die Sauerstoff-Fehlstellen haben für uns die stärkste Auswirkung



Zudem sind im Glas nach der Herstellung Siliziumpaare vorhanden (Fehlen von Sauerstoff; engl. „unrelaxed O vacancy“: ODC(II)) welche durch obige Reaktion noch vermehrt werden



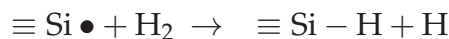
und ein Siliciumatom mit zwei ungepaarten Valenzelektronen



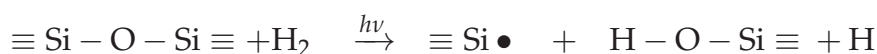
ODC(II) können bei Bestrahlung mit UV-Licht durch Ein- und Zweiphotonen-Reaktionen weiter in E'-Zentren übergehen.

2.7.2 Verbindung mit Wasserstoff

Bringt man Wasserstoff in die Faser, reagiert dieser sowohl mit UV-Licht als auch mit den Farbzentren. Dadurch können die absorbierenden Zentren in nicht-absorbierende Verbindungen umgewandelt werden. Molekularer Wasserstoff diffundiert schnell in Glas [17]. Eine Glasfaser kann so einfach in einer Kammer gefüllt mit Wasserstoffgas angereichert werden. E'-Zentren verbinden sich mit molekularem und atomarem Wasserstoff



Diese Reaktion ist jedoch in beide Richtungen möglich, E'-Zentren werden dadurch nicht dauerhaft entfernt. Atomarer Wasserstoff entsteht durch Reaktion von Wasserstoff mit UV-Licht und den Kristallatomen

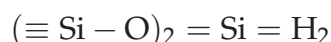


NBOHC reagieren mit Wasserstoff zu Hydroxylgruppen, welche nur sehr tiefes UV (etwa 170 nm [15]) absorbieren.

ODC(II) können zu E'-Zentren oder mit Wasserstoff zu anderen Zentren reagieren



Die Teile der rechten Seite wiederum verbinden sich zu einem nicht absorbierenden Produkt:



Das Erreichen der nicht-absorbierenden Verbindungen nennen wir im folgenden Ausheilen der Faser. Autoren verschiedener Artikel sind sich nicht einig darüber, ob man UV-Licht braucht, um eine Faser dauerhaft resistent zu machen. Wasserstoff kann sich auch ohne Licht mit den anfangs vorhandenen ODC(II)-Zentren verbinden. Wartet man jedoch zu lange mit

dem Bestrahlen der Faser, diffundiert der Wasserstoff wieder aus der Faser. Dann kann UV-Licht neue Farbzentren bilden die nicht mit Wasserstoff umgewandelt werden können. Lädt man die Faser erst nach Beleuchtung mit UV-Licht, könnten einige Farbzentren im Nachhinein ausgeheilt werden. Ein Hinweis darauf, dass UV-Licht notwendig ist, ist dass die Transmission von Licht nach der Wasserstoffladung am Anfang leicht ansteigt. Zuerst muss atomarer Wasserstoff erzeugt werden, was nur mit UV-Licht geschehen kann.

2.7.3 Transmission nach Ausheilen der Farbzentren

Nach dem Ausheilen der Faser ist die Transmission von UV-Licht weit höher als durch eine ungeladene Faser. Wie viel tatsächlich durch eine Faser kommt hängt ab von der Wellenlänge. Da für verschiedene Wellenlängen unterschiedliche Farbzentren für die Absorption verantwortlich sind, werden bei Bestrahlung nur die jeweiligen Farbzentren ausgeheilt. Wir nehmen deshalb an, dass für andere Wellenlängen nach der Ausdiffusion des Wasserstoffs noch Farbzentren entstehen können. Eine Faser wird vermutlich erst dann für alle Wellenlängen tauglich, wenn man sie nach der Wasserstoffladung mit allen gewünschten Wellenlängen bestrahlt.

3 Bearbeiten und Konfektionieren der Faser

In diesem Kapitel wird beschrieben, wie wir Fasern bearbeiten, damit sie für die Arbeit mit UV-Licht verwendbar werden. Die Faser wird in Stecker geklebt, damit sie reproduzierbar in dafür vorgesehene Halterungen geschraubt werden können. Die Handhabung wird dadurch sehr einfach. Die Konfektionierung ist für so kurze Wellenlängen nicht die selbe wie für höhere im sichtbaren und infraroten Bereich, deshalb widmen wir ihr ein eigenes Kapitel.

Wir stellen die Glasfasern nicht selbst her, sondern bearbeiten kommerziell erhältliche PCF Fasern der Firma NKT. Geliefert wird die blanke Faser, nur mit Acrylat-Beschichtung zum Schutz, ohne weitere Verarbeitung. Die Löcher der PCF-Struktur sind am Ende offen. Die blanke Faser ist schwierig zu handhaben, da die Faser leicht brechen kann. In diesem Zustand kann man die Faser sofort für Wellenlängen im optischen wie auch im infraroten Wellenlängenbereich bis 1800 nm verwenden. Für die Nutzung mit UV-Licht müssen wir die Faser jedoch zuerst mit Wasserstoff laden und mit UV-Licht bestrahlen, um die Farbzentren auszuheilen. Nach dem Ausheilen wird die Faser konfektioniert. Da kurze Wellenlängen viel empfindlicher gegen Bewegung und Verbiegungen der Faser sind, müssen die Faserenden anders eingeklebt werden, als bei größeren Wellenlängen. Darauf wird in Abschnitt 3.3 eingegangen.

Das Verfahren der Faserkonfektionierung für UV-Licht wurde von Yves Colombe am NIST entwickelt und wird in folgenden Schritten realisiert:

1. Kollabierung: Schmelzen der Lochstruktur
2. Kontrolliertes Spalten der Faser im kollabiertem Bereich

3. Einkleben in zwei Führungsröhrchen aus Stahl und Polyamid
4. Ummantelung mit einer Hülle aus Aramidfasern (Kevlar) und Plastik zum Schutz der Faser
5. Einkleben in einen Konnektor
6. Polieren der Faserenden

3.1 Wasserstoffladung

Wie in Abschnitt 2.7.2 beschrieben, reagieren Wasserstoffatome mit den Farbzentren bei Bestrahlung mit UV Licht zu nicht absorbierenden Verbindungen. Deshalb laden wir vor der weiteren Bearbeitung die Faser mit (molekularem) Wasserstoff.

Aufgrund seiner geringen Molekülgröße kann der Wasserstoff schnell durch die SiO_2 -Struktur diffundieren. Die Faser wird zum Wasserstoffladen einfach 3 Wochen in eine Kammer gefüllt mit Wasserstoffgas unter einem Druck von 200bar bei Raumtemperatur gelagert. Nach dieser Zeit hat sich in der Faser eine Sättigung der Wasserstoffkonzentration eingestellt. Mit der Entnahme aus der Kammer beginnt sofort wieder die Diffusion des Wasserstoffs aus der Faser heraus. Die Diffusion kann jedoch durch Kühlen auf $-25^{\circ}C$ um das vierfache verlangsamt werden, bei $-80^{\circ}C$ kommt die Diffusion komplett zum Erliegen. Die Enden müssen sofort verschlossen werden, was schnelles Ausgasen aus den Löchern heraus verhindert. Trotz allem darf man nicht zu lange mit der weiteren Verarbeitung warten, damit die Wasserstoffkonzentration nicht zu gering wird. Wie hoch die genaue Konzentration sein muss, ist uns nicht bekannt, jedoch haben wir Versuche mit verschiedenen stark geladenen Fasern gemacht und große Unterschiede in Transmission und Beständigkeit gemessen.

Die Ladung mit Wasserstoff wurde nicht von uns selbst vorgenommen sondern von externen Firmen. Die erste Ladung führte die deutsche Firma AOS-Advanced Optics Solutions GmbH durch. Die Faser war 4 Wochen bei 200bar und $25^{\circ}C$ in der Kammer. Zu uns zurückgesendet wurde sie über Nacht mit Kühllakkus verpackt. Diese Firma konnte aus gesetzlichen Gründen nur die nackte Faser laden, keine fertig konfektionierten.

Die französische Firma iXFiber war bereit, fertig verarbeitete Fasern zu laden. Die Ladung fand bei einem Druck von 100 bar und einer Temperatur von $60^{\circ}C$ statt und sollte laut Firma nur zwei Wochen dauern. Auch in diesem Fall wurde die Faser nach der Ladung mit Kühllakkus zu uns zurück gesendet. In unseren Versuchen zeigte sich jedoch, dass diese Fasern offensichtlich eine niedrigere Konzentration an Wasserstoff enthielten. Das Verhalten der Faser wird im Experiment in Abschnitt 4.5 genauer beschrieben.

3.2 Kollabierung

An den Enden muss die Faser verschlossen werden, da sonst Verunreinigungen in die Löcher eindringen können, zum Beispiel Lösungsmittel beim Reinigen der Faserendflächen oder Wasser vermischt mit Glasresten, welche beim Polieren der Faser entstehen. Dieses Verschließen geschieht durch Schmelzen der Faser, wodurch sich der gesamte Durchmesser der Faser minimal verändert. Der Prozess wird Kollabierung genannt. Durch das Kollabieren der Faser kann an der Stelle kein Licht mehr geführt werden, da der dazu nöti-

ge Brechungsindex-Unterschied nicht mehr gegeben ist. Die Strecke, über welche kollabiert wird, darf deshalb nicht zu lang sein. Das Festkleben der Faser in einen Stecker wird jedoch um so schwieriger, je kürzer die Strecke wird. Es muss deshalb ein guter Mittelweg gefunden werden. Im folgenden Abschnitt wird beschrieben, wie wir die Kollabierung vorgenommen haben.

3.2.1 Kollabierung mit einem Filament-Spleißgerät

Der Schmelzpunkt von Quarzglas liegt bei etwa 1700°C . Diese Temperatur muss am zu kollabierenden Ort exakt angelegt werden. Ist die Temperatur über eine zu große Strecke erhöht, schmilzt mehr als gewünscht und die Faser kann sich verbiegen.

Da sehr genau gearbeitet werden und das Ergebnis reproduzierbar sein muss, verwenden wir für diesen Schritt ein sogenanntes Faser-Spleißgerät. Mit Spleißgeräten werden normalerweise zwei Glasfasern miteinander verbunden. Es gibt verschiedene Arten von Geräten. Sie unterscheiden sich in der Art der Temperaturentwicklung. In unserem Fall handelt es sich um einen Filament-Spleißer. Dabei wird ein Filament, ein schmaler Wolframdraht in Form eines Ω , mit Strom durchflossen. Durch den Strom erhitzt sich der Draht stark. Das Filament wird dabei mit Argongas umströmt, um ein Durchbrennen zu verhindern.



Die Glasfaser wird in der Mitte des Filaments platziert, damit sie von allen Seiten annähernd die gleiche Temperatur erfährt.

Wir verwenden einen Spleißgerät der Firma Vytran, das die genaue Platzierung der Faser ermöglicht, und gleichzeitig über eine Kamera ermöglicht, die Faser stark vergrößert aufzunehmen. In Abbildung 9 ist eine Aufnahme einer Faser ohne Acrylat-Beschichtung zu sehen, bevor (a) und nachdem sie kollabiert wurde (b).



(a)



(b)

Abbildung 9: Faser ohne Mantel, mit der Kamera unseres Filament-Spleißgeräts aufgenommen. (a) Unbearbeitete Faser, die Lochstruktur in der Mitte der Faser ist gut erkennbar; (b) Kollabierte Faser.

Es stellte sich als schwierig heraus beim Kollabieren die richtigen Parameter des Heizvorgangs, Temperatur und Dauer, zu finden. Unser Spleißgerät gibt die Temperatur nicht an, es

kann nur der Strom durch das Filament verändert werden. Wir wissen also nicht, wie hoch die genaue Temperatur beim Kollabieren ist.

Die Faser muss an der kollabierten Stelle gebrochen, danach in einen Konnektor geklebt und am Schluss poliert werden. Bei zu kurzer kollabierter Strecke kann es passieren, dass zu tief poliert wird und man die Lochstruktur erreicht. Ist die Region jedoch zu lang, so divergiert der Laserstrahl zu stark. Dort wo die Lochstruktur geschmolzen ist, wird das Licht nicht mehr geführt. In Abbildung 10 ist zu sehen, wie Licht am Beginn des kollabierten Bereichs anfängt auseinander zu laufen, was sich im vollständig kollabierten Teil noch verstärkt. Eine kollabierte Strecke von etwa $300\ \mu\text{m}$ hat sich als guter Kompromiss erwiesen.

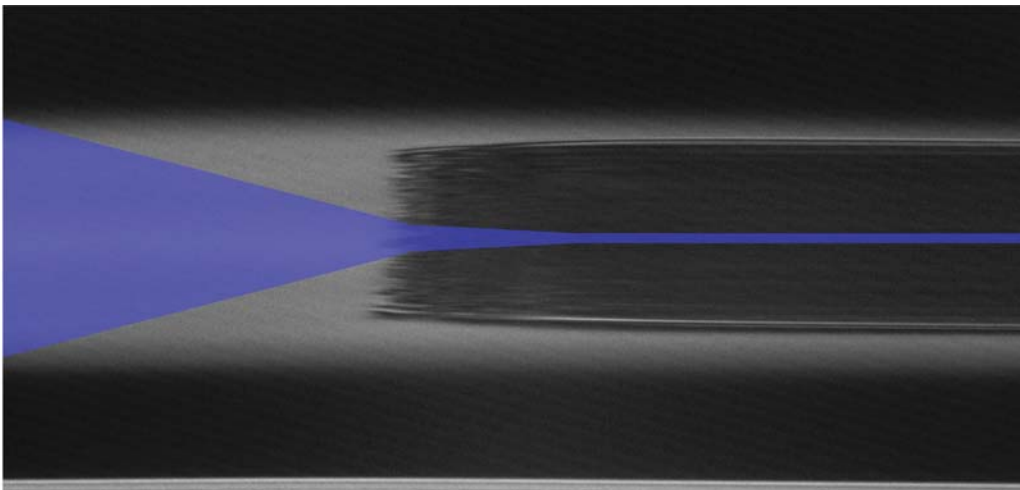


Abbildung 10: Der Übergang von der Lochstruktur zur kollabierten Faser ist nicht abrupt, sondern geschieht über kurze Strecke (etwa $30\ \mu\text{m}$). In dieser Region beginnt das Licht schon auseinander zu laufen. Im vollständig kollabierten Teil ist die Lichtführung nicht mehr gegeben, der Strahl läuft stark auseinander. Im Bild ist die Divergenz übertrieben dargestellt.

Zum Kollabieren wird die Acrylat-Beschichtung im zu kollabierenden Bereich entfernt. Das Spleiß-Gerät hält die Faser jedoch an einer Stelle an der die Beschichtung noch vorhanden ist. Unsere Faser ist dicker als Standardfasern. Mit der Acrylat-Beschichtung hat sie einen Durchmesser von $380\ \mu\text{m}$ im Gegensatz zu den meisten Stufenindex-Fasern mit $200\ \mu\text{m}$. Da die Führung der Faser durch das Filament nicht auf diesen Durchmesser ausgelegt ist, kann die Faser nicht reproduzierbar gehalten werden. Insbesondere wird die Faser nicht immer genau in der Mitte des Filaments zentriert und die Temperatur wird nicht gleichmäßig verteilt. Im Extremfall kann die Faser das Filament berühren, was sie zum Durchschmelzen bringen würde und sogar das Filament zerstören könnte. Um dies zu vermeiden mussten wir die Faser von Hand mit einer Pinzette nachjustieren, so dass sie sich zentrisch im Filament befindet.

Die ersten Versuche zur Kollabierung machten wir mit einer ungeladenen Faser. Die Löcher schmelzen bei einer Leistung von $22\ \text{W}$ und einer Heizdauer von $2\ \text{s}$. Die Temperatur bei dieser Leistung sollte in etwa 1700°C betragen. Längere Impulse sind ungünstig, die Faser wird zu weich und verbiegt sich unter ihrem eigenen Gewicht. Dies ist in Abbildung 11 zu sehen. Die Kollabierung wird deshalb über mehrere Heizimpulse zu je $2\ \text{Sekunden}$ durchgeführt.

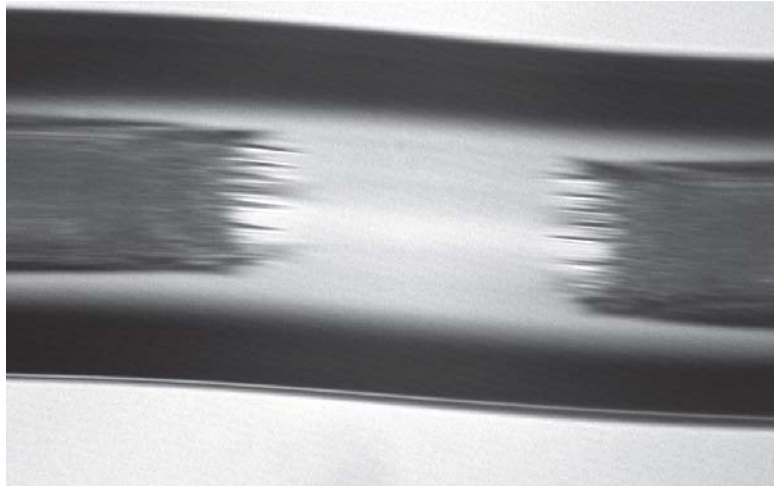


Abbildung 11: Verbogene Faser nach zu langem Heizimpuls

Mit der ungeladenen Faser funktionierte die Kollabierung problemlos und schnell, und mit der Justierung von Hand auch mit gleich bleibenden Resultaten. Wir gingen davon aus, dass sich die mit Wasserstoff geladene Faser gleich verhält, was sich jedoch als falsch herausstellte. Tatsächlich verändern Wasserstoffmoleküle die Glasstruktur, so wird zum Beispiel die Dichte des Glases geringer, wenn UV-Licht eingestrahlt wird [18].

3.2.2 Veränderung der Glaseigenschaften mit Wasserstoff

Nach Erhalt der geladenen Faser von AOS haben wir sofort mit der Kollabierung der Enden begonnen, um die Diffusion des Wasserstoffs aus der Faser zu verlangsamen. Wir versuchten wie zuvor bei 22 W und 2 s zu kollabieren. Bei diesen Parametern ist die Faser gleich beim ersten Versuch geschmolzen. Ungünstigerweise blieb dabei ein Tropfen Glas am Filament kleben. Das stellte uns vorerst vor ein massives Problem, da die Temperatur so nicht mehr homogen verteilt wurde. Der Versuch, das Glas mit einer Nadel zu lösen, war nicht erfolgreich. Durch Erhöhung der Leistung auf 24 W konnten wir das Glas herunterdampfen, wodurch das Filament jedoch sehr beansprucht wurde. Wir mussten öfter Glas vom Filament auf diese Art entfernen, deshalb ist es nach einiger Zeit am Rand durchgebrannt. Wir mussten schnell die richtigen Parameter für die geladene Faser finden, da die Erneuerung des Filaments sehr kostspielig ist.

Als weiterer Effekt beim Kollabieren haben sich in den Röhrchen kleine Blasen gebildet, die sich bei weiterer Erhitzung vergrößert haben und bis zum Brechen der Faser geführt haben. In den Abbildungen 12 (a)-(d) ist der Verlauf der Blasenbildung nach einer verschiedenen Anzahl von Spleißvorgängen zu sehen.

Unsere erste Annahme war, dass sich Wasserstoff beim Erhitzen aus dem Glas löst und sich nicht schnell genug durch die Löcher bewegen kann. Der Druck wird dann zu hoch und wegen des niedrigeren Schmelzpunkts bläst sich die weiche Faser auf. Unsere Idee dies zu verhindern war, zuerst bei niedrigeren Temperaturen anzufangen und langsam zu erhöhen, um den Wasserstoff langsam aus dem Glas zu lösen. Das Gas wird dann langsam aus den

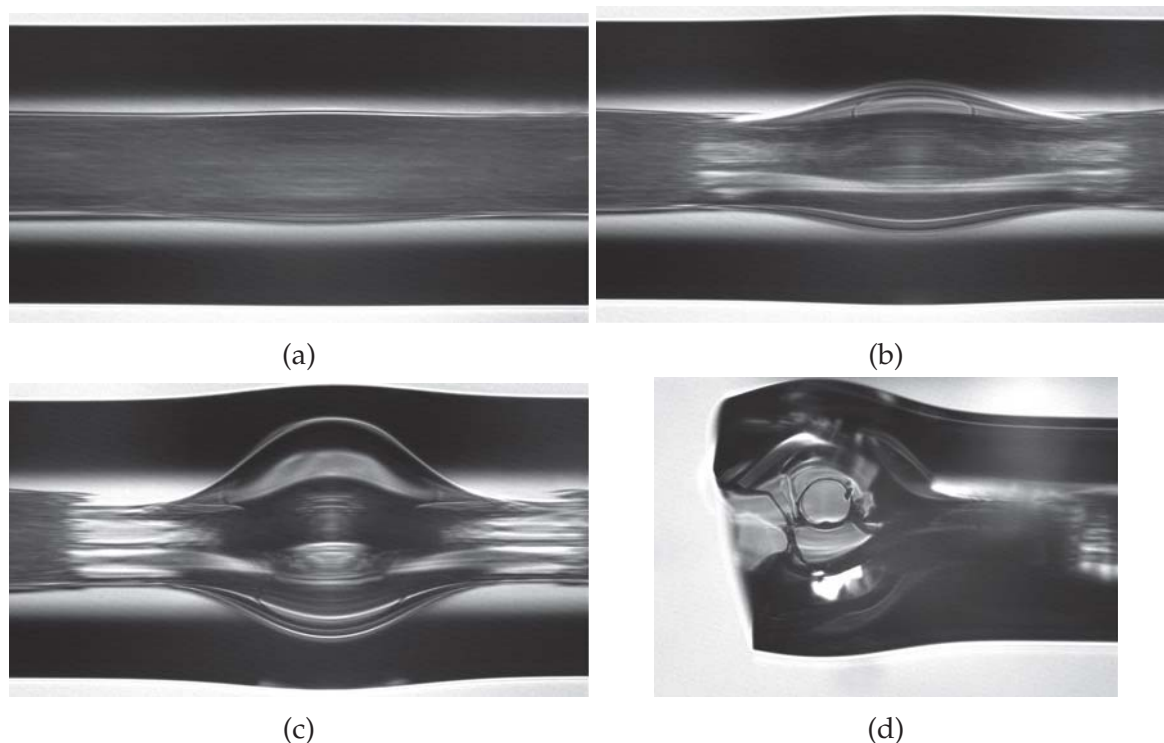


Abbildung 12: Verschiedene Stadien der Bildung von Blasen beim Kollabieren der wasserstoffgeladenen Faser: (a) Faser nach dem ersten Spleißvorgang bei 18 W: Es beginnen sich in mehreren Röhrchen die ersten Blasen zu bilden. Einige Röhrchen scheinen schon kollabiert zu sein. (b) Nach dem dritten Impuls haben sich die Blasen stark vergrößert. (c) Nach dem fünften Spleißvorgang bei 18 W haben die Blasen schon mehr als den Durchmesser des Bereiches mit der Lochstruktur erreicht. Es ist gut erkennbar, dass einige Röhrchen ganz geschmolzen sind. (d) Einem weitere Erhitzen hat die Faser nicht mehr stand gehalten und ist auseinander gebrochen.

Röhrchen gepresst und der Druck wird nie zu hoch. Diese Methode funktionierte jedoch nicht immer mit gleichem Erfolg. Wir untersuchten deshalb die Blasen genauer mit einem Mikroskop. In Abbildung 13 ist ein Stück Faser mit mehreren Blasen an einer kollabierten Stelle zu sehen.

In Abbildung 13b ist zu sehen, dass sich in einigen Röhrchen feste Stoffe abgelagert haben. Diese verstopfen die Röhrchen und verhindern so, dass sich Gas über größere Strecken verteilen kann. In Abbildung 14 ist dieser Teil vergrößert gezeigt.

Die Ablagerungen stammen offensichtlich nicht von Wasserstoff, da sich dieser nur in Form von Gas in den Hohlräumen der Faser befindet, sondern mussten also von außen in die Faser gelangt sein. Wir verwenden mit Aceton und Isopropanol getränkte Tücher zur Reinigung der Fasern. Wird das Tuch zu langsam am Ende der Faser vorbei geführt, kann Lösungsmittel in die Löcher gesogen werden. Wird die Faser dann erhitzt, verdampft der Großteil des Lösungsmittels. Gelöste Ablagerungen bleiben jedoch in fester Form übrig.

Um zu testen, wie sie sich danach verhalten, haben wir nicht kollabierte Faserenden absichtlich mit Aceton länger in Berührung gebracht. Tatsächlich traten immer dieselben Ergebnisse auf. Sogar ungeladene Fasern bildeten Blasen, wenn sich genug Aceton in den Löchern befand. Wir sind erst nach der Wasserstoffladung darauf gestoßen, weil das Glas schneller geschmolzen ist und deshalb bei niedrigerem Druck begonnen hat, sich auszudehnen.

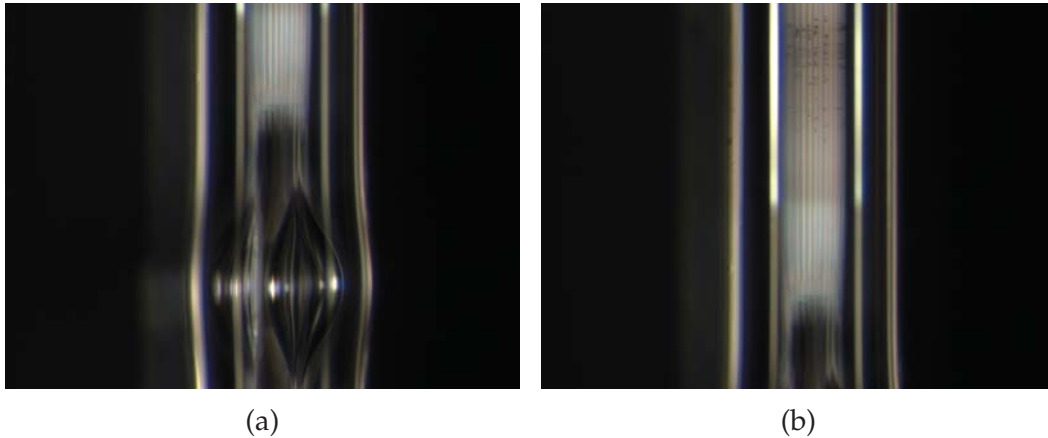


Abbildung 13: Eine wasserstoffgeladene Faser nach einem Kollabierversuch. (a) Während des Heizvorgangs haben sich verschieden große Blasen gebildet. Zur genauen Untersuchung wurden mit einem Mikroskop Fotos aufgenommen. In Bild (b) sieht man dieselbe Faser etwa $300\ \mu\text{m}$ verschoben. Es sind Verunreinigungen in den Röhren zu sehen.

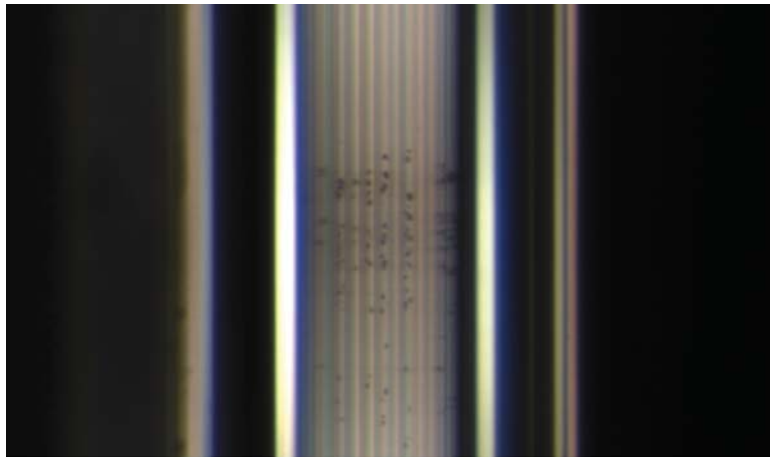


Abbildung 14: Ausschnitt einer Faser $300\ \mu\text{m}$ vor gebildeten Bläschen. In den meisten Röhren befinden sich Ablagerungen verschiedener Ausdehnung. Einige Röhren sind zum Teil oder ganz geschlossen.

Unser Ansatz beim Kollabieren mit niedrigeren Temperaturen zu starten und in mehreren Schritten zu erhöhen, ist trotzdem anwendbar, da er gleichermaßen für Wasserstoff und Aceton gilt. Die optimalen Parameter für unser Spleißgerät sind zu Beginn $14\ \text{W}$ Leistung und $3\ \text{s}$ Dauer. Die Leistung wird dann je ein Watt erhöht, bis die Löcher bei $18\ \text{W}$ kollabieren. Blasenbildung kann verhindert werden, wenn man genau darauf achtet, dass möglichst wenig Aceton in die Faser gesogen wird und die Temperatur beim Kollabieren langsam in kleinen Schritten erhöht wird.

3.3 Konfektionierung

3.3.1 Spalten der Faser

Nachdem die Faser kollabiert wurde, muss sie, wie schon erwähnt, an dieser Stelle gezielt gespalten werden, damit sie an der richtigen Stelle in den Konnektor geklebt und poliert werden kann. Wir verwenden einen sogenannten Fasercleaver. Die Faser wird in zwei Klammern geklemmt und mit leichtem Zug unter Spannung gesetzt. Dann wird eine Klinge von der Seite an die Faser gedrückt, welche sich mit einer Frequenz im Ultraschallbereich vor und zurück bewegt. Es breitet sich eine Schallwelle von dem Berührungspunkt durch die Faser aus und sie bricht in einer planen Fläche. In Abbildung 15 ist ein kollabiertes Faserende zu sehen, welches so gespalten wurde.

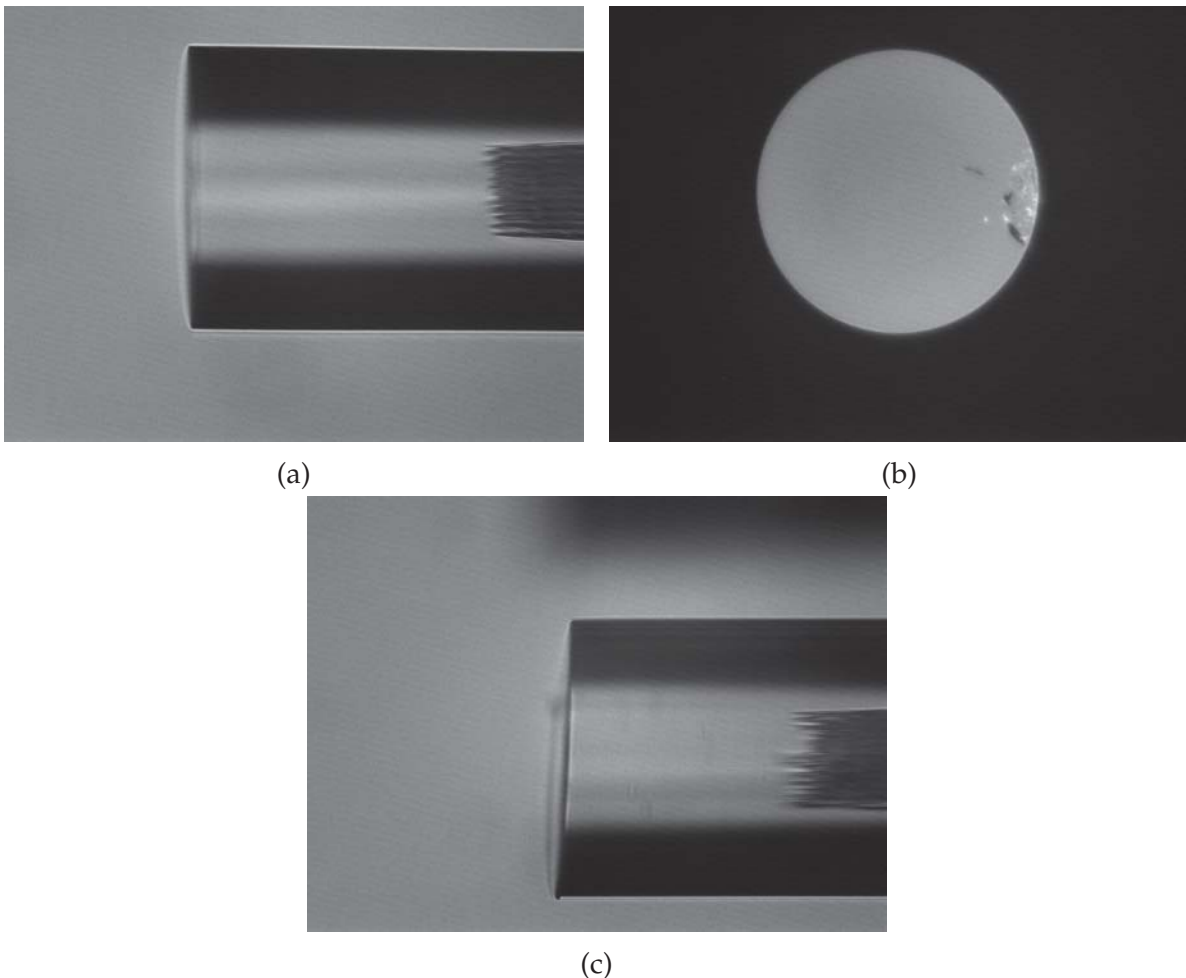


Abbildung 15: Kollabierte Faserenden: (a) Ansicht von der Seite, ohne Winkel gespalten; (b) Ansicht von vorne auf das Ende, an der Seite sind Glasreste zu sehen, welche nach dem Spalten an der Oberfläche haften blieben; (c) Faser mit Winkel gespalten: der Winkel ist zufällig, er hängt von der Torsion beim Einklemmen der Faser ab. Bei unserem Cleaver ist die Torsion nicht einstellbar.

In unserem Fall ist es egal, ob das Ende mit oder ohne Winkel gespalten wird. Am Ende wird die Faser mit Winkel poliert. Spannt man die Faser mit einer leichten Torsion in den Cleaver ein, bricht sie unter einem Winkel (Abbildung 15c). Dies kann von Vorteil sein, besonders

wenn die Faser nicht poliert wird.

3.3.2 Befestigung in Faserführung

Glasfasern werden in sogenannte Konnektoren geklebt, damit ihr Ende nicht frei liegt, sondern geschützt ist. Die Konnektoren können in Halterungen oder Kollimatoren geschraubt und so stabil befestigt werden. Abbildung 16 zeigt den Aufbau eines Konnektors. Die Glasfaser wird von hinten in den Konnektor eingebracht und von der Keramikferule genau im Zentrum bis zum Anfang des Konnektors geführt. Die Bohrung der Ferule ist genau auf den Durchmesser der Faser angepasst.

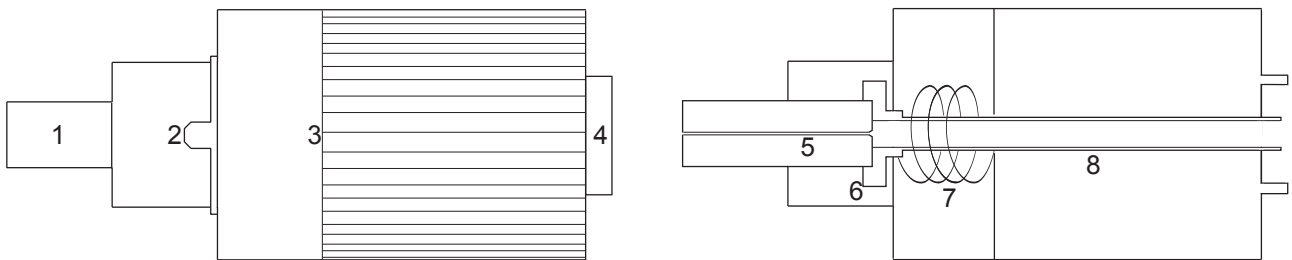


Abbildung 16: Aufbau eines PC-Konnektors (Physical-Contact Konnektor): 1) Keramik-Ferule, an welcher die Faser festgeklebt wird 2) Edelstahlzylinder mit Positionierer, um den Konnektor immer am selben Ort im Kollimator zu befestigen 3) äußere Stahlhülle mit Gewinde, zum Befestigen 4) Endzylinder des Konnektors, an dem der Plastikmantel zum Schutz der Faser befestigt wird 5) Bohrung des Konnektors mit Durchmesser der Glasfaser ohne Acrylatbeschichtung 6) Metallbefestigung der Ferule mit dem restlichen Konnektor 7) Feder, damit sich die Ferule beim Eindrehen in den Kollimator zurückbewegen kann 8) inneres Metallrohr, in dem die Faser aus dem Konnektor geführt wird.

Bei Anwendungen im sichtbaren und infraroten Bereich wird das Faserende einfach in die Ferule geklebt. Dazu gibt man den Klebstoff auf das Ende und schiebt die Faser durch die Ferule. Der Klebstoff verteilt sich so gleichmäßig in der ganzen Ferule. An beiden Enden tritt der Klebstoff aus der Bohrung heraus und verteilt sich um die Faser auf der Oberfläche der Ferule. Bei dieser Methode wissen wir jedoch nicht, was mit der Faser innerhalb des Konnektors geschieht. Die Faser könnte sich verbiegen, unter Spannungen stehen und mehrere Kurven machen, wie in Abbildung 17 dargestellt ist.

Im Fall von größeren Wellenlängen stellt dies kein Problem dar, es kann trotzdem Licht gut eingekoppelt werden. Licht mit kurzer Wellenlänge im UV-Bereich wird jedoch an der Biegung aus dem Kern hinaus gestreut, die Grundmode kann deshalb nicht geführt werden. Die Faser muss anders befestigt werden, um einen ungekrümmten Verlauf zu garantieren. Der im Folgenden beschriebene Aufbau wurde von Yves Colombe speziell für UV-Fasern entwickelt.

In Abbildung 18a und 18b ist die Art der Befestigung im Konnektor gezeigt. Das Festkleben der Faser an der Ferule muss von vorne geschehen, da man den Faserverlauf im Inneren nicht kontrollieren kann. Das Festkleben in der Ferule ist der letzte Schritt. Wir müssen zunächst die Faser weiter hinten mit dem Führungsrohr des Konnektors verbinden, damit sie nicht gegen die Ferule Druck ausüben kann. Aus diesem Grund müssen wir die Faser mit zwei Führungsrohrchen versehen, um sie zentriert ohne Spannung in die Ferule einführen

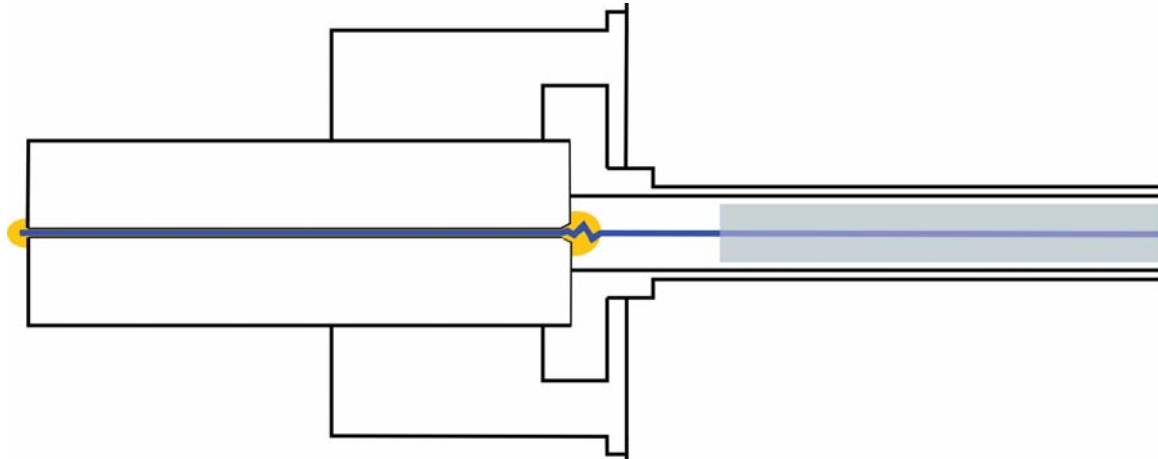


Abbildung 17: Bauweise einer Faser für Licht im sichtbaren und infraroten Bereich: am hinteren Ende der Ferule ist die Faser nicht geführt, sie kann sich verbiegen und beim Aushärten des Klebstoffes diese Form beibehalten.

zu können.

Die Faser wird über drei Stufen mit dem inneren Metallrohr des Konnektors verbunden:

- Zuerst wird die Faser mit einem 40 mm langen Polyimidröhrchen geführt
- Dieses wird in ein 40 mm langes Edelstahlröhrchen geklebt
- Erst das Edelstahlröhrchen wird mit dem Führungsrohr des Konnektors verbunden

Das Stahlröhrchen bietet einen guten Schutz der Faser vor äußeren Kräften im Übergangsbereich zwischen Konnektor und einem Schutzmantel, der um den freien Teil der Faser angebracht wird. Das elastische Polyimidröhrchen wird verwendet, um die Faser spannungsfrei zu befestigen. Dazu verwenden wir den Klebstoff „DYMAX 9008“. Es ist ein spannungsarmer Klebstoff, der gut an der Acrylatbeschichtung der Faser und dem Polyimid haftet und unter Bestrahlung mit UV-Licht aushärtet. Das Polyimidrohr wird wiederum mit „Epotek OG198-55“ im Stahlröhrchen befestigt. Dieser Klebstoff ist teilweise UV-härtend und verbindet gut das Stahl- mit dem Polyimidröhrchen. Innerhalb des Rohrs härtet er durch eine hohe Temperatur (100°C) aus. Wir verwenden als Stahlröhrchen die Nadeln von „Jensen-Global“-Flaschenverschlüssen. Mit dem Epotek Klebstoff wird zuletzt dieses Stahlröhrchen in das innere Stahlrohr des Konnektors geklebt.

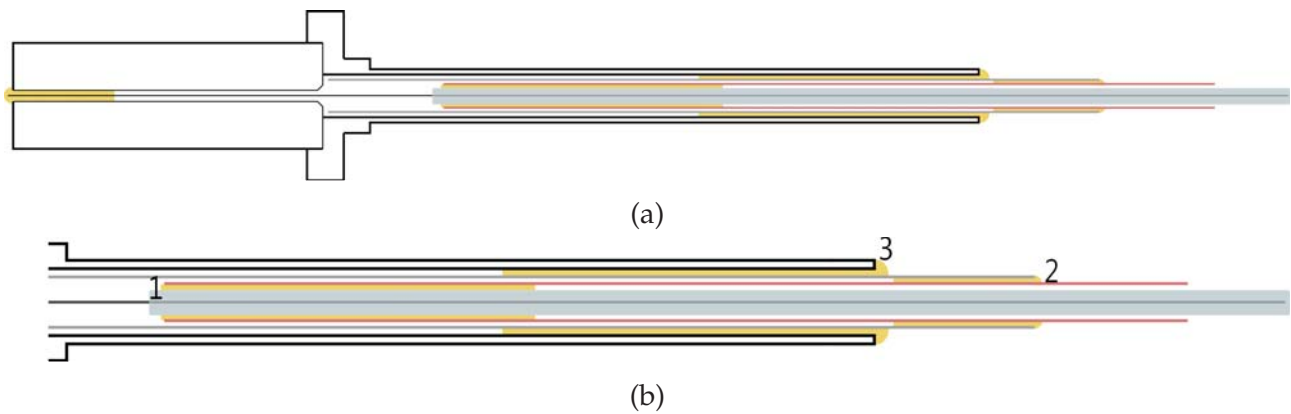


Abbildung 18: Klebestellen im Konnektor: In Bild (a) sind alle Punkte, an denen die Faser befestigt ist, gezeigt. Direkt mit dem Konnektor ist die Faser nur ganz vorne in der Ferule verklebt. Im hinteren Teil des Konnektors wird die Faser in einem Polyimidröhrchen (1) geführt, das mit einem ersten Metallröhrchen (2) verklebt ist, und schließlich bei (3) mit dem Metallrohr des Konnektors verbunden wird.

Genauere Positionierung der Faser und Anbringung der Klebstoffe

Im folgenden Absatz wird die genaue Prozedur des Verklebens der Faser mit den Röhrchen beschrieben:

Bevor die verschiedenen Klebstoffe zum Einsatz kommen, werden Markierungen für die genaue Platzierung im Konnektor auf den verwendeten Teilen angebracht. Zwei 40 mm lange Polyimid- und Stahlröhrchen werden wie in Abbildung 19 gezeigt um 5 mm versetzt nebeneinander gelegt. Das Polyimidröhrchen wird am Ende des Stahlrohrs mit einer Markierung versehen.

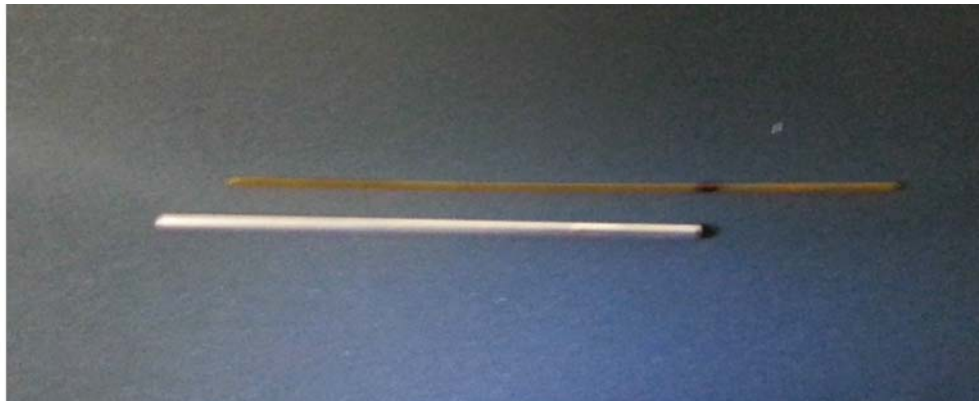


Abbildung 19: Markierung des Polyamidröhrchens: damit es nicht an die Ferule stößt wird es 5 mm hinter dem Stahlröhrchen platziert.

Als nächster Schritt wird die Faser in das Polyimidröhrchen und darüber das Stahlröhrchen geschoben und in den Konnektor geführt. Das Faserende soll etwa 1 mm aus der Ferule heraus stehen (Abbildung 20a). Das Metallröhrchen wird so weit nach vorne geschoben, bis es an der Ferule anstößt, während das Polyimidrohr ganz aus dem Metallrohr gezogen wird. Nun wird das Metallröhrchen an der Stelle markiert, an der es aus dem Konnektor tritt (Abbildung 20b). Auf die Glasfaser wird auch eine Markierung angebracht, direkt an

der Stelle an der sie aus dem Metallröhrchen kommt (Abbildung 20c). Nun kann die Faser samt Röhrchen wieder aus dem Konnektor gezogen werden.

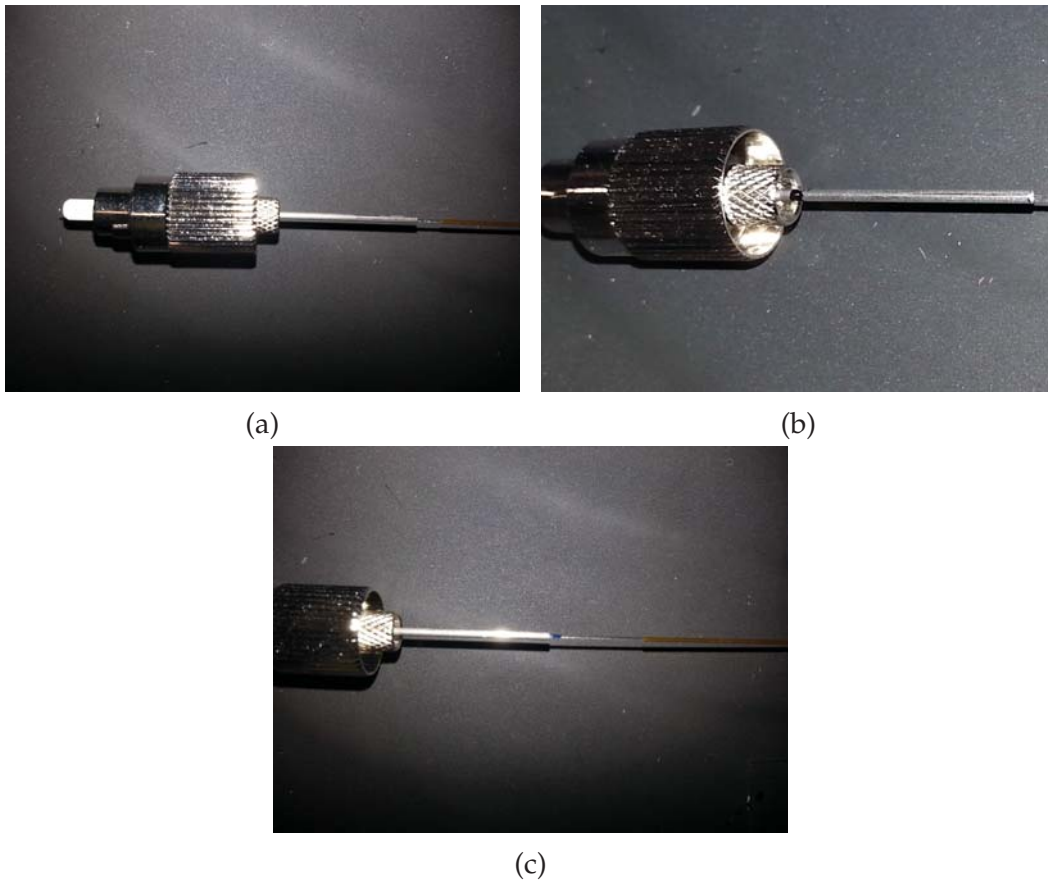


Abbildung 20: Anbringung der Markierungen für die weitere Verklebung: Als erstes werden Faser und Metallröhrchen in den Konnektor geschoben (Bild a), so dass die Faser etwa 1mm aus der Ferule schaut. Dann werden sowohl Metallrohr (b) als auch Faser (c) markiert.

Das Stahlröhrchen wird wieder abgenommen und das Polyimidröhrchen zur markierten Stelle auf der Faser geschoben, so dass sich die beiden Markierungen überlappen (Abbildung 21). Die Faser wird dann am Ende des Polyamidrohres markiert, da die andere Markierung durch den Klebstoff verwischt werden kann.

Jetzt kann die Faser eingeklebt werden. Dazu wird die Faser nach vorne geschoben, mindestens 15 mm vor die markierte Position. Anschließend gibt man ein wenig „DYMAX 9008“ Klebstoff auf die Faser und schiebt das Rohr unter ständigem Drehen langsam zur Referenzposition. Durch die Drehung wird der Klebstoff gleichmäßig um die Faser verteilt. Nachdem die Markierung erreicht ist kann sich am Ende des Röhrchens ein größerer Tropfen Klebstoff angesammelt haben. Dieser muss unbedingt entfernt werden, da er sonst nicht ins Stahlröhrchen passt. Der Klebstoff wird danach mit einer UV-Lampe gehärtet. Das Polyimidröhrchen ist transparent genug für UV, dass nach längerem Bestrahlen (3 min) der Klebstoff im Inneren aushärten kann.

Nach Aushärten des Klebstoffes wird die Faser in das Stahlröhrchen geschoben, bis 10 mm vor dem Polyimidröhrchen. Zum Festkleben des Stahlröhrchens verwenden wir „Epotek OG198-55“. Der Klebstoff wird wieder dünn auf das Polyimidröhrchen aufgetragen und dann langsam bei stetigem Drehen in das Stahlröhrchen eingeführt. Am Ende bildet sich



Abbildung 21: Platzierung der Faser im Polyamidröhrchen: durch die zweite Markierung der Faser ist sicher gestellt, dass die richtige Position eingenommen werden kann, auch wenn die erste durch den Klebstoff ausgelöscht werden sollte.

wieder ein Tropfen, der jedoch nicht ganz entfernt werden darf, da wir einen freiliegenden Teil Klebstoff brauchen, den wir mit UV-Licht aushärten können. Der restliche Teil innerhalb des Stahlrohres wird am Schluss der Konfektionierung im Ofen ausgehärtet. Dieselbe Prozedur wird für den zweiten Konnektor am anderen Ende der Faser wiederholt. Bevor die Faser nun mit den aufgeklebten Röhrchen in die Konnektoren eingeklebt wird, wird im nächsten Schritt ein Schutzmantel um die Faser angebracht.

3.3.3 Aufbringung des Plastikmantels

Ein Mantel aus Kevlarfasern und Plastik schützt die Glasfaser vor äußeren Einflüssen. Sie ist danach robust gegen Zugkräfte, Verbiegung und Berührungen. Ein solcher Mantel besteht aus einem inneren robusten Plastikrohr umgeben von Kevlarfasern, welche wiederum von einem weichen Plastik umgeben sind. Die Glasfaser kann einfach durch den Schutzmantel durch geschoben werden. Es muss nur vorher ein Stück Polyimidröhrchen über das Faserende gegeben werden, um ein Abbrechen zu verhindern. Die Länge des Mantels muss zuvor genau gemessen werden. Das innere Plastikrohr des Mantels muss an beiden Konnektoren 5mm über das Metallröhrchen reichen. Plastik- und Metallrohr werden mit „DYMAX OP-24-Rev-B“ zusammengeklebt. Die Aufbringung des Klebstoffes muss auf beiden Seiten geschehen, bevor eine Seite ausgehärtet wird, da die Faser danach nicht mehr vor und zurück bewegt werden kann. Erst wenn er beidseitig aufgebracht ist, sollte der Klebstoff mit UV-Licht ausgehärtet werden.

3.3.4 Einkleben der Faser im Konnektor

Als Konnektoren verwenden wir FC/PC Multimoden Stecker der Firma „Thorlabs“, mit einem Bohrungsdurchmesser der Ferule von $230\ \mu\text{m}$. Es sind keine Konnektoren mit vorpolierten Winkeln (FC/APC) in diesem Durchmesser erhältlich, deshalb müssen wir sie erst polieren. Die Ferulen müssen vor dem Einkleben der Faser poliert werden. Wenn die Faser schon eingeklebt ist, besteht die Gefahr, dass zu tief poliert und durch größere Kera-

mikstücke die Faser zerstört wird. Ein zusätzliches Metallrohr mit 5 mm Durchmesser muss über die Faser gegeben werden, bevor sie in dem Konnektor befestigt wird. Es wird mit dem äußeren Metallzylinder des Konnektors verklebt. Er kann dadurch besser gegriffen werden und die Faser hat mehr Stabilität im Übergang zwischen Konnektor und Plastikmantel. Dieses Metallrohr sollte nicht zu lange sein, da sonst das Gewicht zu hoch wird. 4 cm sind optimal. Das Rohr wird vorerst nicht befestigt. Es muss vor dem Verkleben über die Faser gebracht werden, da es nicht über den Konnektor passt und deshalb im nach hinein nicht geschehen kann. Der Klebstoff für die Befestigung des Faserendes mit der Ferule und vom dünnen Metallröhrchen mit dem inneren Metallrohr des Konnektors wird in einem Schritt aufgebracht. Erst wenn an beiden Stellen Klebstoff und die Faser am richtigen Platz ist, dürfen die Klebstoffe ausgehärtet werden, da die Faser sonst nicht an die richtige Stelle gebracht werden kann. Die Faser wird mit „Epo-Tek OD2002“ in die Ferule geklebt. Sie wird ganz in die Ferule geschoben bis das Metallröhrchen an der Ferule ansteht. „Epo-Tek OD2002“ wird auf das Faserende aufgetragen und dann das Metallröhrchen etwa 5mm aus dem Konnektor heraus gezogen. Die Metallröhrchen des Konnektors und der Faser werden mit „Epo-tek OG198-55“ verbunden. Man muss hier darauf achten, dass das Führungsröhrchen nicht an den Endzylinder des Konnektors geklebt wird, da die Ferule dann nicht mehr gefedert wird. Das Metallröhrchen wird nun wieder bis zum Anschlag auf die Ferule geschoben. Das Faserende sollte nun etwa 100 μm aus der Ferule ragen. Der überschüssige Klebstoff kann mit einem Tuch von der Ferule gewischt werden. Jetzt muss kontrolliert werden, ob nur der kollabierte Bereich der Faser aus der Ferule tritt. Ist dies nicht der Fall, muss sie in die Ferule zurück gezogen werden, bis nur der kollabierte Bereich sichtbar ist. Der „Epotek OG198-55“ Klebstoff wird dann vorsichtig mit der UV-Lampe gehärtet. Dabei ist darauf zu achten, dass sich die Faser in der Ferule nicht mehr bewegt. Der „Epo-Tek OD2002“ Klebstoff härtet nur mit Wärme aus und nicht mit UV-Licht. Als letztes wird das Metallrohr mit dem größeren Durchmesser an den Endzylinder des Konnektors geklebt. Dazu verwenden wir einen zwei-Komponenten, der bei Raumtemperatur in 5 Minuten aushärtet. Dieses Metallrohr wird nicht mit dem Plastikmantel verbunden. Zum Vollständigen Aushärten aller Klebstoffe wird die Faser zuletzt in einem Aushärteofen bei 100°C 4 Stunden geheizt. Die Temperatur sollte nicht höher sein, da das Polyimidröhrchen schon bei 110°C schmilzt.

3.3.5 Polieren der Faser

Fertig gestellt wird die Faser mit dem Polieren der Enden. Das Faserende ist in diesem Zustand mit einer Klebstoffschicht überzogen. Dieser muss entfernt und die Faser mit einem Winkel von 9° versehen werden. Wir polieren die Fasern von Hand. Polieren mit einer Maschine ist keine große Erleichterung und die Ergebnisse sind genauso gut. Der Konnektor wird in einer Metallscheibe mit einem Winkel von 9° befestigt. Die Ferule steht unterhalb aus der Scheibe heraus. Zum Polieren verwenden wir Läppfolien mit verschiedenen Kornstärken. Die Faser wird in mehreren Schritten poliert, angefangen bei großen Kornstärken zu immer kleiner werdenden. Die gröbste Folie für den den ersten Schritt hat einen Korndurchmesser von 30 μm , dann folgen 9 μm , 6 μm , 3 μm , 1 μm , 0,5 μm und 0,2 μm . Wir verwenden „Simple Green“ als Schmiermittel, es kann aber auch einfach Wasser verwendet werden. Die Metallscheibe wird auf die Läppfolie gedrückt und in Achter-Form bewegt. Die Feder in dem Konnektor garantiert gleichmäßigen Druck der Ferule auf die Folie. Zwischen den einzelnen Polierschritten müssen Konnektor, Polierscheibe und Läppfolien immer gründlich gesäubert werden, um größere Glas- und Kornreste der Folien zu entfernen. Diese könnten

die Faser beim nächst kleineren Schritt wieder zerkratzen. Es sollte immer nur kurz poliert werden, 3 bis 4 Achter-Formen. Dazwischen wird die Faser mit einem Fasermikroskop kontrolliert. Sind keine tiefen Kratzer vom vorhergehenden Schritt mehr zu sehen, kann die nächst kleinere Korngröße verwendet werden. Ansonsten wird noch einmal bei gleicher Stärke poliert. Beim ersten Schritt mit 30 μm Kornstärke wird solange poliert, bis auf dem Ende der Ferule und der Faser kein Klebstoff mehr zu sehen ist.

Nach dem finalen Polierschritt sollte die Faser im Mikroskop betrachtet glatt und am Rand zur Ferule eine dünne Schicht Klebstoff zu sehen sein. Wenn dies der Fall ist, ist die Konfektionierung erfolgreich gewesen und die Faser ist für den Einsatz im Labor bereit.

4 Messungen

Nachdem wir die Konfektionierung mit unseren Geräten optimiert hatten und die ersten Fasern bereit zum Einsatz waren, haben wir mit den Messungen begonnen. Zuerst wollten wir wissen, wie lange die Faser ohne Wasserstoff der Beleuchtung mit 243 nm Licht stand hält. Die Einkopplung war jedoch wegen der schlechten Lasermode sehr niedrig, deshalb haben wir davor die Effizienz der Einkopplung versucht zu verbessern. Die nächsten Messungen haben wir mit geladenen Fasern gemacht. Wir bestrahlten die Fasern mit verschiedenen Leistungen, mit 307 nm und 243 nm gleichzeitig und haben den Abfall der Transmission aufgezeichnet. Zwei Fasern hatten zu geringe Konzentration an Wasserstoff und sind mit der Zeit zerstört worden. Am Ende haben wir die Absorptionskoeffizienten für beide Wellenlängen mit genügend Wasserstoff bestimmt.

4.1 Einkoppeleffizienz

Das 243 nm-Licht wird aus 970 nm mit zweimaliger Frequenzverdopplung erzeugt. Dazu verwenden wir ein kommerzielles Lasersystem² (Abbildung 22). Die Frequenzverdopplung findet im ersten Schritt von 970 nm \rightarrow 485 nm in einem BLO-Kristall und im zweiten 485 nm \rightarrow 243 nm in einem BBO-Kristall statt, der in einem Ring-Resonator platziert ist. Vor dem Resonator haben wir eine Leistung von 600 mW infrarotes Licht. Wir erhalten 200 mW 485 nm-Licht. Die Mode nach dem Kristall ist die gaußförmige TEM₀₀ Grundmode.

Für die Umwandlung von 484 nm in 243 nm erreichen wir bei 160 mW 484 nm-Licht, optimaler Einkopplung in den Resonator und richtiger Kristallposition bzw -ausrichtung 40 mW UV-Licht. Die Mode nach dem Kristall ist jedoch nicht die TEM₀₀ Grundmode. Die Intensitätsverteilung ist nicht gaußförmig, sondern weist mehrere längliche Maxima auf, wie in Abbildung 23 zu sehen ist. Nach längerer Laufzeit des Lasers waren Ablagerungen auf den Spiegeln innerhalb des zweiten Resonators und auf den Linsen nach dem Resonator zu sehen. Sowohl die Mode wurde dadurch noch weniger gaußförmig als auch die Leistung fiel auf unter 1 mW. Wir tauschten die Linsen aus und reinigten die Spiegel, die Leistung des Lasers stieg wieder auf 40 mW. Die Mode verbesserte sich, die Streifen nahmen quadratischere Form an und waren nicht mehr so länglich. Der Großteil der Leistung des Strahls wurde durch einen einzelnen Streifen transportiert. Die Streifenstruktur kommt wahrscheinlich durch den „walk-off“ des außerordentlichen Strahls im doppelbrechenden BBO-Kristall.

²Toptica TA-FHG Pro

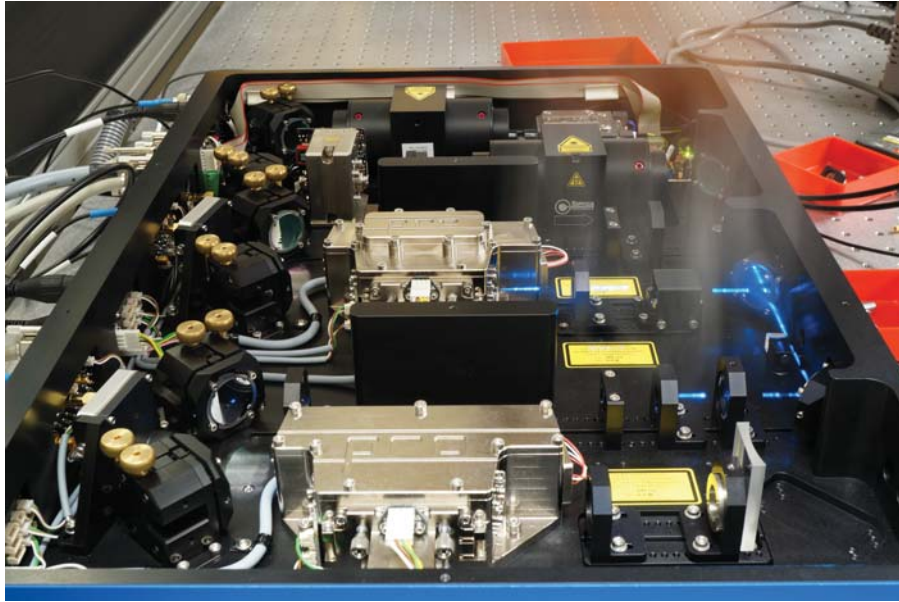
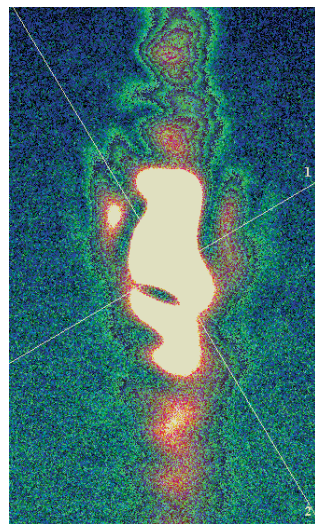


Abbildung 22: Kommerzielles Lasersystem für die erste Stufe der Rydberganregung bei 243 nm. Eine Laserdiode erzeugt infrarotes Licht bei 970 nm, welches zweimal frequenzverdoppelt wird. Am Ende erhalten wir 243 nm Licht.

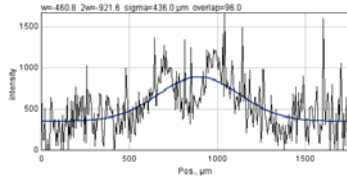


Abbildung 23: Transversales Strahlenprofil des 243 nm Lasers. Nach der Frequenzverdopplung von 484 nm auf 243 nm ist die Intensitätsverteilung nicht mehr gaußförmig und es sind mehrere streifenförmige Moden zu sehen. Das Bild wurde mit einer einfachen CCD-Kamera (Webcam) aufgenommen.

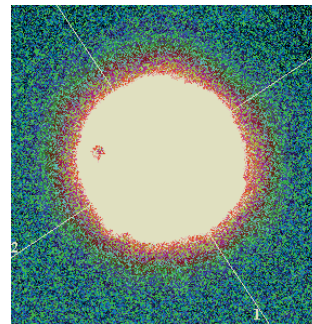
Der primäre und der konvertierte Strahl laufen zu stark auseinander und es werden dadurch mehrere UV-Strahlen erzeugt. Dieses ungewollte Strahlprofil führte zu schlechter Einkoppeleffizienz. Da wir Einzelmoden-Fasern verwenden, in denen nur die Grundmode geführt wird, können wir auch nur diese effizient in die Faser eingekoppeln. Ein Laserstrahl, der aus höheren Moden besteht, kann deshalb nicht vollständig eingekoppelt werden und wir verlieren dadurch einen großen Teil des Lichtes. Wir haben bei optimalem Aufbau - mit zwei Linsen als Teleskop, eine davon auf einem Verschiebetisch, eine Effizienz von 25 % erreicht, verlieren somit 75 % des Lichts. Nach der Faser erhalten wir eine gaußförmige Grundmode. In Abbildung 24 sind die transversalen Strahlprofile vor und nach der Faser, wie auch deren Übereinstimmung mit einer darüber gelegten Gaußkurve zu sehen. Die Einkopplungseffizienz ist deutlich höher, wenn das transversale Profil des Strahls der Grundmode entspricht. Wir haben Licht aus einer Faser mit einem Kollimator ausgekoppelt und nach 40 cm direkt mit einem weiteren Kollimator wieder in eine Faser eingekoppelt und erreichten eine Effizienz von mehr als 50 %.



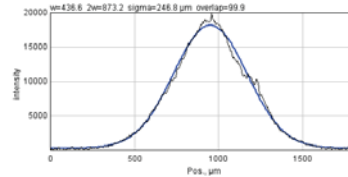
(a) Profil vor der Faser



(c) Intensitätsverteilung des Strahls



(b) Profil nach der Faser



(d) Intensitätsverteilung des Strahls

Abbildung 24: Transversales Strahlenprofil des 243 nm Lasers vor (a) und nach der Faser (b) aufgenommen³. An das Profil wurde eine Gaußkurve modelliert. Es ist gut erkennbar, dass die Intensitätsverteilung vor der Faser (Bild c) stark von der Form einer Gaußkurve abweicht. In den Bildern sind zwei Achsen eingezeichnet, auf denen das Programm die Kurven gelegt hat. Die beiden unteren Graphen entsprechen den Achsen mit der Nummer 2.

³modifizierte Kamera IDS U1-3240 ML, Fenster des CCD Chips wurde manuell entfernt

4.2 Messungen mit ungeladener Faser

Zum späteren Vergleich mit der wasserstoff-geladenen Faser galt es zuvor zu charakterisieren, wie sich die ungeladene Faser verhält. Wie schon im Abschnitt 2 erwähnt, erwarten wir bei beiden Wellenlängen zunehmende Absorptionsbanden in Folge von Farbzentrenbildung. In Abbildung 25 ist der Zeitverlauf der Transmission von 243nm Licht in einer 1 m langen Faser zu sehen.

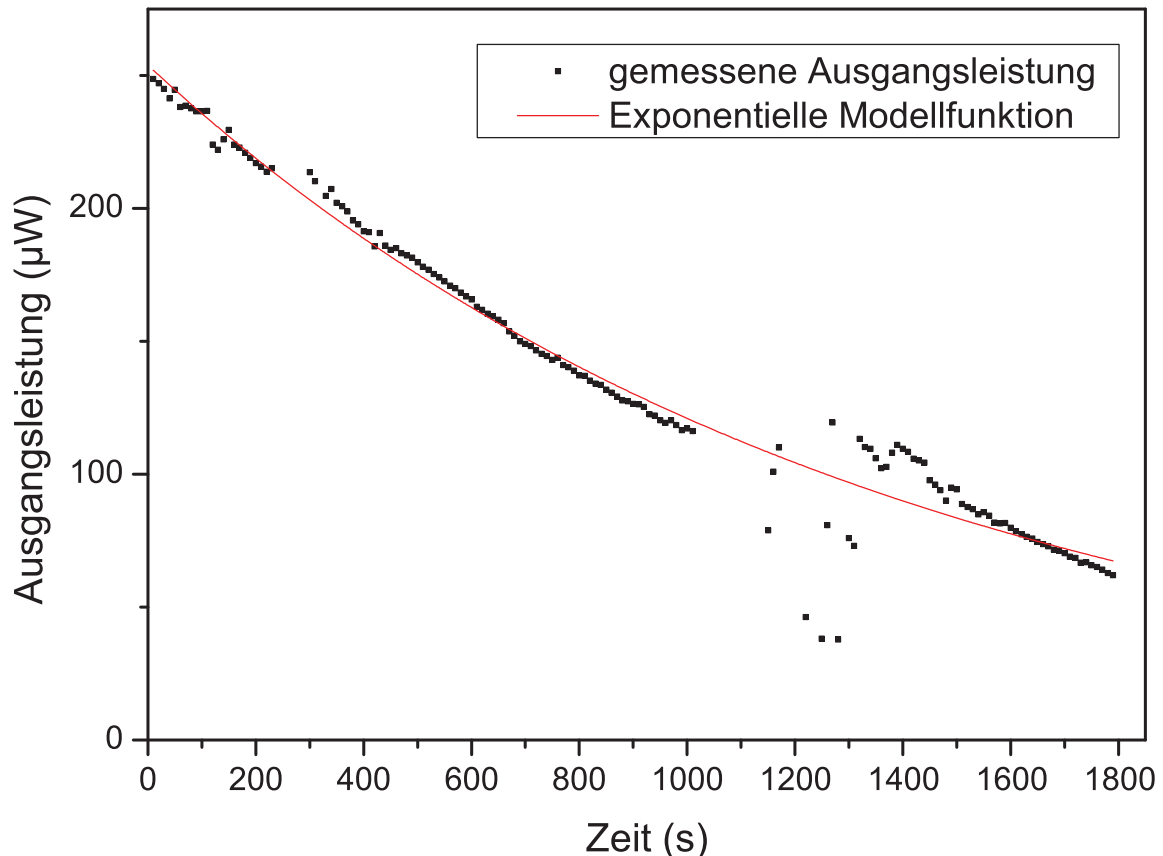


Abbildung 25: Zeitlicher Abfall der Transmission von 243 nm Licht einer LMA-10 Faser bei 1,8 mW Eingangsleistung: Die Absorption steigt mit der Zeit an, da immer mehr Farbzentren gebildet werden. Zwischen 1000 s und 1200 s fehlen die Messpunkte. Der Labortisch wurde in dieser Zeit bewegt, was die Einkopplung in die Faser verschlechterte. Die Zeit, nach der die Transmission bei 1,8 mW Eingangsleistung auf $\frac{1}{e}$ abfällt, ist für die ungeladene Faser $\tau = 1350$ s.

Die Transmission ist von Beginn an schon stark reduziert, da beim Herstellungsprozess schon primäre Farbzentren in der SiO_2 -Struktur entstehen. Bei einer Eingangsleistung von 1,8 mW bekamen wir mit optimierter Einkopplung nur $250 \mu W$ am Ausgang, das entspricht 13,8%. Wie in Abbildung 25 zu sehen ist, fällt die Transmission bereits bei geringen Leistungen ab und die Faser wird zerstört. Nach einer Zeit von 1350 s ist sie auf $\frac{1}{e}$ des ursprünglichen Werts gesunken. Durch die Bestrahlung mit ultraviolettem Licht werden in der Faser weitere Farbzentren gebildet. Wenn man die Faser weiter bestrahlt, zerstört man sie komplett. Danach können auch höhere Wellenlängen nicht mehr geführt werden. Wir versuchten durch eine 1 m lange zerstörte Faser 405 nm Licht zu koppeln. Es war jedoch nicht möglich, die Grundmode am Ende der Faser zu erhalten.

Die Farbzentren, welche in der Glasstruktur gebildet werden, absorbieren zwar das Licht, sie verändern jedoch nicht das Führungsverhalten der Faser. Es wird deshalb auch bei der ungeladenen Faser nur die Grundmode des Lasers durchgeleitet. Somit ist auch die Intensitätsverteilung des Strahles, welcher aus der Faser tritt, annähernd gaußförmig.

4.2.1 Ausbreitung höherer Moden

Bei einer geraden Faser ohne starke Biegungen werden die höheren Moden nicht ganz aus der Faser gestreut und können sich im Bereich der Lochstruktur weiterbewegen. Dies kann bei schlechter Einkopplung dazu führen, dass am Ausgang nicht die Grundmode, sondern unerwünschte höhere Moden zu sehen sind. Da jedoch die Fläche im Querschnitt der Faser, in welchem sich die höheren Moden bewegen, viel größer ist (die Grundmode bewegt sich ausschließlich im Kern der Faser, innerhalb der Lochstruktur), kann viel höhere Leistung durchgeleitet werden. Es werden auch Farbzentren gebildet, jedoch auf der ganzen Fläche. Die Zerstörung der Faser dauert dadurch länger. Wir können so auch mehr von der gesamten Leistung des Lasers am Eingang einkoppeln, was jedoch für unser Experiment nicht nützlich ist, da höhere Moden nicht klein genug fokussiert werden können.

4.3 Messungen mit wasserstoffgeladener Faser

Wie für die ungeladene Faser wurde auch für die wasserstoffgeladenen Fasern der Verlauf der Transmission während der Bestrahlung mit UV-Licht gemessen. Die erste untersuchte Faser wurde von der Firma AOS mit Wasserstoff geladen. Wie erwartet war die Transmission höher als ohne Wasserstoff. Bei der ersten Messung verwendeten wir eine Faser mit 87 cm Länge. Mit 7,6 mW Eingangsleistung war die Ausgangsleistung bei 5,8 mW, was einer Transmission von 75 % entspricht, viel höher als erwartet. Wir bestrahlten die Faser über 20 Stunden bei dieser Leistung und die Transmission veränderte sich nicht. Erst danach bemerkten wir, dass nicht nur die Grundmode eingekoppelt war, weshalb die Transmission sehr viel höher ausfiel. Abbildung 26 zeigt die ersten 13 Stunden der Bestrahlung. Die Transmission sank aufgrund einer schlechter werdender Einkopplung im Laufe der Nacht ab. Nach kurzer Justierung der Spiegel erreichten wir wieder 5,8 mW.

Nach optimierter Einkopplung betrug die Transmission der Grundmode durch die Faser betrug 25 %. Die Absorption in der Faser reduziert die Transmission nur zu einem kleinen Teil, für eine Länge von 87 cm werden 87% transmittiert. Der Absorptionskoeffizient der Faser bei 243 nm wird in Abschnitt 4.7 bestimmt. Folglich waren die Verluste zum größten Teil durch die schlechte Einkopplung wegen des nicht gaußschen Strahlprofils gegeben. Vergleicht man den zeitlichen Verlauf der Transmission für geladene und ungeladene Faser, erkennt man gleich, dass die Absorption für geladene Fasern von Anfang an viel niedriger ist. Sie wird nicht mit der Zeit zerstört, sogar bei viel höherer Ausgangsleistung. Die geladene Faser hielt einer Eingangsleistung von 7,6 mW und 1,9 mW Leistung am Ausgang stand, während die ungeladene Faser bei 250 μ W Leistung am Ausgang schon nach kurzer Zeit zerstört wurde. Die Wasserstoffladung war also erfolgreich, ein großer Teil der Farbzentren kann umgewandelt werden. Es muss noch geprüft werden, ob die Ausheilung permanent ist, wie hoch die verbleibende Absorption ist und ob die Faser bei zu hoher Leistung trotzdem zerstört wird.

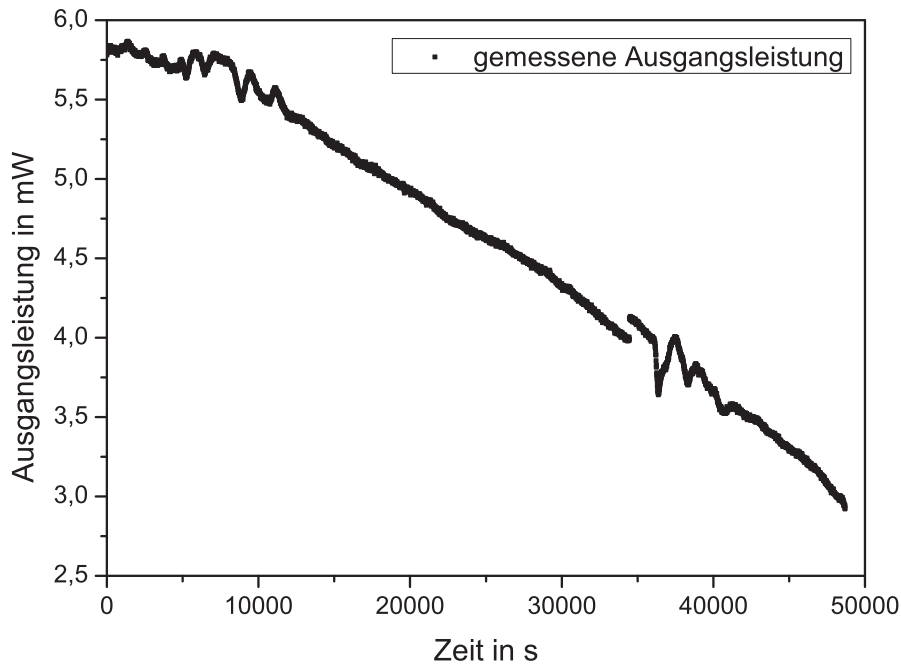


Abbildung 26: Transmission höherer Moden von 243 nm Licht bei 7,6 mW Eingangsleistung durch eine 87 cm langen wasserstoffgeladene Faser. Die Transmission ist wegen der höheren Moden größer als für die Grundmode. Der zeitliche Abfall wird durch die Dejustage der Einkopplung in der Nacht verursacht. Nach einer Neujustage werden wieder 5,8 mW Ausgangsleistung erreicht.

4.4 Bestrahlung mit hoher Leistung

Als nächstes wollten wir testen, ob die Faser auch höhere Leistungen aushält. Insbesondere wollte wir wissen, ob die Transmission linear ansteigt, oder nichtlineare Effekte auftauchen. Dazu wurde der Strahlengang im 243 nm Laser optimiert und der Verstärkerstrom erhöht. Damit erhielten wir eine Leistung am Fasereingang von 45 mW. Die Länge der Faser betrug 1 m. Die Einkoppeleffizienz war dieselbe wie bei Leistungen im Bereich von wenigen Milliwatt, am Ausgang haben wir 10,5 mW gemessen, das entspricht 23 % Effizienz. Abbildung 27 zeigt den Verlauf der Transmission. Die Messung wurde nur über zwei Stunden vorgenommen, es ist jedoch klar ersichtlich, dass die Transmission sehr konstant ist, insbesondere verglichen mit ungeladenen Fasern. Der Rückgang der Leistung resultiert aus einem leichten Abfall der Laserleistung. Bei Messungen mit niedrigerer Leistung sammelten sich schnell Ablagerungen im Zentrum an den Faserenden an. Wahrscheinlich wurde die Oberfläche durch das UV-Licht statisch aufgeladen, was Verschmutzung zur Folge hat. Bei so hoher Leistung war dies am Eingang nicht der Fall, nur am Ausgang waren nach der Messung Rückstände zu sehen. Die Zerfallskonstante, nach der die Leistung auf $\frac{1}{e}$ abgefallen ist, ist $\tau = 19311\text{s}$, wobei sich dieser Wert wahrscheinlich nicht aus schlechterer Transmission durch die Faser ergibt, sondern durch den Laser und die Verschmutzung der Endfacette.

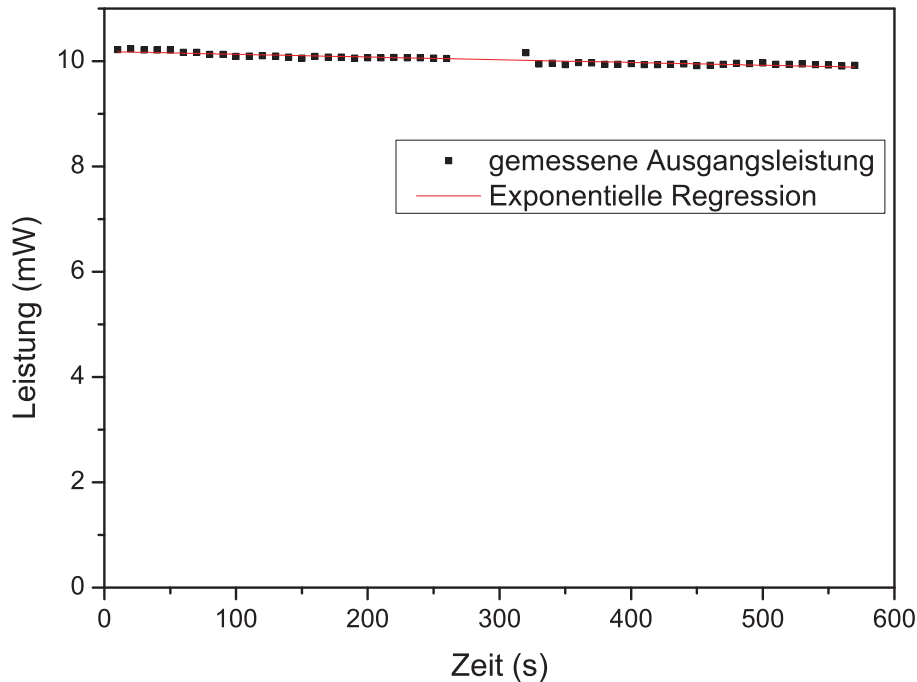


Abbildung 27: Zeitlicher Verlauf der Ausgangsleistung bei 45 mW Eingangsleistung von 243 nm: die Transmission ist annähernd konstant, der Abfall kommt von langsam sinkender Laserleistung.

4.5 Fasern mit zu niedriger Wasserstoffkonzentration

Wir wissen nicht, wie hoch die Konzentration an Wasserstoff sein muss, um alle Farbzentren auszuheilen. Die Firma AOS führte die Ladung der Faser so lange bei 200bar durch, bis die Konzentration im Glas gesättigt war. Für die zweite Ladung beauftragten wir die französische Firma iXFiber. Diese war bereit, fertig konfektionierte Fasern zu laden. Die Ladung wurde unter einem Druck von 200 bar bei 60°C zwei Wochen lang durchgeführt. Wir ließen verschiedene Fasern laden. Eine blanke Faser ohne Konnektor und Mantel, eine fertig konfektionierte Faser und eine bereits zerstörte Faser. Die zerstörte Faser deshalb, weil wir wissen wollten, ob die gebildeten Farbzentren im Nachhinein noch geheilt werden können und ob es dazu UV-Licht benötigt. Sofort nach Erhalt der geladenen Fasern bestrahlten wir diese mit 243nm. Die blanke Faser musste vorher noch kollabiert, gebrochen und in einen Stecker geklebt werden. Die Faser begann erst bei 19 W zu kollabieren, was auf niedrigere Wasserstoffkonzentration in der Faser hindeutete. Nachdem wir die Faser in einen Konnektor geklebt hatten, begannen wir mit der Bestrahlung. Die Transmission sank bei niedrigen Leistungen schon schnell ab. Abbildung 28 zeigt den Verlauf für die blanke, 1 m lange Faser. Die Zeit, nach der die Transmission um $\frac{1}{e}$ abgefallen ist, ist um einiges höher als bei einer ungeladener Faser. Die Ausgangsleistung ist auch mehr als doppelt so hoch, sie ist jedoch nach 2 Stunden von 600 μ W auf 200 μ W gesunken. Die Transmission durch einen Meter Faser lag anfangs bei 20 %, um 5 % niedriger als bei der Faser aus der ersten Wasserstoffladung. Die größere Absorption zu Beginn und das Ansteigen derselben nach kurzer Bestrahlung lassen

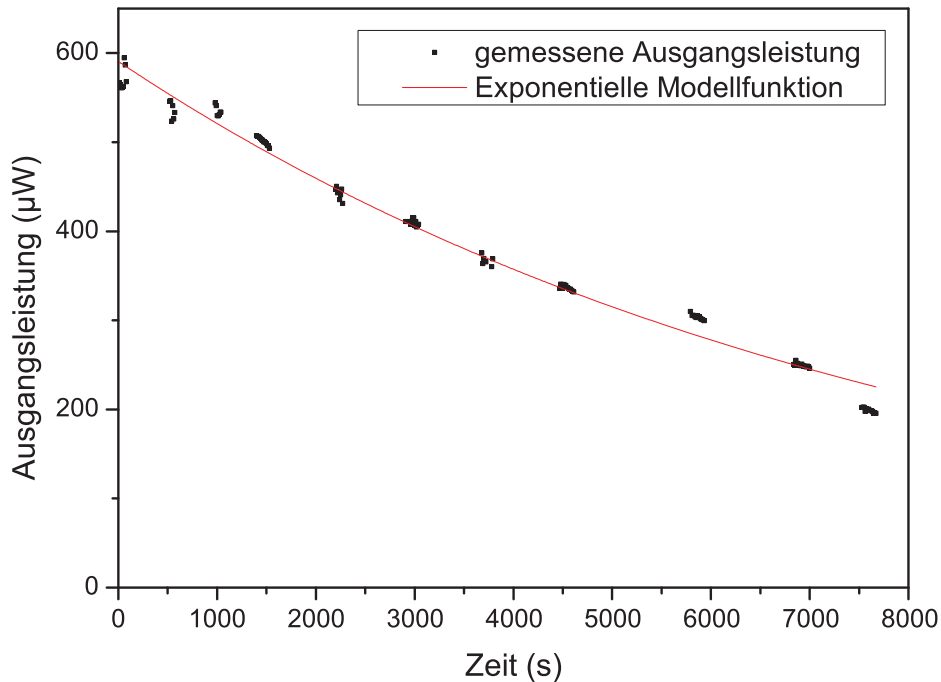


Abbildung 28: Zeitlicher Verlauf der Transmission von 243nm bei 3 mW der blanken Faser: die Absorption in der Faser nimmt schnell zu. Die Zerfallskonstante der exponentiellen Modellfunktion ist $\tau = 7960\text{ s}$. Der Laserstrahl änderte bei der Messung schnell seine Position, deshalb musste die Einkopplung oft nachgestellt werden. Es wurden immer nur die Messpunkte direkt nach Justage einbezogen.

darauf schließen, dass die Konzentration an Wasserstoff in der Faser zu niedrig ist. Als nächstes wurde die konfektionierte Faser bestrahlt. Wir koppelten 243 nm Licht mit $200\text{ }\mu\text{W}$ in die Faser ein, am Ausgang erhielten wir $37\text{ }\mu\text{W}$, das entspricht 18,5% Effizienz. Nach einer Stunde stieg die Transmission auf 22,5%. Dieser Anstieg wird von atomarem Wasserstoff verursacht, der sich in Folge von Reaktionen mit den primären Farbzentren - ausgelöst durch UV-Licht - bildet und sich mit anfangs vorhandenen Farbzentren verbindet. Bei so niedriger Leistung ist die Bildung neuer Farbzentren noch gering. Nach zwei Stunden erhöhten wir die Leistung des Lasers. Wegen Problemen mit der Stabilisierung der Frequenzverdopplung des Lasers konnten wir nicht mehr als 1 mW Eingangsleistung erzielen. Nach der Erhöhung der Leistung stieg auch die Transmission auf 25% an. Abbildung 29 zeigt den zeitlichen Verlauf der Transmission bei erhöhter Leistung. Auch bei dieser Faser war eine Abnahme der Ausgangsleistung erkennbar. Die Zerfallskonstante der exponentiellen Regressionskurve ist $\tau = 28808\text{ s}$, schon nach 8 Stunden wäre die Transmission auf $\frac{1}{e}$ des ursprünglichen Wertes gesunken. Wir nehmen an, dass die ursprünglichen Farbzentren bei niedriger Leistung geheilt wurden, die Wasserstoffkonzentration jedoch zu gering war, um alle Farbzentren, die neu gebildet wurden, auszuheilen.

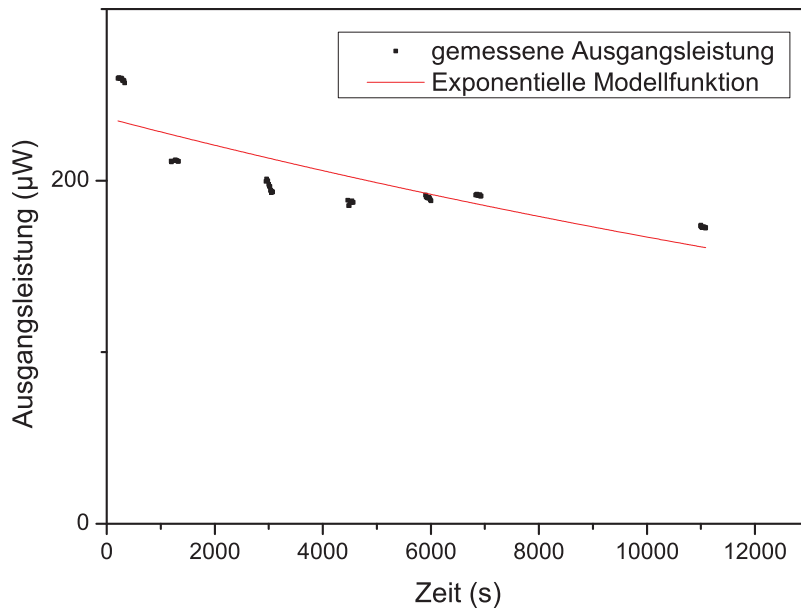


Abbildung 29: Bestrahlung der konfektionierten Faser mit 243nm bei 1 mW Eingangsleistung: trotz niedriger Leistung sank die Transmission um 32 %, von 250 μW auf 170 μW .

Wir versuchten auch, UV-Licht in die zerstörte und nachträglich mit Wasserstoff geladene Faser zu koppeln, hatten jedoch keinen Erfolg. Die schon entstandenen Farbzentren konnten zumindest bei dieser Konzentration von Wasserstoff nicht im Nachhinein ausgeheilt werden.

4.6 Transmission zweier Wellenlängen gleichzeitig

Die Bestrahlung mit zwei Wellenlängen ist für unser Experiment besonders wichtig, da wir 243 nm und 307 nm gleichzeitig durch dieselbe Faser auf die Ionen schicken wollen. Deshalb testeten wir, ob sich die beiden Wellenlängen bei gleichzeitiger Transmission durch die Faser beeinflussen würden. Wir verwendeten dazu eine 1 m lange geladene Faser, welche zuvor schon mit beiden Wellenlängen einzeln mehrere Stunden beleuchtet wurde. Die Farbzentren sollten nach der Bestrahlung alle ausgeheilt sein. Wir verwendeten einen dichroitischen Spiegel, um beide Strahlen zu überlagern. Dieser Spiegel reflektiert 243nm Licht und lässt 60 % des 307 nm Lichts durch. 5 cm nach dem Spiegel platzierten wir einen Kollimator, welcher das Licht in den Faserkern fokussiert. Zuerst optimierten wir die Einkopplung des 307 nm Lasers mit dem Kollimator, dann die Einkopplung des 243nm Lasers mit dem dichroitischen Spiegel. Da wir den Kollimator nicht für beide Laser gleichzeitig optimal einstellen konnten, war die Effizienz für beide Laser relativ niedrig. Wir hatten eine Transmission von etwa 17 % für beide Wellenlängen. Abbildung 30 zeigt die Ausgangsleistung der Faser, gemessen wurde die Leistung des 243 nm Lichts, da uns nur ein Messkopf für so kurze Wellenlängen zur Verfügung stand.

Die Leistung beider Laser war nicht konstant, sie schwankte um mehrere Milliwatt während der Messung. Nach etwa 1500 s wurden beide Strahlen neu in die Faser eingekoppelt, nach-

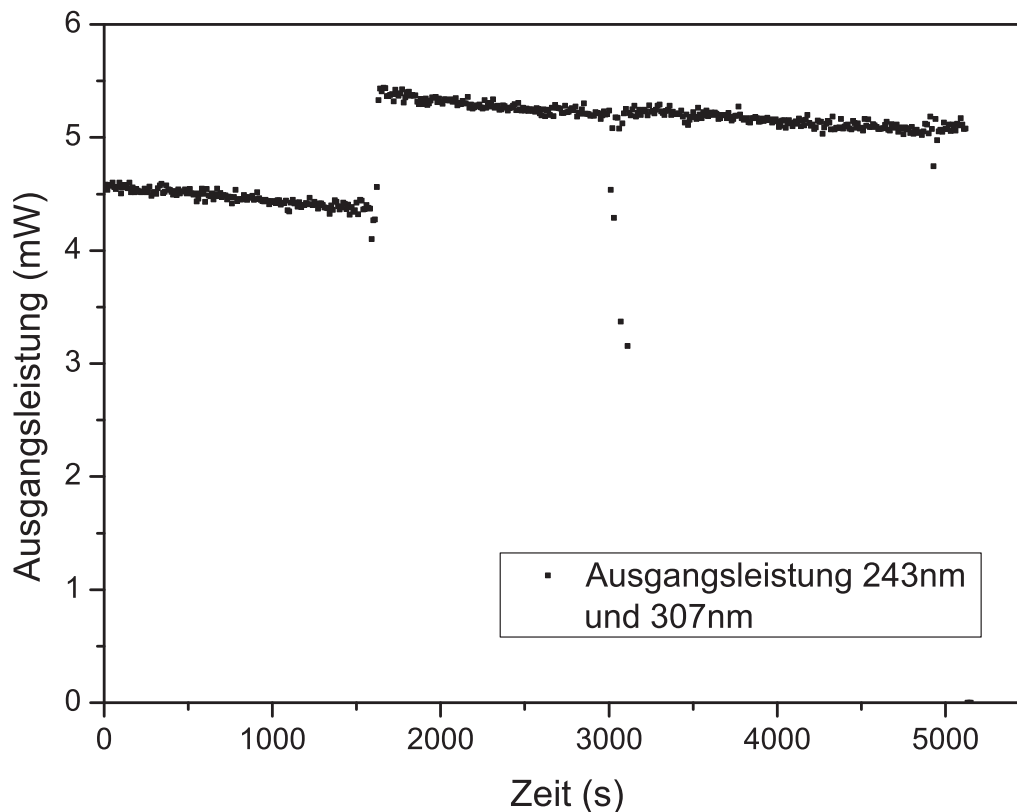


Abbildung 30: Bestrahlung mit 243 nm und 307 nm gleichzeitig: Aufgetragen ist die Ausgangsleistung des beider Wellenlängen bei 20 mW bzw ab 200 s 24 mW des 243 nm Lasers.

dem die Leistung des 243 nm Laseres von 20 mW auf 24 mW gestiegen war. Die Leistung des 307nm Laseres lag bei etwa 6 mW. Der Abfall der gemessenen Ausgangsleistung kam durch leichte Verschmutzung der Faser am Ausgang zustande. Dieses Ende wurde nicht kollabiert, nur gebrochen. Beim Reinigen der Faser mit Tüchern blieben immer Textilreste an den Löchern der Faser hängen, dadurch war es nicht möglich, Rückstände von der Oberfläche vollständig zu entfernen.

4.7 Bestimmung des Absorptionskoeffizienten der Faser bei 243nm

In Abschnitt 4.3 wurde darauf hingewiesen, dass die Absorption des Lichts bei 243 nm auch nach der Wasserstoffladung noch höher ist als für Licht im optischen Bereich. Der Absorptionskoeffizient wird in diesem Abschnitt bestimmt. Dazu haben wir eine sogenannte „Cut-back“-Messung gemacht: Zunächst wird die Transmission einer Faser bei voller Länge gemessen. Dann wird die Faser ein Stück vor dem Ausgang abgeschnitten, und für die verbleibende Länge bis zu diesem Punkt die Transmission gemessen. Diese Prozedur wird für immer kürzere Faserlänge bis kurz vor den Eingang der Faser mehrmals wiederholt und die Transmission der Faser an den einzelnen Punkten gegen die Länge aufgetragen. Durch die Messpunkte kann nun eine exponentielle Regressionskurve gelegt werden. Mit der Zerfallskonstante, welche sich durch die Regression ergibt, kann der Absorptionskoeffizient der Faser (und damit die Absorption pro Meter) errechnet werden.

4.7.1 Vorbereitung der „Cut-back“-Messung

Für unsere „Cut-back“-Messung präparierten wir eine mit Wasserstoff geladene, 6 m lange Faser. Die Faser war an beiden Seiten kollabiert, ohne Winkel gebrochen und in Konnektoren eingeklebt. Aufgrund ihrer Länge musste die Faser auf dem Labortisch in einem Kreis mit 85 cm Durchmesser gelegt werden. Dadurch war praktischerweise direkt sicher gestellt, dass nur die Grundmode durch die gesamte Faser propagieren konnte, da alle höheren Moden durch die Biegung aus dem Zentrum gestreut wurden.

Zuerst bestrahlten wir die Faser mit Licht bei 243 nm. Die Eingangsleistung betrug 12,1 mW, sodass am Ausgang der Faser eine Leistung von 2,68 mW ausgekoppelt wurde. Dies entspricht einer Transmission von 22,4 %. Wir bestrahlten die Faser 27 Stunden, um die vollständige Ausheilung der Farbzentren zu garantieren. Während der Bestrahlung änderte sich tagsüber die Einkopplung wegen äußerer Einflüsse stark; erst in der Nacht blieb sie konstant. In Abbildung 31 ist der Verlauf der Transmission der letzten 11 Stunden über Nacht dargestellt.

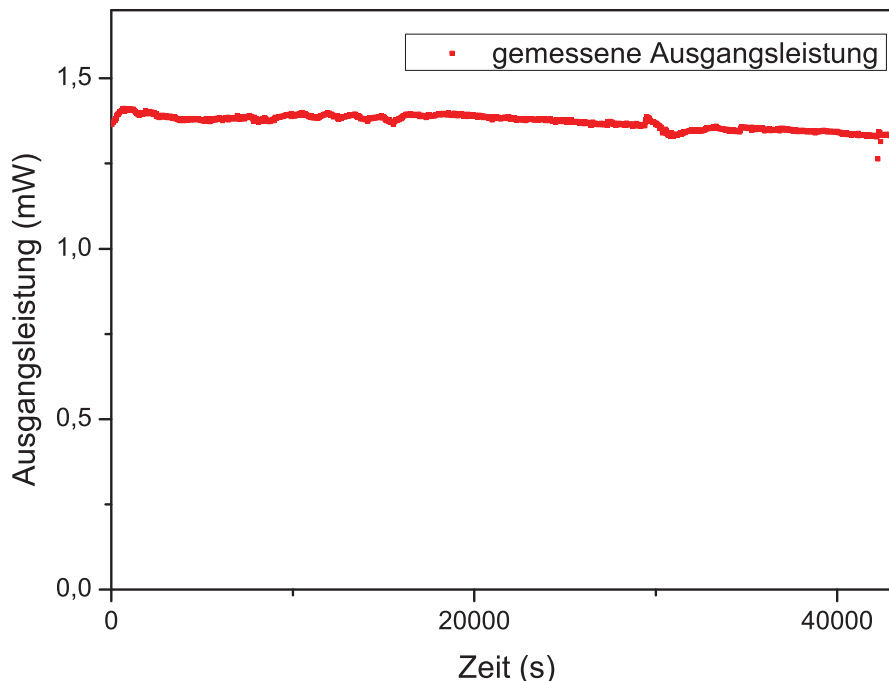


Abbildung 31: Zeitlicher Verlauf der transmittierten Leistung: Die 6 m lange Faser für die „Cut-back“-Messung wurde mit 243 nm bei 5 mW Eingangsleistung bestrahlt, um die Farbzentren auszuheilen. Über Nacht blieb die Einkopplung konstant und somit auch die Transmission durch die Faser.

Zwei Tage später bestrahlten wir die Faser erneut mit 243 nm über Nacht. Bei dieser Messung ist die Transmission auf 7,4 % abgesunken, wie in Abbildung 32 zu sehen ist.

Der Grund dafür ist nicht mit Sicherheit festzustellen. Es sind verschiedene Ursachen möglich, die dazu geführt haben könnten:

1. Verschlechterung der Mode und damit der Einkopplungseffizienz während der Messung

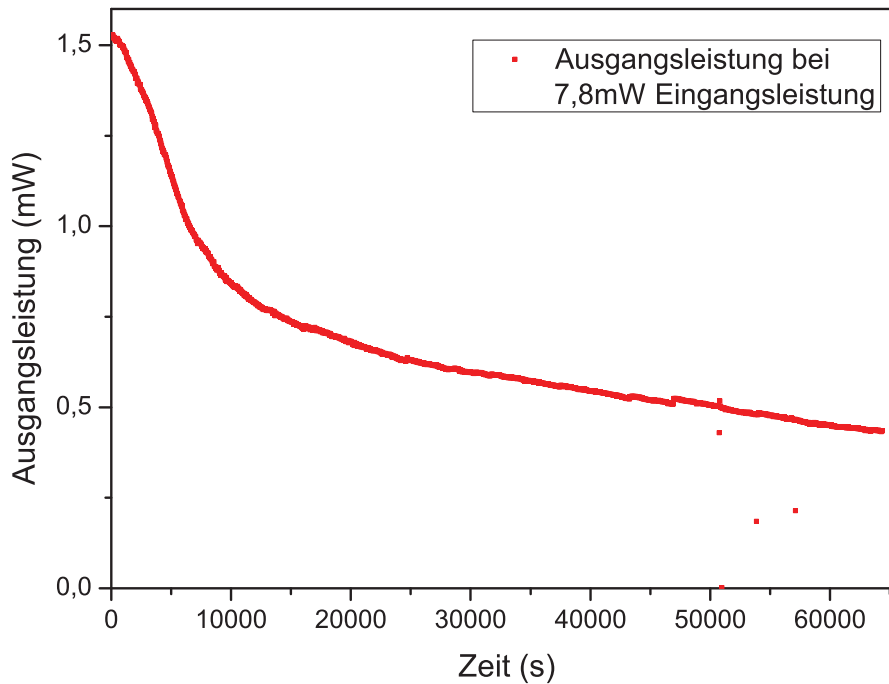


Abbildung 32: Während der zweiten Bestrahlung mit 243 nm bei 7,8 mW Eingangsleistung sank die Transmission von 22,4 % auf 7,4 %.

2. Transmission höherer Moden führten bei der ersten Messung zu höherer Transmission
3. Erhöhte Verluste in der Faser bei der 2. Messung

Zu 1.: Nach der ersten Messung wurde die Einkopplung des zweiten Verdopplungsresonators des Lasers von 486 nm auf 243 nm nachgestellt. Das könnte zu einer Verschlechterung der Mode geführt haben. Wir haben auch festgestellt, dass das 243 nm-Licht die Beschichtung der von uns verwendeten Spiegel mit der Zeit zerstört und die Lasermode verändert hatte. Wir haben keine Aufnahme des Laserprofils vor dieser Messung, da wir keine Kamera für diese Wellenlänge zur Verfügung hatten. Nach der Messung wurde ein Bild vom Strahl aufgenommen. Der Strahl am Ausgang des Lasers war in mehrere Streifen geteilt und hatte mehrere Maxima (Abbildung 23).

Zu 2.: Wie schon in Abschnitt 2.4 erwähnt, können höhere Moden mehr Energie durch den Mantel transportieren, als die Grundmoden im Kern. Wenn sich die Einkopplung verändert und der Anteil der höheren Moden größer wird, kann die gesamte transmittierte Leistung stark von der Leistung der Grundmode abweichen. Bei so hoher Ausgangsleistung ist die Grundmode am Ausgang jedoch sehr gut erkennbar. Die Faser war auch stark gebogen, die Möglichkeit, dass höhere Moden transmittiert wurden ist damit auszuschließen.

Zu 3.: Es können Farbzentren entstehen, welche nicht permanent mit 243nm ausgeheilt werden können. Wasserstoff, der keine Verbindung mit Farbzentren eingegangen ist, diffundiert langsam aus dem Glas. Wenn genügend Wasserstoff aus der Faser diffundiert ist, sind nur noch die permanent geheilten Farbzentren nicht aktiv, die anderen können wieder Licht absorbieren. Die Zeit zwischen den Messungen ist jedoch viel zu kurz dafür, dass tatsächlich eine ausschlaggebende Menge an Wasserstoff verloren gegangen sein kann [17]. Die Trans-

mission ist 11 Stunden lang konstant geblieben. Es ist deshalb unwahrscheinlich, dass einige Farbzentren der gleichen Sorte nicht vollständig ausgeheilt wurden.

Zusammenfassend liegt die Vermutung nahe, dass das Problem tatsächlich bei der Einkopplungseffizienz liegt. Dies kann jedoch nur geprüft werden, wenn wir die Absorption pro Meter kennen. Die Messung kann auch bei schlechter Einkopplung durchgeführt werden, da nur die Veränderung der Transmission für verschiedene Faserlängen gemessen wird, worauf die Einkopplungseffizienz keinen Einfluss nimmt.

Damit wir sehen können, ob die Farbzentren fertig ausgeheilt sind und dieser Effekt auch permanent ist, haben wir „Cut-back“-Messung nicht gleich durchgeführt, sondern haben die Faser drei Monate lang auf dem Labortisch bei 23°C gelagert. Vor der Messung haben wir die Faser erneut mit 243 nm bestrahlt und kontrolliert, ob die Transmission dieselbe geblieben ist. Am Eingang betrug die Leistung 4,5 mW, am Ausgang 0,4 mW. Tatsächlich ist sie wieder auf 8,8 % angestiegen. Wir führen diesen Anstieg auf die veränderte Mode des Lasers zurück, da der Strahlengang im Lasersystem mehrmals verändert wurde. Die Ausheilung ist also zeitlich nicht begrenzt und der Wasserstoff bleibt auch bei Zimmertemperatur an die Farbzentren gebunden.

4.7.2 Messung des Absorptionskoeffizienten

Die Faser und die verwendeten Instrumente müssen gut vorbereitet werden, damit eine fehlerfreie Messung garantiert ist.

Am Eingang wurde die Faser von drei Podesten gehalten und langsam in Richtung Tisch geführt, damit nicht zu viel Spannung im Konnektor herrscht und sich die Faser während der Messung nicht bewegt, was die Einkopplung des Lichts verschlechtern könnte. Die gesamte Faser darf sich während der Messung nicht bewegen, da dies zu Veränderungen der Transmission und somit zu einer Verfälschung der Messung führen würde. Deshalb war die Faser an 6 Stellen in gleichen Abständen am Tisch befestigt, sodass sie fest mit dem Tisch verbunden, aber trotzdem ohne Schwierigkeiten abzulösen war. Das Schneiden der Faser geschah mit einer normalen Schere. Anschließend entfernten wir den Mantel 4 cm mit einem Faserstripper, reinigten das Ende mit Aceton und spalteten es mit einem Cleaver, um eine gerade Ausgangsfläche zu gewährleisten.

Direkt vor den jeweiligen Messungen der Ausgangsleistung kontrollierten wir die Leistung am Eingang und die Ausgangsmode. Mit einem linear verstellbaren Abschwächer konnten wir die Leistung des Lasers am Eingang konstant halten.

Das Ergebnis der Messung zeigt Abbildung 33. Auch ohne Regressionskurve ist die exponentielle Abnahme der Transmission mit größerer Länge gut erkennbar. Aus der Anpassung der exponentiellen Modellfunktion an die experimentellen Daten ergibt sich für den Absorptionskoeffizienten $\tau = (0,25 \pm 0,03) \frac{1}{\text{m}}$, das entspricht $(1,1 \pm 0,1) \text{ dB/m}$ beziehungsweise $(22 \pm 3) \% \text{ m}^{-1}$.

Mit dem Absorptionskoeffizient für 243 nm können wir prüfen, ob der Abfall der Transmission bei der zweiten Bestrahlung der Faser tatsächlich nur an der verschlechterten Einkopplung liegen kann. Vergleicht man den Wert der Transmission der ersten Bestrahlung mit der Faserlänge und dem gemessenen Absorptionskoeffizienten, müssten 99 % des Lichts in die

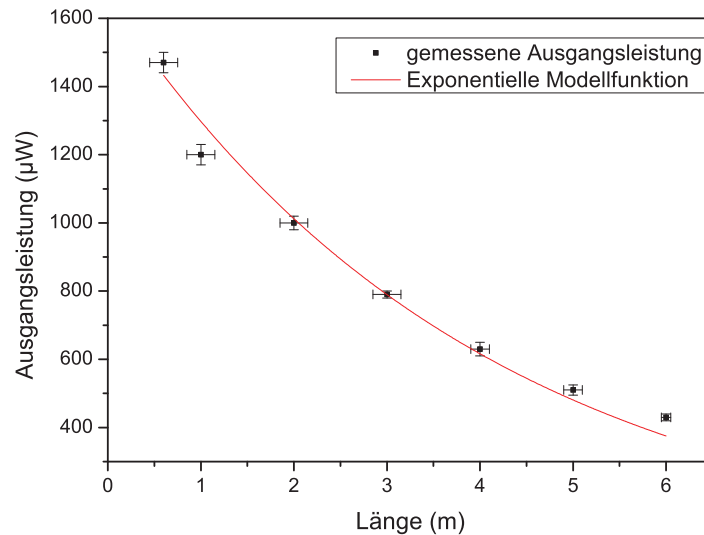


Abbildung 33: Messung der Absorption pro Meter: Die exponentielle Regression ergibt einen Absorptionskoeffizienten $\tau = (0,25 \pm 0,03) \frac{1}{m}$ was einer Abschwächung von $(1,1 \pm 0,1)$ dB/m entspricht.

Faser gekoppelt worden sein. So eine hohe Einkopplungseffizienz ist jedoch nicht wahrscheinlich. Wir nahmen deshalb ein 1 m langes Faserstück, konfektionierten es fertig und verwendeten es weiter im Experiment. Es wurde sowohl mit 307nm als auch mit 243 nm gleichzeitig bei Leistungen bis zu 7 mW bestrahlt. Wir konnten keine Verschlechterung der Transmission oder gar Zerstörung der Faser feststellen. Wir nehmen deshalb an, dass einige Farbzentren, die nicht mit 243 nm ausgeheilt werden können, im Glas übrig geblieben sind. Der Effekt ist für ausgeheilte Zentren dagegen permanent.

Um sicher zu gehen, dass bei der Messung kein Fehler passiert ist, haben wir die Messung ein zweites Mal durchgeführt. Eine 8 m lange, neu geladene Faser wurde direkt nach Erhalt von der Firma AOS mit beiden Wellenlängen bestrahlt. Nach der Bestrahlung wurde sie wieder drei Monate auf dem Labortisch gelagert, bevor die „Cut-back“-Messung erneut durchgeführt wurde. Dieses Mal führten wir die Messung für beide Wellenlängen durch. Dabei haben wir beide Wellenlängen wieder mithilfe eines dichroitischen Spiegel in die Faser eingekoppelt und für beide Wellenlängen optimiert. Vor dem Kollimator stellten wir einen linear verstellbaren Abschwächer, um konstante Eingangsleistungen beider Strahlen zu garantieren. Die Transmission der beiden Strahlen haben wir jeweils einzeln gemessen, der andere Strahl wurde dabei vor der Faser abgedeckt.

4.7.3 Absorptionskoeffizient von 307 nm Licht

Die Einkopplung des Lichts war zu Beginn der Messung optimal eingestellt und die Faser gegen verrutschen auf dem Tisch an mehreren Punkten befestigt. Während der Messung wurde darauf geachtet, dass die Faser am Eingang nicht bewegt wurde, um die Einkopplung nicht zu verändern. Trotzdem haben die Messergebnisse stark gestreut. In Abbildung 34 sind die Messpunkte aufgetragen. Die Leistung ist mit so großem Messfehler behaftet, weil sowohl der Laser stark schwankte, als auch die Messung mit der blanken, gespaltenen Faser schwierig war. Der Messpunkt bei 8 m ist hat kleinere Fehlerbalken, da wir darauf geachtet hatten, dass zu Beginn der Messung kein Fehler unterlaufen war. Beim letz-

ten Punkt haben wir wiederum länger gemessen und genau auf mögliche Fehlerquellen geachtet. Dazwischen haben wir versucht, möglichst schnell zu arbeiten, damit sich die Bedingungen (Lasermode, Einkopplung, etc.) während der Messung nicht ändern. Deshalb sind die Fehler bei den Messpunkten dazwischen größer. Sie verändern jedoch die Parameter der exponentiellen Modellfunktion nicht stark. Wir erhalten einen Absorptionskoeffizienten von $\tau = (0,08 \pm 0,01) \text{ m}^{-1}$, was einer Abschwächung von $0,35 \pm 0,05 \text{ dB/m}$ bzw. $(7,7 \pm 1,0) \% \text{ m}^{-1}$ entspricht.

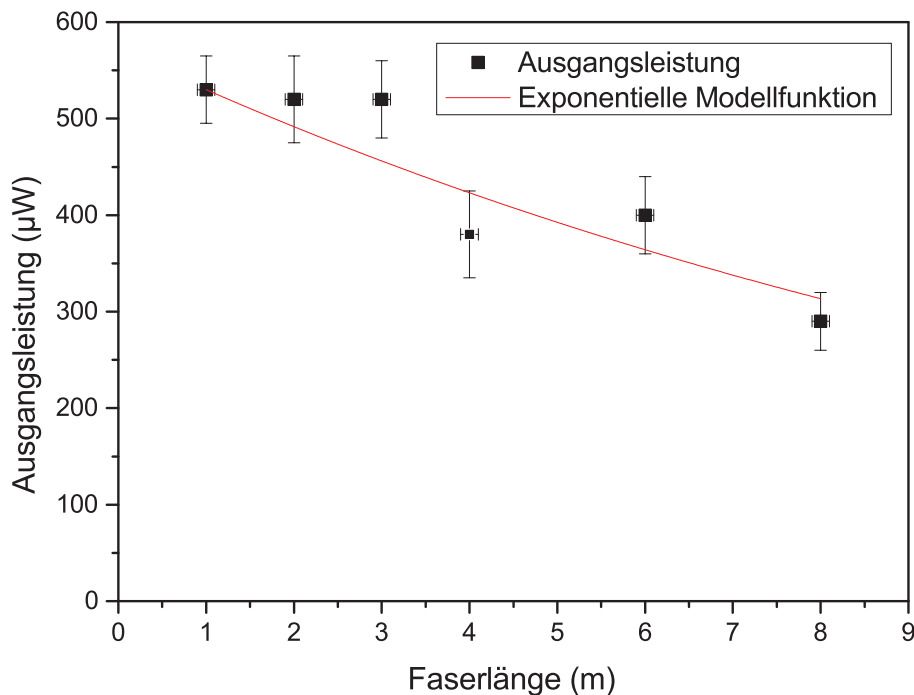


Abbildung 34: „Cut-back“-Messung der 8 m langen Faser für 307 nm Licht: bei den Messpunkten bei einem und bei acht Meter wurde länger gemessen und auf mögliche Fehler geachtet. Die Punkte dazwischen streuen stark und verändern deshalb die Regressionskurve leicht. Wir erhalten einen Absorptionskoeffizienten von $\tau = (0,08 \pm 0,01) \text{ m}^{-1}$.

4.7.4 Absorptionskoeffizient von 243nm Licht

Die Messung für 243 nm ist besser verlaufen. Der Verlauf der Transmission entspricht der erwarteten Form, jedoch ist die Absorption geringer als bei der ersten Messung. Abbildung 35 zeigt die Messergebnisse. Der Absorptionskoeffizient ist $\tau = 0,16 \pm 0,01 \text{ m}^{-1}$, das entspricht $0,69 \pm 0,04 \text{ dB/m}$, bzw. $14,8 \pm 0,9 \% \text{ m}^{-1}$. Die Transmission ist wesentlich höher als bei der ersten „Cut-back“-Messung. Die Messpunkte fallen mit guter Übereinstimmung mit der Modellfunktion ab, das lässt darauf schließen, dass keine Fehler passiert sind. Die 8 m-Faser wurde im Gegensatz zu der 6 m-Faser aus der ersten Messung mit beiden Wellenlängen bestrahlt. Einige Farbzentren wurden vielleicht mit 307 nm permanent ausgeheilt, welche gegebenenfalls nach Bestrahlung mit 243 nm ihren Wasserstoff wieder verloren haben. Dazu kommt, dass wir nicht wissen, ob der Wasserstoffanteil in der Faser bei beiden Messungen gleich hoch war.

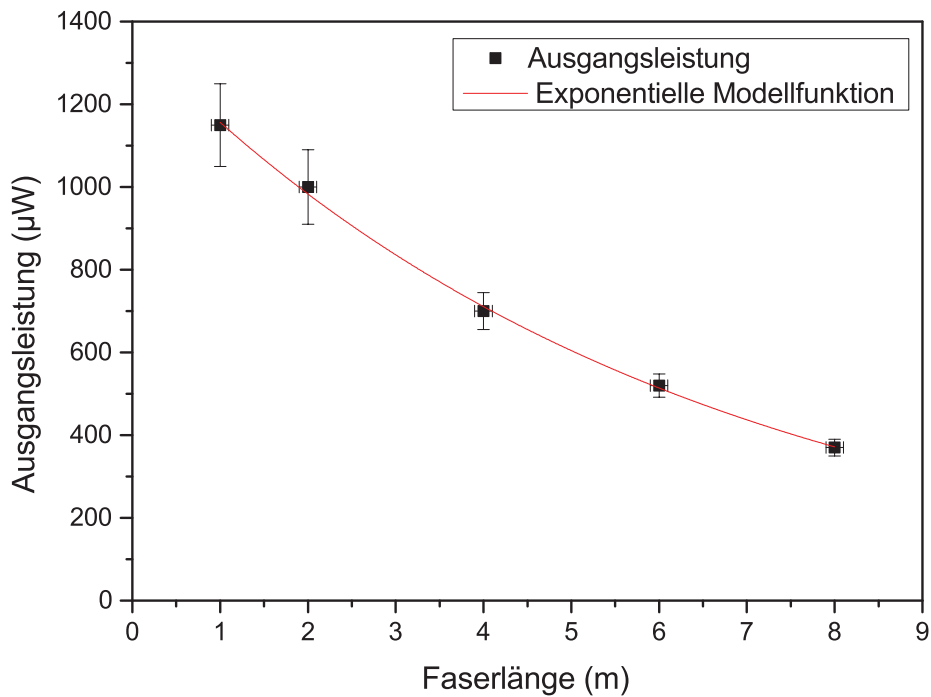


Abbildung 35: „Cut-back“-Messung der 8 m langen Faser für 243 nm Licht: Die exponentielle Modellfunktion führt zu einem Absorptionskoeffizient $\tau = 0,16 \pm 0,01 \text{ m}^{-1}$.

Auch diese Messung hat gezeigt, dass der Wasserstoff in den geheilten Farbzentren gebunden bleibt. Nach der Messung wurden einzelne Teile der Faser weiter mit verschiedenen Leistungen bestrahlt, die Transmission verschlechterte sich nicht. Zusätzlich wissen wir nun, dass gleichzeitig verschiedene Farbzentren mit 243 nm und 307 nm Licht ausgeheilt werden können. Es sollte also ein größeres Spektrum an Wellenlängen zum Ausheilen verwendet werden.

5 Zusammenfassung

UV-Laser werden häufig für die Spektroskopie benötigt. Die Verwendung von Glasfasern würde viele dieser Experimente stark vereinfachen. Innerhalb dieser Arbeit haben wir photonische Kristallfasern für 243 nm und 307 nm hergestellt und untersucht. Durch die Ladung der Fasern mit Wasserstoff können lichtabsorbierende Farbzentren, welche durch Bestrahlung mit UV-Licht entstehen, mit dem Wasserstoff Verbindungen eingehen. Die entstehenden Produkte absorbieren das UV-Licht nicht und die Transmission steigt dadurch für geladene Fasern im Vergleich zu ungeladenen Fasern an. Die Technik zur Herstellung ist schon relativ gut ausgereift und das Verhalten der Fasern bei Bestrahlung mit UV-Licht für verschiedene Wellenlängen getestet (243 nm und 307 nm in dieser Arbeit, 313 nm und 280 nm in [2], weitere Versuche mit wasserstoffgeladenen Fasern anderer Bauart wurden in [16], [19], [20] durchgeführt). Zwar steigt die Absorption, je kürzer die Wellenlänge ist, jedoch werden die Fasern durch das UV-Licht nicht zerstört. UV-Fasern können somit in Labors große Zahl an Anwendungen finden, sofern das Licht nicht über zu große Strecken geleitet werden muss.

Wir haben die Transmission für Fasern mit und ohne Wasserstoff getestet. Ungeladene Fasern werden bei Bestrahlung mit 2 mW 243 nm Licht bereits nach weniger als einer Stunde zerstört. Wasserstoffgeladene Fasern verhalten sich besser. Für Fasern, deren Wasserstoffkonzentration zu gering ist um alle Farbzentren auszuheilen, nimmt die Absorption mit der Zeit immer noch zu. Sie sind jedoch schon deutlich widerstandsfähiger gegen das UV Licht. Bei geladenen Fasern mit genügend hoher Wasserstoffkonzentration nimmt die Transmission geringfügig ab. Der Abfall der Transmission kommt in diesen Fällen jedoch von Verschmutzungen der Endfacetten und Veränderungen der Form und Position des Laserstrahls. Wir haben getestet, wie gut sich beide Wellenlängen gleichzeitig in eine Faser einkoppeln lassen und haben die Absorptionskoeffizienten für beide Wellenlängen gemessen.

Wir erhielten folgende Ergebnisse:

1. Eine ungeladene Faser wird bereits nach kurzer Zeit zerstört. Die Transmission nimmt exponentiell ab mit $\tau_{\frac{1}{e}} = 1350 \text{ s}$ bei 1,8 mW Eingangsleistung und 250 μW Ausgangsleistung zu Beginn.
2. Wir haben die Transmission durch geladene Fasern bei verschiedenen Eingangsleistungen gemessen. Es ist offensichtlich, dass wasserstoffgeladene Fasern der Bestrahlung mit UV-Licht weitgehend standhalten. Auch bei hoher Leistung wurde die Faser nicht zerstört. Der Abfall der Transmission mit $\tau_{\frac{1}{e}} = 19311 \text{ s}$ bei 45 mW Eingangsleistung und 10 mW Ausgangsleistung kam in diesem Fall hauptsächlich von Abnahme der Laserleistung. Die Einkoppeleffizienz liegt aufgrund des schlechten Strahlprofils bei 25 %.
3. Bei zu niedriger Wasserstoffkonzentration im Glas ist die Transmission verglichen mit Fasern mit genügend Wasserstoff stark unterdrückt. Der exponentielle Abfall mit $\tau_{\frac{1}{e}} = 7960 \text{ s}$ bei 3 mW Eingangsleistung und 600 μW Ausgangsleistung ist deutlich schneller als bei der voll wasserstoffgeladenen Faser bei weniger Leistung. Zu Beginn der Bestrahlung mit weniger Leistung stieg die Transmission noch leicht an, was auf ein

Ausheilen der anfangs vorhandenen Farbzentren durch atomaren Wasserstoff hindeutet, welcher bei Bestrahlung mit UV-Licht erzeugt wird.

4. Wir haben eine Faser mit beiden Wellenlängen gleichzeitig beleuchtet und die Einkoppeleffizienz beider Strahlen gemessen: mithilfe eines dichroitischen Spiegels und eines Kollimators haben wir beide Laserstrahlen gleichzeitig eingekoppelt. Da der Kollimator nicht gleichzeitig für beide Strahlen optimal eingestellt werden kann, muss ein Mittelwert gefunden werden. Wir konnten 17 % Effizienz für beide Wellenlängen erreichen.
5. Zur Bestimmung der Absorptionskoeffizienten für beide Wellenlängen haben wir zwei „Cut-back“-Messungen durchgeführt:
 - Bei der erste Messung bei 243 nm erhielten wir einen Absorptionskoeffizient von $\tau = (0,25 \pm 0,03) \text{ m}^{-1}$. Das entspricht $(1,1 \pm 0,1) \text{ dB/m}$ bzw. einer Abschwächung von $(22 \pm 3) \% \text{ m}^{-1}$. Die Faser für diese Messung wurde nur mit 243 nm ausgeheilt. Wir haben die Messung drei Monate nach der Ladung und erstmaliger Bestrahlung durchgeführt. Der Wasserstoff löst sich also nicht aus dem Material und die Farbzentren bleiben permanent ausgeheilt.
 - Bei der zweite Messung mit 243 nm erhielten wir einen kleineren Absorptionskoeffizienten $\tau = (0,16 \pm 0,01) \text{ m}^{-1}$. Das entspricht einer Abschwächung von $(0,69 \pm 0,4) \text{ dB/m}$ bzw. $(14,8 \pm 0,9) \% \text{ m}^{-1}$. Bei dieser Messung wurde die Faser sowohl mit 243 nm als auch mit 307 nm ausgeheilt. Die niedrigere Abschwächung könnte daher kommen, dass durch das 307 nm-Licht andere Farbzentren geheilt wurden, welche sonst den Wasserstoff wieder verloren hätten.
 - Messung für 307 nm: Der Absorptionskoeffizient ist wie erwartet für höhere Wellenlängen kleiner. Wir erhielten $\tau = (0,08 \pm 0,02) \text{ m}^{-1}$, das entspricht einer Abschwächung von $(0,35 \pm 0,07) \text{ dB/m}$ bzw. $(7,8 \pm 1,7) \% \text{ m}^{-1}$ und liegt somit für 307 nm deutlich unter der Abschwächung von 243 nm.

5.1 Ausblick

Im Fall des QUASIRIO-Experiments kommt die Faser für zwei Laser über eine Strecke von bis zu 2 m zum Einsatz. Das transversale Strahlprofil nach unserem Lasers ist nicht gaußförmig, wie es auch bei anderen Gruppen, welche UV-Laser benutzen, der Fall ist. Hier verbessert die Faser das Modenprofil des Lasers. UV-Fasern sind somit für unser Experiment bestens geeignet, da die Abschwächung auf diese Strecke für 243 nm noch akzeptabel ist. Die Einkoppeleffizienz ist zwar mit 25 % gering, aber die Verbesserung der Mode und die einfache Fokussierung beider Laser mit denselben Linsen gleichen diesen Nachteil wieder aus. Wir haben das transversale Profil des 243 nm Strahls am Ort der Ionen gemessen. Dazu haben wir die verbleibende Population des $4D_{3/2}$ Zustands eines Ions untersucht, während der 243 nm Laser auf das Ion gerichtet war. Je stärker der 243 nm Laser am Ort des Ions ist, umso schneller wird der $4D_{3/2}$ Zustand entvölkert. Dann veränderten wir die Strahlposition mit einer Mikrometerschraube an der letzten Linse. Über die Wahrscheinlichkeit der Besetzung des Zustands können wir auf die Größe des Strahls am Ort der Ionen schließen. Abbildung 36 zeigt die so gemessene Form des Strahls. Der Laserstrahl wird nach der Faser wie erwartet auf ungefähr $20 \mu\text{m}$ Strahldurchmesser fokussiert. Dieser gaußförmige Strahl

kann nun für die Rydberganregung verwendet werden.

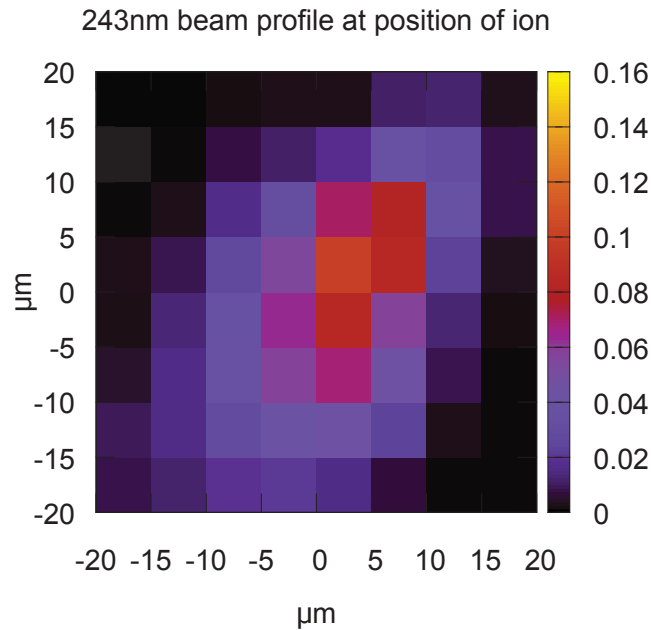
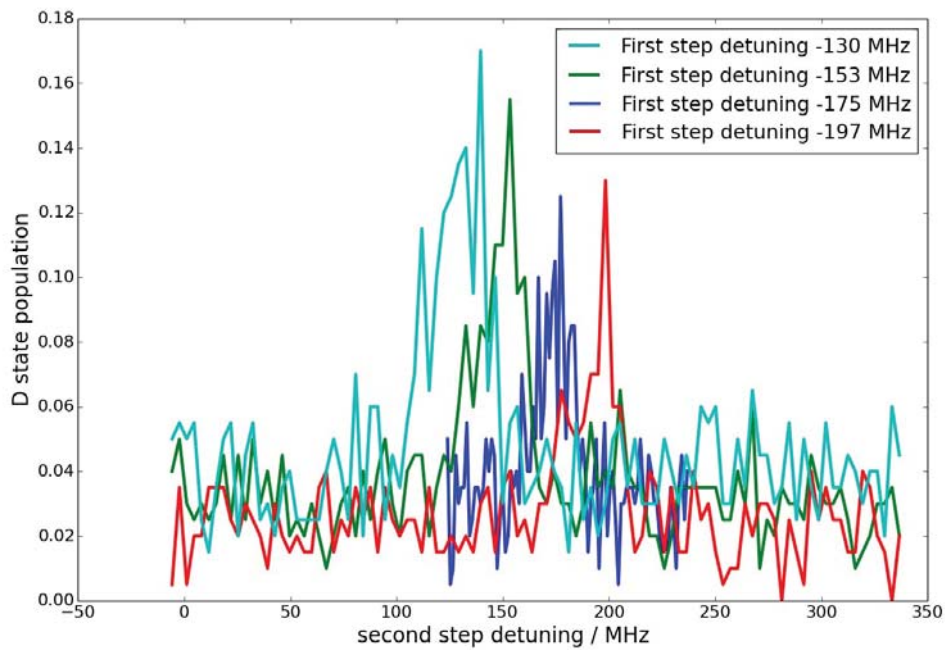
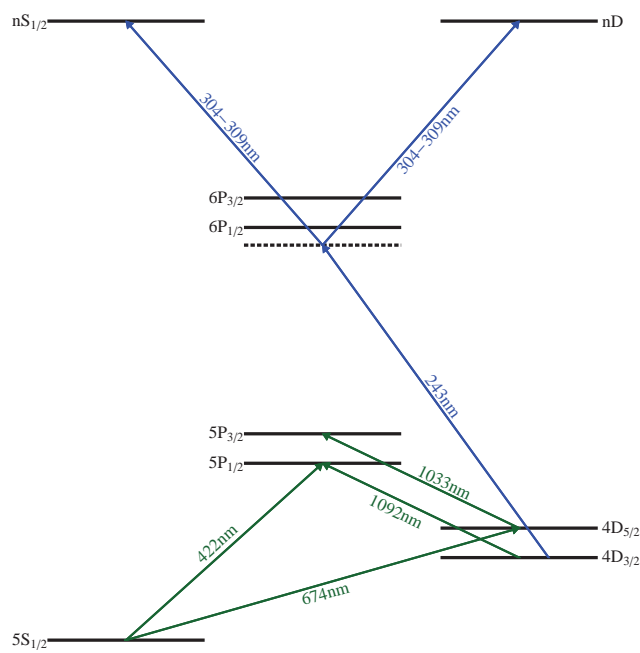


Abbildung 36: Strahlgröße des 243 nm Laser am Ort der Ionen: Der Strahl wurde an verschiedene Stellen der Falle fokussiert und die Aufenthaltswahrscheinlichkeit des Ions im $4D_{3/2}$ Zustand gemessen. Daraus ergibt sich mit den Wahrscheinlichkeiten die Form des Strahls. Mit der gaußschen Modellfunktion erhalten wir eine Strahltaile mit 11 μm Durchmesser.

Kurz vor Abgabe dieser Arbeit konnten wir erste Rydberganregungen beobachten. Abbildung 37a zeigt die Anregung eines Ions in den $26S$ Zustand. Mit dem 243 nm Laser gelangen wir vom $4D_{3/2}$ in den $6P_{1/2}$ Zustand. Der zweite UV-Laser bei 308,8 nm hebt das Ion schließlich in den $26S_{1/2}$ Zustand. Man erkennt im Bild, dass wenn der eine Laser blau verstimmt wird, der andere Laser dementsprechend rot verstimmt werden muss, um mit einer Zweiphotonenanregung resonant den Übergang vom $4D_{3/2}$ nach $26S_{1/2}$ treiben zu können. Diese ersten Ergebnisse sind ein großer Fortschritt. Es ist nun möglich, Ionen in Rydbergzustände anzuregen. Ziel ist es nun, noch weitere Zustände zu erreichen und die Wechselwirkung zwischen den Ionen in der Falle zu beobachten. Durch diese erst kürzlich durchgeführten Messungen eröffnen sich nun alle Möglichkeiten zu Erforschung der Strontium Rydbergionen.



(a)



(b)

Abbildung 37: (a) zeigt das Erreichen des $26S$ Zustandes eines Ions in Abhängigkeit der Verstimmung des zweiten Lasers. Die verschiedenen Kurven gelten für unterschiedliche Verstimmungen des Lasers für die erste Anregungsstufe. Auf der y-Achse ist die Population des $4D_{5/2}$ Zustand aufgetragen. Hat ein Übergang stattgefunden, zerfällt das Ion nach kurzer Zeit vom $26S_{1/2}$ in den $5S_{1/2}$ Zustand und wird mit dem 674 nm Laser in den $4D_{5/2}$ Zustand gebracht. Wenn kein Übergang in einen Rydbergzustand statt gefunden hat, die Laser also nicht resonant auf einen Zweiphotonenübergang sind, bleibt das Ion im langlebigen $4D_{3/2}$ Zustand. In (b) ist noch einmal das Termschema der Rydberganregungen abgebildet.

Literatur

- [1] GEBERT, F. ; FROSZ, M. H. ; WEISS, T. ; WAN, Y. ; ERMOLOV, A. ; JOLY, N. Y. ; SCHMIDT, P. O. ; RUSSELL, P. S.: Damage-free single-mode transmission of deep-UV light in hollow-core PCF. 22 (2014), S. 15388
- [2] COLOMBE, Yves ; SLICHTER, Daniel H. ; WILSON, Andrew C. ; LEIBFRIED, Dietrich ; WINELAND, David J.: Single-mode optical fiber for high-power, low-loss UV transmission. In: *Opt. Express* 22 (2014), Nr. 16, S. 19783–19793
- [3] T.F.GALLAGHER: *Rydberg Atoms*. Cambridge University Press, 1994
- [4] DEMTROEDER, W.: *Laserspektroskopie*. Springer, 2011
- [5] SAFFMAN, M. ; WALKER, T. G. ; MØLMER, K.: Quantum information with Rydberg atoms. In: *Rev. Mod. Phys.* 82 (2010), Aug, S. 2313–2363
- [6] TONG, D. ; FAROOQI, S. M. ; STANOJEVIC, J. ; KRISHNAN, S. ; ZHANG, Y. P. ; CÔTÉ, R. ; EYLER, E. E. ; GOULD, P. L.: Local blockade of Rydberg excitation in an ultracold gas. In: *Phys. Rev. Lett.* 93 (2004), S. 063001
- [7] MUELLER, M. ; LIANG, L.-M. ; LESANOVSKY, I. ; ZOLLER, P.: Trapped Rydberg ions: From spin chains to fast quantum gates. In: *New J. Phys.* 10 (2008)
- [8] B.E.A.SALEH ; M.C.TEICH: *Fundamentals of Photonics*. New York : John Wiley & Sons, 2007
- [9] DEMTRÖDER, Wolfgang: *Experimentalphysik 2; Elektromagnetismus und Optik*. Springer, 2006
- [10] REIDER, Georg: *Photonik - Eine Einführung in die Grundlagen, 2.Auflage*. Springer, 2005
- [11] RUSSELL, Philip S.: Photonic-crystal fibers. In: *J. Lightwave Technol.* 24 (2006), Nr. 12, S. 4729–4749
- [12] SAITOH, K. ; KOSHIBA, M.: Numerical modeling of photonic crystal fibers. In: *Journal of Lightwave Technology* 23 (2005), Nr. 11, S. 3580–3590
- [13] NIELSEN, M.D. ; MORTENSEN, N.A.: Photonic crystal fiber design based on the V-parameter. In: *Optics Express* 11 (2003), Nr. 21, S. 2762–2768
- [14] NIELSEN, M. D.: Predicting macrobending loss for large-mode area photonic crystal fibers. In: *Optics Express* 12 (2004), Nr. 8, S. 1775
- [15] SKUJA, Linards ; HOSONO, Hideo ; HIRANO, Masahiro: Laser-induced color centers in silica. In: *Proc. SPIE* 4347 (2001), S. 155–168
- [16] KARLITSCHKEK, P. ; HILLRICHS, G. ; KLEIN, K.-F.: Influence of hydrogen on the colour center formation in optical fibers induced by pulsed UV-laser radiation. Part 1: all silica fibers with high-OH undoped core. In: *Optics Communications* 155 (1998), Nr. 4–6, S. 376 – 385
- [17] SHANG, L. ; CHOU, I.-M. ; LU, W.: Determination of diffusion coefficients of hydrogen in fused silica between 296 and 523 K by Raman spectroscopy and application of fused silica capillaries in studying redox reactions. In: *Geochimica et Cosmochimica Acta* 73 (2009), S. 5435–5443

- [18] SMITH, C.M. ; BORRELLI, N.F. ; PRICE, J.J. ; ALLAN, D.C.: Excimer laser-induced expansion in hydrogen-loaded silica. 78 (2001), Nr. 17, S. 2452
- [19] IKUTA, Yoshiaki ; KAJIHARA, Koichi ; HIRANO, Masahiro ; KIKUGAWA, Shinya ; HOSONO, Hideo: Effects of H₂ impregnation on excimer-laser-induced oxygen-deficient center formation in synthetic SiO₂ glass. In: *Applied Physics Letters* 80 (2002), Nr. 21, S. 3916
- [20] KARLITSCHKEK, P. ; HILLRICHS, G. ; KLEIN, K.-F.: Influence of hydrogen on the colour center formation in optical fibers induced by pulsed UV-laser radiation. Part 2: all silica fibers with low-OH undoped core. In: *Optics Communications* 155 (1998), Nr. 4–6, S. 386 – 397

Danksagungen

Zum Schluss möchte ich mich bei einigen Menschen speziell bedanken. Besonders bei Professor Markus Hennrich, der mir die Möglichkeit gab, in der Arbeitsgruppe rund um die „Ionen auf hohem Niveau“ mitzuarbeiten. Er war immer zur Stelle, wenn es Probleme gab, die es zu lösen galt. Die Betreuung während der Arbeit im Labor und beim Schreiben durch Markus war hervorragend. Auch bei Yves Colombe möchte ich mich bedanken, der nicht müde wurde, mir meine vielen Fragen zu beantworten. Er hat auch sehr viel Zeit aufgebracht, mir im Keller des IQOQI beim Bearbeiten der Faser zu helfen. Meinen Kollegen im Labor, Gerard Higgins, Florian Kress und Fabian Pokorny möchte ich für die gute Zusammenarbeit, die lustigen Momente im Labor und die einen oder anderen Stunden außerhalb der Uni danken, es war eine schöne Zeit mit euch. Einen Freund möchte ich auch erwähnen, der mich auf meinem Weg durch mein Studium immer begleitet hat, danke Christian für deine Freundschaft. Zuletzt gilt mein Dank meiner ganzen Familie, allen voran meiner Mutter, die mich immer wieder von neuem dazu angespornt hat, das Studium der Physik fort zu führen. Ohne diesen Antrieb wäre es wahrscheinlich beim ersten Semester geblieben.

Vielen Dank!



Eidesstattliche Erklärung

Ich erkläre hiermit an Eides statt durch meine eigenhändige Unterschrift, dass ich die vorliegende Arbeit selbständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet habe. Alle Stellen, die wörtlich oder inhaltlich den angegebenen Quellen entnommen wurden, sind als solche kenntlich gemacht.

Die vorliegende Arbeit wurde bisher in gleicher oder ähnlicher Form noch nicht als Magister-/Master-/Diplomarbeit/Dissertation eingereicht.

Datum

Unterschrift