

Erzeugung und Eigenschaften hoch-temperaturstabiler Faser-Bragg-Gitter

DISSERTATION

zur Erlangung des akademischen Grades doctor rerum
naturalium (Dr. rer. nat.)



seit 1558

FRIEDRICH-SCHILLER-UNIVERSITÄT JENA

PHYSIKALISCH-ASTRONOMISCHE FAKULTÄT

angefertigt am Institut für Photonische Technologien (IPHT) Jena

vorgelegt dem Rat der Physikalisch-Astronomischen Fakultät der

Friedrich-Schiller-Universität Jena

von Dipl.-Phys. Eric Lindner geboren am 23. August 1982 in Jena

1. Gutachter: Prof. Dr. Hartmut Bartelt (Jena)
2. Gutachter: Prof. Dr. Stefan Nolte (Jena)
3. Gutachter: Prof. Dr. Ernst Brinkmeyer (Hamburg)

Tag der Disputation 15.05.2012

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	1
1 Optische Glasfasern	3
1.1 Aufbau und Typen optischer Glasfasern	3
1.2 Lichtführung in Stufenindexfasern	4
1.3 Photosensitivität in optischen Quarzglas-Fasern	7
1.3.1 Ursachen der Photosensitivität	8
1.3.2 Mechanismen zur Erhöhung der UV Photosensitivität	10
2 Faser-Bragg-Gitter (FBG)	12
2.1 Funktionsprinzip	12
2.1.1 Beschreibung nach der Theorie der gekoppelten Moden (CMT) .	15
2.1.2 Beschreibung von FBG mittels Transfermatrixmethode	19
2.2 Herstellungsverfahren	22
2.2.1 Erzeugung von FBG mithilfe von Femtosekunden-Laserstrahlung	25
2.3 Grundlagen der Bragg-Gitter basierten Fasersensorik	29
3 Klassifikation von FBG nach Art der Brechzahlmodifikation	32
3.1 UV <i>Typ I</i> Gitter	33
3.1.1 Temperaturbeständigkeit von UV <i>Typ I</i> Gittern	34
3.1.2 <i>Erdogan Modell</i> für Einzelpuls-Ziehturm-Faser-Bragg-Gitter . .	36
3.2 UV <i>Typ II</i> Gitter	42
3.2.1 Temperaturstabilität	44
3.3 Einordnung von Femtosekunden-Laser erzeugten FBG	46
4 Regenerierte-Faser-Bragg-Gitter	51
4.1 Regenerierte Gitter in optischen Fasern ohne Wasserstoffbeladung (RFBG)	52
4.1.1 Einschreibemethode zur Gittererzeugung	52
4.1.2 Regenerationsexperimente in verschiedenen Fasern	57

4.1.3	Einfluss der Einschreibebedingungen auf die Regeneration . . .	61
4.1.4	Temperaturstabilität von RFBG	66
4.1.5	Brechzahländerung während der Regeneration	68
4.1.6	Hochtemperaturbeständigkeit	76
4.1.7	Verwendung als gemultiplextes Fasersensorarray	78
4.2	Regenerierte FBG in wasserstoffbeladenen optischen Fasern (RFBG _H) .	80
4.2.1	Thermische Regeneration von RFBG _H	82
4.2.2	Thermische Regeneration durch nachträgliche Wasserstoffbeladung	87
5	Zusammenfassung und Ausblick	92
	Literatur	94

Einleitung

In unserem gegenwärtigen Zeitalter ist die umweltverträgliche Erschließung neuer materieller Ressourcen ebenso wichtig, wie die Wirkungsgradmaximierung vorhandener Prozesse. Optische Technologien können dabei einen großen Beitrag leisten und werden in diesem Kontext unter dem Stichwort *Green Photonics* vereint.

Die optische Fasersensorik kann in diesem Zusammenhang als eine Schlüsseltechnologie angesehen werden, da die Messung mit Licht besonders attraktive Eigenschaften bietet. Optische Glasfasern sind aufgrund ihrer kleinen Abmessungen und des geringen Gewichts sehr gut in andere Materialien integrierbar. Darüber hinaus lassen sich Faser-Sensoren wegen des dielektrischen Charakters unter rauen Bedingungen und bei hohen elektromagnetischen Feldern anwenden. Überdies weisen Fasern ausgezeichnete Transmissionseigenschaften auf, welche eine Serienkonfiguration von vielen Messpunkten innerhalb einer Faser (Multiplexing) zulassen. Ein großes Anwendungsgebiet liegt deshalb in der Öl- und Gasindustrie, in der Metallurgie sowie in der Energietechnik. Dort besteht der Trend darin, die Wirkungsgrade zu maximieren. Für einen gefahrenlosen Ablauf ist dazu eine kontinuierliche Überwachung aller Prozesse mittels Sensoren unverzichtbar. Optische Fasern mit den genannten Eigenschaften eignen sich hervorragend zu diesem Zweck [1].

Ein wichtiges Konzept zur Funktionalisierung von optischen Fasern als Sensor basiert auf der Verwendung von Faser-Bragg-Gittern (FBG). Diese bestehen aus einer periodischen Brechzahlmodulation im Kern einer optischen Glasfaser. Das nötige Brechzahlmuster wird meist unter Ausnutzung der Fotoempfindlichkeit von dotiertem Quarzglas bei der Bestrahlung mit UV Laserlicht erzeugt. Das Gitter wirkt als wellenlängenselektiver, dielektrischer, fasernintegrierter Spiegel. FBG wurden erstmals 1978 von Hill et al. [2] erzeugt und finden bis heute vor allem in der optischen Telekommunikation Anwendung. Parallel erfolgte die Entwicklung als Sensor für verschiedene Messgrößen, wie z. B. Dehnung, Temperatur, Druck, Vibration, Luftfeuchtigkeit und Viskosität [3]. Das Funktionsprinzip der FBG Sensoren beruht auf der Verschiebung der Resonanzwellenlänge (Bragg-Wellenlänge) des Gitters bei der Einwirkung äußerer Einflüsse. Die maximale Anwendungstemperatur von FBG ist von der Art der Brechzahlmodifikation

abhängig. Der herkömmliche Anwendungsbereich liegt, aufgrund des Ausbleichens der Gitter und der Temperaturbeständigkeit des Coatings, deutlich unter $300\text{ }^\circ\text{C}$. Zur Erweiterung auf den Hochtemperaturbereich ($T > 500\text{ }^\circ\text{C}$) sind neue Überlegungen notwendig. Ein gegenwärtig verfolgter Ansatz nutzt die Generierung von temperaturstabilen Brechzahlmodifikationen unter Nutzung von Femtosekunden-Laserstrahlung aus [4]. Andere Methoden beruhen auf einer thermischen Nachbehandlung konventioneller Gitter [5, 6]. Die maximale Anwendungstemperatur von FBG ist ebenfalls durch das Quarzglas selbst begrenzt und liegt in der Nähe des Erweichungspunktes bei $1100\text{ }^\circ\text{C}$. Für höhere Einsatztemperaturen können FBG in anderen Materialien, wie z. B. in Saphir, erzeugt werden [7].

Ziel dieser Arbeit ist es, neue Möglichkeiten zur Erzeugung hoch-temperaturstabiler FBG in Quarzglas-Fasern zu erforschen. In Kapitel 1 werden die Grundlagen optischer Fasern behandelt. Neben den Lichtführungseigenschaften, werden in diesem Kapitel grundlegende Begriffe der Photosensitivität erläutert. Kapitel 2 beschreibt sowohl das Funktionsprinzip als auch die Herstellungsverfahren von Faser-Bragg-Gittern. Dabei werden verschiedene Herstellungsmethoden mittels UV Nanosekunden (ns) -und Femtosekunden (fs)-Laserstrahlung erörtert. Am Ende von Kapitel 2 sind die wichtigsten Erkenntnisse bei der Anwendung von FBG als Faser-Sensor zusammengefasst. Im 3. Kapitel werden die Grenzen der Hochtemperaturanwendung bekannter *Typ I* und *Typ II* Gitter untersucht. Zudem wird ein Modell zur Beschreibung der Degradation von *Typ I* FBG auf Einzelpuls-Gitter angewendet. Weiterhin wird in diesem Kapitel die Eignung von fs FBG als Hochtemperatursensoren getestet. In Kapitel 4 erfolgt die Vorstellung einer neuen Methode zur Gitterstabilisierung. Diese beschreibt die Herstellung und die Eigenschaften von *regenerierten FBG*. Das regenerative Verhalten von FBG wurde im Rahmen der vorliegenden Arbeit, nahezu zeitgleich mit Canning et al. [8], erstmals gefunden und charakterisiert die Gitterstabilisierung durch eine thermische Nachbehandlung. *Regenerierte* FBG können in zwei verschiedene Arten eingeteilt werden. In Kapitel 4 werden darüber hinaus die wichtigsten Einflussgrößen zum Auftreten einer Regeneration erläutert und die maximale Anwendungstemperatur abgeleitet. Abschließend folgt die Zusammenfassung der wichtigsten Forschungsergebnisse und es wird ein Ausblick über zukünftige Ansatzmöglichkeiten gegeben.

1 Optische Glasfasern

Um in dem folgenden Kapitel die grundlegenden Begriffe zu Faser-Bragg-Gittern verstehen zu können, ist es nötig den Aufbau und das Funktionsprinzip von optischen Glasfasern zu erläutern. Dazu erfährt man in den Abschnitten 1.1 und 1.2 die grundlegenden Begriffe. Anschließend werden im Abschnitt 1.3 materialwissenschaftliche Grundlagen zur Photosensitivität behandelt, um die Wechselwirkung von Licht mit dem Glasmaterial zu verstehen.

1.1 Aufbau und Typen optischer Glasfasern

Optische Glasfasern für die Telekommunikation und Sensorik bestehen hauptsächlich aus reinem Quarzglas (Kieselglas) und werden aus einer Faser-Preform zum finalen Durchmesser von meist $125\ \mu\text{m}$ verzogen. Dabei besteht die Faser aus einem lichtführenden Kern und dem Faser-Mantel. Die Größenverhältnisse von Faserkern und -Mantel sind bereits in der Preform festgelegt und werden beim Verziehen zur Faser nicht verändert. Um eine Lichtführung durch interne Totalreflexion im Faserkern zu gewährleisten, muss der Brechungsindex gegenüber dem Mantel erhöht sein. Dies erreicht man durch Zugabe von Dotanden im Herstellungsprozess der Faser-Preform. Dotanden zur Erhöhung der Kernbrechzahl sind zum Beispiel Germanium (Ge) oder Phosphor (P) in Form ihrer Oxide (GeO_2 , P_2O_5). Zur Erniedrigung der Brechzahl wird i. d. R. Fluor oder Bor verwendet (B_2O_3 , SiF_4) [9]. Die einfachste Form einer Faserstruktur, eine Stufenindexfaser, besteht aus einem hochbrechenden Faserkern und einem Mantel, wobei die Brechzahl am Übergang stufenförmig ansteigt. Fasern, bei denen die Brechzahl vom Kerngebiet zum Mantel allmählich abfällt, bezeichnet man als Gradientenindexfasern [10, 11]. Neben dem Prinzip der Lichtführung durch interne Totalreflexion existieren noch andere Mechanismen, wie z. B. durch Reflexion an konzentrischen Brechzahlperioden (Bragg-Fasern [12]) oder durch Ausnutzung einer optischen Bandlücke in einer photonischen Kristallfaser (PCF, engl. *photonic crystal fiber*) [13]. Glasfasern besitzen außerdem, unabhängig von der Art des Lichtleitemechanismus, noch mindestens eine zusätzliche Schutzschicht (engl. *coating* oder *buffer*), welche gewöhnlich aus einem Polymer besteht. Die Aufgabe des Coatings besteht darin, die mechanische Stabilität zu

gewährleisten und die Eindiffusion von Feuchtigkeit in das Glasmaterial zu verhindern [14]. Durch das Aufbringen dieser hermetischen Schutzschicht kann vermieden werden, dass sich die auf der Glasfaseroberfläche statistisch auftretenden Mikrorisse vergrößern und somit zum Bruch der Faser führen [15]. In den folgenden Kapiteln dieser Arbeit werden ausschließlich Stufenindexfasern behandelt. Aus diesem Grund ist es wichtig, die Lichtführung in solchen Fasern näher zu erläutern.

1.2 Lichtführung in Stufenindexfasern

Um die Lichtführung in einer Stufenindexfaser zu verstehen kann, ausgehend von den Maxwell-Gleichungen (MWG) der Optik im Fourierraum, die Helmholtzgleichung hergeleitet werden. Dabei besteht die Vereinfachung beim Übergang von den allgemeinen Maxwell-Gleichungen zu denen der Optik in der Annahme der Verwendung von unmagnetischen Medien (Magnetisierung $\bar{M}(r, \omega) = 0$) sowie in der Abwesenheit externer Ladungen ($\rho(r, \omega) = 0$). Es ergeben sich somit die MWG im Fourierraum zu:

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \bar{E}(r, \omega) &= i\omega\mu_0 \bar{H}(r, \omega), \\ \operatorname{rot} \bar{H}(r, \omega) &= -i\omega \bar{D}(r, \omega), \\ \operatorname{div} \bar{D}(r, \omega) &= 0, \\ \operatorname{div} \bar{B}(r, \omega) &= 0. \end{aligned} \tag{1.1}$$

Hierbei bezeichnen $\bar{E}(r, \omega)$, $\bar{H}(r, \omega)$ die elektrischen und magnetischen Felder in vektorieller Darstellung. Die magnetische Flussdichte $\bar{B}(r, \omega)$ und die dielektrische Verschiebung $\bar{D}(r, \omega)$ sind über die Materialgleichungen mit \bar{E} und \bar{H} gekoppelt:

$$\begin{aligned} \bar{D}(r, \omega) &= \epsilon_0 \bar{E}(r, \omega) + \bar{P}(r, \omega), \\ \bar{B}(r, \omega) &= \mu_0 \bar{H}(r, \omega). \end{aligned} \tag{1.2}$$

ϵ_0 ist die elektrische Feldkonstante und $\bar{P}(r, \omega)$ die Polarisation, welche die Response des Materials auf das eingestrahlte Feld beschreibt. Im Falle von Glas als isotropes, dispersives Medium, ergibt sich folgende Abhängigkeit für die Polarisation und somit für die dielektrische Verschiebung:

$$\begin{aligned} \bar{P}(r, \omega) &= \epsilon_0 \chi(r, \omega) \bar{E}(r, \omega), \\ \bar{D}(r, \omega) &= \epsilon_0 \epsilon(r, \omega) \bar{E}(r, \omega). \end{aligned} \tag{1.3}$$

Die dielektrische Funktion $\epsilon(r, \omega) = 1 + \chi(r, \omega)$ kann im Allgemeinen komplex sein, vereinfacht sich jedoch zu einem reellen Term bei der Annahme geringer Verluste unter Verwendung optischer Wellenlängen zwischen $0,5 \mu\text{m}$ bis $2 \mu\text{m}$ [11]. Deshalb gilt hier der Zusammenhang zwischen dielektrischer Funktion und Brechzahl in der Form $\epsilon(r, \omega) = n^2(r, \omega)$. Wendet man nun den *rot* Operator auf die Erste der vier Gleichungen 1.1 an, erhält man die Helmholtzgleichung als Spezialfall der Wellengleichung für das elektrische Feld (mit der Wellenzahl $k_0 = \frac{\omega}{c}$):

$$\Delta \bar{E}(r, \omega) + k_0^2 n^2(r, \omega) \bar{E}(r, \omega) = 0. \quad (1.4)$$

Für jede Vektorkomponente von $\bar{E}(r, \omega)$ gilt die Helmholtzgleichung, wobei nur zwei von sechs Gleichungen unabhängig voneinander sind. Aus diesem Grund ist eine skalare Lösung einer Komponente ausreichend. Schreibt man die Helmholtzgleichung in Zylinderkoordinaten für eine Komponente ($E_z(r, \phi, z)$) auf und benutzt den Ansatz der Trennung der Variablen $E_z(r, \phi, z) = U(r)e^{-il\phi}e^{-i\beta z}$ (mit l als ganze Zahl und β als Ausbreitungskonstante), ergibt sich aus der Gl. 1.4 für die radiale Komponente $U(r)$:

$$\frac{d^2 U}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dU}{dr} \left(n^2(r) k_0^2 - \beta^2 - \frac{l^2}{r^2} \right) U = 0. \quad (1.5)$$

Für eine Stufenindexfaser mit Kernradius a ist für $r < a$, $n(r, \omega) = n_1(\omega)$ die Kernbrechzahl und für $r > a$, $n(r, \omega) = n_2(\omega)$ die Mantelbrechzahl. Damit eine Welle geführt wird, muss die Ausbreitungskonstante β kleiner als die Wellenzahl im Kern und größer als die Wellenzahl im Mantel sein. Damit lässt sich die Gl. 1.5 für Kern (Gl. 1.6) und Mantel (Gl. 1.7) einzeln mit $p^2 = n_1^2 k_0^2 - \beta^2$ und $q^2 = \beta^2 - n_2^2 k_0^2$ definieren:

$$\frac{d^2 U}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dU}{dr} \left(p^2 - \frac{l^2}{r^2} \right) U = 0, \quad (1.6)$$

$$\frac{d^2 U}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dU}{dr} \left(q^2 - \frac{l^2}{r^2} \right) U = 0. \quad (1.7)$$

Die Lösung dieser bekannten Differentialgleichungen sind Besselfunktionen unter den Randbedingungen, dass die Funktionen für $r = 0$ begrenzt sind und gegen 0 konvergieren, wenn $r \rightarrow \infty$ konvergiert [16]. Es handelt sich im Kern um Besselfunktionen erster Art ($J_l(pr)$) der Ordnung l und im Mantel um modifizierte Besselfunktionen zweiter Art ($K_l(qr)$) der Ordnung l . Während die Funktionen $J_l(pr)$ sinusförmig mit abklingender Amplitude oszillieren (Abb. 1.1), klingen die Funktionen $K_l(qr)$ exponentiell

ab. Aus den Stetigkeitsbedingungen für $J_l(pr)$, $K_l(qr)$ und deren ersten Ableitungen

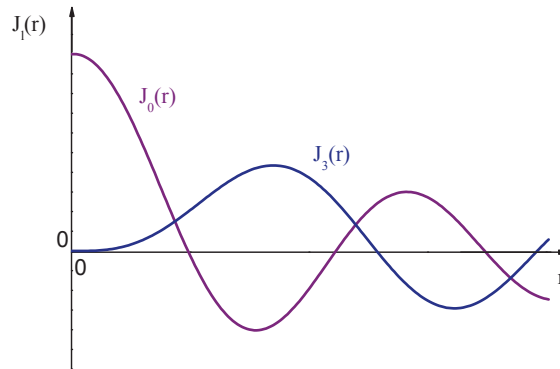


Abbildung 1.1: Darstellung der Besselfunktionen $J_0(r)$ und $J_3(r)$.

an der Stelle $r = a$ ergibt sich das Bild, dass der größte Anteil des Feldes im Faserkern konzentriert ist, während es im Mantelgebiet exponentiell abfällt. Aus der Definition der Parameter p und q ergibt sich, dass die Summe eine Konstante sein muss:

$$p^2 + q^2 = (n_1^2 - n_2^2)k_0^2 = (NA)^2 \cdot k_0^2. \quad (1.8)$$

Die numerische Apertur (NA) ist ein Maß für die Einkoppelfähigkeit von Licht in die Faser. Wird die Gl. 1.8 mit dem Quadrat des Kernradius multipliziert und daraus die Wurzel gebildet, erhält man den V Parameter einer Faser:

$$V = 2\pi \frac{a}{\lambda_0} NA. \quad (1.9)$$

Der V Parameter ist eine wichtige Größe und beschreibt einen Zusammenhang zwischen der Fasergeometrie und den geführten Moden. Für die meisten Fasern kann vom Prinzip der schwachen Führung ausgegangen werden, da der Brechzahlunterschied zwischen Kern und Mantel oft nur wenige 10^{-2} beträgt [16]. In diesem Fall kann angenommen werden, dass die Längskomponenten (E_z , H_z) der elektrischen und magnetischen Felder schwächer sind als die transversalen Anteile, welche somit orthogonale Polarisationszustände bilden. Die allgemeinen Hybrid-Moden in Fasern vereinfachen sich dann zu linear polarisierten Moden und werden mit LP_{lm} bezeichnet. Jede Mode besitzt dabei

eine spezifische Ausbreitungskonstante β , der man eine effektive Brechzahl $n_{eff} = \frac{\beta}{k_0}$ zuordnen kann. Diese muss immer zwischen den Brechzahlen von Kern und Mantel liegen ($n_1 > n_{eff} > n_2$), damit eine Mode geführt wird. Mithilfe des V Parameters (Gl. 1.9) können für große V , die Anzahl der geführten Moden M in einer Faser abgeschätzt werden [11]:

$$M = \frac{V^2}{2}. \quad (1.10)$$

Eine Mode hat ihren *cut off*, das heißt sie wird nicht mehr im Faserkern geführt, wenn ihre effektive Brechzahl gleich der Brechzahl des Fasermantels ist $n_{eff} = n_2$. Bei der Führung einer fundamentalen Mode (LP_{01}) in der Faser, die nicht *cut off* gehen kann, ist $V < 2,405$, was der ersten Nullstelle der Besselfunktion $J_0(p, r)$ entspricht. Eine solche Einmodenfaser (engl. *Single Mode Faser*) lässt sich sowohl durch die Wahl geeigneter Fasergeometrien (Kerngröße, Brechzahlen) als auch durch die Wahl der Arbeitswellenlänge realisieren. Im Rahmen dieser Arbeit werden ausschließlich *Single Mode* Fasern verwendet, deren Intensitätsprofil im Kern durch eine Gaußkurve angenähert werden kann.

1.3 Photosensitivität in optischen Quarzglas-Fasern

Die Photosensitivität bzw. Fotoempfindlichkeit in optischen Quarzglas-Fasern beschreibt eine permanente Änderung des Brechungsindex durch die Einstrahlung von meist UV Laser Licht. 1978 konnte erstmals eine Änderung der Brechzahl bei der Einkopplung von Licht eines Argonionen-Lasers (514,5 nm oder 488 nm) in eine optische Quarzglasfaser nachgewiesen werden [2]. Durch Ausbilden einer stehenden Welle in der optischen Faser wird eine periodische Brechzahlmodulation induziert, die als faserinterner, schmalbandiger Reflektor für die eingekoppelte Laserwellenlänge wirkt. Eine solche Brechzahlmodulation ist in der Literatur unter dem Begriff *Hill Gitter* bekannt. Die Ursachen für die lichtinduzierte Brechzahländerung im Glasmaterial sind bis zum heutigen Tag nur unvollständig geklärt und können nicht durch ein allgemeingültiges Modell beschrieben werden. Da die Photosensitivität in optischen Fasern im Rahmen dieser Arbeit die Grundlage zur Erzeugung von Faser-Bragg-Gittern ist, werden im folgenden Abschnitt unterschiedliche Mechanismen der Photosensitivität näher erläutert.

Durch die Untersuchung der Temperaturstabilität verschiedener Bragg-Gitter-Typen in Kapitel 3, lassen sich anschließend Rückschlüsse auf den Mechanismus zur Brechzahländerung ziehen.

1.3.1 Ursachen der Photosensitivität

Die Photosensitivität von optischen Glasfasern kann auf zwei wesentliche Mechanismen zurückgeführt werden. Zum einem auf vorhandene Defekte im Glasmaterial und zum anderen auf die Änderung des Spannungszustandes im Glas, verursacht durch die Belichtung.

Defekte im Glasmaterial entstehen bereits bei der Herstellung der Glaserfaser-Preform im MCVD (engl. *modified chemical vapor deposition*) Prozess, bei dem verschiedene Dotanden aus der heißen Gasphase an der Innenseite eines Quarzglasrohres abgeschieden werden [17]. Da ein hundertprozentiger Stoffumsatz nicht möglich ist, werden Sub-Oxide der Dotanden zu einem bestimmten Anteil gebildet, welche Defekte innerhalb des Glases zur Folge haben. Die Defektbildung wird durch das Kollabieren des Glasrohres und das Verziehen zur Faser weiter verstärkt, da dabei Bindungen im Quarzglas aufbrechen können [18]. Die Art der Defekte hängt stark von den verwendeten Dotanden im Quarzglas ab. Wie in Abschnitt 1.1 beschrieben, bestehen die meisten optischen Glasfasern für die Telekommunikation und Sensorik aus einem Quarzglas-mantel und einem Ge-dotierten Faserkern. In solchen Fasern sind die Ge-induzierten Defekte ausschlaggebend für die Fotoempfindlichkeit gegenüber der Bestrahlung mit UV-Laser Licht. In dieser Arbeit werden hauptsächlich Ge-dotierte Fasern mit unterschiedlichen Dotierungsgraden verwendet und untersucht. Deshalb es ist es wichtig den Beitrag dieser Defekte zur Photosensitivität näher zu erläutern. Durch die Formation von Sub-Oxiden (GeO_x , $x = 1, \dots, 4$) werden bereits während der Preformherstellung verschiedene Germanium-Sauerstoff-Fehlstellen-Defekte (*GODC*, engl. *germanium oxygen deficient centers*) gebildet. Möglich sind z. B. Falschbindungen (engl. *wrong-bonds*, Bindungen zwischen $Ge - Ge$ oder $Ge - Si$) oder $Ge(1/2)$ -Defekte (an einem Germanium Atom lokalisiertes, überschüssiges Elektron) [19]. Durch die Bestrahlung mit UV Licht ist es möglich, Defekte ineinander umzuwandeln. Bestrahlt man das dotierte

Glas beispielsweise mit 240 nm ($5,2\text{ eV}$), brechen die *wrong bonds* auf und bilden positiv geladene GeE' Zentren. Die frei werdenden Elektronen lokalisieren sich anschließend wieder an einem Ge-Atom und formen $Ge(1)$ oder $Ge(2)$ Defekte [20]. Dabei besitzen die $Ge(1/2)$ Defekte wiederum verschiedene Anregungsenergien im UV Spektralbereich ($4,4\text{ eV}$ für $Ge(1)$, $5,8\text{ eV}$ für $Ge(2)$) [20, 21]. Durch die Messungen des Absorptionsspektrums in der Faser vor und nach dem Belichten mit einem Laser bei 244 nm (bzw. 242 nm), kann ein Ausbleichen einer Absorptionsbande (Abbau des Defekts) bei 240 nm nachgewiesen werden. Gleichzeitig wächst eine andere Bande im kurzwelligeren Bereich an [22, 23]. Es wurde außerdem gezeigt, dass der Effekt durch thermische Behandlung teilweise umgekehrt werden kann [23]. Die Änderung des Absorptionsspektrums im ultravioletten Spektralbereich führt zur Änderung der Brechzahl im nahen Infrarot (NIR) und berechnet sich über die Kramers Kronig Relation [20]. Die Messung der UV-induzierten Brechzahl erfolgt entweder indirekt über die Charakterisierung eines Faser-Bragg-Gitters unter Verwendung der gekoppelten Modentheorie [24] oder direkt durch interferometrische Verfahren mittels Mach-Zehnder-Interferometer [25].

Neben dem Modell der Brechzahlmodifikation durch Defekte (auch *Farbzentrenmodell* genannt), wird in der Literatur ebenfalls eine Brechzahländerung durch Variation der Spannungszustände bei UV Laserbestrahlung beschrieben. Man unterscheidet dabei zwei Modellvorstellungen. Zum einen gibt es das sogenannte *stress relief* Modell, welches den Spannungsabbau beschreibt, der aus dem Aufbrechen der *wrong bonds* resultiert [21, 26]. Zum anderen das *compaction* Modell, welches durch eine Umordnung der molekularen Strukturen von einer Verdichtung des Glasmaterials ausgeht [27]. Das *compaction* Modell wurde anhand von Messungen der Materialdichte mithilfe der Transmissionselektronenmikroskopie an Preformscheiben [28] und Fasern [29] sowie mittels der Messung der Spannungszustände in Fasern (vor und nach dem Belichten mit UV Laser Licht) experimentell bestätigt [30, 31]. Es zeigt sich, dass unabhängig vom Spannungszustand vor der Belichtung (Zugspannung oder Druckspannung) immer eine Erhöhung der Zugspannung nach der Belichtung auftritt. Dies kann durch eine Verdichtung (*compaction*) des Materials erklärt werden und führt zu einer Brechzahlerhöhung [30].

Aufgrund der Komplexität, der im Glasmaterial auftretenden Effekte, lässt sich der

allgemeine Begriff der Photosensitivität nur als Kombination der Einflüsse durch Defekte (Farbzentren) und Spannungen verstehen. Diese können gleichzeitig auftreten und zudem wechselwirken. Die lichtinduzierte Brechzahländerung, als Wirkung der Photosensitivität, kann folglich nicht eindeutig einem Mechanismus zugeordnet werden und ist von vielen Prozessparametern (Faserparameter, Laserparameter) abhängig.

1.3.2 Mechanismen zur Erhöhung der UV Photosensitivität

Um die Photosensitivität in Glasfasern zu erhöhen, gibt es verschiedene Methoden. Die Einfachste ist die Vergrößerung der Dotandenkonzentration während der Herstellung der Faser-Preform. Im Fall von Germanium als Dotand führt eine größere Dotandenkonzentration zu einer höheren Defektdichte im Material und direkt zu einer Vergrößerung der Absorptionsbande. Ein linearer Zusammenhang zwischen der Ge-Konzentration und der Stärke der Absorptionsbande bei 240 nm (*wrong bonds*) konnte in Faser-Preformen bestimmt werden [32]. Neben dem Ge-Gehalt spielen zudem die Prozessbedingungen bei der Herstellung der Preform eine wichtige Rolle. So wird die Fotoempfindlichkeit beim Kollabieren des Glasrohrs zum Stab während der Preformherstellung [17] erhöht, indem man oxidierende Umgebungsbedingungen in sauerstoffhaltiger Atmosphäre vermeidet. Reduzierende Kollabierungsbedingungen unter Verwendung von He oder N_2 führen zur Verstärkung der Absorptionsbande der *wrong bonds* [32]. Die Zugabe von Stickstoff in Ge-dotierten Fasern [33] sowie das Ersetzen des Germaniums durch Zinn [34] oder das Hinzufügen von Bor [35], führen aus dem gleichen Grund zu einer verstärkten Fotoempfindlichkeit.

Wenn man die Dotandenkonzentration nicht ändern kann, gibt es alternative Methoden zur Steigerung der Photosensitivität im Glasmaterial, welche sich im Ansatz unterscheiden. Der erste Ansatz basiert auf der Erhöhung der Absorptionsbande bei 240 nm durch eine Vorbelichtung. Mithilfe von Vakuum UV Strahlung (Fluorlaser bei 157 nm) oder mittels CO_2 Laser ($10,6\text{ }\mu\text{m}$) lässt sich die Fotoempfindlichkeit im Wellenlängenbereich bei 240 nm steigern [36, 37]. Hierbei nutzt man unter der Verwendung beider Laser aus, dass sich nach dem *Farbzentrenmodell* einzelne Defekte (GODC's) abbauen, während sich andere erhöhen. Dies führt zur Steigerung der Absorptionsbande und somit zur

Erhöhung der induzierten Brechzahl [19, 36, 37].

Der meist verwendete Ansatz zu Erhöhung der UV Photosensitivität ist die Beladung mit molekularem Wasserstoff. Dazu wird die Faser bei Temperaturen zwischen 20 °C und 75 °C und Drücken zwischen 100 *bar* und 750 *bar* für eine bestimmte Zeit einer Wasserstoffatmosphäre ausgesetzt. Belichtet man solche Fasern anschließend, zeigen diese sowohl eine erhöhte Fotoempfindlichkeit als auch Brechzahl [38]. Die Mechanismen der Photosensitivität verkomplizieren sich weiter in Gegenwart von Wasserstoff. Es ist bekannt, dass die Eindiffusion von H_2 in die Faser zur Bildung von OH^- Ionen führt. Dies resultiert in einer Dämpfungserhöhung im NIR [39], welche durch UV Belichtung noch verstärkt wird. Neben der Wirkung im NIR wird der UV Spektralbereich durch Defektbildung ebenfalls beeinflusst. Anhand von Absorptionmessungen an Glasproben und Preformen konnte ein Anstieg der Absorption im Wellenlängenbereich $< 200\text{ nm}$ nach dem Belichten beobachtet werden, welcher sich von dem einer unbeladenen Probe unterscheidet [40, 41]. Außerdem ist bekannt, dass infolge einer Wasserstoffbeladung weniger UV induzierte Spannungen durch die Belichtung auftreten. Das ist ein Indiz dafür, dass es keine Verdichtung im Glasmaterial gibt [42].

2 Faser-Bragg-Gitter (FBG)

Der Begriff der Bragg-Reflexion wurde nach den englischen Physikern William Henry Bragg und seinem Sohn William Lawrence Bragg benannt und stammt ursprünglich aus der Untersuchung von Kristallen mit Röntgenstrahlen. Im Jahr 1913 erkannten beide, dass es für Röntgenstrahlen bestimmte Winkel gibt, bei denen Strahlung von benachbarten Kristallebenen konstruktiv interferiert. Die dafür notwendige Bedingung wurde in *Bragg-Bedingung* benannt.

Im optischen Spektralbereich bezeichnet man mit Bragg-Reflexion ebenfalls die konstruktive Interferenz von Licht, jedoch an Schichtsystemen mit unterschiedlichen Brechzahlen. Dielektrische Schichten können hinsichtlich ihrer Geometrie und Brechzahl so aufgebaut werden, dass sich komplizierte mehrdimensionale Bragg-Strukturen erzeugen lassen. Diese werden als photonische Kristalle bezeichnet und besitzen, angelehnt an Halbleiter, eine photonische Bandstruktur. Faser-Bragg-Gitter können, aufgrund der Translationsinvarianz der optischen Faser in Ausbreitungsrichtung und ihrer Lichtführungseigenschaften, als eine Art eindimensionaler photonischer Kristall interpretiert werden. Die periodische Störung der Brechzahl im Kern einer optischen Faser führt durch Modenkopplung zur Ausbildung einer wellenlängenselektiven Resonanz, deren Wirkung im Falle eines FBG als faserintegrierter Spiegel verstanden werden kann. Da Faser-Bragg-Gitter das Kernstück dieser Arbeit darstellen, werden alle wichtigen Begriffe zum Verständnis in diesem Kapitel eingeführt. Ausgehend von dem Funktionsprinzip, beschrieben im Bild der Theorie der gekoppelten Moden (*CMT*, engl. *coupled mode theory*) und unter Verwendung der Transfermatrixmethode, werden anschließend Herstellungsverfahren sowie Grundlagen zur Sensorik mit FBG behandelt.

2.1 Funktionsprinzip

Faser-Bragg-Gitter bestehen aus einer periodischen Brechzahlmodulation im Kern einer optischen Faser entlang der Lichtausbreitungsrichtung. Es handelt sich um eine Aneinanderreihung von Brechzahlssprüngen, wobei der Anstieg im Bereich von wenigen 10^{-5} bis höchstens 10^{-2} über der Ausgangsbrechzahl des Kerns liegt. Phänomenologisch lässt

sich das Funktionsprinzip von FBG auch mithilfe der *Fresnel* Reflexion verstehen. An jedem Brechzahlssprung innerhalb eines Gitters wird eine schwache Teilwelle reflektiert. Entspricht die Brechzahlperiode der halben Lichtwellenlänge im Glas, interferieren alle entstandenen Teilwellen konstruktiv zu einer gegenläufigen Welle. Das Gitter wirkt als Reflexionsfilter für eine von der Periode vorgegebene Wellenlänge (λ_B), während andere Wellenlängen ungestört passieren können (Abb. 2.1). Faser-Bragg-Gitter können

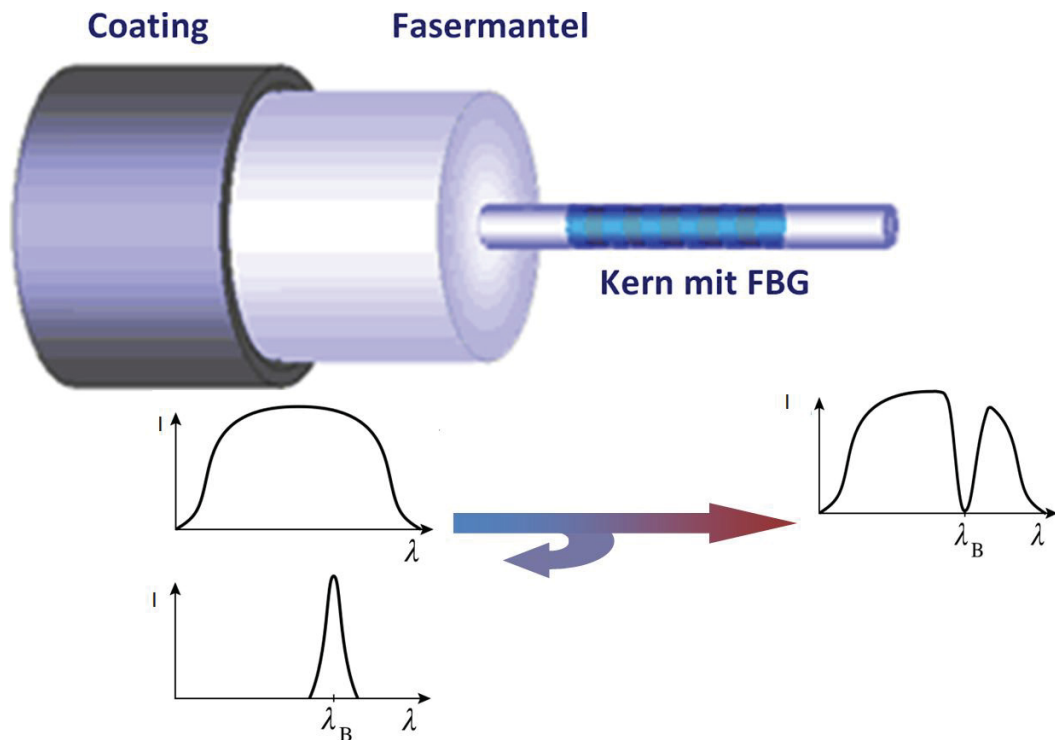


Abbildung 2.1: Schema einer optischen Faser mit integriertem Bragg-Gitter. Grundprinzip zur Reflexion an einem FBG.

als Störungen des effektiven Brechungsindex der geführten Mode verstanden werden, die sich wie folgt ausdrücken lässt [43, 44]:

$$\Delta n(z) = \overline{\Delta n}(z) \left\{ 1 + \nu \cos \left[\frac{2\pi}{\Lambda_{FBG}} z + \psi(z) \right] \right\}. \quad (2.1)$$

$\overline{\Delta n}(z)$ die, über eine Bragg-Periode Λ_{FBG} gemittelte, Brechzahl und wird als *DC* Term der Brechzahländerung bezeichnet. Da die Mittelung ausschließlich über eine Periode erfolgt, bleibt die Ortsabhängigkeit von $\overline{\Delta n}(z)$ erhalten. ν entspricht dem Verhältnis

zwischen Amplitude der Brechzahländerung (AC Term) zur mittlerer Brechzahländerung und wird oftmals als Brechzahlkontrast bezeichnet. Zusätzlich kann ein Phasenterm $\psi(z)$ auftreten. Mithilfe der Änderung des mittleren Brechungsindex $\overline{\Delta n}(z) = \Delta n_{DC}(z)$ als auch der Modulationsamplitude $\Delta n_{AC}(z)$, kann man aus Gl. 2.1 auf die allgemeine Form der Brechzahlmodulation schließen:

$$\Delta n(z) = \Delta n_{DC}(z) + \Delta n_{AC}(z) \cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda_{FBG}}z + \psi(z)\right). \quad (2.2)$$

Da $\Delta n_{DC}(z)$ nur einen homogenen Anteil zur Brechzahlmodulation beiträgt, wird im Rahmen dieser Arbeit für den Term $\Delta n_{AC}(z)$ kurz der Ausdruck Brechzahlmodulation verwendet. FBG können hinsichtlich der Form ihrer auftretenden Brechzahlmodulation in unterschiedliche Klassen eingeteilt werden. Allgemein sind die Größen $\Delta n_{DC}(z)$, $\Delta n_{AC}(z)$ und $\psi(z)$ z -abhängig.

Bei **homogenen Gittern** fällt die z - Abhängigkeit für Δn_{DC} , Δn_{AC} und ψ weg. Solche Gitter werden aufgrund der Form der Einhüllenden ihrer Brechzahlmodulation als Rechteckgitter bezeichnet. *Hill Gitter*, als erste Form der FBG, sind ebenfalls durch eine derartige Brechzahlmodulation gekennzeichnet [2]. Im Rahmen dieser Arbeit werden ausschließlich homogene Gitter erzeugt und charakterisiert.

Gechirpte Gitter besitzen im Allgemeinen ebenfalls eine rechteckige Einhüllende der Brechzahlmodulation und zeichnen sich meist durch eine veränderliche Periode in z -Richtung aus. Neben der Möglichkeit der geometrischen Änderung der Periode [45], können gechirpte Gitter durch Variation der effektiven Brechzahl über die Gitterlänge erzeugt werden. Dazu kann die Faser an der Gitterstelle getapert werden (Faserdurchmesser kontinuierlich verkleinern), um somit im Übergangsbereich eine veränderliche effektive Brechzahl zu erzeugen [46]. Den gleichen Effekt erzeugt man durch lokales, homogenes Nachbelichten am Gitterort [47]. Gechirpte Gitter besitzen aufgrund der veränderlichen Periode bzw. effektiven Brechzahl ein, im Vergleich zu homogenen Gittern, verbreitertes Spektrum.

Apodisierte Gitter sind sowohl in Δn_{DC} als auch in Δn_{AC} ortsabhängig und können auf verschiedene Weise erzeugt werden. Generell gilt, dass sich die DC und AC Komponenten der Brechzahl allmählich, z. B. gaußförmig über die Gitterlänge, ändern. Dies geschieht durch Belichtung mit gaußförmigen Strahlprofil eines UV Lasers oder

über ein diffraktives Phasengitter mit variierender Beugungseffizienz [48]. Apodisierte Gitter werden oft in der Telekommunikation verwendet, da die bei homogenen Gittern auftretenden Seitenmoden unterdrückt werden können [49, 50]. Im Rahmen dieser Arbeit wird ausschließlich im dritten optischen Fenster der Telekommunikation bei Wellenlängen um 1550 nm gearbeitet [10].

2.1.1 Beschreibung nach der Theorie der gekoppelten Moden (CMT)

Die CMT beschreibt allgemein die Kopplungseigenschaften von auftretenden Moden unter Berücksichtigung einer Störung. Mithilfe der CMT ist es möglich sowohl quantitative Aussagen über den spektralen Verlauf zu machen als auch Erkenntnisse über die Stärke der Kopplung bei der Wechselwirkung von Moden mit einer Brechzahlmodulation in einem Wellenleiter zu gewinnen. Die Grundideen zur Theorie stammen aus den frühen 50er Jahren des letzten Jahrhunderts. Die Anwendung auf geführte Wellen wurde durch Snyder und Yariv [51, 52] eingeführt. Im Rahmen dieser Arbeit werden keine Abweichungen von der CMT betrachtet und es wird von zylindrischen Fasergeometrien ausgegangen. Die transversalen Komponenten des elektrischen Feldes lassen sich mithilfe der Superposition der n Faserkern-Moden wie folgt ausdrücken [44]:

$$\bar{E}_t(x, y, z, t) = \sum_n [A_n(z) \exp(i\beta_n z) + B_n(z) \exp(-i\beta_n z)] \cdot \bar{e}_{nt}(x, y) \exp(-i\omega t). \quad (2.3)$$

$A_n(z)$ bzw. $B_n(z)$ beschreiben die langsam-veränderlichen Amplituden der n -ten Mode in $+z$ und $-z$ Richtung. Aus $\bar{e}_{nt}(x, y)$ ergibt sich das transversale Modenfeld. In einem ungestörten, idealen Wellenleiter bilden die Moden ein orthogonales System, in dem kein Energieaustausch zwischen ihnen möglich ist. Liegt eine dielektrische Störung vor, führt diese zu einer Kopplung der Amplituden der n -ten und der k -ten Mode. Die Kopplung für die Amplituden $A_n(z)$ und $B_n(z)$ mit der k -ten Mode, unter Vernachlässigung der longitudinalen Kopplungskoeffizienten, lässt sich wie folgt formulieren:

$$\frac{dA_n}{dz} = i \sum_k A_k K_{kn}^t \exp[i(\beta_k - \beta_n)z] + B_k K_{kn}^t \exp[-i(\beta_k + \beta_n)z], \quad (2.4)$$

$$- \frac{dB_n}{dz} = i \sum_k A_k K_{kn}^t \exp[i(\beta_k + \beta_n)z] + B_k K_{kn}^t \exp[-i(\beta_k - \beta_n)z]. \quad (2.5)$$

K_{kn}^t beschreibt den transversalen Kopplungskoeffizienten zwischen n -ter und k -ter Mode, welcher von der Störung der Permittivität $\Delta\epsilon$ beeinflusst wird. K_{kn}^t hat folgende Form [44]:

$$K_{kn}^t = \frac{\omega}{4} \int_{A_\infty} \Delta\epsilon(x, y, z) \bar{e}_{kt}(x, y) \cdot \bar{e}_{nt}^*(x, y) dA. \quad (2.6)$$

Für kleine Modulationen ($\Delta n \ll n$) ergibt sich für $\Delta\epsilon$ [44]:

$$\Delta\epsilon \cong 2n_{eff} \Delta n(x, y, z) = 2n_{eff} \Delta n(z) \Delta \hat{n}(r). \quad (2.7)$$

$\hat{n}(r)$ ist dabei eine auf eins normierte Profilfunktion. Bezogen auf eine periodische Störung, ergibt sich unter Verwendung von Gl. 2.2 und 2.7 die folgende komplexe Schreibweise für den Störterm:

$$\Delta\epsilon \cong 2n_{eff} \Delta \hat{n}(r) \left\{ \Delta n_{DC} + \frac{1}{2} \Delta n_{AC} \left[e^{i\left(\frac{2\pi}{\Lambda} z + \psi(z)\right)} + e^{-i\left(\frac{2\pi}{\Lambda} z + \psi(z)\right)} \right] \right\}. \quad (2.8)$$

Bei Auswertung von Gleichungen 2.4, 2.5 und 2.6 zusammen mit der Gleichung für den Störterm 2.8, ergeben sich oszillierende Terme der Form $\Delta n_{DC} \exp(i(\beta_k \pm \beta_n)z)$ bzw. $\Delta n_{AC} \exp(i(\beta_k \pm \beta_n)z \pm (\frac{2\pi}{\Lambda} z + \psi(z)))$. Diese werden nur berücksichtigt, falls sie sich im Vergleich zur Wellenlängenskala langsam verändern. Für den AC Term ergibt sich nur ein Beitrag, wenn die folgende Bedingung näherungsweise erfüllt wird [53]:

$$(\beta_k \pm \beta_n) \pm \left(\frac{2\pi}{\Lambda} + \frac{d\psi(z)}{dz} \right) = 0. \quad (2.9)$$

Gl. 2.9 ist eine allgemeine Form der *Bragg-Bedingung*. Im Fall von FBG ist die Periode kleiner als die Wellenlänge und Gl. 2.9 wird nur von Moden erfüllt, die in entgegengesetzte Richtung propagieren. Ist die Periode größer als die Wellenlänge, wie bei *langperiodischen Gittern* (LPGs), findet ausschließlich eine unidirektionale Kopplung statt. Koppelt man nun eine vorwärts laufende Mode mit einer rückwärts laufenden und setzt alle bisher angenommenen Bedingungen ein ergeben sich folgende Gleichungen für die

Kopplung:

$$\frac{dA}{dz} = iA\sigma + iB\kappa \exp(-i(2\Delta\beta z - \psi(z))), \quad (2.10)$$

$$\frac{dB}{dz} = -iA\kappa \exp(i(2\Delta\beta z - \psi(z))) - iB\sigma, \quad (2.11)$$

$$\sigma = \xi \frac{2\pi\Delta n_{DC}}{\lambda}, \quad (2.12)$$

$$\kappa = \xi \frac{\pi\Delta n_{AC}}{\lambda}, \quad (2.13)$$

$$\xi = \frac{\int_{A\infty} \Delta\hat{n} |U|^2 r dr}{\int_{A\infty} |U|^2}. \quad (2.14)$$

$\Delta\beta$ gibt die *Verstimmung* (engl. *detuning*) zwischen Lichtwellenlänge und Bragg-Wellenlänge an [44] und lässt sich wie folgt berechnen:

$$\Delta\beta = \beta - \frac{\pi}{\Lambda_{FBG}} = \frac{2\pi n_{eff}}{\lambda_B} - \frac{\pi}{\Lambda_{FBG}}. \quad (2.15)$$

ξ beschreibt den Überlapp der im Kern der Faser geführten Mode (Feld $U(r)$) mit dem Profil der Brechzahlmodulation $\Delta\hat{n}(r)$. κ bewirkt die Kopplung der vor- und rücklaufenden Mode. Die Kopplung der Mode mit sich selbst wird durch den Selbstkopplungskoeffizienten bestimmt [44, 53]:

$$\hat{\sigma} = \sigma + \Delta\beta - \frac{1}{2} \frac{d\psi}{dz}. \quad (2.16)$$

Die maximale Kopplung der vor- und rücklaufenden Mode tritt auf, wenn $\hat{\sigma} = 0$ ist. Bei homogenen Gittern, bei denen die Bedingungen $\sigma = 0$ und $\psi = 0$ gelten, ist $\Delta\beta = 0$ genau dann, wenn die *Bragg-Bedingung*:

$$\lambda_B = 2n_{eff}\Lambda_{FBG} \quad (2.17)$$

erfüllt ist. Aus der Gl. 2.16 kann abgeleitet werden, wie sich die Resonanzwellenlänge bei konstanter Brechzahlanhebung ändert ($\Delta n_{DC} = const$). Aus der Bedingung $\sigma = -\Delta\beta$ ergibt sich die Änderung der mittleren Brechzahl, die sich experimentell über das Messen der Bragg-Wellenlängenänderung ($\Delta\lambda_B$) bei der Gittererzeugung bestimmen lässt [54]:

$$\Delta n_{DC} = \frac{\Delta\lambda_B \cdot n_{eff}}{\xi \cdot \lambda_B}. \quad (2.18)$$

Die Gleichungen 2.10 und 2.11 lassen sich unter Wahl geeigneter Randbedingungen für die Moden $A(z)$, $B(z)$ lösen. Auf die Lösung der Gleichung soll hier nicht näher eingegangen werden, sie ist jedoch in Yariv et al. [55] nachvollziehbar. Eine wichtige Kenngröße ist das Verhältnis von vor- und rücklaufender Mode, was auch als Reflexionskoeffizient $\rho = \frac{B(0)}{A(0)}$ bekannt ist. Allerdings ist dieser aufgrund seiner komplexen Form experimentell schwer zugänglich. Bildet man hingegen sein Betragsquadrat, erhält man den Reflexionsgrad R , der experimentell bestimmt werden kann (mit $\sqrt{\kappa^2 - \hat{\sigma}^2} = \mu$, Gitterlänge L):

$$R = \frac{\sinh^2(\mu L)}{\cosh^2(\mu L) - \frac{\hat{\sigma}^2}{\kappa^2}}. \quad (2.19)$$

Aus dieser Gleichung lässt sich unter der Bedingung von $\hat{\sigma} = 0$ die maximale Reflektivität eines Bragg-Gitters ableiten:

$$R_{max} = \tanh^2(\kappa L). \quad (2.20)$$

Umgekehrt kann man mithilfe der Gleichungen 2.20 und 2.13 bei der Messung des maximalen Reflexionsgrades auf die Brechzahlmodulation Δn_{AC} schließen:

$$\Delta n_{AC} = \frac{\lambda_B \tanh^{-1}(\sqrt{R_{max}})}{\xi \cdot \pi \cdot L}. \quad (2.21)$$

Der Begriff Gitterreflexion wird im Verlauf der Arbeit als Synonym für die Bezeichnung des maximalen Reflexionsgrades verwendet. Eine weitere experimentell zugängliche Größe eines Bragg-Gitters ist die spektrale Breite $\Delta\lambda$. Es gibt dabei unterschiedliche Vorschriften zum Messen der spektralen Breite. Die am häufigsten verwendete Methode bestimmt den Wert des Reflexionsgrades beim Abfall auf die Hälfte seines Maximalwertes (*FWHM*, engl. *full width half maximum*) $\Delta\lambda_{FWHM}$. Eine zweite Möglichkeit bietet die Bestimmung der Wellenlängendifferenz in den ersten beiden Minima des Reflexionsspektrums ($\Delta\lambda_{Min}$). Durch Nullsetzen von Gl. 2.19 kann die Position der ersten beiden Minima berechnet werden. Für die spektrale Breite der ersten Minima ergibt sich:

$$\frac{\Delta\lambda_{Min}}{\lambda} = \frac{\xi \Delta n_{AC}}{n_{eff}} \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda}{\xi \Delta n_{AC} L} \right)^2}. \quad (2.22)$$

Weiterhin kann in zwei Spezialfälle für die spektrale Breite unterschieden werden. Bei schwachen Gittern ($\Delta n_{AC} \ll \lambda/L$) wird die spektrale Breite hauptsächlich von dem

Term:

$$\frac{\Delta\lambda_{Min}}{\lambda} \approx \frac{\lambda}{n_{eff}L} = \frac{2}{N} \quad (2.23)$$

bestimmt, wobei N die Anzahl der Gitterperioden bezeichnet. In diesem Zusammenhang ist die spektrale Breite demzufolge umgekehrt proportional zur Länge des Gitters oder zur Anzahl der Gitterperioden. Für starke Gitter hingegen gilt für Gl. 2.22 die Näherung $\Delta n_{AC} \gg \lambda/L$ und die spektrale Breite ergibt sich zu:

$$\frac{\Delta\lambda_{Min}}{\lambda} \approx \frac{\Delta n_{AC}}{n_{eff}}. \quad (2.24)$$

Es wird deutlich, dass die spektrale Breite bei starken Gittern direkt proportional zur induzierten Brechzahlmodulation ist. Physikalisch erklärt sich dieses Verhalten, indem das Licht der Resonanzwellenlänge bei starken Gittern nicht die gesamte Gitterlänge durchdringt, sondern bereits vorher reflektiert wird. Folglich ist die spektrale Breite unabhängig von der Gitterlänge. Im Allgemeinen gilt, dass die spektrale Breite, gemessen beim halben Maximalwert, immer kleiner ist als die, gemessen bei den ersten Minima ($\Delta\lambda_{FWHM} < \Delta\lambda_{Min}$). Für starke Gitter nähern sich beide Werte stark an und $\Delta\lambda_{FWHM}$ kann mithilfe von Gl. 2.24 bestimmt werden.

2.1.2 Beschreibung von FBG mittels Transfermatrixmethode

Während für homogene Faser-Bragg-Gitter eine analytische Lösung der gekoppelten Modengleichungen existiert, können Gitterparameter für komplizierte Gitterstrukturen mit Chirp oder Apodisation nur über numerische Methoden berechnet werden. Neben der numerischen Integration der gekoppelten Modengleichungen selbst, gibt es noch weitere Möglichkeiten der Gittersimulation. Die *Rouard Methode* z.B. basiert auf der Segmentierung eines Gitters in Sub-Wellenlängen-Dünnschichtgebiete, bei denen sich Amplitude und Phase einzeln berechnen lassen [56]. Ein anderes Verfahren verwendet die *Bloch Theorie* zur Berechnung der Eigenmodenlösungen der periodischen Strukturen eines Gitters [57, 58]. Die gebräuchlichste Methode zur Berechnung der Gittercharakteristika ist die *Transfermatrixmethode* [43, 59, 60]. Hierfür wird das Gitter in homogene Segmente mit konstanter Länge, Chirp und Koppelkonstante geteilt, für die das Feld nach der Propagation berechnet werden kann. Nach jedem Segment erhält

man Amplitude, Reflexion, Transmission und Phase, welche anschließend als Eingabeparameter für das nächste Segment verwendet werden. Die Wechselwirkung der Felder

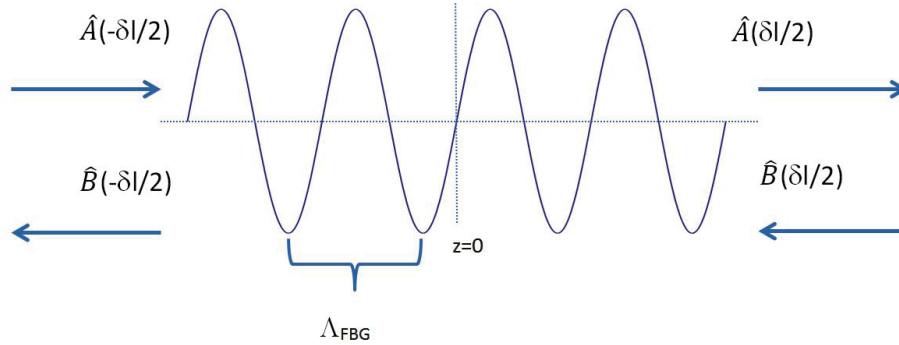


Abbildung 2.2: Grundprinzip der Transfermatrixmethode, Unterteilung eines inhomogenen Gitters in homogene Segmente δl_j mit den Eingangs- und Ausgangsfeldern [43].

mit der homogenen Brechzahlmodulation in jedem Segment, kann durch eine Transfermatrix beschrieben werden. Mit den Randbedingungen für ein FBG unter Normierung des Eingangsfeldes, ergibt sich die Matrixgleichung für ein Segment:

$$\begin{bmatrix} 1 \\ B(-\delta l_1/2) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A(\delta l_1/2) \\ 0 \end{bmatrix}. \quad (2.25)$$

Aus dieser Gleichung kann die transmittierte und reflektierte Amplitude $A(\delta l_1/2) = 1/T_{11}$ und $B(-\delta l_1/2) = \frac{T_{21}}{T_{11}}$ (Abb. 2.2) durch Multiplikation mit den Matrixelementen ermittelt werden. Setzt man mehrere Segmente bis zu einer gesamten Gitterlänge $L = \sum_{j=1}^N \delta l_j$ aneinander, vereinfacht sich das Problem auf eine Multiplikation der Transfermatrizen:

$$\begin{bmatrix} A(-L/2) \\ B(-L/2) \end{bmatrix} = [T] \begin{bmatrix} A(L/2) \\ B(L/2) \end{bmatrix} \quad (2.26)$$

(mit $[T] = \prod_{j=1}^N [T^j]$). Aus den Gleichungen 2.25 und 2.26 lassen sich Reflexionskoeffizient ρ und Transmissionskoeffizient $\tau = 1 - \rho$ direkt wie folgt ausdrücken:

$$\tau = \frac{A(L/2)}{A(-L/2)} = \frac{1}{T_{11}}, \quad (2.27)$$

$$\rho = \frac{B(-L/2)}{A(-L/2)} = \frac{T_{21}}{T_{11}}. \quad (2.28)$$

Die Elemente der Transfermatrix des j -ten Segments ergeben sich durch die Substitution der Größen $\hat{A} = Ae^{i(\Delta\beta z - \psi/2)}$ sowie $\hat{B} = Be^{-i(\Delta\beta z - \psi/2)}$ in den Gleichungen 2.10 und 2.11 zu:

$$T_{11} = \cosh(\mu\delta l_j) - \frac{i\Delta\beta \sinh(\mu\delta l_j)}{\mu}, \quad (2.29)$$

$$T_{22} = \cosh(\mu\delta l_j) + \frac{i\Delta\beta \sinh(\mu\delta l_j)}{\mu}, \quad (2.30)$$

$$T_{12} = -\frac{i\kappa \sinh(\mu\delta l_j)}{\mu}, \quad (2.31)$$

$$T_{21} = \frac{i\kappa \sinh(\mu\delta l_j)}{\mu}. \quad (2.32)$$

Mithilfe der Gleichungen 2.25 bis 2.32 lassen sich sowohl unterschiedliche Randbedingungen für homogene Gitter, wie z. B. Brechzahlmodulation oder Gitterlänge, variieren als auch komplexe Gitterprofile mit Apodisation simulieren. In Abb. 2.3 sind zwei Bei-

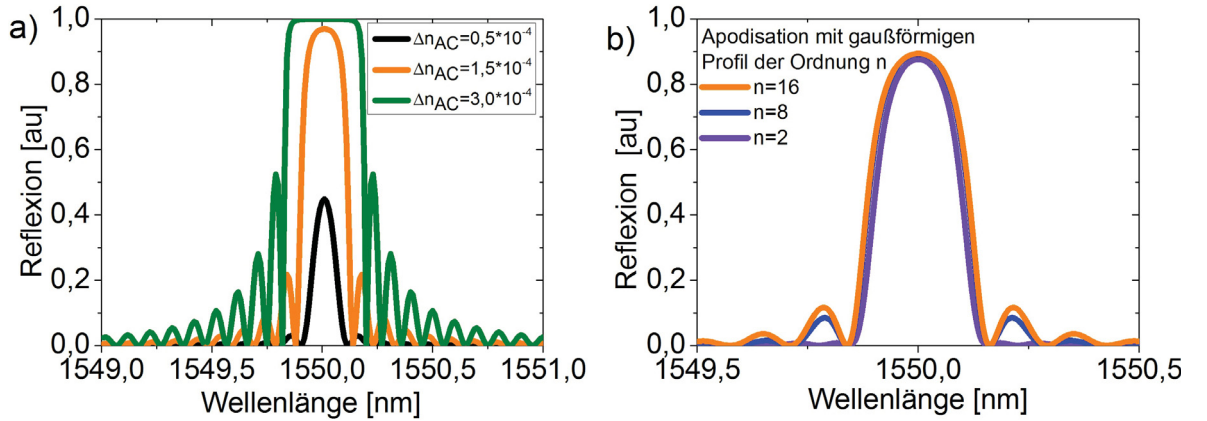


Abbildung 2.3: Simulation der Reflexionen verschiedener Gitterstrukturen mittels Transfermatrixmethode. a): Variation der Brechzahlmodulation für ein homogenes Gitter mit einer Gitterlänge von 8 mm. b): Simulation der Reflexionen eines apodisierten Gitters zur Seitenmodenunterdrückung mit ortsabhängiger Brechzahlmodulation (Ortsabhängigkeit repräsentiert durch Gaußprofil der Ordnung n , für große n wird das Profil Rechteck-ähnlich, Gitterlänge 8 mm).

spiele zur Simulation mittels Transfermatrixmethode dargestellt. Abb. 2.3 a) zeigt die Auswirkung der Variation der Brechzahlmodulation Δn_{AC} auf das Gitterspektrum für ein 8 mm langes homogenes Gitter. Wie erwartet, nimmt die Reflexion mit steigender

Modulationsstärke des Gitters zu. Weiterhin ist das Verhalten der spektralen Breite für unterschiedlich starke Gitter veranschaulicht (Abschnitt 2.1.1). Während die Werte der spektralen Breiten $\Delta\lambda_{FWHM}$ und $\Delta\lambda_{Min}$ für schwache Gitter ($\Delta n_{AC} = 0,5 \cdot 10^{-4}$) deutlich divergieren, sind beide Werte im Fall starker Gitter ($\Delta n_{AC} = 3 \cdot 10^{-4}$) kaum zu trennen (Abb. 2.3 a)).

In Abb. 2.3 b) ist die Simulation der Reflexion eines apodisierten Gitters dargestellt. Die Apodisation wird hier durch eine, über die Gitterlänge, veränderliche Brechzahlmodulation erzielt. Das Profil wird gaußförmig angenommen, wobei die Ordnung der Gaußkurve n (n gerade) variiert. Je höher die Ordnung der Gaußkurve, desto mehr nähert sich das Gitterprofil dem eines Rechtecks an. Der ideale Wert der Apodisation ergibt sich für $n = 2$, da dort die Seitenmodenunterdrückung am größten ist.

2.2 Herstellungsverfahren

Zur Herstellung von Faser-Bragg-Gittern gibt es unterschiedliche Verfahren, welche meist auf der Verwendung eines UV Lasers basieren, um die beschriebene Photosensitivität zu nutzen (Abschnitt 1.3). Zur Erzeugung von FBG wurden zum einen Laser im Vakuum UV Bereich, wie z.B. Fluorlaser bei 157 nm und Argonfluoridlaser bei 193 nm verwendet [36, 61]. Zum anderen werden oft Laser im fernen UV Spektralbereich zur Gittererzeugung eingesetzt, damit komplizierte Vakuumaufbauten vermieden werden. Beispiele solcher Laser sind frequenzverdoppelte Argonionenlaser bei 244 nm [62, 63] bzw. Kryptonfluoridlaser (KrF) bei 248 nm [64]. Die am häufigsten verwendete Laserklasse ist die der Excimer Laser (engl. *excited dimer*, angeregtes Molekül aus zwei identischen Untereinheiten), zu der noch weitere gehören. Neben den UV Lasern ist es auch möglich, Faser-Bragg-Gitter mit Laserwellenlängen außerhalb des UV Spektralbereich zu erzeugen. Die dazu verwendeten Ultra-Kurzpuls-Laser werden im kommenden Abschnitt 2.2.1 angesprochen. Die Herstellungsverfahren selbst unterscheiden sich, abgesehen von den Einschränkungen durch die Verwendung einer größeren Einschreibewellenlänge, nicht wesentlich und können meist sinngemäß übertragen werden.

Die einfachste und unflexibelste Einschreibetechnik nutzt die Bildung von stehenden

Wellen in der Faser aus. Die resultierenden *Hill Gitter* sind bereits in Abschnitt 1.3 beschrieben und sollen nicht näher behandelt werden. Einen ersten Durchbruch der Einschreibetechnik gelang Meltz et al. [65] durch die Verwendung eines **interferometrischen Verfahrens** und dem seitlichen Einschreiben. Dabei wird ein UV Laser mittels Strahlteiler aufgespalten und am Ort der optischen Faser zur Interferenz gebracht. Das resultierende Interferenzmuster wird durch die Mechanismen der Photosensitivität in eine Brechzahlmodulation übersetzt, welche das Gitter formt. Infolge der Methode des seitlichen Einschreibens ist es erstmals möglich, die Reflexionswellenlänge unabhängig von der Einschreibewellenlänge zu wählen. Neben diesen ersten Verfahren mittels Zweistrahlinterferenz gibt es weitere Möglichkeiten, wie z. B. die *Lloyd* Interferometeranordnung [66] oder das *Prismeninterferometer* [62, 67], welche auf Interferenz des Strahls mit sich selbst beruhen.

Ein weiterer Meilenstein in der Entwicklung der Einschreibetechnologie für FBG ist das **Phasenmaskenverfahren**. Es wurde von Hill et al. [68] eingeführt und hat sich bis zum heutigen Tag als Standardmethode etabliert. Ein Schema für die Wirkungsweise einer Phasenmaske beim Durchstrahlen eines UV Lasers ist in Abb. 2.4 dargestellt. Bei Phasenmasken handelt es sich um lithografisch erzeugte, oberflächenstrukturierte Transmissionsgitter, welche meist aus Quarzglas bestehen und in ihrer Geometrie speziell als Beugungsgitter angepasst sind. Phasenmasken lassen sich in ihrer Furchentiefe t und Periode Λ_{PM} so optimieren, dass bei der Beugung von Laserlicht einer Wellenlänge der Hauptanteil der Energie in der ± 1 Beugungsordnung liegt und die nullte Ordnung unterdrückt werden kann. Direkt hinter der Maske bildet sich durch Überlagerung der Anteile in der $+1$ und -1 Beugungsordnung ein Interferenzmuster aus, welches zur Erzeugung eines FBG verwendet werden kann [69]. Der zugehörige Beugungswinkel für die erste Ordnung ergibt sich bei senkrechtem Einfall zu:

$$\sin(\theta) = \frac{\lambda_{UV}}{\Lambda_{PM}}. \quad (2.33)$$

Die dazugehörige Periode des Interferenzmusters entspricht genau der Hälfte der Periode der Phasenmaske und mithilfe der *Bragg-Bedingung* (Gl. 2.17) ergibt sich die Bragg-Wellenlänge in Abhängigkeit von der Periode der Phasenmaske wie folgt:

$$\lambda_B = n_{eff}\Lambda_{PM}. \quad (2.34)$$

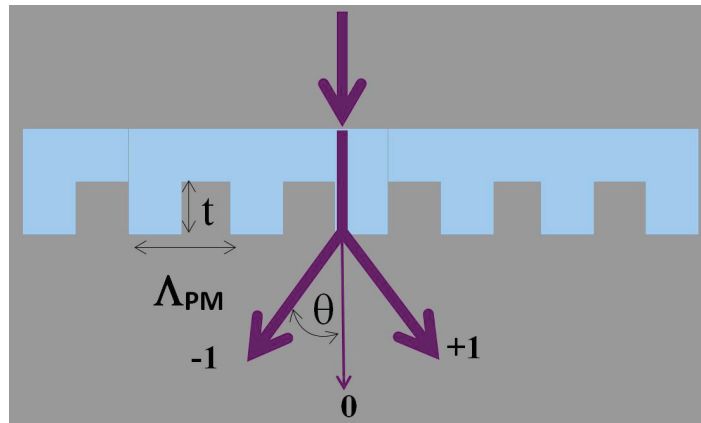


Abbildung 2.4: Wirkungsweise eines beugungsoptischen Transmissionsgitters beim Durchstrahlen mit Laserlicht unter senkrechten Einfall. Durch die Überlagerung der ± 1 ersten Beugungsordnung entsteht ein Interferenzmuster direkt hinter der Maske.

Gleichung 2.34 zeigt einen Nachteil des Phasenmaskenverfahrens auf. Angesichts des durch die Laserwellenlänge fest vorgegebenen Beugungswinkels, ist die Reflexionswellenlänge des Gitters festgelegt und lässt sich nicht stark variieren. Der Vorteil der Phasenmaskenmethode liegt vor allem darin, dass die Erzeugung von komplexen Gitterstrukturen mit Chirp oder Apodisation auf das Problem der Herstellung der Phasenmaske reduziert werden kann. Weiterhin ist die erreichbare Gitterlänge, anders als bei interferometrischen Verfahren, nicht durch die Strahlbreite, sondern vielmehr durch die Länge der Phasenmaske begrenzt.

Um die Vorteile der veränderlichen Bragg-Wellenlänge beim interferometrischen Einschreiben von Gittern mit der Möglichkeit der Verwendung komplexer Strukturen beim Phasenmaskenverfahren zu verbinden, ist es möglich beide Verfahren zu kombinieren. Auf diese Weise lassen sich gechirpte Gitterstrukturen mit nur einer Maske für verschiedene Wellenlängen realisieren [70]. Außerdem werden Phasenmasken oftmals als ideale Strahlteiler eingesetzt, da sie den Vorteil bieten, dass zum einen die Intensität in beiden Teilarmen nahezu identisch ist und zum anderen das Strahlprofil keine Drehung erfährt. Im Rahmen dieser Arbeit wird eine solche Kombination in Form eines Talbot-Interferometers verwendet, welches in Abschnitt 4.1.1 detaillierter beschrieben ist.

Eine weitere Methode zur Gittererzeugung ist die **Punkt zu Punkt Methode**. Dabei wird ein Laser so fokussiert, dass es durch die Bewegung der Faser oder des Lasers möglich ist, jede Gitterperiode einzeln zu erzeugen [71]. Dies ist allerdings nur für große Perioden (Bragg-Wellenlängen um 1550 nm) anwendbar, da der minimale Wert für einen Laserfokus im Bereich seiner Wellenlänge liegt. Somit ist es unter Verwendung der Punkt zu Punkt Methode oftmals notwendig, die Kopplung in höherer Ordnung (K -fache der Gitterperiode) auszunutzen.

2.2.1 Erzeugung von FBG mithilfe von Femtosekunden-Laserstrahlung

Neben der konventionellen Brechzahlmodifikation mittels UV Laser unter Ausnutzung der Photosensitivität, ist es auch möglich hochintensive Ultra-Kurzpuls-Laserstrahlung zu verwenden. Dabei können Wellenlängen abseits vom ultravioletten Spektralbereich eingesetzt werden, um die Brechzahl in vielen Materialien, Quarzglas mit inbegriffen, zu verändern. Die verwendeten Wellenlängen liegen meist im NIR Spektralbereich, da es dort Lasermedien mit ausreichender Verstärkerbandbreite gibt. Das Produkt aus Pulsdauer und Frequenzbandbreite ist aufgrund der Unschärferelation nahezu konstant und somit muss der Laserpuls eine signifikante spektrale Breite aufweisen (typisch sind mehrere nm), um eine kurze Pulsdauer zu realisieren.

$$\Delta t \cdot \Delta \nu \approx \text{const.} \quad (2.35)$$

Der am häufigsten verwendete Ultra-Kurzpuls-Laser besteht aus einem laseraktiven Titan-Saphir (TiSa) Kristall, welcher eine Fluoreszenzbande von ca. 400 nm um die Zentralwellenlänge bei 800 nm besitzt. Die Erzeugung der kurzen Pulse erfolgt mithilfe von Modenkopplung durch das Gleichschalten möglichst vieler longitudinaler Moden in einem Resonator (meist durch *Kerr Linsen Modenkopplung* [72]). Schwingen alle angeregten Moden mit fester Phasenbeziehung zueinander, erzeugt dies einen kurzen Laserpuls im Zeitbereich. Durch Laserpulse im Femtosekundenbereich (Pulsdauern 1 fs bis 1000 fs , wobei $1\text{ fs} = 10^{-15}\text{ s}$) ergeben sich, selbst ohne zusätzliche Fokussierung, enorme Spitzenintensitäten mit typischen Werten im Bereich von Gigawatt pro Quadratcentimeter (10^9 W/cm^2). Wird der Laser zusätzlich fokussiert, werden Intensitäten bis über 10^{13} W/cm^2 erreicht, welche nichtlineare Absorptionsmechanismen im

Glasmaterial auslösen. Allgemein führen alle Mechanismen zur Erzeugung eines heißen Elektronenplasmas, das seine Energie anschließend auf die Ionen überträgt und auf diese Weise zu einer Strukturänderung (Brechzahländerung) führt. Zwei nichtlineare Mechanismen zur Erzeugung des Elektronenplasmas sind in Abb. 2.5 dargestellt. Man kann in Multiphotonenionisation (MPI) und Lawinenionisation unterscheiden, wobei

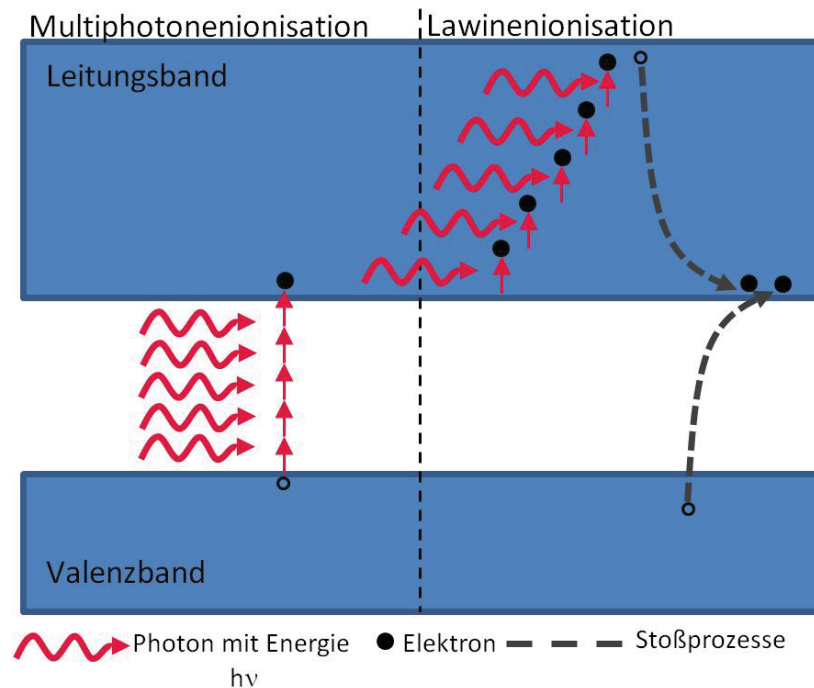


Abbildung 2.5: Schema möglicher Prozesse der photoinduzierten Ionisation im Glasmaterial bei Einstrahlung ultrakurzer Laserpulse. Multiphotonenionisation (MPI): simultane Absorption mehrerer Photonen zur Überwindung der Bandlücke und Anhebung eines Elektrons in das Leitungsband. Lawinenionisation: weitere sequentielle Aufnahme der Photonenenergie durch ein im Leitungsband befindliches Elektron, mit anschließender Abgabe der Energie über Stoßprozesse an ein Elektron aus dem Valenzband. ([73])

beide Prozesse bei den verwendeten Intensitäten nicht völlig getrennt ablaufen [73]. Bei der Multiphotonenionisation handelt es sich um eine simultane Absorption mehrerer Photonen zur Überwindung der Bandlücke. Die Wahrscheinlichkeit dafür wächst mit steigender Intensität. Die nötige Anzahl von absorbierten Photonen hängt von ihrer Energie (Wellenlänge) und der Größe der Bandlücke ab. Für Quarzglas mit einer Band-

lücke von ca. 9 eV und fs Laserstrahlung mit einer Wellenlänge von 800 nm ($1,5\text{ eV}$) werden 6 Photonen benötigt. Bei der Dotierung von Quarzglas verringert sich generell die Bandlücke, was dazu führt, dass z. B. in einer Standard-Telekom-Faser 5 Photonen zur Überwindung ausreichen [74]. Bei der Absorption wird ein Elektron vom Valenzband ins Leitungsband befördert. Dort kann es sequentiell weitere Photonenenergie aufnehmen, bis seine kinetische Energie mindestens der Energie der Bandlücke entspricht. Stößt ein solches Elektron mit einem Elektron aus dem Valenzband kann es seine Energie an dieses abgeben und es ins Leitungsband anheben. Nun befinden sich 2 Elektronen im Leitungsband, die erneut kinetische Energie durch Absorption von Licht gewinnen können. Da dieser Prozess zu einer exponentiellen Erhöhung der Anzahl freier Elektronen führt, wird er auch als Lawinenionisation bezeichnet. Die Lawinenionisation tritt folglich erst nach der Multiphotonenionisation auf, wird jedoch nach einer Übergangszeit zum dominierenden Prozess. Ist die Pulsdauer kleiner als diese Übergangszeit, wird der Großteil der freien Ladungsträger durch MPI erzeugt. Durch die Übertragung der Elektronenenergie an das Gitter verdichtet sich im Allgemeinen die Struktur im Kieselglas, was die Brechzahl erhöht.

Die Brechzahlerhöhung durch Einstrahlung hochfokussierter fs Laserstrahlen wurde früh ausgenutzt, um LPGs in Fasern zu erzeugen [75]. Da LPGs aus größeren Perioden bestehen, wurden die Gitter in Fasern durch direktes Einschreiben mithilfe der Punkt zu Punkt Methode erzeugt. Hierzu kann ein TiSa Laser in seiner Grundwellenlänge von 800 nm [75] oder in seinen höheren Harmonischen bei 400 nm [76] bzw. 267 nm verwendet werden. Die ersten Faser-Bragg-Gitter wurden 2003 von Mihailov et al. [4] und Dragomir et al. [77] unter Verwendung des Phasenmaskenverfahrens und einer Wellenlänge von 800 nm bzw. 267 nm erzeugt. In den folgenden Jahren wurden weitere Einschreibemethoden für FBG mit fs Lasern, wie z. B. die Punkt zu Punkt Methode, demonstriert [78]. Eigene Arbeiten zum interferometrischen Einschreiben zeigen die Möglichkeit der Verwendung eines Talbot-Interferometers zusammen mit 267 nm fs Laserstrahlung zur Erzeugung von FBG unterschiedlicher Wellenlängen in verschiedenen Fasern [79, 80]. In Abb. 2.6 ist das Transmissionsspektrum eines mit 267 nm fs Laser und Talbot Interferometer erzeugten FBG in einer gering fotoempfindlichen Standard-Telekom-Faser abgebildet. Trotz der Stärke des Gitters (Transmissionsverlust

99,9%), findet keine sichtbare Kopplung in Mantelmoden statt, was durch das Fehlen von Nebendips sichtbar ist [80]. Neben homogenen Gitterstrukturen können ebenfalls gechirpte Gitter, durch Verwendung einer speziellen Phasenmaske [81] oder durch Manipulation der Fasern [82], hergestellt werden.

Der Hauptvorteil bei der Verwendung von Ultra-Kurzpuls-Laserstrahlung liegt darin,

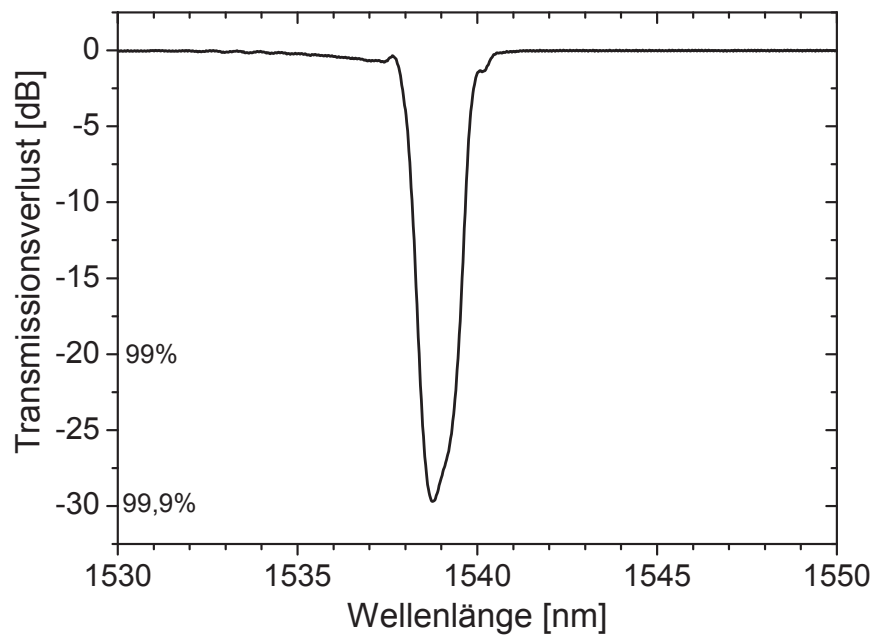


Abbildung 2.6: Transmissionsspektrum eines mit Femtosekundenlaser (267 nm , 300 fs) und Talbot-Interferometer erzeugten FBG in einer gering fotoempfindlichen Standard-Telekom-Faser. -30 dB Transmissionsverlust entspricht einer Reflektivität von $99,9\%$ [80].

dass keine intrinsische UV Photosensitivität notwendig ist. Dies erlaubt beispielsweise die Erzeugung eines monolithischen Faserlasers mit internen Resonatorspiegeln, bestehend aus Bragg-Gittern in UV fotounempfindlichen, aktiv dotierten Fasern [83]. Zudem ermöglicht die Einschreibetechnologie mittels fs Laser die Erzeugung von Gittern in undotiertem Quarzmaterial, z. B. bei photonischen Kristall Fasern (PCFs) [80, 84]. Da die Mechanismen der nichtlinearen Absorption nur lokal im Gebiet höchster In-

tensität wirksam sind, können für die Einschreibewellenlänge transparente Materialien lokal in ihrer Brechzahl verändert werden, um z. B. die gezielte Kopplung in Mantelmoden zu erreichen [85]. Die meist verwendeten Fasercoatings sind für Wellenlängen um 800 nm transparent, was ein Einschreiben durch das Fasercoating hindurch möglich macht [86, 87].

Im Rahmen dieser Arbeit werden ebenfalls Versuche zur Temperaturstabilität von FBG, welche mit fs Laserstrahlung erzeugt sind, durchgeführt. Dabei erfolgt Die Herstellung der FBG hauptsächlich mit den höheren Harmonischen eines TiSa Lasers bei 400 nm bzw. 267 nm . Die Ergebnisse sind in Kapitel 3.3 zusammengestellt.

2.3 Grundlagen der Bragg-Gitter basierten Fasersensorik

Die optische Fasersensorik entwickelte sich parallel zur Anwendung der Fasern in der Telekommunikation und umfasst ein großes Feld mit unterschiedlichen Konzepten zur Sensorik von vielen Messaufgaben. Dazu gehören unter anderem Dehnung, Temperatur, Druck, Vibration, Luftfeuchtigkeit und Viskosität [3]. Die größten Vorteile der optischen Sensorik mit Fasern liegen in den möglichen, langen Übertragungstrecken (geringe Verluste in Fasern), in ihren kleinen Dimensionen (kleine Geometrie der Faser und geringes Gewicht) sowie in der physikalisch gegebenen Unempfindlichkeit gegenüber elektromagnetischer Strahlung. Im Rahmen dieser Arbeit soll ausschließlich eine Einführung in die Faser-Bragg-Gitter basierte Dehnungs- und Temperatursensorik gegeben werden. FBG basierte, optische Fasersensoren gehören zur Klasse der extrinsischen, spektral codierten Sensoren, da neben der möglichen Intensitäts-basierten Auswertung vor allem die spektrale Entwicklung der Resonanzwellenlänge (Bragg-Wellenlänge) beim Einwirken externer Umgebungseinflüsse (Kraft, Temperatur) detektiert wird. Die Empfindlichkeit der Bragg-Wellenlänge gegenüber externer Dehnung der Faser wurde bereits bei *Hill Gittern* nachgewiesen [88]. Ein Meilenstein für die Verwendung als lokalisierter Sensor wurde jedoch erst durch das transversale, holografische Einschreiben der Gitter erreicht [65]. Damit war es möglich mehrere Sensoren, innerhalb einer Faser in Reihe, zu realisieren [89, 90]. Ein FBG besteht aus Brechzahlperioden, die durch den Einschreibeprozess festgelegt sind. Wird ein FBG in Ausbreitungsrichtung des Lichtes in

einer Faser gedehnt (Dehnung ϵ), erfährt die Gitterperiode eine lineare, geometrische Änderung, die in einer Wellenlängenverschiebung des Reflexionssignals resultiert. Der Einfluss einer Temperatur im Bereich eines FBG führt zu einer Änderung der Gitterperiode über die thermische Ausdehnung des dotierten Glasmaterials der Faser und zum anderen zur temperatur-induzierten Brechzahländerung selbst. Beide Mechanismen resultieren in einer Wellenlängenverschiebung von λ_B und können als Summe detektiert werden. Um den Einfluss einer externen Dehnungs- und Temperaturänderung auf ein Bragg-Gitter zu beschreiben, bildet man das Differential von Gl. 2.17. Der Index *FBG* wird für Λ_{FBG} zur Vereinfachung ab jetzt nicht mehr weitergeführt:

$$d\lambda = 2 \left[\frac{\partial n_{eff}}{\partial \epsilon} \Lambda + n_{eff} \frac{\partial \Lambda}{\partial \epsilon} \right] d\epsilon + 2 \left[\frac{\partial n_{eff}}{\partial T} \Lambda + n_{eff} \frac{\partial \Lambda}{\partial T} \right] dT. \quad (2.36)$$

Unter Verwendung der *Bragg-Bedingung* (Gl. 2.17) lässt sich Gl. 2.36 wie folgt umschreiben:

$$d\lambda = \lambda_B \left[\frac{1}{n_{eff}} \frac{\partial n_{eff}}{\partial \epsilon} + \frac{1}{\Lambda} \frac{\partial \Lambda}{\partial \epsilon} \right] d\epsilon + \lambda_B \left[\frac{1}{n_{eff}} \frac{\partial n_{eff}}{\partial T} + \frac{1}{\Lambda} \frac{\partial \Lambda}{\partial T} \right] dT. \quad (2.37)$$

In Gl. 2.37 sieht man die Faktoren für die Wellenlängenverschiebung während des Einflusses von Dehnung und Temperatur. Im Grenzübergang für kleine Änderungen wird das Differential (Gl. 2.37) zur Differenz $d \approx \Delta$. Aufgrund des linearen Zusammenhanges zwischen Faserdehnung und Änderung der Periode, wird aus dem Term $\partial \Lambda / \Lambda = \partial \epsilon$ und die Änderung der Wellenlänge ergibt sich zu:

$$\frac{\Delta \lambda_B}{\lambda_B} = (1 - P) \Delta \epsilon. \quad (2.38)$$

$P = \frac{1}{2} n_{eff}^2 (p_{12} - \nu(p_{11} + p_{12}))$ bezeichnet den effektiven photoelastischen Koeffizienten, der sich aus den Komponenten p_{11} und p_{12} des spannungsoptischen Tensors und der *Poissonzahl* ν zusammensetzt [91]. Für die Werte einer optischen Faser ergeben sich charakteristische Werte zwischen $P = 0,205$ und $P = 0,230$, abhängig von der Größe der effektiven Brechzahl [92, 93].

Für die Bestimmung der Wellenlängenänderung durch den Einfluss der Temperatur, lässt sich der rechte Term aus Gl. 2.37, unter Annahme von kleinen Änderungen, wie folgt umschreiben:

$$\frac{\Delta \lambda_B}{\lambda_B} = (\alpha + \gamma) \Delta T. \quad (2.39)$$

α bezeichnet den thermischen Ausdehnungskoeffizienten, der für Ge-dotiertes Quarzglas mit $\alpha = 0,55 \cdot 10^{-6} K^{-1}$ angegeben werden kann. γ ist die thermooptische Konstante und gibt an, wie sich die Brechzahl mit der Temperatur ändert. Der Wert beträgt ca. $\gamma = 8,3 \cdot 10^{-6} K^{-1}$ [91] und ist somit eine Größenordnung höher als der thermische Ausdehnungskoeffizient. Deshalb ist die Änderung der Brechzahl bei einer Temperaturvariation der dominierende Effekt zur Wellenlängenverschiebung. Für größere Temperaturbereiche muss zusätzlich die thermische Ausdehnung des Gitters bei der Verschiebung der Wellenlänge berücksichtigt werden. Im Allgemeinen lässt sich die Wellenlänge in Abhängigkeit der Temperatur in quadratischer Form mit:

$$\lambda(T) = q \cdot T^2 + p \cdot T + \lambda_0 \quad (2.40)$$

anfitten. Typische Parameter für die temperatur- und dehnungsinduzierte Wellenlängenverschiebung von Bragg-Gittern im Spektralbereich um 1550 nm sind $12 \text{ pm}/^\circ\text{C}$ und $1,2 \text{ pm}/\mu\epsilon$. Da die gemessene Wellenlängenverschiebung eines FBG typischerweise das Resultat von Dehnungs- und Temperatureinwirkung ist, sind beide Parameter gekoppelt und können meist nur durch eine getrennte Messung der Temperatur separiert werden. Bei speziellen Anordnungen, z. B. unter Nutzung polarisationsempfindlicher Fasern, ist auch eine direkte Trennung beider Parameter möglich.

Die Erzeugung temperaturstabiler Bragg-Gitter ist ein wesentliches Ziel dieser Arbeit. Aus diesem Grund werden hauptsächlich Untersuchungen zur Temperaturbeständigkeit von verschiedenen Bragg-Gitter Typen vorgenommen. FBG lassen sich hinsichtlich der induzierten Brechzahlmodifikation in verschiedene Arten einteilen. Deshalb werden im nächsten Abschnitt Untersuchungen an den beiden Haupttypen vorgestellt.

3 Klassifikation von FBG nach Art der Brechzahlmodifikation

Faser-Bragg-Gitter, erzeugt mittels UV Laser, lassen sich mit Hinblick auf die Art der induzierten Brechzahlmodifikation in verschiedene Typen unterteilen. Dabei war bereits sehr früh bekannt, dass sich Gitter im Wesentlichen in zwei unterschiedliche Kategorien einteilen lassen. Zum einen gibt es die sogenannte *Typ I* Gitter Kategorie, in die sich neben den klassischen *Typ I* Gittern diverse andere Untertypen einordnen (*Typ IA*, *Typ IIA* Gitter etc.) und zum anderen die *Typ II* Gitter [43, 92]. Der Hauptunterschied zwischen beiden Kategorien besteht darin, dass bei *Typ I* Gittern die Mechanismen der Photosensitivität (Defekte, Spannungen, Wasserstoffbeladung, siehe Abschnitt 1.3) für die induzierte Brechzahländerung verantwortlich sind, während *Typ II* Gitter ausschließlich aufgrund von mikroskopischen Zerstörungen im Faserkern entstehen. Die Unterarten aus der *Typ I* Gitterkategorie ergeben sich durch die Wechselwirkung verschiedener Mechanismen zur Photosensitivität. Abhängig von der Faserdotierung, ihrer Vorbehandlung (mit oder ohne Wasserstoffbeladung, Vorbelichtung) und von den Einschreibebedingungen (Fluenz, Wellenlänge), werden unterschiedliche Mechanismen zur Brechzahländerung begünstigt, die in einen speziellen Gittertyp resultieren. Eine Zusammenstellung der möglichen *Typ I* Untertypen findet man von Canning et al. [94], wobei in Kapitel 4 speziell auf *Typ IIA* und *Typ IA* Gitter eingegangen wird. *Typ I* und *Typ II* Gitter unterscheiden sich in der Stärke der induzierten Brechzahlmodifikation. Für *Typ I* Gitter beträgt diese ca. 10^{-6} bis 10^{-4} , während *Typ II* Gitter mit ca. 10^{-4} bis 10^{-2} wesentlich größere Werte aufweisen. Weiterhin heben sich die zwei Haupttypen in ihrer Temperaturstabilität voneinander ab. In diesem Kapitel sind die wesentlichen Eigenschaften klassischer *Typ I* und *Typ II* Gitter erläutert. Beide Gittertypen werden im Einzelpuls-Ziehturmverfahren hergestellt und auf ihre Temperaturstabilität untersucht. Im Anschluss kann, anhand von Einzelpuls-Ziehturmgeräten, ein Modell zur thermischen Degradation von klassischen *Typ I* Gittern verifiziert werden. Das Ende dieses Kapitels beschreibt fs FBG mit Hinblick auf die Art der induzierten Brechzahlmodifikation und deren Temperaturbeständigkeit.

3.1 UV *Typ I* Gitter

Der Begriff *Typ I* Gitter wird in diesem Abschnitt im Sinne der Brechzahländerungen durch das *Farbzentrenmodell* (siehe Abschnitt 1.3) beschrieben. Dabei wird sich auf Gitter mit und ohne Verwendung einer Wasserstoffbeladung bezogen. In diese Kategorie lassen sich ebenfalls die beschriebenen *Hill Gitter* einordnen. *Typ I* Gitter können in photosensitiven Fasern (oft mit hoher Ge-Dotierung) ohne Wasserstoffbeladung oder in niedrig-photosensitiven Fasern (z. B. Standard-Telekom-Fasern) mit Wasserstoffbeladung unter Verwendung moderater Belichtungsbedingungen erzeugt werden.

Um die Belichtungsbedingungen beim Einschreiben von Gittern einzuschätzen, kann die Laserfluenz eingeführt werden. Die Fluenz $F = E_D \cdot N$ ergibt sich durch Multiplikation der Anzahl der Laserpulse N mit der verwendeten Energiedichte E_D . Allgemein werden zum Einschreiben von Gittern Fluenzen in einem Wertebereich über mehrere Größenordnungen verwendet. Die kleinste Fluenz zur Erzeugung eines Gitters liegt im Bereich $< 1 \text{ J/cm}^2$ bei einem Einzelpuls-Gitter [95]. Die obere Grenze der Fluenz ist nicht limitiert und lässt sich praktisch, infolge der Proportionalität zur Belichtungszeit, nicht beliebig vergrößern. Es sind maximale Fluenzen von $> 200 \text{ kJ/cm}^2$ zum Gittereinschreiben bekannt [96].

Typ I Gitter werden meist mit Fluenzen kleiner als 2 kJ/cm^2 erzeugt und sind, aufgrund ihrer guten spektralen Eigenschaften, der am häufigsten verwendete Gittertyp für die optische Fasersensorik. Sie besitzen generell ein sehr symmetrisches Spektrum, was vor allem zur genauen Bestimmung der Bragg-Wellenlänge im Pikometer-Bereich für die Anwendung als Fasersensor vorteilhaft ist. Die induzierte Brechzahlmodulation beim Einschreiben von *Typ I* Gittern unterliegt der folgenden Abhängigkeit (engl. *power law*) der verwendeten UV Fluenz F :

$$\Delta n_{AC} \propto F^b. \quad (3.1)$$

Der Exponent b in Gl. 3.1 wird in der Literatur von 0,3 bis 0,5 angegeben [69, 96]. Gitter vom *Typ I* lassen sich zudem sehr gut durch die gekoppelte Modentheorie beschreiben und simulieren (siehe Abschnitt 2.1.1). Infolge der i. d. R. vernachlässigbaren, breitbandigen Transmissionsverluste, sind sie in Arraykonfiguration mit multiplen Wellenlängen innerhalb einer Faser hervorragend verwendbar. Im Rahmen dieser Arbeit werden *Typ I*

Gitter in Form von Einzelpuls-Ziehturm-Gittern hinsichtlich ihrer Temperaturbeständigkeit untersucht, um eine maximale Anwendungstemperatur zu definieren. Darüber hinaus soll die Methode des *beschleunigten Alterns* (engl. *accelerated aging*) an diesem Gittertyp verifiziert werden. Bei Einzelpuls-Ziehturm-Gittern handelt es sich um ein während des Ziehens einer optischen Faser mit einem UV Laserpuls eingeschriebenes Gitter. Aufgrund der kleinen Fluenzen bei der Verwendung eines Laserpulses sind hochphotosensitive, optische Fasern notwendig, um eine ausreichende Brechzahlmodulation und somit Gitterreflexion zu erzielen. Diese Methode wurde erstmals von Dong [97] und Askins [98] vorgestellt und bietet den Vorteil, dass das Gitter vor dem Aufbringen des Primärcoatings bereits eingeschrieben ist. Dadurch lässt sich eine mechanisch stabile Bragg-Gitter-Sensorfaser erzeugen. Hagemann et al. [99] untersuchte die mechanische Stabilität solcher Fasern, welche sich nicht wesentlich von Fasern ohne integriertes FBG unterscheiden. Zum Einschreiben der Gitter wird ein KrF Laser mit einer Wellenlänge von 248 nm zusammen mit einem Talbot-Interferometeraufbau verwendet (siehe Abschnitt 4.1.1). Eine detaillierte Beschreibung des Verfahrens findet man von Hagemann [53]. Um die Einzelpuls-Photosensitivität zu gewährleisten, besitzt die verwendete Faser häufig eine erhöhte Ge-Konzentration im Kern. Einzelpuls-Ziehturm-Gitter finden, aufgrund ihrer guten spektralen und mechanischen Eigenschaften, vielfach Anwendung in der optischen Fasersensorik.

3.1.1 Temperaturbeständigkeit von UV *Typ I* Gittern

Typ I Gitter besitzen im Allgemeinen eine geringe thermische Beständigkeit und degradieren bereits bei Temperaturen zwischen 200 °C und 300 °C . Dies ist exemplarisch für ein *Typ I* Gitter in Abb. 3.1 dargestellt. Dazu kann die normierte Gitterstärke (η) in Abhängigkeit von Temperatur T und Verweildauer t eingeführt werden, die sich durch umstellen von Gl. 2.20 wie folgt errechnet:

$$\eta(T, t) = \frac{\operatorname{arctanh}(\sqrt{R_{\max}(T, t)})}{\eta_0}. \quad (3.2)$$

η ist proportional zur induzierten Brechzahlmodulation und η_0 beschreibt die Gitterstärke zur Anfangszeit bei Raumtemperatur. In Abb. 3.1 ist der Abfall der normierten Gitterstärke bei 300 °C für ein Einzelpuls-Ziehturm-Gitter dargestellt. Es ist

zu beobachten, dass das Gitter bereits in den ersten 10 *min* 50 % seiner induzierten Brechzahlmodulation verliert, bevor sich der Abfall verlangsamt. Dieses Verhalten ist typisch für *Typ I* Gitter und wurde vielfach untersucht [100–102]. Bei *Typ I* Gittern in

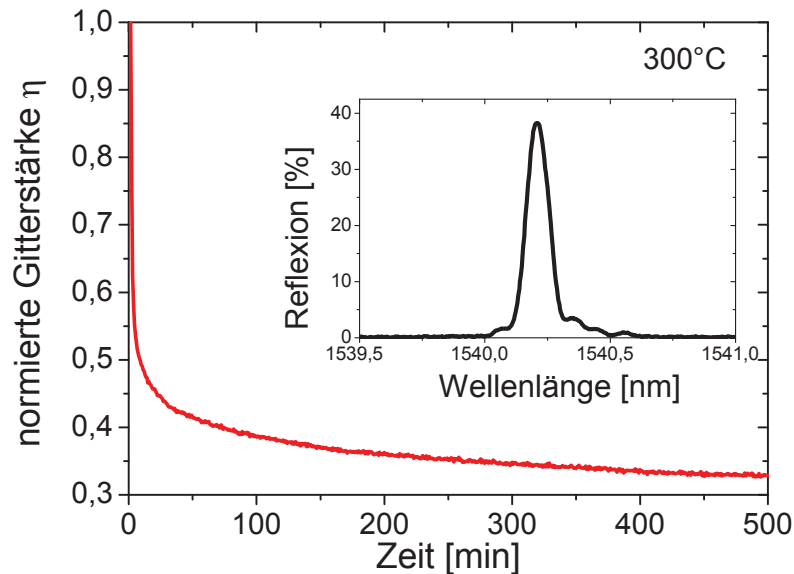


Abbildung 3.1: Verlauf der normierten Gitterstärke während isothermer Temperaturbehandlung bei 300 °C für ein Einzelpuls-Ziehturm-Gitter. Innengraph: Spektrum des Gitters vor der Behandlung.

Fasern, die vorher mit Wasserstoff behandelt sind, verschlechtert sich die Temperaturbeständigkeit zusätzlich [101–103]. Die Ursachen dafür sind nicht vollständig geklärt, hängen allerdings eng mit den Mechanismen der Photosensitivität in wasserstoffbeladenen Fasern zusammen. Da in diesem Kapitel das Hauptziel in der Abschätzung einer maximalen Anwendungstemperatur für *Typ I* Gitter besteht, werden solche in wasserstoffbeladenen Fasern vorerst nicht näher betrachtet. Überdies ist es im Prozess der Erzeugung von Ziehturm-Einzelpuls-Gittern nicht ohne Weiteres möglich, Wasserstoff zur Erhöhung der Photosensitivität einzusetzen. Um die Temperaturbeständigkeit in wasserstofffreien Fasern zu beschreiben, wurde von Erdogan et al. ein, für jede Faser, spezifisches Modell vorgestellt. Die Anwendbarkeit dieses Modells für Einzelpuls-Gitter wird im nächsten Abschnitt untersucht.

3.1.2 *Erdogan Modell* für Einzelpuls-Ziehturm-Faser-Bragg-Gitter

Das Modell zur Beschreibung des thermisch induzierten Abfalls einer UV erzeugten Brechzahl wurde erstmals für klassische *Typ I* Gitter (ohne Wasserstoffbeladung) in einer Laserfaser vorgestellt [100] und anschließend für verschiedene Fasern angewendet [103, 104]. Die ersten Untersuchungen basierten auf Gittern in einer aktiv dotierten Faser mit hoher Ge-Konzentration, welche mit multiplen UV Laserpulsen erzeugt wurden. Für Einzelpuls-Gitter (und auch Einzelpuls-Ziehturm-Gitter) in passiven Fasern gab es zu Beginn dieser Arbeit noch keine detaillierten Untersuchungen. In diesem

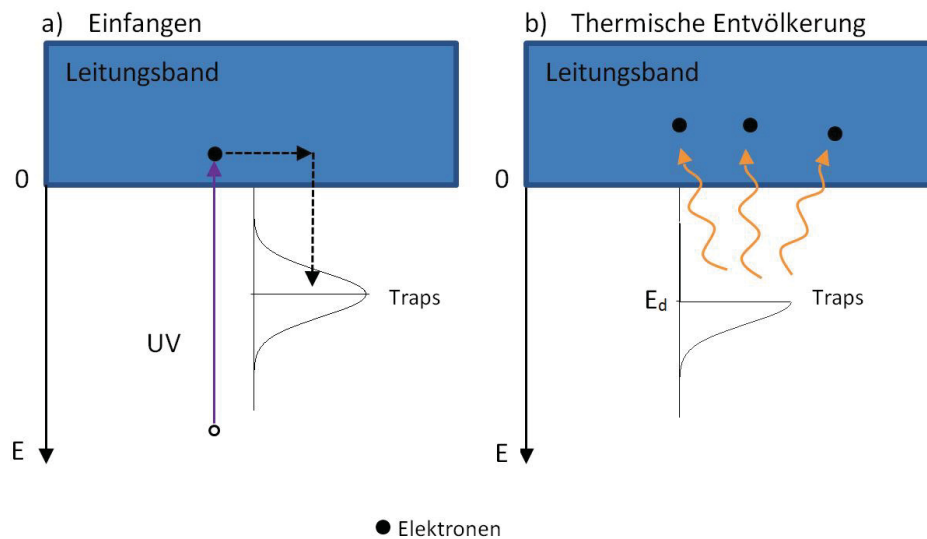


Abbildung 3.2: Schema zu den auftretenden Prozessen beim Einschreiben und Ausheizen von UV induzierter Brechzahländerung im dotierten Glasmaterial nach dem *Farbzentrenmodell*. a): Durch UV Strahlung angeregte Elektronen werden kurzzeitig ins Leitungsband befördert, bevor sie in einer Verteilung energetisch unterschiedlicher Zustände eingefangen werden. b): Durch Zufuhr von thermischer Energie werden alle Zustände bis zu einer Grenzenergie E_d entvölkert, die Elektronen kehren in den Zustand vor der Belichtung zurück. (nach Erdogan et al. [100])

Abschnitt soll dementsprechend das Modell an Einzelpuls-Ziehturm-Gittern verifiziert werden, um eine maximale Anwendungstemperatur abzuleiten. Ein Schema der ablaufenden Prozesse ist in Abb. 3.2 dargestellt. Nach dem *Farbzentrenmodell* (siehe Abschnitt 1.3), werden Elektronen durch die Bestrahlung mit UV Wellenlängen um eine

Absorptionsbande bei 240 nm angeregt. Dabei überwinden die Elektronen kurzzeitig die Bandlücke des dotierten Glasmaterials, bevor sie das Leitungsband wieder verlassen und eingefangen (in Fallen, engl. *traps*) werden. Dies führt zu einer Veränderung des Absorptionsspektrums und bewirkt eine Brechzahländerung [69]. Die eingefangenen Elektronen befinden sich nach diesem Prozess in einer kontinuierlichen Verteilung unterschiedlicher, energetischer Zustände (Zustandsdichte $g(E)$). Wird jetzt thermische Energie zugeführt, werden Zustände bis zu einer gewissen Grenzenergie E_d entvölkert (für $E < E_d$). Bei der Energie $E = 0$ sind die Elektronen frei (Leitungsbandminimum, siehe Abb. 3.2). Das heißt, sie können in ihren Zustand vor der UV Belichtung zurückkehren. Dies geschieht über eine exponentielle Änderung der Besetzungszahl ($f(E, t)$). Zustände mit Energien oberhalb der Grenzenergie ($E > E_d$), können nicht thermisch entvölkert werden und bleiben daher unbeeinflusst. Es ergibt sich das in Abb. 3.2 b) dargestellte Bild für die Verteilung der besetzten Zustände. Die Trennlinie zwischen besetzten und entvölkerten Zuständen ist mit einer Unschärfe versehen. Bei hinreichend hoher Temperatur ist der Prozess vollständig reversibel, was durch Experimente bestätigt werden konnte [23]. Die Grenzenergie hängt sowohl von der Temperatur als auch von der Zeit der Energiezufuhr ab. Sie berechnet sich mithilfe einer Faser- und Gitter-spezifischen Versuchsfrequenz (ν_0) und der *Boltzmann* Konstante k_B zu:

$$E_d = k_B T \ln(\nu_0 t). \quad (3.3)$$

Die zeitabhängige Anzahl der gefangenen Elektronen lässt sich mathematisch aus der Integration der Besetzungszahl und der Zustandsdichte über die Energie ableiten. Nach dem Modell ist die Anzahl der eingefangenen Elektronen proportional zur Brechzahländerung:

$$N(t) = \int_0^\infty g(E) f(E, t) dE \propto \Delta n. \quad (3.4)$$

Wie anhand von Abb. 3.2 ersichtlich, kann angenommen werden, dass die Besetzungszahl für Energien kleiner der Grenzenergie Null werden muss. Alle Zustände mit Energien größer als die Grenzenergie bleiben hingegen besetzt:

$$f(E, t) \cong \begin{cases} 0 & E < E_d \\ 1 & E > E_d. \end{cases} \quad (3.5)$$

Unter dieser Bedingung verändert sich Gl. 3.4. Die Anzahl der eingefangenen Elektronen ergibt sich mit Änderung der Integrationsgrenzen und unter Verwendung der Besetzungszahl ($f_0(E)$) zur Zeit $t = 0$ wie folgt:

$$N(T) \cong \int_{E_d}^{\infty} g(E) f_0(E). \quad (3.6)$$

Durch Differenzieren von Gl. 3.6 lässt sich Ausgangsverteilung der gefangenen Elektronen berechnen:

$$\frac{\partial N}{\partial E_d} \cong -g(E_d) f_0(E_d). \quad (3.7)$$

Sie ergibt sich aus dem Anstieg der funktionellen Abhängigkeit von $N(E_d)$ (Gl. 3.7). Da die Anzahl der gefangenen Elektronen proportional zur Brechzahländerung und somit experimentell zugänglich ist, bezeichnet man den Verlauf $N(E_d)$ auch als Masterkurve. Der induzierte Abfall wird folglich nicht separat von Temperatur und Zeit behandelt, sondern über die zugehörige Grenzenergie (Gl. 3.3) betrachtet. Es ist möglich, dass unterschiedliche Kombinationen von Temperaturen und Zeiten auf den gleichen Wert für den Brechzahlabfall führen. Dieser Umstand ermöglicht die Anwendung der Methode des *beschleunigten Alterns* auf Typ I Gitter (ohne Wasserstoff), die am Ende dieses Kapitels näher beschrieben wird. Neben der Methode zur Bestimmung des thermisch induzierten Brechzahlabfalls mittels Masterkurve, gibt es zudem einen empirischen Zugang zum Modell. Obwohl der experimentelle Aufwand der empirischen Methode größer ist, sind die Ergebnisse, verglichen mit der Bildung einer Masterkurve, oftmals weniger fehlerbehaftet. Die größte Fehlerquelle bei der Bildung von $N(E_d)$ ist die Bestimmung von ν_0 . Auch wenn der Fehler durch Messungen bei unterschiedlichen Heizraten während einer isochronen Temperaturbehandlung zum Teil minimiert wird [105], umfasst dieser mindestens eine Größenordnung. Darüber hinaus sind die Koeffizienten, die für die Berechnungen zum *beschleunigten Altern* notwendig sind, mithilfe des empirischen Modells einfacher zugänglich. Zur späteren Beschreibung anhand des Modells der Grenzenergie, können die gleichen Koeffizienten erneut herangezogen werden. Ausgangspunkt für die Methode ist die Modellierung der Brechzahl-Degradation bei einer festen Temperatur (siehe Abb. 3.1). Der Verlauf der Gitterstärke η ist sowohl temperatur- als auch zeitabhängig und lässt sich anhand der folgenden Funktion

anfitten:

$$\eta = \frac{1}{1 + At^\alpha}. \quad (3.8)$$

A und α sind dimensionslose und wiederum temperaturabhängige Größen (t normiert in Minuten). Um die Temperaturabhängigkeit von A und α zu bestimmen, erfolgen Untersuchungen zur Entwicklung der Gitterstärke für verschiedene Temperaturen. Die Ergebnisse sind in Abb. 3.3 dargestellt. Die Messung des Brechzahlabfalls findet bei unterschiedlichen, isothermen Temperaturbehandlungen statt und wird über Gl. 3.2 in die Gitterstärke umgerechnet. Für jede Temperatur wird ein separates

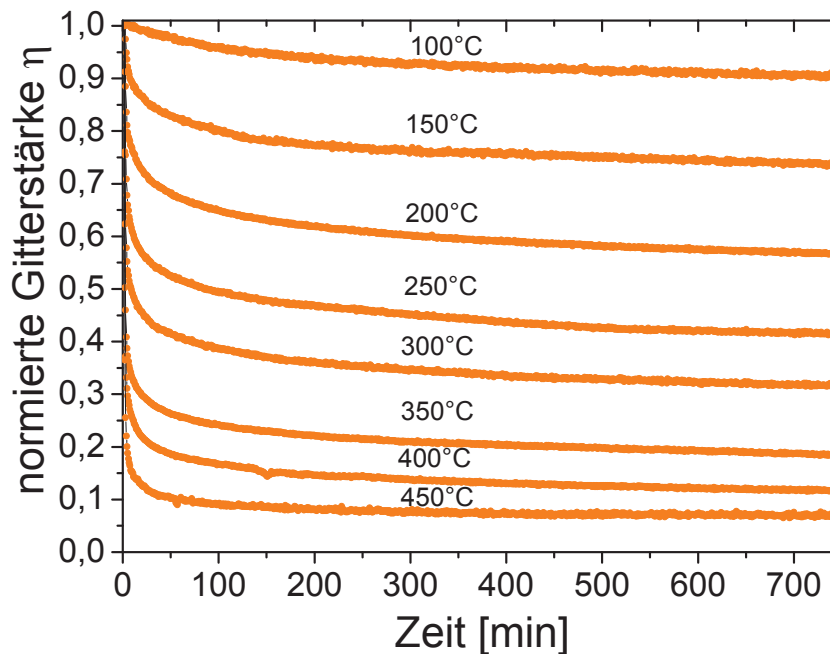


Abbildung 3.3: Normierte Gitterstärke bei der Temperaturbehandlung von Ziehturm-Einzelpuls-Gittern.

Ziehturm-Einzelpuls-Gitter mit nahezu identischen spektralen Eigenschaften verwendet. Anschließend kann jede Kurve nach dem Vorbild von Gl. 3.8 gefittet werden, um die Werte für die Fit Parameter (A , α) zu bestimmen. Werden nun die Werte für A und α gegenüber der Temperatur aufgetragen, ergeben sich die in Abb. 3.4 dargestellten Graphen. $A(T)$ ist in exponentieller Form von der Temperatur abhängig und lässt

sich über die folgende Funktion beschreiben:

$$A(T) = A_0 \exp(aT). \quad (3.9)$$

Die Konstanten können zu $A_0 = 4,08 \cdot 10^{-3}$ und $a = 9,12 \cdot 10^{-3}$ bestimmt werden. Die Temperaturabhängigkeit von α lässt sich ebenfalls mithilfe von Abb. 3.4 ermitteln. Dabei fällt auf, dass der Wert für α bei niedrigen Temperaturen stark von den anderen abweicht. Dies ist in der Fitkurve von $\eta(T, t)$ begründet und äußert sich darin, dass speziell bei niedrigen Temperaturen die größten Ungenauigkeiten auftreten. Daraus resultierend wird der Wert bei 374 K nicht für die lineare Regression zur Bestimmung von α berücksichtigt. Der lineare Fit bestimmt den Parameter $T_0 \approx 3000$ K. α ergibt sich dann nach der Form:

$$\alpha = \frac{T}{T_0}. \quad (3.10)$$

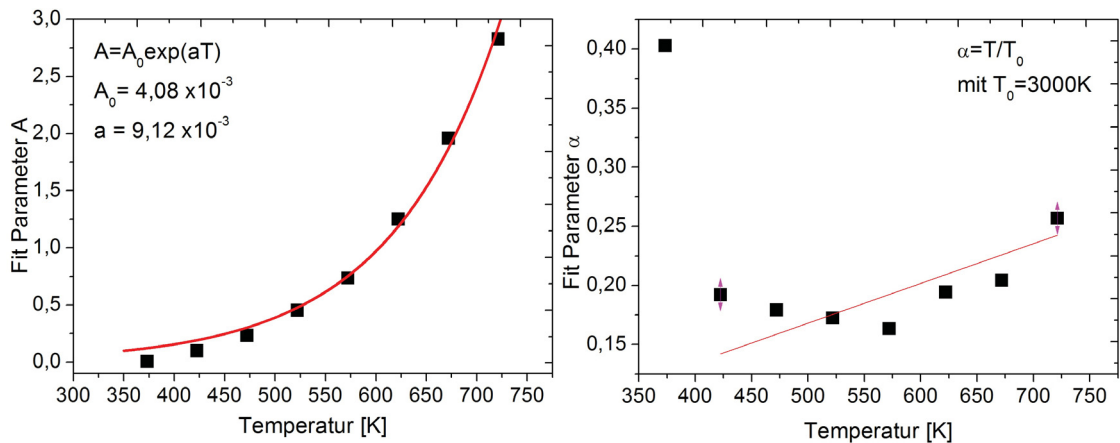


Abbildung 3.4: Temperaturabhängigkeit der Fitparameter aus Gl. 3.8. links: exponentielle Abhängigkeit für A , rechts: angenommene lineare Abhängigkeit für α .

Die Werte von A_0 , a und T_0 liegen jeweils, verglichen mit veröffentlichten Werten [100], in der gleichen Größenordnung. Die Zahlenwerte unterscheiden sich jedoch deutlich, was vor allem an der Verwendung einer anderen Faser liegt. Die hier verwendete passive Faser besitzt im Kern eine Ge-Konzentration von ca. 18 mol%, um die benötigte Photosensitivität zur Erzeugung von Einzelpuls-Gittern aufzuweisen. Eine direkte Korrelation der Fitparameter mit einzelnen Faser- bzw. Gitterparametern ist hingegen

nicht bekannt. Nachdem alle Größen bestimmt sind, lässt sich die Gleichung für die normierte Gitterstärke in Abhängigkeit von der Temperatur und Zeit durch einsetzen der Gl. 3.9 und Gl. 3.10 in Gl. 3.8 wie folgt ausdrücken:

$$\eta(T, t) = \frac{1}{1 + A_0 \exp(aT) t^{\frac{T}{T_0}}}. \quad (3.11)$$

Wird $\eta(T, t)$ in Abhängigkeit von der Temperatur und der Zeit visualisiert, ergibt sich das Bild in Abb. 3.5. Damit ist es mit vorgegebener Temperatur und Zeit möglich, eine Aussage über den Abfall der UV induzierten Brechzahl zu bekommen. Ersichtlich ist darüber hinaus, dass mehrere Wege zu einem definierten Wert für η führen. Der Wert für η nach ca. 700 Tagen bei 400 K berechnet sich somit zu $\eta = 0,5$. Den gleichen Wert erhält man bei der Temperatur von 500 K bereits nach 270 min. Generell ist es für einen festen Wert der Brechzahldegradation nicht mehr möglich eine Aussage über die genauen Behandlungsbedingungen (Temperaturen, Zeiten) zu gewinnen. Folglich ist die thermische Vorgeschichte, zur Einschätzung der Temperaturstabilität eines Gitters, sehr wichtig. Der Umstand, dass der gleiche Wert für η auf verschiedenen

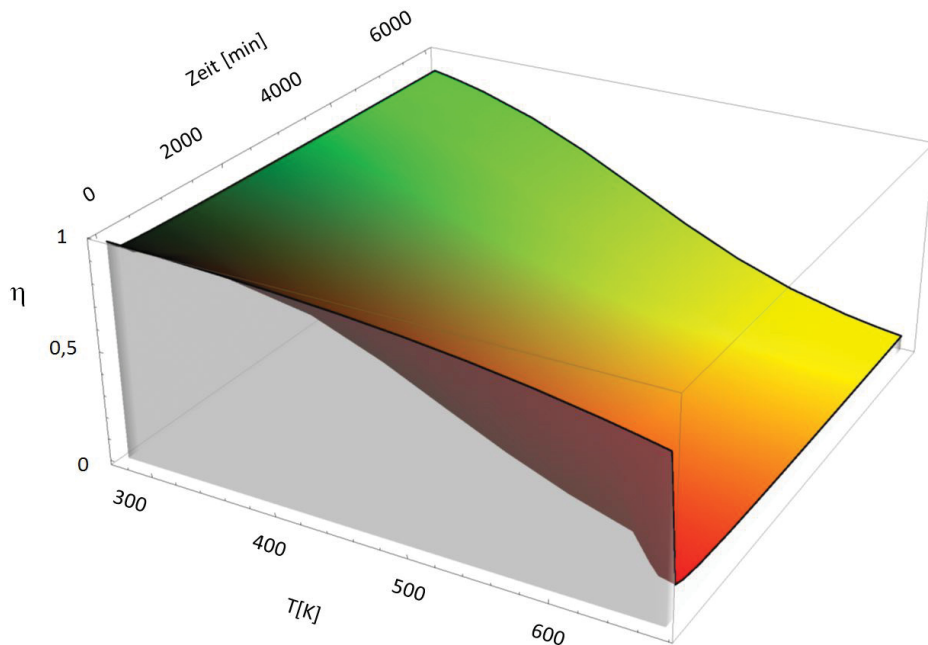


Abbildung 3.5: Berechnung der normierten Gitterstärke in Abhängigkeit von Temperatur und Zeit für Einzelpuls-Ziehturm-Gitter.

Reaktionswegen erreicht werden kann, wird bei der Methode des *beschleunigten Alterns* ausgenutzt. Wird eine maximale Temperatur (T_1) vorgegeben, bei der das Gitter über die Zeit t_1 verwendet werden soll, kann es ebenso bei einer höheren Temperatur (T_2) für eine kürzere Zeit t_2 künstlich vorgealtert werden, um den gleichen Wert für η einzustellen. Fügt man T_1 , t_1 sowie T_2 , t_2 in Gl. 3.11 ein und setzt beide gleich, kann die Zeit zum Voraltern bei der Temperatur T_2 wie folgt berechnet werden:

$$t_2 = \exp \left[aT_0 \left(\frac{T_1}{T_2} - 1 \right) \right] t_1^{\frac{T_1}{T_2}}. \quad (3.12)$$

Aus den Ergebnissen wird erkennbar, dass es nicht hinreichend ist eine Maximaltemperatur zur Anwendung von *Typ I* Ziehturm-Einzelpuls-Gittern zu definieren. Man benötigt vielmehr eine Angabe aus der Kombination von Temperatur und Zeit. Zudem muss eine Art zulässiger Abfall für η definiert werden. Setzt man beispielsweise eine untere Grenze $\eta = 1/e$ und eine Verwendungszeit für das Gitter von $t_a = 1000 h$, berechnet sich die Temperatur zum Erreichen dieses Wertes nach Gl. 3.11 zu $T_{max} = 200^\circ\text{C}$. Je nach Veränderung der Verwendungszeit kann die Maximaltemperatur angepasst werden. Wie aus den Angaben in der Literatur über die Temperaturbeständigkeit von *Typ I* Gittern [100–102, 105], wird auch hier am Beispiel von Einzelpuls-Ziehturm-Gittern klar, dass die maximale Anwendungstemperatur (bei Zeiten bis $1000 h$) deutlich unter 300°C liegt. Daher sind *Typ I* Gitter zur Verwendung als Sensor für Betriebszeiten kleiner $1000 h$ nur für Temperaturen unterhalb von 300°C geeignet.

3.2 UV *Typ II* Gitter

Typ II Gitter entstehen bei der Gittererzeugung durch die Verwendung hoher Energiedichten und unterscheiden sich stark von allen Gittern der *Typ I* Kategorie. Der Effekt zur Bildung eines *Typ II* Gitters wurde experimentell zuerst durch die Einzelpuls-Belichtung mittels interferometrischen Einschreibeverfahren untersucht [97, 106]. Je nach Fasertyp tritt eine charakteristische Schwelle für die Energiedichte auf, bei der das *Typ II* Verhalten beginnt. Der Wert der Energiedichte hängt dabei von der Art der Faser ab (Dotierung) und liegt i. d. R. unter $1 J/cm^2$. In Abb. 3.6 ist die Gitterreflektivität und die spektrale Breite bei der Erzeugung von Einzelpuls-Gittern in Abhängigkeit

der verwendeten Energiedichte dargestellt. Es wird ersichtlich, dass das Gitter bis zu einer Schwellenergiedichte normale *Typ I* Eigenschaften aufweist. Bei einer Energiedichte

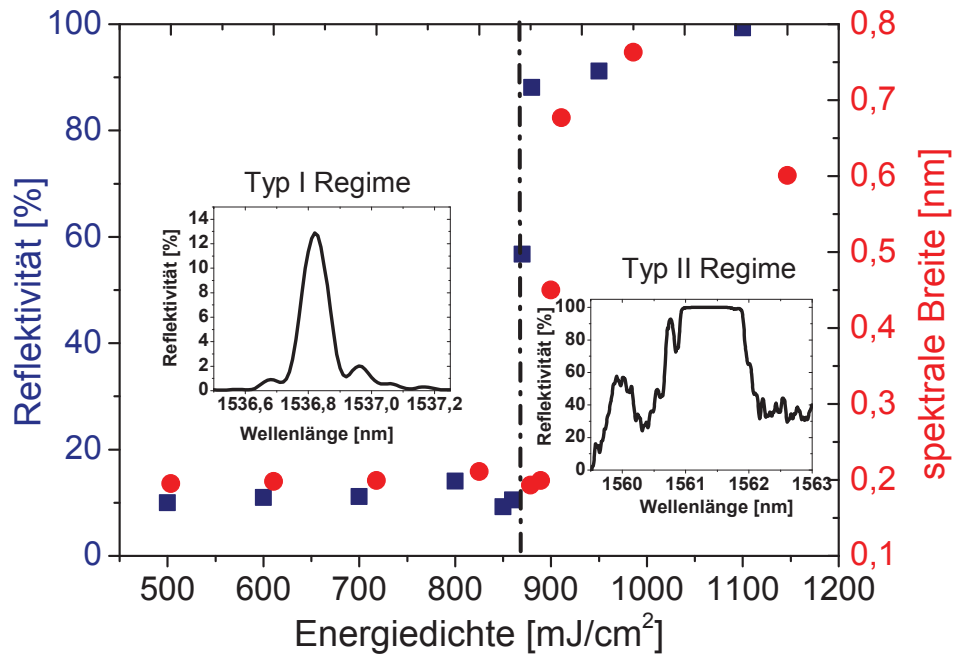


Abbildung 3.6: Variation der Energiedichte für die Einzelpuls-Gittererzeugung in einer photosensitiven Faser, unterhalb von $870 mJ/cm^2$ typisches *Typ I* Spektrum, oberhalb der *Typ II* Schwelle sprunghafte Erhöhung der spektralen Breite und Reflektivität.

von ca. $870 mJ/cm^2$ ist ein sprunghafter Anstieg der Reflektivität auf nahezu 100 % zu beobachten. Dies ist charakteristisch für das Einsetzen einer *Typ II* Indexmodifikation. Gleichzeitig steigt die spektrale Breite auf den vierfachen Wert an. Die spektrale Form des Gitters ändert sich in ein Rechteckprofil mit enormen Seitenpeaks (Abb. 3.6). Die Änderung der spektralen Form resultiert einmal aus der großen Brechzahländerung von bis zu $6 \cdot 10^{-3}$ und zum anderen aus dem über die Gitterlänge inhomogenen Brechzahlprofil [96]. Durch den hohen Wert der induzierten Brechzahlmodulation können einzelne Gitterperioden im Kern sichtbar gemacht werden [107]. *Typ II* Gitter besitzen, für Wellenlängen unterhalb der Bragg-Wellenlänge, hohe Einfügedämpfungen [106–108]. Dies ist durch die Kopplung von Licht in Mantelmoden und Strahlungsmoden begründet

[109]. Ursache dafür ist die über den Faserkern verteilte, unsymmetrische Störung der Brechzahl, welche durch die Einschreiberichtung vorgegeben ist. Außerdem ist der hohe Wert für die Brechzahlmodulation selbst eine Ursache für die Transmissionsverluste, da hier nicht mehr von schwacher Kopplung ausgegangen werden kann. Die hohen *Typ II* Brechzahlmodifikationen entstehen durch Beschädigungen im Faserkern und werden deswegen im Englischen als *damage gratings* bezeichnet. Als Grund für die hohen Werte des Indexunterschiedes können sowohl Mikrorisse im Kern selbst als auch an der Grenzfläche Kern-Mantel beobachtet werden [106, 110].

3.2.1 Temperaturstabilität

Die Temperaturstabilität von *Typ II* Gittern unterscheidet sich signifikant von der bei *Typ I* Gittern. Während klassische *Typ I* Gitter bis zu einer Temperatur von maximal 300°C zu verwenden sind, liegt der Anwendungsbereich von *Typ II* Gittern bei über 800°C . Die Ursache für die hohe Temperaturstabilität ist in der Art der Brechzahlmodulation begründet. Die lokalen, mikroskopischen Zerstörungen im Faserkern (siehe Abschnitt 3.2) entstehen durch nichtlineare Absorptionsmechanismen. Die Modellvorstellung geht davon aus, dass durch die erhöhte Einphotonenabsorption bei der Fokussierung eines UV Lasers Elektronen ins Leitungsband befördert werden, die dort zu einer kurzzeitigen Bildung eines freien Elektronenplasmas führen. Durch die Bildung des Plasmas steigt die Absorption sprunghaft an, was in einer lokalen Zerstörung des Materials resultiert und die hohe Brechzahl hervorruft [92]. Die Temperaturstabilität von *Typ II* Gittern ist somit hauptsächlich durch die Stabilität des dotierten Glasmaterials im Kern der Faser bestimmt. Um eine obere Grenze der Temperaturstabilität für *Typ II* Gitter abzuschätzen, kann die Übergangstemperatur des Glasmaterials herangezogen werden. Diese liegt unterhalb der Schmelztemperatur und wird per Konvention über den Wert der Viskosität von $10^{12} \text{ Pa} \cdot \text{s}$ definiert. Für reines Quarzglas gibt es unterschiedliche Werte zwischen $1100^\circ\text{C} - 1300^\circ\text{C}$. Ist das Glas, wie bei einer optischen Faser, zusätzlich dotiert, sinkt die Übergangstemperatur weiter ab. Der maximale Anwendungsbereich von *Typ II* Gittern liegt somit bei 1000°C . In Abb. 3.7 ist der Verlauf von normierter Gitterstärke η und spektraler Breite (FWHM) $\Delta\lambda$ eines *Typ II*

Einzelpuls-Ziehturm-Gitters bei der Temperaturbehandlung von 600 °C – 1000 °C dargestellt. Es erfolgen stufenweise Temperaturerhöhungen um 50 °C. Nach 2000 *min* bei

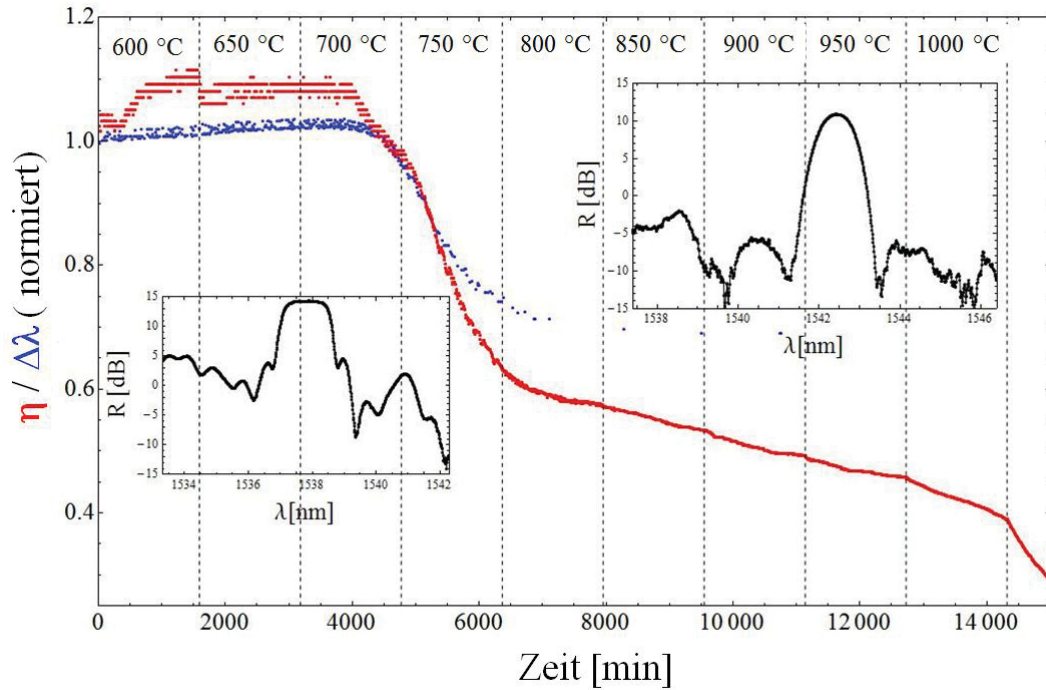


Abbildung 3.7: Verlauf von normierter Gitterstärke und spektraler Breite bei der Temperaturbehandlung eines *Typ II* Einzelpuls-Gitters. Innengraph: Spektrum des Gitters bei 600 °C (links) und 900 °C (rechts).

einer Stufe wird die Temperatur erhöht. In den Innengraphen in Abb. 3.7 sind zudem 2 Spektren des Gitters bei 600 °C und 900 °C abgebildet. Das Reflexionsspektrum ist logarithmisch dargestellt und bezieht sich auf die *Fresnel* Reflexion des Lichtes an einem geraden Faserbruch (ρ). Die prozentualen Reflexionswerte lassen sich aus der *dB* Skala wie folgt berechnen:

$$R [\%] = 10^{R[dB]/10} \cdot \rho. \quad (3.13)$$

In Abb. 3.7 ist zu sehen, dass die Werte für die spektrale Breite und die normierte Gitterstärke bis zu einer Temperatur von 700 °C nahezu unverändert sind. Der Anstieg von η bis zu einer Temperatur von 700 °C erklärt sich einmal durch die ungenaue Peakbestimmung im Reflexionsspektrum und zum anderen, aufgrund einer Änderung des

Gitters, durch das Auslöchen der *Typ I* Brechzahlmodifikation. Ab 700°C setzt ein deutlicher Abfall von Gitterstärke und spektraler Breite ein. Das Absinken der zwei Parameter verlangsamt sich bei 800°C , bevor das Gitter bei 1000°C wieder stärker degradiert. Die Anwendungstemperatur von Einzelpuls-Ziehturm *Typ II* Gittern ist somit vergleichbar mit den in der Literatur zu findenden Angaben [106, 108, 109].

Zusammenfassend ist festzustellen, dass *Typ II* Gitter trotz ihrer guten Temperaturbeständigkeit kaum Anwendung in der optischen Fasersensorik finden. Grund dafür sind Nachteile wie das unsymmetrische (spektral breite) Spektrum, die hohe Einfügedämpfung, die unzureichende Multiplexfähigkeit (max. 3 Gitter in Serie) und die schlechte Reproduzierbarkeit des Spektrums, welche eine Anwendung enorm erschweren. *Typ I* Gitter besitzen diese Nachteile nicht, sind jedoch in der Anwendungstemperatur beschränkt. Die Lösung des Problemes ist somit ein Gitter mit *Typ I* ähnlichem Spektrum bei gleichzeitiger *Typ II* Temperaturbeständigkeit. Im Rahmen dieser Arbeit werden dazu zwei unterschiedliche Ansätze verfolgt. Zum einen die Verwendung nichtlinearer Absorptionsprozesse mithilfe von Femtosekunden-Laserstrahlung (Abschnitt 3.3) und zum anderen der Ansatz der regenerierten Faser-Bragg-Gitter (Kapitel 4).

3.3 Einordnung von Femtosekunden-Laser erzeugten FBG

Die Art der Brechzahlmodifikation von fs FBG lässt sich analog zu konventionellen FBG betrachten. Die Abgrenzung gegenüber klassischen Gittern erfolgt ausschließlich über die Einschreibemethode (Abschnitt 2.2.1). Sie ist dennoch sinnvoll, da sich die resultierenden Gittereigenschaften voneinander abheben. In Abhängigkeit der vorliegenden Leistungsdichte, kann für die Verwendung von Ultra-Kurzpuls-Laserstrahlung ebenfalls eine Einteilung in *fs Typ I* und *fs Typ II* vorgenommen werden. Diese Trennung erfolgte erstmals durch Smelser et al. [111] und ist überwiegend, wie bei klassischen Gittern, in einer verschiedenartigen Temperaturstabilität begründet. Unter Nutzung von IR Laserstrahlung (800 nm) mit 125 fs Pulsdauer, kann die *Typ II* Schwelle in einer Standard-Telekom-Faser mit $4,6 \cdot 10^{13}\text{ W/cm}^2$ bestimmt werden [111]. Für Leistungsdichten unterhalb dieses Wertes (jedoch $> 1,8 \cdot 10^{13}\text{ W/cm}^2$) entstehen *fs Typ I* Gitter in der selben Faser [111]. Die involvierten Prozesse zur Ausbildung der beiden

Brechzahlmodifikationen sind ebenfalls analog zu konventionellen FBG. Die Ursache für *fs Typ I* Brechzahlmodulation wird sowohl im Auftreten von Farbzentren als auch in Spannungen vermutet [111–113]. *Fs Typ II* Gitter resultieren aus lokalen Zerstörungen des Glasmaterials (siehe Abschnitt 3.2). Die Werte der Leistungsdichten zur Unterteilung gelten hierbei ausschließlich für die Verwendung von 800 nm Laserstrahlung und sind von der verwendeten Faser abhängig. Für andere Einschreibewellenlängen (Pho-

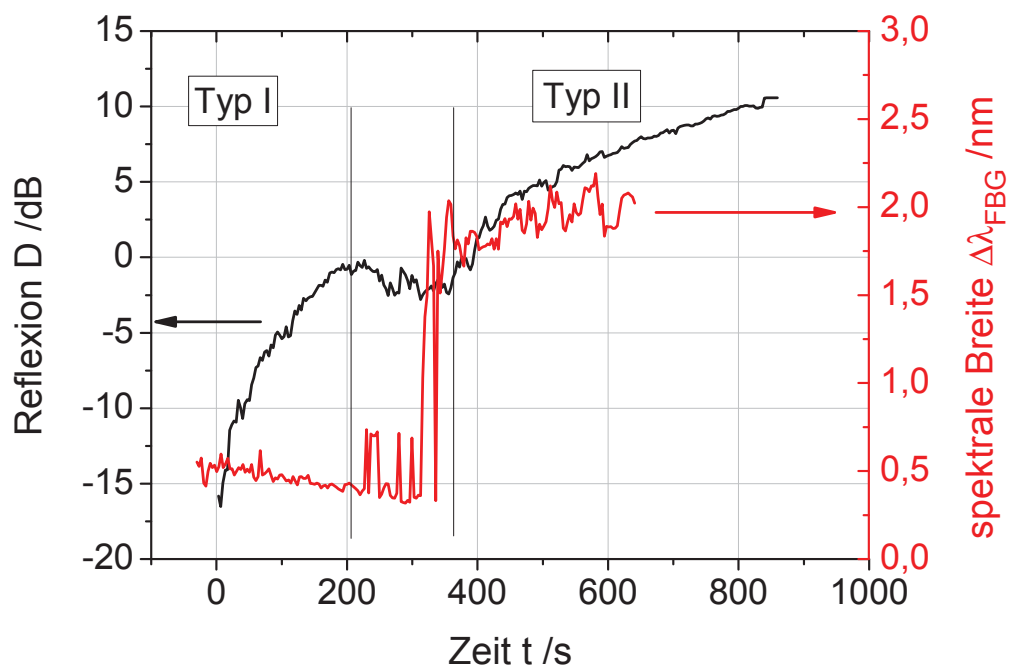


Abbildung 3.8: *Fs Typ II* Gitter Umwandlung während der Belichtung mit 400 nm fs Laserstrahlung [114].

tonenenergien), wie z. B. die höheren Harmonischen des TiSa Lasers (400 nm , 267 nm), ergeben sich abweichende Werte. Dies resultiert vor allem aus den Unterschieden bei der Absorption im Glasmaterial. Mit steigender Photonenenergie verringert sich die Anzahl der gleichzeitig absorbierten Photonen, die zur Überwindung der Bandlücke nötig sind. Im Rahmen der Diplomarbeit von J. Fiebrandt konnte erstmals gezeigt werden, dass die Herstellung von *fs Typ II* Brechzahlmodifikation ebenfalls mit 400 nm möglich ist [114]. Abbildung 3.8 zeigt das Verhalten der Gitterreflexion und der spektralen Breite eines

Gitters während des Einschreibeprozesses mit 400 nm fs Laserstrahlung. Der Kurvenverlauf aus Abb. 3.8 ist vergleichbar mit dem von konventionellen Gittern (Abb. 3.6). Bei zunehmender Belichtungszeit (Laserfluenz) ist ein Übergang der Brechzahlmodifikation von *fs Typ I* zu *fs Typ II* zu beobachten. Die Temperaturstabilität unterscheidet sich nicht von den *fs Typ II* Gittern, welche mit IR Wellenlängen erzeugt sind. Unter Nutzung der 3. Harmonischen bei 267 nm sind bisher keine *fs Typ II* Brechzahlmodifikationen zu beobachten.

Im Rahmen dieser Arbeit werden eigene Untersuchungen zur Temperaturstabilität von *fs Typ I* Gittern vorgestellt. Dazu wird ein *fs Typ I* Gitter in einer Standard-Telekom-Faser mit einem Talbot-Interferometeraufbau erzeugt [79]. Als Laserquelle dient die 3. Harmonische eines TiSa Lasers bei 267 nm mit einer Pulsdauer von ca. 300 fs . Die resultierende Gitterreflexion beträgt 99% und das Spektrum ist analog zu dem in Abb. 2.6. Die Brechzahlmodulation kann bei einem starken Gitter über die Reflexion und die spektrale Breite beschrieben werden. In Abb. 3.9 sind die normierten Werte von Gitterstärke (η) und Bandbreite während einer Temperaturbehandlung bis $550\text{ }^\circ\text{C}$ dargestellt. Hierbei wird deutlich, dass sich beide Werte bis zu einer Temperatur von $450\text{ }^\circ\text{C}$ gleich Verhalten, und dann leicht ansteigen. Ab $500\text{ }^\circ\text{C}$ beginnt der Abfall des Gitters. Der Verlauf beider Kurven ist für *fs Typ I* Gitter, unabhängig von der Einschreibewellenlänge, auch beim Einsatz von 800 nm fs Laserstrahlung beobachtet worden [111]. Verglichen mit konventionellen *Typ I* Gittern (Abschnitt 3.1.2), liegt die Anwendungstemperatur höher bei über $300\text{ }^\circ\text{C}$. Eine mögliche Ursache dafür könnte ein Voraltern des Gitters während des Einschreibens sein. Da sich die Bragg-Wellenlänge nach dem Abschalten des fs Lasers um bis zu 3 nm verringert, kann von einer Erwärmung des Faserkerns ausgegangen werden. Die Farbzentren-induzierten Anteile der Brechzahlmodifikation können bereits beim Einschreiben thermisch abgebaut werden. Das bedeutet, alle weniger stabilen Zustände ($E < E_d$) sind bereits entvölkert (siehe Abschnitt 3.1.2), was das Gitter inhärent stabilisiert. Eine Änderung der Bragg-Wellenlänge um 3 nm entspricht hierbei einer Temperaturänderung von ca. $250\text{ }^\circ\text{C}$. Daher kann angenommen werden, dass das Gitter während des Einschreibens bei $270\text{ }^\circ\text{C}$ bereits vorgealtert ist. Bis zu dieser Temperatur ist das Gitter in jedem Fall stabil, was durch Abb. 3.9 bestätigt wird. Der Ausgangspunkt für die Anwendung des *Erdogan Modells* liegt somit

nicht bei Raumtemperatur (wie bei klassisch erzeugten FBG), sondern allgemein bei der höheren Temperatur, die beim Einschreiben auftritt. Die maximale Anwendungstemperatur für *fs Typ I* Gitter liegt bei ca. 450 °C (Abb. 3.9).

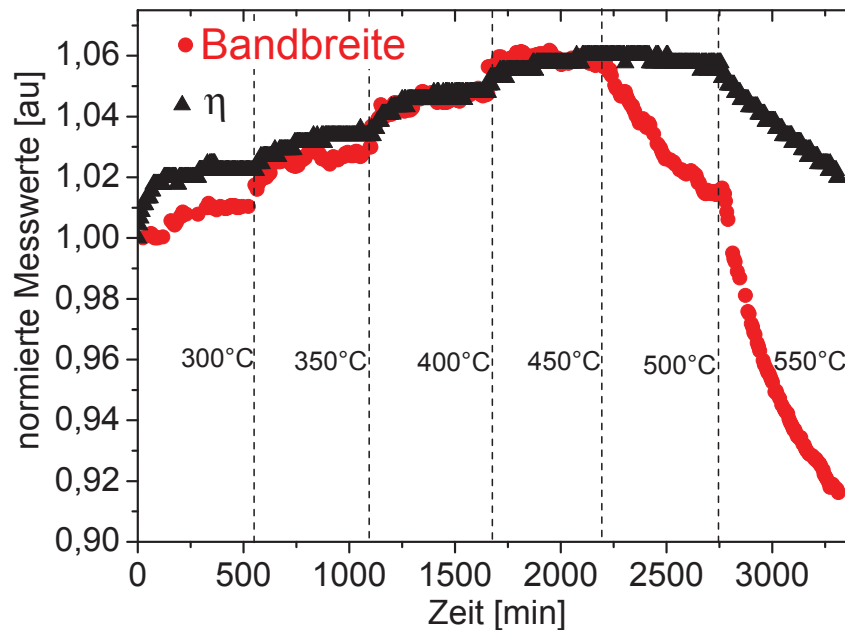


Abbildung 3.9: Normierte Gitterstärke η und Bandbreite eines *fs Typ I* Gitters während der Temperaturbehandlung.

Im Gegensatz dazu besitzen *fs Typ II* Gitter, mit bis zu 1000 °C, eine wesentlich höhere Temperaturstabilität [115]. Die Mechanismen zur Erzeugung von *fs Typ II* und *Typ II* Gittern sind sehr ähnlich. Die spektrale Antwort eines *fs Typ II* Gitters ist, im Vergleich zu konventionellen *Typ II* Gittern, vor allem bei der Verwendung von 800 nm als Einschreibewellenlänge verbessert [115]. Die Kopplung von Licht in Mantelmoden stellt weiterhin ein Problem dar. Die Symmetrie des Spektrums kann jedoch deutlich verbessert werden. Langzeitversuche zeigen, dass sich *fs Typ II* Gitter in Standard-Telekom-Fasern bis zu einer Temperatur von 1000 °C verwenden lassen [115]. Die gegenüber *Typ II* Gittern verbesserten, spektralen Eigenschaften erleichtern die Anwendung von

fs Typ II FBG als Hochtemperatursensor. Die Multiplexfähigkeit solcher Gitter ist allerdings durch die komplexe Herstellung und die Kopplung von Licht in Mantelmoden stark eingeschränkt [111]. Zwar lassen sich die Mantelmoden beim Einschreiben durch bestimmte Techniken (Abscannen des Faserkerns senkrecht zur Ausbreitungsrichtung in der Faser) unterdrücken [116], dadurch wird der Arbeitsaufwand hingegen erhöht. Ein weiteres Problem beim Einsatz von *fs Typ II* Gittern ist die, durch das Einschreiben induzierte, Doppelbrechung. Diese kann Werte bis 10^{-4} erreichen und erschwert die genaue Bragg-Peakbestimmung unter Verwendung von polarisiertem Licht [117]. Die Lage des Bragg-Peaks ist aufgrund der Polarisations-bedingten Aufspaltung nicht mehr eindeutig festgelegt und verursacht die Ungenauigkeit der Messung. Eine Doppelbrechung von $1 \cdot 10^{-4}$ bewirkt bei einem Bragg-Gitter bei 1550 nm bereits eine Wellenlängenaufspaltung von 100 pm , was einer Temperaturungenauigkeit von ca. 9°C entspricht. Trotz der genannten Nachteile, sind *fs Typ II* Gitter zur Herstellung von Hochtemperatursensoren geeignet. Wegen der komplexen Herstellung erfolgt die Anwendung vorrangig als Einzelsensor in optischen Fasern. Das Haupteinsatzgebiet für *fs* FBG, mit Hinblick auf die Hochtemperaturstabilität, liegt vor allem in speziellen, nicht-photosensitiven, optischen Fasern (z. B. Laserfaser, PCFs).

4 Regenerierte-Faser-Bragg-Gitter

Der aus dem Latein abgeleitete Begriff Regeneration, bedeutet Neuentstehung oder Wiederherstellung und wird im Zusammenhang mit Faser-Bragg-Gittern seit 2008 verwendet [6]. Es handelt sich dabei um Typen von FBG, die durch einen thermischen Nachbehandlungsschritt gekennzeichnet sind. Während dieser Nachbehandlung kann eine Wiederherstellung des Gitters detektiert werden, die als Regeneration bezeichnet wird. Generell können regenerierte-Faser-Bragg-Gitter in zwei verschiedene Typen eingeteilt werden, die sich darin unterscheiden, dass in dem einen Fall die Präsenz von molekularem Wasserstoff zwingend notwendig ist, während andererseits kein Wasserstoff benötigt wird. Die Trennung zwischen regenerierten Gittern in wasserstoffunbeladenen (RFBG) und -beladenen Fasern (RFBG_H) ist, aufgrund der Unterschiede in den Eigenschaften der Photosensitivität, sinnvoll und erfolgt analog zum Einschreiben der Gitter.

Wie in Kapitel 1.3 beschrieben, weisen wasserstoffbeladene, optische Fasern eine erhöhte Fotoempfindlichkeit auf, welche sehr hohe Brechzahländerungen im Kern einer Faser möglich machen. In diesem Zusammenhang wurde der Begriff regenerierte Gitter bereits 2002 zum ersten Mal verwendet, um das anomale Verhalten von FBG während der Erzeugung in wasserstoffbeladenen Fasern zu beschreiben [118]. Dieser Gittertyp wurde später in *Typ IA* umbenannt und ist vor allem durch eine stark rotverschobene Gitterwellenlänge bei der Neuentstehung des Gitters während sehr langer Belichtungen gekennzeichnet [118, 119]. Die Temperaturbeständigkeit solcher Gitter liegt im Bereich der von *Typ I* Gittern bekannten Werte, deutlich unter 500 °C [120].

Neben *Typ IA* existieren sogenannte *Typ IIA* Gitter, welche gleichermaßen durch eine Art Überbelichtung bei hohen Laserfluenzen (langen Belichtungszeiten) erzeugt werden. Dies erfolgt allerdings in wasserstofffreien Fasern [121]. Bei der Entstehung von *Typ IIA* Gittern erlischt ein Gitter während der Erzeugung und entsteht bei Überbelichtung neu [121, 122]. Dieser Effekt ist mit einer Blauverschiebung der Reflexionswellenlänge des Gitters verknüpft und deutet auf eine Brechzahlerniedrigung während der Belichtung hin. Folglich werden solche Gitter auch *negative index gratings* genannt [123]. Die Grenze der Temperaturbeständigkeit von Gittern dieser Art liegt im Bereich

von 500 °C für Langzeitanwendungen [124].

Auf Basis der beschriebenen Literatur wird in dieser Arbeit das Konzept der regenerierten Gitter näher untersucht. Die Grundidee basiert darauf, ein *Typ I* FBG über seine Ausbleichtemperatur zu erhitzen. Nach anfänglicher Degradation kann unter bestimmten Voraussetzungen eine Wiederherstellung des Gitters (Regeneration) detektiert werden. Dazu werden regenerierte Gitter mit und ohne Wasserstoffbeladung erzeugt, analysiert und gegenübergestellt. Darüber hinaus werden die Einflussgrößen der Regeneration näher ergründet und die Eignung regenerierter Gitter als Hochtemperatursensoren untersucht.

4.1 Regenerierte Gitter in optischen Fasern ohne Wasserstoffbeladung (RFBG)

In diesem Abschnitt werden Untersuchungen zu RFBG in wasserstoffunbeladenen, optischen Fasern vorgestellt. Ausgehend von der Gittererzeugung wird die thermische Regeneration in unterschiedlichen optischen Fasern untersucht. Anschließend werden die Einflussparameter näher analysiert, bevor die Eignung als gemultiplexer Fasersensor beurteilt wird.

4.1.1 Einschreibemethode zur Gittererzeugung

Wie in Kapitel 2.2 beschrieben, gibt es unterschiedliche Verfahren zur Erzeugung von Faser-Bragg-Gittern. In dieser Arbeit werden ausschließlich zwei Verfahren zur Gittererzeugung eingesetzt. Zum einen das Phasenmaskenverfahren und zum anderen eine holografische Methode mittels Talbot-Interferometer. Als Laserlichtquelle zum Erzeugen der FBG dient hauptsächlich ein KrF Excimer Laser mit einer Wellenlänge von 248 nm, der Laserpulse mit Pulsdauern von 20 ns emittiert. Excimer Laser besitzen im Allgemeinen schlechte Kohärenzeigenschaften und sind somit nur bedingt zum interferometrischen Einschreiben von Gittern geeignet. Aufgrund dieser Tatsache wird in dieser Arbeit ein optimierter KrF Laser in MOPA Konfiguration verwendet, der verbesserte Eigenschaften aufweist (Compex 150T der Firma LAMBDA PHYSIK). MOPA ist das Akronym für den englischen Begriff *Master Oscillator Power Amplifier* und be-

deutet, dass der Laser in einem zweistufigen Verfahren arbeitet. Hierbei wird in einem Oszillator Laserlicht mit guter zeitlicher und räumlicher Kohärenz sowie einem möglichst homogenen Strahlprofil erzeugt. Anschließend erfolgt eine Verstärkung in einer zweiten Laserröhre, um ausreichend Pulsenergie für das Einschreiben zu erhalten. Die räumliche und zeitliche Kohärenz des Lasers lässt sich durch eine solche Anordnung stark verbessern, was Untersuchungen im Rahmen der Dissertation von V. Hagemann zeigten [53]. Dockney et al. stellte erstmals die Talbot-Interferometerkonfiguration zum Einschreiben von FBG [125] vor, welche gegenüber der Phasenmaskenmethode einige Vorteile bietet.

Dabei ist es möglich, die resultierende Bragg-Wellenlängen über einen sehr großen Bereich nahezu kontinuierlich zu verstellen. Eigene Arbeiten zum Einschreiben von Gittern mit Dauerstrich-Laserstrahlung (CW, engl. *continuous wave*) bei 244 nm in Kombination mit Talbot-Interferometer zeigen, dass es möglich ist Bragg-Gitter mit Wellenlängen bis hin in den sichtbaren Spektralbereich zu erzeugen [63]. Dabei stellt die *Fresnel* Reflexion des Laserlichtes an der Faser mit kleiner werdender Bragg-Wellenlänge zunehmend die physikalische Grenze dar [63]. Das obere Limit des Wellenlängenbereiches ist nicht genau definiert. Unter Laborbedingungen liegt es, aufgrund der durch die Interferometergeometrie benötigten Raumverhältnisse, bei Wellenlängen von $>2\ \mu\text{m}$. Neben der Flexibilität in der Wellenlänge bietet das Talbot-Interferometer zudem den Vorteil, dass sich die Faser weit entfernt von der Phasenmaske befindet. Beschädigungen durch direkten Kontakt mit der Glasfaser oder hoch-fokussierte Laserstrahlung können somit vermieden werden.

Die Funktionsweise des verwendeten Talbot-Interferometers zum Einschreiben von FBG ist in Abb. 4.1 dargestellt. Der UV Laser trifft über einen Scanspiegel senkrecht auf einen diffraktiven Strahlteiler, welcher so gestaltet ist, dass der Großteil der Intensität des Lichtes in den ersten beiden Beugungsordnungen geführt wird (60 – 70%). Als Strahlteiler wird eine Phasenmaske verwendet (siehe Kapitel 2.2). Diese kann sowohl homogen strukturiert sein als auch aus komplexen Strukturen mit Phasensprung oder Chirp bestehen [70]. Zur Erzeugung von regenerierten Gittern werden ausschließlich homogene Phasenmasken als Strahlteiler verwendet und das transmittierte Licht in der nullten Ordnung abgeblendet. Deswegen ist es in Abb. 4.1 nicht eingezeichnet. Das

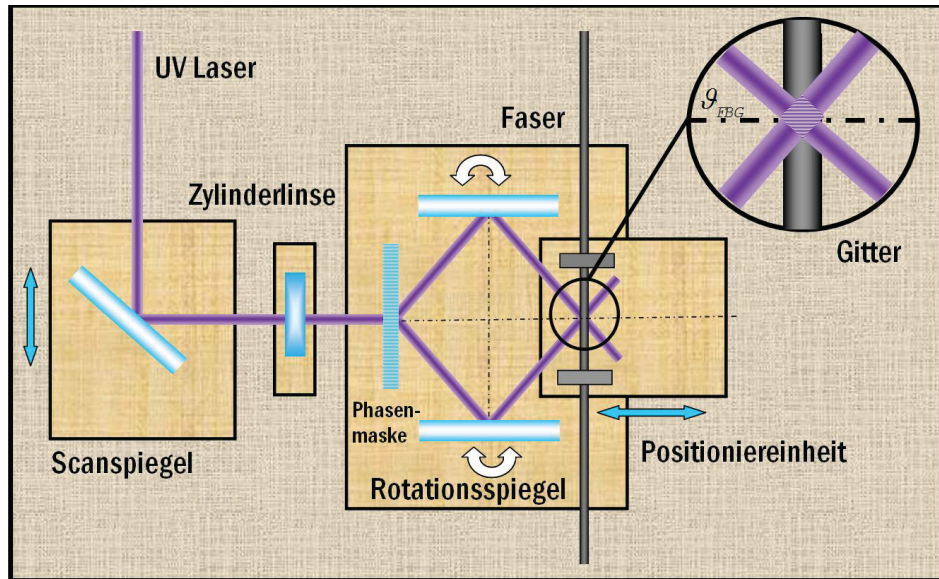


Abbildung 4.1: Talbot-Interferometer Aufbau zum Einschreiben von Faser-Bragg-Gittern [63].

gebeugte Licht trifft anschließend auf 2 Rotationspiegel (drehbar gelagerte Spiegel), von denen es so umgelenkt wird, dass sich die Teilstrahlen genau am Ort der optischen Faser überlagern. Das dadurch ausgebildete Interferogramm besteht aus einer räumlich periodischen Intensitätsmodulation, welche in der Faser bei vorhandener Fotoempfindlichkeit in eine Brechzahlmodulation der Periode Λ_{FBG} übersetzt wird. Die Bragg-Periode lässt sich durch Änderung des Interferogramms variieren, indem man die Rotationspiegel gegenläufig um den gleichen Betrag dreht. Sie ergibt sich zu:

$$\Lambda_{FBG} = \frac{\lambda_{UV}}{2 \sin(\vartheta_{FBG})}, \quad (4.1)$$

wobei λ_{UV} die Einschreibewellenlänge und ϑ_{FBG} der Bragg-Winkel ist. Dieser ergibt sich bei Verkippung der Rotationspiegel durch einfache Winkelbeziehungen zwischen dem Kippwinkel β und dem Beugungswinkel α zu $\vartheta_{FBG} = 2\beta - \alpha$ (Abb. 4.2). Wie in Abb. 4.1 zu sehen, wird eine Zylinderlinse zur Fokussierung in der $z-y$ Ebene vor die Phasenmaske gebracht, um die Energiedichte am Ort der optischen Faser zu erhöhen. Die Energiedichte E_D am Faserort kann durch trigonometrische Überlegungen berechnet werden. Das Strahlprofil des Laser hat eine Ausdehnung von ca. $20 \times 7,5 \text{ mm}^2$ und wird als *top-hat* (engl. Zylinder, ideales Laserprofil mit homogener Energieverteilung)

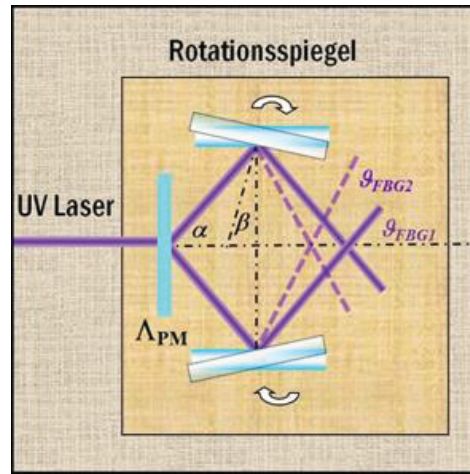


Abbildung 4.2: Winkelbeziehungen am Talbot-Interferometer Aufbau bei gegenläufiger Veränderung der Rotationspiegel zur Variation der Bragg-Periode: $\vartheta_{FBG} = 2\beta - \alpha$.

Profil angenähert. Um den Bereich mit homogener Energieverteilung auszusuchen, wird eine Blende mit $6 \times 5 \text{ mm}^2$ verwendet. Ausgehend von der Zylinderlinse, legt das UV Laserlicht beim Durchgang durch das Interferometer den optischen Weg

$$a_{ges} = a_0 + a_1 + a_2 \quad (4.2)$$

zurück. Hierbei beschreibt a_0 den Abstand der Linse zur Phasenmaske. a_1 und a_2 kennzeichnen den optischen Weg im Interferometer (a_1 von Phasenmaske zum Rotationsspiegel und a_2 vom Rotationsspiegel zu Faser). Alle transmittierenden optischen Elemente werden als dünn angenommen (Abb. 4.1). Für Faserpositionen außerhalb des Linsenfokus, kann die strahlenoptische Näherung zur Berechnung der Energiedichte verwendet werden. Der Strahldurchmesser in der $z - y$ Ebene $d(a_{ges})$ lässt sich, ausgehend von dem Strahldurchmesser vor der Linse d_0 , dem Abstand der Interferometerspiegel, der Brennweite der Zylinderlinse f und dem Beugungswinkel der Phasenmaske α , wie folgt berechnen:

$$d(a_{ges}) = \frac{d_0(f - a_{ges})}{f}. \quad (4.3)$$

Bei bekanntem d_0 und bekannter Energiedichte vor der Linse ($E_D(0)$), lässt sich die Energiedichte in Abhängigkeit vom Abstand Linse-Faser berechnen. Zusätzlich muss der Effekt berücksichtigt werden, der bei ungleichen Winkeln $\alpha \neq \beta$, durch Verkippung

der Rotationsspiegel, auftritt. Der Winkelunterschied führt zu einer lateralen Längenänderung im Interferogramm in der $z - x$ Ebene. Die resultierende Energiedichte ergibt sich damit zu:

$$E(a_{ges}) = \frac{d_0}{d(a_{ges})} \cdot \frac{\cos(\vartheta_{FBG})}{\cos(\alpha)} \cdot E_D(0). \quad (4.4)$$

Die Energiedichte $E_D(0)$ lässt sich mit ca. 60 mJ/cm^2 bestimmen. Die optischen Verluste an Linse und diffraktiven Strahlteiler werden über einen Korrekturfaktor berücksichtigt (bereits in $E_D(0)$ enthalten). Der Bereich der Energiedichte lässt sich somit von 60 mJ/cm^2 bis hin zu 1000 mJ/cm^2 durchstimmen. Im weiteren Zusammenhang wird immer die Summe der Energiedichte aus beiden Interferometerarmen als Mittelwert betrachtet. Der Interferenzterm bleibt unberücksichtigt, da er maximal zu einer Verdoppelung führt. Weil die Reflexion des UV Lichtes an der Faser über den gesamten Fokussierbereich nahezu gleich ist und folglich nur als Verlust in die Rechnung eingeht, wird diese ebenfalls nicht mit einbezogen.

Zur Untersuchung der Möglichkeit einer thermischen Regeneration ohne Wasserstoff werden 4 verschiedene Fasern herangezogen. Die Daten der verwendeten Fasern sind in der Tabelle 4.1 zu finden. Es handelt sich um 3 photosensitive Fasern (*GF1AA*, *GF3*, *IPHT HP*), die durch ihre Dotierung speziell für das Gitterschreiben, ohne die Verwendung einer Wasserstoffbeladung, optimiert sind. Die Fasern werden so gewählt, dass ein großer Bereich möglicher Dotierungen abgedeckt ist. Die *SMF28* (ähnl.), die *GF1AA* und die *GF3* Fasern sind kommerziell erhältlich. Die *IPHT HP* Faser ist eine IPHT Eigenentwicklung. Die *SMF28* und die *IPHT HP* sind beide ausschließlich mit Germanium dotiert, wobei sich die Gehälter stark unterscheiden. Während die *SMF28* nur ca. $2 - 4 \text{ mol\% GeO}_2$ [92, 126] aufweist (Brechzahlunterschied zwischen Faserkern und Mantel von $\Delta n = 2,8 - 5,6 \cdot 10^{-3}$), liegt der Wert für die *IPHT HP* Faser bei 18 mol\% ($\Delta n = 2,5 \cdot 10^{-2}$). Die *GF1AA* und die *GF3* Faser sind beide mit Bor codotiert. Bor wird oft als Co-Dotand verwendet, um die durch das Germanium stark angehobene Brechzahl wieder abzusenken und eine kleine numerische Apertur zu gewährleisten. Die genaue Zusammensetzung wird vom Hersteller nicht bekannt gegeben. Alle Fasern sind für den Wellenlängenbereich im Telekommunikations C Band um 1550 nm optimiert. Vor dem Einschreiben mittels Talbot-Interferometer, wird das Coating auf der

Faser entfernt.

Eigenschaften	SMF28 ähnl.	GF1AA	GF3	IPHT HP
Wellenlängenbereich [nm]	1260 – 1620	1500 – 1600	1500 – 1600	1450 – 1650
Cut-off Wellenlänge [nm]	1200	1350	1350	1300
Numerische Apertur	0,14	0,13	0,16	0,26
Modenfelddurchmesser @1550 nm [μm]	ca. 10,4	10,5	7,5	6,5
Kerntyp	Ge-dotiert	Ge, B-dotiert	Ge, B-dotiert	Ge-dotiert

Tabelle 4.1: Daten der verwendeten Fasern für Einschreibe- und Regenerationsexperimente.

4.1.2 Regenerationsexperimente in verschiedenen Fasern

Das Konzept der regenerierten Gitter basiert auf einer thermischen Nachbehandlung bereits erzeugter FBG. Dazu erfolgt das Aufheizen des entstandenen *Typ I* FBG über die Ausbleichtemperatur. Für die Regenerationsexperimente in wasserstofffreien Fasern wird eine Temperaturrampe durch sehr schnelles Hochheizen gewählt. Dazu erfolgt das Einbringen des Gitters in einen vorgeheizten Ofen. Dies ist der einfachste Ansatz und begründet sich in der Annahme, dass sich der Regenerationsprozesses erst bei höheren Temperaturen aktiviert. Die Endtemperatur für den isothermen Prozess beträgt im ersten Schritt 700 °C, damit ein ausreichender Abstand zum thermischen Erweichungspunkt des Glases gewährleistet werden kann. Zur Charakterisierung der FBG während der Herstellung und der thermischen Regeneration wird der Aufbau in Abb. 4.3 a) verwendet. Das Licht einer Erbium ASE (engl. *Amplified Spontaneous Emission*) Quelle propagiert über einen 3 dB (50:50) Koppler zum FBG. Dort erfolgt die Reflexion von dem Anteil des Lichtes, welches die *Bragg-Bedingung* (Gl. 2.17) erfüllt. Das reflektierte Licht trifft abermals auf den Koppler und kann anschließend mit einem Spektrometer (OSA, engl. *Optical Spectrum Analyzer*) ausgewertet werden. Neben der Reflexionsmessung gibt es zudem die Möglichkeit die Gitter in Transmission zu charakterisieren, um den hervorgerufenen Verlust festzustellen. Hierfür wird die Faser direkt an den OSA angeschlossen. Reflexionsmessungen sind besonders sinnvoll, wenn die zu bestimmenden Gitter nur schwach reflektieren. Transmissionsmessungen hingegen, liefern hauptsäch-

lich bei sehr starken Gittern genaue Aussagen über die Gitterreflektivität. Während des Regenerationsprozesses befindet sich das Gitter in einem Ofen, welcher mithilfe eines externen Thermometers überwacht und über einen PC gesteuert wird. In Abb. 4.3 b)

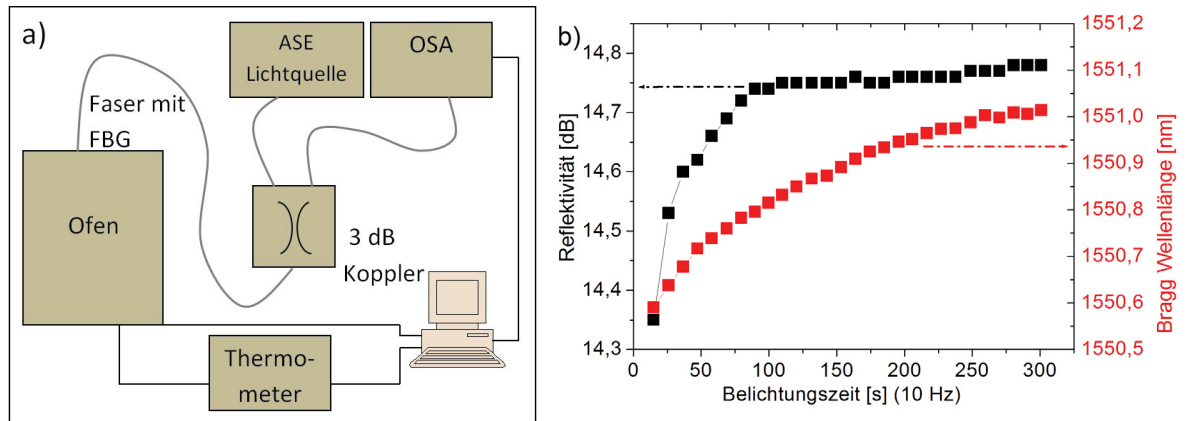


Abbildung 4.3: a): Messaufbau zur Charakterisierung von FBG während der Regeneration. b): Entwicklung der Gitterreflektivität und der Bragg-Wellenlänge während der Belichtung mit einer Energiedichte von $330 \frac{mJ}{cm^2}$ (Gitterreflektivität in dB normiert auf *Fresnel* Reflex der Faser).

ist die zeitliche Entwicklung der Gitterreflektivität und der Bragg-Wellenlänge während des Einschreibens, exemplarisch am Beispiel eines Gitters in der *IPHT HP* Faser, dargestellt. Aufgrund der hohen Fotoempfindlichkeit in dieser Faser, wächst die Gitterreflektivität schon in den ersten 20 s auf über 90 % an und ist bereits nach ca. 2 min bei über 99 % nahezu gesättigt. Das Gitter wird bis zu einer Laserfluenz von $0,99 kJ/cm^2$ bei einer Gesamtbelichtungszeit von 5 min weiter bestrahlt und zeigt dabei keinen Einbruch der Reflektivität, wie er bei der Entstehung von *Typ IIA* Gittern zu beobachten wäre [121]. Die Bragg-Wellenlänge wächst während der Belichtung kontinuierlich an, was bei gleichbleibender Gitterperiode auf ein Anwachsen der mittleren Brechzahl hindeutet und typisch für das Verhalten von *Typ I* Gittern ist [20]. Der Verlauf beider Kurven in Abb. 4.3 b) ist charakteristisch für Einschreibexperimente in allen Fasern aus Tabelle 4.1. Dabei sind die erreichten Gitterreflektivitäten in den photosensitiven Fasern (*GF1AA*, *GF3*, *IPHT HP*) bei identischer Laserfluenz vergleichbar. Ausgenom-

men davon ist die *SMF28* Faser, da sie aufgrund ihrer geringen Ge-Dotierung nur eine geringe Fotoempfindlichkeit aufweist. Infolgedessen können in solchen Fasern nur schwach reflektierende Gitter ($R < 15\%$) erzeugt werden.

In einem ersten Experiment wird ein FBG in der *SMF28* Faser durch schnelles Aufheizen auf eine Temperatur von $700\text{ }^\circ\text{C}$ gebracht und gehalten (isotherm). Dabei de-

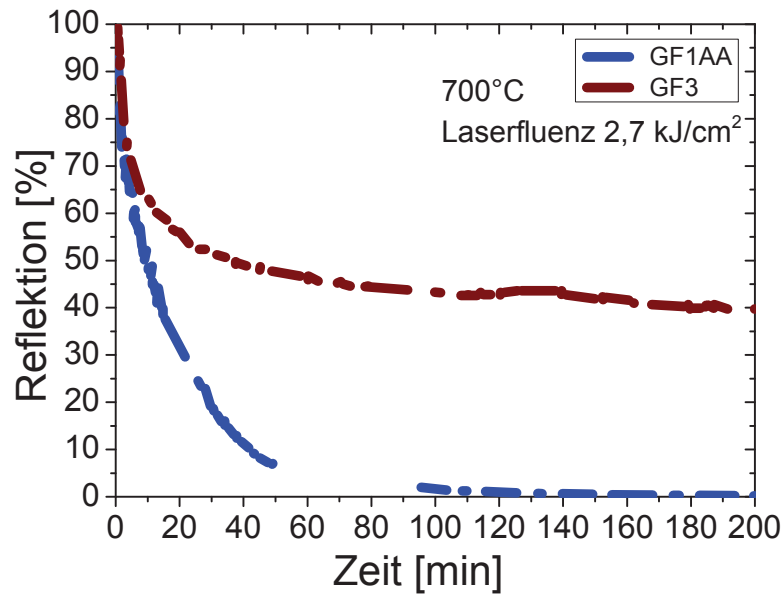


Abbildung 4.4: Thermische Nachbehandlung für 2 Gitter, erzeugt mit der Laserfluenzen von $2,7\text{ kJ/cm}^2$ in den photosensitiven Fasern GF1AA und GF3.

gradiert das schwache Gitter sehr schnell, bis die Reflexion nicht mehr messbar ist. Zudem kann kein Regenerationsverhalten des Gitters in der *SMF28* Faser festgestellt werden. Im einem nächsten Schritt wird das gleiche Experiment mit einem Gitter in der *GF1AA* und in der *GF3* Faser durchgeführt. Die FBG sind beide mit einer Fluenz von $2,7\text{ kJ/cm}^2$ erzeugt und besitzen vergleichbare Werte für die Reflexion ($R_{GF1AA} = 99,997\%$, $R_{GF3} = 99,5\%$). Diese Fluenz wird gewählt, um möglichst starke Gitter zu erzeugen. Beim Einschreiben der Gitter stellt sich heraus, dass bei gleicher Stellung der Interferometerspiegel (siehe Abb. 4.1) eine Wellenlängenverschiebung von $+2\text{ nm}$ zwischen den Gittern in beiden Fasern auftritt. Die Bragg-Wellenlänge in der *GF3* Faser ist größer als die in der *GF1AA* Faser. Dies lässt sich nur durch

ein geringeren Bor-Gehalt in der Faser *GF3* gegenüber der *GF1AA* Faser erklären. Das Temperaturverhalten der Gitter bei 700 °C ist in Abb. 4.4 dargestellt. Beide FBG weisen kein erneutes Ansteigen der Gitterreflexion (Regenerationsverhalten) auf. Außerdem unterscheidet sich der Abfall der Gitterreflektivität sehr stark. Während das Gitter in der *GF1AA* Faser sehr schnell degradiert, ist der Prozess in der *GF3* Faser stark verlangsamt. Die Gitter aus Abb. 4.4 eignen sich jedoch nicht zur Anwendung als Hochtemperatursensor, da die Reflexion in beiden Fällen kontinuierlich abfällt. Aufgrund der Tatsache, dass beide FBG anfangs eine vergleichbare Gitterreflektivität

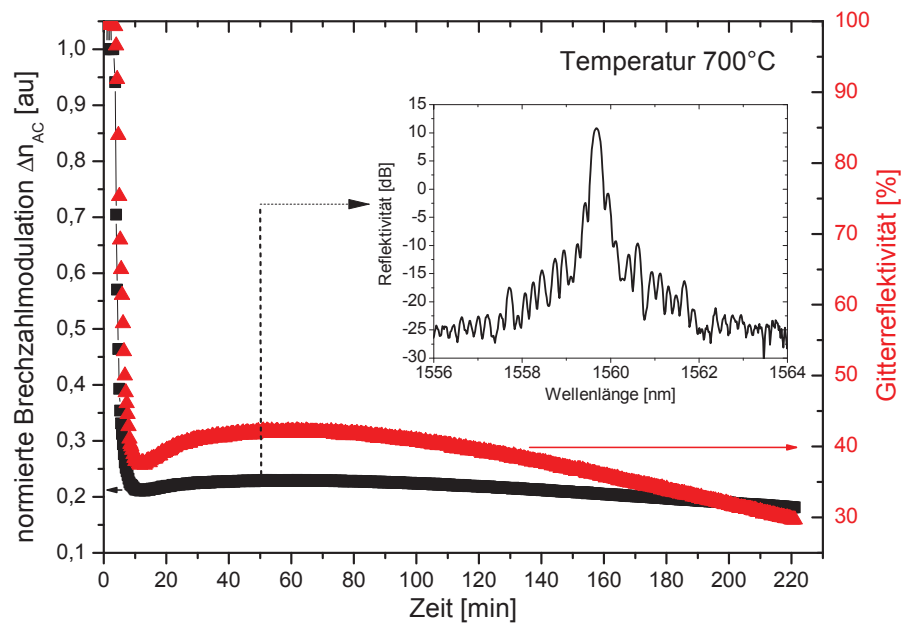


Abbildung 4.5: Verlauf der normierten Brechzahlmodulation und der Gitterreflektivität eines Gitters in der *IPHT HP* Faser während der isothermen Nachbehandlung bei 700 °C. Innengraph: Spektrum des Gitters nach 50 *min* [127].

tät besitzen, kann der Unterschied nur in der Faserkernkomposition begründet sein. Es lässt sich schlussfolgern, dass die Zugabe von Bor zu einer schnelleren Gitterdegradation führt. Aus diesem Grund wird im nächsten Experiment eine photosensitive Faser verwendet, die ausschließlich Germanium enthält (*IPHT HP* Faser). Zur Unter-

suchung wird ein 5 mm langes Gitter, mit dem in Abschnitt 4.1.1 erläuterten Aufbau, eingeschrieben. Die Energiedichte dazu beträgt 330 mJ/cm^2 bei einer Belichtung von 3000 Pulsen. Das erzeugte FBG besitzt eine Reflektivität von ca. $99,5\%$, eine spektrale Breite von ca. $0,49\text{ nm}$ bei einer Bragg-Wellenlänge von $1550,67\text{ nm}$ und ist demzufolge mit den FBG in den vorrigen Fasern (*GF3*, *GF1AA*) vergleichbar. Das Gitter wird anschließend bei 700°C getempert. Analog zu den Experimenten in den anderen Fasern, ist der Aufheizvorgang durch Einbringen des FBG in den vorgeheizten Ofen sehr kurz. In Abb. 4.5 ist die Entwicklung der Gitterreflektivität und der, nach Gl. 2.21, umgerechneten und normierten Brechzahlmodulation Δn_{AC} während der Temperaturbehandlung dargestellt. Wird das Gitter in den vorgeheizten Ofen eingebracht, ist anfangs eine starker Abfall der Gitterreflektivität und Brechzahlmodulation, in Übereinstimmung mit dem *Erdogan Modell* aus Abschnitt 3.1.2, zu beobachten. Der Abfall kann in den ersten 5 min mit der reziproken Potenzfunktion (Gl. 3.8) modelliert werden. Nach 10 min bei 700°C kehrt sich der Verlauf der Gitterreflektivität um und es ist für weitere 40 min ein Anwachsen zu beobachten. Dieses Anwachsen der Gitterreflektivität und somit der Brechzahlmodulation kennzeichnet den Regenerationsprozess. Die Gitterreflektivität während der Regeneration steigt bei diesem spezifischen Gitter um ca. 5% an. Der Innengraph in Abb. 4.5 zeigt ein Gitterspektrum nach 50 min , anhand dessen eine reduzierte spektrale Breite von $0,20\text{ nm}$ festzustellen ist. Nach 80 min bei 700°C beginnt die Gitterreflektivität erneut, wenn auch langsamer, abzufallen. Der Regenerationsprozess tritt somit bei hoch-photosensitiven, optischen Fasern auf, die mit Germanium im Kern dotiert sind. Wird Bor als Co-Dotand verwendet, ergibt sich trotz vergleichbarer Fotoempfindlichkeit keine Regeneration. Im nächsten Abschnitt werden die Einschreibebedingungen für die Erzeugung der RFBG und deren Einfluss auf den Regenerationsprozess näher untersucht.

4.1.3 Einfluss der Einschreibebedingungen auf die Regeneration

Um die Einflussgrößen der Regeneration besser verstehen zu können, ist es wichtig die dazugehörigen Prozessparameter näher zu analysieren. Neben der Faserzusammensetzung (siehe Abschnitt 4.1.2), sind die Einschreibebedingungen zur Gittererzeugung

von großer Bedeutung. Um dies zu untersuchen, werden in der *IPHT HP* Faser Gitter mit verschiedenen Energiedichten und unterschiedlicher Laserpulsanzahl erzeugt. Anschließend erfolgt eine thermische Nachbehandlung wie in Abschnitt 4.1.2 beschrieben. Als Kriterium für die Stärke der Regeneration kann ein *Regenerationsfaktor* definiert werden. Dazu wird die Reflektivität der Gitter auf den Wert nach dem Einschreiben normiert. Der *Regenerationsfaktor* berechnet sich aus der Differenz der normierten Reflektivität im Maximum der Regeneration und der Reflektivität im Minimum. Er

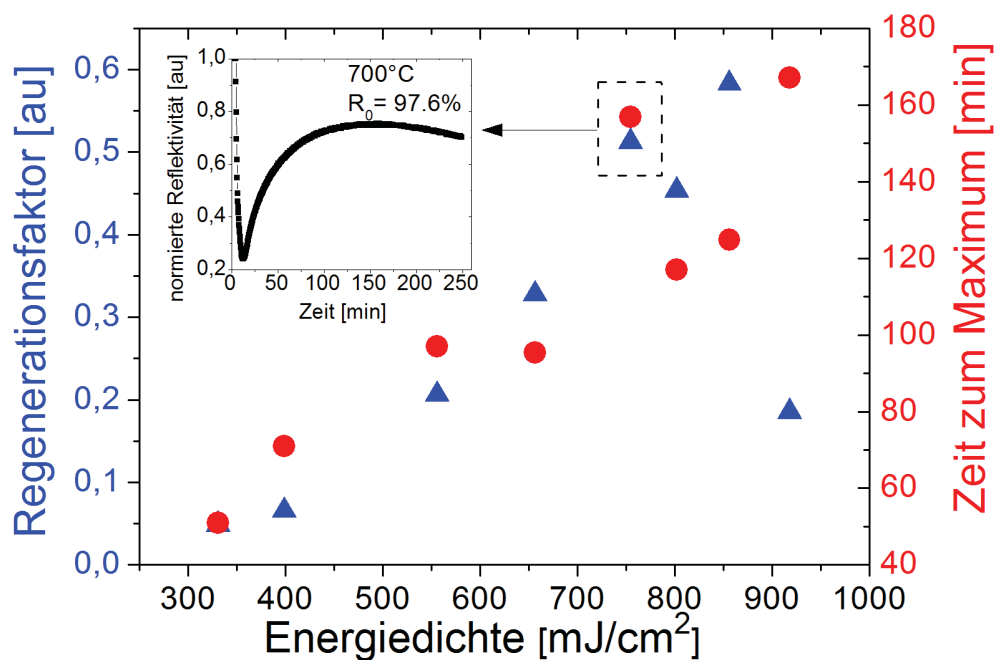


Abbildung 4.6: *Regenerationsfaktor* (Differenz der normierten Gitterreflektivität im Maximum und Minimum) und die *Zeit zum Maximum* in Abhängigkeit von der Energiedichte beim Einschreiben mit 3000 Laserpulsen [127].

sagt aus, wie stark die Erholung des Gitters, bezogen auf dessen Anfangsreflektivität, während der Regeneration ist. Dieser Wert gibt außerdem Aufschluss über die regenerierte Brechzahlmodulation (Gl. 2.21). Ein zweiter Parameter, der sich ebenfalls aus der Messreihe ableiten lässt, ist die *Zeit zum Maximum*. Damit wird die Zeit beschrieben, bei der die Gitterkurve das Maximum der Regeneration erreicht hat. Dieser Faktor

charakterisiert das, durch die Belichtungsbedingungen beeinflusste, zeitliche Verhalten der Regeneration. In einer ersten Messreihe werden Gitter mit 8 verschiedenen Energiedichten, beginnend bei ca. 300 mJ/cm^2 bis hin zu 900 mJ/cm^2 , bei der Verwendung von 3000 Laserpulsen erzeugt und anschließend regeneriert. Die anfängliche Reflektivität vor der thermischen Behandlung (R_0) ist vergleichbar und für jedes Gitter größer als 95%. In Abb. 4.6 ist der *Regenerationsfaktor* und die *Zeit zum Maximum* gegenüber der Energiedichte aufgetragen. Beide Parameter erhöhen sich nahezu linear mit steigender Energiedichte. Im Bereich um 800 mJ/cm^2 beginnen die Messwerte stärker zu streuen. Eine sehr wahrscheinliche Ursache dafür ist das Einsetzen des *Typ II* Verhaltens. Dieses

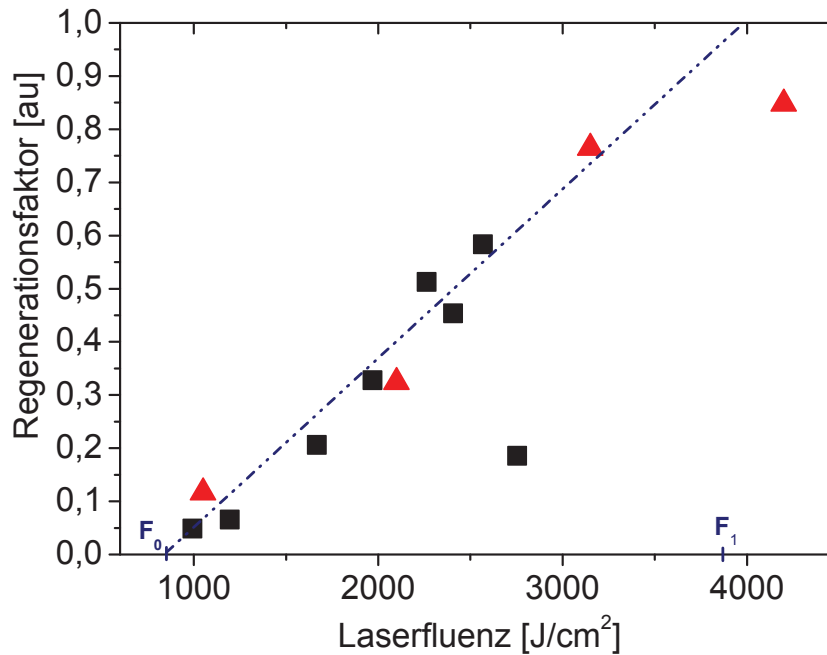


Abbildung 4.7: *Regenerationsfaktor* in Abhängigkeit von der Laserfluenz beim Einschreiben. Die Messwerte aus Variation der Energiedichte (schwarze Vierecke) und Pulsdauer (rote Dreiecke) sind zusammengefasst [127].

tritt bei sehr hoher Energiedichte auf und äußert sich in einer zunehmenden Verschlechterung des Gitterspektrums. Untersuchungen in Abschnitt 3.2 zeigen, dass die *Typ II* Schwelle der Energiedichte im Bereich von ca. 900 mJ/cm^2 für die verwendete Faser

liegt (Abb. 3.6). Der Innengraph in Abb. 4.6 zeigt das Regenerationsverhalten bei einer Fluenz von 750 mJ/cm^2 . Ebenso ist an dieser Stelle zu bemerken, dass die *Zeit zum Maximum* stark temperaturabhängig ist. Experimente bei Temperaturen über 700°C erniedrigen diesen Parameter, während er bei kleineren Temperaturen größer wird. In einer zweiten Messreihe wird der Einfluss der Pulszahl bei konstanter Energiedichte von 700 mJ/cm^2 untersucht. Dabei werden 4 Gitter mit 1500, 3000, 4500 und 6000 Pulsen erzeugt und im Anschluss regeneriert. Es ergibt sich der Graph in Abb. 4.7, wenn die Werte für den *Regenerationsfaktor* gegenüber der Laserfluenz, zusammen mit denen aus Abb. 4.6, aufgetragen werden. Eine annähernd lineare Abhängigkeit des *Regenerationsfaktors* von der verwendeten Laserfluenz ist deutlich erkennbar. Aus diesen Ergebnissen kann der Parameterraum für die Laserfluenz abgeleitet werden, bei dem eine Erzeugung regenerierter Gitter möglich ist. Durch lineare Regression der Daten aus Abb. 4.7, lässt sich der Regenerationsfaktor in Abhängigkeit von der Laserfluenz ($\hat{R}(F)$) wie folgt bestimmen:

$$\hat{R}(F) = 3,48 \cdot 10^{-4}F - 0,33. \quad (4.5)$$

Die Werte für die Fluenzen $2,8 \text{ kJ/cm}^2$ und $4,2 \text{ kJ/cm}^2$ werden hierbei aufgrund ihrer starken Abweichung für den Fit nicht berücksichtigt. Die Abweichung resultiert aus dem einsetzenden *Typ II* Verhalten bei hohen Energiedichten ($> 800 \text{ mJ/cm}^2$) und mittleren Fluenzen, sowie bei mittleren Energiedichten ($< 800 \text{ mJ/cm}^2$) und hohen Fluenzen ($> 4 \text{ kJ/cm}^2$). Dabei ist jeweils eine Veränderung im Spektrum zu beobachten. Die untere Grenze der Laserfluenz ist durch die Bestimmung der Nullstelle von Gl. 4.5 zu ermitteln ($\hat{R}(F) = 0$) und beläuft sich auf ca. $F_0 = 0,9 \text{ kJ/cm}^2$. Diese untere Grenze kann zudem experimentell bestätigt werden, da keine Regeneration bei der Verwendung von Laserfluenzen unter $0,9 \text{ kJ/cm}^2$ festgestellt wird. Die aus Gl. 4.5 ableitbare, obere Grenze ($\hat{R}(F) = 1$) wird bei einer Laserfluenz von $F_1 = 3,9 \text{ kJ/cm}^2$ erreicht. Dies entspricht einer vollständigen Regeneration, bei der sich das Gitter nach einer kompletten Auslöschung zu 100 % wiederherstellt. Ein solches Verhalten kann experimentell nicht bestätigt werden. Der größte gemessene Regenerationsfaktor von ca. 0,85 wird bei einer Fluenz von $4,2 \text{ kJ/cm}^2$ erreicht. Dieser Wert liegt bei dieser Fluenz unter dem durch Gl. 4.5 berechneten Wert von 1,13. Eine Ursache für die Abweichung vom linearen Ver-

halten ist wiederum das einsetzende *Typ II* Verhalten. Der Regenerationsprozess wird sehr wahrscheinlich dadurch abgeschwächt. Die Brechzahländerungen während des Regenerationsprozesses können über Gl. 2.21 berechnet werden und sind in Tabelle 4.2 für den kleinsten und größten *Regenerationsfaktor* dargestellt. Der maximale Wert für

Regenerationsfaktor [au]	regenerierte Brechzahlmodulation Δn_{AC}
0,05	$0,8 \cdot 10^{-5}$
0,85	$12,6 \cdot 10^{-5}$

Tabelle 4.2: Regenerierte Brechzahlerhöhung beim kleinsten und größten *Regenerationsfaktor*.

die regenerierte Brechzahlmodulation von $1,26 \cdot 10^{-4}$ entspricht dabei dem Wert zur Erzeugung eines Gitters mit der Reflektivität von $R = 60\%$.

Alle Untersuchungen zu den Einschreibebedingungen erfolgen bisher mit dem, in Abschnitt 4.1.1, beschriebenen Lasersystem bei 248 nm . Um die allgemeine Wellenlängenabhängigkeit der regenerierten Gitter zu untersuchen, werden anschließend Einschreibexperimente mit einem *ArF* Laser bei 193 nm durchgeführt. Diese Untersuchungen erfolgen in Zusammenarbeit mit dem *interdisciplinary Photonics Laboratory (iPL)* der Universität Sydney. Als Einschreibemethode dient die Phasenmaskenmethode (Abschnitt 2.2). Dazu wird die *IPHT HP* Faser direkt hinter einer Phasenmaske mit einer Periode von ca. 1060 nm platziert und belichtet. Die verwendete Energiedichte beläuft sich nach der Fokussierung auf ca. 600 mJ/cm^2 und kann durch eine feste Position der Linse nicht verändert werden. Im Experiment wird ein Gitter mit einer Laserfluenz von ca. 2 kJ/cm^2 erzeugt und anschließend thermisch nachbehandelt. Das Gitter hat eine physische Länge von 10 mm und besitzt nach der Belichtung eine Reflektivität von etwa 99% . In Abb. 4.8 ist das Gitterspektrum während der thermischen Nachbehandlung zu unterschiedlichen Zeiten dargestellt. Es ist zu erkennen, dass sich dieses Gitter ebenfalls während der Temperaturbehandlung regeneriert. Der schnelle Abfall der Gitterstärke beim Einbringen in den Ofen kann aus messtechnischen Gründen jedoch nicht aufgezeichnet werden. Daher fehlen in Abb. 4.8 die ersten 2 min . Das getestete Gitter weist einen *Regenerationsfaktor* von $0,7$ auf. Die *Zeit zum Maximum* ist annähernd identisch mit der in Abb. 4.6. Vergleicht man die Werte des *Regenerationsfaktors* bei

gleichen Laserfluenzen für 193 nm und 248 nm (Abb. 4.7), wird deutlich, dass dieser für den *ArF* Laser deutlich größer ist. Für den Anstieg aus Gl. 4.5 ergibt sich bei Verwendung von 193 nm somit der doppelte Wert. Umgekehrt bedeutet dies, dass eine kleinere Laserfluenz ausreicht, um den gleichen *Regenerationsfaktor* zu erzeugen.

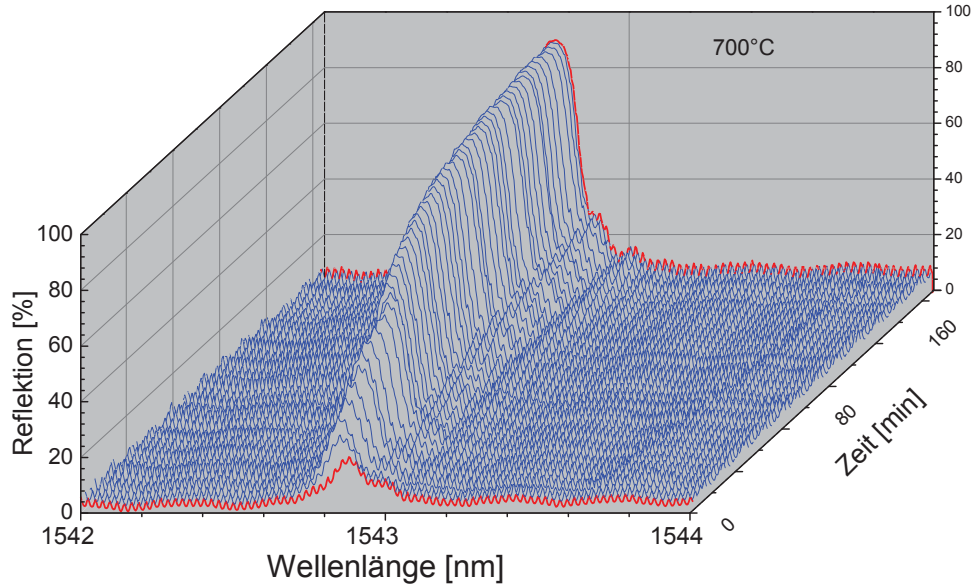


Abbildung 4.8: Gitterspektrum eines mit *ArF* Laser erzeugten Gitters während der Regeneration bei 700 °C . Startreflektivität vor Regeneration $R_0 = 99\%$ und Reflektivität nach Regeneration 90% (Aufnahmen starten 2 Minuten nach Einbringen des Gitters in den Ofen, *Regenerationsfaktor* 0,7).

4.1.4 Temperaturstabilität von RFBG

In diesem Abschnitt soll die Temperaturstabilität von regenerierten Gittern untersucht werden. Angelehnt an die Methode zum künstlichen Voraltern (Abschnitt 3.1.2), kann vermutet werden, dass die Gitter nach der Regeneration stabil für Temperaturen unterhalb der Regenerationstemperatur sind. Um dies näher zu untersuchen, werden verschiedene Einzelgitter mit einer Fluenz von ca. $2,1\text{ kJ/cm}^2$ erzeugt und anschließend regeneriert. Als Ofen dient ein Temperaturkalibrator der Firma *Hart Scientific* (Fluke

9173), dessen Temperaturstabilität bei 700 °C besser als $\pm 0,03$ °C ist. Das Gitter wird bei 700 °C bis zum Erreichen des Maximums der Regeneration getempert. Es folgt die Entnahme aus dem Ofen und eine Temperaturkalibrierung in Zyklen. Dazu wird das Gitter in 50 °C Schritten, beginnend bei 50 °C bis zu einer Temperatur von 500 °C, aufgeheizt und wieder abgekühlt. Jede Temperatur bleibt für 30 min konstant. Nach 72 h bei 550 °C wird die Kalibrierung wiederholt. Die Ergebnisse sind in Abb. 4.9 dargestellt.

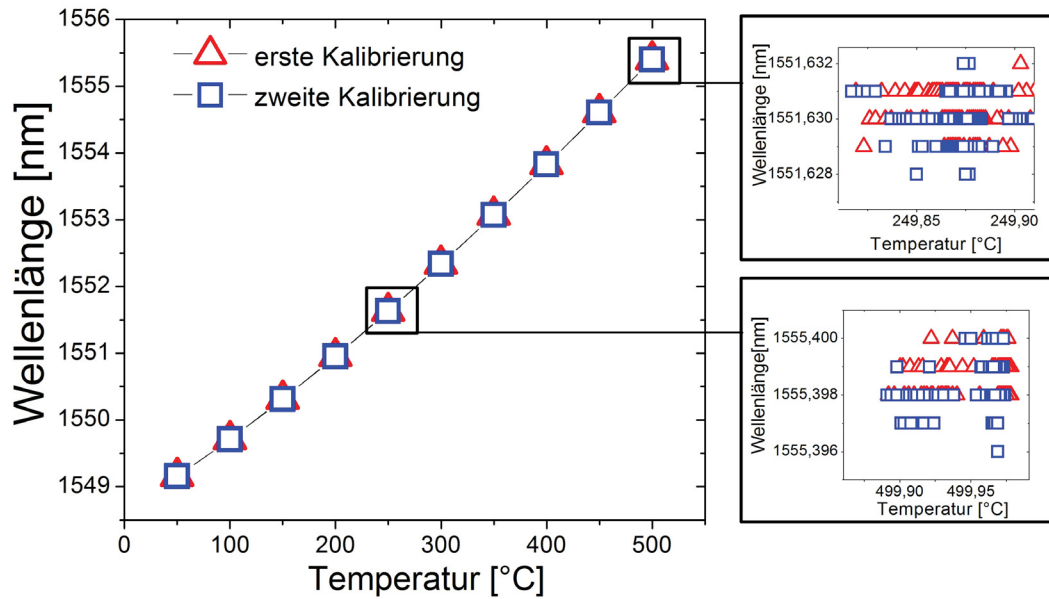


Abbildung 4.9: Erste und zweite Temperaturkalibrierung eines regenerierten Gitters bis 500 °C in Schritten von 50 °C. 30 min Verweildauer bei jedem Schritt während des Aufheizens und Abkühlens, zwischen erster und zweiter Kalibrierung wird das Gitter 72 h bei 550 °C gehalten [127]

Die Messwerte aus der ersten Kalibrierung stimmen mit denen aus der Zweiten sehr gut überein. Zudem ist keine Hysterese zu erkennen. Die Innengraphen der Messwerte für 250 °C und 500 °C zeigen eine Messgenauigkeit von 0,001 nm während der Kalibrierung. Durch einen quadratischen Fit der Kurve in Abb. 4.9 kann der funktionelle Zusammenhang zwischen Wellenlänge und Temperatur wie folgt genähert werden:

$$\lambda(T) = p \cdot T + q \cdot T^2 + \lambda_0. \quad (4.6)$$

Die Koeffizienten p, q, λ_0 ergeben sich für das untersuchte Gitter zu $p = 10,78 \text{ pm}/^\circ\text{C}$, $q = 0,0058 \text{ pm}/^\circ\text{C}^2$ und $\lambda_0 = 1548,575 \text{ nm}$. Die Werte unterscheiden sich nicht wesentlich von denen, die im Zusammenhang mit *Typ I* Gittern festgestellt wurden [128, 129]. Wird der Ausschnitt bis 200°C mit einer Kalibrierung eines Einzelpuls *Typ I* Gitters (siehe Abschnitt 3.1.2) verglichen, ist zu bemerken, dass der lineare Anteil aus Gl. 4.6 leicht zugenommen hat. Im Gegensatz zu klassischen *Typ I* Gittern (Abschnitt 3.1), besitzen RFBG eine erhöhte Temperaturstabilität bei gleichbleibender spektraler Qualität. Die erhöhte Temperaturbeständigkeit äußert sich in einer stabilen Gitterreflexion sowie in einer reproduzierbaren Kalibrierung (Abb. 4.9). Die Ursache für die erhöhte Temperaturstabilität von regenerierten Gittern liegt in der Brechzahlmodulation. Auch wenn der Mechanismus der RFBG nicht im Detail beschrieben werden kann, ist es dennoch möglich die Brechzahländerungen während der Regeneration näher zu analysieren. Damit lassen sich ebenfalls Rückschlüsse auf mögliche Prozesse im Glasmaterial ziehen.

4.1.5 Brechzahländerung während der Regeneration

Um die Prozesse der thermischen Regeneration in wasserstofffreien Fasern zu ergründen, ist es notwendig die zeitliche Veränderung der Brechzahl in der Gitterregion, beginnend bei der Herstellung bis hin zur thermischen Nachbehandlung, näher zu untersuchen. Dazu ist sowohl die Entwicklung der mittleren Brechzahl (Δn_{DC}) als auch die der Brechzahlmodulation (Δn_{AC}) von großer Bedeutung. Beide Kenngrößen können aus der Messung der Gitterparameter, Reflektivität (R) und Reflexionswellenlänge (λ_B) abgeleitet und über die Gleichungen 2.18 und 2.21 bestimmt werden. Da die Berechnung der mittleren Brechzahl Δn_{DC} auf der relativen Änderung der Bragg-Wellenlänge beruht, wird ein Startpunkt benötigt. Dieser wird während der Gittererzeugung aus der Messung der Bragg-Wellenlänge nach der Belichtung mit einem Laserpuls festgelegt. Zur Untersuchung wird ein Gitter in der *IPHT HP* Faser erzeugt und charakterisiert. Berechnet man aus dem gemessenen zeitlichen Verlauf von Reflexion und Bragg-Wellenlänge die Brechzahländerungen von Δn_{DC} sowie Δn_{AC} (Gl. 2.21, 2.18) und trägt diese gegenüber der Laserfluenz auf, ergibt sich der Graph in Abb. 4.10. Der

Überlappfaktor ξ kann mithilfe der Fasergeometrie auf 0,8 abgeschätzt werden [74] und geht somit als Wert in die Gl. 2.21 und 2.18 ein. Die effektive Brechzahl beläuft sich vor der Belichtung auf ca. 1,456. Die Energiedichte beträgt in diesem speziellen Fall 500 mJ/cm^2 bei einer Gitterlänge von 10 mm . Die Entwicklung von Δn_{AC} (Abb. 4.10) zeigt, dass die Brechzahlmodulation bereits nach einer Fluenz von $0,2 \text{ kJ/cm}^2$ nahezu gesättigt ist. In Anbetracht der hohen Fotoempfindlichkeit der Faser ist das nicht ungewöhnlich. Wird das Gitter weiter bis zu einer Fluenz von ca. $1,2 \text{ kJ/cm}^2$ belich-

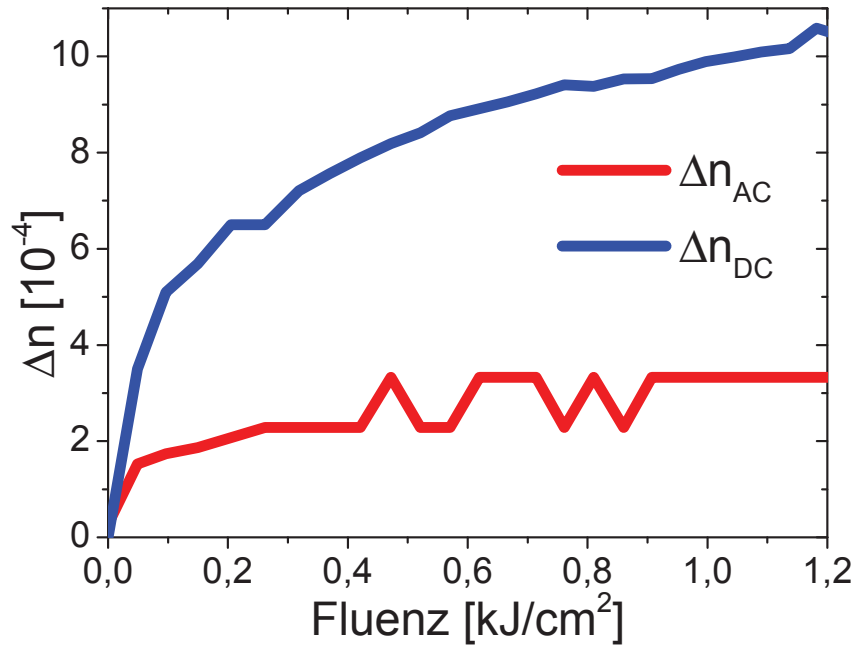


Abbildung 4.10: Entwicklung der mittleren Brechzahl Δn_{DC} und der Brechzahlmodulation Δn_{AC} beim Erzeugen eines regenerierten Gitters in der IPHT HP Faser [130].

tet, beträgt der Endwert der Brechzahlmodulation ca. $3 \cdot 10^{-4}$. Die mittlere Brechzahl wächst in der gleichen Zeit kontinuierlich an. Interessanterweise ist der finale Wert von $\Delta n_{DC} = 10^{-3}$ fast eine Größenordnung größer als der Wert der Modulation. Wertet man die Gitter mit unterschiedlichen Einschreibebedingungen (Abschnitt 4.1.3) hinsichtlich der Änderung der mittleren Brechzahl und der Brechzahlmodulation nach dem Einschreiben aus, wird deutlich, dass die Bedingung $\Delta n_{DC} > \Delta n_{AC}$ beim Auftre-

ten des Regenerationsverhaltens immer erfüllt ist.

Das eingeschriebene Gitter wird anschließend unter den bekannten isothermen Bedingungen bei 700°C regeneriert. Die Entwicklung von mittlerer Brechzahl und Brechzahlmodulation ist in Abb. 4.11 dargestellt. Um die beschriebene Temperaturabhängigkeit der Brechzahl (Abschnitt 2.3) zu eliminieren, erfolgt eine Korrektur der Werte durch die Messung der Reflexionswellenlänge bei Raumtemperatur und bei 700°C . Generell lässt sich das Verhalten von Δn_{AC} und Δn_{DC} in zwei verschiedene Zeitab-

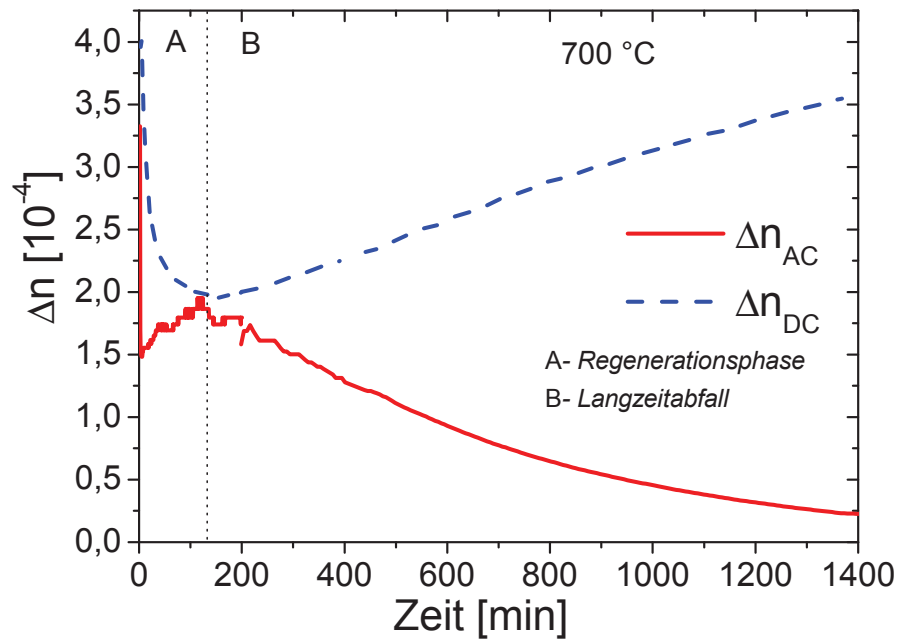


Abbildung 4.11: Verhalten für die mittlere Brechzahl Δn_{DC} und die Brechzahlmodulation Δn_{AC} während isothermer Temperaturbehandlung [130].

schnitte einteilen. Zum einem in Abschnitt A, der *Regenerationsphase*, und zum anderen in Abschnitt B, dem *Langzeitabfall*. In A ist ein Abfall von Δn_{AC} und Δn_{DC} in den ersten 5 min nachdem das Gitter in den Ofen gebracht wird zu beobachten. Danach beginnt die beschriebene Regeneration des Gitters, welche sich in einem Anstieg der Brechzahlmodulation äußert. Gleichzeitig fällt der Wert für die mittlere Brechzahl während dieser Phase kontinuierlich ab. Dieses Verhalten kann in der einfachen Modellvor-

stellung für eine sinusförmige Brechzahlmodulation interpretiert werden (Abb. 4.12). Es wird deutlich, dass sich die verschieden stark belichteten Gebiete der Brechzahlmodulation (Maxima und Minima) unterschiedlich ändern müssen. Das Verhalten von $\Delta n_{AC/DC}$ lässt sich so erklären, dass sich der Degradationprozess für die stark belichteten Gebiete (n_{ACmax}) und die schwach belichteten Gebiete (n_{ACmin}) in den zugehörigen Zeitkonstanten unterscheidet. Die Maxima und Minima der Brechzahlmodulation lassen sich anhand der mittleren Brechzahl und dem Betrag der Modulation wie folgt bestimmen:

$$\Delta n_{ACmax} = \Delta n_{DC} + \frac{1}{2} \Delta n_{AC}, \quad (4.7)$$

$$\Delta n_{ACmin} = \Delta n_{DC} - \frac{1}{2} \Delta n_{AC}. \quad (4.8)$$

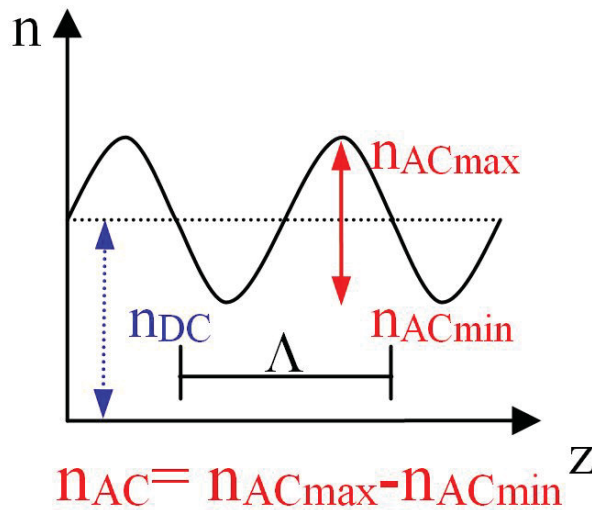


Abbildung 4.12: Schema der Brechzahlmodulation (n_{AC}) und der mittleren Brechzahl (n_{DC}) in der Gitterregion (z -Lichtausbreitungsrichtung).

Werden $\Delta n_{ACmax/min}$ auf die Anfangswerte normiert und für das Gebiet A aus Abb. 4.11 aufgetragen, ergibt sich der Graph in Abb. 4.13. Neben den Maxima und Minima der Brechzahlmodulation ist ebenfalls Δn_{AC} aufgetragen. Die Vermutung, dass sich Δn_{ACmin} als auch Δn_{ACmax} unterschiedlich schnell verändern, kann somit bestätigt werden. Die Tatsache, dass Minima und Maxima einer Brechzahlperiode separat betrachtet werden müssen, ist neu und macht neue Modellüberlegungen notwendig. Ein

möglicher Ansatz ist das Modell für den Abfall der UV induzierten Brechzahl (Abschnitt 3.1.2) [100]. Werden die absoluten Minima und Maxima einzeln, anstelle der Brechzahlmodulation (Δn_{AC}), betrachtet, lassen sich diese separat durch jeweils eine Funktion vom Typ aus Gl. 3.8 annähern. Diese unterscheiden sich lediglich in den Funktionsparametern (a , b).

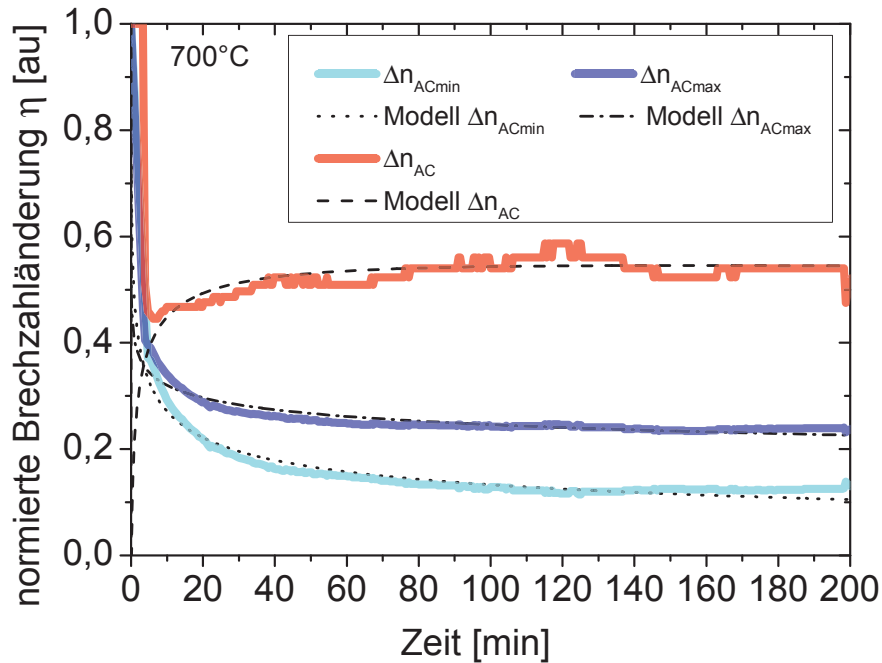


Abbildung 4.13: Normierte Brechzahländerung für die Maxima (Δn_{ACmax}) und Minima (Δn_{ACmin}) der Brechzahlmodulation. Modellkurven nach Gl. 4.8, Vergleich der entwickelten Fitkurve mit den gemessenen Daten für die Brechzahlmodulation (Δn_{AC}).

Für Δn_{ACmin} und Δn_{ACmax} ergeben sich 2 Funktionen für die normierte Brechzahländerung (η):

$$\eta = \frac{1}{1 + a \cdot t^b} \quad (4.9)$$

Die Parameter lassen sich für Δn_{ACmin} mit $a_{min} = 1,108$, $b_{min} = 0,385$ sowie für Δn_{ACmax} zu $a_{max} = 1,474$ und $b_{max} = 0,159$ bestimmen. Die Differenz der beiden Modellkurven (nach Gl. 4.8) ergibt den Fit für die Brechzahlmodulation während des Rege-

nerationsprozesses. Diese Modellkurven sind ebenfalls in Abb. 4.13, jeweils für Δn_{ACmax} und Δn_{ACmin} dargestellt. Der Vergleich des Fits nach dem Modell der unterschiedlichen Änderungsgeschwindigkeiten (Gl. 4.9) mit den gemessenen Daten zeigt, dass obwohl die Kurven in den ersten Minuten des isothermen Prozesses nicht gut übereinstimmen, der generelle Trend der Brechzahlmodulation gut widerspiegelt wird. Der Verlauf aus der Differenz zweier Exponentialfunktionen kann gut rekonstruiert werden. Die beim Ein-

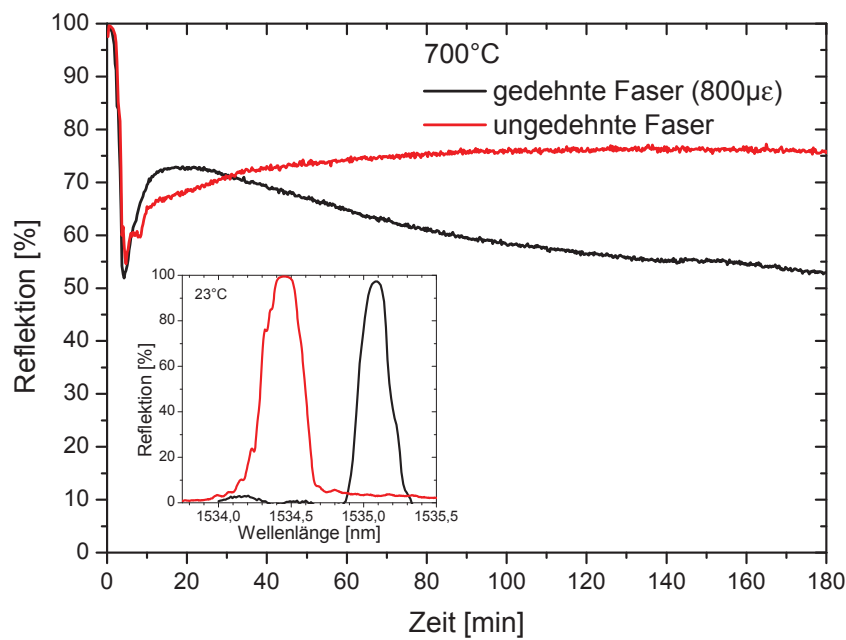


Abbildung 4.14: Vergleich der Regeneration mit und ohne angelegte Zugspannung, Gitterspektren vor der Regeneration [130].

schreiben des Gitters kontinuierlich steigende mittlere Brechzahl Δn_{DC} bei gleichzeitig unveränderter Modulation (Abb. 4.10) und einem angenommenen Interferenzkontrast von beinahe 100%, lässt sich nur durch einen übergeordneten Prozess erklären. In diesem Zusammenhang könnten Spannungsänderungen beim Einschreiben auftreten, welche die Brechzahlerhöhung verursachen [131]. Die Verringerung der mittleren Brechzahl während der Temperaturbehandlung und die damit verbundene Blauverschiebung der Reflexionswellenlänge sind vergleichbar mit denen, welche beim Einschreiben von

Typ IIA Gittern beobachtet wurden [121, 123, 124]. Die thermische Regeneration in *A* aus Abb. 4.11 kann somit als thermisch induziertes *Typ IIA* Verhalten interpretiert werden. Aus der Literatur ist bekannt, dass sich die Schwelle für den charakteristischen Umkehrpunkt (engl. *rollover*) der mittleren Brechzahl beim Einschreiben von *Typ IIA* Gittern unter Zugspannung verändert [30, 132]. Bei positiver Zugspannung verschiebt sich der *rollover* zu kleineren Fluenzen, was früheres Auftreten von *Typ IIA* Verhalten zur Folge hat [133]. Um zu überprüfen, ob es sich im Fall der regenerierten Gitter in wasserstofffreien Fasern um eine Art thermisch induziertes *Typ IIA* Verhalten handelt, wird ein Experiment zur thermischen Regeneration eines Gitters unter Zugbelastung durchgeführt. Bei identischen Einschreibebedingungen werden 2 Gitter erzeugt und anschließend regeneriert. Zur Erzeugung einer Zugspannung erfolgt während des Temperprozesses eine Belastung der Gitter mit Gewichten. Aus der Länge der Faser und der Verschiebung der Bragg-Wellenlänge lässt sich eine relative Dehnung von $800 \mu\epsilon$ bestimmen. Die Ergebnisse für die Gitterreflexion im Verlauf der Regeneration bei 700°C sind in Abb. 4.14 dargestellt. Es wird ersichtlich, dass der Regenerationsprozess unter Zugspannung deutlich eher beginnt, was analog zu dem *Typ IIA* Verhalten beim Einschreiben der Gitter ist [132, 133].

Folglich ist es möglich das mathematische Modell der unterschiedlichen Änderungsgeschwindigkeiten physikalisch, mittels Änderung der Spannungszustände innerhalb einer Gitterperiode im Sinne von *Typ IIA* Gittern, zu erklären. Umgekehrt kann durch die Untersuchungen an regenerierten Gittern ein genauerer Aufschluss über die involvierten Prozesse bei *Typ IIA* Gittern erzielt werden. Nach Ky et al. [131] ändert sich der Spannungszustand in den Maxima der Belichtung im Gittermuster mit zunehmender Fluenz. Während sich in der zentralen Zone das Volumen ausdehnt (engl. *volume dilation*), herrscht an den Rändern der Belichtungsmaxima ein kompressiver Spannungszustand (engl. *compaction*). Wird das Gitter weiter belichtet, breitet sich die Volumenausdehnung zu den Rändern aus, bis sich beide Spannungszustände kompensieren (Gitter im Minima der Regeneration). Bei fortlaufender Belichtung überwiegt im gesamten Gebiet die Volumenausdehnung und bestimmt die Brechzahl des Gitters. Durch das Anlegen einer externen Zugspannung in Ausbreitungsrichtung, kann dieser Prozess zusätzlich unterstützt werden. Weitere Hinweise auf einen Zusammenhang

zwischen regenerierten und *Typ IIA* Gittern, sind die Einflüsse durch die verwendeten Einschreibebedingungen. Es ist bekannt, dass die Fluenz zur Erzeugung von *Typ IIA* Gittern bei der Verwendung von 193 nm Einschreibewellenlänge deutlich unter der von 240 nm Wellenlänge liegt [132]. Dieses Verhalten kann ebenso bei den Untersuchungen zu regenerierten Gittern beobachtet werden. In Abschnitt 4.1.3 wird gezeigt, dass der *Regenerationsfaktor* bei gleicher Laserfluenz, unter Verwendung von 193 nm verglichen mit 248 nm , wesentlich größer ist (0,7 bei 193 nm , 0,35 bei 248 nm). Darüber hinaus ist ein linearer Zusammenhang zwischen der verwendeten Energiedichte und der *Zeit zum Maximum* ermittelbar, welcher ebenfalls bei der Erzeugung von *Typ IIA* Gittern bekannt ist [123]. Mit den Ergebnissen zu regenerierten Gittern wird die Annahme der unterschiedlichen Mechanismen in den stark belichteten Gebieten weiter unterstützt. Der in Abb. 4.11 B dargestellte *Langzeitabfall* lässt sich jedoch nicht auf *Typ IIA* Effekte zurückführen. Dieser beschreibt das Verhalten von mittlerer Brechzahl und Brech-

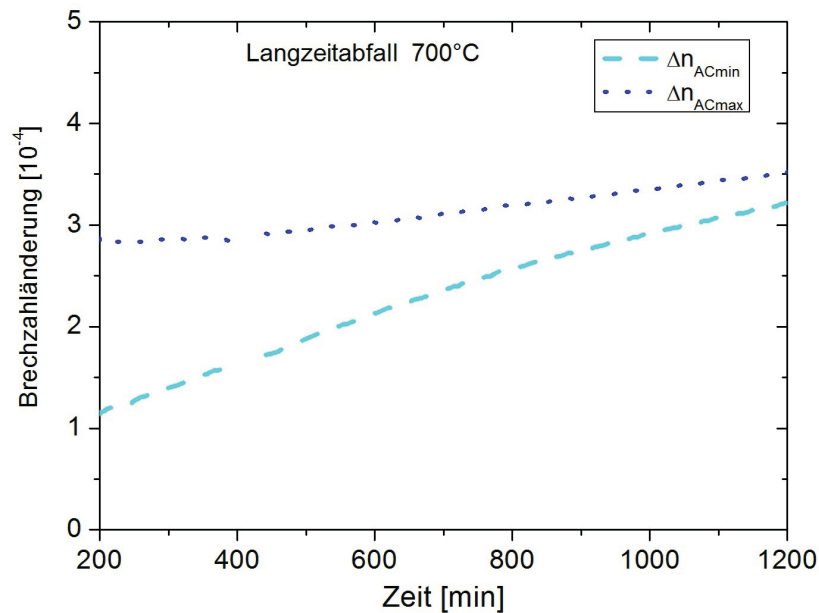


Abbildung 4.15: Änderung von Δn_{ACmax} und Δn_{ACmin} während des Langzeitabfalls eines regenerierten Gitters bei $700\text{ }^{\circ}\text{C}$.

zahlmodulation über die Regeneration hinaus. Wie zu erkennen ist, stoppt die Regeneration bei $700\text{ }^{\circ}\text{C}$ nach ca. 120 min genau an dem Punkt, bei dem der Brechzahlkontrast ν , also das Verhältnis von Δn_{AC} zu Δn_{DC} , gerade eins ist. Anschließend ist ein all-

mählicher Abfall der Brechzahlmodulation bis zu einer Grenze von $0,2 \cdot 10^{-4}$ nach ca. 1400 *min* zu beobachten. Zeitgleich wächst die mittlere Brechzahl im Abschnitt *B* aus Abb. 4.11 kontinuierlich an. Dieser Anstieg ist ungewöhnlich und anhand bekannter Effekte nicht erklärbar. Bei erneuter, separater Betrachtung von Δn_{ACmax} und Δn_{ACmin} fällt auf, dass sich die Entwicklung im Vergleich zu Abb. 4.13 umkehrt. In Abb. 4.15 steigen die Werte der Brechzahl nach 200 *min* bei 700 °C sowohl für Δn_{ACmax} als auch für Δn_{ACmin} stetig an. Die Maxima (Δn_{ACmax}) verändern sich dabei nur langsam. Eine Erhöhung der Minima führt zum Auslösen der Brechzahlmodulation, was sich in dem Abfall der Gitterreflektivität widerspiegelt. Diese Umkehr der Brechzahlentwicklung als auch die damit verbundene Steigerung der Brechzahl für die Minima, deuten auf einen zusätzlichen Effekt im photosensitiven Glas hin. Dieser entwickelt sich sehr langsam und führt erneut zu einem lokalen Brechzahlanstieg. Steigt die Brechzahl in den Minima der Brechzahlperiode weiter an, besteht die Möglichkeit, dass sich die Verhältnisse umkehren. Das heißt die Minima werden zu den Maxima und umgekehrt. Dies würde bedeuten, dass sich die Brechzahlmodulation wieder erhöht, was zu einem Anwachsen eines neuen Gitters führt.

4.1.6 Hochtemperaturbeständigkeit

RFBG lassen sich bis zu einer Temperatur von 500 °C hervorragend verwenden (siehe Abschnitt 4.1.4). Für die Anwendung als Sensor sind höhere Temperaturen jedoch von großem Interesse. Untersuchungen zeigen, dass ein direktes schnelles Aufheizen eines *Typ I* FBG bei Temperaturen von 1000 °C zum Ausbleichen des Gitters ohne Regenerationsverhalten führt. Aus diesem Grund wird ein 2-stufiger Prozess zur weiteren Gitterstabilisierung angestrebt. Aus den Ergebnissen in Abschnitt 4.1.5 wird deutlich, dass die Entwicklung der Brechzahl nach der Regeneration noch nicht abgeschlossen ist. Vermutlich kann also ein RFBG für höhere Temperaturen mithilfe einer zweiten Temperaturbehandlung weiter stabilisiert werden.

Dazu wird ein Gitter in der *IPHT HP* Faser erzeugt und anschließend bei 700 °C regeneriert. Die Temperatur von 700 °C wird für ca. 13 *h* gehalten und dann auf 1000 °C erhöht. Die Entwicklung der Brechzahlen ($\Delta n_{AC/DC}$) während der Behandlung bei

700 °C sind analog zu Abb. 4.11. Der Verlauf der Brechzahlmodulation und der Bragg-Wellenlänge bei 1000 °C sind in Abb. 4.16 a) dargestellt. Beim Einbringen des Gitters in den vorgeheizten Ofen fällt die Brechzahlmodulation bis zur Detektionsgrenze bei $0,05 \cdot 10^{-4}$ ab, bevor sie erneut anwächst. Nachdem die Brechzahlmodulation zu ihrem Maximum angewachsen ist, stabilisiert sich ein Wert von $0,27 \cdot 10^{-4}$. Die Gitterwellenlänge bleibt dabei erhalten. Die neu entstandene Brechzahländerung erweist sich als extrem temperaturstabil. Um dies zu testen wird das Gitter aus Abb. 4.16 a) 17 Tage einer Temperatur von 1000 °C ausgesetzt. In Abb. 4.16 b) ist die Entwicklung der Gitterreflektivität dargestellt. Dabei ist ein langsamer, aber stetiger Abfall zu erkennen (ca. 5 % in 100 h). Die Ursache für diesen Effekt im Langzeitverhalten von regene-

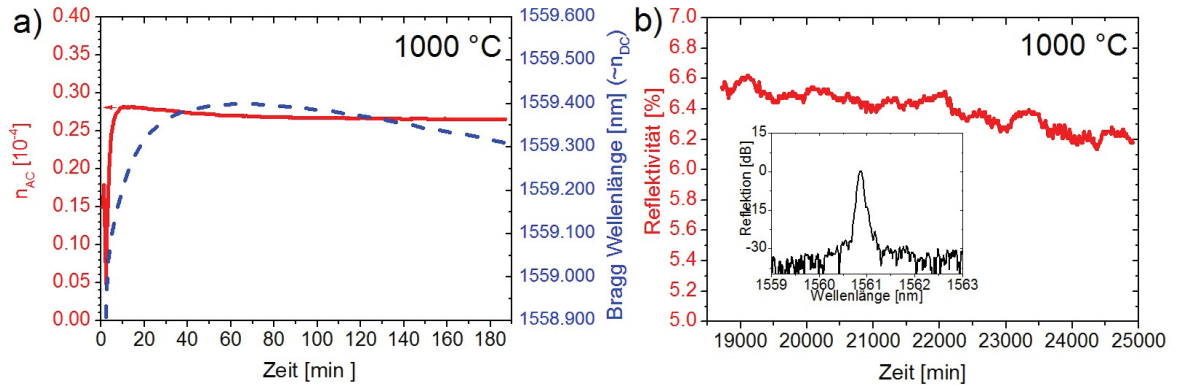


Abbildung 4.16: a): Verlauf der Brechzahlmodulation und der Bragg-Wellenlänge während des erneuten Gitterwachstums bei 1000 °C nach 13 h bei 700 °C. b): Entwicklung der Reflektivität beim Langzeitversuch. Innengraph: Spektrums nach 17 Tagen bei 1000 °C [130].

rierten Gittern ist nicht endgültig geklärt. Vermutlich steht die Brechzahländerung in engem Zusammenhang mit Phasenseparationen und Kristallisation der Glasbestandteile. Durch Untersuchungen in Ge-dotierten Quarzglasschichten können, nach einer UV Belichtung mit anschließendem Temperaturschritt, Kristallisationseffekte nachgewiesen werden. Nishiyama et al. [134] untersuchte das Wachstum von Ge-Nanopartikeln bei Belichtung mit UV Laserstrahlung und Phasenmaske (248 nm , $0,9 \text{ kJ/cm}^2$). Es wurde gezeigt, dass nach der Temperaturbehandlung bei 600 °C eine zweite Brechzahl-

änderung auftritt, die temperaturstabiler ist [135]. Die zweite Brechzahländerung wird in Zusammenhang mit Germaniumkristalliten gebracht. Diese sind bekannt für ihre hohe Schmelztemperatur, speziell wenn sie in Quarzglas als Grundmaterial eingebaut sind [136]. Im Rahmen dieser Arbeit können unter Zuhilfenahme von Röntgenuntersuchungen keine Nachweise für Kristallisationseffekte erbracht werden. Dies liegt zum einen in dem geringen Faservolumen, in dem der Effekt auftritt (ca. $0,08 \text{ mm}^3$) und zum anderen an der Stärke des Effekts selbst. Es wird lediglich eine Brechzahländerung von wenigen 10^{-5} detektiert, die durch die Messung eines Bragg-Gitters gut sichtbar ist. Untersuchungen mittels anderer Nachweistechiken, wie z. B. Röntgenspektroskopie oder Ramanspektroskopie, benötigen mehr Volumen und sind daher schlecht anwendbar.

4.1.7 Verwendung als gemultiplextes Fasersensorarray

Wie in Abschnitt 4.1.4 beschrieben, weisen die RFBG im Vergleich zu *Typ I* Gittern eine erhöhte Temperaturbeständigkeit nach ihrer Regeneration auf. Wird die Temperaturbehandlung bei 700°C im Maximum der Regeneration gestoppt, ist es möglich das Gitter stabil bei niedrigeren Temperaturen zu verwenden. Mithilfe des interferometri-

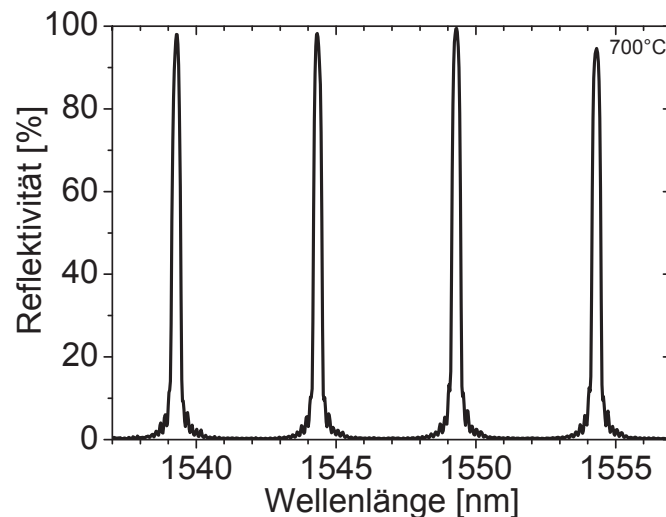


Abbildung 4.17: Spektrum eines regenerierten Fasersensorarrays, bestehend aus 4 Gittern im Maximum der Regeneration bei 700°C [137].

schen Verfahrens zur Erzeugung von Bragg-Gittern, kann die Umsetzung zur Herstellung von Arrays mit unterschiedlichen Wellenlängen gezeigt werden [63, 79, 80, 127]. Um die Eignung zur Anwendung als faseroptisches Sensorarray zu prüfen, werden anhand des Talbot-Interferometeraufbaus (Abschnitt 4.1.1) 4 Gitter mit unterschiedlichen Wellenlängen in einer Faser erzeugt. Die Wellenlänge ist dabei über den Winkel der Rotationsspiegel frei einstellbar (Gl. 4.1). Der räumliche Gitterabstand ist ebenfalls frei wählbar und nur im Minimum durch die Ausdehnung des Gitters selbst begrenzt. Die 4 Gitter im Array haben einen Wellenlängenabstand von 5 nm und besitzen vor der Regeneration eine Reflektivität von über 99 %. Das Gitterarray wird anschließend thermisch regeneriert. Das dazugehörige Spektrum bei 700 °C ist in Abb. 4.17 dargestellt. Die Gitter weisen ein sehr symmetrisches Spektrum und eine regenerierte Reflektivität von über 90 % auf, wodurch eine genaue Peakbestimmung ermöglicht wird. Im Gegensatz zu *Typ II* Gittern [95, 97, 108], sind keine Breitband-Transmissionsverluste detektierbar. Weiterhin ist kein Verlust durch Kopplung in Mantelmoden im Transmissionsspektrum sichtbar. Wird das Array bis zu einer Maximaltemperatur von 600 °C kalibriert, ergeben sich die Graphen in Abb. 4.18. Anhand der Spektren der erzeugten Gitter wird deutlich, dass der Herstellungsprozess der RFBG eine sehr gute Reproduzierbarkeit aufweist. Der quadratische Fit aller 4 Kalibrationskurven ist nahezu identisch und kann analog zu Abschnitt 4.1.4 berechnet werden. Eine Hysterese durch Drift der Gitter ist nicht messbar ($< 3\text{ pm}$), was eine ausgezeichnete Eignung als Temperatursensorarray ermöglicht.

Die Ergebnisse in diesem Abschnitt zeigen, dass sich mit RFBG prinzipiell Temperatursensornetzwerke aufbauen lassen, die bis zu einer Temperatur von 600 °C beständig sind. Soll eine größere Temperaturstabilität bis hin zu 1000 °C erreicht werden, ist eine zweite thermische Nachbehandlung nötig. Durch diese ist es möglich, die Brechzahl bei Temperaturen bis 1000 °C zu stabilisieren.

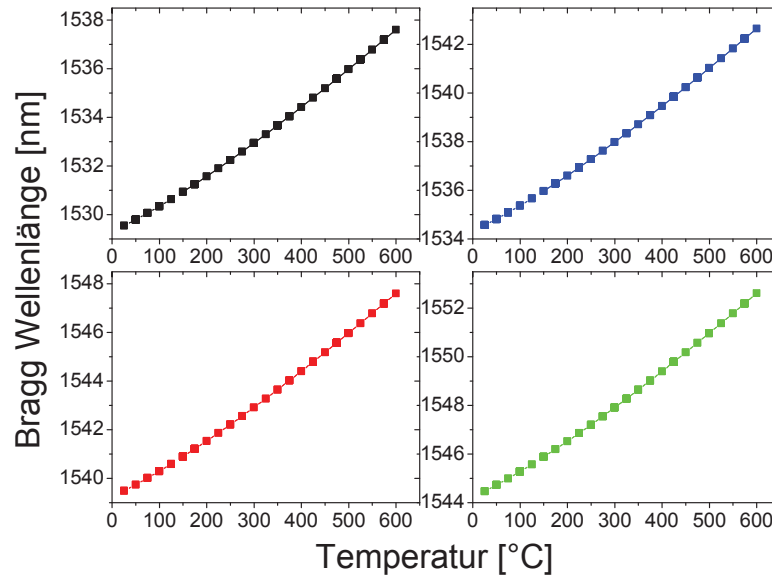


Abbildung 4.18: Temperaturkalibrierungskurven der 4 regenerierten Gitter bis 600 °C (kein Drift oder Hysterese erkennbar) [137].

4.2 Regenerierte FBG in wasserstoffbeladenen optischen Fasern (RFBG_H)

In wasserstoffbeladenen Fasern kann unter bestimmten Bedingungen ebenfalls eine thermisch induzierte Regeneration der Gitterstärke beobachtet werden. Trotz der Ähnlichkeit unterscheidet sich die Regeneration von FBG in wasserstoffhaltigen Fasern grundlegend von der in unbeladenen Fasern. RFBG (ohne H_2) werden ausschließlich in photosensitiven, optischen Fasern bei definierten Belichtungsbedingungen, unter Verwendung einer isothermen Temperaturnachbehandlung, erzeugt (Abschnitt 4.1). Die Erzeugung von RFBG_H ist hingegen mit geringeren Anforderungen an die Faserparameter (Dotierung) und Einschreibebedingungen (Fluenz) verknüpft. Im Fall einer Wasserstoffbeladung sind die Mechanismen der Fotoempfindlichkeit noch weitestgehend unbekannt. Es existiert darüber hinaus kein allgemeingültiges Modell zur theoretischen Beschreibung. Der Einfluss einer Wasserstoffbeladung lässt sich bisher ausschließlich über ihre Wirkung beschreiben.

Die Anwesenheit von H_2 im Faserkern führt zur Erhöhung der Brechzahl sowie zur Steigerung der Photosensitivität [38, 40]. Auf diese Weise wird das Einschreiben in gering fotoempfindliche Fasern, wie z. B. Standard-Telekom-Fasern, möglich (Abschnitt 1.3). Eine andere Folge der Wasserstoffbeladung ist bei der Gittererzeugung erkennbar. Im Gegensatz zu unbeladenen Fasern können *Typ IA*-Gitter in H_2 beladenen Fasern, unter der Verwendung hoher Laserfluenzen, erzeugt werden. Es ist bekannt, dass solche Gitter mit einer signifikanten Rotverschiebung der Bragg-Wellenlänge verknüpft sind und eine Änderung der Materialparameter hervorrufen [118]. Der Effekt, welcher diese Brechzahländerung verursacht, ist bis heute nicht vollständig verstanden. *Typ IA* Gitter gelten bis zu einer Temperatur von 500°C als stabil [94]. Neben der intrinsischen Erhöhung der Photosensitivität und dem *Typ IA* Effekt beim Einschreiben, zeigen FBG in wasserstoffbeladenen Fasern ebenfalls unterschiedliche Eigenschaften während einer Temperaturbehandlung. Untersuchungen unter moderaten Temperaturen bis 300°C , zeigten eine Verschlechterung der Gitterbeständigkeit gegenüber unbeladenen Fasern [101–103]. Im Gegensatz dazu stellte Fokine et al. erstmals eine Möglichkeit zur Hochtemperaturstabilisierung von FBG in H_2 beladenen Fasern bis hin zu 1000°C vor [5]. Diese Gitter werden als CCGs (engl. *chemical composition gratings*) bezeichnet und basieren auf Diffusionsmechanismen in Fasern, welche zusätzlich mit Fluor dotiert sind. Die Modellvorstellungen stützen sich darauf, dass eine H_2 Beladung die Fluordiffusion begünstigt und eine lokale Brechzahländerung innerhalb einer Gitterperiode herbeiführt [138]. Kurz darauf konnte ein ähnlicher Effekt in Fasern ohne Fluordotierung festgestellt werden [139, 140].

Der Begriff regenerierte Gitter, als Bezeichnung eines eigenständigen Gittertyps, wurde erstmals von Bandyopadhyay et al. [6] geprägt, um eine klare Abgrenzung gegenüber CCGs zu erzielen. Hierbei bezieht sich der Name ausschließlich auf Gitter in H_2 beladenen Fasern. Eigene Arbeiten zeigen jedoch, dass Regenerationsmechanismen ebenso in wasserstofffreien Fasern auftreten können [127].

Bandyopadhyay et al. beobachtete bei Experimenten mit einem ArF Laser in Ge-B-dotierten, photosensitiven Fasern eine thermisch induzierte Wiederherstellung eines FBG [6]. Diese führt zu einer enormen Steigerung der Temperaturbeständigkeit. Derartige Gitter gelten als temperaturstabil bis 1000°C und überstehen zudem kurzzei-

tig Temperaturen bis über 1200 °C [8]. Der Unterschied zu vorangegangenen Arbeiten [139, 140] liegt darin, dass erstmals die Relevanz der Wasserstoffbeladung zum Auftreten des Effektes erkannt wurde. Der für die Regeneration in wasserstoffbeladenen Fasern verantwortliche Mechanismus ist weitestgehend unbekannt. Um das Verständnis des Effektes signifikant zu verbessern, erfolgen im Rahmen dieser Arbeit eigene Untersuchungen zu RFBG_H. In Abschnitt 4.2.1 werden Experimente zur Regeneration von Gittern in Standard-Telekom-Fasern (*SMF28*) und in hoch-photosensitiven Fasern (*IPHT HP*) unternommen, um die Abhängigkeit vom verwendeten Fasertyp zu analysieren. In Abschnitt 4.2.2 wird die Bedeutung der Wasserstoffbeladung näher analysiert.

4.2.1 Thermische Regeneration von RFBG_H

Die ersten Experimente zu RFBG_H in Ge-B-dotierten Fasern wurden unter Verwendung eines ArF Lasers bei 193 nm durchgeführt. Am Anfang der eigenen Arbeiten zu RFBG_H, war der Einfluss der Einschreibewellenlänge auf den Regenerationsprozess unbekannt. Überdies wurden regenerierte Gitter ausschließlich in hoch-photosensitiven, optischen Fasern erzeugt. Untersuchungen zu RFBG_H, im Zusammenhang mit gering fotoempfindlichen Fasern, lagen nicht vor.

Zum besseren Verständnis des zugrundeliegenden Mechanismus der Regeneration mit Wasserstoff ist es notwendig, die Bedeutung von Einschreibewellenlänge und Dotierung näher zu überprüfen. Hierfür werden Gitter mit einem KrF Laser (248 nm) in einer wasserstoffbeladenen, Ge-dotierten, hoch-fotoempfindlichen Faser erzeugt. Die Beladung erfolgt für mindestens eine Woche bei einer Temperatur von ca. 70 °C und einem Wasserstoffdruck von 200 bar. Die Belichtung der Fasern findet direkt nach der H₂ Beladung statt. Der Aufbau zum Einschreiben der Gitter ist analog zu RFBG (Abschnitt 4.1.1). Zur Untersuchung wird ein Gitter unter Verwendung von 6000 Laserpulsen mit einer Energiedichte von 300 mJ/cm² (Fluenz 1,8 kJ/cm²) erzeugt. Das Gitter weist nach der Herstellung eine Reflektivität > 99,99% (mindestens > 40 dB Transmissionsverlust) und eine spektrale Breite von ca. 2 nm auf. Der genaue Transmissionsverlust ist aufgrund der großen Gitterstärke nicht exakt zu ermitteln. Eine Extrapolation

des Spektrums deutet auf einen Wert von ca. 80 dB hin. Die Regenerationsexperimente werden, um eine Wasserstoff-Ausdiffusion zu vermeiden, direkt nach dem Einschreiben durchgeführt. In einem ersten Schritt wird das Gitter in einem Ofen von Raumtemperatur auf 700 °C erhitzt. Die mittlere Heizrate des Ofens beträgt ca. 20 °C/min. Es folgen 15 min bei 700 °C, bevor die Endtemperatur von 850 °C erreicht wird. Dieser Temperaturverlauf wird in Anlehnung an die ersten Arbeiten von Bandyopadhyay [6] gewählt. Die Entwicklung der Gitterreflexion und der Bragg-Wellenlänge ist in Abb. 4.19 dargestellt. Ähnlich dem Verhalten bei RFBG, nimmt die Reflexion während des Auf-

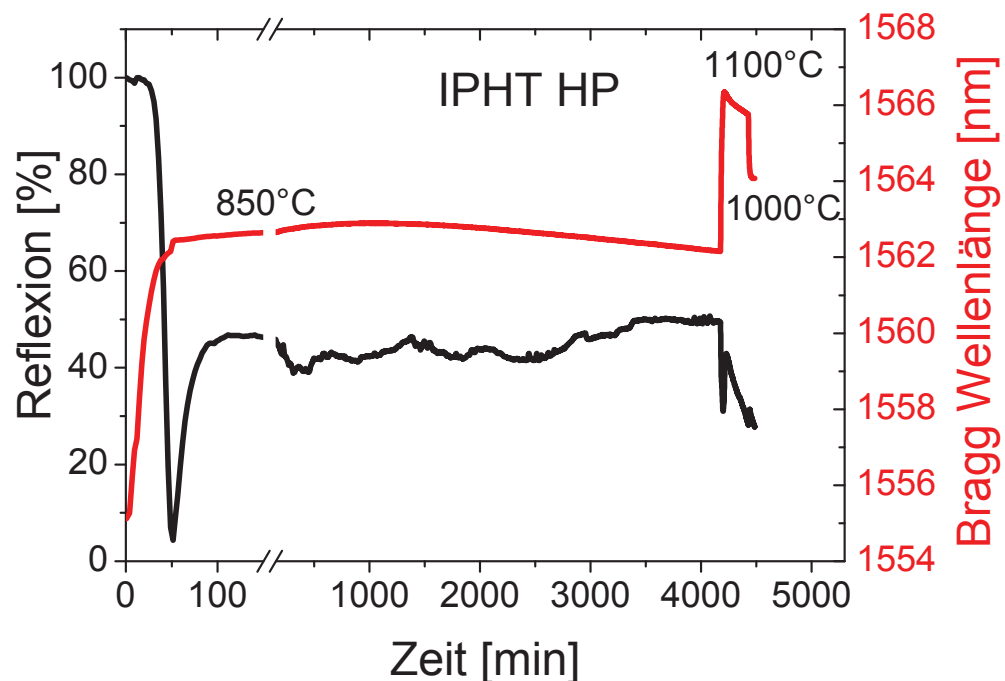


Abbildung 4.19: Verlauf von Gitterreflexion und Bragg-Wellenlänge während des Regenerationsprozesses in der *IPHT HP* Faser.

heizvorgangs (50 min) stetig ab, bis das Minimum bei einer Temperatur von 850 °C erreicht ist. Ab 850 °C beginnt der Regenerationsprozess bei dem sich die Reflexion von ca. 4,5 % auf knapp 50 % erhöht. Nach 150 min ist der Maximalwert der Regeneration erreicht. Anschließend wird das Gitter bei konstanter Temperatur (850 °C) für ca. 4000 min gehalten, um das Langzeitverhalten zu analysieren. Während dieser

Zeit sieht man, dass sich die Entwicklung der Bragg-Wellenlänge von einem anfänglichen Anwachsen (bis ca. 1000 min) in einen stetigen Abfall umkehrt (ca. 0,6 nm). Diese Absenkung lässt sich nicht mithilfe einer Temperaturschwankung erklären, da ein Temperaturkalibrator mit einer Genauigkeit besser als $\pm 1^\circ\text{C}$ verwendet wird. Die Reflexion sinkt in den ersten 500 min der isothermen Temperaturbehandlung auf etwa 43%. Anschließend treten Schwankungen um ca. $\pm 4\%$ auf. Nach 4000 min wird das Gitter für 220 min einer Temperatur von 1100 °C ausgesetzt. Während dieser Zeit degradieren Bragg-Wellenlänge und Gitterreflexion (Abb. 4.19). Auch eine Erniedrigung auf 1000 °C kann den Abfall der Gitterreflexion nicht stoppen. Eine mögliche Ursache für die Degradation des Gitters ist, dass 1000 °C dem Erweichungspunkt vom dotierten Glasmaterial sehr nahe kommt. Selbst die hoch-temperaturstabile, regenerierte Brechzahlmodulation degradiert an diesem Punkt, ähnlich wie bei *Typ II* Gittern (Abschnitt 3.7).

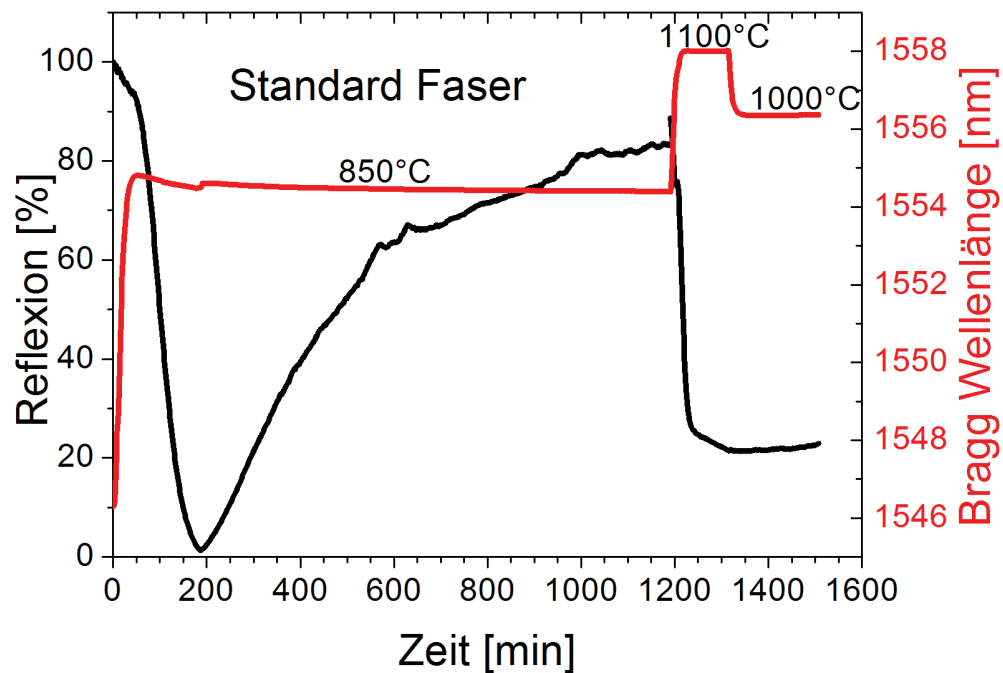


Abbildung 4.20: Verlauf von Gitterreflexion und Bragg-Wellenlänge während des Regenerationsprozesses in der *SMF28* (ähnlich) Faser.

Ungeachtet dessen macht das Experiment in Abb. 4.19 deutlich, dass der Regenerationsprozess ebenfalls bei der Verwendung von 248 nm Einschreibewellenlänge auftritt. Das Verhalten von Gitterreflexion und Bragg-Wellenlänge ist vergleichbar mit dem in der Arbeit von Bandyopadhyay [6]. Experimente mit verschiedenen Aufheizraten zeigen, dass es sinnvoll ist das Gitter langsam auf die Regenerationstemperatur von 850 °C zu erhitzen. Auch wenn bei schnelleren Aufheizraten eine Regeneration stattfindet, so ist die resultierende Gitterstärke deutlich geringer. Die untersuchte Faser (*IPHT HP*) besitzt eine Ge-Konzentration von ca. 18 mol\% . Um den Einfluss der Ge-Dotierung auf den Regenerationsprozess besser zu verstehen, erfolgen Experimente mit H_2 beladenen Standard-Telekom-Fasern. Diese besitzen i. d. R. ausschließlich geringe Ge-Anteile im Faserkern ($2 - 4\text{ mol\%}$) [92, 126]. Dazu wird ein Gitter unter den gleichen Bedingungen, wie das aus Abb. 4.19, hergestellt und anschließend regeneriert. Das Gitter zeigt, verglichen mit dem in der *IPHT HP* Faser, vor der Regeneration ähnliche Werte für Reflektivität und spektrale Breite ($R > 99,99\%$, $\Delta\lambda = 2,1\text{ nm}$). Die verwendete

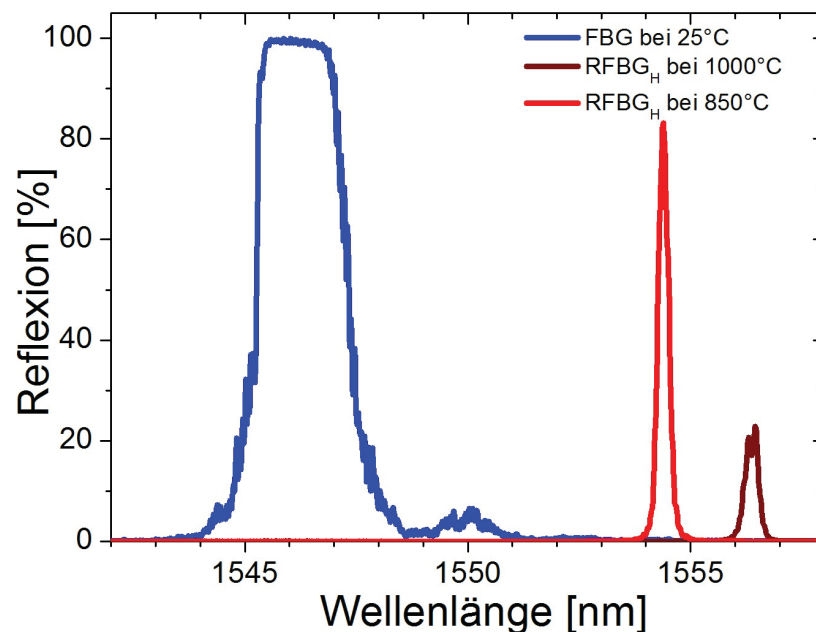


Abbildung 4.21: Spektrum des Gitters in der *SMF28* Faser vor der Regeneration und nach der Regeneration bei 850 °C bzw. 1000 °C .

te Temperaturrampe ist analog zu der in Abb. 4.19. Der Verlauf von Gitterreflexion

und Bragg-Wellenlänge ist in Abb. 4.20 dargestellt. Wenngleich der Verlauf der Bragg-Wellenlänge keine großen Differenzen zwischen beiden Fasertypen zeigt, weichen die Reflexionen stark voneinander ab. Beim Hochheizen des Gitters auf 850 °C fällt auf, dass die Gitterreflexion langsamer abnimmt. Während das Minimum der Gitterstärke in Abb. 4.19 bereits nach ca. 50 *min* erreicht ist, dauert die Degradation in der Standard Faser beinahe 200 *min*. Ein weiterer Unterschied beider Kurven liegt in dem Zeitintervall bis zum Erreichen des Maximums der Regeneration. In der photosensitiven Faser ist die Regeneration nach ca. 150 *min* abgeschlossen. In der Standard-Faser dauert der Regenerationsprozess dagegen mindestens 1000 *min*. Auffällig ist zudem, dass die in der *SMF28* Faser erreichte regenerierte Reflexion fast doppelt so groß (84 %) ist. In einem weiteren Schritt wird die Temperatur für ca. 100 *min* auf 1100 °C erhöht. In dieser Zeit nimmt die Gitterreflexion stetig, jedoch langsamer als in Abb. 4.19, ab. Erfolgt wiederum eine Erniedrigung der Temperatur auf 1000 °C, stellt sich ein stabiler Wert für die Reflektivität ein (ca. 20 %). Somit weist das Gitter in der *SMF28* Faser, verglichen mit der *IPHT HP* Faser, eine bessere Temperturbeständigkeit auf. In Abb. 4.21 ist das Gitterspektrum vor der Regeneration (engl. *seed grating*) und danach bei 850 °C bzw. 1000 °C dargestellt. Hierbei wird deutlich, dass sich neben der Verringerung der Gitterreflexion auch die spektrale Breite enorm reduziert. Diese verkleinert sich von anfänglich 2,1 *nm* auf ca. 0,3 *nm* nach der Regeneration.

Mithilfe von Gl. 2.21 lassen sich die Brechzahlmodulationen des Gitters in jedem Zwischenschritt berechnen. Das Gitter besitzt vor der Regeneration eine induzierte Brechzahlmodulation von ca. $7,6 \cdot 10^{-4}$. Diese sinkt im Minimum der Regeneration auf $0,1 \cdot 10^{-4}$ ab, bevor sich der regenerierte Wert von $1 \cdot 10^{-4}$ einstellt. Nach der Hochtemperaturbehandlung bei 1100 °C pegelt sich ein Wert von ca. $0,4 \cdot 10^{-4}$ ein. Aus den Resultaten lässt sich der Trend ableiten, dass eine geringere Ge-Konzentration förderlich für den Regenerationsprozess ist. Dies ist in Übereinstimmung mit aktuellen Veröffentlichungen von Bandyopadhyay et al. [141]. Der hier erreichte Wert für die regenerierte Gitterstärke von > 80 % (für eine Gitterlänge von 5 *mm*) ist zum gegebenen Zeitpunkt unerreichbar. Die Stärke des RFBG_H wird, neben dem Einfluss der verwendeten Faser, ebenfalls von der Reflektivität des *seed gratings* bestimmt. Allgemein gilt, je stärker das *seed grating*, desto stärker ist das regenerierte Gitter [141].

4.2.2 Thermische Regeneration durch nachträgliche Wasserstoffbeladung

Für die meisten optischen Fasern gilt die Anwesenheit von Wasserstoff als notwendige Voraussetzung für das Auftreten einer thermischen Regeneration (ausgenommen die *IPHT HP* Faser aus Abschnitt 4). Die H_2 Beladung hat grundsätzlich zwei Funktionen. Zum einen können starke *seed gratings* in Fasern mit geringer intrinsischer Fotoempfindlichkeit erzeugt werden und zum anderen wird der Wasserstoff selbst für den Regenerationsprozess benötigt. Unklar ist, inwiefern essentielle Prozesse für die Rege-

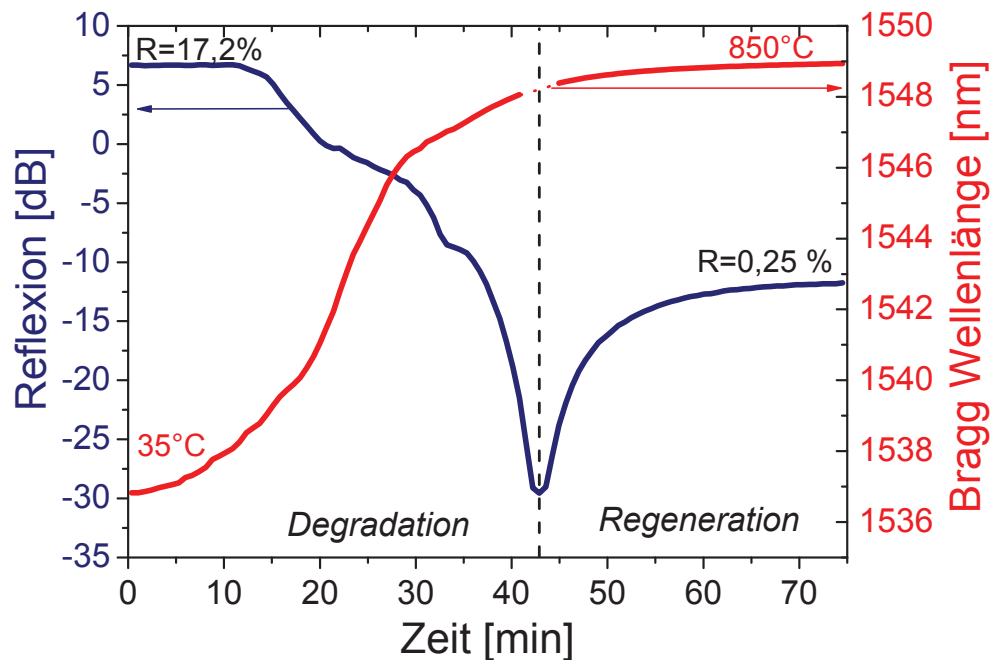


Abbildung 4.22: Verlauf von Gitterreflexion und Bragg-Wellenlänge eines Einzelpuls-Ziehturm-Gitters bei der Regeneration durch nachträgliche Wasserstoffbeladung [142].

neration bereits während des Einschreibevorgangs aktiviert werden. Bisher wird ein direkter Zusammenhang zwischen dem Einschreiben eines Gitters in eine H_2 beladene Faser und dessen Regeneration vermutet [143]. Eigene Experimente deuten auf eine Unabhängigkeit zwischen dem Regenerationsprozess und dem Einschreiben des Gitters hin. Untersuchungen zeigen, dass ein Gitter in einer Faser ein zweites Mal beladen werden kann, um eine Regeneration hervorzurufen. Anhand dieser Ergebnisse liegt die

Vermutung nahe, dass die Präsenz von H_2 während des Einschreibens nicht zwingend notwendig ist. Für die genauere Analyse erfolgen Experimente mit nachträglicher H_2 Beladung unter Verwendung eines Einzelpuls-Ziehturm-Gitters. Dieser Gittertyp gehört zur *Typ I* Kategorie und kann ausschließlich bei Temperaturen $< 300\text{ °C}$ verwendet werden (Abschnitt 3.1.2). Aufgrund der kleinen Laserfluenzen bei der Gittererzeugung sind die erreichten Reflektivitäten meist im Bereich $< 30\%$ und repräsentieren damit die untere Grenze für die Stärke eines *seed grating*.

Zur Untersuchung wird ein Gitter mit dem gleichen Aufbau aus Abschnitt 3.1 in der *IPHT HP* Faser erzeugt. Das Gitter ist 8 mm lang und verfügt über eine Reflektivität von ca. 17% . Im Anschluss an die Herstellung wird eine Wasserstoffbeladung analog zu Abschnitt 4.2.1 (70 °C , 200 bar , 1 Woche) durchgeführt. Zur Vermeidung einer Wasserstoff-Ausdiffusion, erfolgt die thermische Nachbehandlung mit dem Temperaturverlauf, analog zu Abschnitt 4.2.1, direkt nach der Beladung. Die Entwicklung von Gitterstärke und Reflexion während des Temperns sind in Abb. 4.22 dargestellt. Die Skala ist logarithmisch, um einen großen Bereich der Reflektivität zu erfassen. Die minimal messbare Reflektivität des Aufbaus beträgt ca. $0,005\%$. In Übereinstimmung mit dem Ergebnis in Abb. 4.19, sinkt die Reflektivität des Gitters in den ersten 42 min kontinuierlich mit Erhöhung der Temperatur, bis das Gitter im Detektorrauschen verschwunden ist. Kurz darauf beginnt die Regeneration, welche zum Anwachsen der Gitterreflektivität auf ca. $0,25\%$ führt. Der Verlauf der Bragg-Wellenlänge ist, abgesehen von den Unterschieden durch leicht verschiedene Temperaturen, nahezu identisch zu Abb. 4.19. Das Spektrum des Gitters vor und nach der Regeneration ist in Abb. 4.23 dargestellt. Die finale Reflexion nach der Regeneration ist sehr schwach, hebt sich allerdings gegenüber dem Detektorrauschen um mehr als 15 dB ab und ist somit gut messbar. Vergleicht man die Spektren in Abb. 4.23 a) und b), kann eine sehr große Ähnlichkeit festgestellt werden. Selbst die Seitenpeaks am langwelligen Ende des Gitterspektrums sind in beiden Graphen wiederzufinden. Obwohl das Gitter im Zuge der Regeneration vollständig degradiert, weist es danach ein identisches Spektrum auf. Dies deutet auf den Erhalt der Phaseninformationen während der Regeneration hin. Dementsprechend kann geschlussfolgert werden, dass keine Diffusionsprozesse im Verlauf der Regeneration auftreten, da diese i. d. R. eine spektrale Änderung bewirken.

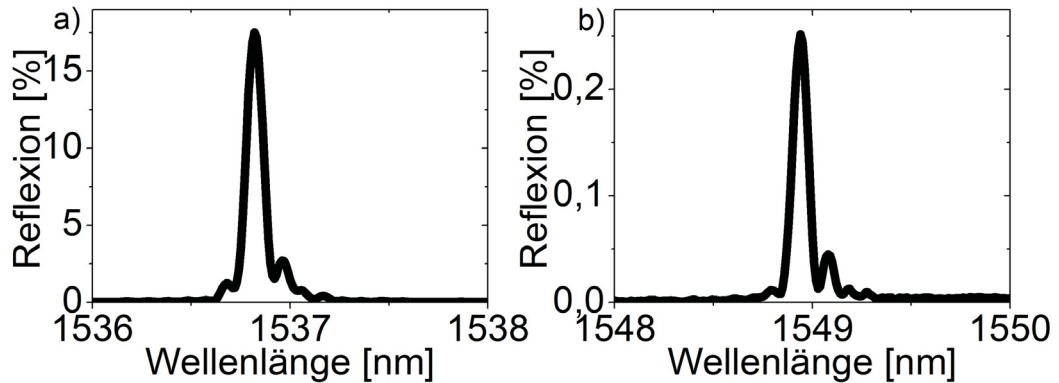


Abbildung 4.23: Spektrum des Einzelpuls-Ziehturm-Gitters. a): Vor der Regeneration bei 35 °C. b): Nach der Regeneration bei 850 °C [142].

Dieses Verhalten ist identisch zu RFBG_H die beim Einschreiben beladen sind [143]. Um den Prozess der Regeneration mittels nachträglicher H_2 Beladung mit den Ergebnissen in Abschnitt 4.2.1 zu vergleichen, muss die Brechzahlmodulation berechnet werden (Gl. 2.21). Für das Einzelpuls-Ziehturm-Gitter ergibt sich ein Wert von ca. $3,4 \cdot 10^{-5}$ vor- und ca. $3,8 \cdot 10^{-6}$ nach der Regeneration. Der regenerierte Anteil beträgt etwa 10% des Ausgangswertes. Berechnet man die Werte Δn_{AC} für das Gitter aus Abb. 4.19, ergibt sich ebenfalls ein Verhältnis von ca. 1/10 ($7,6 \cdot 10^{-4}$ vor und $6,6 \cdot 10^{-5}$ nach der Regeneration). Dies bestätigt die Vermutung, dass der Wasserstoff beim Einschreiben des Gitters keinen Einfluss auf die Regeneration hat. Vielmehr bestimmt die Stärke des *seed gratings* und die verwendete Faser die Stärke des RFBG_H. Für das Gitter in der *SMF28* Faser beträgt die Brechzahlmodulation nach der Regeneration ca. 14% ihres Ausgangswertes.

Die Regeneration mittels nachträglicher H_2 Beladung ermöglicht eine enorme Steigerung der maximalen Anwendungstemperatur für Einzelpuls-Ziehturm-Gitter. Während diese normalerweise bei 300 °C sehr schnell degradieren, ist es mithilfe der thermischen Regeneration möglich, höhere Anwendungstemperaturen bis 800 °C zu erschließen.

Um die Eignung der regenerierten Einzelpuls-Gitter zur Verwendung als Temperatursensor zu untersuchen, erfolgt eine Kalibrierung. Dazu wird das Gitter mit einer kommerziellen FBG Auswerteeinheit (FOS&S, FBGscan 700) gemessen. Das Gerät hat eine maximale Abtastrate von 50 Hz und besitzt eine Wellenlängengenauigkeit

von 1 *pm*. Die Kalibrierung erfolgt schrittweise von 50 °C bis zu einer Maximaltemperatur von 800 °C. In jeder Stufe wird die Temperatur für 20 *min* konstant gehalten. Abb. 4.24 stellt die Kalibrationskurve sowohl beim Aufheizen als auch beim Abkühlen dar. Hierbei sind keine Drift- oder Hystereseerscheinungen sichtbar. Die Kurve in Abb. 4.24 kann, analog zu Abschnitt 4.1.4, mittels einer quadratischen Gleichung gefittet werden. Die Koeffizienten ergeben sich dementsprechend zu $p = 11,84 \text{ pm}/^\circ\text{C}$, $q = 0,0042 \text{ pm}/^\circ\text{C}^2$ und $\lambda_0 = 1551,00 \text{ nm}$ [142]. Diese Werte sind mit denen aus Abschnitt 4.1.4 vergleichbar. Trotz ihrer relativ geringen Brechzahlmodulation eignen sich Einzelpuls-Gitter hervorragend als Temperatursensoren.

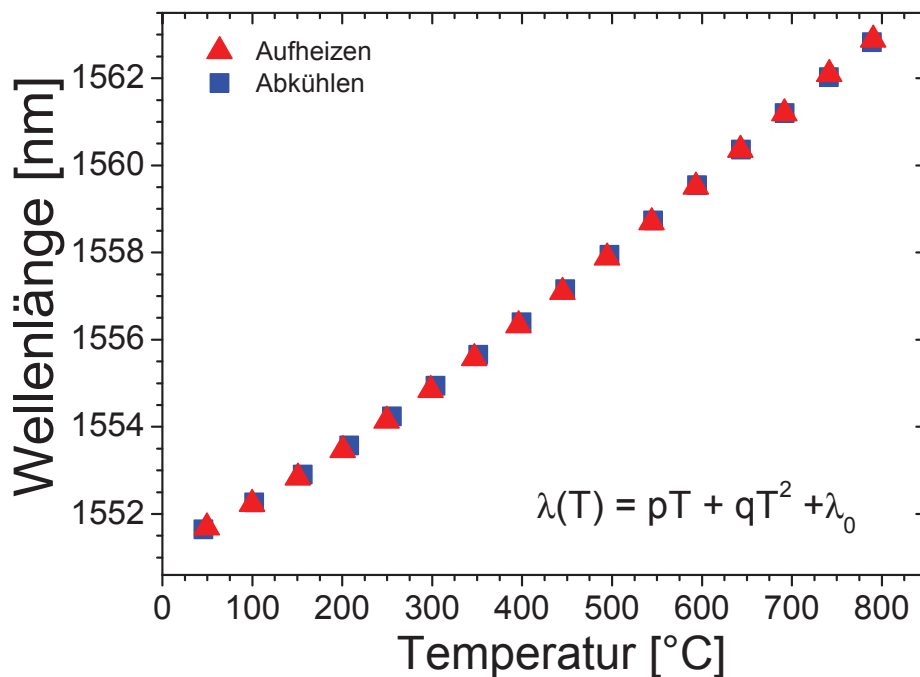


Abbildung 4.24: Temperaturkalibrierung eines Einzelpuls-RFBG_H bis 800 °C [142].

Der Grund für die Verbesserung der Temperaturstabilität ist noch nicht hinreichend geklärt. Da der Prozess unabhängig von der Dotierung ist, wird im Allgemeinen davon ausgegangen, dass es sich um Kristallisationseffekte vom *SiO*₂ handelt. Von Quarzglas existieren mehrere stabile und metastabile Kristallisationszustände (z. B. Tridymit, Cri-

stabilität), die sich unter bestimmten Druck- und Temperaturbedingungen ineinander umwandeln können [143]. Möglich ist, dass mithilfe einer UV Belichtung die Voraussetzungen dafür geschaffen werden. Der Wasserstoff kann dann als eine Art Reaktionsaktivator dienen. Solche kristallinen Zustände von Quarzglas gelten als äußerst temperaturstabil und sind immer mit einer Brechzahlerhöhung gegenüber des amorphen Quarzglases verbunden. Einen Beweis für das Vorhandensein in optischen Fasern gibt es bisher nicht. Auch wenn der Mechanismus der Regeneration mit H_2 noch weitestgehend unklar ist, können durch die hier durchgeführten Arbeiten neue, aufschlussreiche Erkenntnisse erlangt werden. Aufgrund der Ergebnisse ist klar, dass die Regeneration nicht direkt beim Einschreiben durch die Verwendung von H_2 beeinflusst wird. Dies macht es prinzipiell möglich, jedes bereits erzeugte Gitter nachträglich zu regenerieren und somit seine Temperaturstabilität zu erhöhen. Zudem ermöglicht die thermische Regeneration mittels nachträglicher H_2 Beladung die Stabilisierung von Einzelpuls-Ziehturm-Gittern auf Temperaturen bis hin zu $800\text{ }^\circ\text{C}$. In Standard-Telekom-Fasern liegt die Maximaltemperatur sogar bei bis zu $1000\text{ }^\circ\text{C}$.

5 Zusammenfassung und Ausblick

Ziel dieser Arbeit war es, Faser-Bragg-Gitter (FBG) hinsichtlich ihrer Temperaturstabilität näher zu untersuchen und daraus resultierend neue Gittertypen zu identifizieren, welche eine Hochtemperaturanwendung bei über 500 °C ermöglichen. Dafür wurde die fotoinduzierte Brechzahlmodifikation in unterschiedlichen, optischen Fasern bei der Erzeugung von FBG unter verschiedenen Bedingungen analysiert.

Ausgehend vom theoretischen Modell der thermischen Degradation nach *Erdogan*, wird eine Klassifikation von FBG hinsichtlich ihrer Temperaturbeständigkeit vorgenommen. Experimente und Modellierungen am Beispiel von Einzelpuls-Gittern zeigen, dass der Anwendungsbereich klassischer *Typ I* FBG deutlich unter 300 °C liegt. Eine Erhöhung der Stabilität lässt sich durch die Verwendung von *Typ II* FBG erreichen. Diese sogenannten *damage gratings* sind bis über 800 °C stabil. Aufgrund des schlecht reproduzierbaren, unsymmetrischen Spektrums und der auftretenden, hohen Transmissionsverluste sind sie jedoch begrenzt anwendbar.

Mithilfe von Femtosekunden (fs)-Laserstrahlung können ebenfalls temperaturstabile FBG hergestellt werden. Die resultierenden Gitter lassen sich ebenso in *fs Typ I* und *fs Typ II* Brechzahlmodifikationen einteilen, welche sich analog zu konventionellen Gittern verhalten. Hierbei werden maximale Temperaturstabilitäten bis hin zu 1000 °C durch die Verwendung von *fs Typ II* Gitter erreicht. Angesichts der hohen Komplexität der verwendeten Laser- und Einschreibetechnologie als auch der Qualität des Gitterspektrums, wird die Anwendung von fs FBG, speziell für die faseroptische Sensorik mit mehreren Messstellen, merklich erschwert. Der größte Vorteil von fs FBG ist die Anwendung in nicht-photosensitiven Spezialfasern (Laserfasern, PCFs), in welchen mit konventioneller UV Einschreibetechnologie kein Gitter erzeugt werden kann.

Aus der Klassifikation der Gittertypen lassen sich 2 verschiedene Ansätze zur Erzeugung hoch-temperaturstabiler FBG ableiten. Diese basieren auf der Nutzung konventioneller UV Einschreibetechnologie. Es handelt sich dabei um sogenannte regenerierte FBG, welche sich durch einen thermischen Nachbehandlungsschritt auszeichnen, bei dem sich die Gitterreflexion, nach anfänglichen Absinken, wiederherstellt (regeneriert). Dieser Prozess ist mit einer enormen Steigerung der Temperaturbeständigkeit des Gitters verknüpft. Regenerierte FBG können in 2 verschiedene Typen eingeteilt werden.

Zum einen in regenerierte FBG in wasserstofffreien Fasern (*RFBG*) und zum anderen in regenerierte Gitter in wasserstoffbeladenen Fasern (*RFBG_H*). Die Unterscheidung in *RFBG* und *RFBG_H* ist sinnvoll, da unterschiedliche Prozesse für die Ausbildung der Temperaturbeständigkeit verantwortlich sind.

RFBG entstehen ausschließlich in hoch-Ge-dotierten, optischen Fasern unter speziellen Belichtungsbedingungen. Nach einer einstufigen Temperaturbehandlung besitzen sie sehr gute spektrale Eigenschaften und sind bei Temperaturen von bis zu 600 °C einsetzbar. Der Prozess der Regeneration ist durch die Änderung des Spannungszustandes im Glasmaterial beeinflussbar und ähnelt dem Verhalten von *Typ IIA* Gittern. Mithilfe einer zweistufigen Temperaturbehandlung ist eine zusätzliche Stabilisierung der RFBG bis hin zu 1000 °C möglich.

Die Erzeugung von *RFBG_H* ist im Gegensatz zu der von *RFBG* nahezu unabhängig von der verwendeten Dotierung im Faserkern. Im Rahmen dieser Arbeit wird jedoch festgestellt, dass eine geringere Ge-Konzentration den Regenerationsprozess mit Wasserstoff begünstigt und in einer höheren Temperaturstabilität resultiert. Zudem kann erstmals die Unabhängigkeit des Regenerationsprozesses vom Einschreibevorgang der Gitter nachgewiesen werden. Experimente zur Regeneration mittels nachträglicher *H₂* Beladung ermöglichen erstmalig die Regeneration von schwachen Einzelpuls-FBG. Dadurch eröffnen sich neue Möglichkeiten zur Regeneration jeder bereits entstandenen Gitterstruktur. Überdies war es erstmals möglich *RFBG_H* in Standard-Telekom-Fasern bis zu einer maximalen Anwendungstemperatur von 1000 °C erfolgreich zu stabilisieren.

Die Effekte zur Erzeugung von RFBG und *RFBG_H* weisen auf unterschiedliche Mechanismen im Glasmaterial hin. Die Ergebnisse dieser Arbeit bilden eine Grundlage zum bisher sehr unvollständigen Verständnis der physikalisch-chemischen Vorgänge bei der Erzeugung und der Temperaturbehandlung von FBG. Unabhängig vom Verständnis der Prozesse, bilden die Resultate der vorliegenden Experimente bereits jetzt die Basis für neuartige, hoch-temperaturstabile Faser-Sensoren. Regenerierte FBG vereinen die guten spektralen Eigenschaften von *Typ I* Gittern mit der Temperaturstabilität der *Typ II* Gitter und eignen sich demzufolge hervorragend für die Hochtemperaturanwendung.

Literatur

- [1] WILLSCH, R., W. ECKE, T. BOSSELMANN, M. WILLSCH, E. LINDNER und H. BARTELT: *Advanced spectral fiber-optic sensor systems and their application in energy facility monitoring*. Proc. SPIE, 8028:8028A1–8028A5, 2011. 1
- [2] HILL, K.O., Y. FUJII, D.C. JOHNSON und B.S. KAWASAKI: *Photosensitivity in optical fiber waveguides: Application to reflection filter fabrication*. Appl. Phys. Lett., 32:647–649, 1978. 1, 7, 14
- [3] UDD, E.: *An overview of fiber optics sensors*. Review of Scientific Instruments, 66:4015–4030, 1995. 1, 29
- [4] MIHAILOV, S.J., C.W. SMELSER, P. LU, R.B. WALKER, D. GROBNIC, H. DING, G. HENDERSON und J. UNRUH: *Fiber bragg gratings made with a phase mask and 800-nm femtosecond radiation*. Optics letters, 28(12):995–7, Juni 2003. 2, 27
- [5] FOKINE, M.: *Thermal stability of chemical composition gratings in fluorine-germanium-doped silica fibers*. Optics letters, 27(12):1016–8, Juni 2002. 2, 81
- [6] BANDYOPADHYAY, S., J. CANNING, M. STEVENSON und K. COOK: *Ultra-high-temperature regenerated gratings in boron-codoped germanosilicate optical fiber using 193 nm*. Optics letters, 33(16):1917–9, August 2008. 2, 51, 81, 83, 85
- [7] GROBNIC, D., S.J. MIHAILOV, C.W. SMELSER und H. DING: *Sapphire fiber Bragg grating sensor made using femtosecond laser radiation for ultrahigh temperature applications*. IEEE Photonics Technology letters, 16:2505–2507, 2004. 2
- [8] CANNING, J., M. STEVENSON, S. BANDYOPADHYAY und K. COOK: *Extreme Silica Optical Fibre Gratings*. Sensors, 8(10):6448–6452, Oktober 2008. 2, 82
- [9] BASS, M. und E.W. VAN STRYLAND: *Fiber Optics Handbook*. McGraw-Hill, 2002. 3
- [10] BRUECKNER, V.: *Optische Nachrichtentechnik*, Band 1. Teubner, 2003. 3, 15
- [11] AGRAWAL, G.P.: *Fiber-Optic Communications Systems*, Band 3. Wiley, 2002. 3, 5, 7
- [12] YEH, P., A. YARIV und E. MAROM: *Theory of Bragg fiber*. Journal of the Optical Society of America, 68(9):1196, September 1978. 3

- [13] RUSSELL, P.: *Photonic crystal fibers*. Science (New York, N.Y.), 299(5605):358–62, Januar 2003. 3
- [14] LU, K.E., S. GLAESEMANN, M.T. LEE und D.R. POWERS: *Mechanical and hydrogen characteristics of hermetically coated optical fibre*. Optical and Quantum Electronics, 22:227–237, 1990. 4
- [15] KURKJIAN, C.R., J.T. KRAUSE und M.J. MATTHEWSON: *Strength and fatigue of silica optical fibers*. Journal of Lightwave Technology, 7(9):1360–1370, 1989. 4
- [16] SALEH, B.E.A. und M.C. TEICH: *Grundlagen der Photonik*, Band 2. Wiley VCH, 2008. 5, 6
- [17] NAGEL, S.R., J.B. MACCHESNEY und K.L. WALKER: *An Overview of the Modified Chemical Vapor Deposition (MCVD) Process and Performance*. IEEE Journal of Quantum Electronics, 18(4):459–476, 1982. 8, 10
- [18] HIBINO, Y. und H. HANAFUSA: *Defect structure and formation mechanism of drawing-induced absorption at 630 nm in silica optical fibers*. Journal of Applied Physics, 60(5):1797, 1986. 8
- [19] RUSSELL, P.ST.J., L.J. POYNTZ-WRIGHT und D.P. HAND: *Frequency Doubling; Absorption and Grating Formation in Glass Fibres: Effective Defects or Defective Effects?* SPIE Fiber Laser Sources and Amplifiers II, 1373:126–138, 1990. 8, 11
- [20] HAND, D.P. und P.ST. RUSSELL: *Photoinduced refractive-index changes in germanosilicate fibers*. Optics letters, 15(2):102, Januar 1990. 9, 58
- [21] SCEATS, M.G., G.R. ATKINS und S.B. POOLE: *Photolytic Index Changes in Optical Fibers*. Annual Review of Materials Science, 23(1):381–410, August 1993. 9
- [22] WILLIAMS, D.L., S.T. DAVEY, R. KASHYAP, J.R. ARMITAGE und B.J. AINSLIE: *Direct Observation of UV Induced Bleaching of 240nm Absorption Band in Photosensitive Germanosilicate Glass Fibres*. Electronics Letters, 28(4):369–371, 1992. 9
- [23] ATKINS, R.M. und V. MIZRAHI: *Observations of changes in UV absorption bands of singlemode germanosilicate core optical fibres on writing and thermally erasing refractive index gratings*. Electronics Letters, 28(18):1743, 1992. 9, 37
- [24] HILL, K.O., B. MALO, F. BILODEAU und D.C. JOHNSON: *Photosensitivity in Optical Fibers*. Annual Review of Material Science, 23:125–157, 1993. 9

- [25] MALO, B., K. VINEBERG, F. BILODEAU, J. ALBERT, D.C. JOHNSON und K.O. HILL: *Ultraviolet light photosensitivity in Ge-doped silica fibers: wavelength dependence of the light-induced index change*. Optics letters, 15(17):953–5, September 1990. 9
- [26] WONG, D., S.B. POOLE und M.G. SCEATS: *Stress-birefringence reduction in elliptical-core fibers under ultraviolet irradiation*. Optics Letters, 17:1773–1775, 1992. 9
- [27] BERNARDIN, J. und N. LAWANDY: *Dynamics of the formation of Bragg gratings in germanosilicate optical fibers*. Optics Communications, 79(3-4):194–199, Oktober 1990. 9
- [28] CORDIER, P., J. DOUKHAN, E. FERTEIN, P. BERNAGE, P. NIAY, J. BAYON und T. GEORGES: *TEM characterization of structural changes in glass associated to Bragg grating inscription in a germanosilicate optical fibre preform*. Optics Communications, 111(3-4):269–275, Oktober 1994. 9
- [29] CORDIER, P., S. DUPONT, M. DOUAY, G. MARTINELLI, P. BERNAGE, P. NIAY, J. F. BAYON und L. DONG: *Evidence by transmission electron microscopy of densification associated to Bragg grating photoimprinting in germanosilicate optical fibers*. Applied Physics Letters, 70(10):1204, 1997. 9
- [30] FONJALLAZ, P.Y., H.G. LIMBERGER, R.P. SALATHÉ, F. COCHET und B. LEUENBERGER: *Tension increase correlated to refractive-index change in fibers containing UV-written Bragg gratings*. Optics letters, 20(11):1346–8, Juni 1995. 9, 74
- [31] DOUAY, M., W.X. XIE, T.TAUNAY, P. BERNAGE, P. NIAY, P. CORDIER, B. POUMELLE, L. DONG, J.F. BAYON, H. POIGNANT und E. DELEVAQUE: *Densification involved in the UV based photosensitivity of Silica glasses and optical fibres*. Journal of Lightwave Technologie, 15:1329–1342, 1997. 9
- [32] DONG, L., J. PINKSTONE, P. ST. J. RUSSELL und D. N. PAYNE: *Ultraviolet absorption in modified chemical vapor deposition preforms*. Journal of the Optical Society of America B, 11(10):2106, Oktober 1994. 10
- [33] DIANOV, E.M., K.M. GOLANT, V.M. MASHINSKY, O.I. MEDVEDKOV, I.V. NIKOLIN, O.D. SAZHIN und S.A. VASILIEV: *Highly photosensitive nitrogen-doped germanosilicate fibre for index grating writing*. Electronics Letters, 33(15):1334, 1997. 10

- [34] DONG, L., J.L. CRUZ, J. TUCKNOTT, L. REEKIE und D.N. PAYNE: *Strong photosensitive gratings in tin-doped phosphosilicate optical fibers*. Optics letters, 20(19):1982–4, Oktober 1995. 10
- [35] WILLIAMS, D.L., B.J. AINSLIE, J.R. ARMITAGE, R. KASHYAP und R. CAMPBELL: *Enhanced UV photosensitivity in borone codoped germanosilicate fibres*. Electronics Letters, 29:45–47, 1993. 10
- [36] CHEN, K.P. und P.R. HERMAN: *Photosensitization of standard fibers with deep uv laser radiation*. Journal of Lightwave Technology, 21(9):1958–1968, September 2003. 10, 11, 22
- [37] BRAMBILLA, G., V. PRUNERI, L. REEKIE und D.N. PAYNE: *Enhanced photosensitivity in germanosilicate fibers exposed to CO₂ laser radiation*. Optics letters, 24(15):1023–5, August 1999. 10, 11
- [38] LEMAIRE, P.J., R.M. ATKINS, V. MIZRAHI und W.A. REED: *High pressure H₂ loading as a technique for achieving ultrahigh UV photosensitivity and thermal sensitivity in GeO₂ doped optical fibres*. Electronics Letters, 29:1191–1193, 1993. 11, 81
- [39] STONE, J.: *Interactions of hydrogen and deuterium with silica optical fibers: A review*. Journal of Lightwave Technology, 5(5):712–733, 1987. 11
- [40] ATKINS, R.M., P.J. LEMAIRE, T. ERDOGAN und V. MIZRAHI: *Mechanism of enhanced UV photosensitivity via hydrogen loading in germanosilica glasses*. Electronics Letters, 29:1234–1235, 1993. 11, 81
- [41] LECONTE, B., W.X. XIE, M. DOUAY, P. BERNAGE, P. NIAY, J.F. BAYON, E. DELEVAQUE und H. POIGNANT: *Analysis of color-center-related contribution to Bragg grating formation in Ge:SiO₂ fiber based on a local Kramers-Kronig transformation of excess loss spectra*. Applied optics, 36(24):5923–30, August 1997. 11
- [42] LIMBERGER, H.G., C. BAN, R.P. SALATHÉ, S. SLATTERY und D.N. NIKOGOSYAN: *Absence of UV-induced stress in Bragg gratings recorded by high-intensity 264 nm laser pulses in a hydrogenated standard telecom fiber*. Optics express, 15(9):5610–5, April 2007. 11
- [43] KASHYAP, R.: *Fiber Bragg Gratings*, Band 1. Optics and Photonics, 1999. 13, 19, 20, 32
- [44] ERDOGAN, T.: *Fiber grating spectra*. Journal of Lightwave Technology, 15(8):1277–1294, 1997. 13, 15, 16, 17

- [45] KASHYAP, R., P.F. MCKEE, R.J. CAMPBELL und D.L. WILLIAMS: *Novel method of producing all fibre photoinduced chirped gratings*. Electronics Letters, 30:996–998, 1994. 14
- [46] BYRON, K.C., K. SUGDEN, T. BRICHENO und I. BENNION: *Fabrication of chirped Bragg gratings in photosensitive fibre*. Electronics Letters, 29:1659–1660, 1993. 14
- [47] HILL, K.O., F. BILODEAU, B. MALO, T. KITAGAWA, S. THERIAULT, D.C. JOHNSON, J. ALBERT und K. TAKIGUCHI: *Chirped in fiber Bragg gratings for compensation of optical-fiber dispersion*. Optics Letters, 19:1314–1316, 1994. 14
- [48] ALBERT, J., K.O. HILL, B. MALO, S. THERIAULT, F. BILODEAU, D.C. JOHNSON und L.E. ERICKSON: *Apodisation of spectral response of fibre Bragg gratings using a phase mask with variable diffraction efficiency*. Electronics Letters, 31:222–223, 1995. 15
- [49] MIZRAHI, V. und J.E. SIPE: *Optical properties of photosensitive fiber phase gratings*. Journal of Lightwave Technology, 11:1513–1517, 1993. 15
- [50] MALO, B., S. THERIAULT, D.C. JOHNSON, F. BILODEAU, J. ALBERT und K.O. HILL: *Apodised in fibre Bragg grating reflectors photoimprinted using a phase mask*. Electronics Letters, 31:223–225, 1995. 15
- [51] SNYDER, A.W.: *Coupled mode theory for optical fiber*. Journal of the optical Society of America, 62:1267–1277, 1972. 15
- [52] YARIV, A.: *Coupled mode theory for guided wave optics*. IEEE Journal of Quantum Electronics, 9:919–933, 1973. 15
- [53] HAGEMANN, V.: *Untersuchungen zum dynamischen Einzelpuls-Einschreiben von Faser Bragg Gittern und zu deren Anwendung*. Doktorarbeit, Friedrich Schiller Universitaet Jena, 2001. 16, 17, 34, 53
- [54] KY, N: *UV-irradiation induced stress and index changes during the growth of type-I and type-IIA fiber gratings*. Optics Communications, 225(4-6):313–318, Oktober 2003. 17
- [55] YARIV, A.: *Quantum Electronics*, Band 3. Wiley and Sons, 1989. 18
- [56] WELLER-BROPHY, L.A. und D.G. HALL: *Analysis of waveguide gratings application of Rouards method*. Journal of Optical Society of America A, 2:863–871, 1985. 19

- [57] RUSSELL, P.ST.J.: *Bloch wave analysis of dispersion and pulse propagation in pure distributed feedback structures*. Journal of Modern Optics, 38:1599–1619, 1991. 19
- [58] PERAL, E. und J. CAPMANY: *Generalized Bloch wave analysis for fiber and waveguide gratings*. Journal of Lightwave Technology, 15:1295–1302, 1997. 19
- [59] YAMADA, M. und K. SAKUDA: *Analysis of almost periodic distributed feedback slab waveguides via a fundamental matrix approach*. Applied Optics, 26:3474–3478, 1987. 19
- [60] MATUSCHEK, N., F.X. KÄRTNER und U. KELLER: *Exact coupled mode theories for multilayer interface coatings with arbitrary strong index modulation*. IEEE Journal of Quantum Electronics, 33:295–302, 1997. 19
- [61] GROOTHOFF, N., J. CANNING, E. BUCKLEY, K. LYTTIKAINEN und J. ZAGARI: *Bragg gratings in air-silica structured fibers*. Optics letters, 28(4):233–5, Februar 2003. 22
- [62] ZHANG, Q., D.A. BROWN, L. REINHART und T.F. MORSE: *Simple prism based scheme for fabricating Bragg gratings in optical fibers*. Optics Letters, 19:2030–2032, 1994. 22, 23
- [63] LINDNER, E., M. BECKER, M. ROTHHARDT und H. BARTELT: *Generation and characterization of first order fiber Bragg gratings with Bragg wavelengths in the visible spectral range*. Optics Communications, 281(18):4612–4615, September 2008. 22, 53, 54, 79, 108
- [64] HILL, K.O., B. MALO, K.A. VINEBERG, D.C. JOHNSON und I. SKINNER: *Efficient mode conversion in telecommunication fibre using externally written gratings*. Electronics Letters, 26:12701272, 1990. 22
- [65] MELTZ, G., W.W. MOREY und W.H. GLENN: *Formation of Bragg gratings in optical fibers by a transverse holographic method*. Optics letters, 14(15):823–5, August 1989. 23, 29
- [66] LAFFONT, G. und P. FERDINAND: *Tilted short-period fibre Bragg grating induced coupling to cladding modes for accurate refractometry*. Measurements Science Technology, 12:765–770, 2001. 23
- [67] KASHYAP, R., J.R. ARMITAGE, R. WYATT, S.T. DAVEY und D.L. WILLIAMS: *All fibre narrowband reflection gratings at 1550 nm*. Electronics Letters, 26:730–732, 1990. 23

- [68] HILL, K.O., B. MALO, F. BILODEAU, D.C. JOHNSON und J. ALBERT: *Bragg gratings fabricated in monomode photosensitive optical fiber by UV exposure through a phase mask*. Applied Physics Letters, 62:1035–1037, 1993. 23
- [69] ANDERSON, D.Z., V. MIZRAHI, T. ERDOGAN und A.E. WHITE: *Production of in Fibre gratings using a diffractive optical element*. Electronics Letters, 29:566–568, 1993. 23, 33, 37
- [70] KASHYAP, R.: *Assessment of tuning the wavelength of chirped and unchirped fibre Bragg grating with single phase mask*. Electronics Letters, 34(21):2025–2027, 1998. 24, 53
- [71] MALO, B., K.O. HILL, F. BILODEAU, D.C. JOHNSON und J. ALBERT: *Point by point fabrication of micro Bragg gratings in photosensitive fibre using single excimer laser pulse refractive index modification techniques*. Electronics Letters, 29:1668–1669, 1993. 25
- [72] JESSE, K.: *Femtosekundenlaser Einführung in die Technologie der ultrakurzen Lichtimpulse*, Band 1. Springer, 2005. 25
- [73] BURGHOFF, J.: *Volumenwellenleiter in kristallinen Medien*. Doktorarbeit, Friedrich Schiller Universität Jena, 2007. 26
- [74] NIKOGOSYAN, D.N.: *Multi-photon high-excitation-energy approach to fibre grating inscription*. Measurement Science and Technology, 18(1):R1–R29, Januar 2007. 27, 69
- [75] KONDO, Y., K. NOUCHI, T. MITSUYU, P.G. KAZANSKY und K. HIRAO: *Fabrication of long period fiber gratings by focused irradiation of infrared femtosecond laser pulses*. Optics Letters, 24:646–648, 1999. 27
- [76] ZAGORULKO, K.A., P.G. KRYUKOV, Y.V. LARIONOV, A.A. RYBALTOVSKII, E.M. DIANOV, N.S. VOROBEV, A.V. SMIRNOV und A.M. PROKHOROV: *Fabrication of a long period grating in a fibre by second harmonic radiation from a femtosecond Ti sapphire laser*. Quantum Electronics, 31:999–1002, 2001. 27
- [77] DRAGOMIR, A., D.N. NIKOGOSYAN, K. ZAGORULKO, P.G. KRYUKOV und E.M. DIANOV: *Inscription of fiber Bragg gratings by ultraviolet femtosecond radiation*. Optics letters, 28(22):2171–3, November 2003. 27
- [78] DUBOV, A. MARTINEZ M., I. KHRUSHCHEV und I. BENNION: *Direct writing of fibre Bragg gratings by femtosecond laser*. Electronics Letters, 40:1170–1173, 2004. 27

- [79] BECKER, M., J. BERGMANN, S. BRÜCKNER, M. FRANKE, E. LINDNER, M. ROTHHARDT und H. BARTELT: *Fiber Bragg grating inscription combining DUV sub-picosecond laser pulses and two-beam interferometry*. Optics express, 16(23):19169–78, November 2008. 27, 48, 79, 108
- [80] LINDNER, E., M. BECKER, S. BRÜCKNER, Y. WANG, M. ROTHHARDT und H. BARTELT: *Two Beam Interferometric Inscription of UV femtosecond Fiber Bragg Gratings*. Proceedings of SPIE Photonics West, 7195, 2009. 27, 28, 79, 108
- [81] VOIGTLÄNDER, C., J. THOMAS, E. WIKSZAK, P. DANNBERG, S. NOLTE und A. TÜNNERMANN: *Chirped fiber Bragg gratings written with ultrashort pulses and a tunable phase mask*. Optics letters, 34(12):1888–90, Juni 2009. 28
- [82] THOMAS, J., C. VOIGTLÄNDER, D. SCHIMPF, F. STUTZKI, E. WIKSZAK, J. LIMPET, S. NOLTE und A. TÜNNERMANN: *Continuously chirped fiber Bragg gratings by femtosecond laser structuring*. Optics letters, 33(14):1560–2, Juli 2008. 28
- [83] WIKSZAK, E., J. THOMAS, J. AND BURGHOFF, B. ORTAÇ, J. LIMPET, S. NOLTE, U. FUCHS und A. TÜNNERMANN: *Erbium fiber laser based on intracore femtosecond-written fiber Bragg grating*. Optics letters, 31(16):2390–2, August 2006. 28
- [84] JEWART, C.M., T. CHEN, E. LINDNER, J. FIEBRANDT, M. ROTHHARDT, K. SCHUSTER, J. KOBELKE, H. BARTELT und K.P. CHEN: *Suspended-core fiber Bragg grating sensor for directional-dependent transverse stress monitoring*. Optics letters, 36(12):2360–2, Juni 2011. 28
- [85] THOMAS, J., N. JOVANOVIC, R.G. BECKER, G.D. MARSHALL, M.J. WITHFORD, A. TÜNNERMANN, S. NOLTE und M.J. STEEL: *Cladding mode coupling in highly localized fiber Bragg gratings: modal properties and transmission spectra*. Optics Express, 19:325–341, 2011. 29
- [86] MIHAILOV, S.J., D. GROBNIC und C.W. SMELSER: *Efficient grating writing through fibre coating with femtosecond IR radiation and phase mask*. Electronics Letters, 43:442–443, 2007. 29
- [87] GROBNIC, D., S.J. MIHAILOV, C.W. SMELSER und R.T. RAMOS: *Ultrafast IR Laser Writing of Strong Bragg Gratings Through the Coating of High Ge-Doped Optical Fibers*. IEEE Photonics Technology Letters, 20(12):973–975, Juni 2008. 29

- [88] KAWASAKI, B.S., K.O. HILL, D.C. JOHNSON und Y. FUJII: *Narrow-band Bragg reflectors in optical fibers*. Optics letters, 3(2):66–8, August 1978. 29
- [89] BLAIR, L.T. und S.A. CASSIDY: *Wavelength division multiplexed sensor network using Bragg fibre reflection gratings*. Electronics Letters, 28:1734–1735, 1992. 29
- [90] JACKSON, D.A., A.B.L. RIBEIRO, L. REEKIE und J.L. ARCHAMBAULT: *Simple multiplexing scheme for a fiber optics grating sensor network*. Optics Letters, 18:1192–1194, 1993. 29
- [91] MOREY, W.W., G. MELTZ und W.H. GLENN: *Fiber optic Bragg grating sensors*. SPIE Fiber Optic and Laser Sensors VII, 1169:98–107, 1989. 30, 31
- [92] OTHONOS, A.: *Fiber Bragg gratings*. Review of Scientific Instruments, 68:4309–4341, 1997. 30, 32, 44, 56, 85
- [93] RAO, Y.J.: *In fibre Bragg grating sensors*. Measurement Science and Technology, 8:355–375, 1997. 30
- [94] CANNING, J.: *Fibre gratings and devices for sensors and lasers*. Laser and Photonic Reviews, 2:275–289, 2008. 32, 81
- [95] ASKINS, C.G., T.E. TSAI, G.M. WILLIAMS, M.A. PUTNAM, M. BASHKANSKY und E.J. FRIEBELE: *Fiber Bragg reflectors prepared by a single excimer laser pulse*. Optics Letters, 17:833–835, 1992. 33, 79
- [96] VASILEV, S.A., O.I. MEDVEDKOV, I.G. KOROLEV, A.S. BOZHKOV, A.S. KURKOV und E.M. DIANOV: *Fibre gratings and their applications*. Quantum Electronics, 32:1085–1103, 2005. 33, 43
- [97] DONG, L., J.L. ARCHAMBAULT, L. REEKIE, P.ST.J. RUSSEL und D.N. PAYNE: *Single pulse Bragg gratings written during fibre drawing*. Electronics Letters, 29, 1993. 34, 42, 79
- [98] ASKINS, C.G., M. PUTMAN, G.M. WILLIAMS und E.J. FRIEBELE: *Stepped-wavelength optical-fiber Bragg grating arrays fabricated in line on a draw tower*. Optics letters, 19(2):147, Januar 1994. 34
- [99] HANGEMANN, V., M.N. TRUTZEL, L. STAUDIGEL, M. ROTHHARDT, H.R. MUELLER und O. KRUMPHOLZ: *Mechanical resistance of draw tower Bragg grating sensors*. Electronics Letters, 34:211–212, 1998. 34
- [100] ERDOGAN, T., V. MIZRAHI, P. J. LEMAIRE und D. MONROE: *Decay of ultraviolet-induced fiber Bragg gratings*. Journal of Applied Physics, 76(1):73, 1994. 35, 36, 40, 42, 72

- [101] PATRICK, H., S. L. GILBERT, A. LIDGARD und M. D. GALLAGHER: *Annealing of Bragg gratings in hydrogen-loaded optical fiber*. Journal of Applied Physics, 78(5):2940, 1995. 35, 81
- [102] BAKER, S.R., H.N. ROURKE, V. BAKER und D. GOODCHILD: *Thermal decay of fiber Bragg gratings written in boron and germanium codoped silica fiber*. Journal of Lightwave Technology, 15(8):1470–1477, 1997. 35, 42
- [103] KANNAN, S., J.Z.Y. GUO und P.J. LEMAIRE: *Thermal stability analysis of UV induced fiber Bragg gratings*. Journal of Lightwave Technology, 15:1478–1483, 1997. 35, 36, 81
- [104] RAZAFIMAHATRATRA, D., P. NIAY, M. DOUAY, B. POUMELLEC und I. RIAnt: *Comparison of isochronal and isothermal decays of bragg gratings written through continuous-wave exposure of an unloaded germanosilicate fiber*. Applied optics, 39(12):1924–33, April 2000. 36
- [105] RATHJE, J., M. KRISTENSEN und J.E. PEDERSEN: *Continuous anneal method for characterizing the thermal stability of ultraviolet Bragg gratings*. Journal of Applied Physics, 88(2):1050, 2000. 38, 42
- [106] ARCHAMBAULT, J.L., L. REEKIE und P.St.J. RUSSELL: *100% reflectivity Bragg reflectors produced in optical fibres by single excimer laser pulses*. Electronics Letters, 29(5):453, 1993. 42, 43, 44, 46
- [107] MALO, B., D.C. JOHNSON, F. BILODEAU, J. ALBERT und K.O. HILL: *Single excimer pulse writing of fiber gratings by use of a zero order nulled phase mask: grating response and visualization of index perturbations*. Optics Letters, 18:1277–1279, 1993. 43
- [108] CHOJETZKI, C., M. ROTHHARDT, J. OMMER, S. UNGER, K. SCHUSTER und H.R. MUELLER: *High-reflectivity draw-tower fiber Bragg gratings arrays and single gratings of type II*. Optical Engineering, 44:060503–1–060503–2, 2005. 43, 46, 79
- [109] BENNION, I., J.A.R. WILLIAMS, L. ZHANG, K. SUGDEN und N.J. DORAN: *Uv-written in-fibre Bragg gratings*. Optical and Quantum Electronics, 28(2):93–135, Februar 1996. 44, 46
- [110] MIHAILOV, S.J. und M.C. GOWER: *Periodic cladding surface structures induced when recording fiber Bragg reflectors with a single pulse from a KrF excimer laser*. Applied Physic Letters, 65:2639–2641, 1994. 44

- [111] SMELSER, C.W., S.J. MIHAILOV und D. GROBNIC: *Formation of Type I-IR and Type II-IR gratings with an ultrafast IR laser and a phase mask*. Optics Express, 13(14):5377, 2005. 46, 47, 48, 50
- [112] DEKKER, P., M. AMS, G.D. MARSHALL, D.J. LITTLE und M.J. WITHFORD: *Annealing dynamics of waveguide Bragg gratings: evidence of femtosecond laser induced color centers*. Optics Express, 18:3274–3283, 2010.
- [113] POUMELLEC, B., L. SUDRIE, M. FRANCO, B. PRADE und A. MYSYROWICZ: *Femtosecond laser irradiation stress induced in pure silica*. Optics express, 11(9):1070–9, Mai 2003. 47
- [114] FIEBRANDT, J.: *Femtosekunden-Faser-Bragg-Gitter in seltenerd-dotierten Fasern*. Diplomarbeit, Friedrich-Schiller-Universität Jena, 2011. 47
- [115] GROBNIC, D., C.W. SMELSER, S.J. MIHAILOV und R.B. WALKER: *Long-term thermal stability tests at 1000 °C of silica fibre Bragg gratings made with ultrafast laser radiation*. Measurement Science and Technology, 17(5):1009–1013, Mai 2006. 49
- [116] GROBNIC, D., C.W. SMELSER, S.J. MIHAILOV, R.B. WALKER und P. LU: *Fiber Bragg Gratings With Suppressed Cladding Modes Made in SMF-28 With a Femtosecond IR Laser and a Phase Mask*. IEEE Photonics Technology Letters, 16(8):1864–1866, August 2004. 50
- [117] LU, P., D. GROBNIC und S.J. MIHAILOV: *Characterization of the Birefringence in Fiber Bragg Gratings Fabricated With an Ultrafast-Infrared Laser*. Journal of Lightwave Technology, 25(3):779–786, März 2007. 50
- [118] LIU, Y., J.R. WILLIAMS, L. ZHANG und I. BENNION: *Abnormal spectral evolution of fiber Bragg gratings in hydrogenated fibers*. Optics letters, 27(8):586–8, April 2002. 51, 81
- [119] SIMPSON, A.G., K. KALLI, K.ZHOU, L. ZHANG und I. BENNION: *Formation of type IA fibre Bragg gratings in germanosilicate optical fibre*. Electronics Letters, 40:163 – 164, 2004. 51
- [120] CANNING, J.: *Fibre gratings and devices for sensors and lasers*. Laser & Photonics Review, 2(4):275–289, August 2008. 51
- [121] XIE, W., P. NIAY, P. BERNAGE, M. DOUAY, J. BAYON, T. GEORGES, M. MONERIE und B. POUMELLEC: *Experimental evidence of two types of photorefractive effects occurring during photoinscriptions of Bragg gratings within germanosilicate fibres*. Optics Communications, 104(1-3):185–195, Dezember 1993. 51, 58, 74

- [122] NIAY, P., P. BERNAGE, S. LEGOUBIN, M. DOUAY, W. XIE, J. BAYON, T. GEORGES, M. MONERIE und B. POUMELLE: *Behaviour of spectral transmissions of Bragg gratings written in germania-doped fibres: writing and erasing experiments using pulsed or cw uv exposure*. Optics Communications, 113(1-3):176–192, Dezember 1994. 51
- [123] DONG, L., W.F. LIU und L. REEKIE: *Negative-index gratings formed by a 193-nm excimer laser*. Optics letters, 21(24):2032–4, Dezember 1996. 51, 74, 75
- [124] GROOTHOFF, N. und J. CANNING: *Enhanced type IIA gratings for high temperature operation*. Optics Letters, 29(20):2360–2362, 2004. 52, 74
- [125] DOCKNEY, M.L., S.W. JAMES und R.P. TATAM: *Fibre Bragg gratings fabricated using a wavelength tuneable laser source and a phase mask based interferometer*. Measurement Science and Technology, 7:445–448, 1996. 53
- [126] MIYA, T., Y. TERUNUMA, T. HOSAKA und T. MIYASHITA: *Ultimate low loss single mode fibre at 1550 nm*. Electronics Letters, 15:106–108, 1979. 56, 85
- [127] LINDNER, E., C. CHOJETZKI, S. BRUECKNER, M. BECKER, M. ROTHHARDT und H. BARTELT: *Thermal regeneration of fiber Bragg gratings in photosensitive fibers*. Optics Express, 17:12523–12531, 2009. 60, 62, 63, 67, 79, 81, 108
- [128] SUN, T., S. PAL., J. MANDAL und K.T.V. GRATTAN: *Fibre Bragg grating fabrication using fluoride excimer laser for sensing and communication applications*. Central Laser Facility Annual Report, 2001/2002:147–149, 2001. 68
- [129] PAL, S.: *Non-linear temperature dependence of Bragg gratings written in different fibres, optimised for sensor applications over a wide range of temperatures*. Sensors and Actuators A: Physical, 112(2-3):211–219, Mai 2004. 68
- [130] LINDNER, E., J. CANNING, C. CHOJETZKI, S. BRÜCKNER, M. BECKER, M. ROTHHARDT und H. BARTELT: *Thermal regenerated type IIA fiber Bragg gratings for ultra-high temperature operation*. Optics Communications, 284(1):183–185, Januar 2011. 69, 70, 73, 77, 108
- [131] KY, N.H., H.G. LIMBERGER, R.P. SALATHE, F. COCHET und L. DONG: *UV irradiation induced stress and index change during the growth of type I and type IIA fiber gratings*. Optics Communications, 225:313–318, 2003. 73, 74
- [132] RIAANT, I. und F. HALLER: *Study of the photosensitivity at 193 nm and comparison with photosensitivity at 240 nm influence of fiber tension: Type IIA aging*. Journal of Lightwave Technology, 15:1464–1469, 1997. 74, 75

- [133] TAUNAY, T., P. NIAY, P. BERNAGE, M. DOUAY, W.X. XIE, D. PUREUR, P. CORDIER, J.F. BAYON, H. POIGNANT, E. DELEVAQUE und B. POUMELLE: *Bragg grating inscription within strained monomode high NA germania doped fibres: part 1 Experimentation*. Journal of Physics D: Applied Physics, 30:40–52, 1997. 74
- [134] NISHIYAMA, H., I. MIYAMOTO, S. MATSUMOTO, M. SAITO, K. FUKUMI, K. KINTAKA und J. NISHII: *Periodic precipitation of crystalline Ge nanoparticles in Ge-B-SiO₂ thin films*. Applied Physics Letters, 85:3734–3736, 2004. 77
- [135] NISHIYAMA, HIROAKI, ISAMU MIYAMOTO, SHIN-ICHI MATSUMOTO, MITSUNORI SAITO, KENJI KINTAKA und JUNJI NISHII: *Direct laser writing of thermally stabilized channel waveguides with Bragg gratings*. Optics express, 12(19):4589–95, September 2004. 78
- [136] XU, Q., I. SHARP, C. YUAN, D. YI, C. LIAO, A. GLAESER, A. MINOR, J. BEEMAN, M. RIDGWAY, P. KLUTH, J. AGER, D. CHRZAN und E. HALLER: *Large Melting-Point Hysteresis of Ge Nanocrystals Embedded in SiO₂*. Physical Review Letters, 97(15):3–6, Oktober 2006. 78
- [137] LINDNER, E., C. CHOJETZKI, S. BRUECKNER, M. BECKER, M. AND ROTHHARDT, J. VLEKKEN und H. BARTELT: *Arrays of Regenerated Fiber Bragg Gratings in Non-Hydrogen-Loaded Photosensitive Fibers for High-Temperature Sensor Networks*. Sensors, 9(10):8377–8381, Oktober 2009. 78, 80, 108
- [138] FOKINE, M.: *Formation of thermally stable chemical composition gratings in optical fibers locally increased diffusion*. America, 19(8):1759–1765, 2002. 81
- [139] FOKINE, M.: *Thermal stability of oxygen-modulated chemical-composition gratings in standard telecommunication fiber*. Optics letters, 29(11):1185–7, Juni 2004. 81, 82
- [140] ZHANG, B. und M. KAHRIZI: *High-Temperature Resistance Fiber Bragg Grating Temperature Sensor Fabrication*. IEEE Sensors Journal, 7(4):586–591, April 2007. 81, 82
- [141] BANDYOPADHYAY, S., J. CANNING, P. BISWAS, M. STEVENSON und K. DASGUPTA: *A study of regenerated gratings produced in germanosilicate fibers by high temperature annealing*. Optics express, 19(2):1198–206, Januar 2011. 86
- [142] LINDNER, E., J. CANNING, S. CHOJETZKI, C. AND BRÜCKNER, M. BECKER, M. ROTHHARDT und H. BARTELT: *Post-hydrogen-loaded draw tower fiber Bragg*

gratings and their thermal regeneration. Applied optics, 50(17):2519–22, Juni 2011. 87, 89, 90, 108

- [143] CANNING, J., S. BANDYOPADHYAY, P. BISWAS, M. ASLUND und K. STEVENSON, M.AND COOK: *Regenerated Fibre Bragg Gratings.* Frontiers: A Journal of Women Studies, (February), 2010. 87, 89, 91

Ehrenwörtliche Erklärung

Ich erkläre hiermit ehrenwörtlich, dass ich die vorliegende Arbeit selbständig, ohne unzulässige Hilfe Dritter und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Hilfsmittel und Literatur angefertigt habe. Die aus anderen Arbeiten direkt oder indirekt übernommenen Daten und Konzepte sind unter Angabe der Quelle gekennzeichnet. Weitere Personen waren an der inhaltlich-materiellen Erstellung der vorliegenden Arbeit nicht beteiligt. Insbesondere habe ich hierfür nicht die entgeltliche Hilfe von Vermittlungs- bzw. Beratungsdiensten (Promotionsberater oder andere Personen) in Anspruch genommen. Niemand hat von mir unmittelbar oder mittelbar geldwerte Leistungen für Arbeiten erhalten, die im Zusammenhang mit dem Inhalt der vorgelegten Dissertation stehen. Die Arbeit wurde bisher weder im In- noch im Ausland in gleicher oder ähnlicher Form einer anderen Prüfungsbehörde vorgelegt. Teile dieser Arbeit wurden aus Prioritätsgründen bereits veröffentlicht oder wurden zur Veröffentlichung eingereicht: [63, 79, 80, 127, 130, 137, 142].

Die geltende Promotionsordnung der Physikalisch-Astronomischen Fakultät ist mir bekannt. Ich versichere ehrenwörtlich, dass ich nach bestem Wissen die reine Wahrheit gesagt und nichts verschwiegen habe.

Jena, den 25. Mai 2012

Danksagung

Ich möchte an dieser Stelle allen danken, die mir während meiner Zeit am Institut für Photonische Technologien behilflich waren und zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Mein besonderer Dank gilt meinem Doktorvater, Herrn Prof. H. Bartelt für die Betreuung dieser Arbeit, sowie für die organisatorische und fachliche Hilfestellung. Prof. S. Nolte und Prof. E. Brinkmeyer danke ich für die Begutachtung meiner Arbeit.

Bei meinem Gruppenleiter M. Rothhardt bedanke ich mich für die Bereitstellung der nötigen experimentellen Ausstattung, sowie für die konstruktiven Diskussionen über die Bragg-Gitter-Thematik.

Für die gute Zusammenarbeit möchte ich mich sehr herzlich bei den Kollegen aus der Gruppe der „aktiven“ und vor allem der „passiven Faseroptischen Module“ bedanken. Besonderer Dank gilt dabei C. Michels für unermüdliche Unterstützung bei allen Messaufgaben, S. Brückner für die Hilfe bei der Verwirklichung meiner Ideen, sowie Dr. M. Becker für die tiefgründigen Analysen.

Mein Dank gilt außerdem Dr. J. Kobelke, Dr. K. Schuster und S. Grimm aus der Gruppe „optische Fasertechnologie“ am IPHT, die mich in Materialfragen stets gut beraten haben.

Für die außerordentliche Unterstützung und die vielen hilfreichen Gespräche möchte ich weiterhin C. Chojetzki und J. Mörbitz vom FBGS Team danken, die mir zur Anfertigung der Arbeit den Rücken frei gehalten haben. M. Voet danke ich für die Kooperation mit dem IPHT und der Finanzierung dieser Arbeit.

Mein Dank gilt außerdem den „alten“ und „neuen“ Kollegen aus dem Doktorandenzimmer. Besonders zu erwähnen sind dabei die Diskussionen mit A. Hartung, F. Just und R. Spittel, welche oftmals zum Verständnis komplexer Zusammenhänge beigetragen haben.

Mein innigster Dank gilt Alexandra, die mich bei der Erstellung der Arbeit selbstlos begleitet, stets motiviert und manchmal „ermutigt“ hat. Auch bei meinen Eltern und meinem Bruder möchte ich mich insbesondere für die Unterstützung während der Promotion bedanken.