

2 Faser-Bragg-Gitter-Sensoren zur Dehnungsmessung

2.1 Zusammenhang zwischen Belastungs- und Verzerrungszustand an Bauteilen

Aufgrund der Wirkung äußerer Belastungsgrößen auf ein Bauteil resultieren mechanische Spannungen im Bauelement und es sind mehr oder minder starke Bauteilverformungen an der Oberfläche sichtbar. Dabei können vier elementare Belastungsfälle Zug oder Druck, Biegung und Torsion unterschieden werden. Den äußeren Kräften und Momenten am Körper halten im Innern des Körpers entsprechende Reaktionskräfte das Gleichgewicht. Die Beschreibung des vollständigen Spannungszustands in einem Punkt erfordert drei Ebenen bzw. ein quaderförmiges Element mit dem Spannungstensor \mathbf{S} [16].

$$\mathbf{S} = \begin{pmatrix} \sigma_x & \tau_{xy} & \tau_{xz} \\ \tau_{yx} & \sigma_y & \tau_{yz} \\ \tau_{zx} & \tau_{zy} & \sigma_z \end{pmatrix} \quad \text{mit} \quad \tau_{xy} = \tau_{yx}, \tau_{xz} = \tau_{zx}, \tau_{yz} = \tau_{zy} \quad (2.1)$$

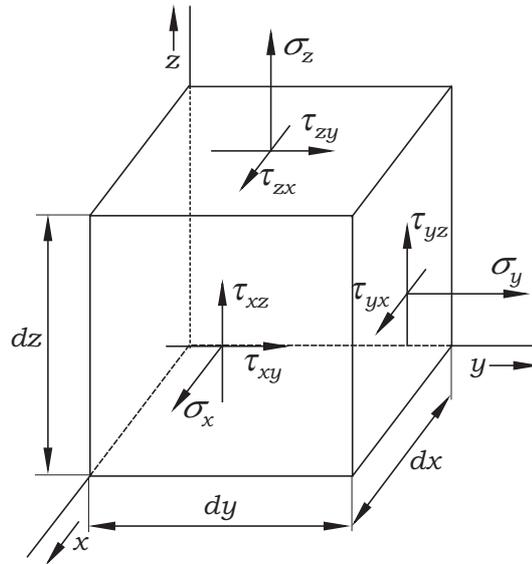
Bild 2.1 illustriert die Richtungen der Normal- und Schubspannungskomponenten des Spannungstensors für das vorgenannte kubische Element.

Aus dem Satz von der Gleichheit der zugeordneten Schubspannungen ($\tau_{xy} = \tau_{yx}, \tau_{xz} = \tau_{zx}, \tau_{yz} = \tau_{zy}$) folgt, dass zur vollständigen Beschreibung des Spannungszustandes in einem Punkt drei Normalspannungen σ_i und drei Schubspannungen τ_i erforderlich sind. Weiterhin kann zwischen einem einachsigen, zweiachsigen (ebenen) und dreiachsigen (räumlichen) Spannungszustand unterschieden werden. Allgemein gilt für den Zusammenhang von Belastung und Verzerrung das Hooke'sche Gesetz für Normalspannungen σ_i im kartesischen Koordinatensystem

$$\sigma_i = E\epsilon_i, \quad i = x, y, z \quad (2.2)$$

mit E dem Elastizitätsmodul und ϵ_i der mechanischen Dehnung und äquivalent für Schubspannungen τ_{ij}

$$\tau_{ij} = G\gamma_i, \quad G = \frac{E}{2(1 + \mu)} \quad (2.3)$$



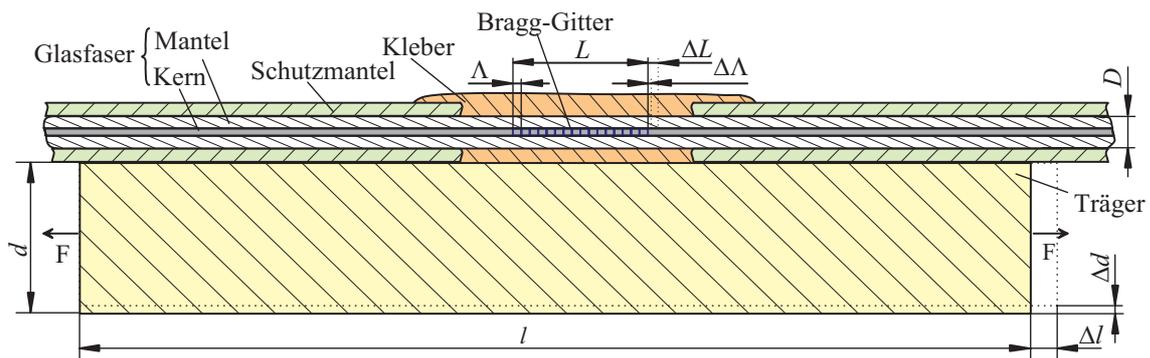
σ_i Normalspannungen; τ_{ij} Schubspannungen

Bild 2.1 : Definition des allgemeinen, räumlichen Spannungszustands im Werkstoff

mit G dem Gleitmodul, γ_i der Gleitung sowie μ der Querdehnungszahl.

Die inneren Spannungen im Körper sind i. a. jedoch nicht zugänglich. Besser geeignet für die Beurteilung der Belastung des Körpers ist die Betrachtung der Verformungen an der Oberfläche, die sich aufgrund des Einwirkens von äußeren Kräften und Momenten einstellen. Die vorgenannten Verformungen sind mit einem auf der Oberfläche applizierten Dehnungssensor messbar.

Bild 2.2 zeigt einen Trägers mit einem auf der Oberfläche aufgeklebten Faser-Bragg-Gitter-Dehnungssensor.



l Trägerlänge; L Gitterlänge; d Trägerdicke; D Faserdurchmesser; Λ Periodenlänge des Gitters; $\Delta l, \Delta L, \Delta d, \Delta \Lambda$ Längen- bzw. Dickenänderungen

Bild 2.2 : Verformungen eines Trägers mit einem auf der Oberfläche aufgeklebten Faser-Bragg-Gitter-Dehnungssensor bei einer einachsigen Kräfteinwirkung

Infolge der Kraftwirkung in Richtung der Längsachse des Trägers erfahren sowohl der Träger als auch der Faser-Bragg-Gitter-Dehnungssensor eine Längsdehnung

$$\epsilon_{l,T} = \frac{\Delta l}{l}, \quad \epsilon_{l,F} = \frac{\Delta L}{L} = \frac{\Delta \Lambda}{\Lambda} \quad (2.4)$$

mit $\epsilon_{l,T}$ und $\epsilon_{l,F}$ den Längsdehnungen des Trägers bzw. der Glasfaser, l der Trägerlänge, L der Gitterlänge, Λ der Periodenlänge des Gitters sowie Δl , ΔL , $\Delta \Lambda$ den zugehörigen Längenänderungen. Gleichzeitig erfolgt eine Querdehnung des Trägers

$$\epsilon_{q,T} = \frac{\Delta d}{d} \quad (2.5)$$

mit Dicke d und Δd der Dickenänderung des Trägers. Die Verknüpfung zwischen den Quer- und Längsdehnungen

$$\epsilon_{q,T} = -\mu_T \epsilon_{l,T} \quad (2.6)$$

ist über die Querdehnungszahl

$$\mu_T = \left| \frac{\epsilon_{q,T}}{\epsilon_{l,T}} \right| \quad (2.7)$$

gegeben. Die Querdehnungszahl¹ ist werkstoffabhängig und gilt für den elastischen Verformungsbereich des betreffenden Werkstoffes. Bei der Belastungserfassung über eine Dehnungsmessung taucht zwangsläufig die Frage nach der erforderlichen Messgitterlänge auf. Der Dehnungssensor bildet den arithmetischen Mittelwert des unter dem Messgitter befindlichen Dehnungszustandes. Daraus folgt, dass die Messgitterlänge immer in Abhängigkeit vom örtlichen Dehnungsverlauf zu wählen ist. Speziell bei stark variierenden örtlichen Dehnungswerten sind kurze Messgitterlängen erforderlich.

Die Oberflächendehnungen für einen räumlichen Belastungsfall zeigt Bild 2.3. Für eine bessere Anschauung ist nur eine Ebene des verzerrten quaderförmigen Elements (vgl. Bild 2.1) dargestellt.

Der Eckpunkt P des quaderförmigen Elementes mit den Kantenlängen dx , dy , dz erfährt eine Verschiebung um $f = u \vec{e}_x + v \vec{e}_y + w \vec{e}_z$ mit den Komponenten u , v , w . Die gedehnten Kantenlängen werden im Folgenden mit dx' , dy' , dz' bezeichnet. Bei kleinen Verformungen gilt für die Dehnungen

$$\epsilon_x = \frac{\partial u}{\partial x}, \quad \epsilon_y = \frac{\partial v}{\partial y}, \quad \epsilon_z = \frac{\partial w}{\partial z} \quad (2.8)$$

¹In der neueren Literatur ist oftmals auch der Reziprokwert der Querdehnungszahl $m = 1/\mu$, die sog. Poissonzahl, aufgeführt.

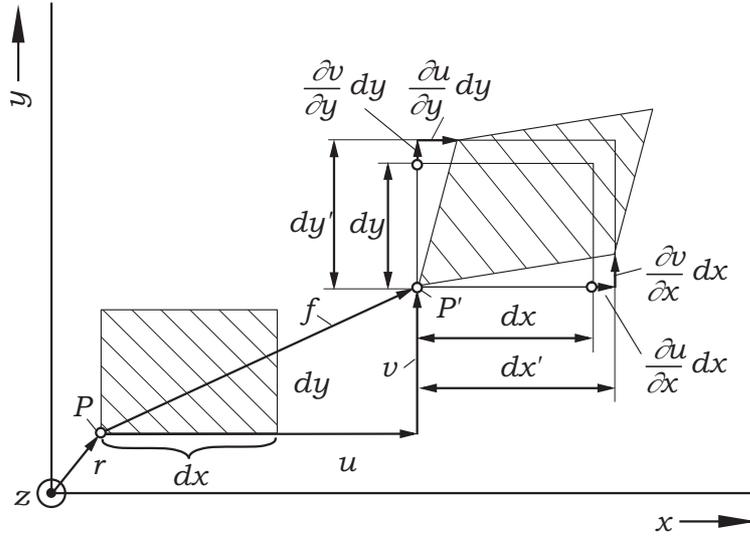


Bild 2.3 : Zur Definition der Verformungen an der Oberfläche (ebene Darstellung)

und die Gleitungen

$$\gamma_{xy} = \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right), \quad \gamma_{xz} = \left(\frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} \right), \quad \gamma_{yz} = \left(\frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z} \right). \quad (2.9)$$

Unter Berücksichtigung, dass gilt:

$$\epsilon_{xy} = \frac{1}{2}\gamma_{xy}, \quad \epsilon_{xz} = \frac{1}{2}\gamma_{xz}, \quad \epsilon_{yz} = \frac{1}{2}\gamma_{yz} \quad (2.10)$$

ist der Verzerrungszustand mit dem Verzerrungstensor

$$\mathbf{V} = \begin{pmatrix} \epsilon_x & \epsilon_{xy} & \epsilon_{xz} \\ \epsilon_{yx} & \epsilon_y & \epsilon_{yz} \\ \epsilon_{zx} & \epsilon_{zy} & \epsilon_z \end{pmatrix}, \quad \epsilon_{xy} = \epsilon_{yx}, \quad \epsilon_{xz} = \epsilon_{zx}, \quad \epsilon_{yz} = \epsilon_{zy} \quad (2.11)$$

beschreibbar. Für die Hauptdehnungsrichtungen $\epsilon_1, \epsilon_2, \epsilon_3$ gilt $(\mathbf{V} - \epsilon_i \mathbf{E}) = 0$ mit

$$\begin{aligned} (\epsilon_x - \epsilon_i) \vec{n}_{ix} + \epsilon_{xy} \vec{n}_{iy} + \epsilon_{xz} \vec{n}_{iz} &= 0 \\ \epsilon_{xy} \vec{n}_{ix} + (\epsilon_y - \epsilon_i) \vec{n}_{iy} + \epsilon_{yz} \vec{n}_{iz} &= 0 \\ \epsilon_{xz} \vec{n}_{ix} + \epsilon_{yz} \vec{n}_{iy} + (\epsilon_z - \epsilon_i) \vec{n}_{iz} &= 0 \end{aligned} \quad (2.12)$$

Dieses lineare homogene Gleichungssystem für die Komponenten n_{ix}, n_{iy}, n_{iz} der Hauptnormalenvektoren hat nur eine nichttriviale Lösung für $(\det | \mathbf{V} - \epsilon_i \mathbf{E} |) = 0$. Daraus folgt die charakteristische Gleichung 3. Grades

$$\epsilon_i^3 - J_4 \epsilon_i^2 + J_5 \epsilon_i - J_6 = 0 \quad (2.13)$$

mit den Invarianten

$$J_4 = \epsilon_x + \epsilon_y + \epsilon_z, \quad (2.14)$$

$$J_5 = \epsilon_x \epsilon_y + \epsilon_y \epsilon_z + \epsilon_z \epsilon_x - \epsilon_{xy}^2 - \epsilon_{yz}^2 \epsilon_{zx}^2, \quad (2.15)$$

$$J_6 = \epsilon_x \epsilon_y \epsilon_z - \epsilon_x \epsilon_{yz}^2 - \epsilon_y \epsilon_{zx}^2 - \epsilon_z \epsilon_{xy}^2 + 2\epsilon_{xy} \epsilon_{yz} \epsilon_{zx}. \quad (2.16)$$

Zur Ermittlung der Hauptdehnungen sind die ϵ_i der kubischen Gleichung (2.13) zu berechnen und anschließend die Lösungen in das Gleichungssystem (2.12) einzusetzen. Unter Verwenden der Bedingung $\sqrt{n_{ix}^2 + n_{iy}^2 + n_{iz}^2} = 1$ können schließlich die Hauptdehnungen ermittelt werden. Für ein homogenes isotropes Material fallen die Hauptspannungs- und Hauptdehnungsrichtungen zusammen, d. h. Spannungs- und Verzerrungstensor \mathbf{S} und \mathbf{V} sind koaxial. Somit sind die Hauptspannungen aus den Hauptdehnungen mit Hilfe des Hooke'schen Gesetzes berechenbar. In der Praxis kann der Verzerrungszustand mit diskreten, auf der Oberfläche applizierten Dehnungssensoren (vgl. Gl. 2.11) approximiert werden. Speziell bei der Online-Erfassung eines sehr komplexen Verzerrungszustands z. B. infolge einer dynamischen gleichzeitigen Biege- und Torsionsbelastung sind eine Vielzahl von Dehnungssensoren erforderlich. In diesem Zusammenhang ist die Adressierung der Einzelsensoren in einem Netzwerk von zentraler Bedeutung. Aufgrund der hervorragenden Multiplexfähigkeit von Faser-Bragg-Gitter-Dehnungssensoren sind diese für die vorgenannte Online-Erfassung besonders geeignet.

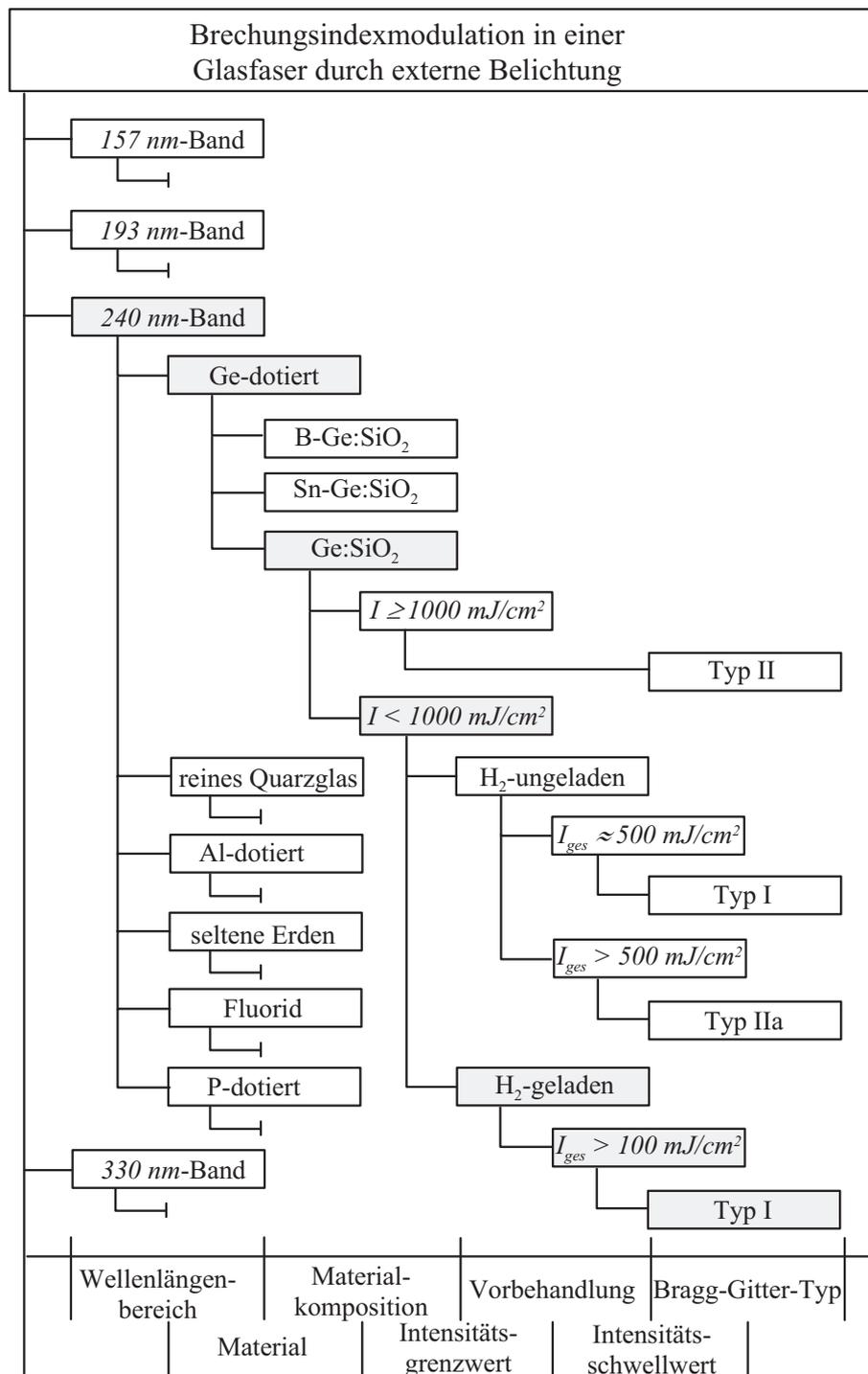
2.2 Funktionsweise von Faser-Bragg-Gittern

2.2.1 Aufbau und Prinzip

Ein faseroptisches Bragg-Gitter ist eine longitudinale, periodische oder aperiodische Brechungsindexmodulation $\Delta \bar{n}_{ac}(z)$ im Kern eines Monomode-Lichtwellenleiters. Diese Brechungsindexmodulation ist, abhängig von der Glasfaserdotierung, nur in diskreten Wellenlängenbereichen optisch induzierbar. Einen Überblick über die Brechungsindexänderungen in einer Glasfaser in Abhängigkeit von der chemischen Zusammensetzung, der Belichtungswellenlänge und der Vorbehandlung des Lichtwellenleiters gibt Bild 2.4.

Je nach Materialkomposition des Faserkerns, der Belichtungsintensität und der Vorbehandlung des Lichtwellenleiters sind Faser-Bragg-Gitter vom Typ I, Typ II und Typ IIa² optisch induzierbar. Die grau hinterlegten Kästchen repräsentieren die in

²Die einzelnen Typen unterscheiden sich hinsichtlich ihrer Eigenschaften (z. B. Temperaturstabilität, Verluste). Es existieren unterschiedliche Modelle für die mathematische Beschreibung.



Al Aluminium; P Phosphor; B Bor; Ge Germanium; Sn Blei; SiO₂ Siliziumdioxid (Quarzglas)

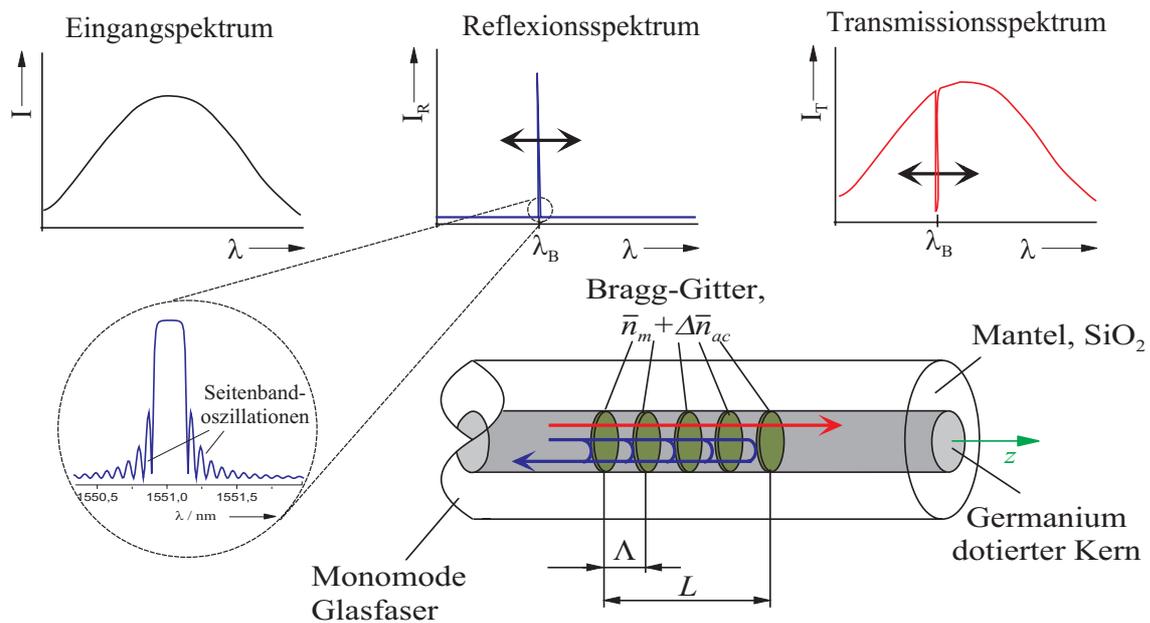
Bild 2.4 : Übersicht über die Brechungsindexänderung von Glas für verschiedene Dotierungen und Belichtungswellenlängen

der Praxis am häufigsten und auch im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Bragg-Gitter vom Typ I.

Die lokale Brechungsindexmodulation

$$\bar{n}(z) = \bar{n}_k + \Delta\bar{n}_{dc}(z) + \Delta\bar{n}_{ac}(z) \cdot \cos\left(\frac{2\pi z}{\Lambda(z)}\right) \quad (2.17)$$

entsteht bei der externen seitlichen Belichtung des Glasfaserkerns durch den aus reinem Siliziumdioxid (SiO_2) bestehenden Mantel mit ultravioletter Strahlung (UV-Strahlung), mit \bar{n}_k dem Brechungsindex des Glasfaserkerns vor der Einbelichtung, $\bar{n}_{dc}(z)$ der Zunahme des Kernbrechungsindex aufgrund der UV-Bestrahlung im Belichtungsbereich und $\Delta\bar{n}_{ac}(z)$ der induzierten Brechungsindexmodulation mit der lokalen Periodizität $\Lambda(z)$. Die maximal induzierbare Brechungsindexänderung, die unmittelbar von der Germaniumdioxid-Konzentration (G_eO_2) des Glases und der Intensität bei der Belichtung abhängt, ist für Standardnachrichtenfasern sehr gering. Durch das Eindiffundieren von Wasserstoff (H_2) bei hohem Druck und tiefen Temperaturen in die Glasfaser ist eine deutliche Erhöhung der maximal erzielbaren Brechungsindexänderung von $\Delta\bar{n}_{max} = 10^{-5}$ auf $\Delta\bar{n}_{max} = 10^{-2}$ erzielbar [19]. Das Prinzip des faseroptischen Bragg-Gitters zeigt Bild 2.5.



\bar{n}_m mittlerer effektiver Brechungsindex; $\Delta\bar{n}_{ac}$ Brechungsindexänderung; Λ Periodenlänge; L Gitterlänge; I Intensität; λ Wellenlänge; λ_B Braggwellenlänge

Bild 2.5 : Prinzip des Faser-Bragg-Gitters (FBG)

Aus dem Brechungsindexverlauf $\bar{n}(z)$ im Kern resultiert eine schmalbandige Refle-

xion für die Anteile des eingestrahlten Spektrums, die der Bragg-Bedingung

$$\lambda_B(z) = 2 \cdot \bar{n}_m(z) \cdot \Lambda(z) \quad (2.18)$$

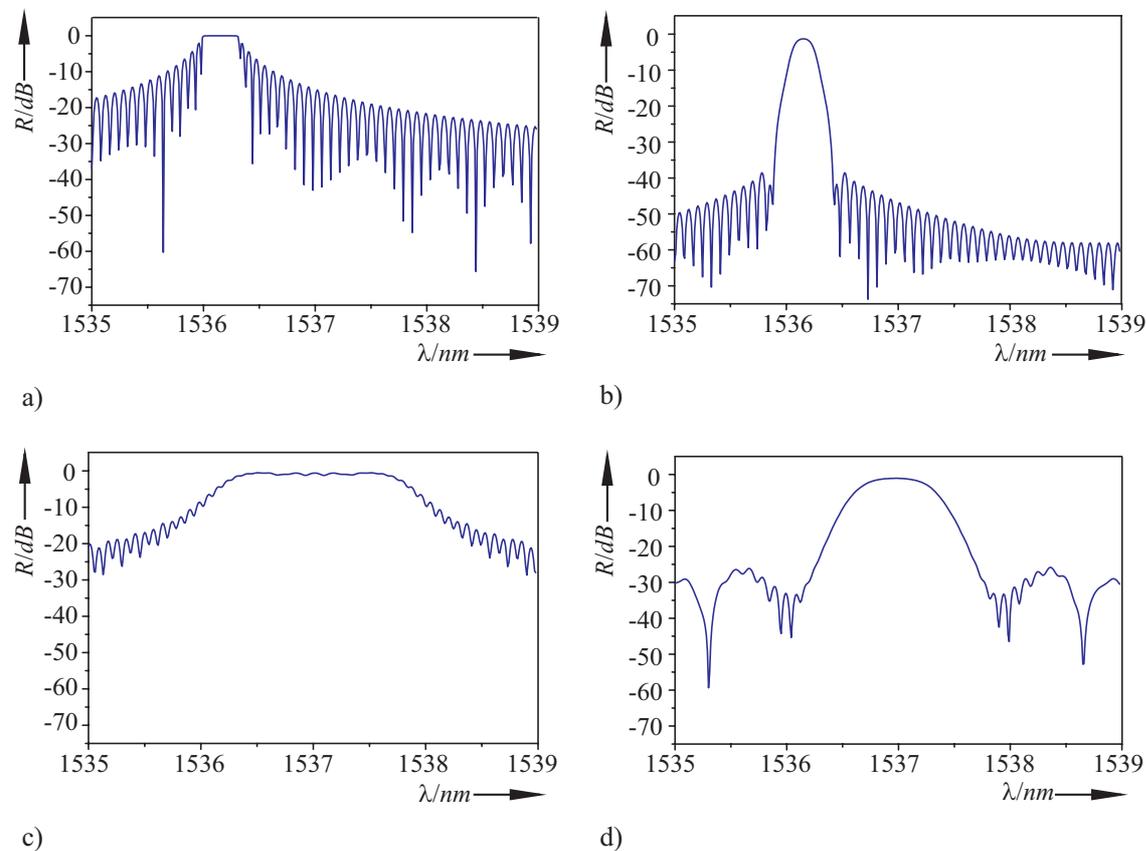
genügen, mit λ_B der Braggwellenlänge, $\bar{n}_m(z)$ dem mittleren effektiven Brechungsindex des Kerns und $\Lambda(z)$ der Periodenlänge des Gitters. Je weiter die Wellenlängen von der Braggwellenlänge abweichen, desto geringer ist die Reflexionswirkung des Gitters. Die Halbwertsbreite λ_{HBW} (*engl. Half BandWidth*) des Reflexionssignals hängt von der Länge L und der Periodizität Λ des Gitters ab; typische Werte bei einer örtlich konstanten Gitterperiode liegen bei den meisten Sensoranwendungen zwischen $\lambda_{HBW} = 0,05 \text{ nm}$ und $\lambda_{HBW} = 0,3 \text{ nm}$.

2.2.2 Ausführungen und Anwendungsgebiete

Die verschiedenen Ausführungen und Anwendungsgebiete von Faser-Bragg-Gittern werden anhand der charakteristischen Reflexionsspektren erläutert. In Bild 2.6 sind die Simulationsergebnisse und -parameter der Reflexionsspektren verschiedener Ausführungen von Faser-Bragg-Gitter dargestellt.

Durch eine örtliche Variation der Gitterperiode $\Lambda(z)$ (Bild 2.6 c) kann die Halbwertsbreite des Reflexionssignals vergrößert werden. Diese sogenannten *engl. "Chirped Bragg Gratings"* finden vermehrt auf dem Gebiet der optischen Nachrichtentechnik in WDM-Systemen (*engl. Wavelength Division Multiplex*) ihre Anwendung [20]. Sie dienen dort als Bandpassfilter und zur Dispersionskontrolle und -korrektur. Bei einer periodischen Indexmodulation $\Delta\bar{n}_{ac}$ (Bild 2.6a) resultieren deutlich sichtbare Oszillationen auf beiden Seiten des Reflexionsmaximums, die in der Sensorik und optischen Nachrichtentechnik zu Problemen (Auswertung, Kanalisolation,..) führen können. In jüngster Zeit hat sich diesbezüglich ein Verfahren zur Unterdrückung der Seitenbänder, die sog. Apodisation (Bild 2.6 b), etabliert [21]. Die simple örtliche Variation der Amplitude der Brechungsindexmodulation $\Delta\bar{n}_{ac}(z)$ führt nicht zum gewünschten Erfolg, da hiermit eine lokale Braggwellenlängenänderung $\Delta\lambda_B$ und somit die Ausbildung eines verteilten Fabry-Perot-Interferometers bedingt ist, so dass speziell auf der kurzwelligen Seite des Reflexionsspektrums starke Oszillationen verbleiben. Für eine vollständige Apodisation ist neben der lokalen Amplitudenänderung der Indexmodulation $\Delta\bar{n}_{ac}(z)$ auch ein örtlich konstanter Verlauf des mittleren effektiven Brechungsindex \bar{n}_m entlang des Gitters erforderlich (siehe Bild 2.7).

Aber auch auf dem Gebiet der Sensorik haben sich Faser-Bragg-Gitter aufgrund ihrer guten Multiplexfähigkeit und Langzeitstabilität bereits etabliert. Sie dienen zur Überwachung der mechanischen Belastungen von Bauwerken und laminierten Verbundwerkstoffen, den sog. smart structures [22], [23]. Durch die Variation der Periodenlänge Λ der Brechungsindexmodulation bei der Herstellung des Sensors können wellenlängenkodierte Bauelemente generiert werden. Bei Sensorbetrieb resultiert eine Braggwellenlängenänderung $\Delta\lambda_B$ infolge einer Änderung des mittleren



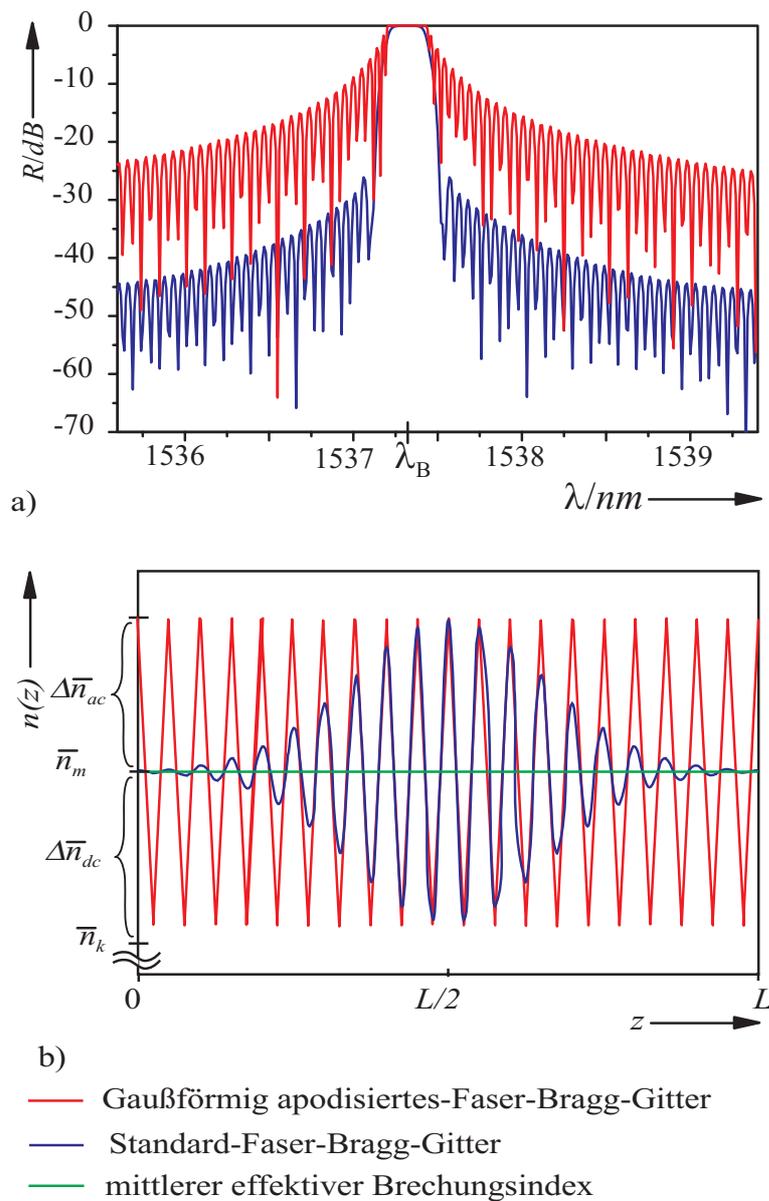
Simulationsparameter:

$\bar{n}_k = 1,449$, $\Lambda = 530 \text{ nm}$, $L = 10 \text{ mm}$, $\Delta\bar{n}_{max} = 2 \cdot 10^{-4}$, $\bar{\mu} = 0,05$, $a = 20$, $\Delta\Lambda = 0,06 \text{ nm/cm}$, $N = 20$ mit

\bar{n}_k Kernbrechungsindex; Λ Periodenlänge, L Gitterlänge, $\Delta\bar{n}_{max}$ maximale Brechungsindexmodulation; $\bar{\mu}$ Konstante zur Anpassung des Signal/Rauschverhältnisses, $a = 20$ Konstante, $\delta\Lambda$ Änderung der Periodenlänge, N Anzahl der periodischen Untergitter (vgl. Kap. 3)

Bild 2.6 : Simulationsergebnisse der Reflexionsspektren verschiedener Bragg-Gitter-Ausführungen nach der Transfermatrix-Methode

a) periodisches- b) apodisiertes- c) aperiodisches- d) aperiodisch und apodisiertes Faser-Bragg-Gitter



Simulationsparameter:

$\bar{n}_k = 1,45$, $\Lambda = 530 \text{ nm}$, $L = 15 \text{ mm}$, $\Delta\bar{n}_{max} = 3 \cdot 10^{-4}$, $\bar{\mu} = 0,08$, $a = 15$ mit $n(z)$ örtlicher Brechungsindexverlauf, \bar{n}_m mittlerer effektiver Brechungsindex; $\Delta\bar{n}_{ac}$ Brechungsindexänderung; \bar{n}_k Kernbrechungsindex; Λ Periodenlänge; L Gitterlänge; R Reflexion; λ Wellenlänge

Bild 2.7 : Simulierte Reflexionsspektren und Brechungsindexverläufe eines Standard- und eines gaußförmig apodisierten Bragg-Gitters nach der Transfermatrix-Methode
 a) Reflexionsspektrum b) örtlicher Brechungsindexverlauf

effektiven Brechungsindex \bar{n}_m des Kerns oder der Periodenlänge $\Lambda(z)$ des Gitters (vgl. Gl. (2.18)).

2.3 Einflussgrößen auf die Qualität von Faser-Bragg-Gittern

2.3.1 Einfluss des Herstellungsprozesses

Das zum Einbelichten des Bragg-Gitters erforderliche Interferenzmuster kann wahlweise mit Hilfe eines holographischen Aufbaus in Form eines Freistrahlinferferometers oder eines passiven optischen Gitters, einer sog. Phasenmaske, erzeugt werden. Je nach Intensität beim "Schreiben" des Faser-Bragg-Gitters, der chemischen Zusammensetzung sowie einer eventuellen Vorbehandlung (z. B. Eindiffundieren von Wasserstoff) des Lichtwellenleiters kommt es zur Ausbildung von Typ-I, Typ-II und Typ-IIa Gittern (vgl. Bild 2.4). Bei Verwendung eines holographischen Aufbaus steht einer flexiblen Wahl der Gitterperiode eine schlechte Reproduzierbarkeit und Langzeitstabilität bei der Sensorherstellung gegenüber. Im Gegensatz dazu steht bei der Verwendung einer Phasenmaske einer exzellenten Reproduzierbarkeit eine eingeschränkte Wahl der Wellenlänge gegenüber, die jedoch bei der Verwendung eines Phasenmaskeninterferometers kompensierbar ist. Nachfolgend wird zunächst die Herstellung der faseroptischen Bragg-Gitter mit Hilfe einer Phasenmaske erläutert.

Der Aufbau eines Phasenmaskeninterferometers erfordert eine Laserquelle mit einer hinreichenden Kohärenzlänge und ist deshalb mit dem zur Verfügung stehenden Excimerlaser *CompeX 201* der Firma *Lambda Physik* im Rahmen dieser Arbeit nicht realisierbar. Durch die zusätzlich geschaffene Möglichkeit für das Einbelichten des Faser-Bragg-Gitters bei vorgespannter Glasfaser ist eine maximale Braggwellenlängenänderung von $\Delta\lambda_{B,max} \approx \lambda_{B0} - 20 \text{ nm}$ mit einer Phasenmaske realisierbar. Den schematischen Aufbau zur Herstellung der Bragg-Gitter zeigt Bild 2.8.

Ein gepulster Kryptonfluorid-Excimerlaser emittiert optische Strahlung der Wellenlänge $\lambda_{uv} = 248 \text{ nm}$ mit einer gaußförmigen Intensitätsverteilung in der horizontalen Achse. Zur Strahlumformung dienen ein Teleskop und ein Homogenisierer. Für die Strahlumlenkung werden zwei dielektrische Spiegel eingesetzt. Ein einachsiger Manipulator dient zum Aufnehmen und linearen Bewegen der Phasenmaske, zwei Faserhalter zur Fixierung der Glasfaser parallel zur Phasenmaske. Zur Online-Überwachung des Gitterwachstums wird das Spektrum einer Breitband-Lumineszenzdiode in den Sensor eingekoppelt und das Reflexionssignal über einen Faserkoppler einem optischen Spektrumanalysator zugeführt. Vor der Einbelichtung des Bragg-Gitters in den Faserkern muss das Coating der Glasfaser im Belichtungsbereich lokal entfernt werden. Je nach Ausführungsform, gewünschter Gitterlänge und Gestalt der Phasenmaske erfolgt entweder eine vollständige oder eine segmentweise Einbelichtung des faseroptischen Gitters. So ist z. B. zur Generierung eines

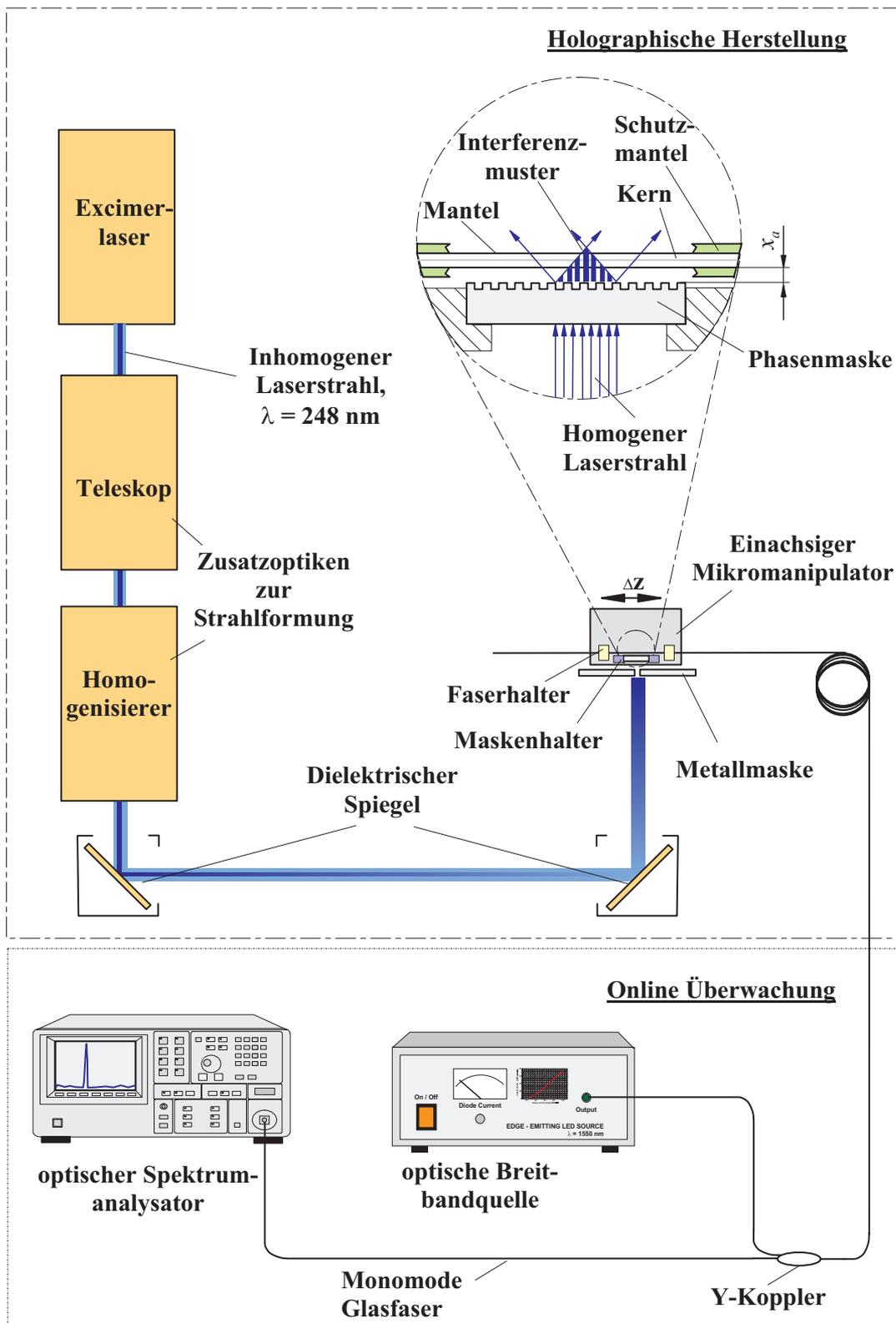


Bild 2.8 : Schematische Darstellung des Aufbaus zur Herstellung faseroptischer Bragg-Gitter-Sensoren

“apodisierten Bragg-Gitters” eine Variation der Amplitude der Brechungsindexmodulation entlang des Gitters erforderlich. Erfolgt diese Modulation durch eine spezielle Phasenmaske, so ist eine vollständige Belichtung möglich; wird dagegen eine sog. Standardphasenmaske verwendet, so ist die segmentweise Einbelichtung durchführbar. Die Segmentlänge ist über die Spaltbreite der Metallblende vorgegeben. Nachdem ein Segment belichtet ist, werden die Phasenmaske und die Glasfaser mit dem einachsigen Manipulator relativ zur Blende verschoben und das nächste Segment holographisch einbelichtet. Die maximale Länge L des Bragg-Gitters ist durch die Abmessungen der Phasenmaske festgelegt.

Den Einfluss der Intensitätsverteilung des Laserstrahls auf das Reflexionsspektrum eines FBG-Sensors illustriert Bild 2.9.

Bei einer transversal inhomogenen Intensitätsverteilung des Laserstrahls verrauscht das Interferenzmuster, das durch die Phasenmaske erzeugt wird. Speziell bei Verwendung von Phasenmasken, die mit einem Elektronenstrahlschreiber hergestellt wurden, bilden sich im Reflexionsspektrum des Bragg-Gitters in einer Entfernung von etwa $\Delta\lambda = 3 \text{ nm}$ ober- und unterhalb der Braggwellenlänge ein weiterer schmalbandiger Bereich hoher Reflexion (Bild 2.9a) aus. Dies kann prinzipiell durch Fehler einiger Maskenperioden, sog. “stitching errors”, oder durch eine unzureichende Unterdrückung der nullten-Beugungsordnung der Phasenmaske bedingt sein. Diese Nebenpeaks führen zu Mehrdeutigkeiten und somit zu Problemen bei der Signalerfassung, insbesondere bei einem spektral kodierten FBG-Sensornetzwerk.

Durch die Verwendung von Zusatzoptiken (vgl. Bild 2.8) im Strahlengang kann eine nahezu homogene Intensitätsverteilung transversal zur Ausbreitungsrichtung des Excimerlaserstrahls generiert werden. Diese führt zu einer signifikanten Erhöhung des Kontrastverhältnisses des Interferenzmusters. Weiterhin bilden sich bei diesem modifizierten Aufbau keine markanten Nebenpeaks mehr im Reflexionsspektrum des FBGs aus (Bild 2.9b). Dies ist ein Indiz dafür, dass die vorgenannten Phasenmasken der Firma *QPS* eine zu geringe Beugungsunterdrückung der nullten-Beugungsordnung aufweisen.

Den Einfluss des Abstandes zwischen Phasenmaske und Glasfaser bei verschiedenen Blendenweiten und bei homogener Bestrahlung der Phasenmaske zeigt Bild 2.10.

Untersucht wurde die Abhängigkeit des Faser-Maskenabstandes der normierten Reflexionsleistung des Faser-Bragg-Gitters. Auffällig ist, dass nur in einem örtlich begrenzten Abstandsbereich ein Gitterwachstum auftritt. Durch eine gaußförmige Approximation der Messwerte sind die Halbwertbreite sowie das Zentrum des vorgennannten Abstandsbereiches ermittelbar. Der optimale Abstand beträgt $x_a = 131 \mu\text{m} \pm 1 \mu\text{m}$, die Halbwertsbreiten liegen zwischen 20 nm für eine 5 mm -Blende und 35 nm eine 1 mm -Blende.

Vor der holographischen Einbelichtung des FBG-Sensors ist das lokale Entfernen des Schutzmantels (*engl.* coating) der Glasfaser erforderlich. Aus dem Encoaten resultiert ein mechanischer Stabilitätsverlust des Lichtwellenleiters, wobei das angewandte Entcoating-Verfahren von zentraler Bedeutung ist. Es sind thermische,

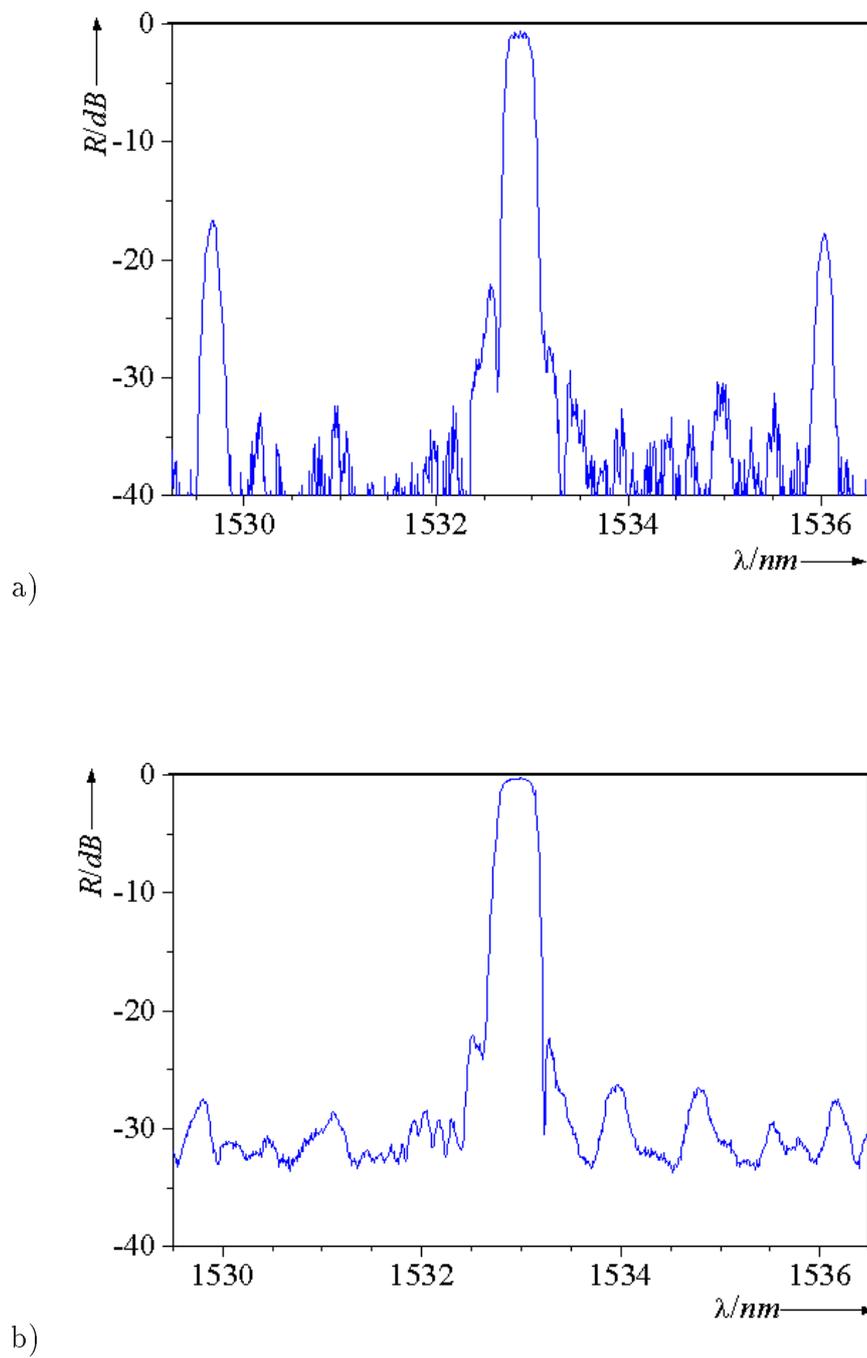
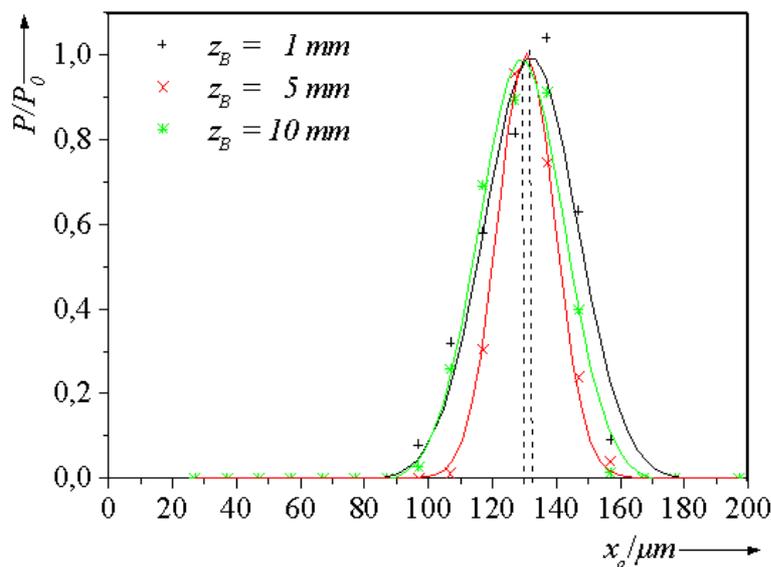


Bild 2.9 : Einfluss des Laserstrahlprofils auf das Reflexionsspektrum apodisierter FBG-Sensoren bei Verwendung einer Phasenmaske mit unzureichender Unterdrückung der nullten-Beugungsordnung

a) inhomogenes Strahlprofil b) homogenes Strahlprofil



P optische Leistung; P_0 optische Referenzleistung; x_a Faser-Maskenabstand; z_B Blendenweite

Bild 2.10 : Einfluss des Faser-Maskenabstandes für diskrete Blendenweiten

chemische und mechanische Verfahren sowie Kombinationen daraus zum Entfernen des Schutzmantels untersucht worden. Experimentell lässt sich bei entferntem Schutzmantel die maximale Zugkraft $F_{F,max}$ mit einer Federwaage ermitteln, wobei die Zugkraft jeweils nach einer Zeitspanne von $t = 30$ s statisch um $dF_F = 1$ N bis zum Faserbruch erhöht worden ist. Bild 2.11 zeigt die Mittelwerte der maximalen Zugkraft $F_{F,max}$ der entcoateten Glasfaser im Vergleich zu einer unbehandelten Glasfaser.

Das Ergebnis der Versuche ist, dass bei allen untersuchten Verfahren die Zugkraft bis zum Faserbruch herabgesetzt wird. Des weiteren differieren die Zugkräfte der Verfahren beträchtlich. Die höchste Zugkraft von $F_{F,max} = 65,4$ N ergibt sich bei einem reinen thermischen Entcaoting-Verfahren [24]. Dies entspricht unter Zugrundelegen eines Faserdurchmessers von $d_F = 125 \cdot 10^{-6}$ m einer maximalen Faserspannung (Bruchspannung) von $\sigma = 5,3$ GPa .

2.3.2 Einfluss der Sensorfixierung auf dem Träger

Zur Applikation von Faser-Bragg-Gitter-Dehnungssensoren auf der Oberfläche des belasteten Trägers eignet sich das Aufkleben am besten, da andere Befestigungsmethoden wie das Einklemmen in einer Halterung aufgrund der Kerbempfindlichkeit

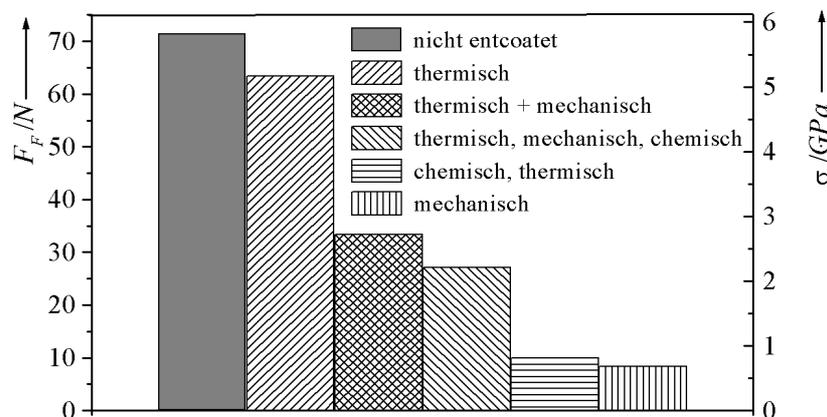


Bild 2.11 : Abhängigkeit der mechanischen Festigkeit der Glasfaser vom Entcoating-Verfahren

der Glasfaser zum frühzeitigen Bruch der Glasfaser führen. Für die Sensorapplikation mit Klebstoffen sind Acrylate und Epoxide untersucht worden, die entweder durch das Einwirken von UV-Licht oder durch das Vermengen von zwei-Komponenten aushärten. In einer Versuchsreihe wird die Kraft F_V bestimmt, die zum Bruch der Verbindung aus Glasfaser und Klebstoff auf einer Referenzfläche führt. Dazu wird die Glasfaser zunächst auf einem metallischen Steg der Breite $d_s = 3,5 \text{ mm}$ aufgeklebt und anschließend wird die maximale Zugkraft F_V mit einer Federwaage ermittelt. Dabei wird die Zugkraft jeweils nach einer Zeitspanne von $\Delta t = 24 \text{ h}$ statisch um $dF = 1 \text{ N}$ bis zum Versagen der Klebestelle erhöht. Die lichtempfindlichen Klebstoffe mit den Handelsnamen HBM X 60[®], Lubrical Noa 63[®], Lubrical Noa 68[®], Dymax 305[®] sowie Vitralit 6128 VT[®] werden mit einer UV-Quelle ausgehärtet, die eine maximale Intensität von $I_{max} = 15 \text{ mW/cm}^2$ bei einer Wellenlänge von $\lambda_{UV,max} = 365 \text{ nm}$ aufweist. Die Zwei-Komponenten-Klebstoffe UHU-Schnellfest[®] und UHU-Endfest[®] erreichen ihre Endfestigkeit erst nach einer Aushärtezeit von $t_a = 24 \text{ h}$ bei Raumtemperatur. In Bild 2.12 ist der Mittelwert der Zugkraft für die getesteten Klebstoffe dargestellt. Die höchste Zugkraft von $F_{V,max} = 17,8 \text{ N}$ wird mit dem Klebstoff Vitralit 6128 VT[®] erreicht. Dies entspricht einer maximalen Zugspannung von $\sigma_v = 1,45 \text{ GPa}$. Da in der Praxis der FBG-Dehnungssensor auf einer längeren Strecke s ($15 \text{ mm} < s < 30 \text{ mm}$) eingeklebt wird, ist die Belastung der Klebestelle in der Praxis geringer. Bei zum Vergleich durchgeführten Zugversuchen mit schwellender Belastung mit einer Oszillationsfrequenz $f_0 = 30 \text{ Hz}$ sind keine signifikanten Abweichungen zu den in Bild 2.12 dargestellten Ergebnissen des statischen Belastungsfalls festgestellt worden.

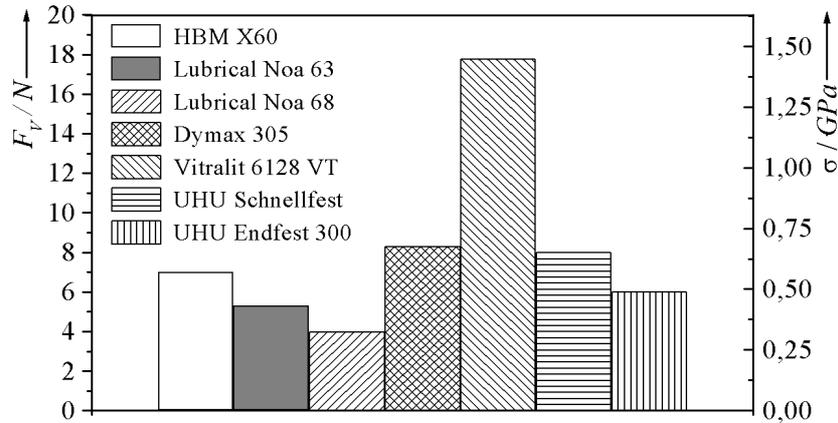


Bild 2.12 : Maximale Zugkraft F_V von Klebstoffen für die Applikation von FBG-Dehnungssensoren bei statischer und dynamischer Belastung

2.4 Temperatureinfluss auf Faser-Bragg-Gitter

Eine Verschiebung der Braggwellenlänge $\Delta\lambda_B$ in einer Glasfaser resultiert infolge einer mechanischen Dehnung ϵ oder einer Temperaturänderung $\Delta\vartheta$ des Sensors. Ohne Berücksichtigung der temperaturabhängigkeit des Trägers gilt:

$$\frac{\Delta\lambda_B}{\lambda_{B0}} = \left\{ 1 - \frac{\bar{n}_m^2}{2} \cdot [p_{12} - \mu(p_{11} + p_{12})] \right\} \cdot \epsilon + (\alpha + \xi) \cdot \Delta\vartheta. \quad (2.19)$$

Hierbei steht p_{ij} für die elasto-optischen Koeffizienten, ξ für den thermo-optische Koeffizienten, μ für die Querdehnungszahl und α für den thermoelastischen Koeffizienten sowie λ_{B0} für die Referenzbraggwellenlänge. Für einen homogenen, isotropen Werkstoff existiert nur ein elasto-optischer Koeffizient p_e , so dass dafür gilt

$$\frac{\Delta\lambda_B}{\lambda_{B0}} = \{(1 - p_e) \cdot \epsilon + (\alpha + \xi) \cdot \Delta\vartheta\}. \quad (2.20)$$

Bei der Dehnungsmessung führt der Temperatureinfluss bei unterschiedlichen Längenausdehnungskoeffizienten des Messgitters und des Trägers zu Scheindehnungen. Bild 2.13 zeigt einen Träger, auf dessen Oberfläche ein Faser-Bragg-Gitter-Sensor kraftschlüssig aufgeklebt ist. Der Temperaturgang der Messstelle resultiert aus den Wärmedehnungen des Trägers ϵ_T und des Messgitters ϵ_M sowie einem thermo-optisch induzierten Dehnungsanteil ϵ_ξ , so dass gilt

$$\epsilon_\vartheta(\vartheta) = \epsilon_T(\vartheta) - \epsilon_M(\vartheta) + \epsilon_\xi(\vartheta). \quad (2.21)$$

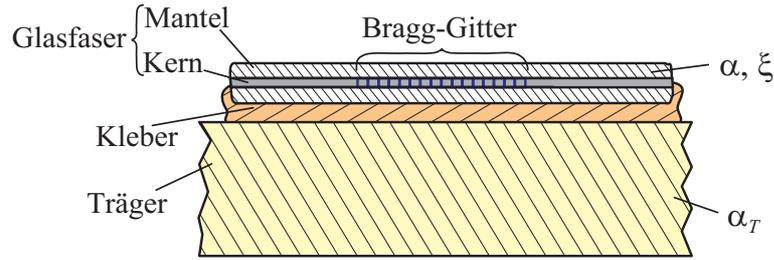


Bild 2.13 : Einfluss einer Temperaturänderung auf eine Faser-Bragg-Gitter-Messstelle an einer ebenen Fläche

Unter Berücksichtigung von Gleichung 2.21 folgt für die Einzeldehnungen

$$\epsilon_T(\vartheta) = \alpha_T \Delta\vartheta, \quad \epsilon_M(\vartheta) = \frac{\alpha}{1 - p_e} \Delta\vartheta, \quad \epsilon_\xi(\vartheta) = \frac{\xi}{1 - p_e} \Delta\vartheta \quad (2.22)$$

mit α_T dem Längenausdehnungskoeffizienten des Trägermaterials. Durch Einsetzen der Gleichung 2.21 in Gleichung 2.22 folgt unmittelbar

$$\epsilon_T(\vartheta) = \left(\alpha_T + \frac{\xi - \alpha}{1 - p_e} \right) \Delta\vartheta. \quad (2.23)$$

Die vorgenannte Gleichung gilt nur näherungsweise, da die Längenausdehnungskoeffizienten ebenfalls eine Temperaturabhängigkeit zeigen. Den Temperaturverlauf des Längenausdehnungskoeffizienten verschiedener Werkstoffe bezogen auf 20°C zeigt beispielhaft Bild 2.14 [25].

Untersucht wurden die Auswirkungen der Temperaturabhängigkeiten der Längenausdehnungskoeffizienten für einen "freien" Faser-Bragg-Gitter-Sensor und eine Dehnungsmessstelle. Die Messstelle besteht aus einem Faser-Bragg-Gitter-Sensor, der mit dem Klebstoff Vitralit 6128 VT® auf einer Stahlzunge appliziert ist. Der Temperaturgang der vorgenannten Fälle ist in Bild 2.15 dargestellt.

Deutlich sichtbar ist der gute lineare Zusammenhang zwischen der Temperaturänderung und der Braggwellenlänge; die Temperaturabhängigkeit der Längenausdehnungskoeffizienten (thermoelastische Koeffizienten) α_i für diesen Temperaturbereich ist hierbei vernachlässigbar. Die Steigung der Geraden beträgt für den freien FBG-Dehnungssensor $\Delta\lambda_{B,f}/\Delta\vartheta = 9,59 \star 10^{-6} \text{ nm/K}$ und für den applizierten Sensor $\Delta\lambda_{B,a}/\Delta\vartheta = 26,97 \star 10^{-6} \text{ nm/K}$. Die größere Steigung der Dehnungsmessstelle ($\Delta\lambda_{B,f}/\Delta\vartheta k_{2,a} \approx 3 \Delta\lambda_{B,a}/\Delta\vartheta$) resultiert aus der Tatsache, dass auch die thermoelastische Konstante von Klebstoff und Sensorträger zu berücksichtigen sind. Die Temperaturabhängigkeit, die zwangsläufig bei einer Dehnungsmessung zur Verfälschung des Messergebnisses führt, ist korrigierbar [26]. Für eine Änderung der Braggwellenlänge von z. B. $\Delta\lambda_B \approx 1 \text{ nm}$ bei $\lambda_B = 1540 \text{ nm}$ ist eine mechanische Dehnung von $\Delta l/l_0 \approx 10^{-3}$ oder eine Temperaturänderung von $\Delta\vartheta \approx 100 \text{ K}$ notwendig. An die

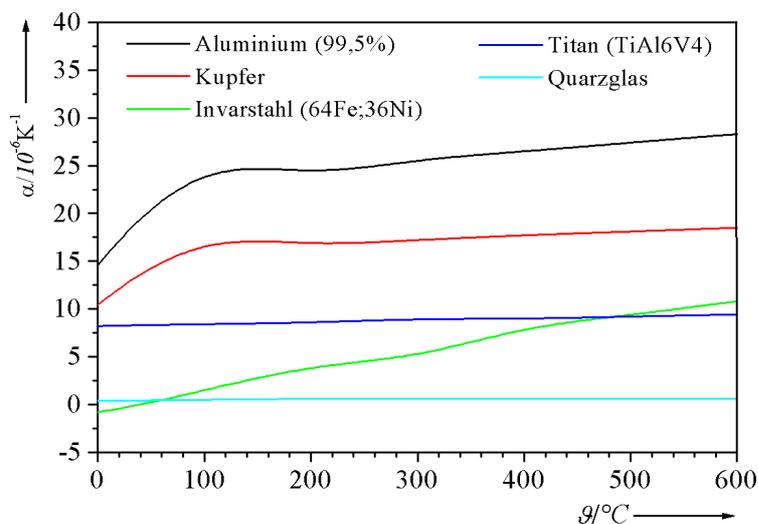
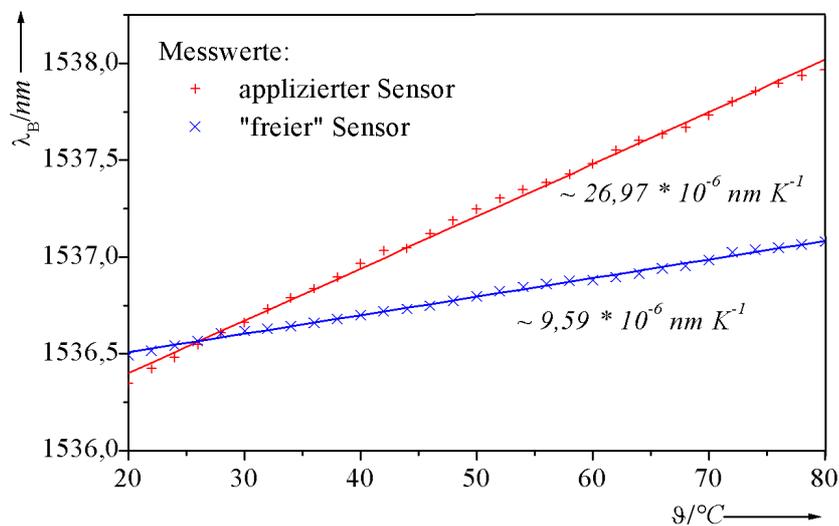


Bild 2.14 : Verlauf des Längenausdehnungskoeffizienten verschiedener Werkstoffe in Abhängigkeit von der Temperatur ϑ bezogen auf $\vartheta_{20} = 20^\circ\text{C}$



l_0 Länge des FBG-Sensors

Bild 2.15 : Temperaturabhängigkeit der Braggwellenlänge λ_B für einen "freien" und einen applizierten FBG-Dehnungssensor unter der Voraussetzung $\Delta l / l_0 = 0$

Auswertung dieser kleinen spektralen Änderungen werden somit hohe Anforderungen gestellt. Die Prinzipien für die Auswertung von Einzelsensorsignalen sowie die Signalerfassung und -verarbeitung für ein FBG-Sensornetzwerk werden in Kapitel 3 und Kapitel 5 dieser Arbeit diskutiert.