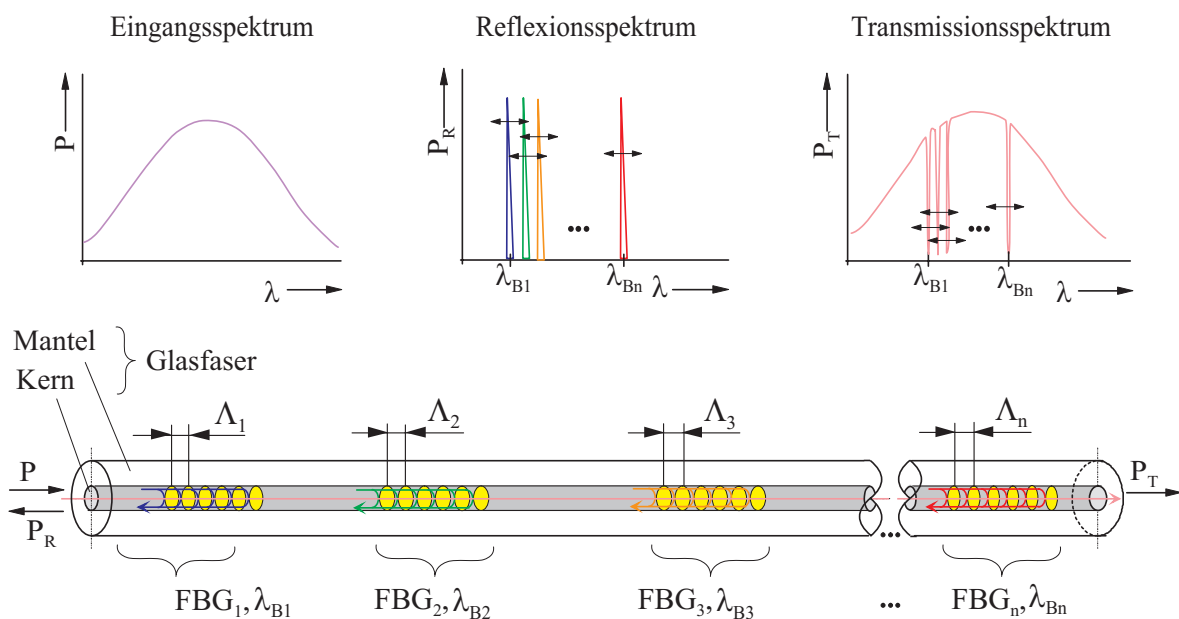


## 3 Faser-Bragg-Gitter-Sensornetzwerk

### 3.1 Verteilte Faser-Bragg-Gitter

#### 3.1.1 Aufbauprinzip

Den prinzipiellen Aufbau eines verteilten Faser-Bragg-Gitter-Sensors zeigt Bild 3.1.

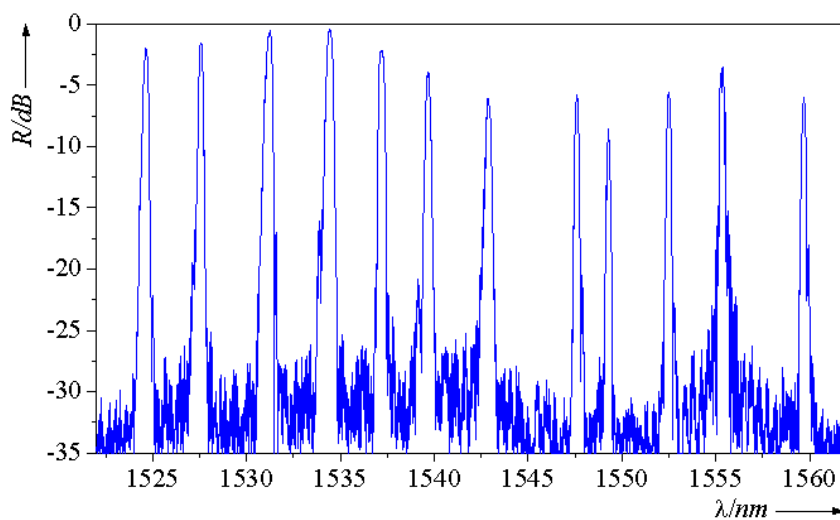


FBG Faser-Bragg-Gitter;  $\lambda_{Bi}$  Braggwellenlänge;  $\Lambda_i$  Periodenlänge;  $P$  Eingangsleistung;  $P_R$  Reflexionsleistung;  $P_T$  Transmissionsleistung

Bild 3.1 : Prinzipieller Aufbau eines verteilten FBG-Sensors aus  $n$  Einzelsensoren in Reihenschaltung

Die Braggwellenlänge  $\lambda_{Bi}$  des  $i$ -ten Einzelsensors ist durch den mittleren effektiven Brechungsindex  $\bar{n}_{mi}$  und die Gitterperiode  $\Lambda_i$  festgelegt. Bei der holographischen Einbelichtung einer Vielzahl von Einzelsensoren gleicher Ausführung (z. B.

apodisierter FBG-Sensor) in eine Glasfaser erfolgt die Herstellung der verschiedenen Braggwellenlängen in erster Näherung jedoch nur durch die Variation der Gitterperiode des Einzelsensors, so dass ein sog. verteilter, wellenlängenkodierter Faser-Gitter-Sensor entsteht. Die Stufung der Braggwellenlängen der Einzelsensoren erfolgt in Abhängigkeit vom gewünschten Messbereich der Einzelsensoren; die gewünschte und realisierbare Anzahl der Einzelsensoren ist abhängig von der spektralen Halbwertsbreite der optischen Quelle. Die örtliche Verteilung der Sensoren längs der Glasfaser ist in Hinblick auf die Optimaltopologie des mechanischen Systems vorzunehmen. Das Reflexionsspektrum eines verteilten, aus z. B. 12 Einzelsensoren bestehenden FBG-Dehnungssensors zeigt Bild 3.2.



$R$  Reflexion;  $\lambda$  Wellenlänge

Bild 3.2 : Reflexionsspektrum eines verteilten FBG-Sensors aus 12 Einzelsensoren

Für die Herstellung des verteilten FBG-Sensors sind Phasenmasken mit fünf unterschiedlichen Maskenperioden verwendet worden. Die fehlenden sieben Braggwellenlängen konnten durch das Vorspannen der Faser bei der Belichtung generiert werden. Es fällt auf, dass die maximale Reflexionswerte der Einzelsensoren deutlich differieren. Untersuchungen haben gezeigt, dass dies nicht auf die mechanische Spannung der Glasfaser, sondern in erster Näherung nur auf die nicht exakte Ausrichtung der Glasfaser zur Phasensmaske zurückzuführen ist.

### 3.1.2 Mathematische Beschreibung von FGB-Sensoren

Zur Simulation des spektralen Verhaltens räumlich periodischer Strukturen sind eine Vielzahl von Verfahren demonstriert worden: Die Anwendung des Blochwellenansatzes, die Coupled-Mode-Theorie, die Multilayer Analysis (Methode nach Rouard)

sowie die Transfermatrix-Methode. Eine mathematische Beschreibung beliebiger periodischer und aperiodischer Strukturen (*engl.* “chirped gratings”) mit räumlich variabler Brechungsindexmodulation (*engl.* “apodized gratings”) ist jedoch prinzipiell nur mit den beiden zuletzt genannten denkbar. Nachfolgend wird die mathematische Beschreibung eines beliebigen Faser-Bragg-Gitters mit Hilfe der Transfermatrix-Methode vorgestellt, mit der die Reflexions- und Transmissionsamplituden sowie der Phasenverlauf berechenbar sind. Für die elektrische Feldstärke einer linear polarisierten ebenen Welle in positiver und negativer  $z$ -Richtung  $\underline{E}_{+z}$  und  $\underline{E}_{-z}$  ist

$$\underline{E}_{+z}(z, t) = \underline{A}e^{j(\omega_1 t - \beta z)}, \quad \underline{E}_{-z}(z, t) = \underline{B}e^{j(\omega_2 t - \beta z)} \quad (3.1)$$

mit  $\omega_1, \omega_2$  der Frequenz,  $\beta$  der Ausbreitungskonstanten,  $t$  der Zeit sowie  $\underline{A}$  und  $\underline{B}$  den komplexen aber konstanten Amplituden. Treffen die Einzelwellen auf eine Grenzschicht, so kommt es zu einem Energieaustausch und einer Kopplung der komplexen, nunmehr ortsabhängigen Amplituden  $\underline{A} = \underline{A}(z)$  und  $\underline{B} = \underline{B}(z)$ . Diese ist mit den Coupled-Mode-Gleichungen

$$\frac{d\underline{A}}{dz} = j\kappa \underline{B} e^{-j2\Delta\beta z} \quad (3.2)$$

und

$$\frac{d\underline{B}}{dz} = -j\kappa^* \underline{A} e^{j2\Delta\beta z}. \quad (3.3)$$

beschreibbar. Hierbei ist  $\kappa, \kappa^*$  der Koppelkoeffizient und  $\Delta\beta$  die differentielle Ausbreitungskonstante. Für die differentielle Ausbreitungskonstante  $\Delta\beta$  gilt:

$$\Delta\beta = \beta - \beta_0 = \frac{2\pi\bar{n}_m}{\lambda} - \frac{\pi}{\Lambda} \quad \text{mit} \quad \bar{n}_m = \bar{n}_k + \frac{1}{L} \int_0^L \Delta\bar{n}(z) dz \quad (3.4)$$

Aus dem Energieerhaltungssatz und unter der Voraussetzung, dass eine sinus bzw. cosinusförmige Brechungsindexmodulation vorliegt werden die Koppelkoeffizienten reell und es gilt

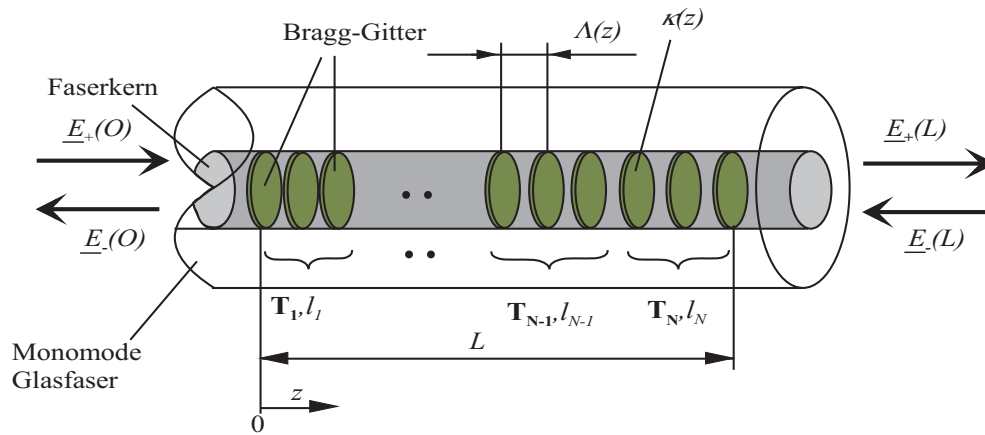
$$\kappa = \kappa = \kappa^* = \frac{\pi\Delta\bar{n}(z)}{\lambda_0} \quad \text{mit} \quad \lambda_0 = \frac{\lambda}{\bar{n}_m}, \quad (3.5)$$

mit  $\Lambda(z)$  der Periodenlänge der Brechungsindexmodulation,  $\bar{n}_m$  dem mittleren effektiven Brechungsindex,  $\bar{n}_k$  des Kernbrechungsindex und  $\lambda$  der optischen Wellenlänge. Für die Modellierung der Brechungsindexmodulation  $\Delta\bar{n}(z)$  entlang des Gitters (vgl. Gleichung (2.17)) wird folgende Schreibweise eingeführt:

$$\Delta\bar{n}(z) = \frac{\Delta\bar{n}_{max}}{2} f_A(z) f_M(z) + \frac{\Delta\bar{n}_{max}}{2} \cdot \bar{\mu} \quad , \quad 0 \leq \bar{\mu} \leq 2 \quad (3.6)$$

mit  $f_A(z)$  und  $f_M(z)$  als Funktionen für die Apodisation und Brechungsindexmodulation sowie  $\bar{\mu}$  einer Konstanten zum Anpassen des Signal-/Rauschverhältnisses d. h. zum Festlegen der Seitenbandunterdrückung. Eine Übersicht gebräuchlicher Apodisationsfunktionen inklusive Gleichungen und Graphen für die Unterdrückung der Seitenbandoszillationen von Faser-Bragg-Gitter-Sensoren und -Filter zeigt Tabelle 3.1. Dabei illustrieren die hier dargestellten Funktionsgraphen die Hüllkurve der Brechungsindexmodulation.

Speziell bei der Herstellung von Faser-Bragg-Gittern wird die gaußförmige Apodisation bevorzugt. Das Vorgehen zur Simulation des Spektrums komplexer Faser-Bragg-Gitter-Filter wird anhand des nachfolgenden Bildes erläutert. Bild 3.3 zeigt ein beliebiges aperiodisches Bragg-Gitter der Gesamtlänge  $L$ , wobei sowohl die Periodenlänge  $\Lambda(z)$  als auch der Koppelkoeffizient  $\kappa(z)$  von der Ortskoordinate  $z$  abhängig sind.



$z$  Ortskoordinate;  $\kappa(z)$  Koppelkoeffizient;  $\Lambda(z)$  Periodenlänge;  $L$  Gesamtgitterlänge;  $l_i$  Untergitterlänge;  $T_i$  Transfermatrix;  $\underline{E}_+(z)$  Elektrische Feldstärke der Welle in positiver  $z$ -Richtung;  $\underline{E}_-(z)$  Elektrische Feldstärke der Welle in negativer  $z$ -Richtung

Bild 3.3 : Schematische Darstellung eines aperiodischen Bragg-Gitters mit beliebiger Brechungsindexmodulation

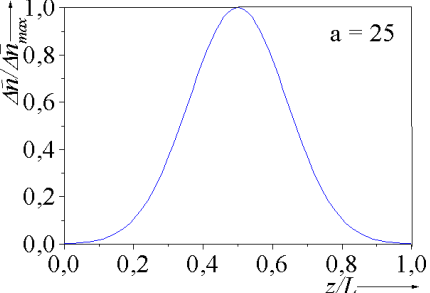
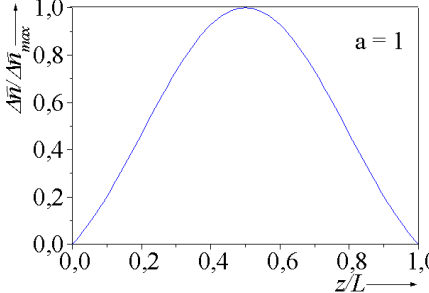
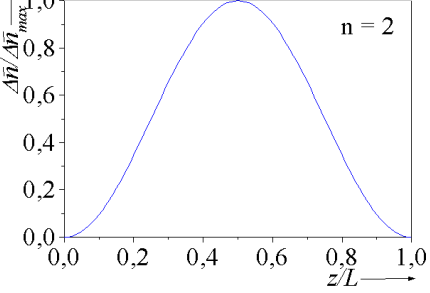
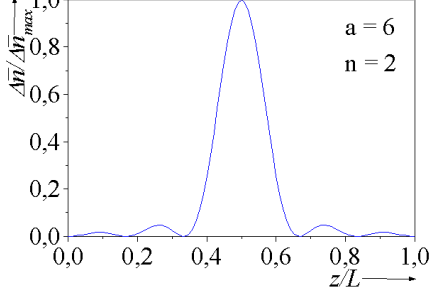
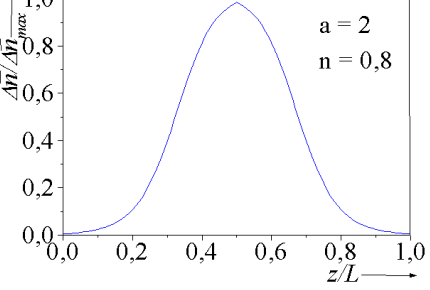
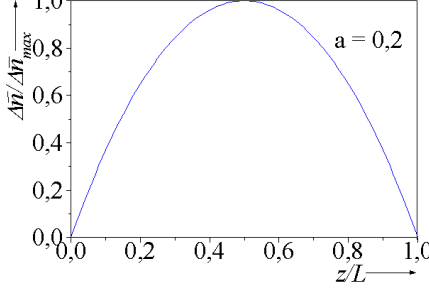
Zur Simulation des spektralen Verhaltens wird das aperiodische Gitter in  $N$  periodische Untergitter der Länge

$$l_i = p \cdot \Lambda_i \quad , \quad p = 1, 2, \dots \quad (3.7)$$

mit den konstanten Koppelkoeffizienten  $\kappa_i$  unterteilt. Bei einer linearen Zunahme der Gitterperiode ergibt sich die Periodenlänge jedes Untergitters gemäß

$$\Lambda_i = \Lambda_0 + \frac{\Delta\Lambda}{\Lambda_0 N} z \quad (3.8)$$

Tabelle 3.1 : Gleichungen für die Apodisation des Reflexionsspektrums von Faser-Bragg-Gittern

Apodisationsfunktionen	
<p>“Gauß”</p> $f_A(z) = e^{-a\left(\frac{z-L/2}{L}\right)^2}$ 	<p>“Blackman”</p> $f_A(z) = \frac{1+(1+a)\cos\left(\frac{\pi(z-L/2)}{L}\right)+a\cos\left(\frac{2\pi(z-L/2)}{L}\right)}{2+2a}$ 
<p>“Raised Cosinus”</p> $f_A(z) = \cos^n\left(\frac{\pi(z-L/2)}{L}\right)$ 	<p>“Sinc”</p> $f_A(z) = \left  \text{sinc}^n\left(a\left(\frac{\pi(z-L/2)}{L}\right)\right) \right $ 
<p>“Tanh”</p> $f_A(z) = \frac{1+\tanh\left(a\left(1-4\left \frac{z-L/2}{L}\right ^n\right)\right)}{2}$ 	<p>“Cauchy”</p> $f_A(z) = \frac{1-\left(\frac{2(z-L/2)}{L}\right)^2}{1-\left(a\frac{2(z-L/2)}{L}\right)^2}$ 

$L$  Gesamtlänge;  $z$  Ortskoordinate;  $a, n$  Konstanten;  $\Lambda$  Periodenlänge;  $f_A(z)$  Apodisationsfunktion;  $\Delta\bar{n}$  Örtlicher Brechungsindexmodulation;  $\Delta\bar{n}_{max}$  Maximalwert der Brechungsindexmodulation

mit  $\Delta\Lambda$  der Chirprate und  $\Lambda_0$  der kleinsten Periodenlänge des Faser-Bragg-Gitters. Für ein periodisches Gitter ist  $\Lambda_i = \Lambda_0$  anzusetzen. Für jedes dieser Untergitter existiert eine separate T-Matrix

$$\mathbf{T}_i = \begin{bmatrix} \overline{T}_{11} & \overline{T}_{12} \\ \overline{T}_{21} & \overline{T}_{22} \end{bmatrix}, \quad i = 1, 2, \dots, N \quad (3.9)$$

mit den Matrixelementen

$$\overline{T}_{11} = \overline{T}_{22}^* = \frac{\Delta\beta \sinh(sl_i) + js \cosh(sl_i)}{js} e^{-j\beta_0 l_i}, \quad (3.10)$$

$$\overline{T}_{12} = \overline{T}_{21}^* = \frac{\kappa \sinh(sl_i)}{js} e^{j\beta_0 l_i} \quad (3.11)$$

und mit

$$s = \sqrt{|\kappa^2| - \Delta\beta^2}. \quad (3.12)$$

Die Verknüpfung der hin- und rücklaufenden Wellen mit den elektrischen Feldstärke

$$\underline{E}_-(z) = \underline{A}(z) e^{j\beta z}$$

und

$$\underline{E}_+(z) = \underline{B}(z) e^{-j\beta z}$$

am Gittereingang ( $z = 0$ ) und -ausgang ( $z = L$ ) erfolgt mit Hilfe der T-Matrizen:

$$\begin{pmatrix} \underline{E}_-(0) \\ \underline{E}_+(0) \end{pmatrix} = [\mathbf{T}_N][\mathbf{T}_{N-1}] \dots [\mathbf{T}_1] \begin{pmatrix} \underline{E}_-(L) \\ \underline{E}_+(L) \end{pmatrix}. \quad (3.13)$$

Die Transmission  $T$  und Reflexion  $R$  des Bragg-Gitters können unter Berücksichtigung der Randbedingungen ermittelt werden. Für den Fall, dass keine Welle aus dem rechten Halbraum einfällt, ist  $\underline{E}_-(L) = 0$ ,  $\underline{E}_+(L) = b_L$  (siehe Bild 3.3). Aus dem Quadrat des Betragsverhältnisses der einfallenden und reflektierten Wellen am Gittereingang  $\underline{E}_-(0)$  und  $\underline{E}_+(0)$  resultiert die Reflexion  $R$  in Abhängigkeit von der optischen Wellenlänge  $\lambda$

$$R = \left| \frac{\underline{E}_-(0, \lambda)}{\underline{E}_+(0, \lambda)} \right|^2. \quad (3.14)$$

Die maximale Reflexion bildet sich gemäß Gleichung (2.18) bei der Braggwellenlänge  $\lambda_B(z) = 2 \bar{n}_m(z) \Lambda(z)$  aus. Die Transmission  $T$  kann aus der Reflexion  $R$  und Absorption  $A$  gemäß

$$T = 1 - R - A \quad (3.15)$$

berechnet werden. Eine signifikante Absorption tritt bei nicht senkrechter Ausrichtung der Brechungsindexmodulation zur Faserachse und bei einem Bragg-Gitter vom Typ II auf. Bei Typ II-Gittern liegt eine Brechungsindexmodulation an der Kern-Mantel-Grenze vor. Infolge dessen resultiert eine Auskopplung diskreter Wellenlängen unterhalb der Braggwellenlänge in den Fasermantel [20]. Die vorgenannte Absorption eines Typ II-Gitters kann mit der Theorie der gekoppelten Moden beschrieben werden [27], [28].

Aus der komplexen, ortsabhängigen Feldstärke

$$\underline{E}(z) = \underline{E}_-(z) + \underline{E}_+(z) \quad (3.16)$$

ist der Betrag

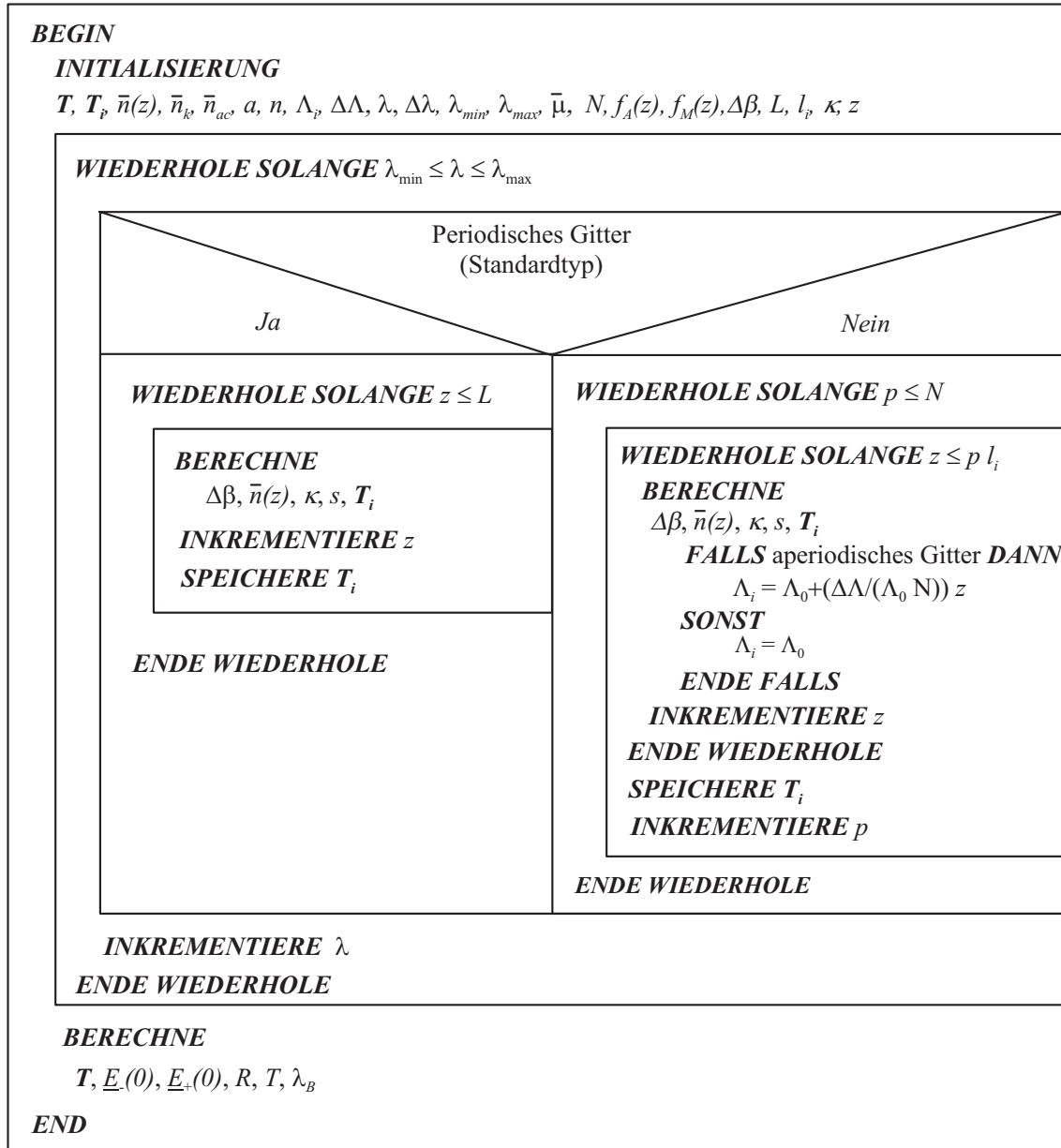
$$E(z) = |\underline{E}(z)| \quad (3.17)$$

und der Phasenverlauf

$$\varphi = \arctan \left( \frac{\Im(\underline{E}(z))}{\Re(\underline{E}(z))} \right) \quad (3.18)$$

berechenbar.

Den prinzipiellen Programmablauf zur Simulation des Reflexions- und Transmissionspektrums periodischer, aperiodischer sowie apodisierter Faser-Bragg-Gittern in Form eines Struktogramms zeigt Bild 3.4.



**T** Gesamt-Transfermatrix; **T<sub>i</sub>** Transfermatrix des i-ten Sektors; *s* Variable für Transfermatrixberechnung; *L* Gesamtlänge; *l<sub>i</sub>* Untergitterlänge; *z* Ortskoordinate;  $\kappa$  Koppelkoeffizient;  $f_M(z)$  Brechungsindexmodulation;  $f_A(z)$  Apodisationsfunktion;  $\Delta\beta$  Differentielle Ausbreitungskonstante;  $\bar{n}(z)$  örtlicher Brechungsindexverlauf;  $\bar{n}_m$  mittlerer effektiver Brechungsindex;  $\Delta\bar{n}_{max}$  maximale Brechungsindexmodulation;  $\bar{n}_k$  KernBrechungsindex; *p* Anzahl der Perioden konstanter Periodenlänge  $\Lambda_i$  pro Sektor;  $\Delta\Lambda$  Änderung der Periodenlänge; *a, n* Konstante;  $\lambda_{min}, \lambda_{max}$  Konstanten zur Festlegung des Wellenlängenbereichs;  $\bar{\mu}$  Konstante zum Anpassen des Signal-/Rauschverhältnisses (Seitenbandunterdrückung); *R* Reflexion; *T* Transmission;  $\underline{E}_-(0), \underline{E}_+(0)$  Komplexe Elektrische Feldstärke der hin- und rücklaufenden Welle am Gittereingang

Bild 3.4 : Struktogramm zur Simulation des Reflexions- und Transmissionsspektrums von Faser-Bragg-Gitter nach der Transfermatrix-Methode



### 3.1.3 Auswertbarkeit

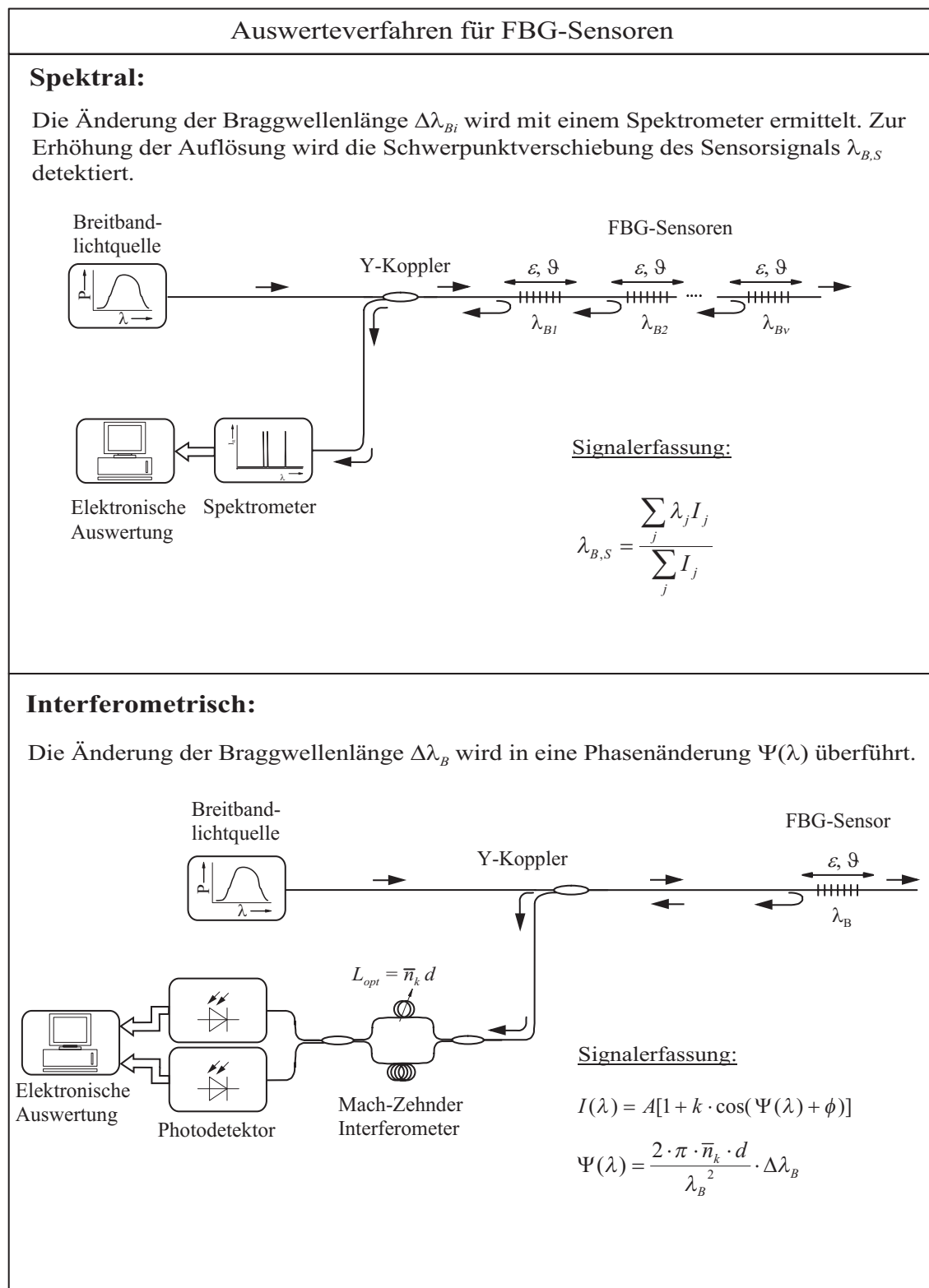
#### Signaltechnische Auswertverfahren

Für die signaltechnische Auswertung des Reflexionssignals von FBG-Sensoren sind eine Vielzahl von Verfahren demonstriert worden. Diese können in vier Gruppen zusammengefasst werden [29]: eine *spektrale* oder *interferometrische Auswertung* sowie eine *aktive* oder *passive optische Filterung*. Die Prinzipien dieser Verfahren sind in Bild 3.5 und Bild 3.6 dargestellt.

Bei der direkten spektralen Auswertung wird die Änderung der Braggwellenlänge  $\Delta\lambda_B$  unmittelbar erfasst. Die Erfassung erfolgt dabei entweder mit Hilfe eines dispersiven Elementes (Prisma, Gitter) und einer Detektorzeile (z. B. in Form eines Diodenarrayspektrometers) oder durch Fourieranalyse des Detektorsignals (Interferometer nach Michelson), einem sog. optischen Spektrumanalysator. Bei der Separation des Spektrums mit Hilfe des dispersiven Elementes erfolgt eine Zerlegung des Spektrums und eine Abbildung auf eine Detektorzeile. Jedem Pixel der Zeile kann dabei eine Wellenlänge zugeordnet werden. Für eine Fourieranalyse des Detektorsignals wird das Sensorsignal zunächst einem Michelson-Interferometer zugeführt, bei dem das Produkt aus dem Brechungsindex  $\bar{n}$  und geometrischen Weglänge  $d$  des Resonators, die sog. optische Weglänge  $L_{opt} = \bar{n} d$ , eines optischen Pfades zyklisch verändert wird. Beim Durchlaufen eines Nulldurchgangs der optischen Weglänge  $L_{opt}$  wird jeweils ein Signal am Detektor generiert. Durch eine Fast-Fourier-Transformation der resultierenden Signalfolge wird schließlich das Spektrum generiert. Die Auflösung kommerzieller Spektrometer ist begrenzt. Hochauflösende Systeme erreichen eine Auflösung von ca.  $\Delta\lambda \sim 0,1 \text{ nm}$ ; dies entspricht z. B. bei einer Braggwellenlänge  $\lambda_B = 1550 \text{ nm}$  und einem elasto-optischen Koeffizienten  $p_e = 0,21$  einer Dehnungsauflösung von  $\Delta l/l_0 \sim 100 \cdot 10^{-6}$ . Eine Erhöhung der spektralen Auflösung um den Faktor  $10^2$  ist durch die Detektion der Schwerpunktwellenlänge des Sensorsignals  $\lambda_{B,S}$  möglich [30].

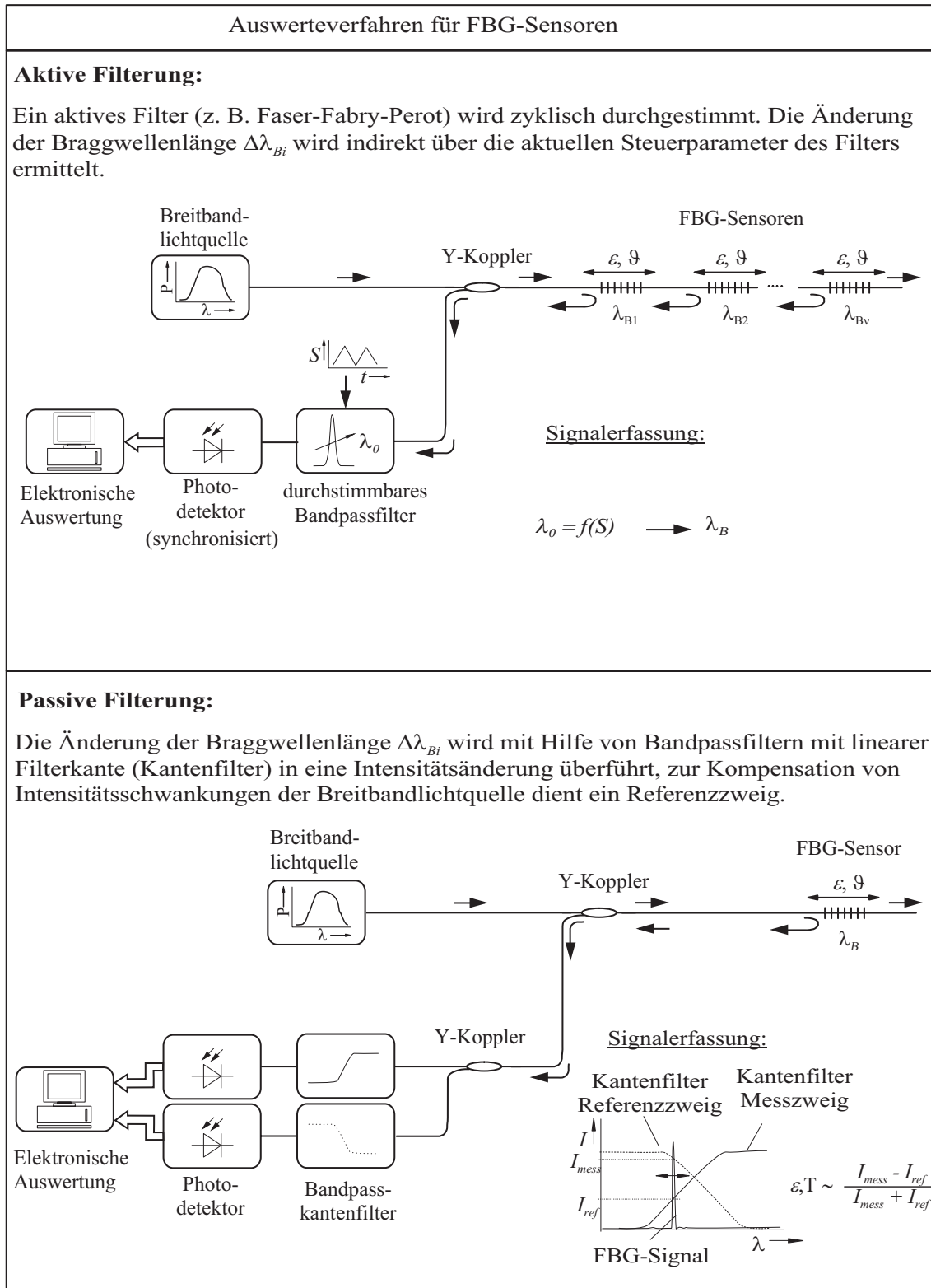
Bei der interferometrischen Auswertung erfolgt die Signalerfassung mit Hilfe eines asymmetrischen Mach-Zehnder-Interferometers. Für eine maximale Empfindlichkeit muss das Interferometer im sog. Quadraturpunkt, d. h. mit einer Phasendifferenz der optischen Pfade von  $\Delta\varphi_z = \pm 90^\circ$  betrieben werden. Dies erfolgt durch eine aktive Regelung der Asymmetrie. Das zu detektierende Signal passiert die beiden unterschiedlich langen Pfade des (asymmetrischen) Interferometers. Das Interferometer zeigt dabei ein Verhalten wie ein optisches Filter, welches Wellenlängenänderungen  $\Delta\lambda$  in Phasenänderungen  $\psi$  überführt.

Die aktive Filterung der Sensorsignale erfolgt durch ein durchstimmbares schmalbandiges Filter. Die Mittenfrequenz  $f_0$  des Filters wird zyklisch im spektralen Arbeitsbereich der Sensorsignale durchgestimmt und das Transmissionssignal des Filters detektiert. Unter der Voraussetzung, dass ein eindeutiger Zusammenhang zwischen der Regelgröße  $S$  des Filters (z. B. Spannung  $U$ ) und den Filterparametern (z. B. Mittenfrequenz  $f_0$ , Halbwertsbreite  $\lambda_{HWB}$ ) existiert, kann die Signalerfassung



$\psi$  Phasenlage;  $\Phi$  Phasendrift;  $A, k$  Konstanten;  $\bar{n}_k$  Kernbrechungsindex;  $\lambda_B$  Braggwellenlänge;  $\epsilon$  mechanische Dehnung;  $\vartheta$  Temperatur

Bild 3.5 : Spektrale und interferometrische Auswertung von FBG-Sensoren



$I_{mess}$  detektierte optische Intensität des Messzweigs;  $I_{ref}$  detektierte optische Intensität des Referenzzweigs;  $\epsilon$  mechanische Dehnung;  $\vartheta$  Temperatur;  $\lambda_B$  Braggwellenlänge;  $\lambda_0$  Mittenwellenlänge;  $f(S)$  Funktion der Regelgröße

Bild 3.6 : Aktive und passive Filterung zur Auswertung von FBG-Sensoren

erfolgen. Zur Erhöhung der erzielbaren Auflösung wird in der Praxis eine Kreuzkorrelation zwischen Detektorsignal  $S_D$  und der Regelgröße  $S$  durchgeführt.

Bei der Signalerfassung mit Hilfe einer passiven optischen Filterung werden Bandkantenfilter mit einer nahezu linearen Filterflanke eingesetzt, die die Braggwellenlängenänderung  $\Delta\lambda_B$  des FBG-Sensors in eine Intensitätsänderung  $\Delta I$  überführen. Die spektrale Lage der Bandkante muss dabei so gewählt werden, dass diese im Bereich der Sensorsignaländerung liegt. Der Referenzzweig zur Kompensation von Intensitätsschwankungen wird über einen Y-Faserkoppler generiert. Durch eine Differenzbildung der detektierten Einzelintensitäten  $I_{mess} - I_{ref}$  bezogen auf die Gesamtintensität  $I_{mess} + I_{ref}$  kann eine nahezu streckenneutrale Signalerfassung erfolgen.

### **Bewertung der signaltechnischen Auswerteverfahren für eine verteilte dynamische Dehnungsmessung**




Um eine Bewertung der in Kap. 3.1.3 vorgestellten signaltechnischen Auswerteverfahren durchzuführen, ist das Aufstellen von Kriterien für die verteilte dynamische Dehnungsmessung des Faser-Bragg-Gitter-Sensornetzwerks erforderlich.

Als Bewertungskriterien dienen:

- die spektrale Auflösung,
- der Messbereich,
- die maximale Abtastfrequenz,
- die Eignung für den statischen und den dynamischen Betrieb,
- die Kosten im Vergleich zu konventionellen Dehnungsmessstreifen,
- die Verfügbarkeit,
- das Entwicklungspotenzial,
- die Robustheit und
- die Eignung für das Wellenlängenmultiplexing.

Die charakteristischen Parameter der vorgenannten Auswerteverfahren sowie eine Bewertung zeigt Tabelle 3.2. Die für den Bewertungsprozess herangezogenen Kriterien sind aus den Anforderungen, die an ein Auswerteverfahren zum Aufbau eines faser-optischen Sensorsystems für die Belastungserfassung in einer komplexen Umgebung gestellt werden, ableitbar. Für die Bewertung der Auswerteverfahren anhand der vorgenannten Kriterien ist zunächst eine Auswahl des Braggwellenlängenbereiches der FBG-Sensoren erforderlich. Zur Auswahl stehen die Wellenlängenbereiche, für

Tabelle 3.2 : Bewertung der Auswerteverfahren für Faser-Bragg-Gitter-Dehnungssensoren

 Gerhard Mercator Universität Duisburg		Punktbewertung (0 ... 4) für: Auswerteverfahren für Faser-Bragg-Gitter-Sensornetzwerke				Elektromechanische Konstruktion Prof. Dr.-Ing. E. Gerhard 					
Kriterienart	Kriterieninhalt	Mindest-Erfüllung	SOLL	Ideal-Erfüllung	Kriterien-Gewicht	Alternativen					
						1 Spektral $\Delta\lambda_B=f(\lambda)$	2 Interferometrisch $\Delta\lambda_B=f(\psi)$	3 Aktive Spektrale Filterung $\Delta\lambda_B=f(f_0, \lambda_0)$	4 Passive Spektrale Filterung $\Delta\lambda_B=f(\Delta I)$		
Robustheit	schwing. empf.	schwing. unempf.	temp. und schwing. unempf.	4	1	2	4	sehr robust <sup>1)</sup>	temperatur- und schwingungsempf.	schwingungsempf.	sehr robust
					2	1	2	4	mäßig	gering	mäßig
Entwicklungspotential (n-Kanal)	$n < 8$	$n > 8$	$n >> 8$	2	1	2	4	mäßig	gering	mäßig	hoch; n-Kanalssystem mit $n >> 8$ denkbar
Verfügbarkeit für Spektralbereich um 1550 nm (C-Band)	Labor-muster	Proto-typen	serien-reif	1	1	3	3	nur Einzelkomponenten erhältlich	bisher nur Labor-muster bekannt	Komplettsystem <sup>2)</sup>	Komplettsystem <sup>3)</sup>
Potenzial für statische und dynamische Signalerfassung	stat. begr. dyn.	stat. u. dyn.	stat. u. dyn.	1	1	2	4	Dynamik durch CCD-Zeile begrenzt	statische Signalerfassung kritisch	Dynamik durch aktive Filter begrenzt	sehr gut geeignet
Eignung für Wellenlängenmultiplexing	nur mit gr. Aufw.	mit Zusatz-komp.	ohne Zusatz-komp.	4	3	4	3	sehr gut geeignet	Zusatzkomponenten erforderlich	sehr gut geeignet	Zusatzkomponenten erforderlich
Kosten für Auswertung vergleichbar zu DMS-Technologie ab n-Sensoren	$n > 16$	$n = 16$	$n = 8$	2	0	2	2	$n > 8$	$n > 16$	$n > 8$	$n > 8$
Spektrale Auflösung	10 pm	5 pm	< 5 pm	2	4	4	3	200 pm	< 1 pm	~ 1 pm	~ 5 pm
Messbereich	80 nm	100 nm	> 100 nm	4	0	0	3	200 nm	100 pm/2π	~ 20 nm	~ 20 nm/Kanal
Maximale Abtastfrequenz des Messbereichs	0,1 kHz	0,5 kHz	> 1 kHz	0	1	0	4	< 50 Hz	< 300 Hz	< 50 Hz	> 2 kHz
Punktsomme $P_j = \sum_{i=1}^n p_{ij}$					20	12	19	30			
Wertigkeit $w_j = \frac{P_j}{n \cdot p_{max}}$					0,56	0,33	0,53	0,83			
Nutzwert $N_j = \sum_{i=1}^n n_{ij}$					(keine Kriteriengewichtung)						
 Teilprojekt B1						Datum:					
						Name:		A. Kreuder			

<sup>1)</sup> gilt nur für Spektrometer ohne mechanisch durchstimmbare Komponenten wie z. B. CCD-Zeilenspektrometer

<sup>2)</sup> Fa. Micron Optics Corp. Fa. Glözl Europe Sensor N. V.

<sup>3)</sup> Einkanalssysteme (optional erweiterbar durch Raum- und Zeitmultiplex identischer Einzelsensoren): Fa. Electro Photonics Corp. Fa. Telegärtner Gerätebau GmbH

die ein Dämpfungsminimum des Glases vorliegt mit den Wellenlängenbereichen um  $\lambda_1 \approx 800 \text{ nm}$ ,  $\lambda_2 \approx 1330 \text{ nm}$  und  $\lambda_3 \approx 1550 \text{ nm}$ . Es wird das sog. C-Band mit dem Wellenlängenbereich um  $1550 \text{ nm}$  ausgewählt, da speziell in diesem Wellenlängenbereich eine Vielzahl von Standardkomponenten sowohl für die FBG-Herstellung (z. B. Phasenmasken) als auch zum Aufbau des Gesamtsystems (z. B. fasergekoppelte Quellen, Schmelzkoppler und Zirkulatoren mit Standardnachrichtenfasern mit dem Handelsnamen *SMF 1528*<sup>1</sup>) kommerziell erhältlich sind.

Der Einsatz faseroptischer Bragg-Gitter-Sensorsysteme in im allgemeinen rauher Umgebung erfordert ein hohes Maß an Robustheit wie z. B. die Unempfindlichkeit gegen Erschütterungen und der sichere Betrieb bei wechselnden Umgebungstemperaturen. Speziell die interferometrische Auswertung ist hierfür nicht geeignet, da sie instabiles Betriebsverhalten in Form von Selbstphasenmodulationen zeigt, die das aufwendige Implementieren eines Referenzzweiges erforderlich macht, sowie ihre mangelnde Eignung für statische Messungen. Die maximal zulässige Dehnung  $\epsilon_{max}$  von elastischen Trägern ist werkstoff- und belastungsabhängig. Bei dynamisch wechselnder Belastung und Verwenden von Werkstoffen wie Aluminium oder Stahl als Träger beträgt die maximal zulässige Werkstoffdehnung  $\epsilon_{max,Al} \approx 0,3 \%$  bzw.  $\epsilon_{max,St} \approx 0,5 \%$ . Für eine Referenzbraggwellenlänge  $\lambda_{B0} = 1550 \text{ nm}$  und eine photoelastische Konstante von  $p_e = 0,21$  betragen die maximalen Braggwellenlängenänderungen pro Einzelsensor,  $\Delta\lambda_{B,max} \approx \pm 3 \text{ nm}$  für Aluminium und  $\Delta\lambda_{B,max} \approx \pm 5 \text{ nm}$  für Stahl.

Für die Realisierung verteilter, also wellenlängenkodierter FBG-Sensoren als Teilsystem des faseroptischen Gesamtsystems ist die Multiplexfähigkeit der Auswerteverfahren signifikant. Bei einer passiven Filterung und interferometrischen Auswertung ist zunächst ein Wellenlängenmultiplexen der verteilten FBG-Sensoren mit Hilfe von Zusatzelementen erforderlich, die eine Signalvorverarbeitung, d. h. die Separation der Reflexionssignale der Einzelsensoren über eine optische Bandpassfilterung ermöglichen müssen, um anschließend die Sensorsignale auszuwerten ermöglichen. Weiterhin sind die Kosten in Bezug auf konventionelle, DMS-basierende Systeme zu betrachten. Die erforderliche Abtastfrequenz pro Messkanal für die Rekonstruktion der dynamischen Biege- und Torsionsbelastung kann, bedingt durch die maximal regelungstechnisch ausregelbaren Schwingungen von freien Trägern (z. B. Ausleger, über Gelenke gekoppelte Arme) zu einer mechanischen Eigenfrequenz von  $f_a \simeq 100 \text{ Hz}$  abgeschätzt werden. Hier fällt die spektrale Auswertung durch ihre unzureichende Abtastfrequenz auf. Speziell bei den Auswerteverfahren, bei denen keine parallele Signalerfassung möglich ist, wie z. B. bei der interferometrischen Auswertung und der aktiven spektralen Filterung, erfolgt eine Verringerung der Abtastfrequenz  $f_a$  mit steigender Anzahl  $n$  der spektral kodierten Einzelsensoren eines Zweiges. Die hier erzielbare Abtastfrequenz der Einzelsensoren ergibt sich gemäß  $f_{a,v} \leq f_a \cdot 1/n$ . Es gibt heute schon kommerziell erhältliche Kompletteräte, die auf den Prinzipien der aktiven und passiven optischen Filterung basieren. Doch existiert bis heute nach Kenntnis des Autors kein käufliches Systems, welches

---

<sup>1</sup>Hersteller Corning bzw. Siecor

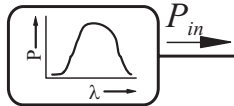
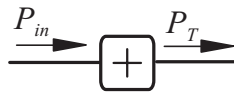
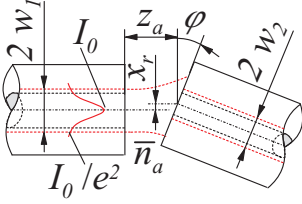
den vorgenannten Anforderungen gerecht wird. Für die auf der aktiven Filterung basierenden Geräte werden dabei ausschließlich stimbare Fabry-Perot-Filter eingesetzt, die, bedingt durch ihren mechanischen Aufbau, unzureichend robust sind und bei Ausnutzung des gesamten Messbereiches eine starke Reduzierung der Abtastfrequenz erfordern;  $f_{a,v} \simeq 50\text{Hz}$ . Die Komplettsysteme, die auf der passiven spektralen Filterung mit Dünnschichtfiltern basieren, lassen die Möglichkeit für die Signalerfassung von verteilten FBG-Sensoren vermissen. Eine Auswertung ist hier nur durch ein Raummultiplexen identischer Einzelsensoren z. B. durch das zyklische Durchschalten mit einem optischen Schalter realisiert. Doch ist in der Summe aller Eigenschaften die passiv optische Filterung für die Signalerfassung von verteilten FBG-Sensoren das am besten geeignete Auswerteverfahren für den vorgenannten Anwendungsfall. Sie bietet das größte Entwicklungspotenzial und die ausgewogensten Eigenschaften. So ist eine Entwicklung geschichteter Photodetektoren mit angepasster spektraler Empfindlichkeit für diskrete Wellenlängenbereiche denkbar. Dabei wird durch die schichtweise Anordnung von zwei Einzeldetektoren die passive Bandkantenfilterung und Referenzmessung (vgl. Bild 3.6) sowie die optoelektronische Wandlung in einem Bauelement vereint. Durch eine Kaskadierung dieser spektral angepassten Photodetektoren für diskrete Wellenlängenbereiche und Integration in einem Bauelement sind kostengünstige Mehrkanalsysteme für das große Anwendungsspektrum der Dehnungsmessung realisierbar. Ein Systementwurf für ein spektral kodiertes FBG-Sensornetzwerk mit passiv optischer Signalerfassung erfolgt in Kapitel 5 dieser Arbeit.

## 3.2 Anordnung der Bauelemente in einem Netzwerk

### 3.2.1 Mathematische Beschreibung der Netzwerkkomponenten

Die Netzwerktopologie wird im Folgenden diskutiert. Dazu wird zunächst die Beschreibung der Netzwerkkomponenten dargestellt, die Topologie der faseroptischen Komponenten und ihr Zusammenwirken erläutert sowie die Simulation ausgewählter Netzwerke durchgeführt. Zur Simulation des spektralen Verhaltens eines faseroptischen Netzwerks in Monomodetechnologie ist die mathematische Beschreibung sämtlicher Netzwerkkomponenten erforderlich. Dabei ist nach einem Kompromiss zwischen einer möglichst einfachen, praxisnahen Modellierung und einer möglichst guten Approximation gesucht worden. In der Tabellen 3.3 sind die Symbole und mathematischen Gleichungen der Netzwerkkomponenten zusammengestellt. Sie zeigt die erforderlichen Netzwerkelemente für die optische Anregung, die Kopplung und Verteilung sowie die spektralen Filter und Sensoren in Form von Faser-Bragg-Gittern.

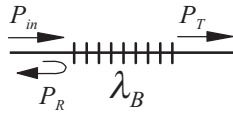
Tabelle 3.3 : Symbole der Netzwerkkomponenten und mathematische Beschreibung des Bauelementverhaltens

Netzwerkelement / Symbol	Mathematische Beschreibung
<p><u>Lichtquelle (LED)</u></p> 	<p>Leistungsspektrum <math>P_{in}</math>:</p> $P_{in} = P_0 \cdot e^{-\pi \left( \frac{\lambda - \lambda_0}{\Delta \lambda_q} \right)^2}$
<p><u>Faserfehlkopplung</u></p> 	 <p>Ortsabhängige Modenfeldweite im Außenraum <math>w</math>:</p> $w(z_a)^2 = w_1^2 \cdot \left[ 1 + \left( \frac{\lambda z_a}{\pi \bar{n}_a w_1^2} \right)^2 \right]$ <p>Transmissionsfaktor <math>T_{t,l}</math> für <math>\varphi = 0</math>:</p> <ul style="list-style-type: none"> <li>- <i>Ungleiche Modenfeldweiten</i> <math>2w_1 \neq 2w_2</math>:</li> </ul> $T_{t,l} = \left[ T_l \cdot \exp \left\{ -T_l \cdot \frac{x_r^2}{2} \left( \frac{1}{w_1^2(z_a)} + \frac{1}{w_2^2} \right) \right\} \right]$ $T_l = \left[ \frac{4w_1^2(z_a)w_2^2}{(w_1^2(z_a) + w_2^2) + \left( \frac{\lambda z_a}{\pi \bar{n}_a} \right)^2} \right]$ <ul style="list-style-type: none"> <li>- <i>Gleiche Modenfeldweiten</i> <math>2w_1 = 2w_2 = 2w</math>:</li> </ul> $T_{t,l} = \left[ T_l \cdot \exp \left\{ -T_l \cdot \left( \frac{x_r}{w_1(z_a)} \right)^2 \right\} \right]$ $T_l = \left[ 1 + \left( \frac{\lambda z_a}{2\pi \bar{n}_a w_1^2(z_a)} \right)^2 \right]^{-1}$ <p>Transmissionsfaktor <math>T_{t,\varphi}</math> für <math>\varphi \neq 0</math>:</p> $T_{t,\varphi} = -10 \cdot \log \left[ \exp \left\{ - \left( \frac{\pi \bar{n}_a w_1 \varphi}{\lambda} \right)^2 \right\} \right]$ <p>Reflexionsfaktor bei Fresnelreflexion:</p> $R = \left( \frac{\bar{n}_k - \bar{n}_a}{\bar{n}_k + \bar{n}_a} \right)^2$ <p>Rückfluss- und Einfügedämpfungsmaß <math>a_{RL}</math> und <math>a_{IL}</math>:</p> $a_{RL,dB} = 10 \cdot \log \left( \frac{P_R}{P_0} \right) = 10 \cdot \log (R)$ $a_{IL,dB} = 10 \cdot \log \left( \frac{P_T}{P_0} \right) = 10 \cdot \log (T_t)$ <p>Einfügedämpfung der Koppelstelle <math>a_{ILg,dB}</math>:</p> $a_{ILg,dB} = a_{RL1,dB} + a_{RL2,dB} + a_{IL,l} + a_{IL,\varphi}$

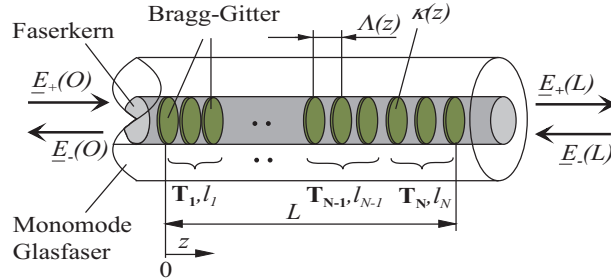
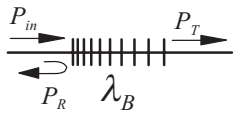


Faser-Bragg-Gitter

- periodisch



- aperiodisch



Betrag der elektrischen Feldstärke  $E(z)$  und Phase  $\varphi$ :

$$E(z) = |\underline{E}_-(z) + \underline{E}_+(z)|, \quad \varphi = \arctan\left(\frac{\Im(\underline{E}(z))}{\Re(\underline{E}(z))}\right)$$

Übertragungsgleichung:

$$\begin{pmatrix} \underline{E}_-(0) \\ \underline{E}_+(0) \end{pmatrix} = [\mathbf{T}_N][\mathbf{T}_{N-1}] \dots [\mathbf{T}_1] \begin{pmatrix} \underline{E}_-(L) \\ \underline{E}_+(L) \end{pmatrix}, \quad \mathbf{T} = \prod_1^N \mathbf{T}_i$$

Transfermatrix  $\mathbf{T}$ :

$$\mathbf{T}_i = \begin{bmatrix} \overline{T}_{11} & \overline{T}_{12} \\ \overline{T}_{21} & \overline{T}_{22} \end{bmatrix}, \quad \text{mit}$$

$$\overline{T}_{11} = \overline{T}_{22}^* = \frac{\Delta\beta \sinh(sl_i) + js \cosh(sl_i)}{js} e^{-j\beta_0 l_i},$$

$$\overline{T}_{12} = \overline{T}_{21}^* = \frac{\kappa \sinh(sl_i)}{js} e^{j\beta_0 l_i}, \quad s = \sqrt{|\kappa|^2 - \Delta\beta^2}$$

Reflexion  $R$  und Transmission  $T$ :

$$R = \left| \frac{\underline{E}_-(0, \lambda)}{\underline{E}_+(0, \lambda)} \right|^2, \quad T = 1 - R \quad (\text{verlustloser Fall})$$

Brechungsindexmodulation  $\Delta\bar{n}(z)$ :

$$\Delta\bar{n}(z) = \frac{\Delta\bar{n}_{max}}{2} \cdot f_A(z) \cdot f_M(z) + \frac{\Delta\bar{n}_{max}}{2} \bar{\mu}, \quad f_M(z) = \cos\left(\frac{2\pi z}{\Lambda_i}\right)$$

Braggwellenlänge  $\lambda_B(z)$ :

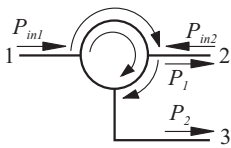
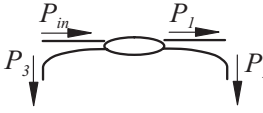
$$\lambda_B(z) = 2 \bar{n}_m \Lambda(z), \quad \bar{n}_m = \bar{n}_k + \frac{1}{L} \int_0^L \Delta\bar{n}(z) dz$$

Differentielle Ausbreitungskonstante  $\Delta\beta$ :

$$\Delta\beta = \beta - \beta_0 = \frac{2\pi\bar{n}_m}{\lambda} - \frac{\pi}{\Lambda}$$

Koppelkoeffizient  $\kappa$ :

$$\kappa = \frac{\pi\Delta\bar{n}(z)}{\lambda_0}, \quad \lambda_0 = \frac{\lambda}{\bar{n}_m}$$

<p><u>Zirkulator</u></p> 	<p>Übertragungsgleichung:</p> $\begin{pmatrix} P_1 \\ P_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_{IL12} & 0 \\ a_{IL12} + a_{IL23} & a_{IL12} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} P_{in1} \\ P_{in2} \end{pmatrix} - K_1$ <p><math>K_1 \approx 0</math> für <math>a_{RL}, a_D \geq 50</math> dB sonst</p> $K_1 = \begin{pmatrix} 2a_{RL} & a_{D21} \\ 3a_{RL3} & 2a_{RL} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} P_{in1} \\ P_{in2} \end{pmatrix}$ <p>(Definitionen der Dämpfungen <math>a_{IL}</math>, <math>a_D</math>, <math>a_{RL}</math> siehe unter Faserschmelzkoppler)</p>
<p><u>Faserschmelzkoppler</u></p> 	<p>Übertragungsgleichung:</p> $\begin{pmatrix} P_1 \\ P_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_T + a_{EL} \\ a_{CR} + a_{EL} \end{pmatrix} \cdot P_{in} - K_2$ <p><math>K_2 \approx 0</math> für <math>a_{RL}, a_D \geq 50</math> dB sonst</p> $K_2 = \begin{pmatrix} 2a_{RL} + a_D \\ 2a_{RL} + a_D \end{pmatrix} \cdot P_{in}$ <p>Kopplungs- und Durchgangsrate <math>a_{CR}</math> und <math>a_T</math>:</p> <ul style="list-style-type: none"> <li>- wellenlängenunabhängige Kopplung:</li> </ul> $a_{CR,dB} \approx -10 \cdot \log \left( \frac{P_2}{P_1 + P_2} \right), \quad a_T = -10 \cdot \log \left( 1 - 10^{\frac{a_{CR}}{10}} \right)$ <ul style="list-style-type: none"> <li>- wellenlängenabhängige Kopplung:</li> </ul> $a_{CR,dB} \approx -10 \cdot \log \left( A \left\{ \cos \left( \frac{2\pi(\lambda_c - \lambda)}{\Delta\lambda} \right) + 1 \right\} \right), \quad 0 < A < \frac{1}{2}$ $a_{T,dB} = -10 \cdot \log \left( 2A - 10^{\frac{a_{CR}}{10}} \right)$ <p>Zusatzdämpfung <math>a_{EL}</math>:</p> $a_{EL,dB} = -10 \cdot \log \left( \frac{P_1 + P_2}{P_{in}} \right)$ <p>Richtkopplung <math>a_D</math>:</p> $a_{D,dB} = -10 \cdot \log \left( \frac{P_3}{P_{in}} \right)$ <p>Einfügedämpfung <math>a_{IL}</math>:</p> $a_{IL,dB} = a_{CR,dB} + a_{EL,dB}$ <p>Rückflussdämpfung <math>a_{RL}</math>:</p> $a_{RL,dB} = -10 \cdot \log \left( \frac{P_{RL}}{P_{in}} \right)$

$w$  Modenradius;  $\bar{n}_k$  Kernbrechungsindex;  $\bar{n}_a$  Brechungsindex des Zwischenraums;  $\varphi$  Verkipfungswinkel;  $x_r$  lateraler Faserversatz;  $z_a$  longitudinaler Faserversatz;  $I_0$  Maximale optische Intensität;  $\Delta\lambda_q$  spektrale Halbwertsbreite;  $\lambda_0$  Mittenwellenlänge;  $\lambda_c$  cut-off-Wellenlänge;  $P_0$  maximale Ausgangsleistung;  $\lambda$  Wellenlänge;  $L$  Gesamtlänge;  $z$  Ortskoordinate;  $f_M(z)$  Funktion für Brechungsindexmodulation;  $\bar{n}_m$  mittlere effektive Brechzahl;  $\Delta\bar{n}_{max}$  maximale Brechungsindexmodulation;  $\Lambda$  Periodenlänge der Brechungsindexmodulation;  $f_A(z)$  Apodisationsfunktion

Für die Anregung des optischen Netzwerks ist eine Quelle erforderlich, die eine ausreichend große spektrale Bandbreite und optische Strahlungsleistung für die optische Anregung des verteilten Faser-Bragg-Gitter-Sensornetzwerks zur Verfügung stellt. Das inkohärente Spektrum der Superlumineszenzdiode ist durch eine gaussförmige spektrale Leistungsverteilung approximierbar [31]. Aufgrund der divergenten Abstrahlcharakteristik von Lumineszenzdioden als Flächenstrahler werden in der Monomodetechnik ausschließlich Kantenemitterdioden verwendet, die ähnlich wie Halbleiter-Laserdioden aufgebaut sind.

Bei der Verbindung der Netzwerkelemente mit Fasersteckern oder Schmelzpleisse treten Fehler an den Koppelstellen auf, die zu signifikanten Einfügedämpfungen führen. Dargestellt sind die Gleichungen zur Beschreibung der Koppelfehler für Einmodenfasern [32], [33], [34]. Prinzipiell sind zwei Gruppen von Fehler unterscheidbar: eine Fehlausrichtung der zu verbindenden Glasfasern und eine Fehlanpassung der charakteristischen Parameter der Lichtwellenleiter. Bei der Fehlausrichtung sind der laterale (radiale Verschiebung) und der axiale Faserversatz (Abstand der Faserstirnflächen) sowie die axiale Verkippung (Verkippung der Faserstirnflächen) prinzipiell möglich. Im direkten Vergleich dieser vorgenannten Koppelfehler führt die axiale Verkippung zu deutlich größeren Zusatzdämpfungen. Eine Fehlanpassung der Faserparameter ist auf verschiedene Radien der Modenfelder der Einmodenwellenleiter zurückzuführen. Die resultierende Gesamtzusatzdämpfung einer Koppelstelle ist aus der Addition der Einzelfehler ermittelbar.

Für die Charakterisierung des realen Bauelementeverhaltens von "faseroptischer Schmelzkoppler" und "Zirkulator" ist eine feste Terminologie bereits etabliert [35]. Eine Beschreibung des Bauelementeverhaltens erfolgt über die Dämpfungseigenschaften zwischen den Ein- und Ausgängen. Man unterscheidet allgemein:

- die Kopplungsrate  $a_{CR}$  (engl. Coupling Ratio); diese beschreibt die Aufteilung der optischen Leistung in einem Koppler. Dabei wird die Leistung eines Ausgangs auf die Gesamtleistung aller Ausgänge betrachtet. Bei asymmetrischem Koppelverhältnis - z.B. 30 : 70 - bezeichnet der kleinere Wert jeweils den prozentualen Anteil, der übergekoppelt werden soll, z.B.  $P_{in} \rightarrow P_2$ .
- die Einfüge- bzw. Zusatzdämpfung  $a_{EL}$  (engl. Excess Loss); sie ist ein Maß für die Verlustleistung des Kopplers und somit ein Maß für die Qualität des Bauteils,
- die Durchgangsdämpfung  $a_{IL}$ ; sie resultiert aus der Summe von Kopplungsverhältnis  $a_{CR}$  und Zusatzdämpfung  $a_{EL}$ , man spricht in diesem Zusammenhang von Durchgangsdämpfung bzw. Einfügedämpfung  $a_{IL}$  (engl. Insertion Loss). Diese beinhaltet in der Regel die Zusatzdämpfung, den Verlust durch Toleranzen der Kopplungsrate und Polarisationsverluste (engl. Polarisation Dependent Loss),
- die Richtkopplung  $a_D$  (engl. Directivity); sie beschreibt das Übersprechen zwischen den Eingängen bzw. Ausgängen.und

- die Rückflussdämpfung  $a_{RL}$  (engl. Return Loss); diese tritt auf bei der Ein- und Auskopplung in das Bauelement.

Von diesen charakteristischen Dämpfungen zeigt nur die Kopplungsrate  $a_{CR}$ , je nach Ausführungsform des faseroptischen Schmelzkopplers, eine vernachlässigbare (engl. wavelength-flattened-coupler) bzw. signifikante spektrale Abhängigkeit (wdm-coupler). Die verbleibenden charakteristischen Dämpfungen sind nahezu konstant über den nutzbaren Spektralbereich. Speziell in der Monomodetechnik betragen die Werte für die Richtkopplung  $a_D > 65dB$  und der Rückflussdämpfung  $a_{RL} > 55dB$ , so dass diese in erster Näherung vernachlässigbar sind. Ein großer Nachteil von Faserkopplern sind die hohen Einfügedämpfungen (Verluste). Immer dann, wenn eine Vielzahl dieser Elemente in einem Netzwerk erforderlich sind, ist abzuwägen, ob die auftretenden Verluste tolerierbar sind. Besser geeignet sind für diesen speziellen Anwendungsfall Faser-Zirkulatoren. Diese haben deutlich geringere Einfügedämpfungen, zeigen in erster Näherung eine vernachlässigbare spektrale Abhängigkeit im Betriebsbereich und weisen weiterhin eine höhere Richtkopplungsdämpfung (Kanalisation) auf. Als nachteilig ist jedoch der deutlich höhere Preis eines Faser-Zirkulators im Vergleich zu einem Faserschmelzkoppler zu nennen.

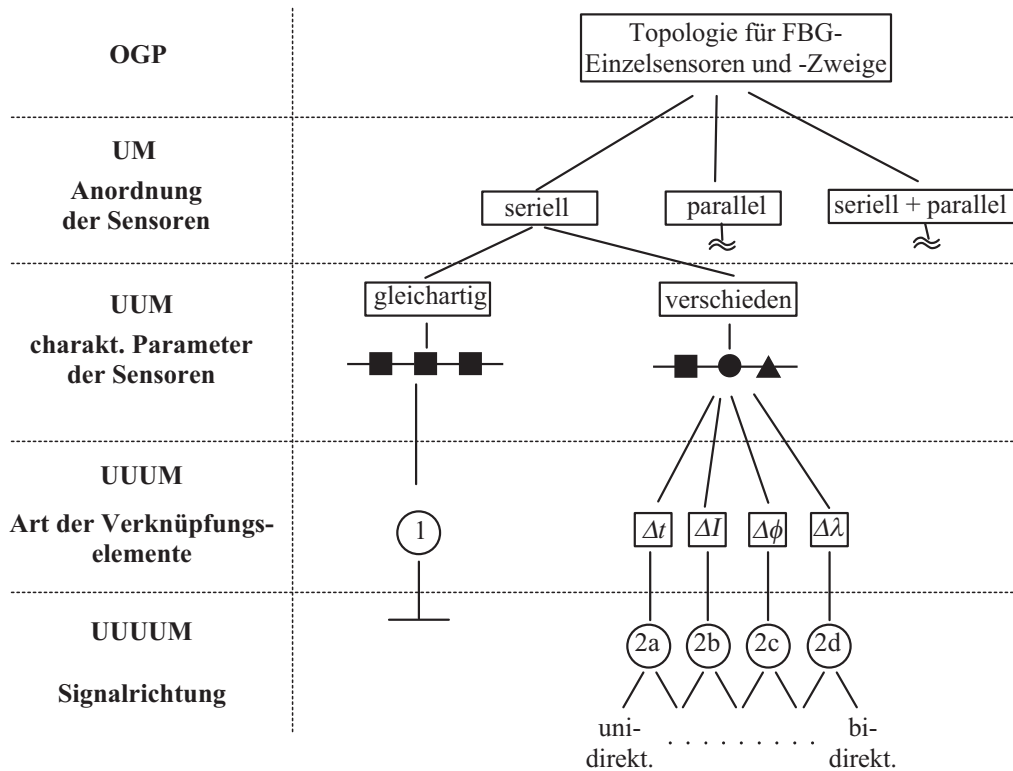
In einem Unterkapitel ist die mathematische Beschreibung eines beliebigen Faser-Bragg-Gitters mit Hilfe der Transfermatrix-Methode vorgestellt, mit der die Reflexions- und Transmissionsamplituden sowie der Phasenverlauf berechenbar sind. Durch die Beschreibung der spektralen Eigenschaften der Faser-Bragg-Gitter mit der Transfermatrixmethode ist eine applikationsspezifische Simulation sowohl von FBG-Sensoren als auch von optischen Filtern möglich.

### 3.2.2 Topologie der faseroptischen Komponenten und ihr Zusammenwirken

Das faseroptische Dehnungssensornetzwerk besteht aus einer Vielzahl von Faser-Bragg-Gitter-Sensoren, die mit Hilfe von Bauelementen wie Koppler, Filter, Quellen und Detektoren verknüpft und ausgewertet werden können. Zur Simulation des spektralen Verhaltens des Sensornetzwerks aus faseroptischen Bragg-Gittern unter Berücksichtigung sämtlicher Netzwerkkomponenten dient ein im Rahmen dieser Arbeit entwickeltes Softwarepaket. Durch die Variation der Gitterperiode  $\Lambda$  ist die Bragg-Wellenlänge der Einzelsensoren einstellbar, so dass Arrays von Sensoren realisierbar sind. Bei der Verknüpfung der faseroptischen Sensoren sind hier prinzipiell Reihen-, Parallel- sowie beliebige Kombinationen dieser Grundschaltungen denkbar. Bild 3.4 zeigt einen Lösungsbaum nach der Methode der Ordnenen Gesichtspunkte für das Verschalten der FBG-Einzelsensoren in einem Sensornetzwerk.


Die Verknüpfung kann durch die idealen Eigenschaften der Verknüpfungselemente charakterisiert werden. So führt beispielsweise eine intensitätsmodulierende Verknüpfung zweier parallel angeordneter FBG-Sensoren zu einem Faserschmelzkoppler ("fused-tapered-coupler"). Die Sensoren eines Zweiges, sämtlicher Zweige oder des

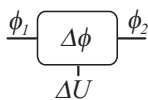
Tabelle 3.4 : Lösungsbaum nach der Methode der Ordnenen Gesichtspunkte für das Verschalten der Faser-Bragg-Gitter-Einzelsensoren und -Zweige



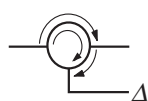
$\Delta t$  lauffzeitverzögernd;  $\Delta I$  intensitätsmodulierend;  $\Delta \phi$  phasenmodulierend;  $\Delta \lambda$  wellenlängenmodulierend

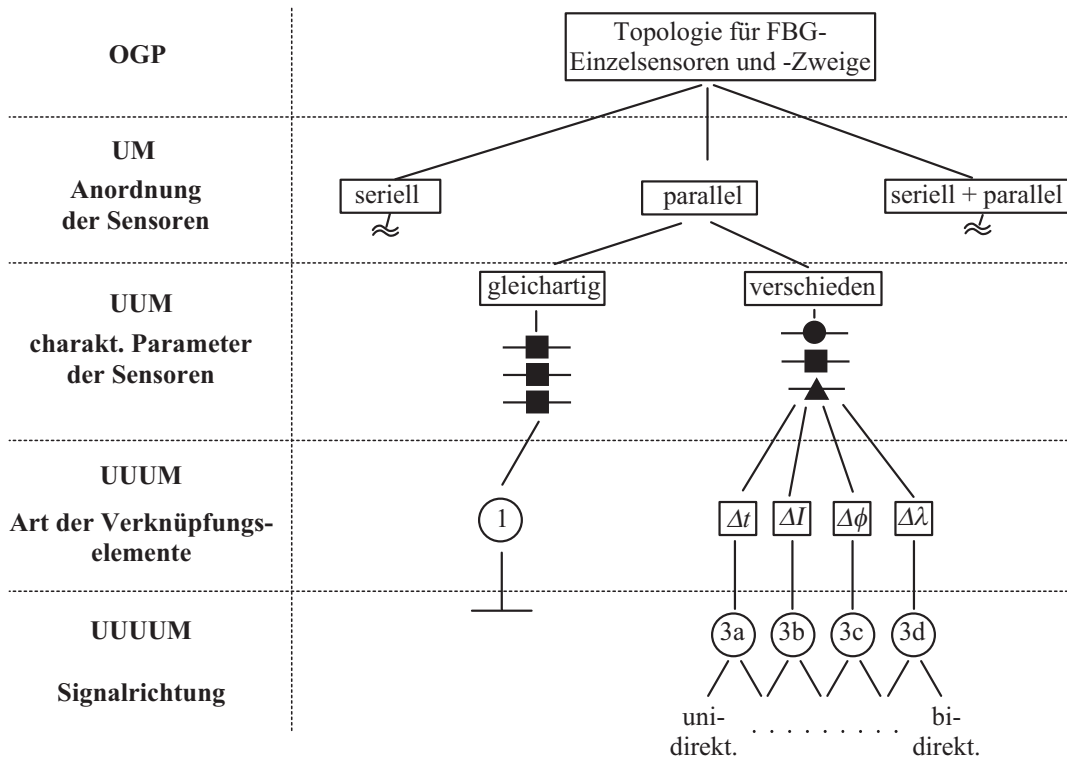
① Probleme für dynamische Signalerfassung

②a z. B. Faserspule 

②c z. B. elektrooptischer Modulator 

②b z. B. Dämpfungsglied 

②d z. B. Zirkulator 



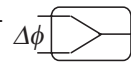
$\Delta t$  laufzeitverzögernd;  $\Delta I$  intensitätsmodulierend;  $\Delta\phi$  phasenmodulierend;  $\Delta\lambda$  wellenlängenmodulierend

① Probleme für dynamische Signalerfassung

③a z. B. faseropt. Schalter



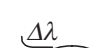
③c z. B. Wellenleiterverzweiger

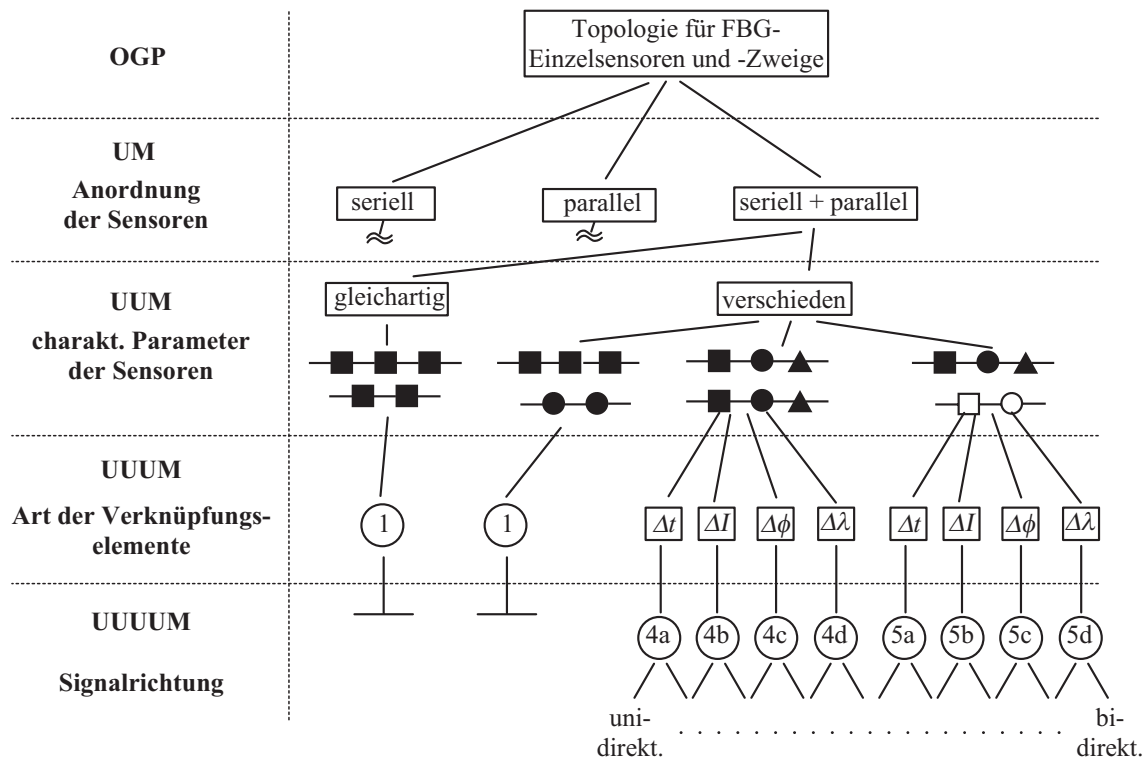


③b z. B. "fused-tapered"-Faserkoppler



③d z. B. WDM-Faserkoppler





$\Delta t$  lauffzeitverzögernd;  $\Delta I$  intensitätsmodulierend;  $\Delta \phi$  phasenmodulierend;  $\Delta \lambda$  wellenlängenmodulierend

① Probleme für dynamische Signalerfassung

④a z. B. thermoopt. Schalter



⑤a z. B. faseropt. Schalter



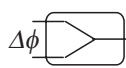
④b z. B. "fused-tapered"-Faserkoppler



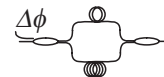
⑤b z. B. "fused-tapered"-Faserkoppler



④c z. B. Wellenleiterverzweiger



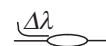
⑤c z. B. Mach-Zehnder-Interferometer



④d z. B. Zirkulator



⑤d z. B. WDM-Faserkoppler



gesamten Sensornetzwerks können gleichartig oder ungleichartig sein. Sinngemäß gleiches gilt für die Verknüpfungselemente. Auch diese können identisches oder unterschiedliches Verhalten hinsichtlich ihrer optischen Eigenschaften aufweisen. Die Funktion der Verknüpfung, d. h. die eindeutige Zuordnung der Einzelsensorsignale, kann dabei für eine uni- und/oder bidirektionale Signalrichtung gewährleistet sein. Die Gestalt des Gesamtsystems schränkt letztlich die Auswahl der Lösungen für die Komponenten ein. So sind in der Praxis auch Gesichtspunkte wie die einfache Modifizierbarkeit der Netzwerkstruktur und Auswechselbarkeit der Sensoren ohne erneute Kalibrierung im Fehlerfall bei der Verschaltung oftmals von besonderer Bedeutung. Weiterhin sind die Anforderungen zu berücksichtigen, die unmittelbar aus dem messtechnischen Problem resultieren.