

Technische Universität Dresden

**Beiträge zur Dispersionskompensation basierend auf der
Modenkonzersion in höhere Moden und der Ausbreitung
dieser Moden in Lichtwellenleitern**

Michael Otto

von der Fakultät Elektrotechnik und Informationstechnik
der Technischen Universität Dresden

zur Erlangung des akademischen Grades eines

Doktoringenieurs

(Dr.-Ing.)

genehmigte Dissertation

Vorsitzender: Prof. Dr.-Ing. habil. H. Schreiber

Gutachter: Prof. Dr.-Ing. Ch. Schäffer

Tag der Einreichung: 27.03.2006

Prof. Dr.-Ing. habil. W. Nowak

Tag der Verteidigung: 05.04.2007

Prof. Dr.-Ing. E. Brinkmeyer

Inhaltsverzeichnis

Formelzeichen und Abkürzungen	5
1 Einleitung	10
2 Dispersionskompensation	13
2.1 Ursachen und Arten der Dispersion	13
2.1.1 Chromatische Dispersion.....	13
2.1.1.1 Materialdispersion	16
2.1.1.2 Wellenleiterdispersion.....	16
2.1.2 Polarisationsmodendispersion	17
2.2 Anforderungen.....	18
2.2.1 Polynombeschreibung	20
2.2.2 Dispersionsmanagement zur Minimierung nichtlinearer Effekte.....	20
2.3 Verfahren zur Dispersionskompensation.....	21
2.3.1 Dispersionsverschobene Fasern (DSF).....	21
2.3.2 Dispersionsgeglättete Fasern (DFF)	22
2.3.3 Dispersionskompensationsfasern (DCF).....	23
2.3.4 Wellenleiterdispersion eines Modus höherer Ordnung (HOM-DCM).....	24
2.3.5 Photonische Kristallfasern (PCF)	25
2.3.6 Faser-Bragg-Gitter (FBG)	26
2.3.7 Ausnutzung nichtlinearer Effekte.....	28
2.4 Adaptive Kompensation der Restdispersion	29
2.4.1 Abstimmbare Faser-Bragg-Gitter	29
2.4.2 Optische FIR- und IIR-Filterstrukturen.....	30
2.4.3 VIPA (engl.: virtually imaged phased array)	31
2.4.4 Nichtlineare adaptive Kompensationsverfahren.....	32
3 Faserberechnung und -entwicklung	33
3.1 Berechnung von Fasern mit speziellen Brechzahlprofilen.....	33
3.1.1 Allgemeiner Ansatz - Herleitung der vektoriellen Helmholtzgleichung.....	33
3.1.2 Übergang zur skalaren Helmholtzgleichung	34
3.1.3 Skalare Lösung für Fasern mit beliebiger Stufenzahl	35
3.1.3.1 Bestimmung der Ausbreitungskonstante eines Modus LP_{mp}	37
3.1.3.2 Berechnung der Feldverteilung	39
3.1.4 Vergleich skalare und vektorielle Rechnung.....	40
3.2 Wellenlängenabhängige Materialeigenschaften	43
3.2.1 Sellmeier-Gleichung.....	43

3.2.2	Mischungsregel	44
3.3	Faserparameter	45
3.3.1	Effektive Führungsfläche	45
3.3.2	Kopplungswirkungsgrad und Spleißverluste	46
3.3.3	Einfluss der Krümmung auf die Dämpfung und Dispersion	46
3.3.3.1	Makrokrümmungsverluste	48
3.3.3.2	Einfluss der Makrokrümmung auf die Dispersion	50
4	Langperiodische Gitter (LPG)	52
4.1	Anwendungsbeispiele von langperiodischen Gittern	52
4.1.1	Langperiodische Gitter (LPG) als Modenkoverter	53
4.2	Berechnung und Simulation	54
4.2.1	Theorie der gekoppelten Moden für Vorwärtskopplung im Gitter	54
4.2.2	Berechnung komplexer LPG mit der Transfer-Matrizen-Methode	58
4.2.3	Einfluss der Faserdispersion auf die Resonanzwellenlänge	59
4.2.3.1	Brechzahlanhebung durch UV-Belichtung	62
4.2.4	Wellenlängenabhängigkeit der Koppeffizienz	64
4.2.5	Synthese von LPG-Strukturen	67
4.3	Herstellungsverfahren für langperiodische Gitter (LPG)	68
4.3.1	LPG-Herstellung durch UV-Belichtung	68
4.3.1.1	Photosensitivität und Hydrierung	69
4.3.1.2	Herstellungsverfahren mit Geschwindigkeitsprofil	70
4.3.1.3	LPG-Erzeugung durch positionsabhängige UV-Modulation	74
4.3.1.4	Vermessung und Auswirkungen des Strahlprofils	76
4.3.1.5	Messung der Lumineszenz zur Positionierung des UV-Strahls	78
4.3.2	Lichtbogeninduzierte langperiodische Gitter in SMF-28	80
4.4	Spektrale Eigenschaften UV-induzierter LPG	83
4.4.1	LPG in einer speziellen Mehrmodenfaser (FMF)	83
4.4.2	Beschleunigte H ₂ -Ausdiffusion und Alterung durch Erwärmung	87
4.4.3	Abstimbarkeit der Modenkoverision	90
4.4.3.1	Mechanische Abstimmung	92
4.4.3.2	Beeinflussung durch die Temperatur	95
4.4.3.3	Abstimmung der FMF-LPG	97
4.4.4	Einfluss der Polarisation auf die LPG-Modenkoverision	102
5	Ausnutzung der Wellenleiterdispersion höherer Moden	107
5.1	Aufbau und Funktionsweise eines HOM-DCM	107
5.1.1	Funktionsweise der Mehrmodenfaser (FMF)	108
5.1.2	Gruppenlaufzeit und Dispersion der FMF	110
5.1.3	Designabhängige Veränderung der Kenngrößen einer FMF	110
5.2	Modenkoverision	112

5.2.1	Bedingung für die Realisierung breitbandiger FMF-LPG.....	112
5.2.2	Multipfadinterferenz (MPI).....	113
5.2.2.1	Abbruchbedingung bei der LPG-Herstellung.....	113
5.2.2.2	Sonstige Ursachen und Möglichkeiten der Reduzierung der MPI.....	115
5.2.3	Alternative Konzepte der Modenkonzersion.....	117
5.3	Design und Realisierung einer Mehrmodenfaser.....	119
5.3.1	Entwurf unter Berücksichtigung herstellungsbedingter Merkmale.....	119
5.3.2	Eigenschaften der realisierten Mehrmodenfaser.....	120
5.3.2.1	Simulation und Messung der Makrokrümmungsverluste.....	123
5.3.2.2	Gruppenlaufzeitmessungen des höheren Modus LP_{02}	125
5.3.3	Verbessertes Design mit reduzierten Makrokrümmungsverlusten.....	130
5.4	Anpassung der Dispersion an die Übertragungsstrecke.....	134
5.4.1	Variable Abstimmung eines HOM-DCM.....	134
5.4.2	Neuartiges Prinzip zur Anpassung der Dispersion.....	135
5.4.2.1	Funktionsweise eines DCM mit angepasster Dispersion.....	135
5.4.2.2	Berechnung der positionsabhängigen Funktion des Durchmessers.....	137
5.4.2.3	Kompensation typischer Übertragungsfasern.....	139
5.4.2.4	Toleranzanalyse.....	141
6	Kaskadierte Strukturen mit langperiodischen Gittern.....	144
6.1	Aufbau und Funktionsweise.....	144
6.1.1	Prinzipieller Aufbau einer kaskadierten LPG-Struktur.....	145
6.1.2	Laufzeitdifferenz zwischen zwei Moden.....	146
6.1.3	Funktionsweise der Dispersionskompensation.....	147
6.2	Simulation und Synthese von kaskadierten LPG-Strukturen.....	150
6.2.1	Beschreibung kaskadierter Strukturen durch Transfer-Matrizen.....	150
6.2.2	Synthese der Strukturparameter zur Restdispersionskompensation.....	150
6.2.2.1	Synthese der Parameter einer Beispielstruktur sechster Ordnung.....	151
6.2.3	Vor- und Nachteile kaskadierter LPG-Strukturen.....	154
6.3	Experimentelle Untersuchungen an MZ-Strukturen.....	156
6.3.1	Realisierung von LPG-MZ-Interferometern.....	157
6.3.2	Vergleich von Simulation und Messung.....	158
6.3.2.1	Modellierung eines LPG-MZ-Interferometers aus den Einzelgittern.....	159
6.3.2.2	Rekonstruktion einer Mehrgitterstruktur.....	160
6.3.3	Abstimbarkeit eines LPG-MZ-Interferometers.....	161
6.3.4	LP_{01} - LP_{11} -Interferometer durch Versatz beim Spleißen.....	163
6.4	Restdispersionskompensation mit LPG-Strukturen.....	165
6.4.1	Einstellung der Strukturparameter.....	165
6.4.2	Demonstration der Funktionsweise an einer Beispielstruktur.....	167
6.4.3	Weiterentwicklung kaskadierter LPG-Strukturen.....	169
6.4.3.1	Kaskadierte LPG in einer speziellen Mehrmodenfaser.....	171

6.5	Alternative Anwendungen kaskadierter LPG-Strukturen.....	173
7	Zusammenfassung	175
8	Anhang.....	179
8.1	Lösung der Gleichungen der gekoppelten Moden für LPG.....	179
8.1.1	Bestimmung der Transfer-Matrix eines langperiodischen Gitters.....	181
8.2	Vermessung der LPG-Modenkonzersion	183
8.2.1	Messung mit Rauschquelle und OSA	183
8.2.1.1	Alternative Rauschquellen	185
8.2.2	Charakterisierung mit einem abstimmbaren Laser	186
8.3	Messverfahren zur Bestimmung der Dispersion.....	188
8.3.1	Die Phasenverschiebungsmethode.....	188
8.3.1.1	Einschränkungen der Phasenverschiebungsmethode.....	190
8.3.1.2	PDL- und PMD-Messungen mit der Phasenverschiebungsmethode	191
8.3.2	Interferometrische Methoden für schmalbandige Komponenten.....	192
8.3.3	Spezielle Verfahren zur Charakterisierung von höheren Moden.....	193
Literaturverzeichnis		195
Lebenslauf		208

Formelzeichen und Abkürzungen

Verzeichnis der wichtigsten Abkürzungen

(in Klammern englische Bezeichnung)

AOM	akustooptischer Modulator
ASE	verstärkte spontane Emission (amplified spontaneous emission)
AWG	Wellenleiterfächer zum multiplexen / demultiplexen (arrayed-waveguide grating)
BNC	elektrischer Steckverbinderstandard (bayonet navy connector, bis 4 GHz)
CMT	Theorie der gekoppelten Moden (coupled-mode theory)
CS-RZ	RZ-Modulationsformat mit unterdrücktem Träger (carrier-suppressed RZ)
CW-Laser	Dauerstrichlaser (continuous wave)
DCF	Dispersionskompensationsfaser (dispersion compensating fiber)
DCM	Dispersionskompensationsmodul (dispersion compensating module)
DFB-Laser	Laser mit verteilter Rückkopplung (distributed feedback laser)
DFF	dispersionsgeglättete Faser (dispersion-flattened fiber)
DGD	differentielle Gruppenlaufzeit (differential group delay)
DMS	Solitonübertragung mit Dispersionsmanagement (dispersion managed solitons)
DPSK	differentielle Phasenumtastung (differential phase shift keying)
DSF	dispersionsverschobene Faser (dispersion-shifted fiber)
DUT	Prüfling (device under test)
DWDM	dichtes Wellenlängenmultiplex (dense wavelength division multiplex)
ECL	Laser mit externem Resonator (external cavity laser)
EDFA	Erbium-dotierter Faserverstärker (erbium doped fiber amplifier)
FBG	Faser-Bragg-Gitter
FIR	Filter mit endlicher Impulsantwort (finite impulse response)
FMF	Mehrmodenfaser (few mode fiber)
FWM	Vierwellenmischung (four-wave mixing)
GD	Gruppenlaufzeit (group delay)
GODC	Sauerstoffmangelstellen in einem mit Germanium dotierten Glas (Germanium oxygen-deficient center)
GPIB	Bussystem zur Steuerung von Meßgeräten (general purpose interface bus)
HOM	Modus höherer Ordnung (higher order mode)
HOM-DCM	Dispersionskompensationsmodul, welches die Wellenleiterdispersion eines Modus höherer Ordnung ausnutzt
IIR	Filter mit unendlicher Impulsantwort (infinite impulse response)
IL	Einfügeverlust (insertion loss)
IPHT	Institut für Physikalische Hochtechnologie in Jena
ISI	Symbolübersprechen (intersymbol interference)
ITU	Internationale Fernmeldeunion (international telecommunication union)
LP	einheitlich (linear) polarisierter Modus über den Faserquerschnitt

LPG	langperiodisches Gitter (long-period grating)
LWL	Lichtwellenleiter
MC	Modenkoverter (mode converter)
MEMS	mikroelektromechanische Systeme
MPI	Multipfadinterferenz (MPI)
MSSI	optische Phasenkonjugation (mid-span spectral inversion)
MZ	Mach-Zehnder
NRZ	Modulationsformat, bei dem nach einer logischen „1“ keine Rückkehr zur logischen „0“ innerhalb einer Bitperiode auftritt (non return-to-zero)
NWA	elektrischer Netzwerkanalysator
NZ-DSF	dispersionsverschobene Faser mit nichtverschwindender Dispersion (non-zero dispersion-shifted fiber)
o. E.	ohne Einheiten
OFDR	optische Frequenzbereichs-Reflektometrie (optical frequency domain reflectometry)
OSA	optischer Spektrumanalysator
OCDMA	optischer Vielfachzugriff im Codemultiplex (optical code division multiple access)
OTDM	optisches Zeitmultiplex (optical time division multiplex)
PCF	photonische Kristallfaser (photonic crystal fiber, auch holey fiber genannt)
PD	Photodiode
PDL	polarisationsabhängiger Verlust (polarization dependent loss)
PLC	planare Lichtwellenleiterstruktur (planar lighthwave circuit)
PMD	Polarisationsmodendispersion
RL	relative Leistung
RZ	Modulationsformat, bei dem nach einer logischen „1“ eine Rückkehr zur „0“ innerhalb der Bitperiode auftritt (return-to-zero)
SLED	leistungsstarke Lumineszenzdiode (superluminescent light emitting diode)
SMA	elektrischer Steckverbinderstandard (bis 18 GHz)
SMF	Einmodenfaser (single-mode fiber)
SMF-28	am weitesten verbreiteter Typ der Standard-Einmodenfaser (single-mode fiber)
SOA	Halbleiterlaser (semiconductor optical amplifier)
SPM	Selbstphasenmodulation
SSMF	Standard-Einmodenfaser (standard single-mode fiber)
UV	ultraviolett
VDCM	einstellbares Dispersionskompensationsmodul (variable dispersion compensating module)
VIPA	volumenoptische Anordnung zur Dispersionskompensation (virtually imaged phased array)
VMC	abstimmbarer Modenkoverter (variable mode converter)
WDM	Wellenlängenmultiplex (wavelength division multiplex)
XPM	Kreuzphasenmodulation (cross-phase modulation)

Verzeichnis der wichtigsten Formelzeichen

(in Klammern englische Bezeichnung)

A_{eff}	effektive Feldfläche eines Modus LP_{mp} in einer Faser
A_i	Amplitude der Resonanzen in der Sellmeier-Gleichung
ATT	Dämpfung (attenuation)
BER	Bitfehlerrate (bit error rate)
B_R	Datenrate
BW	Bandbreite (bandwidth)
c	Lichtgeschwindigkeit
d	Durchmesser
d_i	Dicke der Schicht i eines mehrstufigen, radialsymmetrischen Brechzahlprofils
D	längennormierte Dispersion, allgemein
D_{DCF}	längennormierte Dispersion einer Dispersionskompensationsfaser (DCF)
D_{DCM}	Dispersion eines Kompensationsmoduls (DCM), nicht längennormiert
D_{FBG}	Dispersion eines Faser-Bragg-Gitters, nicht längennormiert
D_{lim}	Dispersionslimit eines Übertragungssystems, nicht längennormiert
D_M	längennormierte Materialdispersion
D_{res}	Restdispersion (residual dispersion), nicht längennormiert
D_{Tr}	längennormierte Dispersion einer optischen Übertragungsstrecke
D_{WG}	längennormierte Wellenleiterdispersion (waveguide dispersion)
\mathbf{E}, E	Vektor bzw. Betrag der elektrischen Feldstärke
EM	Elastizitätsmodul
EOP	Augenöffnungsfaktor (eye opening penalty)
f	Frequenz
f_m	Modulationsfrequenz
F	Kraft
FOM	Verhältnis Dispersion zu Dämpfung, Kennwert von Dispersionskompensations- techniken (figure of merit)
FSR	freier Spektralbereich (free spektral range)
\mathbf{H}, H	Vektor bzw. Betrag der magnetischen Feldstärke
I_{max}	Maximalstrom des Lichtbogens
I_{min}	Minimalstrom des Lichtbogens
I_{UV}	Intensität der ultravioletten Strahlung
\mathbf{J}	Jones-Vektor, beschreibt die Polarisation einer optischen Welle
k	materialabhängige Wellenzahl
k_0	Wellenzahl im Freiraum
L	Faserlänge
L_G	Gitterlänge
L_{Tr}	Länge einer optischen Übertragungsstrecke
m	azimutale Ordnungszahl eines Modus LP_{mp}
m	Modulationsindex
n	Brechzahl

n_{clad}	Brechzahl des Mantels (cladding) einer Stufenfaser
n_{core}	Brechzahl des Kernes (core) einer Stufenfaser
n_d	Brechzahl des Dotanden (dopant)
n_{eff}	effektive Brechzahl eines Modus
n_g	Gruppenbrechzahl
n_h	Brechzahl des Basismaterials (host material), welches dotiert wird
n_i	Brechzahl der Schicht i eines mehrstufigen, radialsymmetrischen Brechzahlprofils
n_{nl}	nichtlineare Brechzahl
n_s	Brechzahlstörung in einem Gitter
p	radiale Ordnungszahl eines Modus LP_{mp}
P	Leistung
\mathbf{P}_s	Vektor der Störpolarisation
r_{core}	Radius des Kernes (core) einer Stufenfaser
r_{eff}	Modenfeldradius eines Modus LP_{mp} in einer Faser
r_i	Radius der Schicht i eines mehrstufigen, radialsymmetrischen Brechzahlprofils
$RBWU$	relative genutzte Bandbreite (relative bandwidth utilized)
Res	Auflösung (resolution)
$ResBW$	Auflösungsbandbreite (resolution bandwidth)
$SENS$	Empfindlichkeit (sensitivity)
$\mathbf{S}_{in}, \mathbf{S}_{out}$	Modenzusammensetzung am Eingang (input) bzw. am Ausgang (output)
S_k	Koeffizient der Ordnung k zur Polynomapproximation der Dispersion D
ST	Dauer eines Messdurchlaufes (sweep time)
t	Zeit
t_g	Gruppenlaufzeit
t_s	Schreibzeit zur Herstellung eines Gitters
T	Temperatur
T_{Bit}	Periodendauer eines Bits
$\mathbf{T}_{ges}, \mathbf{T}_i$	Transfermatrix einer komplexen Gitterstruktur bzw. nur eines Gittersegmentes i
T_{duty}	Tastverhältnis
v_g	Gruppengeschwindigkeit
v_s	Schreibgeschwindigkeit zur Herstellung eines Gitters
V	normierte Frequenz
V_d	Volumenanteil der Dotierung bei Stoffgemischen
α	Dämpfungskoeffizient
$\alpha_{Kopplung}$	Dämpfung eines Überganges zwischen zwei verschiedenen Fasern
α_{Makro}	Dämpfungskoeffizient, der durch Makrokrümmung der Faser hervorgerufen wird
β	Ausbreitungskonstante
γ_{EOP}	Dispersionslimitindex, beschreibt die Differenz zwischen Ausgangs- und Eingangsimpulsbreite für eine bestimmtes EOP
Δn	Amplitude der Brechzahlmodulation in einem Gitter
Δt_g	Gruppenlaufzeitdifferenz
$\Delta\beta$	Verstimmung eines Gitters (detuning)
η	Kopplungswirkungsgrad
κ_{xx}, κ_{yy}	Koppelfaktor für Kopplung in den gleichen Modus (hier Modus x bzw. y)

κ_{xy}, κ_{yx}	Kopplfaktor für Überkopplung in den jeweils anderen Modus (hier von x nach y bzw. umgekehrt)
λ	Wellenlänge
λ_{Bragg}	Bragg-Wellenlänge eines FBG
λ_i	Resonanzwellenlängen der Sellmeier-Gleichung
λ_k	Verschiebung der Ordnung k zur Polynomapproximation der Dispersion D
λ_{res}	Resonanzwellenlänge eines LPG
Λ	Gitterperiode
ν	Poisson-Verhältnis bei Dehnung
τ_{PMD}	PMD-Koeffizient
ϕ	Phase
ψ	skalare Wellenfunktion
ω	Kreisfrequenz
ζ	Dehnung

1 Einleitung

Faseroptische Netze sind das Rückgrat heutiger Kommunikationssysteme, die eine entscheidende Grundlage für die moderne Informationsgesellschaft bilden. Aufgrund ständig steigender Anforderungen an die Übertragungsbandbreite und -kapazität, die vor allem durch die Datenkommunikation und Internetanwendungen hervorgerufen werden, besteht die Notwendigkeit, existierende Strecken auszubauen und neue Verbindungen zu installieren.

Die Übertragungskapazität einer optischen Faserstrecke kann durch eine größere Anzahl von parallel übertragenen Kanälen bei verschiedenen Wellenlängen, d. h. durch Wellenlängenmultiplex (engl.: wavelength division multiplex - WDM), und durch die Erhöhung der jeweiligen Kanaldatenrate erweitert werden. Eine Vergrößerung der Bitrate eines Kanals kann signifikant zur Senkung der Kosten pro Bit beitragen, da weniger Sende- und Empfangselemente bei gleicher Übertragungskapazität benötigt werden.

Neben der Dämpfung beschränkt auch die Dispersion (lateinisch: dispersio - Zerstreuung) einer Übertragungsstrecke die maximal mögliche Kanaldatenrate. Die Dispersion der Strecke muss demzufolge kompensiert werden, um trotzdem optische Signale mit hohen Bitraten je Kanal übertragen zu können. Der Aufwand für die Dispersionskompensation steigt jedoch mit zunehmender Kanaldatenrate, da die maximal zulässige Restdispersion (2.24) abnimmt. Außerdem ist die Dispersion von der Wellenlänge abhängig, d. h. für verschiedene Kanäle ist eine unterschiedlich starke Kompensation notwendig.

Im Kapitel 2 werden deshalb kurz die Ursachen und Arten der Dispersion diskutiert, daraus die Anforderungen für deren Kompensation abgeleitet und Dispersionskompensationsverfahren vorgestellt, die dem heutigen Stand der Technik entsprechen. Des Weiteren wird in diesem Kapitel auch auf Verfahren eingegangen, die eine Abstimmung der Dispersion erlauben, da ansonsten die Fluktuation der Dispersion des Übertragungssystems die Kanaldatenrate beschränken würde.

Alle bisher bekannten Ansätze erfüllen nur in einem beschränkten Maße die Anforderungen, die an die Kompensation der Dispersion gestellt werden. Aus diesem Grund werden in aktuellen Forschungsvorhaben neue Verfahren und Techniken untersucht, um die Dispersionskompensation zu verbessern und an die steigenden Anforderungen anzupassen. Diese Notwendigkeit führte auch zur Motivation der vorliegenden Arbeit. Den Hauptgegenstand bilden dabei alternative Dispersionskompensationstechniken, welche die Ausbreitung von höheren Moden in Lichtwellenleitern ausnutzen.

Als Moden werden dabei die Eigenwellen einer Faser bezeichnet. Bei schwach führenden Fasern hat sich die Beschreibung der Lichtausbreitung in Glasfasern durch einheitlich polarisierte Moden, die auch linear polarisierte LP-Moden genannt werden, durchgesetzt (Abschnitt 3.1.2). Die Notation eines Modus LP_{mp} enthält die azimutale Ordnungszahl m und die radiale Ordnungszahl p . Normalerweise wird die Grenzwellenlänge für Glasfasern und faserbasierte Komponenten so gewählt, dass nur die Grundwelle, d. h. der Modus LP_{01} , effektiv ausbreitungsfähig ist.

Im Gegensatz dazu werden in dieser Arbeit mehrmodige Faserstrukturen untersucht, die auf den besonderen Eigenschaften höherer Moden beruhen. So kann bei alleiniger Ausbreitung eines Modus höherer Ordnung in einer speziellen Mehrmodenfaser (engl.: few mode fiber -

FMF) die Wellenleiterdispersion dieses Modus ausgenutzt werden (Kapitel 5), um die Dispersion einer Übertragungstrecke zu kompensieren. Außerdem lässt sich mit abstimmbaren Modenkonzernern, die über der Länge einer FMF verteilt sind, eine Filterstruktur aufbauen, welche die so erzeugte Mehrwegausbreitung nutzt und bei entsprechender Einstellung der Strukturparameter zur Kompensation der fluktuierenden Restdispersion verwendet werden kann (Kapitel 6).

Beide Verfahren beruhen auf dem Einsatz einer FMF mit einem speziellen Brechzahlprofil, die eine ausreichende Führung der verwendeten Moden LP_{mp} gewährleisten muss. Außerdem werden nahezu verlustlos koppelnde Modenkonzerner benötigt, wobei im Rahmen dieser Arbeit der Einsatz von langperiodischen Fasergittern favorisiert wird (Kapitel 4). Neben der Dispersion der jeweiligen Moden $D_{LP_{mp}}(\lambda)$ bestimmt dabei das Brechzahlprofil einer Faser auch maßgeblich den spektralen Verlauf der Modenkonzersion eines in dieser Faser hergestellten, langperiodischen Gitters (LPG).

Die wellenlängenabhängige Berechnung der effektiven Indizes der Moden für beliebige Brechzahlprofile in Kapitel 3 bildet deshalb nicht nur die Grundlage für die Bestimmung der Dispersion $D_{LP_{mp}}(\lambda)$. Vielmehr werden bereits beim Faserdesign die späteren Modenkopplungseigenschaften eines Fasergitters bestimmt. Außerdem können noch weitere Faserparameter, wie die effektive Führungsfläche, der Kopplungswirkungsgrad zwischen verschiedenen Fasern oder die Krümmungsverluste eines Modus, abgeleitet werden. Insgesamt gesehen, bilden die Berechnungen aus Kapitel 3 eine wichtige Grundlage für die weitergehenden Betrachtungen in den anderen Kapiteln.

In Kapitel 4 wird nach der theoretischen Beschreibung langperiodischer Gitter auf die UV-Belichtungsverfahren zur Gitterherstellung eingegangen, die im Rahmen dieser Arbeit entwickelt und optimiert wurden. Weiterhin werden die spektralen Eigenschaften von Gittern, die mit diesen Verfahren hergestellt wurden, vorgestellt und diskutiert. Besonders hervorzuheben sind hierbei die langperiodischen Fasergitter in der Mehrmodenfasereigenentwicklung, die sich durch besondere Eigenschaften, wie eine größere Modenkopplungsbandbreite und ein besseres Abstimmverhalten, auszeichnen.

Abstimmbare LPG bilden die Grundlage für das in Kapitel 6 vorgestellte Konzept zur Restdispersionskompensation. In dieser Arbeit wird dabei speziell auf die mechanische Abstimmung durch Dehnung und die thermische Beeinflussung der LPG eingegangen. Die besonderen Resonanzeigenschaften der Mehrmodenfasereigenentwicklung ermöglichen für die LP_{01} - LP_{02} -Modenkopplung eine sehr effiziente Abstimmung der FMF-LPG. In diesem Zusammenhang wird die mechanische Abstimmung der LPG durch Dehnung erstmals hinsichtlich aller wirkenden Effekte modelliert und auch quantitativ analysiert.

Dispersionskompensatoren, welche die Wellenleiterdispersion eines höheren Modus in einer speziellen Mehrmodenfasern (engl.: few mode fiber - FMF) ausnutzen, sind Gegenstand des 5. Kapitels. Hierzu werden der Aufbau und die Funktionsweise dieser Kompensatoren beschrieben sowie die Anforderungen an die LPG-Modenkonzerner diskutiert, um die störende Multipfadinterferenz (MPI) auf ein akzeptables Maß zu reduzieren. Aber auch andere Ursachen der MPI und Möglichkeiten ihrer Reduzierung werden betrachtet.

Durch Berücksichtigung herstellungsbedingter Merkmale beim Faserdesign konnte eine FMF realisiert werden, die eine hohe Wellenleiterdispersion des höheren Modus LP_{02} im dritten optischen Fenster aufweist. Im zweiten Teil des 5. Kapitels wird deshalb auf den Entwurfsprozess und die Eigenschaften dieser FMF eingegangen sowie entsprechende Messungen der Gruppenlaufzeit des höheren Modus LP_{02} vorgestellt. Weiterhin wird aufgrund der hohen Makrokrümmungsverluste in der realisierten Faser ein modifiziertes Design mit deutlich verbesserten Führungseigenschaften des höheren Modus LP_{02} vorgestellt.

Ein neuartiges Verfahren, welches die genaue Anpassung der Dispersion des Kompensators an die Erfordernisse der Übertragungsstrecke erlaubt, wird am Ende des Kapitels beschrieben und diskutiert. Hierbei wird die Änderung des Dispersionsverhaltens eines bestimmten Modus in einer Kompensationsfaser durch Beeinflussung des Faserdurchmessers während des Ausziehens der Preform ausgenutzt.

Das zweite in dieser Arbeit betrachtete Verfahren, welches Gegenstand des 6. Kapitels ist, beruht auf abstimmbaren Modenkonvertern. Durch Hintereinanderschaltung mehrerer LPG in einem vorgegebenen Abstand entsteht eine kaskadierte Filterstruktur, welche die Laufzeitdifferenz zwischen zwei Moden als Verzögerungselement nutzt. Das Übertragungsverhalten kann dann durch Beeinflussung der LPG und der Phasenelemente (die in den Faserzwischenstücken realisiert sind) so eingestellt werden, dass die fluktuierende Restdispersion in einem Übertragungssystem ohne Signalunterbrechung kompensiert wird.

Zunächst werden der Aufbau und die Funktionsweise dieser neuartigen, kaskadierten LPG-Struktur behandelt. Weiterhin wird die Synthese der Strukturparameter diskutiert und es wird anhand von Simulationen gezeigt, dass die Dispersion durch Abstimmung dieser Parameter in einem für reale Systeme interessanten Bereich stufenlos eingestellt werden kann.

Danach werden einige grundlegende, experimentelle Untersuchungen an LPG-Strukturen vorgestellt, welche die prinzipielle Realisierbarkeit dieser abstimmbaren, kaskadierten LPG-Strukturen belegen. So wird beispielsweise der Einfluss des Gitterabstandes auf die Laufzeitdifferenz zweier Moden nachgewiesen oder die Rekonstruktion der Spektren von Mehrgitterstrukturen demonstriert.

Die Realisierung einer solchen kaskadierten LPG-Struktur steht im Mittelpunkt des Abschnittes 6.4. Dabei spielt die Vorgehensweise bei der Einstellung der Parameter einer realen Struktur eine wichtige Rolle. An einer Beispielstruktur wird gezeigt, dass der Verlauf der Gruppenlaufzeit eines solchen Filters gezielt beeinflusst werden kann. Abschließend wird noch ein kurzer Ausblick gegeben, der sich mit der Weiterentwicklung der Restdispersionskompensation mit kaskadierten LPG-Strukturen befasst. Außerdem werden an dieser Stelle auch alternative Einsatzmöglichkeiten für diese Strukturen diskutiert.

2 Dispersionskompensation

Neben der Dämpfung ist die Dispersion einer der primären Faktoren, welcher die Länge einer optischen Übertragungsstrecke begrenzt. Aus diesem Grund wurden verschiedene Verfahren und Methoden entwickelt, um die chromatische Dispersion zu kompensieren. Im folgenden Kapitel sollen nach einer Einführung, bei der die Ursachen und Arten der Dispersion vorgestellt werden, verschiedene Kompensationstechniken diskutiert und hinsichtlich ihrer Eigenschaften verglichen werden.

2.1 Ursachen und Arten der Dispersion

In Vielmodenfasern wird die Dispersion (lateinisch: dispersio - Zerstreuung) des Lichtes durch die individuellen Laufzeiten der vielen angeregten Moden hervorgerufen. Der Unterschied der Gruppenlaufzeit Δt_g zwischen der langsamsten und der schnellsten Eigenwelle kann als Maß für die Impulsverbreiterung angesehen werden. Diese Art der intermodalen Dispersion wird auch als Modendispersion bezeichnet. Das durch die Modendispersion hervorgerufene geringe Bandbreite-Länge-Produkt beschränkt die Anwendung der Vielmodenfasern auf den Nahbereich mit Maximalstreckenlängen von einigen 100 m [1].

Um die Modendispersion zu eliminieren, wurden Einmodenfasern entwickelt, in denen effektiv nur ein Modus ausbreitungsfähig ist. Trotzdem entstehen Impulsverzerrungen innerhalb des ausbreitungsfähigen Grundmodus LP_{01} durch chromatische Gruppenlaufzeitunterschiede. Die Kompensation der chromatischen Dispersion in Einmodenfasern ist der Hauptgegenstand dieser Arbeit.

2.1.1 Chromatische Dispersion

Dem sich ausbreitenden Feld einer elektromagnetischen Welle $\mathbf{E}(x, y, z, t)$ in einer Einmodenfasern kann durch Fouriertransformation das folgende Spektrum zugeordnet werden:

$$\tilde{\mathbf{E}}(x, y, z, \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{E}(x, y, z, t) \cdot e^{-j\omega t} dt . \quad (2.1)$$

Ohne Einschränkung der Allgemeingültigkeit wird bei dieser Betrachtung von einer Ausbreitung in z -Richtung ausgegangen, so dass sich eine einzelne spektrale Komponente des Grundmodus LP_{01} $\tilde{\mathbf{E}}(x, y, z, \omega)$ in Abhängigkeit von der jeweiligen Ausbreitungskonstante $\beta(\omega)$ ändert:

$$\tilde{\mathbf{E}}(x, y, z, \omega) = \mathbf{J} \cdot \tilde{E}(\omega) \cdot \tilde{\psi}(x, y, \omega) \cdot e^{-j\beta(\omega)z} , \quad (2.2)$$

wobei ω die Kreisfrequenz der spektralen Komponente des Signals, der Vektor \mathbf{J} die Polarisation, $\tilde{\psi}(x, y, \omega)$ die transversale Feldverteilung und $\tilde{E}(\omega)$ die Feldamplitude beschreibt [1]. Unter der Voraussetzung einer schmalbandigen Anregung mit der Mittenfrequenz ω_c und einer Bandbreite $\Delta\omega \ll \omega_c$ kann die Feldverteilung in dem Frequenzbereich $\omega_c \pm \Delta\omega/2$ als frequenzunabhängig angenommen werden:

$$\tilde{\psi}\left(x, y, \omega_c - \frac{\Delta\omega}{2}\right) \approx \tilde{\psi}\left(x, y, \omega_c + \frac{\Delta\omega}{2}\right) \approx \psi(x, y) . \quad (2.3)$$

Für eine Feldanregung

$$\mathbf{E}(x, y, z = 0, t) = \mathbf{J} \cdot E_{in}(t) \cdot \psi(x, y) \quad (2.4)$$

am Eingang einer Faser ($z = 0$) mit dem Eingangsspektrum

$$\tilde{E}_{in}(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} E_{in}(t) \cdot e^{-j\omega t} dt \quad (2.5)$$

erhält man am Ausgang nach der Übertragung über die Länge $z = L$ die Zeitfunktion

$$E_{out}(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{E}_{out}(\omega) \cdot e^{j\omega t} d\omega = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{E}_{in}(\omega) \cdot e^{-j\beta(\omega)L} \cdot e^{j\omega t} d\omega \quad (2.6)$$

mit dem Ausgangsamplitudenspektrum

$$\tilde{E}_{out}(\omega) = H(\omega) \cdot \tilde{E}_{in}(\omega), \quad (2.7)$$

welches über die Übertragungsfunktion

$$H(\omega) = e^{j\beta(\omega)L} \quad (2.8)$$

mit dem Eingangsspektrum $\tilde{E}_{in}(\omega)$ verknüpft ist. Bei dieser Betrachtung, bei der der Schwerpunkt auf der zeitlichen Zerstreung liegt, werden die Dämpfung (Faktor $e^{\alpha L}$, wobei α den Dämpfungskoeffizienten bezeichnet) und eine Änderung des Polarisationszustandes \mathbf{J} nicht berücksichtigt.

Für schmalbandige, quasi-monochromatische Signale mit der Bandbreite $\Delta\omega \ll \omega_c$ kann die Ausbreitungskonstante $\beta(\omega)$ als Taylor-Reihe entwickelt werden:

$$\beta(\omega) = \sum_{k=0}^n \beta_k \cdot (\omega - \omega_c)^k \quad \text{mit} \quad \beta_k = \left. \frac{d^k \beta}{d\omega^k} \right|_{\omega=\omega_c}. \quad (2.9)$$

Betrachtet man ein verzerrungsfreies System mit $\beta_k = 0$ für $k > 1$, so lautet die Zeitfunktion des Feldes am Ende der Faser ($z = L$):

$$E_{out}(t) = \left(\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-j\omega\beta_1 L} \cdot (\tilde{E}_{in}(\omega) \cdot e^{j\omega t}) d\omega \right) \cdot e^{j(\omega_c \beta_1 L - \beta_0 L)} = E_{in}(t - t_g) \cdot e^{j(\omega_c t_g - \beta_0 L)}. \quad (2.10)$$

Hierzu wurde die Taylor-Approximation (2.9) in die Gleichung (2.6) eingesetzt und unter Anwendung der Rechenregeln der Fouriertransformation umgestellt. Anhand der Gleichung (2.10) ist erkennbar, dass das exakte Eingangssignal E_{in} nach dem Durchlaufen der Faser, verzögert um die frequenzunabhängige Gruppenlaufzeit $t_g = \beta_1 L$, detektiert werden kann. D. h., das gesendete Signal wird verzerrungsfrei empfangen, mit einer für den Direktempfang unbedeutenden Phasendrehung von $\omega_c t_g - \beta_0 L$.

Die Ausbreitungskonstante in einer optischen Wellenleiterstruktur kann durch die effektive Brechzahl eines Modus $n_{eff}(\omega)$ beschrieben werden:

$$\beta(\omega) = \frac{\omega}{c} \cdot n_{eff}(\omega), \quad (2.11)$$

wobei c die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum darstellt.

Durch Ableitung der Ausbreitungskonstante $\beta(\omega)$, d. h. unter Anwendung der Produktregel für (2.11), erhält man die frequenzabhängige Gruppenbrechzahl

$$n_g(\omega) = c \cdot \frac{d\beta(\omega)}{d\omega} = n_{\text{eff}}(\omega) + \omega \cdot \frac{dn_{\text{eff}}(\omega)}{d\omega} \quad (2.12)$$

in Abhängigkeit von $n_{\text{eff}}(\omega)$. Diese Gruppenbrechzahl $n_g(\omega)$ bestimmt die Gruppengeschwindigkeit $v_g(\omega) = c/n_g(\omega)$ und die Gruppenlaufzeit $t_g(\omega) = L/c \cdot n_g(\omega)$ einer Faserstrecke mit der Länge L .

Berücksichtigt man Terme mit $\beta_k \neq 0$ für $k > 1$ für $\beta(\omega)$ in Gleichung (2.9), so kommt es zur zeitlichen Zerstreung, d. h. Dispersion, der einzelnen Spektralanteile ω des Eingangssignals. Bei einer entsprechenden Größenordnung (siehe Abschnitt 2.2) führt die Dispersion dazu, dass am Empfänger der Datenstrom aufgrund des Symbolübersprechens (engl.: intersymbol interference - ISI) nicht mehr fehlerfrei detektiert werden kann. Demzufolge erhält man die Dispersion einer Übertragungstrecke $D(\omega)$ durch Ableitung der Gruppenlaufzeit $t_g(\omega)$ nach der Kreisfrequenz ω als längennormierte Kenngröße für die Verzerrung eines Eingangssignals:

$$D(\omega) = \left(\frac{-\omega^2}{2\pi c L} \right) \cdot \frac{dt_g(\omega)}{d\omega} = \left(\frac{-\omega^2}{2\pi c} \right) \cdot \frac{d^2\beta(\omega)}{d\omega^2}. \quad (2.13)$$

Die Einheit der Dispersion lautet ps/(nm·km), die sich unter anderem aus dem Faktor $-\omega^2/(2\pi c L)$ in Gleichung (2.13) ergibt. Generell wird in der optischen Nachrichtentechnik zur spektralen Charakterisierung vorzugsweise die Wellenlänge λ anstatt der Frequenz f oder der Kreisfrequenz ω benutzt. Folglich sollte auch die Dispersion in Abhängigkeit von der Wellenlänge λ angegeben werden:

$$D(\lambda) = \frac{1}{L} \cdot \frac{dt_g(\lambda)}{d\lambda} = \frac{-1}{2\pi c} \cdot \frac{d\left(\lambda^2 \cdot \frac{d\beta(\lambda)}{d\lambda}\right)}{d\lambda} = \frac{-1}{2\pi c} \cdot \left(2\lambda \cdot \frac{d\beta}{d\lambda} + \lambda^2 \cdot \frac{d^2\beta}{d\lambda^2} \right). \quad (2.14)$$

Hierbei erfolgt die Variablentransformation mit der Beziehung $\omega = 2\pi c/\lambda$. Der Vollständigkeit halber sind auch alle anderen relevanten Größen in Abhängigkeit von der Wellenlänge λ angegeben, d. h. die Ausbreitungskonstante

$$\beta(\lambda) = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot n_{\text{eff}}(\lambda), \quad (2.15)$$

die Gruppenbrechzahl

$$n_g(\lambda) = \frac{-\lambda^2}{2\pi} \cdot \frac{d\beta(\lambda)}{d\lambda} = n_{\text{eff}}(\lambda) - \lambda \cdot \frac{dn_{\text{eff}}(\lambda)}{d\lambda} \quad (2.16)$$

und die Gruppenlaufzeit

$$t_g(\lambda) = \frac{L}{c} \cdot \frac{-\lambda^2}{2\pi} \cdot \frac{d\beta(\lambda)}{d\lambda} = \frac{L}{c} \cdot n_g(\lambda), \quad (2.17)$$

da diese im weiteren Verlauf der Arbeit häufiger benutzt werden.

Wie hier ausführlich dargelegt wurde, wird die chromatische Dispersion einer Einmodenfaser $D(\lambda)$ vorrangig durch die wellenlängenabhängigen Materialeigenschaften des Glases hervorgerufen. Ein weiterer wesentlicher Effekt, der zur chromatischen Dispersion beiträgt, ist die Wellenlängenabhängigkeit der Feldverteilung eines Modus LP_{mp} und der daraus resultierenden effektiven Brechzahl $n_{eff,LP_{mp}}$, die durch die Struktur des Wellenleiters bestimmt wird. Demzufolge setzt sich der Betrag der chromatischen Dispersion $D(\lambda)$ aus der Summe der Materialdispersion $D_M(\lambda)$ und der Wellenleiterdispersion $D_{WG}(\lambda)$ zusammen [2]:

$$D(\lambda) = D_M(\lambda) + D_{WG}(\lambda). \quad (2.18)$$

2.1.1.1 Materialdispersion

Die Wellenlängenabhängigkeit der Brechzahl $n(\lambda)$ wird durch molekulare Resonanzfrequenzen bestimmt und kann durch die sogenannte Sellmeier-Gleichung (3.38) abseits der Resonanzen sehr gut approximiert werden. Der wellenlängenabhängige Verlauf der Brechzahl $n(\lambda)$, welcher in Bild 1(a) gezeigt ist, wurde mit Hilfe der Koeffizienten aus Tabelle 5 für nicht dotiertes Quarzglas (SiO_2) berechnet.

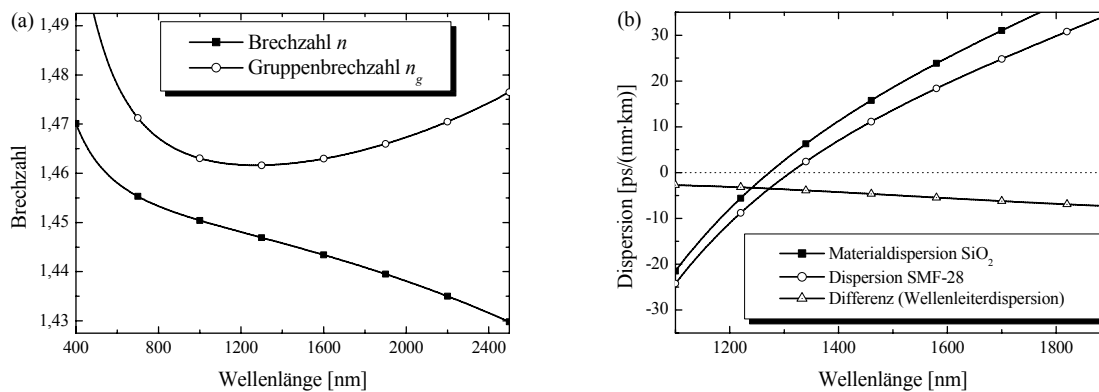


Bild 1 Wellenlängenabhängigkeit der Brechzahl $n(\lambda)$ und der Gruppenbrechzahl $n_g(\lambda)$ für nicht dotiertes Quarzglas (a) und Vergleich der Materialdispersion von reinem Quarzglas (SiO_2) mit der Gesamtdispersion einer Standardfaser SMF-28 (b)

Die auch in diesem Diagramm dargestellte Gruppenbrechzahl $n_g(\lambda)$ wurde mit Hilfe der Gleichung (2.16) bestimmt. Aufgrund der fehlenden Wellenleiterstruktur konnte für diese Berechnung die Brechzahl $n(\lambda)$ des Materials mit der effektiven Brechzahl $n_{eff}(\lambda)$ gleichgesetzt werden. Wie man deutlich sieht, weist die Gruppenbrechzahl ein charakteristisches Minimum auf. Dieses Minimum führt zu einer Nullstelle der Dispersion (2.14), die für undotiertes Quarzglas bei der Wellenlänge $\lambda = 1273$ nm liegt (Bild 1(b)). Der Wert der Materialdispersion beträgt bei $\lambda = 1550$ nm, d. h. im dritten optischen Fenster, rund 22 $ps/(nm \cdot km)$.

2.1.1.2 Wellenleiterdispersion

Eine Wellenleiterstruktur, welche die Ausbreitung von Eigenwellen (Moden) ermöglicht, ist eine grundlegende Voraussetzung für diese Art der chromatischen Dispersion. In Bild 1(b) ist die Gesamtdispersion (Berechnung siehe Kapitel 3) der Stufenfaser SMF-28 dargestellt, deren

Basismaterial reines Quarzglas bildet und bei der die Brechzahlenhebung im Kern durch Dotierung mit Germanium erzielt wurde. Im Vergleich zu undotiertem Quarzglas, welches aufgrund der fehlenden Wellenleiterstruktur nur die Materialdispersion aufweist, ergibt sich für die SMF-28 eine geringere Gesamtdispersion $D(\lambda)$. Diese Differenz entspricht laut Gleichung (2.18) der Wellenleiterdispersion $D_{WG}(\lambda)$ der Stufenfaser SMF-28.

Die Wellenleiterdispersion wird durch die Wellenlängenabhängigkeit der Feldverteilung eines Modus hervorgerufen. Anhand einer Stufenfaser soll dieser Zusammenhang im Folgenden kurz erläutert werden. Bei geringen Wellenlängen ist das Feld stark im Kernbereich konzentriert, der durch eine Brechzahlenhebung gekennzeichnet ist. Somit ist für die Ausbreitungsgeschwindigkeit bei diesen Wellenlängen die Brechzahl des Kernes n_{core} maßgeblich. Mit zunehmender Wellenlänge geht das Feld immer mehr in den Mantel mit der Brechzahl n_{clad} über. Durch diesen Übergang und der damit einhergehenden Änderung der effektiven Brechzahl des Modus $n_{eff}(\lambda)$ entsteht die Wellenleiterdispersion.

Betrachtet man den Grundmodus LP_{01} in einer Stufenfaser mit dem Kernradius r_{core} , so beträgt die effektive Brechzahl in grober Näherung $n_{eff}(V \leq 0,7) \approx n_{clad}$ und $n_{eff}(V \geq 2) \approx n_{core}$, wobei die normierte Frequenz V durch die Beziehung

$$V = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot r_{core} \cdot \sqrt{n_{core}^2 - n_{clad}^2} \quad (2.19)$$

gegeben ist. Für den Bereich der normierten Frequenz $2 \geq V \geq 0,7$ findet der Übergang der Feldverteilung vom Kern zum Mantel mit abnehmender normierter Frequenz, d. h. mit zunehmender Wellenlänge, statt. Zur Approximation der Wellenleiterdispersion des Grundmodus LP_{01} in einer Stufenfaser sind in [3] analytische Formeln angegeben, auf die im Rahmen dieser Arbeit nicht weiter eingegangen werden soll.

Die an dieser Stelle nur ansatzweise diskutierte Wellenleiterdispersion wird im Kapitel 3 und im Kapitel 5 insbesondere unter dem Aspekt der Ausbreitung höherer Moden und der Ausnutzung ihrer starken negativen Wellenleiterdispersion noch eingehender behandelt.

2.1.2 Polarisationsmodendispersion

Eine Einmodenfaser, in der nur der Grundmodus LP_{01} ausbreitungsfähig ist, kann, streng genommen, nicht als einmodig bezeichnet werden. Vielmehr werden in einer solchen Faser zwei Moden mit orthogonaler Polarisierung geführt. Demzufolge ist eine weitere Ursache für die Zerstreuung des Lichtes die sogenannte Polarisationsmodendispersion (PMD), die infolge ungleicher Gruppenlaufzeiten der beiden orthogonalen Polarisationszustände des Grundmodus LP_{01} hervorgerufen wird. Unter diesem Aspekt kann man die PMD auch als einen Spezialfall der Modendispersion betrachten.

In einer idealen Faser, d. h. unter der Voraussetzung perfekter Rotationssymmetrie und absoluter Spannungsfreiheit, breiten sich die beiden Moden LP_{01x} und LP_{01y} mit der gleichen Gruppengeschwindigkeit aus. Im Gegensatz dazu weisen reale Fasern aber eine gewisse Unrundheit und innere mechanische Spannungen auf. Diese geringfügigen Abweichungen, die Doppelbrechung in der Faser induzieren, haben eine entsprechende Gruppenlaufzeitdifferenz (differential group delay - DGD) zwischen den Moden LP_{01x} und LP_{01y} zur Folge.

Abweichungen von der idealen Faser, welche bei der Herstellung, Verkabelung oder Verlegung der Faser unvermeidlich sind, führen zu einer partiellen Hin- und Rückkopplung zwi-

schen den beiden orthogonalen Moden, die sich mit verschiedenen Geschwindigkeiten ausbreiten. Die auftretenden Störungen sind typischerweise über der Länge zufällig verteilt. Die daraus resultierende Mehrwegeausbreitung über eine Faserstrecke mit zufallsverteilter Doppelbrechung wird als Polarisationsmodendispersion (PMD) bezeichnet.

Insbesondere für Datenraten von $B_R \geq 40$ GBit/s je Kanal muss der Einfluss der PMD berücksichtigt werden. Ältere Strecken haben teilweise hohe PMD-Koeffizienten von $\tau_{PMD} > 1$ ps / $\sqrt{\text{km}}$, neuere Fasern dagegen können aufgrund einer optimierten Herstellung typische Werte von $\tau_{PMD} < 0,036$ ps / $\sqrt{\text{km}}$ aufweisen [4]. Die maximal mögliche Faserlänge einer Übertragungsstrecke kann mit der folgenden Gleichung abgeschätzt werden:

$$L_{max} = \left(a \cdot \frac{T_{Bit}}{\tau_{PMD}} \right)^2 = \left(a \cdot \frac{1}{B_R \cdot \tau_{PMD}} \right)^2 \quad \text{mit } a = 0,1 \dots 0,15, \quad (2.20)$$

wobei $T_{Bit} = 1/B_R$ die Bitperiode des optischen Signals bezeichnet [1].

Wie an den erzielbaren Faserlängen in Tabelle 1 erkennbar ist, stellt die PMD insbesondere für ältere, bereits verlegte Fasern ein Problem dar und muss kompensiert werden. Die optische Kompensation gestaltet sich jedoch sehr aufwendig, da sich die zufallsverteilte Doppelbrechung über der Faserstrecke auch zeitlich ändert.

	$B_R = 10$ GBit/s	$B_R = 40$ GBit/s	$B_R = 160$ GBit/s
$\tau_{PMD} = 0,036$ ps / $\sqrt{\text{km}}$	173610 km	10850 km	678 km
$\tau_{PMD} = 1$ ps / $\sqrt{\text{km}}$	225 km	14,1 km	0,9 km

Tabelle 1 Abschätzung der Maximallängen L_{max} einer optischen Übertragungsstrecke für verschiedene Datenraten B_R und PMD-Koeffizienten τ_{PMD} mit $a = 0,15$

Da die PMD nicht Hauptgegenstand dieser Arbeit ist, sei an dieser Stelle auf weiterführende Literatur verwiesen [1], [5]. Jedoch sollte bei der Untersuchung und Entwicklung von Konzepten zur chromatischen Dispersionskompensation die PMD betrachtet und bei eventuellen Realisierungen messtechnisch in Form des DGD (siehe Abschnitt 8.3.1.2) erfasst werden.

2.2 Anforderungen

Das Ziel der Dispersionskompensationsverfahren ist es, die durch Streckendispersion auftretende Signalverzerrung beim Empfänger so zu kompensieren, dass die übertragenen Daten in ausreichender Qualität empfangen werden können. Zu diesem Zweck wird im optischen Pfad ein Dispersionskompensationsmodul (engl.: dispersion compensating module - DCM) mit entsprechender entgegengesetzter Dispersion $D_{DCM}(\lambda)$ eingebracht, wobei die Bedingung für eine vollständige Kompensation wie folgt angegeben werden kann:

$$L_{Tr} \cdot D_{Tr}(\lambda) + D_{DCM}(\lambda) = D_{res}(\lambda) = 0. \quad (2.21)$$

Hierbei steht L_{Tr} für die Länge der Übertragungsstrecke, $D_{Tr}(\lambda)$ für die längennormierte Dispersion der Übertragungsstrecke und $D_{res}(\lambda)$ für die Restdispersion (engl.: residual dispersion).

In Abhängigkeit von der Datenrate B_R existiert eine Grenze der Dispersion, das sogenannte Dispersionslimit $D_{lim}(\lambda)$. Bei Erreichen dieser Dispersionsgrenze kommt es infolge der zunehmenden Intersymbolinterferenz zu einer definierten Verringerung der Öffnung des Augendiagramms. Die Schließung des Augendiagramms ist verbunden mit der Zunahme der Bitfehlerrate BER und wird durch den Augenöffnungsfaktor (engl.: eye opening penalty)

$$EOP = 10 \cdot \log\left(\frac{a}{b}\right) \quad (2.22)$$

für den Direkttempfang mit NRZ-Modulation beschrieben. In dieser Gleichung bezeichnet a die Öffnung des idealen Auges und b die verringerte Öffnung des gestörten Auges, z. B. unter dem Einfluss der Dispersion. Unter der Annahme, dass die empfangene Rauschleistung sich nicht durch eine Erhöhung der Signalleistung ändert, kann eine Verringerung der Augenöffnung durch eine äquivalente Anhebung der Signalleistung kompensiert werden. So kann z. B. die Schließung des Augendiagramms um $EOP = 1$ dB mit einer Anhebung der Empfangsleistung um 1 dB kompensiert werden. Das Dispersionslimit wird in [6] durch die Formel

$$D_{lim}(\lambda, EOP) = \frac{\gamma_{EOP} \cdot \pi \cdot c}{\lambda^2 \cdot B_R^2} \quad (2.23)$$

beschrieben. Der Dispersionslimitindex γ_{EOP} , der die Differenz zwischen der Ausgangspulsbreite und Eingangspulsbreite beschreibt, ist dort für verschiedene Augenöffnungsfaktoren gegeben.

	$B_R = 10$ GBit/s	$B_R = 40$ GBit/s	$B_R = 160$ GBit/s
$EOP = 1$ dB ($\gamma_{1dB} = 0,252$)	989 ps/nm	62 ps/nm	3,9 ps/nm
$EOP = 2$ dB ($\gamma_{2dB} = 0,321$)	1259 ps/nm	79 ps/nm	4,9 ps/nm

Tabelle 2 Näherungsweise Angabe des Dispersionslimits D_{lim} für verschiedene Datenraten B_R und Öffnungen des Augendiagramms (EOP) bei $\lambda = 1550$ nm; alle Angaben für Direkttempfang mit NRZ-Modulation

Mit Hilfe der Formel (2.23) ist für verschiedene gängige Bitraten B_R die Dispersion berechnet worden (Tabelle 2), welche eine Verringerung der Öffnung des Augendiagramms um den vorgegebenen Faktor EOP hervorruft. Erfüllt die Restdispersion der Strecke die Bedingung

$$|D_{res}(\lambda)| \leq D_{lim}(\lambda, EOP), \quad (2.24)$$

so kann durch eine Erhöhung der Signalleistung um EOP die Bitfehlerrate BER auf das Niveau gesenkt werden, welches ohne den Einfluss der Dispersion vorherrschen würde. Die Kompensation kann nur bei ausreichender Systemreserve und konstantem Empfängerrauschen erfolgen.

In modernen Übertragungssystemen werden heutzutage neben der NRZ-Modulation auch andere Modulationsformate, wie z. B. RZ, CS-RZ, DPSK etc., verwendet. In [7] ist für diese Formate die jeweilige Dispersionstoleranz für 43 GBit/s angegeben. Die Werte variieren nur

in einem relativ kleinen Bereich und können demzufolge in erster Näherung auch mit der Formel (2.23) angegeben werden.

2.2.1 Polynombeschreibung

Die Dispersion optischer Fasern D_{Tr} wird in den Datenblättern der Faserhersteller nicht exakt angegeben. Vielmehr ist es üblich, die Dispersion aufgrund ihres Verlaufes im interessierenden Wellenlängenbereich durch ein Polynom zu approximieren. Die Näherung der Dispersion einer Übertragungsfaser durch ein Polynom kann folgendermaßen angegeben werden:

$$D_{Tr} \approx \sum_{k=0}^m S_k \cdot (\lambda - \lambda_k)^k, \quad (2.25)$$

wobei S_k den Koeffizienten, λ_k die Verschiebung und m die Ordnung des Polynoms beschreibt.

Bei einer Betrachtung, welche sich z. B. nur auf das C-Band (1530-1570 nm) beschränkt, ist es ausreichend, die Dispersion linear zu approximieren. Aus diesem Grund sind in der Tabelle 3 die entsprechenden Koeffizienten für die Dispersion S_0 und den Anstieg der Dispersion (engl.: slope) S_1 für gängige Fasertypen angegeben, um die Funktion $D_{Tr}(\lambda)$ zu beschreiben.

Faser	Hersteller	Typ	S_0 [ps/(nm·km)]	S_1 [ps/(nm ² ·km)]	λ_1 [nm]
SMF-28	Corning	SSMF	17	0,058	1550
TrueWave-RS [®]	Lucent	NZ-DSF	4,5	0,045	1550
TeraLight TM	Alcatel	NZ-DSF	8	0,057	1550
LEAF [®]	Corning	NZ-DSF	4,2	0,085	1550

Tabelle 3 Parameter zur linearen Approximation der Dispersion verschiedener Übertragungsfasern im dritten optischen Fenster um 1550 nm [8]

2.2.2 Dispersionsmanagement zur Minimierung nichtlinearer Effekte

Die hier betrachteten Anforderungen an die Dispersionskompensation gehen von einer linearen Signalübertragung der Feldamplituden aus. In diesem Fall könnte die örtliche Anordnung der Dispersionskompensation beliebig gewählt werden, d. h. vor, nach oder in diskreten Abständen innerhalb der Übertragungsstrecke.

In realen Übertragungssystemen sind jedoch nichtlineare Effekte [9] mitverantwortlich für die Limitierung der maximalen Übertragungslänge bzw. -kapazität. Insbesondere beim Einsatz von konzentrierten Verstärkern, wie z. B. Erbiumverstärkern (EDFA), und der damit einhergehenden starken Anhebung des Leistungspegels spielen nichtlineare Effekte (z. B. SPM, XPM, FWM etc.) eine begrenzende Rolle. Deshalb ist es notwendig, die auftretenden nichtlinearen Effekte der zur Verfügung stehenden Dispersionskompensationstechniken zu beachten und deren Einfluss durch die örtliche Verteilung der Dispersion, d. h. durch Dispersionsmanagement, zu minimieren.

Es hat sich gezeigt, dass der Einfluss der Vierwellenmischung (FWM) in DWDM-Systemen (engl.: dense wavelength division multiplex) durch die hohe Dispersion von SSMF mit rund

17 ps/(nm·km) bei 1550 nm deutlich reduziert wird [10]. D. h., dass eine gewisse streckenabhängige Dispersion je nach gewählter Konstellation auch Vorteile mit sich bringt und demzufolge erwünscht ist.

Eine besondere Bedeutung erlangt das Dispersionsmanagement in transkontinentalen Weitverkehrsnetzen. Für diese Anwendung werden Fasern verwendet, die abwechselnd eine geringe positive bzw. negative Dispersion von wenigen ps/(nm·km) aufweisen [11]. Um den Einfluss nichtlinearer Effekte zu minimieren, wird in diesem Fall die Faser mit der größeren effektiven Fläche A_{eff} direkt (3.41) nach einem Verstärker eingesetzt, währenddessen die Faser mit der kleineren effektiven Fläche erst danach angeordnet ist. Durch diese Anordnung erfährt die Faser mit der kleineren effektiven Fläche durch die vorhergehende Faserdämpfung geringere Leistungspegel.

2.3 Verfahren zur Dispersionskompensation

Im folgenden Abschnitt werden gängige Verfahren zur Kompensation bzw. Reduzierung der Dispersion einer Übertragungstrecke dargestellt und bezüglich ihrer Leistungsfähigkeit verglichen. Neben dispersionsoptimierten Glasfasern mit speziellen Brechzahlprofilen wird an dieser Stelle auch auf Faser-Bragg-Gitter (FBG), neuartige photonische Kristallfasern (engl.: photonic crystal fiber - PCF) und Dispersionskompensationsmodule (engl.: dispersion compensating module - DCM), die auf der Wellenleiterdispersion eines Modus höherer Ordnung (engl.: higher order mode - HOM) basieren, eingegangen.

2.3.1 Dispersionsverschobene Fasern (DSF)

Bei Standard-Einmodenfasern (engl.: standard single-mode fiber - SSMF), wie z. B. der SMF-28, wird die Dispersionsnullstelle aufgrund der zusätzlich wirkenden Wellenleiterdispersion von $\lambda = 1273$ nm für reines Quarzglas auf $\lambda \approx 1310$ nm verschoben, Bild 1(b).

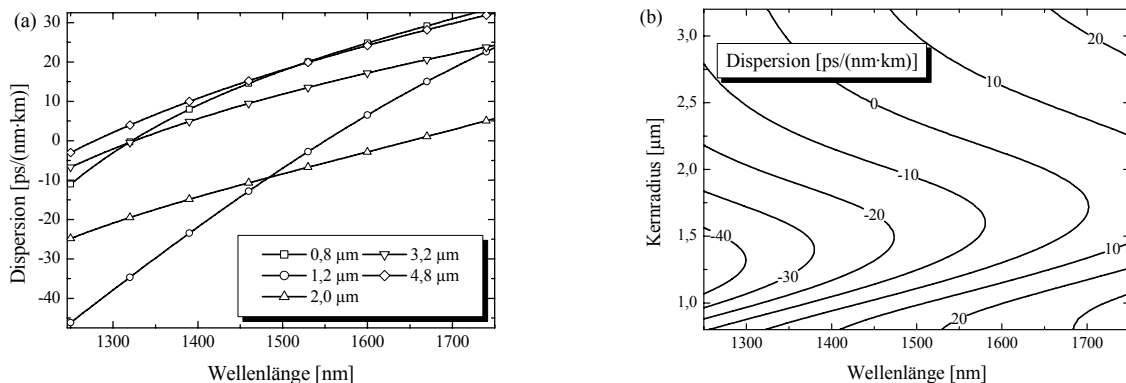


Bild 2 Dispersion einer Stufenprofilfaser, $n_{core}(1550 \text{ nm}) = 1,455$ und $n_{clad}(1550 \text{ nm}) = 1,444$, für verschiedene Kernradien r_{core} (a) und Konturdiagramm der Dispersion in Abhängigkeit von der Wellenlänge λ und dem Kernradius r_{core} (b), Durchmesser der Faser $d = 125 \mu\text{m}$

Bei dispersionsverschobenen Fasern (dispersion-shifted fiber - DSF) ist die Dispersionsnullstelle aufgrund einer modifizierten Wellenleiterstruktur noch weiter in Richtung des dritten

optischen Fensters verlagert, um so die resultierende Dispersion der Übertragungsstrecke um 1550 nm zu reduzieren. Die Verschiebung bei einer DSF-Stufenfaser wird z. B. durch eine moderate Verringerung des Kernradius r_{core} erreicht. In Bild 2(a) ist zu sehen, dass die Kurven für $r_{core} = 0,8 \mu\text{m}$ und $r_{core} = 4,8 \mu\text{m}$ ähnlich verlaufen, weil für diese Kernradien die Dispersion hauptsächlich durch die Materialdispersion bestimmt wird. Die Dispersion für die dazwischen liegenden Kernradiuswerte weicht deutlich von diesen beiden Kurven ab, da hier der jeweilige Anteil der Wellenleiterdispersion den Verlauf bestimmt. Wie man deutlich anhand der Nulllinie in Bild 2(b) erkennt, wird die Dispersionsnullstelle mit zunehmendem Kernradius um fast 400 nm in Richtung höherer Wellenlängen verschoben und geht danach wieder auf Wellenlängenwerte um 1300 nm zurück.

Idealerweise sollte die Dispersionsnullstelle so verschoben werden, dass sie genau mit der Betriebswellenlänge übereinstimmt. In diesem Fall wären keine weiteren Kompensationsmaßnahmen notwendig. Deshalb wurden in Japan Anfang der neunziger Jahre viele Strecken mit Fasern, deren Dispersion $D_{Tr}(1550 \text{ nm}) \approx 0 \text{ ps}/(\text{nm}\cdot\text{km})$ beträgt, verlegt. Es musste jedoch festgestellt werden, dass diese DSF aufgrund der fehlenden Dispersion für WDM-Systeme, d. h. für ein System mit mehreren Kanälen, nicht geeignet ist, da nichtlineare Effekte (insbesondere die FWM) die Übertragungskapazität der Strecke beschränken. Als geeignete Kompromisslösung stellte sich heraus, die bereits verlegten Fasern in einem Wellenlängenbereich deutlich über dieser Nullstelle, z. B. um 1580 nm, zu nutzen [12].

Neuere Strecken sollten jedoch von vornherein z. B. für das C-Band (1530 nm bis 1570 nm) ausgelegt sein, weil in diesem Band das Minimum der Dämpfung liegt und für diesen Wellenlängenbereich bessere und kostengünstige Faserverstärker (EDFA) verfügbar sind. Aufgrund der vorher erläuterten Erkenntnisse beim Betrieb der DSF bei ihrer Dispersionsnullstelle wurden Fasern entwickelt, deren Nullstelle unterhalb des angestrebten Nutzbandes liegt. Da diese Fasern innerhalb der genutzten Bandbreite eine geringfügige positive Dispersion aufweisen, werden sie in der Fachliteratur auch als NZ-DSF (non-zero dispersion-shifted fiber) bezeichnet.

Die Dispersion der NZ-DSF ist gegenüber einer SSMF (z. B. SMF-28) stark reduziert und verringert deutlich die Anforderungen an die Dispersionskompensation. In Tabelle 3 sind Parameter aufgeführt, welche die wellenlängenabhängige Dispersion $D_{Tr}(\lambda)$ einiger typischer NZ-DSF beschreiben. Gegenüber der SMF-28, die eine Dispersion von 17 ps/(nm·km) bei 1550 nm aufweist, sind für die NZ-DSF typische Werte von 4-8 ps/(nm·km) angegeben.

Besonders geeignet zur Realisierung einer DSF sind neben einfachen Stufenprofilen vor allem Dreiecks- oder Gradientenprofile, welche in Bild 3(a-c) schematisch dargestellt sind. Hinsichtlich anderer wesentlicher Parameter, wie z. B. der Dämpfung, den Makrokrümmungsverlusten oder der effektiven Fläche, erreichen die NZ-DSF annähernd ähnlich gute Spezifikationen wie eine SSMF. In modernen Systemen, welche insbesondere für höhere Datenraten von $\geq 40 \text{ GBit/s}$ je Kanal ausgelegt sind, werden heutzutage nur noch Kabel mit NZ-DSF verlegt.

2.3.2 Dispersionsgeglättete Fasern (DFF)

Dispersionsgeglättete Fasern (engl.: dispersion-flattened fiber – DFF) weisen im Gegensatz zur DSF eine geringe und näherungsweise konstante Gesamtdispersion, d. h. einen geringen Anstieg der Dispersion S_1 , in einem relativ großen Wellenlängenbereich auf. Im einfachsten

Fall werden solche Fasern, die wie die DSF auf die Vermeidung der Dispersion zielen, mit einem W-Profil realisiert, Bild 3(d).

Die Brechzahlabenkung wirkt dabei für niedrige Wellenlängen wie der Mantel der Faser. Diese Mantelwirkung verhindert mit steigender Wellenlänge zunächst den Übergang zum eigentlichen Mantel der Faser. Ab einer Wellenlänge, die durch das Profil bestimmt wird, geht das Feld dann jedoch sehr schnell in den Mantel über. Dieser beschleunigte Übergang erzeugt eine starke negative Wellenleiterdispersion, deren Betrag in einer bestimmten Bandbreite stetig zunimmt. Dieser Anstieg ermöglicht somit die Kompensation der Materialdispersion, deren Dispersionsnullstelle bei $\lambda = 1273$ nm liegt und die bei 1550 nm immerhin schon 22 ps/(nm·km) beträgt.

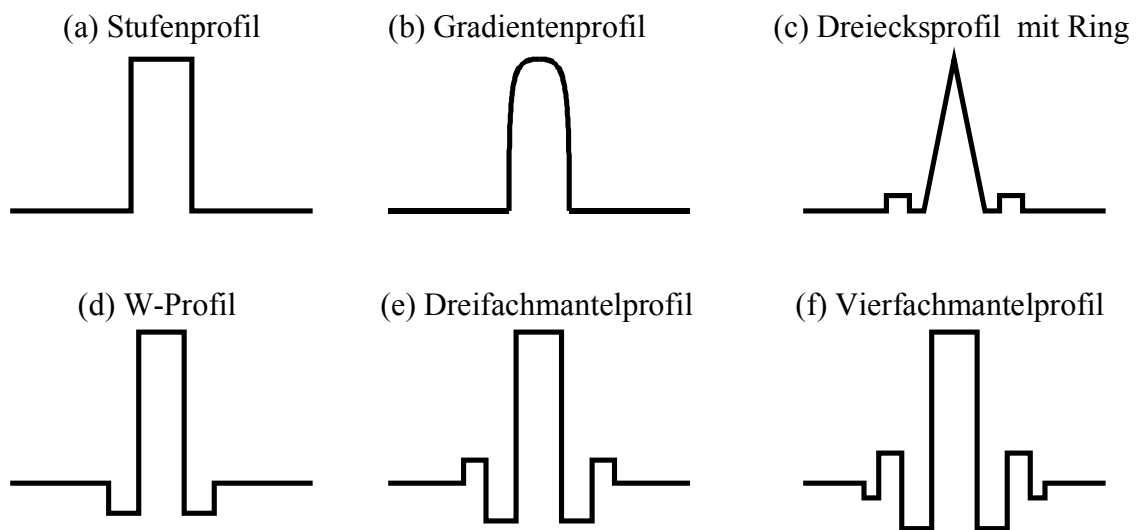


Bild 3 Übersicht über gängige Formen des Brechzahlprofils zur Realisierung verschiedener Fasertypen: SSMF (a, b), DSF (a-d), DFF (d-f), DCF (d-f)

Aufgrund der Krümmungsverluste der auf W-Profilen basierenden DFF wurden Mehrfachmantelprofile, Bild 3(e, f), entwickelt, die durch eine zusätzliche Brechzahlanhebung die weitere Aufweitung des Feldes verhindern und demzufolge die Verluste minimieren. In [13] wurde z. B. eine DFF mit einem Vierfachmantelprofil realisiert, deren Dispersion in einem Wellenlängenbereich von 1290 nm bis 1650 nm nur um $\pm 3,5$ ps/(nm·km) variiert. Weitere Anstrengungen zur Vergrößerung der effektiven Fläche A_{eff} wurden unternommen, um der Limitierung durch nichtlineare Effekte vorzubeugen. Mit einer in der Größenordnung der SSMF liegenden effektiven Fläche von $A_{eff} = 64 \mu\text{m}^2$ konnten eine geringe Dispersion von $S_0 = 2,17$ ps/(nm·km) und ein reduzierter Anstieg von $S_1 = 0,032$ ps/(nm²·km) für $\lambda_1 = 1550$ nm im dritten optischen Fenster (C-Band) erzielt werden [14].

2.3.3 Dispersionskompensationsfasern (DCF)

Zur Kompensation der positiven Streckendispersion, welche proportional zur verlegten Länge ist und in Abhängigkeit von der verwendeten Faser (SMF-28, NZ-DSF etc.) variiert, werden heutzutage hauptsächlich Dispersionskompensationsfasern (engl.: dispersion compensating

fiber - DCF) verwendet. Die zur Kompensation der Strecke notwendige negative Dispersion wird durch die Anpassung der Länge der DCF erzielt.

Dispersionskompensationsfasern sind einmodige Spezialfasern, die Dispersionswerte in der Größenordnung von $D_{DCF} = -45 \dots -300 \text{ ps}/(\text{nm}\cdot\text{km})$ erreichen [15], [16]. Im einfachsten Fall kann auch eine DCF mit einem Stufenprofil realisiert werden. Zur Erzielung der hohen negativen Wellenleiterdispersion in Stufenprofilfasern sind sehr hohe Brechzahldifferenzen in Verbindung mit kleinen Kernradien notwendig, die eine hohe Dämpfung zur Folge haben. Besser geeignet sind Mehrfachmantelprofile, Bild 3(e, f), mit denen man eine geringere Dämpfung und reduzierte Krümmungsverluste erzielt [17].

Die Verluste einer typischen DCF liegen zwischen $0,3 \dots 1 \text{ dB}/\text{km}$. Als Kennwert (engl.: figure of merit - *FOM*), der einen Vergleich der Effizienz der verschiedenen Typen der DCF sowie verschiedener Kompensationstechniken erlaubt, wird üblicherweise das folgende Verhältnis verwendet:

$$FOM = \frac{|D_{DCM}|}{ATT}, \quad (2.26)$$

wobei D_{DCM} die Dispersion und ATT die Dämpfung eines kompletten Dispersionskompensationsmoduls (DCM) bezeichnen. Typische Werte des *FOM* für eine DCF liegen im Bereich von $50 \dots 250 \text{ ps}/(\text{nm}\cdot\text{dB})$ [8].

Neben der limitierenden Dämpfung kann sich entlang einer DCF zusätzlich die Wirkung nichtlinearer Effekte stark erhöhen. Der Einfluss nichtlinearer Effekte ist um so größer, je kleiner die effektive Fläche A_{eff} ist [9]. Typische Werte der DCF für die effektive Fläche liegen bei $A_{eff} = 15 \dots 20 \mu\text{m}^2$ und sind demzufolge deutlich kleiner als für eine NZ-DSF ($A_{eff} = 50 \dots 70 \mu\text{m}^2$) oder eine SSMF ($A_{eff} \approx 80 \mu\text{m}^2$).

Für eine breitbandige Kompensation der Übertragung vieler WDM-Kanäle, welche z. B. mehrere Bänder umfassen kann, werden heutzutage DCF entwickelt, die in einer spezifizierten Bandbreite einen vorgegebenen Verlauf der Dispersion $D_{DCF}(\lambda)$ aufweisen. So konnte z. B. eine konstante Dispersion in einem Wellenlängenbereich von 1510 nm bis 1620 nm realisiert werden [18], die nur eine geringfügige Abweichung von $|\Delta D(\lambda)| \leq 0,5 \text{ ps}/(\text{nm}\cdot\text{km})$ aufwies. Die konstante Dispersion betrug $D_{DCF} \approx -56 \text{ ps}/(\text{nm}\cdot\text{km})$ innerhalb einer Bandbreite von 110 nm .

Insgesamt gesehen ergibt sich das Ziel, die Kompensation der Dispersion (2.21) mit der DCF für viele WDM-Kanäle in einer vorgegebenen Bandbreite, mit möglichst geringen Einfügeverlusten und reduzierten Auswirkungen von nichtlinearen Effekten zu realisieren.

2.3.4 Wellenleiterdispersion eines Modus höherer Ordnung (HOM-DCM)

Im Gegensatz zur DCF, bei der die Wellenleiterdispersion des Grundmodus LP_{01} ausgenutzt wird, werden in diesem Abschnitt Dispersionskompensationsmodule (engl.: dispersion compensating module - DCM) vorgestellt, die auf der großen negativen Wellenleiterdispersion eines Modus höherer Ordnung (engl.: higher order mode - HOM) basieren [19]. Im folgenden Text werden diese Kompensatoren als HOM-DCM bezeichnet.

Um diese Wellenleiterdispersion nutzbar zu machen, ist es notwendig, das Licht am Eingang vom Grundmodus LP_{01} in den höheren Modus und am Ausgang des Moduls wieder in den Grundmodus zurück zu konvertieren (Bild 4). Die Modenkonzersion erfolgt mit speziellen

Modenkonvertern (engl.: mode converter - MC), die in Volumenoptik oder innerhalb einer Faser, z. B. durch langperiodische Gitter (LPG), realisiert sein können.

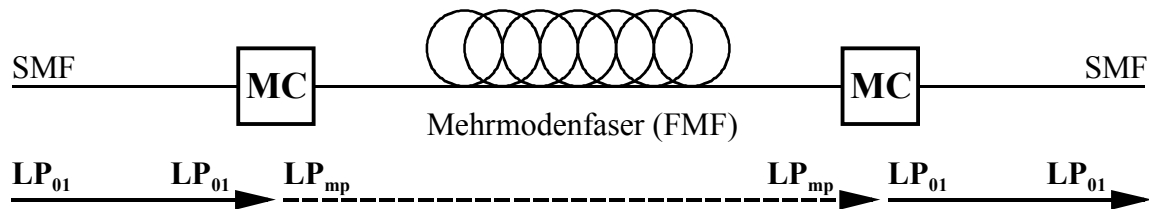


Bild 4 Prinzipskizze eines HOM-DCM mit ein- und ausgangsseitigen Modenkonvertern (engl.: mode converter - MC) zur Ausnutzung der Wellenleiterdispersion eines höheren Modus LP_{mp} in einer Mehrmodenfaser (engl.: few mode fiber - FMF)

Als Brechzahlfunktion der Mehrmodenfaser (engl.: few mode fiber - FMF) kommen, ähnlich wie bei der DCF, hauptsächlich Mehrfachmantelprofile, Bild 3(e, f), in Frage, die einen beschleunigten Übergang des Feldes vom Kern in äußere Schichten erlauben und demzufolge eine starke negative Dispersion erzeugen. Bei Ausnutzung der Ausbreitungseigenschaften eines höheren Modus ist zu beachten, dass dieser bei Überschreiten der Grenzwellenlänge nicht mehr geführt wird. Weiterhin begrenzen Makro- und Mikrokrümmungsverluste (siehe Abschnitt 3.3.2) die Einsatzmöglichkeiten eines HOM-DCM.

Obwohl auch die Verwendung des Modus LP_{11} , der sich bei vektorieller Betrachtung eigentlich aus drei Moden (H_{01} , HE_{21} , E_{01}) mit leicht verschiedenen Ausbreitungskonstanten zusammensetzt, untersucht wurde [20], sind Verfahren, die auf dem rotationssymmetrischen Modus LP_{02} (vektoriell: HE_{12}) basieren, bis hin zu funktionierenden Prototypen entwickelt worden. Neben einer volumenoptischen Realisierung der Modenkonverter [21] wurden auch Kompensatoren mit breitbandigen langperiodischen Gittern (LPG) entwickelt [22].

Ein wesentlicher Vorteil der HOM-DCM besteht in einer deutlich größeren effektiven Fläche des höheren Modus gegenüber dem Grundmodus in einer DCF ($A_{eff} = 15 \dots 20 \mu\text{m}^2$). Bisher wurden Werte der effektiven Fläche von $70 \mu\text{m}^2$ [21] und $65 \mu\text{m}^2$ [22] erreicht. Demzufolge sind bei einem HOM-DCM die Auswirkungen von nichtlinearen Effekten weitaus weniger kritisch (3.40). So sind z. B. aufgrund der größeren effektiven Fläche und der reduzierten Wirklänge in der FMF höhere Leistungen am Eingang des Dispersionskompensators möglich. Insgesamt gesehen ergibt sich gegenüber der DCF die Möglichkeit eines verbesserten Dispersionsmanagements [23], welches beispielsweise eine Vergrößerung der Verstärkerabstände ermöglicht.

Weitere Details zu den HOM-DCM, die auf der Wellenleiterdispersion eines höheren Modus basieren, werden in Kapitel 5 diskutiert.

2.3.5 Photonische Kristallfasern (PCF)

Diese neue Art von Fasern, welche als photonische Kristallfasern (engl.: photonic crystal fiber - PCF) bezeichnet werden, sind erst seit kurzem ein aktueller Forschungsschwerpunkt. Die PCF ist dadurch gekennzeichnet, dass ihr Brechzahlprofil durch die Anordnung von Luftlöchern realisiert wird. Im Gegensatz zu Brechzahlprofilen, die durch Dotierung nur mit relativ

kleinen Brechzahländerungen realisiert werden können, sind durch die Verteilung der Luft-einschlüsse in der PCF signifikante Änderungen eines Modus möglich, welche beliebige Dispersionsverläufe erlauben.

So wurde das Dispersionsverhalten einer PCF simuliert, deren Restdispersion nach der Kompensation einer gängigen SSMF in einer Bandbreite von über 200 nm nur noch $|D_{res}| \leq 0,5 \text{ ps}/(\text{nm}\cdot\text{km})$ betrug [24]. In einer weiteren Veröffentlichung wurde eine PCF vorgestellt, die einer Dreifachmantelfaser sehr ähnlich ist und durch den Übergang des Feldes vom Kern zum Ring einen relativ schmalbandigen Bereich mit starker negativer Dispersion von bis zu $-1700 \text{ ps}/(\text{nm}\cdot\text{km})$ aufweist [25]. Einschränkend muss gesagt werden, dass die Realisierung von photonischen Kristallfasern noch mit großen Problemen verbunden ist. Bisher kann noch nicht die benötigte Homogenität über der Länge gewährleistet werden. Insbesondere die erzielten Werte der Dämpfung von $1,7 \text{ dB}/\text{km}$ sind noch nicht akzeptabel [26].

2.3.6 Faser-Bragg-Gitter (FBG)

Faser-Bragg-Gitter sind faseroptische Strukturen, die eine Brechzahlmodulation in Ausbreitungsrichtung mit einer Periode von rund 500 nm aufweisen. An einem einzelnen Brechzahlübergang kommt es zu einer geringfügigen Reflexion, wobei es bei der Erfüllung der Bragg-Bedingung (die hier für die Reflexion des Grundmodus angegeben ist)

$$\lambda_{\text{Bragg}} = 2n_{\text{eff,LP01}} \cdot \Lambda \quad (2.27)$$

zu einer konstruktiven Überlagerung der vielen Einzelreflexionen kommt und das Licht bei der Bragg-Wellenlänge λ_{Bragg} reflektiert wird [27]. Hierbei bezeichnet Λ die Periode des Faser-Bragg-Gitters und $n_{\text{eff,LP01}}$ die effektive Brechzahl des Grundmodus LP₀₁.

Soll ein FBG zur Dispersionskompensation verwendet werden, so wird die Periode des Gitters über der Länge linear geändert (Bild 5). Ein solches Gitter wird als ein gechirptes FBG bezeichnet.

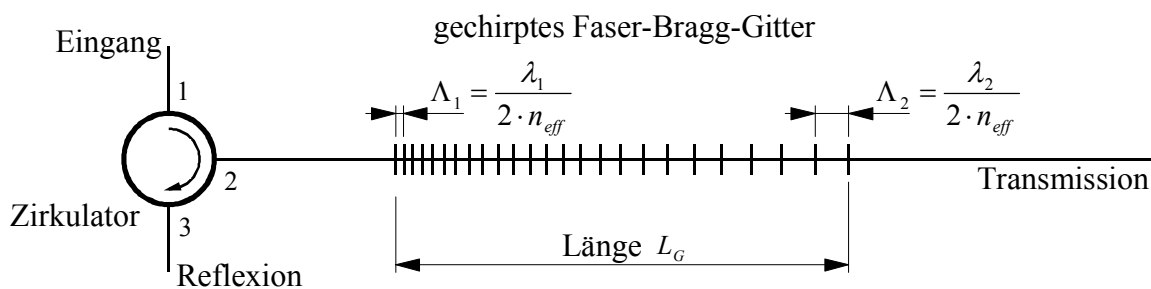


Bild 5 Typische Einsatzweise eines gechirpten Faser-Bragg-Gitters mit der Länge L_G ; zur Ausnutzung der Reflexion wird ein Zirkulator benutzt

Durch die Variation der Periode werden Laufzeitunterschiede zwischen einzelnen Spektralanteilen eines Signals erzielt. Obwohl sich gezeigt hat, dass eine exakte lineare Änderung der Periode nur zu einer linearen Gruppenlaufzeit führt, die mit einer typischen Welligkeit überlagert ist, kann zur Abschätzung der erzielbaren Dispersion eines FBG die Formel

$$D_{FBG} = \frac{\Delta t_g}{BW} = \frac{2 \cdot L_G \cdot n_g}{c \cdot BW} = \frac{2 \cdot L_G \cdot n_g}{c \cdot (\lambda_2 - \lambda_1)} \approx \frac{L_G}{c \cdot (\Lambda_2 - \Lambda_1)} \quad (2.28)$$

angewendet werden. Dabei bezeichnen Δt_g die maximal erreichbare Laufzeitdifferenz und BW die Bandbreite des FBG. Die Welligkeit der Gruppenlaufzeit kann durch eine spezielle Funktion der Periode Λ über der Länge des Gitters vermieden werden, deren Synthese in [28] gezeigt wurde.

Die Größe der Dispersion von Faser-Bragg-Gittern ist insbesondere von der Länge L_G des Gitters abhängig. Schon 1995 wurden erste Gitter für diesen Zweck hergestellt [29]. Das in diesem Artikel beschriebene Gitter wies immerhin eine Dispersion von $D_{FBG} = 6000$ ps/nm auf. Die nutzbare Bandbreite des FBG blieb jedoch auf rund $BW = 0,1$ nm beschränkt, da das Gitter nur 10 cm lang war. Aus diesem Grund wurden Anstrengungen unternommen, die Länge zu erhöhen. Da Phasenmasken nur mit einer maximalen Länge von rund 15 cm gefertigt werden können, wurden z. B. Luftlagertische mit interferometrischer Positionsauswertung verwendet. Diese waren erforderlich, um das UV-Interferenzmuster bei der Herstellung phasenrichtig anzusetzen. Mit dieser Technologie konnten Faser-Bragg-Gitter mit einer Gitterlänge von bis zu 1 m gefertigt werden, die z. B. in einer Bandbreite von 5 nm eine Dispersion von $D_{FBG} = -2000$ ps/nm erzielten [30]. Noch weiter verbesserte Herstellungstechnologien ermöglichten Längen von über 10 m mit einer realisierten Bandbreite von 30 nm [31]. In der folgenden Übersicht in Tabelle 4 sind die benötigten Gitterlängen für typische Konfigurationen eines optischen Übertragungssystems angegeben. Die für größere Bandbreiten erforderlichen Längen von mehr als 15 cm sind nicht mehr durch Belichtung durch eine entsprechend lange, einzelne Phasenmaske realisierbar. Die Herstellung längerer Gitter erfordert demzufolge einen sehr hohen Aufwand durch das phasenrichtige Ansetzen der einzelnen Segmente.

	10 GBit/s (0,1 nm)	40 GBit/s (0,4 nm)	160 GBit/s (1,6 nm)	C-Band (40 nm)
100 km NZ-DSF (450 ps/nm)	0,47cm	1,86 cm	7,45 cm	186,21 cm
100 km SMF-28 (1700 ps/nm)	1,76 cm	7,03 cm	28,14 cm	703,45 cm

Tabelle 4 Abschätzung der benötigten Länge L_G eines FBG in Abhängigkeit von der gewünschten Dispersion und der benötigten Bandbreite BW der Signale

Trotz einiger Vorteile der Faser-Bragg-Gitter, wie z. B. ein geringes Bauvolumen, eine niedrige Dämpfung und ein vernachlässigbarer Einfluss von nichtlinearen Effekten, stellt die durch die herstellungsbedingten Toleranzen hervorgerufene Restwelligkeit der Gruppenlaufzeit einen entscheidenden Nachteil der FBG dar. Obwohl einige Anstrengungen zur Reduzierung der Welligkeit unternommen wurden, wie z. B. der Einsatz spezieller Phasenmasken [32], konnte dieses Problem bis heute noch nicht endgültig gelöst werden.

Neben der Rückwärtskopplung in den Grundmodus ist es auch möglich, mit Hilfe schräger FBG rückwärts in Moden höherer Ordnung zu koppeln. Dieses Prinzip der Kopplung in einen anderen Modus wird in einer Struktur aus insgesamt vier FBG ausgenutzt, um den sonst not-

wendigen Zirkulator zu eliminieren [33]. Durch den Chirp einzelner oder im Extremfall aller Gitter wird dann die gewünschte Dispersion erzeugt.

Zur Reduzierung der großen Länge der FBG, die eigentlich zur Kompensation mehrerer Kanäle benötigt wird, wurden mehrkanalige Strukturen mit relativ kurzer Gesamtlänge entwickelt. Diese Gitter zeichnen sich durch eine Brechzahlmodulationsfunktion aus, die durch periodische Phasensprünge gekennzeichnet ist. Durch diese Phasensprünge bildet sich in jedem Kanal der durch die Länge vorgegebene Gruppenlaufzeit aus. In [34] konnte ein Gitter für fünf Kanäle realisiert werden, das bei einer Länge von 10 cm einen Gruppenlaufzeit aus von rund 600 ps in einer Bandbreite von jeweils 0,35 nm im 100 GHz-WDM-Raster aufwies. Diese Gitter sind eine kostengünstige Alternative zur DCF im Metro-Bereich. Aufgrund der Welligkeit der Gruppenlaufzeit können sie nicht bei Datenraten >10 GBit/s verwendet werden.

2.3.7 Ausnutzung nichtlinearer Effekte

Im Gegensatz zu den im Abschnitt 2.2.2 diskutierten Auswirkungen, welche die maximale Länge einer Strecke begrenzen, können nichtlineare Effekte auch zur Kompensation der Dispersion und demzufolge zur Erzielung größerer Reichweiten ausgenutzt werden.

Das bekannteste Prinzip ist die Solitonenübertragung [35]. Bei diesem Verfahren wird die optische Leistung eines Signals so angehoben, dass sich die Verzerrungen, die durch die Selbstphasenmodulation (SPM) aufgrund des nichtlinearen Brechungsindex hervorgerufen werden, genau mit den Verzerrungen der Dispersion kompensieren.

Ein limitierender Faktor bei der Solitonenübertragung ist die Dämpfung der Faser. Aus diesem Grund werden, über die Strecke verteilt, Verstärker eingesetzt. Diese wiederum erzeugen aufgrund der akkumulierten ASE (engl.: amplified spontaneous emission) Leistungsschwankungen, die sich aufgrund der nichtlinearen Systembedingungen als zeitlicher Jitter bemerkbar machen (Gordon-Haus-Jitter).

Eine besonders stabile Solitonenübertragung wird in periodisch dispersionskompensierten Strecken erreicht, die auch als Solitonenübertragung mit Dispersionsmanagement (engl.: dispersion managed solitons - DMS) bezeichnet wird. Mit diesem Prinzip konnte eine OTDM-Bitrate (engl.: optical time division multiplex) von 1,28 TBit/s erreicht werden [36]. Aufgrund der großen Bandbreite des Signals und der hohen Anforderungen an das Dispersionsmanagement musste in diesem Experiment zur Polynombeschreibung der Faserdispersion $D_{Tr}(\lambda)$ nach Gleichung (2.25), entgegen der sonst ausreichenden linearen Approximation mit S_0 und S_1 , auch der quadratische Parameter S_2 verwendet werden.

Bei dem Verfahren der optischen Phasenkonjugation (engl.: mid-span spectral inversion - MSSSI) wird das durch die Dispersion verzerrte Signal nach der Hälfte der Übertragungsstrecke spektral gespiegelt [37], [38]. Das bedeutet, dass im darauf folgenden zweiten Teil der Übertragungsstrecke die bisher, aufgrund der Dispersion der ersten Teilstrecke, vorseilenden spektralen Komponenten verzögert und die bis dahin nachlaufenden Spektralanteile beschleunigt werden. Mit diesem Prinzip werden alle Spektralanteile des Signals hinsichtlich ihrer Laufzeitunterschiede kompensiert. Die spektrale Spiegelung wird durch die Vierwellenmischung (engl.: four wave mixing - FWM) realisiert, wobei als nichtlineares Element z. B. ein Halbleiterlaser (engl.: semiconductor optical amplifier - SOA) benutzt werden kann.

2.4 Adaptive Kompensation der Restdispersion

Im Abschnitt 2.3 wurden Verfahren zur statischen Dispersionskompensation vorgestellt. In hochbitratigen Systemen mit Bitraten $B_R \geq 40$ GBit/s wird es jedoch, aufgrund der geringen Dispersionstoleranz (Tabelle 2), notwendig sein, die zeitliche Fluktuation der Streckendispersion auszugleichen.

Diese Variation wird unter anderem durch Umwelteinflüsse, wie z. B. die täglichen und jahreszeitlichen Schwankungen der Umgebungstemperatur, hervorgerufen. Beispielsweise ist in [39] die Temperaturabhängigkeit einer NZ-DSF mit $-0,0025$ ps/(nm·km)/°C gegeben. Ausgehend von einer maximalen Restdispersion von $D_{res} = \pm 62$ ps/(nm·km) bei 40 GBit/s ($EOP = 1$ dB) und einem Temperaturbereich von -25°C bis $+35^\circ\text{C}$, d. h. einer maximalen Änderung von 60°C , ergibt sich eine maximale Übertragungstrecke von rund 830 km unter der Voraussetzung einer vollständigen Kompensation, d. h. $D_{res} = 0$ ps/(nm·km), bei $+5^\circ\text{C}$. Für WDM-Systeme mit einer Kanaldatenrate von 160 GBit/s ist die maximale Übertragungslänge noch weiter reduziert [40]. Unter den vorher genannten Bedingungen beträgt die maximale Streckenlänge für diese Bitrate dann nur noch 52 km.

Weiterhin werden in zukünftigen Übertragungssystemen, die optisch geschaltet werden, variable Übertragungswege durchlaufen. Die Dispersionseigenschaften der Teilstrecken weichen geringfügig voneinander ab. Aus diesem Grund muss nach jedem Routing im Netzwerk die Dispersion an den neuen Übertragungsweg angepasst werden. Selbst unter der Voraussetzung, dass jede Teilstrecke für sich vollständig kompensiert ist, ändert sich die Dispersion geringfügig durch die unterschiedlichen Umwelteinflüsse, die auf die jeweilige Teilstrecke wirken.

Zum Ausgleich dieser zeitlichen Änderungen werden einstellbare Dispersionskompensationsmodule (engl.: variable dispersion compensating module - VDCM) benötigt. In den folgenden Unterabschnitten werden deshalb verschiedene Lösungen zur Kompensation der Restdispersion betrachtet und hinsichtlich der erreichbaren Parameter und ihrer Eignung verglichen.

2.4.1 Abstimmbare Faser-Bragg-Gitter

Die Abstimmung der Dispersion von Faser-Bragg-Gittern (FBG) kann entweder durch mechanische oder thermische Beeinflussung der Gitterstruktur geschehen. Im Falle einer mechanischen Abstimmung wird das Gitter gezielt positionsabhängig gedehnt oder gestaucht. Dadurch ergibt sich eine positionsabhängige Funktion der Gitterperiode $\Lambda(x)$, welche die gewünschte Dispersion zur Folge hat.

Im einfachsten Fall werden FBG auf eine getaperte, elastische Struktur aufgebracht, die bei entsprechender Zugbelastung durch den positionsabhängigen Dehnungskoeffizienten, d. h. eine auf die Kraft normierte Änderung der Länge, den gewünschten Chirp des Gitters erzeugt [41], [42]. Problematisch ist bei dieser Art der Einstellung der Dispersion, dass sich die Zentralwellenlänge des Gitters verschiebt.

Modifizierte Abstimmeinrichtungen, die eine gleichzeitige Dehnung und Stauchung bestimmter Teile des Gitters ermöglichen, kommen ohne Wellenlängenverschiebung aus [43]. Allen bisher hier genannten Verfahren ist gemein, dass sich auch die Bandbreite während der Abstimmung ändert. In [44] wurde dagegen ein abstimmbares FBG vorgestellt, das eine konstan-

te Bandbreite bei variabler Dispersion aufwies. Trotz merklicher Fluktuation der Amplitude und Gruppenlaufzeit innerhalb der Nutzbandbreite konnte dieses Gitter erfolgreich zur Kompensation einer 90 km langen SMF-Strecke bei 10 GBit/s eingesetzt werden.

In einer weiteren Anordnung mit zwei Faser-Bragg-Gittern (FBG), die jeweils an Tor 2 und Tor 3 eines Zirkulators mit vier Toren angeordnet sind, weist das erste Gitter sowohl einen positiven linearen als auch einen positiven quadratischen Term der Gruppenlaufzeit auf. Währenddessen ist die Gruppenlaufzeitcharakteristik des zweiten Gitters genau entgegengesetzt, d. h. es ist sowohl durch einen negativen linearen als auch durch einen negativen quadratischen Term gekennzeichnet. Durch gegenläufige Dehnung, d. h. durch Entspannen des ersten Gitters und Dehnen des zweiten Gitters, kann der Anstieg der Gruppenlaufzeit stufenlos eingestellt werden [45]. Der Vorteil dieser Methode liegt darin, dass es nicht nötig ist, die Gitter auf komplizierte mechanische Träger aufzubringen, die einen positionsabhängigen Chirp erzeugen.

Bei der thermischen Abstimmung eines Gitters spielen zwei Effekte eine Rolle. Mit steigender Temperatur erhöht sich auf der einen Seite die effektive Brechzahl und auf der anderen Seite dehnt sich die Faser aus. Betrachtet man die Größenordnung der Effekte, so lässt sich feststellen, dass die Änderung der Brechzahl die Verschiebung der Bragg-Wellenlänge nach Gleichung (2.27) dominiert und der Effekt der thermoinduzierten Änderung der Periode mehr als zehnmal kleiner ist [2]. Die Änderung der Bragg-Wellenlänge in Abhängigkeit von der Temperatur kann für eine SSMF mit rund 1,2 nm je 100°C angegeben werden.

Die Möglichkeit der thermoinduzierten Verstimmung wurde in [46] genutzt, um den Chirp eines FBG einzustellen. Hierzu wurde ein Dünnschichtelement, welches durch eine zunehmende Dicke über der Länge des Gitters gekennzeichnet war, auf ein FBG aufgebracht, um einen entsprechenden Temperaturgradienten beim Anlegen einer Spannung zu erhalten. Durch Änderung der Spannung konnte dann der Temperaturgradient und demzufolge auch der Chirp des Gitters eingestellt werden. Die dort vorgestellte Gitterstruktur hatte eine relativ geringe Restwelligkeit der Gruppenlaufzeit und wurde in einem 160 GBit/s-System erfolgreich getestet. Insbesondere schnelle Fluktuationen der Gruppenlaufzeit im Frequenzbereich werden durch die relativ große Signalbandbreite bei hohen Datenraten gemittelt [47].

2.4.2 Optische FIR- und IIR-Filterstrukturen

Die interferometrischen Filterstrukturen, die in diesem Abschnitt diskutiert werden, nutzen die Überlagerung von verschiedenen Pfaden mit einer bestimmten optischen Pfadlängendifferenz aus. Ähnlich wie beim Design von digitalen Filtern werden FIR-Strukturen (engl.: finite impulse response) und IIR-Strukturen (engl.: infinite impulse response) unterschieden [48]. FIR-Strukturen sind durch die Aufteilung des Eingangssignals in mehrere Pfade gekennzeichnet, wobei jeder einzelne Pfad durch eine festgelegte Verzögerung sowie eine Amplitudenwichtung und Phasenstellung aufweist. Die anschließende Überlagerung aller Pfade ergibt dann die gewünschte Filterfunktion. Zusätzlich zum FIR-Teil in Vorwärtsrichtung weisen IIR-Filter eine Rückkopplung auf, die ebenso in mehrere Pfade untergliedert sein kann und die eine unendliche Impulsantwort eines solchen Filters hervorruft.

Im Vergleich zu FIR-Filtern kann man mit IIR-Strukturen größere Werte der Dispersion ohne intrinsische Verluste (d. h. Allpaß-Verhalten) erzielen [49], [50]. Ein Nachteil der IIR-Filter sind die notwendigen Rückkoppelschleifen, deren Radius limitiert ist. Dadurch ist es nicht

möglich, sehr kleine Laufzeitunterschiede, d. h. einen großen freien Spektralbereich (engl.: free spectral range - FSR), zu realisieren. Aus diesem Grund können IIR-Strukturen, bei denen die Rückkopplung über eine separate Wellenleiterschleife in einer planaren Struktur (engl.: planar lightwave circuit - PLC) ausgeführt ist, nicht bei sehr hohen Bitraten (maximal 40 GBit/s je Kanal) eingesetzt werden.

In einer modifizierten Ausführung einer einem IIR-Filter ähnlichen Struktur wurde die Rückkopplung mit volumenoptischen Mehrfachresonatoren realisiert [51]. Mit zwei hintereinander geschalteten Mehrfachresonatoren, die aufgrund der reflexiven Anordnung zweimal durchlaufen werden, konnte in einer Bandbreite von 25 GHz ($FSR = 0,4 \text{ nm}$, entspricht 50 GHz bei 1550 nm) eine Dispersion von $\pm 800 \text{ ps/nm}$ bei einem Einfügeverlust von 4,4 dB erzielt werden. Mit dieser Methode ist es möglich, auch größere FSR zur Kompensation hoher Kanaldatenraten zu realisieren, wobei die maximal erzielbare Dispersion durch die Beziehung $D_{DCM} \sim FSR^{-2}$ (6.10) bestimmt wird und demzufolge eine Struktur gleicher Ordnung eine deutlich reduzierte Dispersion aufweist.

Im Gegensatz zu IIR-PLC lassen sich FIR-Filter mit großen FSR ohne Probleme als planare Struktur herstellen. Dieser Vorteil ist aber mit dem Nachteil einer insgesamt kleineren Dispersion und inhärenten wellenlängenabhängigen Verlusten verbunden [52].

Planare Wellenleiter weisen eine relativ hohe Dämpfung auf, die, je nach verwendeter Technologie, in der Größenordnung von 0,1 dB/cm liegt. Neben diesen typischen Verlusten muss bei planaren Strukturen auch die verlustbehaftete Einkopplung von der Faser in den PLC-Chip und am Ende die Auskopplung beachtet werden. Diese Einfügedämpfung beträgt aufgrund der Fehlanpassung der Feldverteilungen typischerweise einige dB.

Außer den genannten Einfügeverlusten limitieren polarisationsabhängige Effekte, wie PDL (engl.: polarization dependent loss) und PMD (engl.: polarization mode dispersion), die Leistungsfähigkeit solcher VDCM [53], [54], wobei die Polarisationsabhängigkeit durch die relativ starke Doppelbrechung in den planaren Wellenleitern hervorgerufen wird.

Durch Zusammenschalten einer mehrfachen FIR-Struktur auf einem PLC mit einem AWG (engl.: arrayed-waveguide grating) als Multiplexer/Demultiplexer konnte die Dispersion für jeden Kanal so eingestellt werden, dass es möglich ist, die Dispersion einer DSF inklusive Anstieg in einer Bandbreite von rund 12 nm nachzubilden [55].

FIR-Strukturen, die auf kaskadierten langperiodischen Gittern (LPG) basieren, sind ein wesentlicher Schwerpunkt dieser Arbeit. Aus diesem Grund wird an dieser Stelle auf das Kapitel 6 verwiesen, in dem FIR-Filter noch eingehender behandelt werden.

2.4.3 VIPA (engl.: virtually imaged phased array)

Ein VIPA ist ein volumenoptischer Aufbau, der aus einer Zylinderlinse und einer Glasplatte besteht. Die Glasplatte reflektiert auf der einen Seite auf einer Teilfläche zu 100 %, währenddessen sie auf der anderen Seite komplett beschichtet ist und dort zu einem etwas geringeren Prozentsatz reflektiert [56]. Durch diese Anordnung wird das Signal spektral zerlegt und durchläuft dann unterschiedlich lange Pfade, die z. B. durch einen gewölbten Spiegel hervorgerufen werden können. Nach der Reflexion rekombinieren die einzelnen Spektralanteile wieder über die Glasplatte und die Zylinderlinse und können über einen Zirkulator extrahiert werden. Die Abstimmung der Dispersion kann z. B. über die Querverschiebung eines Spiegels realisiert werden, der eine variable Wölbung in Verschiebungsrichtung aufweist [57].

Die spektrale Charakteristik eines VIPA ist durch eine starke periodische Modulation der Amplitude und innerhalb des einzelnen Übertragungsbandes durch eine lineare Gruppenlaufzeit gekennzeichnet. Hinsichtlich ihrer spektralen Eigenschaften ähnelt sie den optischen Filtern im vorhergehenden Abschnitt 2.4.2. Realisierungen eines VIPA weisen einen relativ hohen Einfügeverlust von über 10 dB auf und sind verbunden mit einer hohen Dispersion, $FOM = 60 \dots 200 \text{ ps}/(\text{nm} \cdot \text{dB})$ [8]. Aufgrund der interferometrischen Arbeitsweise der VIPA in einer volumenoptischen Realisierung ist die Stabilität ein entscheidendes Kriterium für den Einsatz in realen Systemen. Es sind bisher keine Ergebnisse von Untersuchungen der Stabilität eines VIPA veröffentlicht worden.

In einem Laborexperiment wurde ein VIPA erfolgreich zur statischen Kompensation einer 480 km langen Strecke SSMF in einem WDM-System mit 16 Kanälen bei einer Kanaldatenrate von 10 GBit/s eingesetzt [58]. In einem anderen Versuch wurde ein VIPA zur dynamischen Kompensation benutzt, wobei die Dispersion in einem Bereich von $\pm 800 \text{ ps}/\text{nm}$ in einer Bandbreite $BW = 1 \text{ nm}$ eingestellt werden konnte [57]. Dieser variable Kompensator eignete sich zur simultanen Kompensation von 43 GBit/s-Signalen im 200 GHz-WDM-Raster und konnte sowohl im C- als auch im L-Band eingesetzt werden.

In jüngster Vergangenheit wurden Kompensatoren vorgestellt, die auf einem den VIPA ähnlichen Prinzip beruhen. Hierbei wird das eingehende Licht durch ein Beugungsgitter im Raum spektral zerlegt und über eine Linse auf einen MEMS-Spiegel geleitet. MEMS-Spiegel sind auf mikroelektromechanischen Systemen beruhende Spiegel-Matrizen, welche die einzelnen Spektralanteile gezielt in Reflexion ablenken können, so dass die zur Dispersionskompensation notwendigen Laufzeitunterschiede entstehen.

In [59] wurde beispielsweise durch einen MEMS-Spiegel eine Reflexionsfläche mit variabler Wölbung nachgebildet. Durch die variable Reflexionsrichtung des Spiegels war es möglich, die Dispersion für jeden WDM-Kanal separat einzustellen [60]. Der Abstimmbereich der Dispersion dieser realisierten Struktur betrug $\pm 410 \text{ ps}/\text{nm}$ in einer Bandbreite von 0,4 nm. Dabei traten Amplitudenschwankungen von $\pm 0,4 \text{ dB}$ innerhalb der Filterbandbreite von 0,4 nm auf. Die Einfügeverluste eines auf MEMS basierenden VDCM liegen in der Größenordnung von rund 10 dB.

2.4.4 Nichtlineare adaptive Kompensationsverfahren

Die bereits im Abschnitt 2.3.7 diskutierte Solitonenübertragung kann auch zur adaptiven Kompensation der Restdispersion genutzt werden. Hierbei wird die optische Leistung eines Signals so angehoben, dass sich die Verzerrungen, die durch die Selbstphasenmodulation (SPM) entstehen, genau mit den Verzerrungen der Dispersion kompensieren.

In [61] wurde ein VDCM vorgestellt, welches genau diesen Effekt ausnutzt. Durch Regelung der Eingangsleistung in eine stark nichtlineare Faser mit positiver Dispersion kann man die Auswirkung der SPM steuern und über diese Stellgröße die Gesamtdispersion des VDCM einstellen. Für die WDM-Übertragung bei 40 GBit/s (CS-RZ) konnte die Dispersionstoleranz von 40 ps/nm [7] auf 140 ps/nm für einen einstufigen und auf 240 ps/nm für einen zweistufigen VDCM erhöht werden.

3 Faserberechnung und -entwicklung

Im Abschnitt 3.1 dieses Kapitels wird zunächst die Berechnung von Fasern mit speziellen Brechzahlprofilen vorgestellt. Sie wird in späteren Kapiteln beispielsweise zur Simulation des Übertragungsverhaltens von langperiodischen Gittern (LPG) oder zur Ermittlung der Dispersion höherer Moden in solchen Fasern benötigt. Der nächste Abschnitt 3.2 geht auf die Wellenlängenabhängigkeit des Brechungsindex der Materialien ein, die zur Faserherstellung verwendet werden. Diese Abhängigkeit muss bei der Berechnung der spektralen Eigenschaften von Fasern und faserbasierten Komponenten berücksichtigt werden. Die Herleitung wichtiger Kenngrößen einer Faser ist Gegenstand des Abschnittes 3.3.

3.1 Berechnung von Fasern mit speziellen Brechzahlprofilen

Die mathematische Beschreibung einer beliebigen, radialsymmetrischen Faser mit einem mehrstufigen Brechzahlprofil wird ausgehend von der allgemeinen vektoriellen Helmholtzgleichung in diesem Abschnitt hergeleitet. Aufgrund der schwachen Indexmodulation kann der Übergang zur skalaren Helmholtzgleichung erfolgen (Abschnitt 3.1.2), wobei deren Lösung im Abschnitt 3.1.3 behandelt wird. Anhand eines Vergleiches zwischen vektorieller und skalarer Rechnung für eine einfache Stufenfaser kann nachgewiesen werden (Abschnitt 3.1.4), dass die vereinfachte, skalare Lösung für die betrachtete Größenordnung der Brechungsindexdifferenz ausreichend ist.

3.1.1 Allgemeiner Ansatz - Herleitung der vektoriellen Helmholtzgleichung

Die Maxwell'schen Gleichungen lauten bei verschwindender Leitfähigkeit für harmonische Zeitvorgänge mit komplexer Darstellung (Ansatz für das elektrische und magnetische Feld: $\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \cdot e^{j\omega t}$ und $\mathbf{H} = \mathbf{H}_0 \cdot e^{j\omega t}$) folgendermaßen [3]:

$$\text{rot } \mathbf{E} = -\partial(\mu\mathbf{H})/\partial t = -j\omega\mu\mathbf{H} \quad \text{und} \quad (3.1)$$

$$\text{rot } \mathbf{H} = \partial(\varepsilon\mathbf{E})/\partial t = j\omega\varepsilon\mathbf{E}. \quad (3.2)$$

Ausgehend von diesen Gleichungen kann die vektorielle Helmholtzgleichung mit Hilfe des vektoriellen Laplaceschen Operators

$$\Delta\mathbf{E} = \text{grad}(\text{div}(\mathbf{E})) - \text{rot}(\text{rot}(\mathbf{E})) \quad (3.3)$$

und unter der Voraussetzung eines homogenen ($\text{rot}(\varepsilon \cdot \mathbf{E}) = \varepsilon \cdot \text{rot}(\mathbf{E})$) und quellenfreien Mediums ($\text{div}(\mathbf{E}) = 0$) hergeleitet werden (analog für \mathbf{H})

$$\Delta\mathbf{E} + k^2\mathbf{E} = 0. \quad (3.4)$$

Dabei bezeichnet ω die Kreisfrequenz, t die Zeit, $\mu = \mu_0\mu_r$ die Permeabilitätskonstante (μ_0 - magnetische Feldkonstante, μ_r - Permeabilitätszahl), $\varepsilon = \varepsilon_0\varepsilon_r$ die Dielektrizitätskonstante (ε_0 - elektrische Feldkonstante, ε_r - Dielektrizitätszahl) und k die Wellenzahl. Im optischen Bereich ist das Medium durch die Brechzahl n gekennzeichnet, wobei die Beziehungen

$$\varepsilon_r = n^2 \quad \text{und} \quad \mu_r = 1 \quad (3.5)$$

gelten. Die Wellenzahl k in Gleichung (3.4) kann danach folgendermaßen angegeben werden:

$$k = \omega \sqrt{\varepsilon \mu} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_r \mu_r} = \frac{\omega}{c} n = \frac{2\pi}{\lambda} n = k_0 n, \quad (3.6)$$

wobei c die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum, λ die Wellenlänge und k_0 die Wellenzahl jeweils im Freiraum darstellen.

3.1.2 Übergang zur skalaren Helmholtzgleichung

Bei schwach führenden Lichtwellenleitern, d. h. für eine relative Brechzahldifferenz von weniger als 1 %, weichen die sich ausbreitenden Strahlen nur um einen kleinen Maximalwinkel von der optischen Achse (hier z -Richtung) des Systems ab. In einer Transversalebene, welche durch die kartesischen Koordinaten x und y bzw. durch die Polarkoordinaten r und φ beschrieben wird, enthält das elektrische bzw. magnetische Feld bei schwacher Führung in erster Näherung nur noch transversale Komponenten:

$$E_{tr} \gg E_z \quad \text{und} \quad H_{tr} \gg H_z. \quad (3.7)$$

Für diesen Fall einer schwach führenden Faser ist, ähnlich wie bei einer ebenen Welle, das magnetische Feld über den Feldwellenwiderstand Z_0 mit dem elektrischen Feld verknüpft:

$$\mathbf{H}_{tr} \approx \frac{1}{Z_0} \cdot \mathbf{e}_z \times \mathbf{E}_{tr} = \frac{1}{\sqrt{\mu/\varepsilon}} \cdot \mathbf{e}_z \times \mathbf{E}_{tr}, \quad (3.8)$$

wobei \mathbf{e}_z den Einheitsvektor in z -Richtung bezeichnet. Das Gesamtfeld wird dabei nur noch von einer einzigen Größe (z. B. \mathbf{E}_{tr}) bestimmt. Sie wird zur skalaren Größe, wenn die Polarisation einheitlich geradlinig vorausgesetzt wird, d. h., dass die Richtung des elektrischen Feldes sich über den gesamten Faserquerschnitt nicht ändert [62]. Man spricht in diesem Fall auch von den linear polarisierten Moden (LP-Moden). Diese Bezeichnung darf nicht verwechselt werden mit der Beschreibung von Polarisationszuständen, die eine lineare, zirkulare oder elliptische Polarisation aufweisen können. Es ist demzufolge möglich, eine skalare Wellenfunktion

$$\psi = \sqrt{H_{tr} \cdot E_{tr}} = \sqrt{\frac{1}{Z_0}} \cdot E_{tr}, \quad (3.9)$$

einzuführen, die z. B. der Wurzel der Intensität entspricht. Diese Wellenfunktion ψ ermöglicht eine vereinfachte Berechnung eines Lichtwellenleiters, da die vektorielle Helmholtzgleichung (3.4) in eine skalare Form überführt werden kann:

$$\Delta \psi + k^2 \psi = 0. \quad (3.10)$$

Hierbei wird auch der vektorielle laplacesche Operator $\mathbf{\Delta}$ des Feldes \mathbf{E} durch den skalaren laplaceschen Operator Δ der Wellenfunktion ψ ersetzt. Betrachtet man, ohne Einschränkung der Allgemeingültigkeit, eine Ausbreitung in z -Richtung, so kann der laplacesche Operator, angegeben in Zylinderkoordinaten, in eine Transversal- und eine z -Komponente zerlegt werden:

$$\Delta \psi = \left[\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \cdot \frac{d\psi}{dr} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{d^2 \psi}{d\varphi^2} \right] + \frac{d^2 \psi}{dz^2} = \Delta_{tr} \psi + \frac{d^2 \psi}{dz^2}. \quad (3.11)$$

Aufgrund der Betrachtung der Ausbreitung der Welle in z -Richtung wird die z -Abhängigkeit durch den Faktor $e^{-jk_z z}$ beschrieben. Somit ist es möglich, die skalare Helmholtzgleichung (3.10) mit der Beziehung (3.11) umzuformen:

$$\Delta \psi + k^2 \psi = \Delta_r \psi + (jk_z)^2 \psi + k^2 \psi = \Delta_r \psi + (k^2 - \beta^2) \psi = 0, \quad (3.12)$$

wobei der Phasenkoeffizient in Ausbreitungsrichtung (hier k_z) beim Wellenleiter vorzugsweise als Ausbreitungskonstante β bezeichnet wird.

3.1.3 Skalare Lösung für Fasern mit beliebiger Stufenzahl

Die Lösung der skalaren Helmholtzgleichung (3.12) erfolgt durch einen Produktansatz:

$$\psi(r, \varphi) = \psi_r(r) \cdot \psi_\varphi(\varphi). \quad (3.13)$$

Dabei werden zur Wahrung der Übersichtlichkeit bei den folgenden Betrachtungen die Zeitabhängigkeit ($e^{j\omega t}$) und die z -Abhängigkeit ($e^{-jk_z z}$) nicht angegeben. Mit der Transversalkomponente des Wellenvektors

$$k_r^2 = k^2 - \beta^2 \quad (3.14)$$

und der Transversalkomponente des laplaceschen Operators

$$\Delta_r \psi = \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \cdot \frac{d\psi}{dr} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{d^2 \psi}{d\varphi^2} = \frac{d^2 \psi}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{d\psi}{dr} + \frac{1}{r^2} \frac{d^2 \psi}{d\varphi^2} \quad (3.15)$$

folgt aus (3.12) mit dem Ansatz (3.13) die Gleichung

$$\psi_\varphi \cdot \left(\frac{d^2 \psi_r}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{d\psi_r}{dr} \right) + \psi_r \cdot \frac{1}{r^2} \frac{d^2 \psi_\varphi}{d\varphi^2} + k_r^2 \psi_r \psi_\varphi = 0, \quad (3.16)$$

die durch Umstellen auf der linken Seite nur noch von r und auf der rechten Seite nur von φ abhängig ist:

$$\frac{1}{\psi_r} \cdot \left(r^2 \cdot \frac{d^2 \psi_r}{dr^2} + r \cdot \frac{d\psi_r}{dr} \right) + r^2 \cdot k_r^2 = - \frac{1}{\psi_\varphi} \cdot \frac{d^2 \psi_\varphi}{d\varphi^2}. \quad (3.17)$$

Das bedeutet, dass beide Seiten einer Konstanten entsprechen müssen, die hier mit m^2 bezeichnet wird [3]. In diesem Fall kann die Gleichung (3.17) in zwei separate Differentialgleichungen zerlegt werden:

$$\frac{d^2 \psi_\varphi}{d\varphi^2} + m^2 \psi_\varphi = 0, \quad (3.18)$$

$$r^2 \cdot \frac{d^2 \psi_r}{dr^2} + r \cdot \frac{d\psi_r}{dr} + (r^2 k_r^2 - m^2) \cdot \psi_r = 0. \quad (3.19)$$

Als Lösung der homogenen linearen Differentialgleichung (3.18) erhält man

$$\psi_\varphi = C \cdot \cos(m\varphi + \varphi_0), \quad (3.20)$$

wobei die Stetigkeitsforderungen für die Funktion ψ_φ und deren Ableitung $d\psi_\varphi/d\varphi$

$$\psi_\varphi \Big|_{\varphi=0} = \psi_\varphi \Big|_{\varphi=2\pi} \quad \text{und} \quad \frac{d\psi_\varphi}{d\varphi} \Big|_{\varphi=0} = \frac{d\psi_\varphi}{d\varphi} \Big|_{\varphi=2\pi} \quad (3.21)$$

den Wertebereich der azimutalen Ordnungszahl m auf

$$m = 0, 1, 2, 3, \dots \quad (3.22)$$

beschränken. Dabei bezeichnet C in Gleichung (3.20) eine Konstante und φ_0 kennzeichnet die Drehung der Feldverteilung in der Transversalebene.

Die zweite Gleichung (3.19) stellt eine Besselsche Differentialgleichung dar, deren Lösungen die Zylinderfunktionen bzw. reguläre und modifizierte Besselfunktionen (Bezeichnungen nach [3]) sind:

1. J_m Zylinderfunktion 1. Art bzw. Besselfunktion (Stehwellenverhalten)
2. Y_m Zylinderfunktion 2. Art bzw. Neumannfunktion (Stehwellenverhalten)
3. I_m modifizierte Besselfunktion (Anklingverhalten)
4. K_m modifizierte Hankelfunktion (Abklingverhalten).

Die Ordnung der verwendeten Zylinderfunktion wird hierbei durch die azimutale Ordnungszahl m bestimmt.

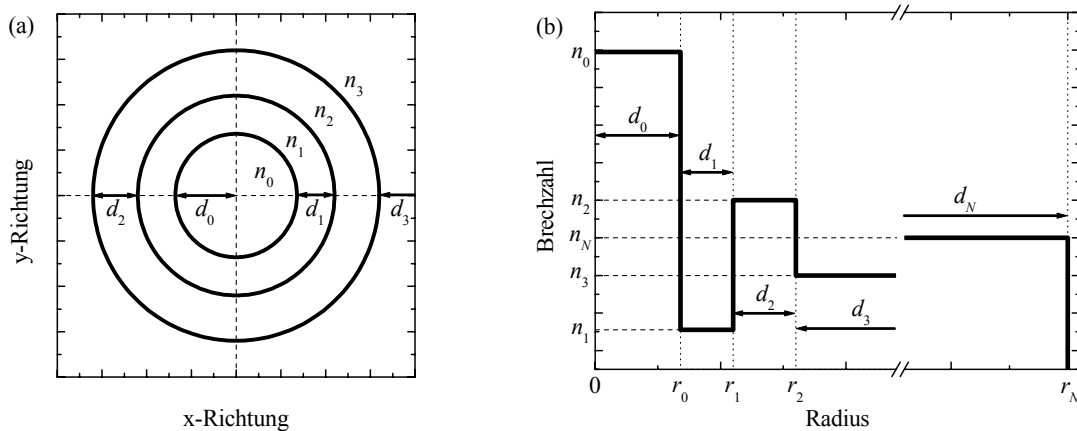


Bild 6 Diskretisiertes Querschnittsmodell (a) und äquivalente Darstellung der Brechzahl über den Radius $n(r)$ eines radialsymmetrischen Lichtwellenleiters (b) mit den Brechzahlen n_i , Schichtdicken d_i und Radien r_i der einzelnen Schichten

Um die Ausbreitungseigenschaften in einer Faser mit einem beliebigen Brechzahlprofil zu bestimmen, ist es notwendig, die Brechzahlprofilfunktion zu diskretisieren (Bild 6). Das Ergebnis ist ein Stufenmodell mit N Brechzahlübergängen, wobei jede Schicht eine konstante Brechzahl aufweist. Mit Hilfe dieses Modells können bei ausreichend feiner Diskretisierung beliebige Brechzahlverläufe, d. h. beispielsweise auch eine Preformmessung oder eine kontinuierliche Profilfunktion $n(r)$, berechnet werden.

Für das in Bild 6 dargestellte Schichtenmodell einer radialsymmetrischen Faser wird die Funktion $\psi_r(r)$ durch die im jeweiligen Bereich der Schicht i gültige Lösung beschrieben [63]:

$$\psi_r(r) = \begin{cases} C_0 \cdot Z_{m,0}(k_{tr,0} \cdot r) & , \text{ für } 0 \leq r < r_0 \quad (i = 0) \\ C_i \cdot Z_{m,i}(k_{tr,i} \cdot r) + \tilde{C}_i \cdot \tilde{Z}_{m,i}(k_{tr,i} \cdot r) & , \text{ für } r_{i-1} \leq r < r_i \quad (i \in \{1, 2, \dots, N-1\}) \\ C_N \cdot K_{m,N}(k_{tr,N} \cdot r) & , \text{ für } r_{N-1} \leq r \quad (i = N). \end{cases} \quad (3.23)$$

Die Konstanten C_i mit $i \in \{0, 1, 2, \dots, N\}$ gewährleisten einen stetigen Verlauf der Funktion $\psi_r(r)$ und werden mit Hilfe der Stetigkeitsbedingungen, Gleichung (3.27) und (3.28), berechnet. Das Argument der Zylinderfunktion enthält neben dem Radius r auch die Transversalkomponente des Wellenvektors in der Schicht i :

$$k_{tr,i} = \sqrt{|k^2 - \beta^2|} = \sqrt{|(k_0 n_i)^2 - \beta^2|}. \quad (3.24)$$

Die Art des Verhaltens in der jeweiligen Schicht der Faser ist am Vorzeichen des Ausdruckes $(k_0 n_i)^2 - \beta^2$ erkennbar. Ist dieser Ausdruck positiv, so ist diese Schicht durch Stehwellenverhalten (J_m und Y_m) gekennzeichnet. Wird er hingegen negativ, so ergibt sich eine kombinierte Lösung aus Ankling- (I_m) und Abklingverhalten (K_m), so dass sich die Zylinderfunktionen Z_m und \tilde{Z}_m in Gleichung (3.23) folgendermaßen angeben lassen:

$$Z_{m,i}(k_{tr,i} \cdot r) = \begin{cases} J_m(k_{tr,i} \cdot r) & , \text{ wenn } (k_0 n_i)^2 - \beta^2 > 0 \\ I_m(k_{tr,i} \cdot r) & , \text{ wenn } (k_0 n_i)^2 - \beta^2 < 0, \end{cases} \quad (3.25)$$

$$\tilde{Z}_{m,i}(k_{tr,i} \cdot r) = \begin{cases} Y_m(k_{tr,i} \cdot r) & , \text{ wenn } (k_0 n_i)^2 - \beta^2 > 0 \\ K_m(k_{tr,i} \cdot r) & , \text{ wenn } (k_0 n_i)^2 - \beta^2 < 0. \end{cases} \quad (3.26)$$

Im Kern ($i = 0$) wird $\psi_r(r)$ nur mit $Z_{m,0}$ beschrieben, d. h. für diesen Bereich kommt entweder nur Stehwellenverhalten (J_m) oder nur Anklingverhalten (I_m) als Lösung in Frage. Betrachtet man geführte Moden, so werden in der Mantelschicht ($i = N$) nur abklingende Zylinderwellen (K_m) zur Beschreibung von $\psi_r(r)$ benutzt. Die Verwendung dieses Lösungsansatzes ist möglich, wenn bis zur Mantelgrenze (typischerweise $r_N = 62,5 \mu\text{m}$) das Feld soweit abgeklungen ist, dass der darauf folgende Übergang (z. B. von Glas zu Luft) keine Rolle mehr spielt.

3.1.3.1 Bestimmung der Ausbreitungskonstante eines Modus LP_{mp}

Für die Lösung der skalaren Helmholtzgleichung (3.12), d. h. für die Berechnung der Ausbreitungskonstante β eines Modus LP_{mp} , können aufgrund der schwachen Führung in erster Näherung die gleichen Stetigkeitsbedingungen an dielektrischen Grenzflächen wie in einem homogenen Medium verwendet werden [3]. Das bedeutet, dass beim Übergang an einer Grenzschicht die Größe und die Ableitung der skalaren Wellenfunktion ψ in Normalenrichtung der Grenzfläche stetig sein muss. Die Stetigkeitsbedingungen lassen sich für das rotationssymmetrische Schichtenmodell (Bild 6) in folgender Form für die Wellenfunktion

$$\psi_{r,i} \Big|_{r=r_i} = \psi_{r,i+1} \Big|_{r=r_i} \quad \text{für } i \in \{0, 1, \dots, N-1\} \quad (3.27)$$

und deren Ableitung

$$\frac{d\psi_{r,i}}{dr} \Big|_{r=r_i} = \frac{d\psi_{r,i+1}}{dr} \Big|_{r=r_i} \quad \text{für } i \in \{0, 1, \dots, N-1\} \quad (3.28)$$

formulieren. Hierbei beschreibt $\psi_{r,i}$ nach Gleichung (3.23) die Funktion $\psi_r(r)$ in der Schicht i .

Diese Stetigkeitsbedingungen bilden die Grundlage für ein Gleichungssystem, welches in Gleichung (3.31) vollständig angegeben ist. Dieses System kann in Kurzform folgendermaßen angegeben werden [64]

$$\mathbf{Z} \cdot \mathbf{C} = \mathbf{0} \quad (3.29)$$

und hat genau eine nichttriviale Lösung, wenn die Determinante die folgende Bedingung erfüllt:

$$\det \mathbf{Z} = f(\beta) = 0. \quad (3.30)$$

Mit dieser Bedingung erhält man eine einzige Gleichung mit nur noch einer unbekanntem Variable β , wobei die Ausbreitungskonstante in jedem $k_{r,i}$ enthalten ist. Die Lösung für die Ausbreitungskonstante β kann nun mit einem geeigneten Nullstellenermittlungsverfahren bestimmt werden.

$$\begin{bmatrix} Z_{m,0} \Big|_{r_0} & -Z_{m,1} \Big|_{r_0} & -\tilde{Z}_{m,1} \Big|_{r_0} & 0 & 0 & \dots & 0 \\ \frac{dZ_{m,0}}{dr} \Big|_{r_0} & -\frac{dZ_{m,1}}{dr} \Big|_{r_0} & -\frac{d\tilde{Z}_{m,1}}{dr} \Big|_{r_0} & 0 & 0 & \dots & 0 \\ 0 & Z_{m,1} \Big|_{r_1} & \tilde{Z}_{m,1} \Big|_{r_1} & -Z_{m,2} \Big|_{r_1} & -\tilde{Z}_{m,2} \Big|_{r_1} & \dots & 0 \\ 0 & \frac{dZ_{m,1}}{dr} \Big|_{r_1} & \frac{d\tilde{Z}_{m,1}}{dr} \Big|_{r_1} & -\frac{dZ_{m,2}}{dr} \Big|_{r_1} & -\frac{d\tilde{Z}_{m,2}}{dr} \Big|_{r_1} & \dots & 0 \\ 0 & 0 & 0 & Z_{m,2} \Big|_{r_2} & \tilde{Z}_{m,2} \Big|_{r_2} & \dots & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \frac{dZ_{m,2}}{dr} \Big|_{r_2} & \frac{d\tilde{Z}_{m,2}}{dr} \Big|_{r_2} & \dots & 0 \\ \vdots & \vdots & \ddots & \ddots & \ddots & \ddots & \vdots \\ 0 & 0 & \dots & 0 & Z_{m,N-1} \Big|_{r_{N-1}} & \tilde{Z}_{m,N-1} \Big|_{r_{N-1}} & -K_{m,N} \Big|_{r_{N-1}} \\ 0 & 0 & \dots & 0 & \frac{dZ_{m,N-1}}{dr} \Big|_{r_{N-1}} & \frac{d\tilde{Z}_{m,N-1}}{dr} \Big|_{r_{N-1}} & -\frac{dK_{m,N}}{dr} \Big|_{r_{N-1}} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} C_0 \\ C_1 \\ \tilde{C}_1 \\ C_2 \\ \tilde{C}_2 \\ \vdots \\ C_{N-1} \\ \tilde{C}_{N-1} \\ C_N \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ \vdots \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (3.31)$$

Der Definitionsbereich für geführte Moden, der für das Nullstellenermittlungsverfahren maßgeblich ist, wird durch Wellenzahlen der einzelnen Schichten des Lichtwellenleiters bestimmt:

$$k_N < \beta < k_{max} = \max(n_i) \cdot k_0. \quad (3.32)$$

Für $\beta > k_{max}$ würde in jeder Schicht i des Lichtwellenleiters ein Abklingverhalten vorliegen, d. h. kein Modus wäre ausbreitungsfähig. Wenn aber auf der anderen Seite die Wellenzahl des Mantels größer als die Ausbreitungskonstante ist ($k_N > \beta$), heißt das für den betrachteten Modus, dass kein Abklingverhalten im Mantel vorliegt und deshalb dieser Modus abgestrahlt und nicht in der Faser geführt wird.

Sucht man diesen Definitionsbereich von k_{max} ausgehend ab, so ergibt die p -te Nullstelle der Gleichung (3.30) die Ausbreitungskonstante β des Modus LP_{mp} . Hierbei bestimmt m sowohl die Winkelabhängigkeit der Feldverteilung (3.20) als auch die Ordnung der als Lösungsansatz verwendeten Zylinderfunktionen. Außerdem ist erkennbar, dass mit zunehmender Ordnung p eines Modus LP_{mp} bei konstantem m die Ausbreitungskonstante kleiner wird. Ist es nicht möglich, die p -te Nullstelle im vorgegebenem Definitionsbereich (3.32) zu ermitteln, so ist dieser Modus in dieser Faser nicht ausbreitungsfähig und wird nicht geführt.

Die Beschreibung der Bestimmung von β in diesem Abschnitt konzentrierte sich bisher nur auf einen Wert bei einer Wellenlänge. Im weiteren Verlauf der Arbeit ist es jedoch wichtig, die Wellenlängenabhängigkeit der Ausbreitungseigenschaften zu bestimmen. Zu diesem Zweck wird die spektrale Abhängigkeit des Brechzahlprofils $n(r, \lambda)$ benötigt (siehe Abschnitt 3.2). D. h. durch die Berücksichtigung von $n(r, \lambda)$ bei der Bestimmung der Ausbreitungskonstante $\beta(\lambda)$ über der Wellenlänge werden dann sowohl der Einfluss des Materials wie auch die Auswirkungen der Wellenleiterstruktur berücksichtigt. Ist diese Funktion bekannt, lassen sich alle weiteren wichtigen Parameter eines Modus LP_{mp} bestimmen (siehe Abschnitt 2.1.1), wie z. B. die effektive Brechzahl n_{eff} , die Gruppenlaufzeit t_g oder die chromatische Dispersion D , bestehend aus der Material- und der Wellenleiterdispersion.

3.1.3.2 Berechnung der Feldverteilung

Mit dem Wert der Ausbreitungskonstante β gestaltet sich die Berechnung der Feldverteilung recht einfach, da dadurch alle Argumente $k_{r,i}r_i$ der Zylinderfunktionen in den einzelnen Schichten als bekannt vorausgesetzt werden können. Legt man einen Funktionswert $\psi_r(r)$ an einer bestimmten Stelle r fest, so lassen sich daraus alle Konstanten berechnen.

Wird beispielsweise die Wellenfunktion im Fall radialsymmetrischer Moden mit $m = 0$ und Stehwellenverhalten (J_0) in der Schicht 0 auf $\psi_r(0) = 1$ normiert, so erhält man automatisch die Konstante $C_0 = 1$. Damit lässt sich aus den Stetigkeitsbedingungen (3.27), (3.28) ein Gleichungssystem mit zwei Gleichungen und zwei Unbekannten für den ersten Brechzahlübergang bei r_0 mit

$$J_0(k_{r,0}r_0) = C_1 \cdot Z_1(k_{r,1}r_0) + \tilde{C}_1 \cdot \tilde{Z}_1(k_{r,1}r_0) \quad (3.33)$$

und

$$\frac{d(J_0(k_{r,0}r_0))}{dr} = C_1 \cdot \frac{d(Z_1(k_{r,1}r_0))}{dr} + \tilde{C}_1 \cdot \frac{d(\tilde{Z}_1(k_{r,1}r_0))}{dr} \quad (3.34)$$

aufstellen, welches die Berechnung von C_1 und \tilde{C}_1 ermöglicht. Mit einer äquivalenten Vorgehensweise können folglich auch alle weiteren Konstanten stufenweise bis hin zu C_N bestimmt werden.

Mit den eben genannten Konstanten, dem Brechzahlprofil und der Ausbreitungskonstante β kann nun die Feldverteilung $\psi(r, \varphi)$ bzw. $\psi(x, y)$ mit den Gleichungen (3.23) und (3.20)

bestimmt werden. In einem Beispiel (Bild 7) ist die Feldverteilung des Grundmodus LP_{01} und des höheren Modus LP_{02} in einer Mehrmodenfaser dargestellt. Während für den Grundmodus eine Kombination aus Ankling- (I_0) und Abklingverhalten (K_0) als Lösungsansatz für die Brechzahlanhebung in der Schicht $i = 2$ verwendet wird ($n_2 < n_{eff,LP01}$), ist der höhere Modus LP_{02} in diesem Bereich aufgrund der Bedingung $n_2 > n_{eff,LP02}$ durch Stehwellenverhalten (J_0 & Y_0) gekennzeichnet. Aus diesem Grund und aufgrund der verschiedenen Argumente der Zylinderfunktionen ergeben sich andere Konstanten und infolgedessen völlig verschiedene Feldverteilungen für die betrachteten Moden.

Die Herleitung und Bestimmung der Feldverteilung ist die Grundlage für viele weitergehende Untersuchungen bei der Faserentwicklung. Die Feldverteilung wird im weiteren Verlauf dieser Arbeit unter anderem zur Abschätzung von Spleißverlusten zwischen zwei verschiedenen Fasertypen und der Berechnung der Kopplungseffizienz zwischen zwei Moden in langperiodischen Gittern benötigt.

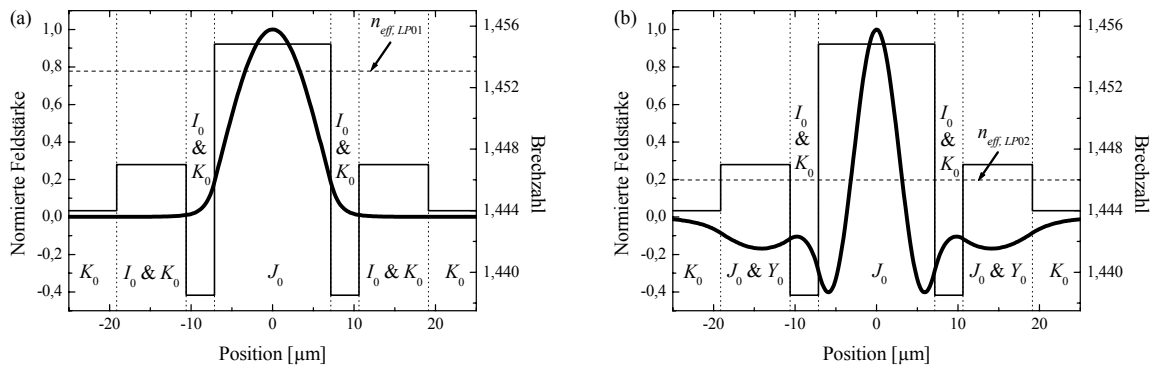


Bild 7 Feldverteilung $\psi(x, y = 0)$ (dicke Linie) und Brechzahlverlauf $n(x, y = 0)$ in einer Mehrmodenfaser für den Grundmodus LP_{01} (a) und den höheren Modus LP_{02} (b) mit Kennzeichnung der für die jeweiligen Brechzahlstufen gültigen Zylinderfunktionen in Abhängigkeit von $n_{eff,LPmp}$ des betrachteten Modus

3.1.4 Vergleich skalare und vektorielle Rechnung

Im Abschnitt 3.1.2 wurde die vektorielle Helmholtzgleichung unter der Annahme einer schwachen Führung, d. h. sehr kleiner transversaler Feldkomponenten, in eine skalare Form überführt. Auf dieser Basis wurde dann die Berechnung einer rotationssymmetrischen Faser mit einer beliebigen Stufenanzahl hergeleitet, wie sie für Simulationen in dieser Arbeit häufig benutzt wurde.

Um die Richtigkeit dieser prinzipiellen Vorgehensweise zu belegen, soll in diesem Abschnitt die exakte vektorielle Lösung mit der in dieser Arbeit verwendeten skalaren Lösung verglichen werden. Da die vektorielle Berechnung mehrstufiger Profile aufgrund der notwendigen Betrachtung aller Vektorkomponenten ($E_z, E_r, E_\varphi, H_z, H_r, H_\varphi$) und die jeweilige exakte Anpassung der tangentialen Komponenten ($E_z, E_\varphi, H_z, H_\varphi$) an den Brechzahlübergängen sehr komplex und aufwendig ist, soll an dieser Stelle eine Faser mit nur einer Stufe betrachtet werden. Die Brechzahldifferenz dieser Stufenfaser $n_0 - n_1$ entspricht dabei der maximalen Brechzahldifferenz einer typischen mehrstufigen Faser, die in dieser Arbeit untersucht werden.

Demzufolge wird hier der Fall überprüft, in dem die skalare Näherung die größte Abweichung zur exakten vektoriellen Lösung aufweisen sollte.

Weiterhin bleibt dieser Vergleich nur auf radialsymmetrische Moden beschränkt, da sie den Hauptgegenstand dieser Arbeit bilden. Demzufolge werden nur die Ausbreitungseigenschaften skalarer Moden LP_{0p} ($m = 0$) und vektorieller Moden HE_{1p} ($m = 1$) untersucht. Hierbei ist noch hervorzuheben, dass die skalaren Moden LP_{0p} als einzige jeweils nur aus einem vektoriellen Modus HE_{1p} zusammengesetzt sind. D. h. ein skalarer Modus LP_{0p} und ein vektorieller Modus HE_{1p} mit der gleichen Ordnungszahl p können bezüglich ihrer Ausbreitungseigenschaften direkt miteinander verglichen werden. Im Gegensatz dazu setzt sich der nicht radialsymmetrische, skalare Modus LP_{11} aus der Überlagerung von drei vektoriellen Moden (H_{01} , E_{01} , HE_{21}) zusammen, deren Ausbreitungskonstanten geringfügig voneinander abweichen.

Die Basis dieser exakten Analyse bildet die vektorielle Helmholtzgleichung (3.4). Aus dieser Gleichung lassen sich für die hier interessierenden Hybridmoden, d. h. Moden, welche sowohl eine E_z - und eine H_z -Komponente enthalten, die entsprechenden Lösungsansätze für alle Vektorkomponenten in den zwei Brechzahlbereichen einer Stufenfaser herleiten [3]. Berücksichtigt man weiterhin die Stetigkeitsbedingungen für die tangentialen Komponenten ($E_z, E_\varphi, H_z, H_\varphi$), so ergibt sich die folgende Eigenwertgleichung:

$$f(\beta) = k_0^2 \left(n_0^2 \cdot \eta_0(u) + n_1^2 \cdot \eta_1(w) \right) \cdot (\eta_0(u) + \eta_1(w)) - m^2 \beta^2 \left(\frac{1}{u^2} + \frac{1}{w^2} \right)^2 = 0, \quad (3.35)$$

die ähnlich der Eigenwertgleichung (3.30) für die skalare Näherung nur noch β als unbekannte Variable enthält. Zur Vereinfachung der Gleichung (3.35) wurden die folgenden Variablen eingeführt:

$$\begin{aligned} \eta_0(\beta) &= \frac{dJ_m(u)}{du} \cdot \frac{1}{u \cdot J_m(u)} \quad \text{und} \\ \eta_1(\beta) &= \frac{dK_m(w)}{dw} \cdot \frac{1}{w \cdot K_m(w)}, \end{aligned} \quad (3.36)$$

wobei die Argumente u und w ebenso Funktionen von β sind:

$$\begin{aligned} u(\beta) &= r_0 k_{tr,0} = r_0 \sqrt{(k_0 n_0)^2 - \beta^2}, \\ w(\beta) &= r_0 k_{tr,1} = r_0 \sqrt{\beta^2 - (k_0 n_1)^2}. \end{aligned} \quad (3.37)$$

Legt man $m = 1$ fest und ermittelt innerhalb des Definitionsbereiches ($k_1 > \beta > k_2$), von k_1 ausgehend, die erste Nullstelle der Gleichung (3.35), so erhält man die Ausbreitungskonstante β des Grundmodus HE_{11} . Die zweite Nullstelle ist dem Modus EH_{11} zugeordnet, da die Eigenwertgleichung (3.35) sowohl für die HE_{mp} - als auch für die EH_{mp} -Moden gilt. Erst in einem weiteren Vereinfachungsschritt, der auf schwacher Führung in der Faser beruht, können zwei separate Eigenwertgleichungen hergeleitet werden, bei der die p -te Nullstelle der jeweiligen Ausbreitungskonstante des Modus HE_{mp} bzw. EH_{mp} entspricht. Diese Vereinfachung wurde hier nicht eingeführt, da eine möglichst genaue vektorielle Lösung berechnet werden soll. Erst die dritte Nullstelle, von k_1 ausgehend, entspricht der Ausbreitungskonstanten β des Modus HE_{12} .

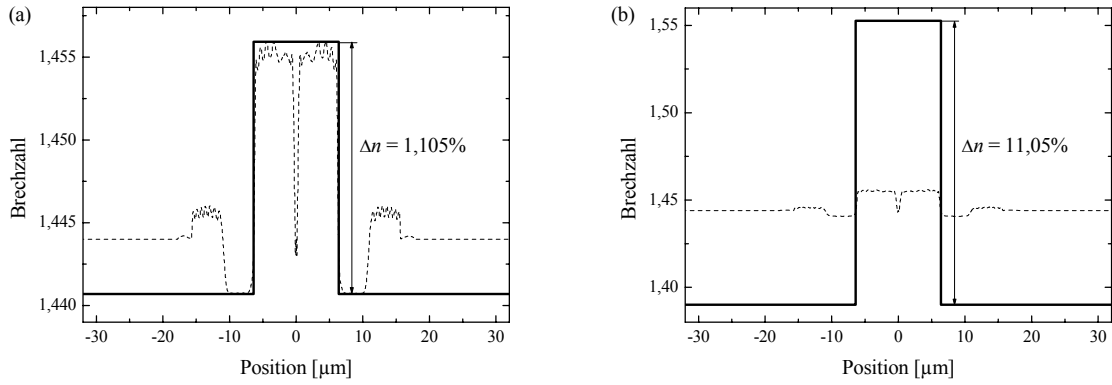


Bild 8 Stufenprofil (a), welches aus der maximalen Brechzahldifferenz einer typischen Preformmessung abgeleitet wurde, und im Vergleich dazu ein modifiziertes Stufenprofil (b) mit einer zehnfach höheren Brechzahldifferenz

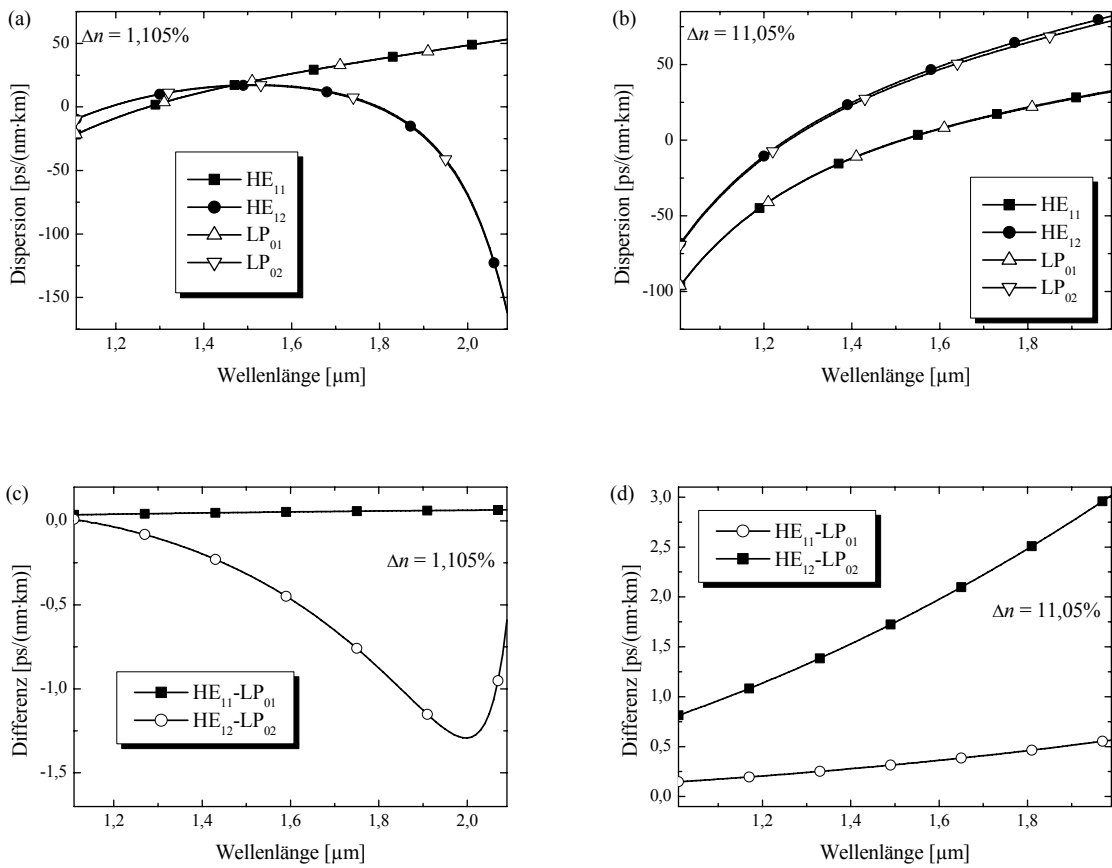


Bild 9 Dispersion (a, b) und Differenz der Dispersion (c, d) der skalaren radialsymmetrischen Moden und der dazugehörigen vektoriiellen Moden in einer Stufenfaser (Bild 8(a)) mit $\Delta n = 1,105\%$ (a, c) und im Vergleich dazu in einer Stufenfaser (Bild 8(b)) mit $\Delta n = 11,05\%$ (b, d)

In Bild 8 sind die bei diesem Vergleich betrachteten Stufenprofile dargestellt. Das Profil in Bild 8(a) enthält eine Brechzahlstufe, die der maximalen Brechzahldifferenz einer typischen Preformmessung entspricht, währenddessen das Stufenprofil in Bild 8(b) eine 10-mal höhere Brechzahldifferenz aufweist. Mit diesen Profilen, die bei der Wellenlänge von 1550 nm definiert sind und deren Wellenlängenabhängigkeit durch die Dotierung mit GeO_2 (Brechzahlanhebung) und B_2O_3 (Brechzahlabsenkung) vorgegeben ist (Abschnitt 3.2), wurden die Verläufe der Dispersion für die skalaren Moden LP_{01} und LP_{02} und für die korrespondierenden vektoriellen Moden HE_{11} und HE_{12} in Bild 9(a, b) berechnet.

Wie gut erkennbar ist, ergibt sich nur eine geringfügige Differenz der Dispersion in Bild 9(c, d). Eine besonders gute Übereinstimmung und demzufolge eine kleine Differenz ist zwischen den Grundmodi (LP_{01} , HE_{11}) für die Faser zu sehen, die eine Brechzahldifferenz von 1,105 % aufweist. Eine stärkere und wellenlängenabhängige Abweichung der Dispersion von maximal 1,3 ps/(nm·km) ist in diesem Bild für den höheren Modus LP_{02} bzw. HE_{12} zu verzeichnen. Die Differenz wird mit zunehmender Wellenlänge, d. h. bei Annäherung an die Grenzwellenlänge und mit zunehmender negativer Wellenleiterdispersion, größer.

Selbst bei einer Brechzahldifferenz von 11,05 % lässt sich feststellen, dass mit der weniger aufwendigen skalaren Berechnung eine genügend genaue Approximation des Ausbreitungsverhaltens für einzelne Moden erzielt wird. Die Differenz ist wiederum deutlich geringer für den Grundmodus und nimmt für beide Moden mit steigender Wellenlänge zu, wobei die maximale Differenz im betrachteten Wellenlängenbereich 3 ps/(nm·km) für den höheren Modus (siehe Bild 9(d)) beträgt. Eine solche Faser wäre aber aufgrund der Vielzahl der ausbreitungsfähigen Moden nicht durch die chromatische Dispersion eines einzelnen Modus, sondern durch die Modendispersion, d. h. den Laufzeitunterschied aller ausbreitungsfähigen Moden, limitiert.

Die Abweichungen bei diesem Vergleich zeigen, dass es für die in dieser Arbeit betrachteten Mehrstufenprofile möglich ist, die skalare Näherung der LP-Moden zur Berechnung der Ausbreitungseigenschaften anzuwenden. Sie ist ausreichend genau, um beispielsweise die effektive Brechzahl n_{eff} oder die Dispersion D eines Modus zu bestimmen.

3.2 Wellenlängenabhängige Materialeigenschaften

Wie bereits im Abschnitt 2.1.1 diskutiert, ist die Wellenlängenabhängigkeit der Brechzahl einer der Faktoren, welcher die Ausbreitungseigenschaften in einer Faser maßgeblich bestimmt. Aus diesem Grund wird im folgenden Abschnitt für Quarzglas und ausgewählter Dotierungen die näherungsweise Beschreibung der Brechzahl $n(\lambda)$ mit Hilfe der Sellmeier-Gleichung beschrieben.

Weiterhin wird eine Mischungsregel angegeben, die es ermöglicht, die Wellenlängenabhängigkeit beliebiger Brechzahlprofile zu beschreiben. Sie basiert auf der wellenlängenabhängigen Brechzahl des Basismaterials und der Dotierungen zur Brechzahlanhebung und -absenkung, die mit Hilfe der Sellmeier-Gleichung bestimmt werden können.

3.2.1 Sellmeier-Gleichung

Die Wellenlängenabhängigkeit der Brechzahl $n(\lambda)$ kann auf Resonanzwellenlängen λ_i zurückgeführt werden, bei denen Licht als elektromagnetische Strahlung von dem Material ab-

sorbiert wird [3]. Abseits dieser Resonanzwellenlängen kann die Wellenlängenabhängigkeit der Brechzahl durch die Sellmeier-Gleichung beschrieben werden:

$$n^2(\lambda) = 1 + \sum_{i=1}^3 A_i \cdot \frac{\lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_i^2}, \quad (3.38)$$

wobei A_i die Stärke der Resonanz kennzeichnet. Für den in der optischen Nachrichtentechnik genutzten infraroten Wellenlängenbereich (alle optischen Fenster: 850 nm, 1300 nm und 1550 nm) ist diese Approximation mit nur drei Resonanztermen zur Bestimmung von $n(\lambda)$ und zur Berechnung der Ableitungen hinreichend genau.

In der Tabelle 5 sind die Koeffizienten zur Beschreibung von $n(\lambda)$ für verschiedene Stoffe aufgeführt [64]. Den Grundstoff optischer Fasern bildet reines Quarzglas (SiO_2). Um die Brechzahl des Basismaterials zu erhöhen, wird Quarzglas gewöhnlich mit Germaniumdioxid (GeO_2) dotiert. Auf der anderen Seite lässt sich eine Brechzahlabenkung z. B. mit Fluor (F) oder Bortrioxid (B_2O_3) realisieren.

Material	SiO_2	GeO_2	99 SiO_2 1F	97 SiO_2 3 B_2O_3
A_1	0,6961663	0,80686642	0,69325	0,6935408
A_2	0,4079426	0,71815848	0,3972	0,4052977
A_3	0,897479	0,85416831	0,86008	0,9111432
λ_1 [μm]	0,0684043	0,06897261	0,06723987	0,0717021
λ_2 [μm]	0,1162414	0,1539661	0,11714009	0,1256396
λ_3 [μm]	9,896161	11,841931	9,7760984	9,896154

Tabelle 5 Resonanzwellenlängen (λ_i) und Oszillatorstärken (A_i) von reinem Quarzglas (SiO_2) sowie Germaniumdioxid (GeO_2) zur Brechzahlhebung und verschiedene auf Quarzglas basierende Stoffgemische zur Brechzahlabenkung

Die für Experimente zur Verfügung stehende Einmodenfaser Corning SMF-28 ist durch eine Dotierung des Kernes mit Germaniumdioxid gekennzeichnet. Da auch bei der realisierten Mehrmodenfaser (FMF) die Brechzahlhebung mit GeO_2 und die Absenkung mit B_2O_3 dotiert ist, wurden diese Dotierungen auch für alle wellenlängenabhängigen Simulationen in dieser Arbeit vorausgesetzt. Hierzu wurden die Parameter in Tabelle 5 für reines GeO_2 und das Stoffgemisch 97 SiO_2 3 B_2O_3 verwendet.

3.2.2 Mischungsregel

Die Sellmeier-Koeffizienten werden üblicherweise experimentell entweder für reine Stoffe (SiO_2 , GeO_2) oder für genau ein Verhältnis im Falle von Stoffgemischen (99 SiO_2 1F, 97 SiO_2 3 B_2O_3) bestimmt. Möchte man jedoch die Wellenlängenabhängigkeit eines Brechzahlprofils $n(r, \lambda)$, welches bei einer Designwellenlänge λ_{design} genau vorgegeben ist, beschreiben, so muss man zuerst die notwendige Konzentration der Dotierung über den Radius r , d. h. das notwendige Mischungsverhältnis, bei genau dieser Wellenlänge bestimmen.

Zu diesem Zweck werden Mischungsregeln verwendet, welche es zum einen erlauben, die jeweils notwendigen Mischungsverhältnisse entsprechend der Brechzahlvorgaben für jede

Stufe $n_i(\lambda_{design})$ zu bestimmen, und es zum anderen ermöglichen, im interessierenden Wellenlängenbereich die wellenlängenabhängige Änderung des Brechzahlprofils auf der Basis der vorher bestimmten Mischungsverhältnisse zu ermitteln.

Zur Bestimmung der Brechzahl von Stoffgemischen gibt es eine ganze Reihe von Gleichungen, welche für verschiedene Anwendungsfälle unterschiedlich gut geeignet sind [64]. Für die Berechnungen in dieser Arbeit wurde eine Formel benutzt, die für die Analyse von Lichtwellenleitern eine hinreichend gute Approximation darstellt. Die resultierende Brechzahl der Schicht i kann demnach folgendermaßen angegeben werden:

$$n_i = \sqrt{n_h^2 + V_d (n_d^2 - n_h^2)}. \quad (3.39)$$

Dabei bezeichnet n_h die Brechzahl des Grundmaterials (engl.: host), n_d die Brechzahl des Stoffes (oder Stoffgemisches), der zur Dotierung des Grundmaterials verwendet wird (engl.: dopant), und V_d den Volumenanteil der Dotierung im Verhältnis zum Gesamtvolumen ($0 \leq V_d \leq 1$, entspricht 0-100 mol%). Außerdem lässt sich die Gleichung (3.39) explizit nach allen Variablen auflösen, was die Implementierung in einer Simulation sehr vereinfacht.

3.3 Faserparameter

Basierend auf den bisherigen Ausführungen dieses Kapitels werden im folgenden Abschnitt die Parameter berechnet, die bei der Entwicklung einer Faser eine wichtige Rolle spielen und unbedingt berücksichtigt werden müssen. Sie sind notwendig zur Spezifizierung der Faser bzw. der daraus hergestellten Komponenten.

3.3.1 Effektive Führungsfläche

Die Wirkung der meisten nichtlinearen Effekte (SPM, XPM, FWM etc.) ist durch die Größe der effektiven Führungsfläche A_{eff} bestimmt. So wird z. B. im Falle der Selbstphasenmodulation (SPM) der leistungsabhängige Anteil des Gesamtbrechungsindex n_{ges} mit steigender effektiver Fläche geringer

$$n_{ges} = n + n_{nl} \frac{P}{A_{eff}}. \quad (3.40)$$

Dabei bezeichnet n die Brechzahl ohne nichtlinearen Einfluss, P die Gesamtleistung und n_{nl} den nichtlinearen Brechungsindex der Faser [9]. Es ist demzufolge erstrebenswert, eine Faser mit möglichst großer effektiver Fläche zu entwickeln, um den Einfluss nichtlinearer Effekte zu minimieren.

Die effektive Fläche kann für eine gaußförmige Feldverteilung des Grundmodus LP_{01} einfach über den Modenfeldradius r_{eff} ($1/e^2$ -Abfall der Intensität) mit der Beziehung $A_{eff} = \pi \cdot r_{eff}^2$ bestimmt werden. Im Falle einer davon abweichenden Feldverteilung $\psi(x, y)$, d. h. insbesondere für höhere Moden und spezielle mehrstufige Brechzahlprofile, wird der Modenfeldradius und die effektive Fläche jedoch durch die folgende Formel bestimmt [1]:

$$A_{eff} = \pi \cdot r_{eff}^2 = \frac{\left(\iint \psi(x, y)^2 dx dy \right)^2}{\iint \psi(x, y)^4 dx dy}. \quad (3.41)$$

Ausgehend von der bereits hergeleiteten Feldverteilung (Abschnitt 3.1.3.2) kann die effektive Fläche für jeden Modus und jedes beliebige Brechzahlprofil berechnet werden. Die Wellenlängenabhängigkeit kann nicht mehr vernachlässigt werden, wenn die untersuchte Faser im interessierenden Wellenlängenbereich eine hohe Wellenleiterdispersion aufweist und sich demzufolge auch die Feldverteilung stark ändert.

3.3.2 Kopplungswirkungsgrad und Spleißverluste

Beim Entwurf eines Brechzahlprofils spielen die zu erwartenden Übergangsverluste von der speisenden Faser, vorzugsweise SSMF, in die zu entwickelnde Faser, in diesem Fall eine Mehrmodenfaser (FMF), und zurück eine wichtige Rolle. Der Kopplungswirkungsgrad η bei der Kopplung von einem bestimmten Modus $LP_{m_1p_1}$ der speisenden Faser 1 in den Modus $LP_{m_2p_2}$ der Faser 2 kann durch das normierte Überlappungsintegral der Feldverteilungen der betrachteten Moden ψ_1 und ψ_2 bestimmt werden [65]:

$$\eta = \frac{\left(\iint \psi_1(x, y) \cdot \psi_2(x, y) dx dy \right)^2}{\iint \psi_1(x, y)^2 dx dy \cdot \iint \psi_2(x, y)^2 dx dy}. \quad (3.42)$$

Zur Maximierung der Kopplung vom Grundmodus der speisenden SSMF in den Grundmodus einer FMF muss die Feldverteilung des Grundmodus der FMF dem der SSMF angepasst werden. Die zu erwartende Dämpfung in dB beim Übergang an dieser Stoßstelle lässt sich dann mit folgender Formel angeben:

$$\alpha_{\text{Kopplung}} = -10 \log(\eta). \quad (3.43)$$

Beim realen Spleißprozess, d. h. bei der Verbindung zweier Lichtwellenleiterenden durch Verschweißen mit einem Lichtbogen, können die Verluste beim Übergang zwischen Fasern mit unterschiedlichen Feldverteilungen vermindert werden. Dazu wird die Faser, in der das Feld stärker konzentriert ist, mit dem Lichtbogen so erwärmt, dass es zur Diffusion der Dotierung in den Mantel kommt. Durch diese Aufweitung des Kernes entsteht ein Übergangsbereich (engl.: taper), in dem sich das stärker konzentrierte Feld langsam an die Feldverteilung der anderen Faser anpasst. So ist es möglich, auch Fasern mit unterschiedlichen Feldverteilungen innerhalb bestimmter Grenzen verlustarm zu verbinden [66].

3.3.3 Einfluss der Krümmung auf die Dämpfung und Dispersion

Die Krümmung einer Faser kann mit nicht zu vernachlässigenden Leistungsverlusten einhergehen [1]. Diese ungewollte Dämpfung des optischen Signals wird durch verschiedene Effekte hervorgerufen. Die Analyse einer gebogenen Faser ist jedoch recht kompliziert. Zur einfachen Modellierung der Krümmung kann man aber in erster Näherung eine gerade Ersatzfaser mit einem modifizierten Brechzahlprofil [67] zur Berechnung heranziehen:

$$n_{\text{Ersatz}}(r, \varphi) = n(r) \cdot \sqrt{1 + 2 \frac{r}{R} \cos(\varphi)}. \quad (3.44)$$

Biegt man z. B. eine Faser mit konstantem Radius R , so steigt die Brechzahländerung für $\varphi = 0$ näherungsweise linear mit zunehmendem Faserradius r an. Wenn in Bereichen einer radialsymmetrischen Faser, die ohne Krümmung durch An- bzw. Abklingverhalten gekenn-

zeichnet sind ($n(r) < n_{eff}$), die Bedingung $n_{Ersatz}(r, \varphi) \geq n_{eff}$ erfüllt ist, so wird der Teil der Leistung, der in diesen Bereichen transportiert wird, nicht mehr geführt und demzufolge abgestrahlt.

Bei dieser Betrachtung ist noch nicht berücksichtigt, dass der photoelastische Effekt die Brechzahl auf der Innenseite erhöht und auf der Außenseite verringert. Die Berücksichtigung dieses Effektes, der genau der vorher beschriebenen Veränderung des Brechzahlprofils entgegenwirkt, geschieht durch einen um den Faktor 1,25 bis 1,31 größer gewählten Biegeradius R in Gleichung (3.44).

Diese Leckverluste, die durch Krümmung mit einem konstanten Durchmesser hervorgerufen werden, bezeichnet man in der Fachliteratur als Makrokrümmungsverluste. Da die Makrokrümmungsverluste eine begrenzende Rolle bei der Entwicklung einer Mehrmodenfaser (FMF) spielen, soll kurz im nächsten Unterabschnitt 3.3.3.1 die Modellierung und Berechnung, insbesondere unter dem Aspekt höherer Moden und beliebiger Stufenprofile, betrachtet werden.

Ein weiterer Effekt, der zur Dämpfung führt, ist der Übergang des Lichtes von einem gekrümmten zu einem geraden Faserstück und umgekehrt. Aufgrund der Felddeformation im gekrümmten Lichtwellenleiter, die durch das veränderte Brechzahlprofil $n_{Ersatz}(r, \varphi)$ hervorgerufen wird, ist keine komplette Feldüberlappung (3.42) mehr gegeben ($\eta < 1$). Durch die Fehlanpassung kommt es zur unerwünschten Kopplung in Strahlungsmoden bzw. andere geführte Moden. Indem man bei der Krümmung der Faser einen Übergang mit einem kontinuierlich zu- bzw. abnehmenden Radius über eine gewisse Länge realisiert, können die Übergangsverluste reduziert werden. Das Prinzip beruht darauf, dass im Übergangsbereich eine kontinuierliche und nahezu verlustlose Feldanpassung erfolgt.

Reale Lichtwellenleiter weisen, insbesondere wenn sie in Form eines Kabels vorliegen, einen regellosen Verlauf schwacher Krümmungen mit variablem Radius auf. Diese vielen Übergänge zwischen Faserbereichen mit verschiedenen Biegeradien lassen sich durch die spektrale Verteilung des Krümmungsverlaufes, die oftmals durch eine Potenzfunktion approximiert wird, beschreiben [68]. Mit Hilfe bestimmter Parameter, die beispielsweise von der verwendeten Verkabelungstechnologie oder den mechanischen Eigenschaften der Faser abhängen, kann dann die unerwünschte Modenkopplung, die vorzugsweise in Strahlungsmoden erfolgt und demzufolge als Dämpfung sichtbar ist, abgeschätzt werden. Diese Verluste, die durch den regellosen Verlauf schwacher Krümmungen verursacht werden, bezeichnet man als Mikrokrümmungsverluste.

Da in dieser Arbeit die Mikrokrümmungsverluste der zur Verfügung stehenden FMF keine limitierende Rolle spielen, wird auf eine ausführliche Beschreibung und Modellierung dieses Effektes verzichtet. Trotzdem muss bei der Herstellung eines HOM-DCM mit einer FMF, die eine Länge von wenigen Kilometern aufweisen kann, auf eine sorgfältige Wicklung der Faser geachtet werden. Dies ist notwendig, um mögliche Kopplungen in nicht geführte Moden (Verluste) und Kopplungen in andere geführte Moden, die zur unerwünschten Multipfadinterferenz führen können, zu minimieren. Gegebenfalls kann es trotz sorgfältiger Wicklung notwendig sein, dass Brechzahlprofil der FMF auch hinsichtlich der Mikrokrümmungsverluste zu optimieren.

Neben dem Verlust der Leistung durch die verschiedenen beschriebenen Effekte führen die veränderten effektiven Brechzahlverhältnisse in einer gekrümmten Faser auch zu einem ande-

ren Ausbreitungsverhalten. Aus diesem Grund wird der Einfluss der Makrokrümmung auf die Dispersion einer Faser im Unterabschnitt 3.3.3.2 kurz erläutert und diskutiert.

3.3.3.1 Makrokrümmungsverluste

Die Makrokrümmungsverluste verlegter Standard-Einmodenfasern (SSMF) liegen in der Größenordnung von 0,02 dB/km und sind demzufolge vernachlässigbar. Für den Entwurf spezieller Fasern zur Dispersionskompensation kann die Dämpfung durch Biegung der stärkste limitierende Faktor sein [69]. Demzufolge ist es notwendig, die Makrokrümmungsverluste auch für die hier untersuchten Mehrmodenfasern (FMF) zu berechnen.

Die Bestimmung der Makrokrümmungsverluste eines bestimmten Modus in einer schwach führenden, mehrstufigen, radialsymmetrischen Faser wurde in [70] vorgestellt. Die dort auf mehrstufige Profile erweiterte Vorgehensweise basiert auf der Herleitung in [71]. Bei diesem Ansatz wird das Feld außerhalb der tangentialen Zylinderfläche, die durch $R + r_{N-1}$ in Bild 10 begrenzt wird, als Überlagerung mehrerer sich ausbreitender Zylinderwellen (Hankelfunktion zweiter Art) beschrieben.

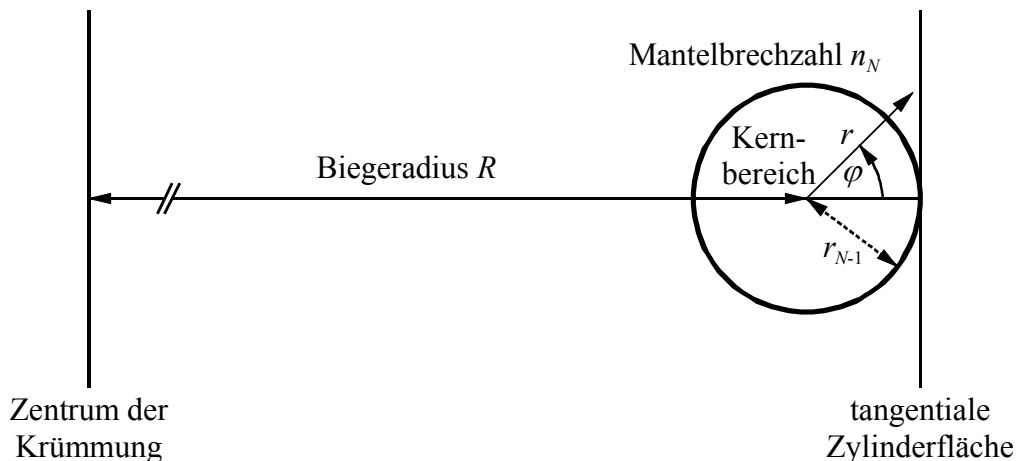


Bild 10 Schnittdarstellung der Makrokrümmung einer Faser mit dem Radius R

Ausgangspunkt ist die skalare Feldberechnung für gerade, schwach führende Fasern, wie sie in Abschnitt 3.1.3 dargestellt ist. Unter der Annahme, dass das Feld einer gekrümmten Faser im Kernbereich ($r \leq r_{N-1}$) und in der Nähe dieses Bereiches in erster Näherung dem Feld der geraden Faser entspricht, kann man sowohl den Funktionswert der skalaren Wellenfunktion ψ an der tangentialen Zylinderfläche als auch die Konstante C_N , welche die Stetigkeit an der Grenzfläche r_{N-1} sichert, angeben. Die einzige Modifikation besteht darin, dass zur Beschreibung der Biegung der Faser der Exponent $k_z z = \beta z$, der bei einer geraden Faser die Ausbreitung in z -Richtung beschreibt, durch den Faktor $\beta z' = \beta R \phi$ ersetzt wird (siehe Bild 11).

Die Leistung, welche pro Längeneinheit abgestrahlt wird, verlässt den Kernbereich über die Zylinderfläche, die durch den Radius $R + r_{N-1}$ aufgespannt wird. Zur Erfüllung der Stetigkeitsbedingungen an dielektrischen Grenzflächen müssen die tangentialen Feldkomponenten beim Übergang an dieser Zylinderoberfläche gleich sein. Für den Fall einer gebogenen Faser sind demzufolge die tangentialen Komponenten an der Stelle $r = r_{N-1}$, welche durch die skala-

re Berechnung einer geraden, schwach führenden Faser ermittelt wurden, mit dem tangentialen Feld der sich ausbreitenden Zylinderwellen (Hankelfunktion zweiter Art) gleichzusetzen.

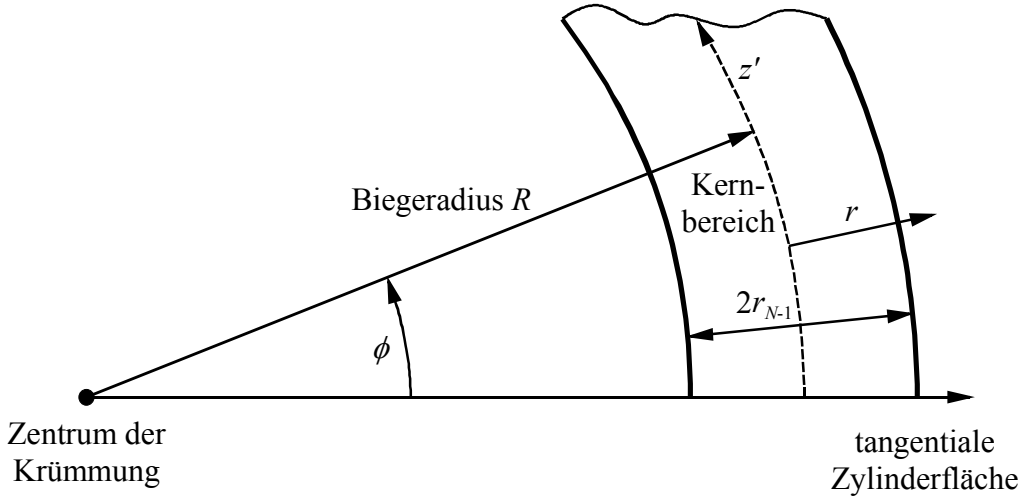


Bild 11 Draufsicht einer gebogenen Faser mit dem Radius R

Mit diesem Ansatz, der außerhalb des Kernbereiches gilt, wird die Abstrahlung pro Längeneinheit dadurch bestimmt, dass im unendlichen Abstand vom Zentrum der Krümmung die Leistung ermittelt wird [71]. Setzt man die abgestrahlte Leistung zur Gesamtleistung ins Verhältnis, so erhält man den Dämpfungskoeffizienten $\alpha_{Makro}(R)$ für einen vorgegebenen Radius R . Ohne die Herleitung hier weiter im Detail zu beschreiben, kann für Fasern mit beliebiger Stufenzahl die folgende Formel zur Bestimmung der Makrokrümmungsverluste pro Längeneinheit angegeben werden [70]:

$$\alpha_{Makro}(R) = \frac{\sqrt{\pi} \cdot C_N^2}{4 \cdot s \cdot P_g} \cdot \frac{\exp\left(-\frac{2R \cdot k_{tr,N}^3}{3 \cdot k_{max}^2}\right)}{\sqrt{k_{tr,N}^3 \cdot R + k_{max}^2 \cdot r_{N-1} \cdot k_{tr,N}}}. \quad (3.45)$$

Dabei beschreibt C_N die Konstante, welche die Stetigkeit der Funktion $\psi_r(r)$ beim Übergang vom Kernbereich in den Mantel ermöglicht, P_g eine zur Gesamtleistung des betrachteten Modus proportionale Größe

$$P_g = \int_{r=0}^{\infty} r \cdot \psi_r(r)^2 dr \quad (3.46)$$

und s einen Faktor

$$s = \begin{cases} 2 & \text{für } m = 0 \\ 1 & \text{sonst} \end{cases}, \quad (3.47)$$

der in Abhängigkeit von der Rotationssymmetrie des betrachteten Modus LP_{mp} festgelegt ist. Die Transversalkomponente des Wellenvektors im Mantel ist durch die effektive Brechzahl n_{eff} des betrachteten Modus und die Mantelbrechzahl n_N bestimmt

$$k_{tr,N} = \sqrt{(k_0 n_N)^2 - \beta^2} = k_0 \sqrt{n_N^2 - n_{eff}^2}, \quad (3.48)$$

währenddessen die maximale Wellenzahl

$$k_{max} = \max(n_i) \cdot k_0 \quad (3.49)$$

durch die größte Brechzahlenhebung des Kernbereiches festgelegt wird. Üblicherweise wird die Dämpfung in dB angegeben, welche für die Makrokrümmungsverluste je Längeneinheit folgendermaßen lautet:

$$\alpha_{Makro,dB}(R) = \frac{10}{L} \cdot \log\left(\frac{P(0)}{P(L)}\right) = \frac{10}{L} \cdot \log\left(e^{2\alpha(R) \cdot L}\right) = \frac{20}{\ln(10)} \cdot \alpha(R). \quad (3.50)$$

Die Gleichung (3.45) beruht auf der Annahme, dass der Mantel mit seiner Brechzahl n_N unendlich ausgedehnt ist und im Falle einer geraden Faser durch Abklingverhalten (K_m) gekennzeichnet wäre. Somit sind oszillierende Effekte der Dämpfung mit größer werdendem Biegeradius oder über der Wellenlänge, wie sie bei einer weiter entfernten äußeren Hülle mit höherer Brechzahl auftreten würden, ausgeschlossen.

Weiterhin wird bei dieser Abschätzung die Felddeformation durch Krümmung, wie sie in [72] untersucht wurde, nicht berücksichtigt. Für Moden niedriger Ordnung, d. h. insbesondere für den Grundmodus, wird das Feld durch die Biegung ähnlich einer Zentrifugalkraft vom Zentrum der Krümmung nach außen verschoben und dabei im Kernbereich komprimiert. Durch diesen Effekt sind die eigentlichen Verluste nicht so hoch, wie sie mit der Formel (3.45) abgeschätzt werden. Mit steigender Ordnung der Moden nimmt die Feldkompression jedoch ab. Durch Verschiebung des Feldes nach außen steigt die Intensität an der tangentialen Zylinderfläche und infolgedessen nehmen die Makrokrümmungsverluste zu. In diesem Fall werden die Verluste mit der Gleichung (3.45) besser approximiert als sie real unter dem Einfluss der Felddeformation eigentlich sind.

Durch den exponentiellen Anstieg der Verluste mit abnehmendem Radius ist der Fehler bei der Ermittlung eines erlaubten Biegeradius R bei vorgegebener Dämpfung nur gering. Eine kleine Änderung des Biegeradius von wenigen Prozent kann bei den hier betrachteten Biegeradien in der Größenordnung von einigen Zentimetern schon eine Verdopplung der Dämpfung zur Folge haben.

3.3.3.2 Einfluss der Makrokrümmung auf die Dispersion

Je größer die Krümmung einer Faser ist, desto stärker wird das Feld eines Modus LP_{mp} vom Zentrum der Krümmung weg verschoben und deformiert. Ebenso wie bei der Wellenleiterdispersion, bei der sich die Feldverteilung über der Wellenlänge ändert, existiert eine Abhängigkeit der Feldverteilung vom Biegeradius R . Das Resultat der Feldbeeinflussung ist eine andere Ausbreitungskonstante $\beta(\lambda)$ und somit auch ein anderes Dispersionsverhalten (2.14) der gebogenen Faser gegenüber der geraden Faser.

Basierend auf diesem Prinzip konnte z. B. der Anstieg der Dispersion einer 3,1 km langen DSF in einer Bandbreite von 10 nm kompensiert werden. Hierzu wurde ein 16 m langes Faserstück SSMF mit einem Durchmesser von 20 mm aufgewickelt [73]. Die ursprünglich positive Gesamtdispersion der geraden SSMF wurde durch die Wicklung mit zunehmender Wel-

lenlänge negativ. Das Feld, welches bei einer geraden Faser noch vollständig im Kern konzentriert wäre, wird durch die Krümmung in Richtung des Mantels verlagert. Hier wirkt dann zunehmend die geringere Mantelbrechzahl und es ergibt sich ein negativer Anstieg der Funktion $n_{eff}(\lambda)$. Nachteilig bei dieser Realisierung erwiesen sich die hohen Makrokrümmungsverluste von 1,22 dB/m, so dass die Gesamtdämpfung der Struktur mit 16 m Länge fast 20 dB betrug.

Insbesondere bei Dispersionskompensationsfasern (DCF), deren wellenlängenabhängige Dispersionscharakteristik hauptsächlich durch die Wellenleiterdispersion des Brechzahlprofils bestimmt wird, ist die Abhängigkeit der Dispersion vom Biegeradius nicht zu vernachlässigen [74]. Es zeigte sich, dass durch die Wicklung der Faser mit Biegeradien $R \geq 10$ cm die Dispersion sich um bis zu 20 % im interessierenden Wellenlängenbereich von 1500 nm bis 1600 nm ändern kann. Besonders hervorzuheben ist die Tatsache, dass durch die Variation des Biegeradius innerhalb des genannten Bereiches zwar eine deutliche Änderung der Dispersion, aber kein messbarer Anstieg der Makrokrümmungsverluste festgestellt wurde.

Die hier nur ansatzweise diskutierte Abhängigkeit der Dispersion von der Krümmung einer Faser zeigt deutlich, dass dieser Effekt bei der Realisierung von faserbasierten Dispersionskompensatoren unbedingt berücksichtigt werden sollte. Auf der anderen Seite bietet diese Abhängigkeit aber auch die Chance, ohne nennenswerte Makrokrümmungsverluste die Dispersion einer Kompensationsfaser in bestimmten Grenzen an die Erfordernisse der Übertragungsstrecke anzupassen.

4 Langperiodische Gitter (LPG)

Im Gegensatz zu Faser-Bragg-Gittern (FBG), deren Periode Λ nur rund 500 nm beträgt, werden Gitterstrukturen in Fasern mit einer Modulation der Brechzahl entlang der optischen Achse mit einer Periode im Bereich von 50 μm bis 1000 μm als langperiodische Gitter (LPG) bezeichnet. LPG koppeln das Licht eines Modus (z. B. LP_{01}) in Vorwärtsrichtung in einen anderen Modus und auch wieder zurück. LPG-Modenkonverter werden für die Dispersionskompensationsverfahren benötigt, welche Gegenstand der Kapitel 5 und 6 sind.

Nach einer kurzen Vorstellung der vielfältigen Anwendungsmöglichkeiten der LPG wird im folgenden Kapitel näher auf die theoretische Beschreibung und Berechnung der LPG eingegangen. Danach werden die verschiedenen verwendeten Herstellungsverfahren vorgestellt und die erzielten Resultate erläutert. Am Ende des Kapitels werden, basierend auf den Erkenntnissen des Faserentwurfes (Kapitel 3 und Kapitel 5), die spektralen Eigenschaften der LPG und die Methoden zur Abstimmung der Modenkonversion diskutiert.

4.1 Anwendungsbeispiele von langperiodischen Gittern

In einer Einmodenfaser (SMF) geschieht die Kopplung in Mantelmoden, die schon nach einer kurzen Strecke stark gedämpft werden. Die Rückkonversion ist durch die starke Dämpfung des höheren Modus in erster Näherung vernachlässigbar. Aus diesem Grund wirken LPG in einer Einmodenfaser vorzugsweise als wellenlängenabhängiges Verlustelement [75].

Die spektrale Breite und Form der Dämpfungskurve erlaubt es, LPG zur Glättung der Verstärkungskurve (engl.: gain flattening) von Erbium-dotierten Faserverstärkern (EDFA) zu verwenden [76]. Komplexere Verlustspektren konnten durch die Überlagerung der Kopplung zweier verschiedener Moden [77] oder durch komplexere Verläufe der Brechzahlmodulation über der Länge des Gitters [78] erreicht werden.

Werden LPG in eine stark doppelbrechende Faser eingeschrieben, so ergeben sich aufgrund der sich unterscheidenden effektiven Indizes für die beiden orthogonalen Polarisierungen des Grundmodus LP_{01} Verlustspektren bei verschiedenen Resonanzwellenlängen. Diese Eigenschaft kann ausgenutzt werden, um einen Faserpolarisator mit geringer Einfügedämpfung zu realisieren.

In einer SMF mit elliptischem Kern konnte so ein Faserpolarisator realisiert werden, der eine Leistungsdifferenz der beiden Hauptachsen der Polarisation des Grundmodus LP_{01} von mehr als 30 dB in einer Bandbreite von rund 1 nm aufwies [79]. Zur Vergrößerung dieser sehr geringen Modenkopplungsbandbreite wäre es möglich, ein gechirptes Gitter, d. h. ein LPG mit einer linear ansteigenden Gitterperiode über der Länge, zu verwenden. Das realisierte Gitter wies jedoch Störungen auf, die zu Interferenzerscheinungen und demzufolge nicht zur notwendigen Unterdrückung zwischen den beiden Hauptachsen führten.

Besser geeignet zur Vergrößerung der Modenkopplungsbandbreite sind spezielle Mehrmodenfasern (FMF), die aufgrund der speziellen Dispersionscharakteristik der verwendeten Moden eine Doppelresonanz mit deutlich größerer Bandbreite ausbilden können. In [80] wurde ein Faserpolarisator vorgestellt, der auf einer solchen speziellen doppelbrechenden FMF mit elliptischem Kernbereich beruht. Die Unterdrückung der gesperrten Polarisation betrug mehr als 20 dB in einer Bandbreite von über 10 nm.

Bei hohen Intensitäten eines optischen Signals kann man aufgrund des nichtlinearen Brechungsindex (3.40) die Modenkopplungseigenschaften eines LPG durch die Eingangsleistung beeinflussen. In [81] wurde experimentell nachgewiesen, dass verschiedene Pulsformen in Abhängigkeit von der Eingangsleistung durch ein Gitter erzeugt werden können. Dieses Prinzip könnte z. B. zum optischen Schalten oder in einem Faser-Laser ausgenutzt werden.

Langperiodische Gitter (LPG) haben ein breites Anwendungsfeld in der Sensorik gefunden. So können LPG für verschiedenste Sensorzwecke verwendet werden. Sie eignen sich unter anderem als Sensoren für die Zugkraft, die Biegung, die Torsion und den seitlichen Druck sowie die Temperatur [82].

Neben den bereits erwähnten Sensoranwendungen ist es möglich, mit einem langperiodischen Gitter den Brechungsindex des umgebenden Mediums zu bestimmen. Dabei ändert sich vor allem die effektive Brechzahl des verwendeten Mantelmodus und infolgedessen auch die Resonanzwellenlänge der Modenkopplung. Es wurde nachgewiesen, dass man mit diesem Sensor die Salzkonzentration in einer Lösung (äquivalent zum Brechungsindex) bestimmen kann [83], wobei zur Eliminierung des Einflusses der Temperatur ein spezieller mechanischer Aufbau eingesetzt wurde.

4.1.1 Langperiodische Gitter (LPG) als Modenkonverter

Neben den bisher beschriebenen Anwendungen, in denen das Gitter vorwiegend als Verlustelement verwendet wurde, gibt es eine Reihe von Anwendungen, bei denen auch die Signalleistung eines höheren Modus ausgenutzt wird.

In [84] wurde ein Filter vorgestellt, welches aus zwei LPG besteht. Dabei koppelt das erste Gitter wellenlängenselektiv die Eingangsleistung in einen Mantelmodus und das zweite Gitter diese Leistung wieder zurück. Zwischen den Gittern wurde der Kernbereich der Faser zerstört. Diese Störung führt dazu, dass die verbliebene Leistung im Grundmodus abgestrahlt wird, wobei die vom Mantel geführte Leistung im höheren Modus nahezu unbeeinflusst bleibt. Infolgedessen erhält man eine Bandpassfilterfunktion, die durch die Kopplung in den höheren Modus im ersten Gitter und durch die Rückkopplung vom höheren Modus im zweiten Gitter gekennzeichnet ist. Die Amplitude des Bandpasses, d. h. die Leistung im höheren Modus, konnte zusätzlich durch einen elektromechanischen Modulator eingestellt werden.

In einer Weiterentwicklung eines solchen Filters wurde die Leistung des höheren Mantelmodus in eine zweite Faser gekoppelt, wobei sich beide Fasern nur berührten [85]. Die Leistung des Grundmodus verblieb dabei in der ersten Faser. Mit dieser Anordnung ist es möglich, einen Multiplexer (engl.: add-drop multiplexer) zu realisieren, der die wellenlängenselektive Auskopplung (engl.: drop) und Einkopplung (engl.: add) eines Signals realisiert. Hierbei erfüllt die zweite Faser die Funktion der Auskopplung, währenddessen eine dritte Faser ein anderes Signal bei der gleichen Wellenlänge über den höheren Mantelmodus in die erste Faser einkoppelt.

Ein anderes Filter wird ebenfalls aus zwei langperiodischen Gittern aufgebaut, die jedoch in zwei verschiedene Fasern eingeschrieben wurden [86]. Das erste Gitter wird so in einer FMF erzeugt, dass es eine typische Doppelresonanz aufweist. Die Doppelresonanz entsteht um das Minimum der Funktion $\Lambda(\lambda_{res})$, wobei Λ die Periode und λ_{res} die Resonanzwellenlänge des Gitters bezeichnen, und koppelt somit fast vollständig in einer großen spektralen Breite das Licht in einen höheren Modus. In der zweiten Faser ist das Minimum der Funktion $\Lambda(\lambda_{res})$

verschoben, so dass das Gitter in der zweiten Faser, dessen Resonanzwellenlänge auch beim Minimum der Funktion $\Lambda(\lambda_{res})$ der ersten Faser liegt, viel schmalbandiger ausgebildet wird. Werden diese beiden Gitter zu einer faseroptischen Struktur zusammengespleißt, so wird nur in einer schmalen Bandbreite das Licht des höheren Modus zurückgekoppelt. Die Gesamtstruktur kann als ein Bandpassfilter angesehen werden, dessen Mittenwellenlänge durch thermische Abstimmung des zweiten LPG verschoben werden kann.

Ähnlich den FBG (Abschnitt 2.3.6) können Dispersionskompensatoren auch aus gechirpten LPG aufgebaut werden. In [87] wurde ein Prinzip vorgeschlagen, welches aus zwei entgegengesetzt gechirpten Gittern besteht. Durchläuft ein optisches Signal diese Struktur, so werden die höheren Wellenlängen im ersten LPG zuerst in den höheren Modus gekoppelt und im zweiten LPG zuletzt zurückkonvertiert. Demgegenüber sind die Spektralanteile, die zuletzt gekoppelt und zuerst zurückkonvertiert werden, um den Laufzeitunterschied zwischen dem Grundmodus und dem verwendeten höheren Modus verzögert. Nachteilig sind bei diesem Transmissionsbauelement die relativ großen Gitterlängen, da nur der Laufzeitunterschied zwischen den Moden zur Dispersion beiträgt. Weiterhin wird es problematisch sein, gechirpte LPG in der nötigen Qualität herzustellen [79], was auch aus eigener Erfahrung bestätigt werden kann.

Auf der Modenkonversion der LPG basieren auch die in Kapitel 5 und Kapitel 6 betrachteten Konzepte. Dabei werden die Ausbreitungseigenschaften des höheren Modus, d. h. entweder die Wellenleiterdispersion oder der Laufzeitunterschied zum Grundmodus LP_{01} , ausgenutzt.

4.2 Berechnung und Simulation

4.2.1 Theorie der gekoppelten Moden für Vorwärtskopplung im Gitter

Die Theorie der gekoppelten Moden (engl.: coupled-mode theory - CMT) beruht auf der Annahme, dass sich das Feld eines Modus bei einer schwachen Störung nicht verändert. Mit diesem Ansatz erhält man bei der Betrachtung von zwei Moden zwei Differentialgleichungen erster Ordnung [90]. Für den Spezialfall eines uniformen Gitters mit sinusförmiger Modulation lassen sich daraus analytische Formeln für die Kopplung zwischen zwei Moden in Vorwärtsrichtung ableiten, deren Herleitung hier kurz dargestellt werden soll.

Durch eine Brechzahlstörung $n_s(r, \varphi, z)$, die z. B. durch Herstellung einer Gitterstruktur durch UV-Belichtung entstanden ist, wird die Gleichung (3.2) für einen homogenen, radial-symmetrischen Wellenleiter mit $n(r)$ um die Störpolarisation \mathbf{P}_s erweitert [27]:

$$\text{rot } \mathbf{H} = \partial \left(\varepsilon_0 \cdot \left(n(r)^2 \cdot \mathbf{E} + \mathbf{P}_s \right) \right) / \partial t = \partial \left(\varepsilon_0 \cdot \left(n(r) + n_s(r, \varphi, z) \right)^2 \cdot \mathbf{E} \right) / \partial t. \quad (4.1)$$

Die Störpolarisation kann bei einer schwachen Störung des Wellenleiters, d. h. $n(r) \gg n_s(r, \varphi, z)$, genähert werden:

$$\mathbf{P}_s = \left(2n_s(r, \varphi, z)n(r) + n_s(r, \varphi, z)^2 \right) \cdot \mathbf{E} \approx 2n_s(r, \varphi, z)n(r) \cdot \mathbf{E}. \quad (4.2)$$

Ausgehend von der skalaren Wellenbeschreibung eines Modus in Kapitel 3 kann die Ausbreitung mehrerer Moden in Vorwärtsrichtung in einer Faser durch die folgende Gleichung beschrieben werden [91]:

$$\psi(r, \varphi, z) = \sum_u A_u(z) \cdot \psi_u(r, \varphi) \cdot e^{j(\omega t - \beta_u z)}, \quad (4.3)$$

wobei $A_u(z)$ die ortsabhängige Amplitude des u -ten Modus bezeichnet. Die modifizierte skalare Helmholtzgleichung, welche durch die Störung (4.2) auf der rechten Seite erweitert wurde, kann wie folgt angegeben werden:

$$\Delta_{rr} \psi(r, \varphi, z) + \frac{d^2 \psi(r, \varphi, z)}{dz^2} + k_0^2 n(r)^2 \psi(r, \varphi, z) = -k_0^2 2n_s(r, \varphi, z) n(r) \psi(r, \varphi, z). \quad (4.4)$$

Durch zweimaliges Ableiten der Funktion $\psi(r, \varphi, z)$ nach z erhält man:

$$\frac{d^2 \psi(r, \varphi, z)}{dz^2} = \sum_u \left(\frac{d^2 A_u(z)}{dz^2} - 2j\beta_u \frac{dA_u(z)}{dz} - \beta_u^2 A_u(z) \right) \cdot \psi_u(r, \varphi) \cdot e^{j(\omega t - \beta_u z)}. \quad (4.5)$$

Bei einer schwachen Störung ändert sich $A_u(z)$ nur langsam in z -Richtung. Aus diesem Grund kann in erster Näherung in der Gleichung (4.5) der Term $d^2 A_u(z)/dz^2$ vernachlässigt werden. Durch Einsetzen der Ableitung in (4.4) ergibt sich die modifizierte Helmholtzgleichung in Summenform:

$$\sum_u \left(\left(A_u (\Delta_{rr} \psi_u + (k^2 - \beta_u^2) \psi_u) - 2j\beta_u \frac{dA_u}{dz} \psi_u + A_u k_0^2 2n_s n \psi_u \right) \cdot e^{j(\omega t - \beta_u z)} \right) = 0. \quad (4.6)$$

Mit der Helmholtzgleichung des Modus u im ungestörten Wellenleiter

$$\Delta_{rr} \psi_u + (k^2 - \beta_u^2) \psi_u = 0, \quad (4.7)$$

kann die Gleichung (4.6) weiter vereinfacht werden:

$$\sum_u \left(\left(A_u k_0^2 n_s n \psi_u - j\beta_u \frac{dA_u}{dz} \psi_u \right) \cdot e^{j(\omega t - \beta_u z)} \right) = 0. \quad (4.8)$$

Durch Multiplikation dieser Gleichung mit der Wellenfunktion ψ_w des w -ten Modus und nachfolgender Integration über die Fläche der Transversalebene erhält man:

$$j\beta_w \frac{dA_w}{dz} e^{j(\omega t - \beta_w z)} \iint \psi_w^2 r \, dr d\varphi = \iint \psi_w \cdot k_0^2 n_s n \cdot \sum_u \left(A_u \psi_u e^{j(\omega t - \beta_u z)} \right) \cdot r \, dr d\varphi. \quad (4.9)$$

Hierbei entfällt die Summe auf der linken Seite aufgrund der Orthogonalität der Moden in einem Wellenleiter:

$$\frac{\iint \psi_u \psi_w r \, dr d\varphi}{\iint \psi_w^2 r \, dr d\varphi} = \begin{cases} 1 & \text{für } u = w \\ 0 & \text{sonst.} \end{cases} \quad (4.10)$$

Bei der Berechnung der Modenkopplungseigenschaften eines langperiodischen Gitters wird in dieser Arbeit nur die Kopplung zwischen zwei Moden betrachtet. Diese Vereinfachung ist zulässig, wenn man beispielsweise die Kopplung vom Grundmodus LP_{01} in einen höheren Modus LP_{0x} betrachtet und eine ausreichende spektrale Separation zu den Resonanzen der Kopplung in andere Moden gegeben ist.

Mit dieser Beschränkung auf zwei Moden (Indizes: p und q) kann die Gleichung (4.9) auf die folgenden zwei Gleichungen reduziert werden:

$$\frac{dA_p}{dz} = \frac{k_0^2}{j\beta_p} \left(A_p \frac{\iint n_s n \psi_p^2 r \, dr d\varphi}{\iint \psi_p^2 r \, dr d\varphi} + A_q \frac{\iint n_s n \psi_p \psi_q r \, dr d\varphi}{\iint \psi_p^2 r \, dr d\varphi} e^{j(\beta_p z - \beta_q z)} \right), \quad (4.11)$$

$$\frac{dA_q}{dz} = \frac{k_0^2}{j\beta_q} \left(A_q \frac{\iint n_s n \psi_q^2 r \, dr d\varphi}{\iint \psi_q^2 r \, dr d\varphi} + A_p \frac{\iint n_s n \psi_q \psi_p r \, dr d\varphi}{\iint \psi_q^2 r \, dr d\varphi} e^{j(\beta_q z - \beta_p z)} \right). \quad (4.12)$$

Unter der Voraussetzung einer periodischen Brechzahlstörung

$$n_s(r, \varphi, z) = \Delta n(r) \left(1 + \cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda} \cdot z\right) \right) = \Delta n(r) \left(1 + \frac{e^{j\beta_g z} + e^{-j\beta_g z}}{2} \right), \quad (4.13)$$

die durch die Gitterperiode $\Lambda = 2\pi/\beta_g$ und die Amplitude der Brechzahlmodulation $\Delta n(r)$ gekennzeichnet ist, ergeben sich für die Kopplung zwischen den beiden betrachteten Moden die folgenden Differentialgleichungen:

$$\frac{dA_p}{dz} = \left(j\kappa_{pp} A_p + j\kappa_{pq} A_q e^{j(\beta_p - \beta_q)z} \right) \cdot \left(1 + \frac{e^{j\beta_g z} + e^{-j\beta_g z}}{2} \right), \quad (4.14)$$

$$\frac{dA_q}{dz} = \left(j\kappa_{qq} A_q + j\kappa_{qp} A_p e^{j(\beta_q - \beta_p)z} \right) \cdot \left(1 + \frac{e^{j\beta_g z} + e^{-j\beta_g z}}{2} \right). \quad (4.15)$$

In den Differentialgleichungen wurde der Koppelfaktor

$$\kappa_{pp} \approx -\frac{n_{eff,p} k_0^2}{\beta_p} \frac{\iint \Delta n(r) \psi_p^2 r \, dr d\varphi}{\iint \psi_p^2 r \, dr d\varphi} = -k_0 \frac{\iint \Delta n(r) \psi_p^2 r \, dr d\varphi}{\iint \psi_p^2 r \, dr d\varphi} \quad (4.16)$$

für die Kopplung in den gleichen Modus (κ_{qq} äquivalent) und der Koppelfaktor

$$\kappa_{pq} \approx -\frac{n_{eff,p} k_0^2}{\beta_p} \frac{\iint \Delta n(r) \psi_p \psi_q r \, dr d\varphi}{\iint \psi_p^2 r \, dr d\varphi} = -k_0 \frac{\iint \Delta n(r) \psi_p \psi_q r \, dr d\varphi}{\iint \psi_p^2 r \, dr d\varphi} \quad (4.17)$$

für die Überkopplung in den anderen Modus (κ_{qp} äquivalent) eingeführt. Die angegebenen Gleichungen für die Koppelfaktoren beruhen auf einer schwachen Führung des Lichtwellenleiters. Dabei wird aufgrund der geringen relativen Brechzahldifferenz des Profils $n(r)$ die radiale Abhängigkeit vernachlässigt und hier z. B. durch die effektive Brechzahl $n_{eff,p}$ des Modus p ersetzt. Infolgedessen kann sie dann aus dem Integral ausgeklammert werden. Setzt man weiterhin eine gleiche Leistung der betrachteten Moden (ohne Berücksichtigung der Amplituden A_p und A_q) voraus:

$$\iint \psi_p^2 r \, dr d\varphi = \iint \psi_q^2 r \, dr d\varphi, \quad (4.18)$$

so stimmen die Koppelfaktoren für die Überkopplung in den jeweiligen anderen Modus $\kappa_{pq} = \kappa_{qp}$ überein.

Sehr wichtig für die Modenkopplung ist die radiale Verteilung der Brechzahlmodulation $\Delta n(r)$ über das Profil des Lichtwellenleiters. Durch die Brechzahlanhebung, die typischerweise nur in mit Germanium dotierten Bereichen durch die UV-Belichtung induziert wird, wird die Modenkopplung überhaupt erst ermöglicht. Wäre die Brechzahlanhebung homogen über das gesamte Profil verteilt, so würde aufgrund der Orthogonalität der Moden (4.10) keine Überkopplung in andere Moden erfolgen.

Bei einer einfachen Stufenfaser mit Kern und Mantel muss die Verteilung der Brechzahlmodulation bei der Berechnung des Koppelfaktors nicht berücksichtigt werden, da in diesem Fall nur bis zur Kern-Mantel-Grenze integriert wird und die Brechzahlmodulation im photosensitiven Kern vor das Integral gezogen werden kann. Bei komplexeren radialsymmetrischen Profilen, welche vorwiegend Gegenstand dieser Arbeit sind, muss unbedingt der Verlauf der Funktion $\Delta n(r)$ berücksichtigt werden (4.31).

Für eine radialsymmetrische Indexmodulation $\Delta n(r, \varphi) = \Delta n(r)$ wird keine optische Leistung in nicht radialsymmetrische Moden mit $m \geq 1$ gekoppelt, da der Koppelfaktor der Überkopplung $\kappa_{xy} = 0$ (x - LP₀₁, y - LP_{mp}) ist. Obwohl die Analyse von langperiodischen Gittern mit einer willkürlichen azimutalen und radialen Brechungsindexmodulation $\Delta n(r, \varphi)$ mit der CMT möglich ist [88], wurde bei den Berechnungen in dieser Arbeit von einer radialsymmetrischen Brechungsindexmodulation ausgegangen. Diese vereinfachte Analyse ist möglich, da bei den experimentellen Untersuchungen keine nennenswerte Kopplung in nicht radialsymmetrische Moden LP_{mp} mit $m \geq 1$ auftrat.

Trotzdem wird in einem realen Gitter eine geringfügige Asymmetrie der Brechungsindexmodulation vorhanden sein, welche durch die Faser oder durch die seitliche UV-Belichtung hervorgerufen werden kann. Es ist jedoch schwierig, die Asymmetrie der Brechungsindexmodulation quantitativ abzuschätzen und gegebenenfalls zu kompensieren [89].

Für eine durchgängig konstruktive Anregung müssen gleiche Phasengänge zwischen der linken und der rechten Seite der Gleichung (4.14) bzw. (4.15) gesucht werden. Für ein Gitter der Ordnung i mit der Gitterperiode $\Lambda = 2\pi / (i \cdot \beta_g)$, welches die Bedingung

$$\Delta\beta = (\beta_p - \beta_q - \beta_g) = \left(\beta_p - \beta_q - \frac{2\pi}{i \cdot \Lambda} \right) = 0 \quad \text{mit } i = 1, 2, 3 \dots \quad (4.19)$$

erfüllt, können demzufolge einige Terme vernachlässigt werden:

$$\frac{dA_p}{dz} = j\kappa_{pp}A_p + j\frac{\kappa_{pq}}{2}A_q e^{j\Delta\beta z}, \quad (4.20)$$

$$\frac{dA_q}{dz} = j\kappa_{qq}A_q + j\frac{\kappa_{qp}}{2}A_p e^{-j\Delta\beta z}. \quad (4.21)$$

Aus der Voraussetzung für eine durchgängig konstruktive Anregung (4.19) lässt sich nun auch die notwendige Periode eines LPG erster Ordnung ($i = 1$, gilt für alle weiteren Betrachtungen) für eine Modenkopplung bei der Resonanzwellenlänge λ_{res} ableiten:

$$\Lambda = \frac{2\pi}{\beta_g} = \frac{2\pi}{\beta_p - \beta_q} = \frac{2\pi}{\frac{2\pi \cdot n_{eff,p}}{\lambda_{res}} - \frac{2\pi \cdot n_{eff,q}}{\lambda_{res}}} = \frac{\lambda_{res}}{n_{eff,p} - n_{eff,q}}. \quad (4.22)$$

Entscheidend für die Resonanzwellenlänge bei einer vorgegebenen Gitterperiode ist die Differenz der effektiven Indizes der koppelnden Moden. Die effektiven Indizes werden durch das Brechzahlprofil der Faser bestimmt. Das bedeutet, dass schon beim Faserentwurf die Modenkopplungseigenschaften eines LPG festgelegt werden.

Basierend auf den bisherigen Ausführungen ist die ausführliche Lösung der Gleichungen der gekoppelten Moden im Anhang 8.1 dargestellt. Auf der dort hergeleiteten analytischen Lösung für ein uniformes Gitter beruht die Berechnung komplexer LPG mit beliebiger Periode und variabler Indexmodulation im nächsten Abschnitt.

4.2.2 Berechnung komplexer LPG mit der Transfer-Matrizen-Methode

Die Berechnung komplexer langperiodischer Strukturen ist auf zwei Wegen möglich. Eine sehr zeitaufwendige Methode ist die direkte numerische Lösung der Gleichungen der gekoppelten Moden für die vorgegebene komplexe, nicht uniforme Gitterstruktur.

Besser geeignet und schneller ist ein Verfahren, bei dem die komplexe Struktur in uniforme Segmente einer bestimmten Teillänge zerlegt wird. Berechnet man dann die analytische Lösung für jedes Segment und multipliziert die einzelnen Matrizen \mathbf{T}_i , so erhält man die Transfer-Matrix der Gesamtstruktur \mathbf{T}_{ges} . Mit dieser Matrix ist es möglich, ausgehend von der Modenverteilung \mathbf{S}_{in} am Eingang die Modenzusammensetzung \mathbf{S}_{out} am Ausgang zu berechnen [91]:

$$\mathbf{S}_{\text{out}} = [\mathbf{T}_N \cdot \dots \cdot \mathbf{T}_2 \cdot \mathbf{T}_1 \cdot \mathbf{T}_0] \cdot \mathbf{S}_{\text{in}} = \mathbf{T}_{\text{ges}} \cdot \mathbf{S}_{\text{in}} \quad (4.23)$$

Die analytische Beschreibung der Matrix \mathbf{T}_i eines uniformen langperiodischen Gittersegmentes mit der Länge L_G ist im Anhang 8.1.1 hergeleitet. Sie lautet

$$\mathbf{T}_i = \begin{bmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos(\Theta L_G) + j \frac{\delta}{\Theta} \sin(\Theta L_G) & j \frac{\kappa_{pq}}{2\Theta} \sin(\Theta L_G) \\ j \frac{\kappa_{pq}}{2\Theta} \sin(\Theta L_G) & \cos(\Theta L_G) - j \frac{\delta}{\Theta} \sin(\Theta L_G) \end{bmatrix} \quad (4.24)$$

mit den Variablen

$$\delta = \frac{\kappa_{pp} - \kappa_{qq} - \Delta\beta}{2} \quad \text{und} \quad \Theta = \sqrt{\frac{\kappa_{pq}^2}{4} + \delta^2} \quad (4.25)$$

Die Analyse eines Gitters kann ähnlich wie bei der Herleitung der Gleichungen der gekoppelten Moden auf zwei Moden (Indizes: p und q) beschränkt werden, da in den meisten Fällen keine direkte spektrale Überlappung der Modenkopplung in andere Moden gegeben ist. Die Modenkonversion wird demzufolge durch 2x2-Transfer-Matrizen beschrieben und lässt sich für die Gesamtstruktur folgendermaßen angeben:

$$\begin{bmatrix} S_{p,\text{out}} \\ S_{q,\text{out}} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} T_{11,\text{ges}} & T_{12,\text{ges}} \\ T_{21,\text{ges}} & T_{22,\text{ges}} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} S_{p,\text{in}} \\ S_{q,\text{in}} \end{bmatrix} = \mathbf{T}_{\text{ges}} \cdot \begin{bmatrix} S_{p,\text{in}} \\ S_{q,\text{in}} \end{bmatrix} \quad (4.26)$$

Durch diese Diskretisierung der Gesamtstruktur in einzelne Gittersegmente, die analytisch berechnet werden können, ist es möglich, beliebige Verläufe der Periode $\Lambda(z)$ oder der Indexmodulation $\Delta n(z)$ zu simulieren. Durch die Variation der Periode über der Länge, d. h.

das LPG weist einen Chirp auf, kann beispielsweise die Bandbreite des Gitters modifiziert werden. Durch Gestaltung des ortsabhängigen Verlaufs der Indexmodulation können unerwünschte Nebenmaxima der Modenkonzersion reduziert werden. Das Gitter sollte so realisiert werden, dass die Amplitude der Indexmodulation am Anfang des Gitters langsam ansteigt und am Ende langsam wieder abfällt. Man spricht in diesem Fall von einem apodisierten Gitter.

Unter der Voraussetzung einer Speisung, die nur mit dem Modus p ($S_{q,in} = 0$) erfolgt, kann die Matrix-Form der Gleichung (4.26) in zwei einfache Gleichungen mit den Matrixelementen $T_{11,ges}$ und $T_{21,ges}$ überführt werden:

$$\frac{S_{p,out}}{S_{p,in}} = T_{11,ges} \quad \text{und} \quad \frac{S_{q,out}}{S_{p,in}} = T_{21,ges}. \quad (4.27)$$

LPG sind faseroptische Transmissionselemente, bei denen, abgesehen von Spezialfällen, nur die Übertragungsfunktion des Grundmodus LP_{01} (hier Modus p) interessiert. Durch Betragsbildung und nachfolgende Quadrierung lässt sich die Leistungsübertragungsfunktion (in dB) des Grundmodus LP_{01} angeben:

$$P_{rel_LP01} = 10 \cdot \log \left(\frac{P_{LP01,out}}{P_{LP01,in}} \right) = 10 \cdot \log \left(\left| \frac{S_{LP01,out}}{S_{LP01,in}} \right|^2 \right) = 20 \cdot \log (T_{11,ges}). \quad (4.28)$$

Diese wellenlängenabhängige Funktion entspricht den typischen spektralen Messungen (siehe Abschnitt 8.2) langperiodischer Gitter. Neben der Leistungsübertragungsfunktion ist die Phase

$$\phi_{rel_LP01} = \arctan \left(\frac{\operatorname{Im} \left(\frac{S_{LP01,out}}{S_{LP01,in}} \right)}{\operatorname{Re} \left(\frac{S_{LP01,out}}{S_{LP01,in}} \right)} \right) = \arctan \left(\frac{\operatorname{Im}(T_{11,ges})}{\operatorname{Re}(T_{11,ges})} \right) \quad (4.29)$$

ein weiterer wichtiger Parameter, aus dem die wellenlängenabhängige Gruppenlaufzeit einer Gitterstruktur (6.6) abgeleitet werden kann.

4.2.3 Einfluss der Faserdispersion auf die Resonanzwellenlänge

Die notwendige Gitterperiode Λ eines langperiodischen Gitters (LPG), welches zwischen den Moden p und q bei der Resonanzwellenlänge λ_{res} koppelt, wird nach Gleichung (4.22) durch die effektiven Indizes der beiden Moden bestimmt:

$$\Lambda(\lambda_{res}) = \frac{\lambda_{res}}{n_{eff,p}(\lambda_{res}) - n_{eff,q}(\lambda_{res})}. \quad (4.30)$$

Wie in den Kapiteln 2 und 3 ausführlich hergeleitet, ist die effektive Brechzahl wellenlängenabhängig und verursacht demzufolge die Dispersion im Lichtwellenleiter. Der Verlauf der Funktion $n_{eff}(\lambda)$ eines Modus wird sowohl durch die Wellenlängenabhängigkeit der Brechzahl der verwendeten Materialkomposition und als auch durch die Geometrie des Wellenleiters bestimmt. Demzufolge ergibt sich beim Entwurf einer Faser die Möglichkeit, durch eine

entsprechende Dimensionierung des Lichtwellenleiters die Modenkopplungseigenschaften zu beeinflussen.

Beispielsweise kann dadurch die Bandbreite einer einzelnen Resonanz beeinflusst [92] oder ein großer spektraler Abstand der einzelnen Resonanzen erzielt werden [93]. Durch spezielle Verläufe der Funktion $\Lambda(\lambda_{res})$, die ein Minimum oder Maximum aufweisen, ist es möglich, mit nur einer Gitterperiode des LPG eine Doppelresonanz herzustellen [94]. Durch die Realisierung einer Faser, bei der die Funktion $\Lambda(\lambda_{res}) \approx C$ nahezu einer Konstanten in einer sehr großen Bandbreite entspricht, können extrem breitbandige Modenkonverter hergestellt werden [95].

Um den Einfluss der Wellenlängenabhängigkeit der effektiven Indizes zu zeigen, wurde für zwei verschiedene Fasern, die Einmodenfaser SMF-28 und eine Mehrmodenfaser (FMF), der Verlauf der Funktion $\Lambda(\lambda_{res})$ berechnet. In der Einmodenfaser SMF-28, deren Brechzahlprofil in Bild 12(a) dargestellt ist, wird nur der Grundmodus LP_{01} geführt. Alle anderen Moden in dieser Faser sind Mantelmoden, d. h. ihre effektive Brechzahl liegt unter der Brechzahl des Mantels ($n_1 = 1,444$) und sie werden vom Brechzahlübergang Mantel-Luft geführt.

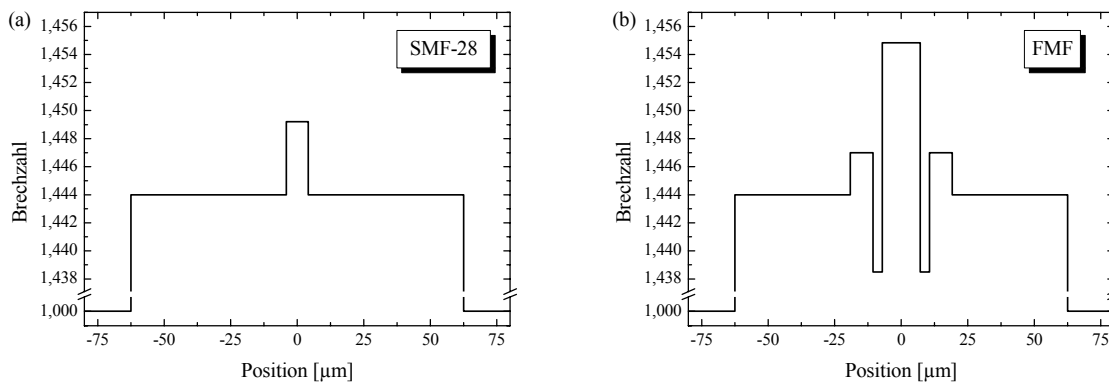


Bild 12 Brechzahlprofile der Einmodenfaser SMF-28 (a) und einer mehrstufigen Mehrmodenfaser (b)

Die zweite Faser ist eine Mehrmodenfaser (FMF), deren radialsymmetrisches Brechzahlprofil vom Zentrum ausgehend durch eine starke Anhebung in der Mitte, eine nachfolgende Absenkung und schließlich durch eine erneute Anhebung gekennzeichnet ist (Bild 12(b)). In dieser Faser werden die radialsymmetrischen Moden LP_{01} , LP_{02} und LP_{03} bei 1550 nm geführt, d. h. die effektive Brechzahl dieser Moden liegt über der des Mantels bei dieser Wellenlänge ($n_3 = 1,444$). Alle anderen radialsymmetrischen Moden sind, wie bei der SMF-28, Mantelmoden.

Für die Einmodenfaser SMF-28 ist der Verlauf der Funktionen $\Lambda_{LP_{0p}}(\lambda_{res})$ für die Kopplung vom Grundmodus LP_{01} in den höheren Modus LP_{0p} für $p = 2, 3, \dots, 10$ in Bild 13 dargestellt. Während die Funktion $\Lambda_{LP_{04}}(\lambda_{res})$ nahezu linear ansteigt, wird mit zunehmender Wellenlänge der Anstieg für Moden niedrigerer Ordnung größer und für Moden mit zunehmender Ordnung geringer. Dieses Verhalten der Moden mit hoher Ordnung führt dazu, dass die Funktion $\Lambda_{LP_{0p}}(\lambda_{res})$ ein Maximum ausbildet, welches sich mit zunehmender Ordnung in Richtung niedriger Wellenlängen verschiebt. Dieses Maximum erlaubt die Ausbildung einer Doppelresonanz mit einer großen Bandbreite.

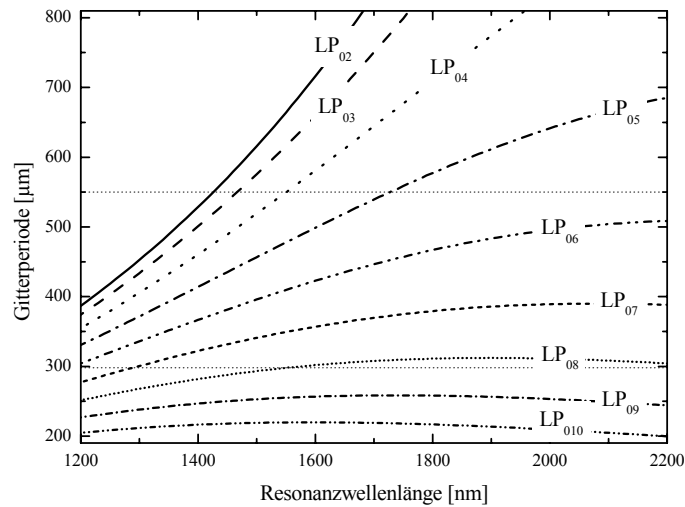


Bild 13 Gitterperiode Λ eines LPG in einer SMF-28 in Abhängigkeit von der Resonanzwellenlänge λ_{res} für die Kopplung vom Grundmodus LP_{01} in den radialsymmetrischen Modus LP_{0p} mit $p = 2, 3 \dots 10$

Eine Modenkopplung im dritten optischen Fenster bei 1550 nm mit einem großen spektralen Abstand zu Kopplungen in andere Moden kann durch die gezielte Wahl der Gitterperiode erreicht werden. Wählt man die Gitterperiode z. B. $\Lambda = 298 \mu\text{m}$, so koppelt der Modus LP_{08} bei 1550 nm und der spektral nächste Modus LP_{07} bei 1285 nm, d. h. in einem relativ großen Abstand von 265 nm. Dieser Abstand ist deutlich größer als der für die Kopplung in Moden niederer Ordnung bei einer Gitterperiode von $550 \mu\text{m}$, die in Bild 19 dargestellt ist.

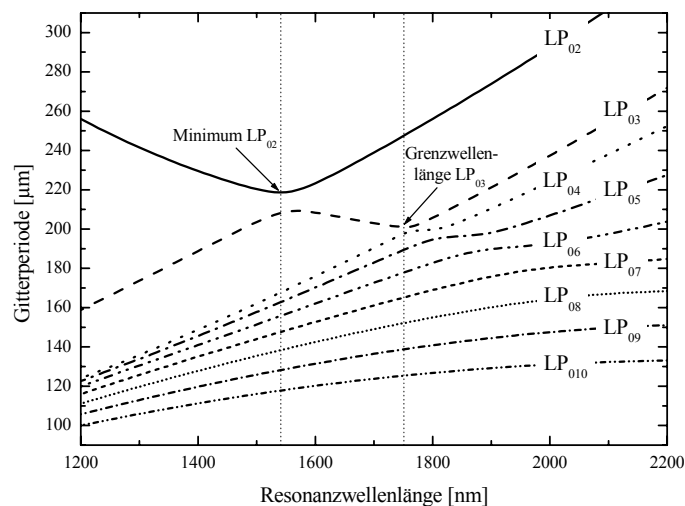


Bild 14 Gitterperiode Λ eines LPG in einer Mehrmodenfaser (FMF) in Abhängigkeit von der Resonanzwellenlänge λ_{res} für die Kopplung vom Grundmodus LP_{01} in den radialsymmetrischen Modus LP_{0p} mit $p = 2, 3 \dots 10$

Die Mehrmodenfaser (Bild 12(b)) wurde so entworfen, dass die Funktion $\Lambda_{LP02}(\lambda_{res})$ im dritten optischen Fenster ein Minimum aufweist (siehe Bild 14). Dieses Extremum, welches sich bei der Wellenlänge 1541 nm befindet, wird durch den Übergang des Feldes des Modus LP₀₂ vom inneren Kern (n_0) zum Ring (n_2) mit steigender Wellenlänge hervorgerufen. Genau beim Minimum breiten sich der Grundmodus LP₀₁ und der Modus LP₀₂ mit der gleichen Gruppengeschwindigkeit aus.

Der Verlauf der Funktion $\Lambda_{LP03}(\lambda_{res})$ ist durch ein lokales Maximum und ein lokales Minimum gekennzeichnet. Das Maximum ergibt sich bei der Wellenlänge 1567,5 nm und wird durch den Transfer des Feldes vom Ring (n_2) zum inneren Kern (n_0), d. h. in umgekehrter Richtung des Modus LP₀₂, hervorgerufen. Das Minimum entsteht durch den Übergang des Feldes vom Kernbereich in den Mantel (n_3) mit steigender Wellenlänge. Hierbei ist hervorzuheben, dass die Grenzwellenlänge, d. h. die Wellenlänge, bei der die effektive Brechzahl des Modus der Brechzahl des Mantels $n_{eff,LP03} = n_3$ entspricht, in erster Näherung mit dem lokalen Minimum der Funktion $\Lambda_{LP03}(\lambda_{res})$ übereinstimmt. Die Grenzwellenlänge für den Modus LP₀₃ beträgt 1751 nm.

Die Kopplung in höhere Moden wird mit zunehmender Ordnung p immer weniger durch das Profil im Kernbereich beeinflusst. Der Verlauf der Funktion $\Lambda_{LP0p}(\lambda_{res})$ der FMF für radial-symmetrische Moden LP_{0p} ähnelt demnach immer mehr dem Verlauf der Funktionen für die Mantelmoden in der Einmodenfaser SMF-28.

4.2.3.1 Brechzahlanhebung durch UV-Belichtung

Zur Anhebung der Brechzahl beim Herstellen der Wellenleiterstruktur in einer Glasfaser wird beispielsweise das Basismaterial, welches in der Regel reines Quarzglas (SiO₂) ist, mit Germaniumdioxid dotiert. Obwohl die Mechanismen der Brechzahlanhebung durch UV-Belichtung in einer Glasfaser kompliziert und auch noch nicht vollständig verstanden sind, konnte festgestellt werden, dass nur in den Bereichen, die mit Germanium dotiert sind, die Brechzahl durch UV-Belichtung erhöht wird (siehe auch Abschnitt 4.3.1.1).

Die Größe der Brechzahlanhebung durch UV-Belichtung verhält sich ungefähr linear zur Germanium-Konzentration bei der Belichtung mit einem UV-Dauerstrichlaser (244 nm) [27]. Sie ist demzufolge auch direkt proportional zu den positiv dotierten Bereichen $n_i - n_h > 0$ in einem mit Germanium dotierten Brechzahlprofil. Hierbei bezeichnet n_h die Brechzahl des nicht dotierten Basismaterials. Demzufolge kann das modifizierte Brechzahlprofil (Bild 6), welches durch UV-Belichtung hervorgerufen wird, durch die folgende Formel beschrieben werden:

$$n_{i,mod} = \begin{cases} n_i + \Delta n_i & \text{für } n_i > n_h \\ n_i & \text{sonst} \end{cases} \quad \text{mit} \quad \Delta n_i = \frac{n_i - n_h}{\max(n_i) - n_h} \Delta n_{max} \quad (4.31)$$

Dabei bezeichnen Δn_i die Amplitude der Brechzahlmodulation in der jeweiligen Stufe und $\Delta n_{max} = \max(\Delta n(r))$ die maximale Amplitude der Brechzahlmodulation durch die UV-Belichtung.

Der Einfluss der UV-Belichtung auf LPG in der Faser SMF-28 ist in Bild 15 dargestellt. Wie deutlich erkennbar ist, führt die Brechzahlmodulation zu einer Verschiebung der Funktion $\Lambda_{LP0p}(\lambda_{res})$, die auf dem modifizierten Brechzahlprofil (4.31) und den daraus resultierenden effektiven Indizes beruht.

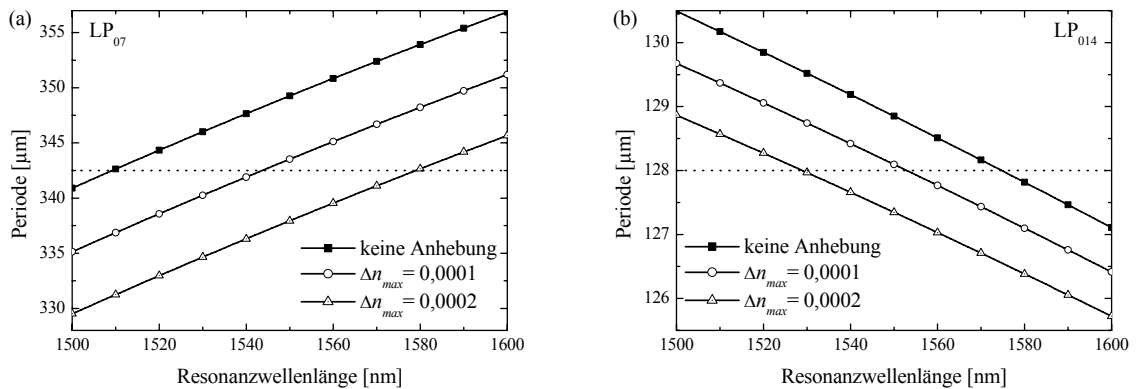


Bild 15 Funktion $\Lambda_{LP_0p}(\lambda_{res})$ unter dem Einfluss eines durch UV-Belichtung modifizierten Brechzahlprofils in der Einmodenfaser SMF-28 für die Kopplung vom Grundmodus LP_{01} in den radial-symmetrischen Modus LP_{0p} ; $p = 7$ (a) und $p = 14$ (b)

Im Falle der Kopplung vom Grundmodus LP_{01} in den höheren Modus LP_{07} kommt es bei einer vorgegebenen Gitterperiode zu einer Rotverschiebung. Das bedeutet, dass die Resonanzwellenlänge mit steigender Brechzahlanhebung durch die UV-Belichtung ansteigt. Im Gegensatz dazu verschiebt sich bei zunehmender Indexmodulation die Resonanz des Modus LP_{014} in Richtung kleinerer Wellenlängen [96]. Dieser Fall wird als Blauverschiebung bezeichnet.

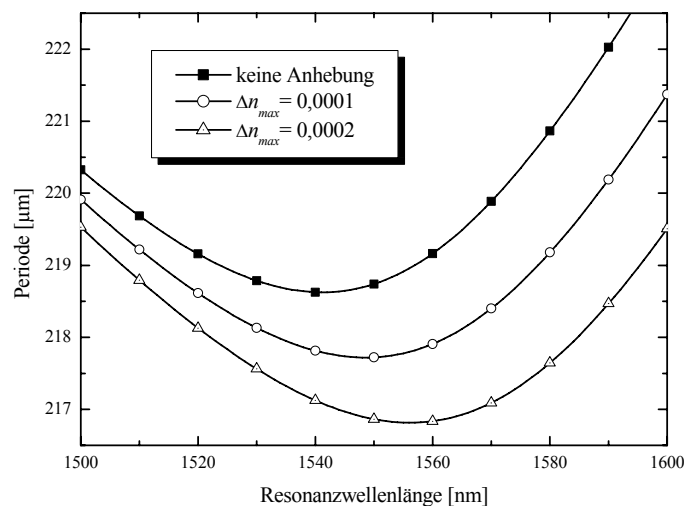


Bild 16 Funktion $\Lambda(\lambda_{res})$ unter dem Einfluss eines durch UV-Belichtung modifizierten Brechzahlprofils in einer mehrstufigen FMF für die Kopplung vom Grundmodus LP_{01} in den Modus LP_{02}

Im Falle der mehrstufigen FMF, deren Brechzahlprofil in Bild 12(b) dargestellt ist, verschiebt sich das Minimum der Funktion $\Lambda(\lambda_{res})$ der LP_{01} - LP_{02} -Kopplung für eine Brechzahlanhebung von $\Delta n_{max} = 0,0002$ (4.31) um rund 16 nm in Richtung höherer Wellenlängen. Diese

Verschiebung geht einher mit einer Verringerung der Gitterperiode beim Minimum der Funktion $\Lambda(\lambda_{res})$ von mehr als $2 \mu\text{m}$ (siehe Bild 16).

Diese Verschiebung hat einen maßgeblichen Einfluss auf die resultierende Modenkopplung eines LPG. Obwohl alle LPG mit dem gleichen Koppelfaktor der Überkopplung κ_{xy} ($x - \text{LP}_{01}$, $y - \text{LP}_{02}$) berechnet wurden, ergeben sich starke Unterschiede in der Stärke und in der Resonanzwellenlänge der Modenkopplung (siehe Bild 17). Bei der Berechnung wurden die Koppelfaktoren der Gleichkopplung $\kappa_{xx} = \kappa_{yy} = 0$ (4.16) aus der CMT nicht berücksichtigt, da der Gleichanteil der Brechzahlmodulation schon bei der Berechnung der effektiven Indizes mit dem modifizierten Brechzahlprofil (4.31) enthalten ist.

In Bild 17(a) ist erkennbar, dass ohne den UV-induzierten Gleichanteil der Indexmodulation keine nennenswerte Modenkopplung auftritt, da die Resonanzbedingung noch nicht erfüllt ist. Erst durch die Verschiebung des Minimums durch die Brechzahlanhebung kann ein Gitter mit starker Modenkopplung und großer Bandbreite erzeugt werden. In Bild 17(b) ist ein Gitter mit einer größeren Periode dargestellt, bei dem ohne UV-induzierte Brechzahlanhebung eine optimale Modenkopplung mit fast vollständiger Konversion erfolgt. Berücksichtigt man jedoch einen zunehmenden Gleichanteil der Indexmodulation, so wird die Doppelresonanz nicht mehr spektral überlappend ausgebildet. Vielmehr erhöht sich der spektrale Abstand mit steigender Indexmodulation.

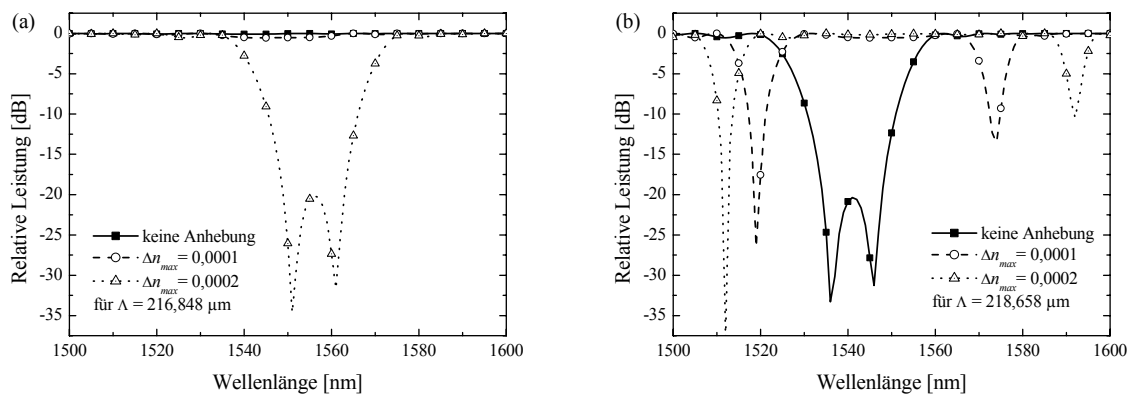


Bild 17 LPG-Transmissionsspektren mit den Perioden $\Lambda = 216,848 \mu\text{m}$ (a) und $\Lambda = 218,658 \mu\text{m}$ (b) in Abhängigkeit von der maximalen UV-induzierten Anhebung der durchschnittlichen Brechzahl des Profils; Berechnung mit maximaler Überkopplung $\kappa_{xy} L_G = \pi$ beim jeweiligen Minimum der Funktion $\Lambda(\lambda_{res})$ und der Gitterlänge: $L_G = 7 \text{ cm}$

Zusammenfassend kann man festzustellen, dass bei der Herstellung eines Gitters mit einer Doppelresonanz die UV-Dosis pro Längeneinheit und infolgedessen auch der Gleichanteil der Indexmodulation optimiert werden müssen, um eine fast vollständige Modenkopplung ($>99\%$) in einer großen Bandbreite zu erzielen.

4.2.4 Wellenlängenabhängigkeit der Koppelleffizienz

Die Effizienz der Modenkopplung hängt von der Feldverteilung der beteiligten Moden und der Verteilung der Brechzahlmodulation (4.17) ab. Bei der Kopplung vom Grundmodus LP_{01} in verschiedene höhere Moden ergeben sich aufgrund der unterschiedlichen Feldverteilungen

der höheren Moden und der Wellenlängenabhängigkeit der Feldverteilungen jeweils andere Koppelfaktoren für die Überkopplung κ_{xy} ($x - LP_{01}, y - LP_{0p}$) [91], [97].

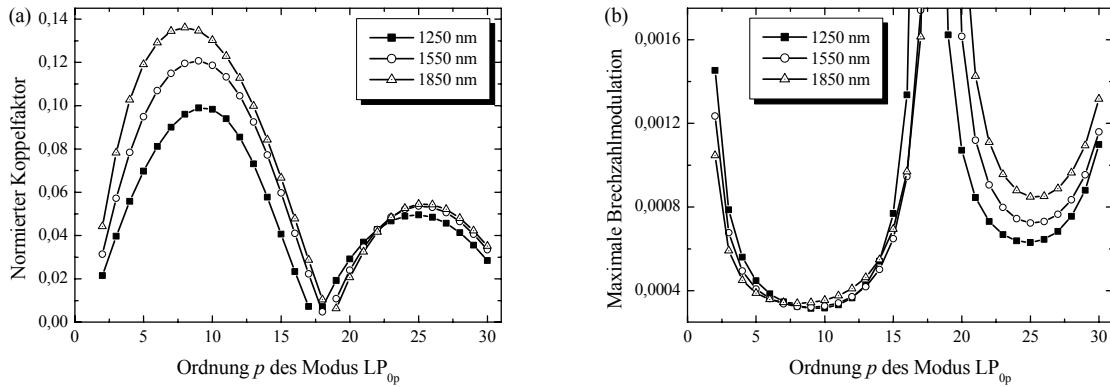


Bild 18 Normierter Koppelfaktor $|\kappa_{xy}/(k_0 \cdot \Delta n_{max})|$ (a) und notwendige Brechzahlmodulation (b) für vollständige Überkopplung (LPG-Länge: $L_G = 2$ cm) für die Kopplung zwischen dem Grundmodus ($x - LP_{01}$) und einem höheren Modus ($y - LP_{0p}$) in Abhängigkeit von der radialen Ordnung $p = 1, 2, 3, \dots$

In Bild 18(a) ist der normierte Koppelfaktor für die Kopplung vom Grundmodus LP_{01} in einen höheren Modus LP_{0p} mit der radialen Ordnung p für die Einmodenfaser SMF-28 dargestellt. Der Koppelfaktor steigt mit zunehmender Ordnung p an, erreicht ein Maximum bei $p = 9$ und weist ein Minimum bei $p = 18$ auf (Angaben jeweils für 1550 nm). Beim Vergleich der Kurven für die dargestellten Wellenlängen kann für die kleineren Werte des Koppelfaktors eine größere Wellenlängenabhängigkeit festgestellt werden.

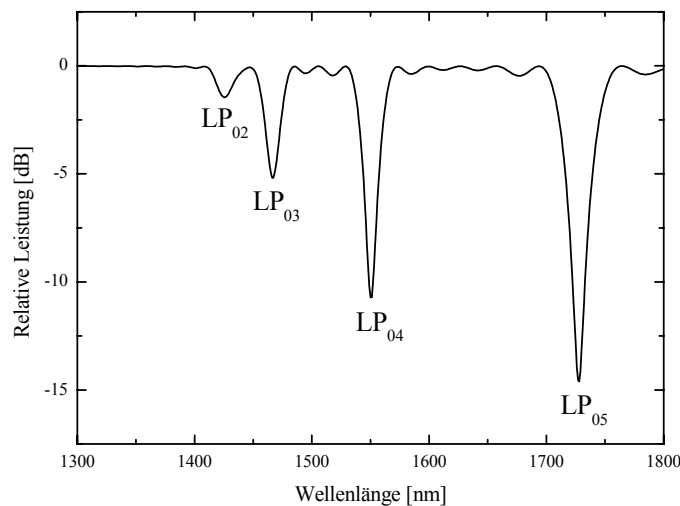


Bild 19 Simulation der wellenlängenabhängigen Transmission eines LPG in einer SMF-28 unter Berücksichtigung der unterschiedlichen Koppelfaktoren der einzelnen Moden; Parameter: Periode $\Lambda = 550 \mu\text{m}$, Länge $L_G = 2$ cm, Amplitude der Brechzahlmodulation im Kern $\Delta n_0 = 0,0004$

Um eine vollständige Überkopplung mit einem LPG bei einer vorgegebenen Gitterlänge von 2 cm zu erzielen, kann aus den Koeffizienten die notwendige Brechzahlmodulation Δn_{max} berechnet werden (Bild 18(b)). Dabei zeigt sich, dass im Bereich $4 < p < 15$ der Wert von Δn_{max} nur in geringem Maße von der Wellenlänge abhängig ist.

Aus diesem Grund ist es für die Simulation einer Resonanz eines LPG in den meisten Fällen ausreichend, den Koeffizienten nur einmal, beispielsweise bei der Resonanzwellenlänge, zu berechnen. Die Simulation mit einem konstanten Koeffizienten ist zulässig, wenn sich der Koeffizient für die Überkopplung innerhalb der Bandbreite der Modenkonzersion nur unwesentlich ändert.

Durch Berücksichtigung der unterschiedlichen Koeffizienten in der Faser SMF-28 kann das in Bild 19 dargestellte Transmissionsspektrum des Grundmodus LP_{01} für ein LPG mit einer Periode von $550 \mu\text{m}$ berechnet werden. Anhand der unterschiedlich tiefen spektralen Einbrüche ist deutlich erkennbar, dass mit zunehmender Ordnung p des Modus LP_{0p} der Koeffizient steigt.

Zur Berechnung breitbandiger Modenkonzerverter mit einer Doppelresonanz, welche beim Minimum oder Maximum der Funktion $\Lambda(\lambda_{res})$ ausgebildet wird, ist es notwendig, auch die Wellenlängenabhängigkeit des Koeffizienten innerhalb einer einzelnen Resonanz zu berücksichtigen. Beispielsweise darf für die Modenkopplung vom Grundmodus LP_{01} in den höheren Modus LP_{02} in der FMF in Bild 12(b) die Wellenlängenabhängigkeit des Koeffizienten nicht vernachlässigt werden, da sich die Feldverteilung des höheren Modus innerhalb der Modenkopplungsbandbreite stark ändert. Der resultierende normierte Koeffizient ist in Bild 20(a) dargestellt.

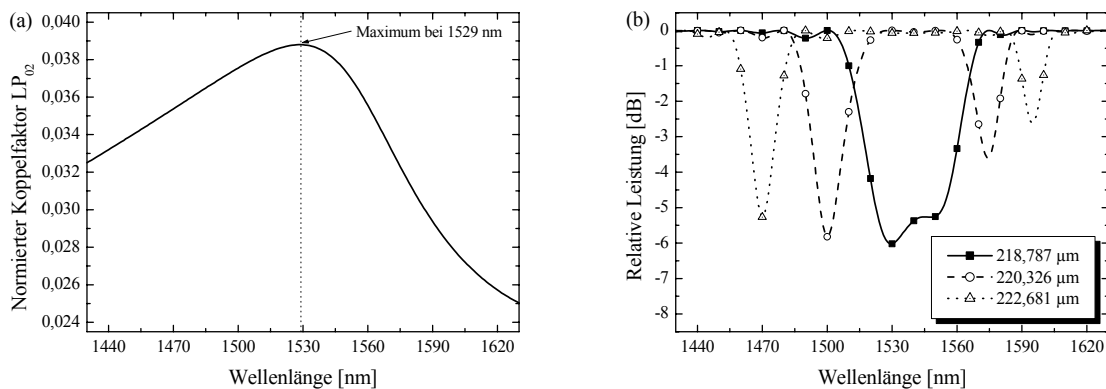


Bild 20 Wellenlängenabhängigkeit des normierten Koeffizienten $|\kappa_{xy}(\lambda)| / (k_0 \cdot \Delta n_{max})$ für die Kopplung vom Grundmodus $LP_{01}(x)$ in den höheren Modus $LP_{02}(y)$ für eine FMF (a) und daraus berechnete Transmission des Grundmodus LP_{01} eines LPG für verschiedene Perioden (b); Parameter: Länge $L_G = 3 \text{ cm}$, Brechzahlmodulation $\Delta n_{max} = 0,00044$

Die Auswirkungen der Wellenlängenabhängigkeit des Koeffizienten auf die Modenkopplung eines LPG sind in Bild 20(b) zu sehen. Die Periode des ersten Gitters wurde so gewählt, dass sich die beiden Resonanzen noch überlappen. Die Resonanz bei der geringeren Wellenlänge wird ungefähr beim Maximum des Koeffizienten ausgebildet. Wie deutlich am Spektrum des Gitters mit der Periode $\Lambda = 218,787 \mu\text{m}$ erkennbar ist, zeichnet sich hier bereits die Wellen-

längenabhängigkeit des Koppelfaktors innerhalb der Doppelresonanz ab. In Übereinstimmung mit dem Verlauf des Koppelfaktors in Bild 20(a) nimmt mit zunehmender Periode die Effizienz der Modenkopplung bei der höheren Resonanzwellenlänge stärker ab. Im Vergleich dazu ist die Änderung der Effizienz bei der niedrigeren Wellenlänge deutlich geringer.

In den experimentellen Untersuchungen mit Gittern in einer Mehrmodenfasereigenentwicklung konnte diese starke Änderung des Koppelverhaltens über der Wellenlänge nachgewiesen werden. Dieser Effekt wurde bisher in der Fachliteratur so noch nicht betrachtet, da er nur bei der Modenkopplung zwischen zwei geführten Moden eine Rolle spielt, bei denen einer der verwendeten Moden durch eine starke Wellenleiterdispersion gekennzeichnet ist.

4.2.5 Synthese von LPG-Strukturen

Nachdem Verfahren zur Synthese von Faser-Bragg-Gittern (FBG) mit einer vorgegebenen Übertragungsfunktion schon länger untersucht worden sind, rückte in den letzten Jahren auch die Synthese von langperiodischen Gittern (LPG) in den Blickpunkt der Forschung. In [98] wurde erstmals ein modifizierter Algorithmus der diskreten, inversen Streuung (engl.: discrete inverse scattering) vorgestellt, der die Vorwärtskopplung in einer Gitterstruktur betrachtet. Mit dem Algorithmus ist es möglich, die Struktur eines LPG aus der vorgegebenen komplexen Gesamttransfer-Matrix der beiden koppelnden Moden zu bestimmen [99].

Dieser Ansatz ermöglicht beispielsweise die Bestimmung der Gitterstruktur für einen LPG-Rechteckbandpassfilter mit konstanter Modenkopplung, welcher z. B. für die Mehrkanalrestdispersionskompensation mit kaskadierten LPG (siehe Kapitel 6) notwendig ist. Auf diese Art und Weise kann auch das Verlustspektrum einer LPG-Struktur an die wellenlängenabhängige Verstärkung eines EDFA [100] angepasst werden.

Eine andere Art von Syntheseverfahren basiert auf der evolutionären Optimierung der Gitterstruktur, welche entweder in Verbindung mit dem Algorithmus der diskreten, inversen Streuung [101] oder nur auf dem evolutionären Prinzip [102] beruht. Die Realisierung einer auf der Lösung der evolutionären Verfahren beruhenden Gitterstruktur ist meistens einfacher, da schon beim Syntheseprozess zusätzliche Vorgaben und praktische Begrenzungen, wie z. B. maximale Gitterlänge oder Indexmodulation, einfließen können. Mit Hilfe eines evolutionären Verfahrens konnten auch die notwendigen Parameter einer kaskadierten LPG-Struktur, die in Kapitel 6 noch ausführlich betrachtet werden, ermittelt und optimiert werden [103]. Dabei sollte die Übertragungsfunktion durch einen linearen Verlauf der Gruppenlaufzeit mit variablem Anstieg bei möglichst maximaler Amplitude gekennzeichnet sein.

4.3 Herstellungsverfahren für langperiodische Gitter (LPG)

Zur Erzeugung einer langperiodischen Gitterstruktur in einer Glasfaser sind verschiedene Verfahren bekannt. Die Brechzahlmodulation mit Perioden im Bereich von 50 μm bis 1000 μm kann dabei temporär [104] oder permanent eingebracht werden. Viele Verfahren mit permanenter Brechzahlmodulation beruhen auf der Einwirkung von Laserlicht. Dabei können grundsätzlich zwei Arten unterschieden werden. Bei Überschreiten einer bestimmten Energiedichte des Lasers, welcher nicht unbedingt bei UV-Wellenlängen emittieren muss, wird durch eine sehr hohe Temperatur, welche räumlich und zeitlich begrenzt auftritt, die Brechzahl geändert [105].

Mit anderen Verfahren, welche die UV-Photosensitivität einer Glasfaser ausnutzen, kann auch mit wesentlich geringeren Energiedichten eine dauerhafte Indexmodulation erzielt werden. Diese beruhen hauptsächlich auf der UV-Absorption einer mit Germanium dotierten Faser im Wellenlängenbereich um 240 nm. Da sich durch die UV-Belichtung langperiodische Strukturen hoher Qualität realisieren lassen, wurden im Rahmen dieser Arbeit komplexe Versuchsaufbauten entwickelt, welche die Herstellung langperiodischer Gitter mit beliebiger Brechzahlmodulation ermöglichen.

Alternativ zu den Verfahren mit UV-Belichtung wurden auch lichtbogeninduzierte Gitter untersucht [106]. Die Gitterstruktur entsteht bei diesem Verfahren durch die thermisch induzierte Diffusion der Dotierung vom Kern in den Mantel. Die Ergebnisse dieser Untersuchungen sind kurz im Abschnitt 4.3.2 beschrieben.

4.3.1 LPG-Herstellung durch UV-Belichtung

Als Quellen zur Herstellung UV-induzierter Strukturen in Glasfasern eignen sich Laser besonders gut, deren Emissionswellenlänge im UV-Absorptionsbereich um 240 nm liegt [107]. Oft werden deshalb gepulste KrF-Excimer-Laser ($\lambda_{UV} = 248 \text{ nm}$) oder frequenzverdoppelte Argonionenlaser ($\lambda_{UV} = 244 \text{ nm}$) verwendet.

Die UV-induzierten langperiodischen Gitter in dieser Arbeit wurden alle mit einem frequenzverdoppelten Argonionenlaser 300C FreD der Firma Coherent hergestellt. Die spezifizizierte maximale Ausgangsleistung dieses Lasers beträgt 100 mW. Aufgrund des Dauerstrichbetriebs (CW-Laser) wird mit diesem Laser eine relativ hohe Leistungsstabilität und infolgedessen auch eine relativ hohe Reproduzierbarkeit bei der Gitterherstellung erreicht.

Zur Erzeugung der Gitterstruktur in einer Faser werden oft Amplitudenmasken verwendet [75], [108]. Das Einschreiben der Gitter mit einer Maske ermöglicht die kostengünstige Herstellung vieler Gitter mit gleichen Parametern, da ein auf wenige Komponenten reduzierter Aufbau verwendet werden kann. Die Reproduzierbarkeit und Qualität der Gitter ist bei der Verwendung einer Maske generell hoch, wobei die Toleranzen der Maske die Qualität der Gitter wesentlich bestimmen.

Nachteilig beim Einsatz einer Maske ist die geringe Flexibilität hinsichtlich der wählbaren Gitterparameter. So wird beispielsweise für jeden Gittertyp mit einer anderen Periodenfunktion $\Lambda(z)$ eine neue Maske benötigt. Aus diesem Grund wurden Verfahren entwickelt, die keine Maske benötigen und somit eine größere Flexibilität bei der Gitterherstellung erlauben. Sie beruhen auf einem räumlich begrenzten Laserstrahl ($< \Lambda$), mit dem die Faser in z -Richtung periodisch belichtet wird.

Bei der Benutzung eines gepulsten UV-Lasers [109], [110] wird entweder im Schrittbetrieb nach jeder Periode der Verschiebetisch gestoppt und dann belichtet oder beim kontinuierlichen Verfahren werden die Pulse zur Bewegung des Verschiebetisches synchronisiert.

Im Gegensatz dazu wird die Intensität beim Einsatz eines Dauerstrichlasers extern moduliert. Im einfachsten Fall wird die Faser im Schrittbetrieb bewegt und dabei das Laserlicht mit einem mechanischen Verschluss (engl.: shutter) ein- und ausgeschaltet [111]. Das Schalten des Verschlusses ist nicht zeitkritisch, da sich die Faser während der Belichtung nicht bewegt. In [112] wurde ein modifiziertes Verfahren vorgestellt, bei dem die UV-Dosis, welche positionsabhängig auf die Faser einwirkt, durch ein Geschwindigkeitsprofil des Verschiebetisches beim Scannen der Faser moduliert wird (siehe Abschnitt 4.3.1.2).

Um Gitter herzustellen, welche sehr hohen Anforderungen hinsichtlich der Toleranz der Gitterperiode genügen müssen, wurde ein weiteres Verfahren entwickelt, bei dem der Verschiebetisch mit konstanter Geschwindigkeit bewegt wird und somit die UV-Belichtungs-dosis in Abhängigkeit von der Position moduliert wird (siehe Abschnitt 4.3.1.3). Die Positionsbestimmung mit einem Interferometer und die daraus folgende Ansteuerung des Modulators ist sehr zeitkritisch und muss deshalb in Echtzeit erfolgen.

4.3.1.1 Photosensitivität und Hydrierung

Als Photosensitivität einer Glasfaser wird die permanente Änderung des Brechungsindex durch optische Belichtung bezeichnet. Sie wird durch verschiedene Mechanismen (photochemisch, photomechanisch oder thermochemisch) hervorgerufen und ist von der verwendeten Faser selbst sowie von der Intensität und Wellenlänge der Lichtquelle abhängig.

Obwohl die betreffenden physikalisch-chemischen Vorgänge der Brechzahländerung durch UV-Belichtung in mit Germanium dotierten Glasfasern noch nicht hinreichend verstanden sind, besteht nach allgemeiner Meinung ein Zusammenhang zwischen dem Absorptionsband um 240 nm im UV-Bereich und den Sauerstoff-Mangelstellen (engl.: Germanium oxygen-deficient center - GODC). Dabei liegen in falschen Bindungen (engl.: wrong bonds) direkte Ge-Ge oder Ge-Si Bindungen vor. Durch UV-Belichtung werden solche Bindungen aufgebrochen, was zu einer Brechzahländerung des Glases führt [107].

Je höher der Germaniumgehalt einer Faser ist, desto höher ist die erreichbare Brechungsindexmodulation [27]. Aber auch in Fasern, die nur eine geringe Germaniumkonzentration aufweisen (z. B. SMF-28 mit 3,5 mol%), kann durch Hydrierung mit Wasserstoff eine starke Brechungsindexmodulation von $\Delta n_{max} > 10^{-3}$ erreicht werden [113].

Zur Hydrierung, d. h. zur Eindiffusion von Wasserstoff, wurden die Fasern bei Zimmertemperatur einer Wasserstoffatmosphäre mit hohem Druck (150-200 bar) für mindestens zwei Wochen ausgesetzt. Bei höheren Temperaturen wäre es möglich, den Prozess der Wasserstoffdiffusion noch zu beschleunigen. Nach der Hydrierung wurden die Fasern vor dem Einschreiben der Gitter bei -18°C gelagert, um ein Entweichen des in die Faser diffundierten Wasserstoffs zu vermeiden.

Die durch Hydrierung erhöhte Photosensitivität in der vom IPHT Jena hergestellten Mehrmodenfaser (FMF), deren Brechzahlprofil in Bild 34(a) dargestellt ist, stellte sich als nachteilig heraus. Aufgrund der hohen maximalen GeO_2 -Dotierung von 7,1 mol% und der daraus folgenden relativ großen Photosensitivität der hydrierten FMF war die Herstellung von Gittern hoher Qualität nicht möglich. Weitaus bessere Ergebnisse konnten ohne Hydrierung, d. h. mit

deutlich verringerter Photosensitivität, erzielt werden, da in diesem Fall eine kontrollierte, monoton wachsende Modulation der Brechzahl durch die UV-Belichtung induziert wurde [114]. So wiesen diese Gitter, wie beispielsweise in Bild 36(a) zu sehen ist, abseits der Resonanzwellenlänge keine messbaren Verluste auf.

Ein weiterer Vorteil der Gitterherstellung ohne Hydrierung ist, dass während und nach der Herstellung keine Verschiebung der Resonanzwellenlänge auftritt. Nur bei der künstlichen Alterung (engl.: annealing), d. h. durch Erwärmung auf 120°C für mindestens zwei Tage, wurde eine Verschiebung der Resonanzwellenlängen von wenigen Nanometern festgestellt (Bild 42).

Im Gegensatz dazu verschieben sich durch die Diffusion des Wasserstoffs aus der Faser die Resonanzwellenlängen sehr stark (siehe Abschnitt 4.4.2). Im Falle einer Doppelresonanz in einer FMF kann die Änderung der Brechzahlverhältnisse durch die Wasserstoffdiffusion dazu führen, dass direkt nach der Belichtung keine Modenkopplung auftritt und sich erst nach dem Ausheizen des LPG eine Resonanz herausbildet.

Ein entsprechend hoher Germaniumgehalt ist jedoch eine grundlegende Voraussetzung für eine ausreichende Photosensitivität zum Einschreiben von Gittern in nicht hydrierte Fasern. In einer Standardfaser, wie der SMF-28, ist die Dotierung mit Germanium zu gering, um ohne Hydrierung Gitter mit der erforderlichen Indexmodulation herzustellen. Aus diesem Grund wurde die SMF-28 vor der Gitterherstellung stets hydriert.

Zwischen der Amplitude der Brechungsindexmodulation in mit Germanium dotierten Fasern und der UV-Intensität I_{UV} bzw. der Belichtungszeit t_s besteht prinzipiell ein nichtlinearer Zusammenhang, der durch Potenzfunktionen $\Delta n_{max} \sim I_{UV}^{x_1} \sim t_s^{x_2}$ mit $x_1 < 1$ und $x_2 < 1$ gekennzeichnet ist [115]. Für geringe Dosen, d. h. für kurze Belichtungszeiten bzw. geringe UV-Intensitäten, ist es möglich, diesen Effekt linear zu approximieren. Erst für längere Belichtungszeiten und hohe Intensitäten wird der Zusammenhang zunehmend nichtlinear, d. h. es tritt dann ein sättigungsähnlicher Effekt ein.

Die Photosensitivität in mit Germanium dotierten Fasern ist außerdem abhängig von der Zugbelastung der Faser [116]. Um eine UV-induzierte Brechzahlmodulation reproduzierbar herstellen zu können, wurde ein Kraftsensor in den Faserhalter integriert. Die Faser kann dann mit Hilfe des Sensors vor dem Einschreiben des Gitters einer definierten Zugbelastung ausgesetzt werden.

4.3.1.2 Herstellungsverfahren mit Geschwindigkeitsprofil

Der schematische Aufbau dieses Verfahrens ist in Bild 21 dargestellt. Die Glasfaser wird vor dem Einschreiben in den Faserhalter mit integriertem Kraftsensor eingespannt. Als UV-Quelle dient ein frequenzverdoppelter Argonionenlaser, dessen Strahl mit Hilfe einer Sammellinse (Brennweite 8,7 cm) auf die Glasfaser fokussiert wird. Die Höhe der Sammellinse wird computergesteuert justiert, um eine optimale Positionierung des seitlich auf die Glasfaser auftretenden Laserstrahls zu gewährleisten (siehe Abschnitt 4.3.1.5).

Die Faser befindet sich im Brennpunkt der Linse, so dass man durch die räumliche Konzentration des Laserstrahls auch Gitter mit kurzen Perioden herstellen kann (siehe Abschnitt 4.3.1.4). Durch die starke Fokussierung des Laserstrahles erreicht man außerdem eine hohe UV-Intensität in der Faser. Demzufolge können Gitter mit maximaler Effizienz und kurzen Gitterschreibzeiten hergestellt werden. Zum Ein- und Ausschalten der UV-Strahlung am

Anfang und am Ende des Belichtungsprozesses wird ein computergesteuerter, elektromechanischer Verschluss (engl.: shutter) benutzt.

Der Verschiebetisch ist computergesteuert und kann positionsabhängig mit einem Geschwindigkeitsprofil programmiert werden. Die absolute Positionsgenauigkeit des Verschiebetisches bei Bewegung in eine Richtung lag im Submikrometerbereich bei einer Positionsauflösung des Encoders von 8,4 nm. Durch das Geschwindigkeitsprofil wird die Belichtungs-dosis entlang der Faser computergesteuert moduliert. Demzufolge können mit diesem Verfahren Gitter mit beliebiger Brechungsindexmodulation, d. h. mit variabler Periode und Amplitude der Modulation, erzeugt werden [112].

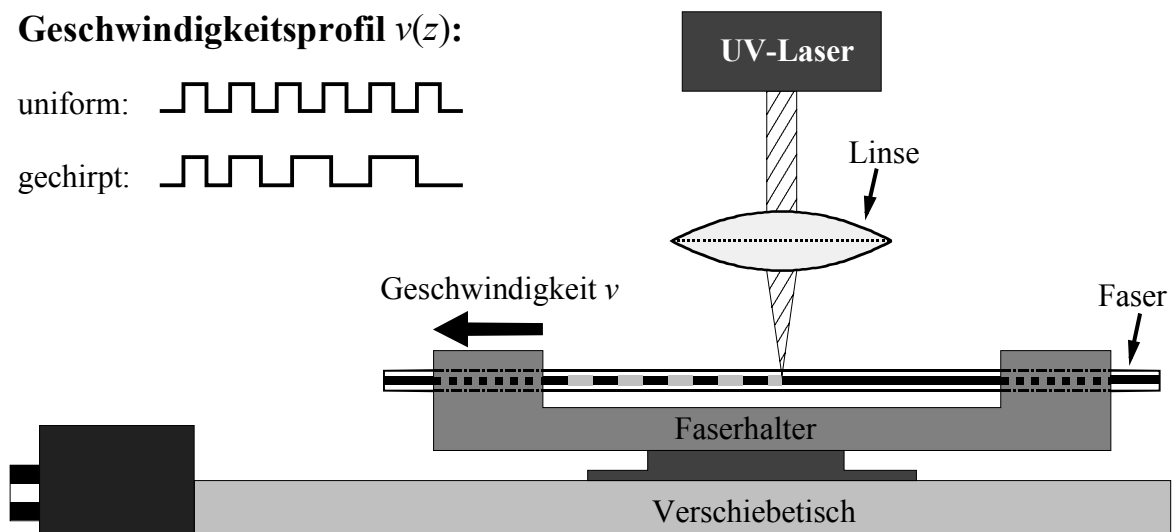


Bild 21 Schematischer Aufbau zur Herstellung langperiodischer Gitter mit einem positionsabhängigen Geschwindigkeitsprofil $v(z)$

Ein uniformes Gitter mit der Periode Λ entsteht durch den periodischen Wechsel zwischen der minimalen Geschwindigkeit v_{min} und der maximalen Geschwindigkeit v_{max} nach jeder halben Periode $\Lambda/2$. Die maximale Geschwindigkeit ist durch die Spezifikation des Verschiebetisches gegeben, währenddessen die minimale Geschwindigkeit mit folgender Formel bestimmt werden kann:

$$v_{min} = \frac{v_s \cdot v_{max}}{2 \cdot v_{max} - v_s} \quad \text{mit} \quad v_s = \frac{L_G}{t_s}. \quad (4.32)$$

Die Durchschnittsgeschwindigkeit v_s wird dabei durch die vorgegebene Gitterlänge L_G und die Schreibzeit t_s festgelegt.

Zur Unterdrückung der Nebenresonanzen eines LPG muss die Amplitude der Brechungsindexmodulation am Anfang des Gitters langsam ansteigen und gegen Ende wieder langsam abklingen. Diese sogenannte Apodisation eines LPG kann durch eine Funktion beschrieben werden. Dafür eignet sich beispielsweise ein gaußförmiger Verlauf [91] oder, wie in Bild 22(a) dargestellt, eine Brechzahlfunktion mit einer \cos^2 -Hüllkurve. Die dort dargestellte normierte Indexmodulation ist außerdem durch eine konstante mittlere Brechungsindexmodu-

lation gekennzeichnet, so dass für alle Bereiche des Gitters die gleiche Resonanzwellenlänge gilt, d. h. $\kappa_{xx}(z)$ und $\kappa_{yy}(z)$ sind Konstanten ($x - LP_{01}$ und $y - LP_{0p}$).

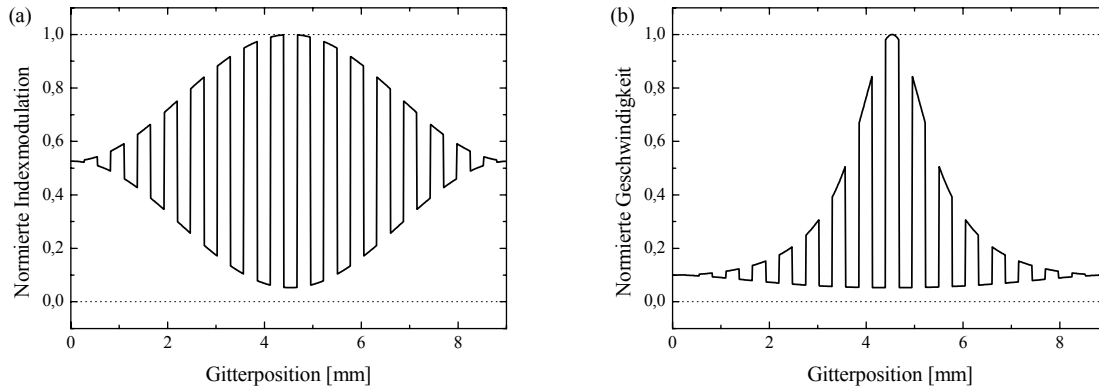


Bild 22 Normierte Indexmodulation (a) eines mit \cos^2 -apodisierten LPG und dazugehöriges Geschwindigkeitsprofil (b), um ein solches Gitter zu erzeugen

Um ein Gitter mit \cos^2 -Apodisation herzustellen, wird der Verschiebetisch mit dem Geschwindigkeitsprofil bewegt, welches in Bild 22(b) dargestellt ist. Für das Geschwindigkeitsverhältnis $v_{max}/v_s = 10$ erreicht man rund 95 % des maximal möglichen Brechungsindexhubes.

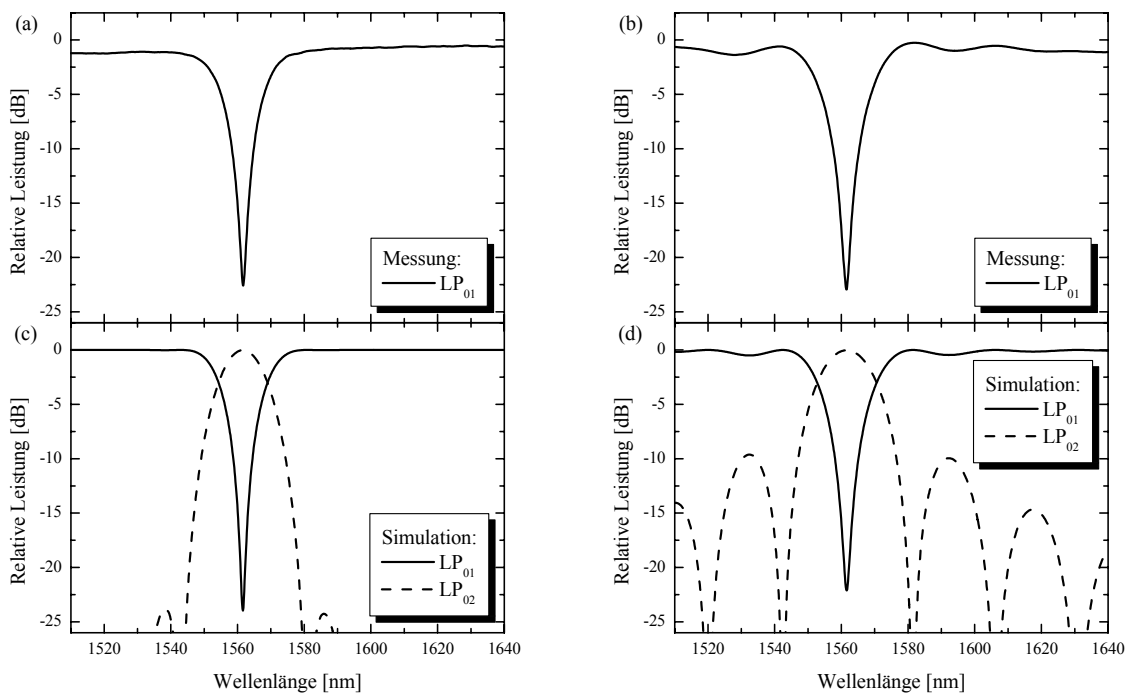


Bild 23 Messung (a, b) und Simulation (c, d) der spektralen Modenkonzersion eines \cos^2 -apodisierten (a, b) und eines uniformen (b, d) langperiodischen Gitters (LPG)

Mit diesem Aufbau wurden Gitter mit und ohne Apodisation hergestellt, deren spektrale Messung des Grundmodus LP_{01} nach dem Gitter für die Kopplung in den höheren Modus LP_{02} in Bild 23(a, b) dargestellt sind. Die Gitter wurden mit einer Periode von $\Lambda = 535 \mu\text{m}$ in hydrierte Corning SMF-28 eingeschrieben. Das uniforme Gitter war 2 cm lang bei einer Schreibzeit von 300 s, währenddessen das LPG mit Apodisation eine Länge von 4 cm aufwies und mit einer Schreibzeit von 600 s hergestellt wurde. Die Längen und Schreibzeiten wurden so gewählt, dass beide Gitter eine ähnliche Bandbreite der Modenkopplung aufwiesen und jeweils mehr als 99 % der Leistung bei der Resonanzwellenlänge in den höheren Modus gekoppelt wurden.

Das Spektrum des uniformen LPG in Bild 23(b) ist durch eine Welligkeit abseits der Resonanzwellenlänge gekennzeichnet. Wie an der guten Übereinstimmung mit der Simulation in Bild 23(d) erkennbar ist, sind die Nebenresonanzen die Ursache für die Welligkeit des Spektrums. Im Gegensatz dazu wird durch die Apodisation des Gitters, dessen Spektren der Messung und der Simulation in Bild 23(a, c) dargestellt sind, die Welligkeit abseits der Resonanz fast vollständig unterdrückt. D. h. abseits der Resonanzwellenlänge wird kein Licht in den höheren Modus LP_{02} gekoppelt. Die Unterdrückung der Nebenmaxima des Modus LP_{02} um fast 15 dB durch die \cos^2 -Apodisation stellt einen Vorteil für Filteranwendungen dar, die auf der Modenkonzersion in einen höheren Modus und zurück basieren.

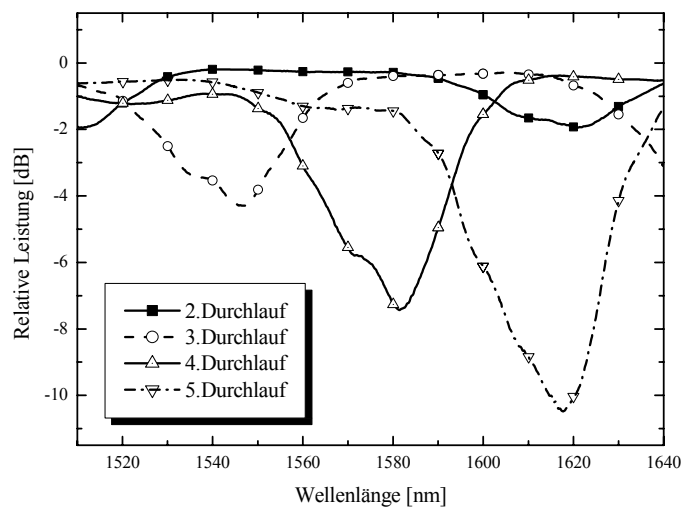


Bild 24 Relative Leistung des Grundmodus LP_{01} nach einem gechirpten und apodisierten LPG ($L_G = 6 \text{ cm}$); hergestellt in hydrierter Corning SMF-28 mit linearer Änderung der Periode von $503,5 \mu\text{m}$ bis $556,5 \mu\text{m}$ entlang der Gitterlänge

Gechirpte LPG, die mit dem hier beschriebenen Verfahren hergestellt werden können, stellen eine Möglichkeit dar, die Bandbreite der Modenkopplung zu vergrößern. Im einfachsten Fall wird das Gitter linear gechirpt; d. h. die Periode steigt linear über der Gitterlänge an. In dem in Bild 24 gezeigten Beispiel wurde die Periode um insgesamt 10 % gechirpt. Das bedeutet, bei einer Mittenperiode von $530 \mu\text{m}$ wurde die Periode im Bereich von $503,5 \mu\text{m}$ bis $556,5 \mu\text{m}$ entlang der Gitterlänge variiert.

Bei der Herstellung wurde die Faser insgesamt fünfmal mit dem gleichen Geschwindigkeitsprofil belichtet und nach jedem Durchlauf das Spektrum vermessen. Nach dem zweiten Durchlauf sind zwei Resonanzen zu erkennen (LP_{02} bei rund 1510 nm und LP_{03} bei rund 1620 nm). Mit jedem weiteren Durchlauf wird die Modenkopplung stärker und verschiebt sich um rund 40 nm in Richtung höherer Wellenlängen. Die Verschiebung wird durch den steigenden Mittelwert der Brechungsindexmodulation verursacht, der durch UV-Belichtung hervorgerufen wird.

Obwohl das Spektrum des hier gezeigten Gitters, ähnlich anderen Veröffentlichungen [79], nur grob dem zu erwartenden theoretischen Verlauf folgt, konnte trotzdem gezeigt werden, dass durch das Chirpen eines LPG eine deutlich vergrößerte Modenkopplungsbandbreite erzielt werden kann. Bei der Realisierung geschirpter Gitter spielen vermutlich Resonanzerscheinungen, die schon bei kleineren Abweichungen von der idealen Brechungsindexmodulation innerhalb der Gitterstruktur auftreten können, eine limitierende Rolle und verhindern somit eine fast vollständige Modenkopplung (z. B. >99 %) in einer großen Bandbreite.

4.3.1.3 LPG-Erzeugung durch positionsabhängige UV-Modulation

Die eben vorgestellte Methode, bei der durch die Variation der Geschwindigkeit des Verschiebetisches die Gitterstruktur entsteht, ist beispielsweise ausreichend für langperiodische Gitter in der Einmodenfasern SMF-28 mit Perioden um 500 μm , bei denen relativ geringe Anforderungen an die Toleranz der Gitterperiode gestellt werden.

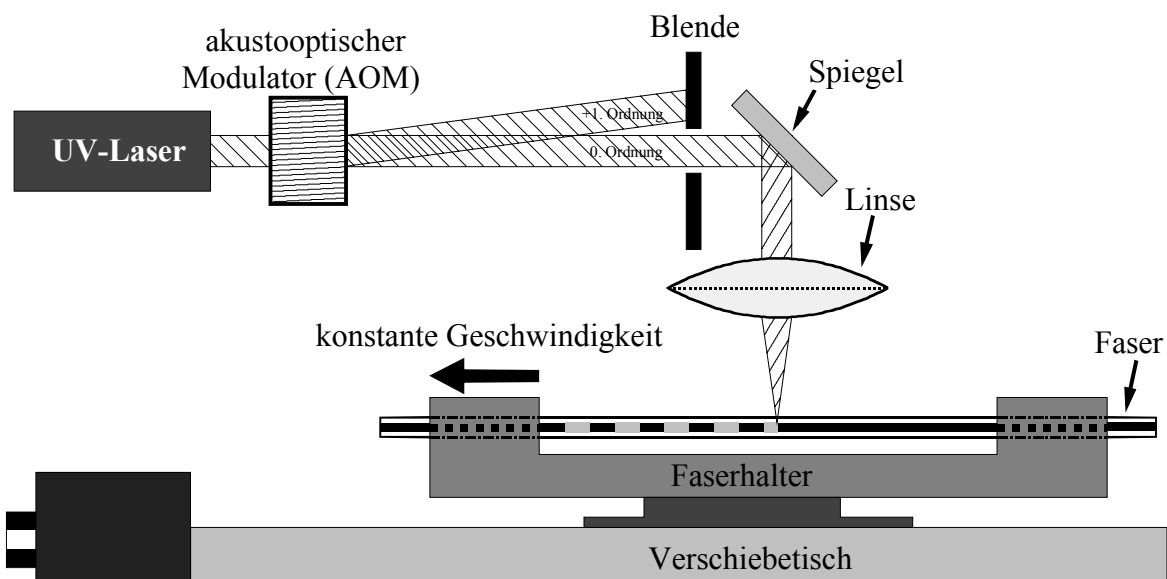


Bild 25 Schematischer Aufbau zur Herstellung langperiodischer Gitter mit einem akustooptischen Modulator (AOM), wobei die Steuerung des Modulators in Abhängigkeit von der interferometrischen Positionsbestimmung in Echtzeit (Zykluszeit $\leq 50 \mu\text{s}$) erfolgt

Müssen jedoch höhere Anforderungen hinsichtlich der maximal erlaubten Abweichungen der Gitterperiode erfüllt werden, so ist diese Methode, aufgrund der verzögerten mechanischen Beschleunigung und Abbremsung und den damit verbundenen Abweichungen der Gitterperiode, weniger gut geeignet. Speziell im Hinblick auf die Realisierung einer Doppelresonanz

mit einer großen Bandbreite in einer Mehrmodenfaser beim Minimum der Funktion $\Lambda(\lambda_{res})$ können Abweichungen der Periode im Nanometerbereich bereits negative Auswirkungen haben.

Aus diesem Grund wurde im Rahmen dieser Arbeit ein weiteres Verfahren entwickelt, bei der die Faser mit konstanter Geschwindigkeit bewegt wird. Die Position des Verschiebetisches wird dabei mit einem Interferometer bestimmt, welches eine deutlich verbesserte Messgenauigkeit gegenüber dem Encoder des Verschiebetisches aufweist. Die aus den analogen Interferometersignalen berechneten Positionsdaten werden benutzt, um mit dem akustooptischen Modulator (AOM) in Abhängigkeit von der Position die auf die Faser einwirkende UV-Leistung zu steuern (Bild 25).

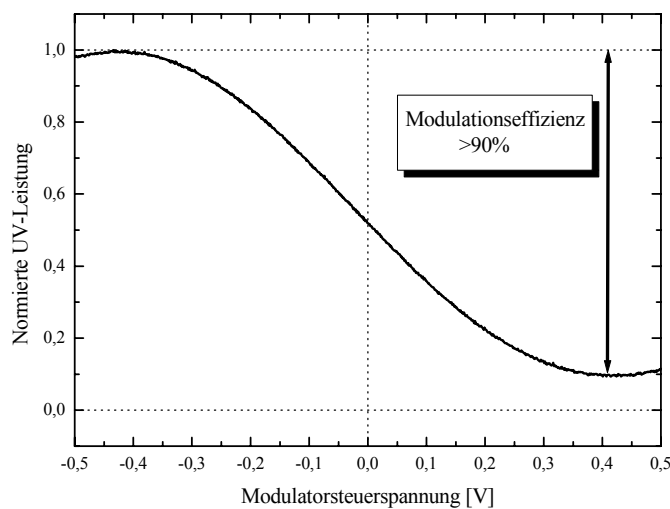


Bild 26 Nichtlineare Kennlinie des verwendeten akustooptischen Modulators in Abhängigkeit von der Eingangsspannung des Modulatortreibers

Die Kennlinie des verwendeten AOM ist in Bild 26 dargestellt. Diese Funktion kann gut mit einem Sinus approximiert werden, der an den realen Verlauf durch entsprechende Normierung und Skalierung angepasst wird. Die Modulationseffizienz der nullten Ordnung betrug mehr als 90 % und wurde durch die optimale Justage des akustooptischen Gitters zum UV-Strahl erreicht.

Mit diesem Verfahren wurden apodisierte Gitter realisiert, die beispielweise durch die Unterdrückung der sonst auftretenden Nebenresonanzen [117] oder die Ausbildung einer Mehrfachresonanz bei der Belichtung in nur einem Durchlauf [118] gekennzeichnet waren. Bei der Berechnung der Steuerspannung, die für die Apodisation benötigt wird, ist der nichtlineare Verlauf der Kennlinie zu berücksichtigen. Dagegen wird bei der Herstellung von Gittern ohne Apodisation nur zwischen minimaler und maximaler UV-Leistung geschaltet. D. h. in diesem Fall muss der Verlauf der Kennlinie des AOM nicht beachtet werden.

Die Messung der analogen Interferometersignale, die Berechnung der Position und der notwendigen Modulatorsteuerspannung sowie die Ausgabe dieser Spannung muss in Echtzeit erfolgen, um die Periode mit geringen Toleranzen in der Faser abzubilden. Das bedeutet, dass

innerhalb einer vorgegebenen Zykluszeit die genannten Vorgänge durchgeführt sein müssen. Bei der Herstellung von Gittern mit diesem Verfahren wurden stets Zykluszeiten von $<50 \mu\text{s}$ erreicht. Für ein beispielsweise 2 cm langes Gitter, welches in 300 s hergestellt wird, bedeutet dies, dass die Messunsicherheit aufgrund des maximalen Datenalters rund 3,3 nm beträgt. Die Absolutgenauigkeit des Interferometers liegt etwas über diesem Wert und kann, je nach Stabilisierung der Umweltbedingungen, mit rund 10 nm angegeben werden.

Die Realisierung der Echtzeitsteuerung ist in Bild 27 abgebildet. Die Steuerung besteht im Wesentlichen aus zwei Computern, wobei Computer 1 mit einem Windows Betriebssystem läuft und der allgemeinen Steuerung des Prozesses dient. Computer 2, der mit einer Multi-I/O-Karte (engl.: input/output) von National Instruments ausgestattet ist, besitzt ein eigenes autarkes Betriebssystem und wird nur zur Ausführung des Echtzeitprogramms benutzt. Der erste Computer, der beispielsweise auch den Verschiebetisch steuert, den mechanischen Verschluss (engl.: shutter) öffnet und schließt sowie den Spektrumanalysator ausliest, kann jederzeit während der Ausführung über TCP/IP Parameter des Echtzeitprogramms, wie die Periode oder die Amplituden der maximalen und minimalen Steuerspannung, aktualisieren sowie das Echtzeitprogramm laden, starten oder beenden.

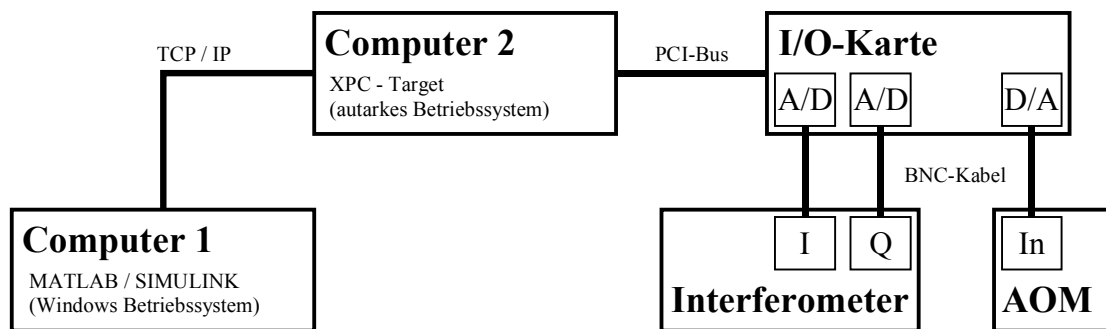


Bild 27 Schematische Darstellung der Echtzeitsteuerung (Zykluszeit $\leq 50 \mu\text{s}$) zur positionsabhängigen Ansteuerung des akustooptischen Modulators (AOM)

4.3.1.4 Vermessung und Auswirkungen des Strahlprofils

Das Profil des fokussierten Laserstrahls in Bewegungsrichtung des Verschiebetisches bestimmt wesentlich die Form einer einzelnen Gitterperiode. Insbesondere für die Realisierung kleiner Gitterperioden kann die Breite des Strahles der limitierende Faktor sein. So müssen beispielsweise für die LP_{01} - LP_{02} -Modenkombination in der Mehrmodenfasereigenentwicklung Gitter mit einer Periode von $\Lambda < 200 \mu\text{m}$ erzeugt werden.

Aus diesem Grund war es nötig, das Strahlprofil in Bewegungsrichtung des Verschiebetisches zu vermessen und dessen Auswirkung abzuschätzen. Hierzu wurde anstatt der Faser eine Blende auf dem Verschiebetisch befestigt. Wird diese Blende aus dem Strahl bewegt und parallel dazu die UV-Leistung, welche hinter der Blende auf einen Detektor auftrifft, in Abhängigkeit von der Position aufgezeichnet, so erhält man die in Bild 28(a) dargestellten Verläufe der UV-Leistung in Abhängigkeit von der Blendenposition.

Im Brennpunkt der Linse ist der größte Anstieg dieser Funktion zu verzeichnen. Wird der Abstand von der Sammellinse zur Blende verändert, d. h. die Blende aus dem Brennpunkt

verschoben, so ergibt sich ein geringerer Anstieg. Durch die Mittelwertbildung (zur Verminderung des Rauschens) dieser Messdaten und die anschließende Ableitung der daraus ermittelten Funktion kann das Strahlprofil des fokussierten Laserstrahles bestimmt werden.

Wie deutlich an den auf diese Weise vermessenen Strahlprofilen in Bild 28(b) erkennbar ist, wird mit zunehmendem Abstand vom Brennpunkt der Strahl breiter. Deshalb ist es sinnvoll, die Faser im Brennpunkt der Sammellinse zu positionieren, um möglichst kleine Details abbilden zu können und eine maximale Schreibeﬃzienz zu erzielen.

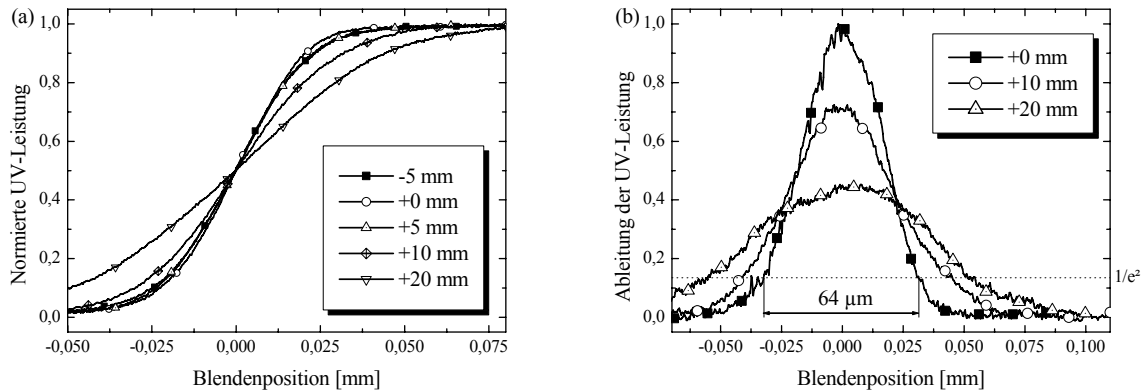


Bild 28 Messung der UV-Leistung in Abhängigkeit von der Position einer Blende, die quer zum Strahlengang bewegt wird (a) und Ableitung dieser Messungen nach vorheriger Durchschnittsbildung zur Ermittlung des Strahlprofils und des Strahldurchmessers (b); mehrere Messungen für verschiedene Abstände der Linse zur Blende (Angaben relativ zum Brennpunkt)

Der Durchmesser des näherungsweise gaußförmigen Strahlprofils, bei dem die Intensität auf $1/e^2$ bezogen aufs Maximum abgefallen ist, kann für die Positionierung im Brennpunkt mit rund $64 \mu\text{m}$ angegeben werden. Die Brennweite der Linse betrug $8,7 \text{ cm}$.

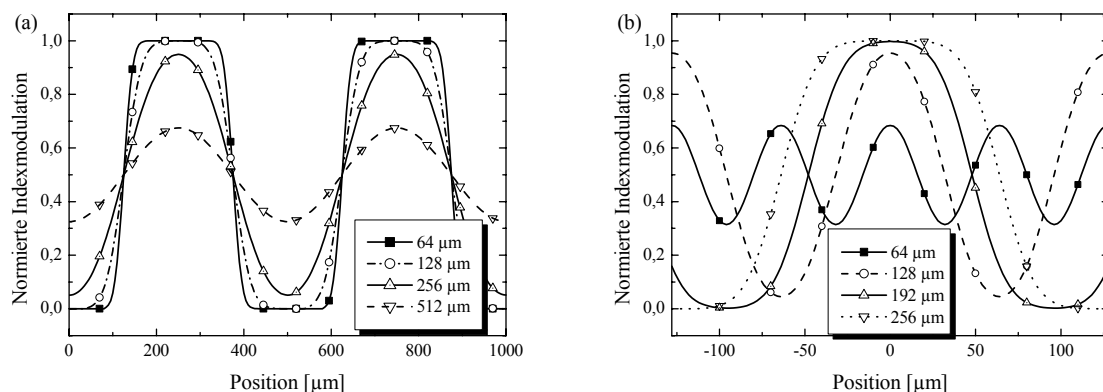


Bild 29 Brechungsindexmodulation eines LPG mit der Gitterperiode $\Lambda = 500 \mu\text{m}$ in Abhängigkeit vom Strahldurchmesser (a) und mit variabler Gitterperiode bei konstantem Strahldurchmesser von $64 \mu\text{m}$ (b); Annahme eines linearen Zusammenhanges zwischen UV-Dosis und Indexmodulation sowie eines Strahlprofils mit Gaußverteilung, wobei der Durchmesser durch den Abfall auf $1/e^2$ gekennzeichnet ist

Der Einfluss des Strahldurchmessers bei einer vorgegebenen Periode ist in Bild 29(a) abgebildet. Für Strahldurchmesser, die im Verhältnis zur Periode klein sind, erhält man näherungsweise eine rechteckförmige Brechzahlmodulation. Mit steigendem Durchmesser ist eine zunehmende Verschleifung, d. h. eine Annäherung an eine sinusförmige Funktion, und eine abnehmende Effizienz der Indexmodulation zu beobachten.

Die variable Form der periodischen Indexmodulation ist in Bild 29(b) für ausgewählte Periodenwerte und den messtechnisch bestimmten Strahldurchmesser von $64\ \mu\text{m}$ zu sehen. Für die Periode von $192\ \mu\text{m}$, welche ungefähr der Periode für eine LP_{01} - LP_{02} -Modenkonzersion in der selbst entwickelten FMF entspricht, kann noch die maximale Amplitude der Indexmodulation mit diesem Strahldurchmesser realisiert werden. Eine Verschleifung der Form ist jedoch schon bei dieser Periode erkennbar. Die in Bild 29 berechneten Verläufe beruhen auf einem idealen gaußförmigen Strahl und einem linearen Zusammenhang zwischen UV-Dosis und Indexmodulation.

Die Form der Indexmodulation spielt eine wesentliche Rolle bei der Ausbildung harmonischer Resonanzen, d. h. bei der Ausbildung von Gittern höherer Ordnung. Für eine sinusförmige Indexmodulation werden diese Resonanzen vollständig unterdrückt. Da aber aufgrund der Nichtlinearität des Belichtungsprozesses auch mit einem sinusförmigen Lichtmuster keine reine sinusförmige Indexmodulation erzeugt wird, wurde in [119] die Faser mit einem speziellen nicht sinusförmigen Muster belichtet, um die harmonische Modenkopplung zu unterdrücken.

Bei den hergestellten Modenkonzernern konnte keine störende Überlappung der gewünschten Grundresonanz mit störenden harmonischen Resonanzen festgestellt werden. Aus diesem Grund wurde auf eine Optimierung der Periodenform verzichtet. Prinzipiell sind die vorgestellten Verfahren aber geeignet, eine solche Korrektur beim Gitterschreibprozess anzuwenden.

4.3.1.5 Messung der Lumineszenz zur Positionierung des UV-Strahls

Um eine optimale Positionierung des seitlich auftreffenden Laserstrahles zur bewegten Faser zu gewährleisten, wird die blaue Lumineszenz, die durch die UV-Belichtung in der Faser entsteht, ausgewertet [115]. Die Lumineszenz wird wie die Photosensitivität durch die Sauerstoffmangelstellen (engl.: Germanium oxygen-deficient center, GODC) in einer mit Germanium dotierten Faser verursacht. Bei Belichtung mit UV-Licht mit einer Wellenlänge um $240\ \text{nm}$ (Anregung um $5\ \text{eV}$) erfolgt zunächst ein nicht strahlender Übergang auf beispielweise $3,1\ \text{eV}$. Gehen die angeregten GODC wieder auf das Grundniveau zurück, erfolgt ein strahlender Übergang mit genau dieser Bandlückenenergie von $3,1\ \text{eV}$, d. h. einer blauen Lumineszenzerscheinung im Wellenlängenbereich um $400\ \text{nm}$ [120].

Bei der seitlichen Bestrahlung wird ein Teil des durch die UV-Belichtung erzeugten blauen Lichtes in der Faser geführt. Aufgrund der geringen Leistung von nur $-50\ \text{dBm}$ bis $-65\ \text{dBm}$ des geführten blauen Lumineszenzlichtes musste zur meßtechnischen Erfassung ein Photodiodenempfänger mit einer hohen Transimpedanzverstärkung von $1\ \text{G}\Omega$ aufgebaut werden. Der Konversionswirkungsgrad der verwendeten Photodiode in dem Empfänger betrug $0,2\ \text{A/W}$ bei $400\ \text{nm}$.

Zur Bestimmung der optimalen Position des Laserstrahles an einer bestimmten Faserposition muss der fokussierte Strahl in der Höhe so verändert werden, dass er mit konstanter Ge-

schwindigkeit die Faser durchfährt. Im einfachsten Fall kann eine solche Verschiebung des Strahles durch eine Änderung der Höhe der Sammellinse erreicht werden. In Bild 30 ist die Intensität der Lumineszenz in Abhängigkeit von der Höhe der Linse dargestellt. Die Daten wurden durch Scannen des Strahles, d. h. durch kontinuierliches Verschieben der Höhe der Linse, sowie durch paralleles Aufzeichnen der Linsenhöhe und der Lumineszenz bestimmt. Um hierbei eventuelle Hysterese-Effekte des motorgesteuerten Höhenstellelementes oder zeitliche Verzögerungen zu eliminieren, sollte das Scannen in abwechselnder Richtung erfolgen. Dabei wird die Faserposition durch Mittelwertbildung der Maxima zweier aufeinanderfolgender Scans ermittelt.

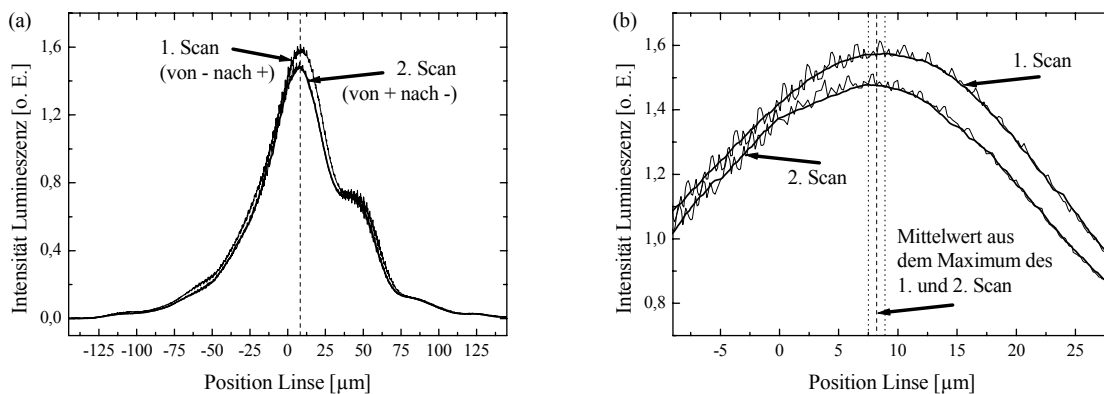


Bild 30 Intensität der Lumineszenz in Abhängigkeit von der Höhenposition der Sammellinse in der nicht hydrierten FMF (a) und Ausschnitt daraus zur Verdeutlichung der Mittelwertbildung aus zwei entgegengesetzten Durchläufen (b)

Wie deutlich in Bild 30(a) zu erkennen ist, stimmen bei zwei aufeinanderfolgenden Durchläufen die sich jeweils deutlich abzeichnenden Maxima annähernd überein. Die Differenz der Maxima der entgegengesetzten Durchläufe betrug für die nicht hydrierte FMF typischerweise weniger als $2 \mu\text{m}$ (hier $1,4 \mu\text{m}$).

Diese Messung wird vor dem Gitterschreibprozess an zwei Positionen außerhalb des Gitterbereiches, die sich beispielsweise 5 mm vor und 5 mm hinter dem Gitter befinden, durchgeführt. Durch lineare Approximation erhält man dann zu jeder Position des Verschiebetisches die jeweilige optimale Höhe der Linse und demzufolge auch des Laserstrahles in Bezug zur eingespannten Faser, die sich im Faserhalter auf dem Verschiebetisch befindet.

Mit Hilfe dieser Daten wurde eine Korrektur der Höhe der Linse während des Schreibprozesses durchgeführt. Das bedeutet, dass es mit diesem Verfahren möglich ist, eine Schiefelage der eingespannten Faser in bestimmten Grenzen zu kompensieren. Wurde die Höhenjustage nach dem Gitterschreiben an der gleichen Verschiebetischposition wiederholt, so ergab sich nur eine geringe Differenz von $<1 \mu\text{m}$ zur vorher ermittelten Faserposition aus zwei entgegengesetzten Durchläufen.

Das Nebenmaximum in Bild 30(a) ist auf eine nicht optimale Justage des Argonionenlasers zurückzuführen. Im Gegensatz zu dem gaußförmigen Profil in Bewegungsrichtung des Verschiebetisches weist das Strahlprofil des Lasers in dieser Richtung einen Verlauf auf, der idealerweise einer Spaltfunktion entspricht. Durch die nicht optimierte Justage des Lasers wird

eines der beiden ersten Nebenmaxima mehr begünstigt. Es hat jedoch keine Auswirkungen auf den Schreibprozess, da es gegenüber dem Hauptmaximum deutlich unterdrückt ist.

Das Bestimmen der Faserposition in einer hydrierten Faser ist mit größeren Schwierigkeiten verbunden und wesentlich ungenauer. Die Größenordnung der optischen Leistung der Lumineszenz ist gegenüber einer nicht hydrierten Faser mehr als zehnmal kleiner. Außerdem wird durch die Hydrierung eine starke Zeitabhängigkeit hervorgerufen. Das bedeutet, dass innerhalb der ersten Sekunde nach dem Beginn der UV-Belichtung die detektierte Leistung der Lumineszenz zunächst stark ansteigt und dann wieder auf ein Minimum fällt. Danach steigt die Lumineszenz im Verlauf einiger Minuten wieder langsam an. Im Gegensatz dazu erreicht die Lumineszenz in einer nicht hydrierten Faser sofort ihr Maximum, wobei danach die Leistung der Lumineszenz innerhalb der nächsten Minuten nur langsam abnimmt.

Diese starke Zeitabhängigkeit in einer hydrierten Faser beeinflusst auch das Scannen des Laserstrahles. Um den Einfluss der Zeit zu minimieren, werden vor den eigentlichen Messungen mehrere Testläufe mit einem Richtungswechsel nach jedem Durchlauf durchgeführt, die der Vorbelichtung dieser Faserposition dienen. Erst danach wird die eigentliche Bestimmung der optimalen Linsenposition durchgeführt. Trotz der Vorbelichtung ist das ermittelte Maximum in Eintrittsrichtung des Strahles verschoben. Es wurde ein deutlich größerer Unterschied der Maxima von mehreren Mikrometern zwischen zwei aufeinanderfolgenden Durchläufen mit entgegengesetzter Richtung festgestellt. Durch die vorher beschriebene Bestimmung der Faserposition durch Mittelwertbildung der Maxima von zwei aufeinanderfolgenden Durchläufen spielt die größere Differenz keine Rolle, so dass die ermittelte Faserposition zur Höhenjustage der Linse verwendet werden kann.

4.3.2 Lichtbogeninduzierte langperiodische Gitter in SMF-28

Langperiodische Gitter (LPG) können neben der UV-Belichtung auch durch einen Lichtbogen erzeugt werden [124]. Der Vorteil dieses Verfahrens liegt darin, dass im Gegensatz zu den Verfahren mit UV-Belichtung keine Verschiebung der Resonanzwellenlänge auftritt. Außerdem weisen die durch einen Lichtbogen erzeugten LPG eine hohe Temperaturbeständigkeit von bis zu 800°C auf [125].

Einer der maßgeblichen Gründe für die starke Verschiebung der Resonanzwellenlänge durch die UV-Belichtung ist die notwendige Hydrierung bei einer nur schwach mit Germanium dotierten Faser (siehe Bild 39). Die Resonanzwellenlänge wird neben der Hydrierung auch durch die UV-Dosis pro Längeneinheit, d. h. konkret durch den Gleichanteil der induzierten Brechungsindexmodulation, bestimmt (siehe beispielsweise Bild 15 und Bild 24).

Bei lichtbogeninduzierten Gittern ist keine Hydrierung der Faser notwendig. Weiterhin beruht die Gitterherstellung auf der thermisch induzierten Diffusion der Dotierung vom Kern in den Mantel, so dass bei dieser Art der Brechungsindexmodulation kein wesentlicher Gleichanteil entsteht. Es konnte experimentell gezeigt werden, dass sich trotz einer variablen Lichtbogensdosis pro Längeneinheit die gleiche Resonanzwellenlänge ergibt. Hierzu wurden bei gleicher Schreibzeit und Periode Gitter mit unterschiedlicher Länge realisiert. Nur die Bandbreite der Modenkonzersion änderte sich in Abhängigkeit von der Länge der Gitter.

Der Aufbau zur Herstellung von lichtbogeninduzierten langperiodischen Gittern entstand im Rahmen einer Diplomarbeit [106]. Er besteht im Wesentlichen aus zwei Spleißelektroden, zwischen denen die Faser mit einem Verschiebetisch kontinuierlich bewegt wird. Wird die

Stromstärke des Lichtbogens mit einer periodischen Funktion in Abhängigkeit von der Position des Verschiebetisches gesteuert, so entsteht eine Gitterstruktur in der Faser. Im Vergleich zur Belichtung mit einem UV-Laser, der hohe Investitionen erfordert, können mit diesem Verfahren LPG sehr kostengünstig hergestellt werden.

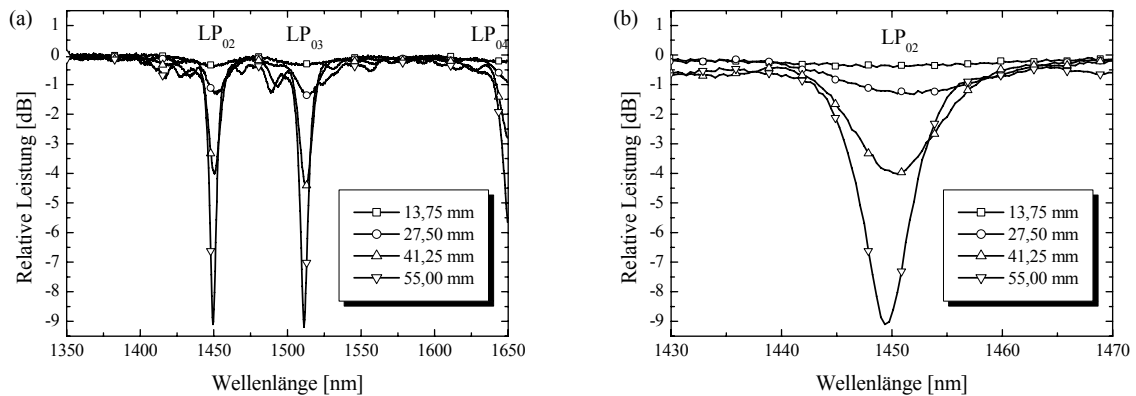


Bild 31 Veränderung der Stärke der Modenkopplung mit zunehmender Länge eines LPG während des Herstellungsprozesses durch lichtbogeninduzierte Brechzahlmodulation (a) und spektraler Ausschnitt aus (a) zur besseren Darstellung der Modenkopplung in den Modus LP₀₂ (b); Herstellungsparameter: $\Lambda = 550 \mu\text{m}$, $I_{\text{max}} = 9 \text{ mA}$, $I_{\text{min}} = 4 \text{ mA}$, $v_s = 137,5 \mu\text{m/s}$

Eine Beispielmessung eines mit diesem Aufbau hergestellten Gitters in einer Corning SMF-28 ist in Bild 31 dargestellt. Hierbei wurde während der Herstellung das Spektrum in bestimmten Abständen aufgezeichnet. Da der Verschiebetisch mit konstanter Geschwindigkeit bewegt wurde, kann jeder Messung eine bestimmte Gitterlänge zugeordnet werden. Wie deutlich zu erkennen ist, nimmt mit zunehmender Länge des Gitters die Modenkopplung bei der jeweiligen Resonanzwellenlänge zu. Dadurch ist es möglich, den Herstellungsprozess dann abzubrechen, wenn die gewünschte Resonanztiefe erreicht ist.

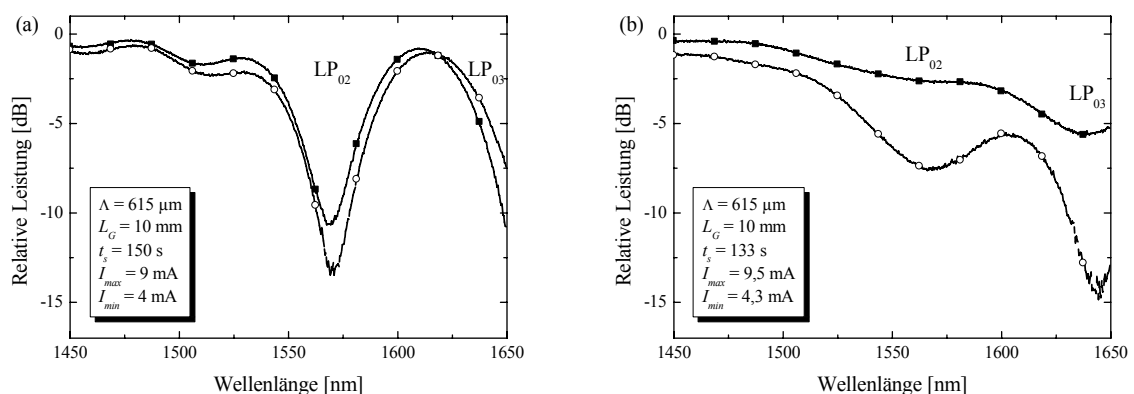


Bild 32 Reproduzierbarkeit unter Verwendung neuer (a) und abgenutzter (b) Elektroden bei der Herstellung diffusionsinduzierter LPG durch eine Bogenentladung

Nach der Herstellung konnte keine nachträgliche Änderung des Spektrums festgestellt werden, so wie sie bei der UV-Belichtung von hydrierten Fasern zu beobachten ist. Die Dämpfung, welche abseits der Resonanzwellenlänge durch das Einwirken des Lichtbogens verursacht wird, kann für ausgewählte Anwendungen toleriert werden.

Ein kritischer Aspekt bei der Herstellung lichtbogeninduzierter LPG ist der Zustand der verwendeten Elektroden. Wie in Bild 32(a) erkennbar ist, weisen Gitter, die mit gleichen Parametern und neuen Elektroden hergestellt wurden, ähnliche Modenkopplungsspektren auf und können demzufolge mit ausreichender Qualität reproduziert werden.

Im Gegensatz dazu sind in Bild 32(b) deutliche Unterschiede in den Spektren zu sehen, obwohl die Gitter mit den gleichen Parametern hergestellt wurden. Die schlechte Reproduzierbarkeit wird durch die abgenutzten Elektroden hervorgerufen.

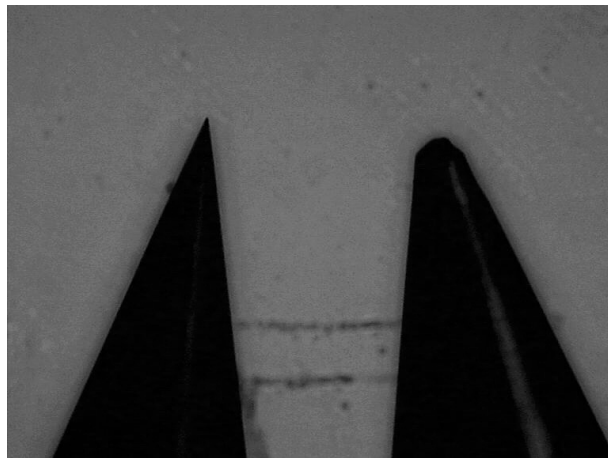


Bild 33 Mikroskopaufnahme der verwendeten Elektroden: Vergleich zwischen unbenutzter neuer Elektrode (links) und benutzter Elektrode (rechts), die deutliche Abnutzungserscheinungen an der Spitze aufweist

Anhand der Mikroskopaufnahme in Bild 33 ist der Unterschied zwischen der Verwendung einer neuen und einer abgenutzten Elektrode bei der Gitterherstellung deutlich zu sehen. Die Spitzen der abgenutzten Elektroden wurden durch das Zünden und das permanente Betreiben des Lichtbogens abgetragen und abgerundet. Aufgrund der Abnutzung ist der Ursprung des Lichtbogens nicht mehr nur auf die Spitze begrenzt. Vielmehr ändert er willkürlich seine örtliche Lage und kann demzufolge nicht in der gleichen Art und Weise auf die Faser wirken.

Trotz einiger positiver Eigenschaften dieses Herstellungsverfahrens ist beispielsweise die Realisierung von LPG-Modenkonzernern in der zur Verfügung stehenden FMF aufgrund der hohen Toleranzanforderungen nicht denkbar. Mit diesem Verfahren können jedoch kostengünstig Gitter hergestellt werden, deren Qualität beispielsweise für Sensorapplikationen vollkommen ausreichend ist.

4.4 Spektrale Eigenschaften UV-induzierter LPG

Der Einfluss der verschiedenen Gitterparameter, wie Schreibzeit, Länge oder Periode, auf die spektralen Eigenschaften von UV-induzierten langperiodischen Gittern (LPG) mit den hier beschriebenen Verfahren (Abschnitt 4.3.1) wurde bereits für die hydrierte Einmodenfasern SMF-28 ausführlich untersucht [117]. In diesem Abschnitt werden vordergründig die spektralen Eigenschaften der LPG in der selbst entwickelten Mehrmodenfasern (FMF) diskutiert, die aufgrund ihrer besonderen Dispersionseigenschaften eine breitbandige Modenkopplung vom Grundmodus LP_{01} in den höheren Modus LP_{02} erlaubt.

4.4.1 LPG in einer speziellen Mehrmodenfasern (FMF)

Das gemessene Brechzahlprofil dieser speziellen Mehrmodenfasern, die vom IPHT in Jena hergestellt wurde, ist in Bild 34(a) dargestellt.

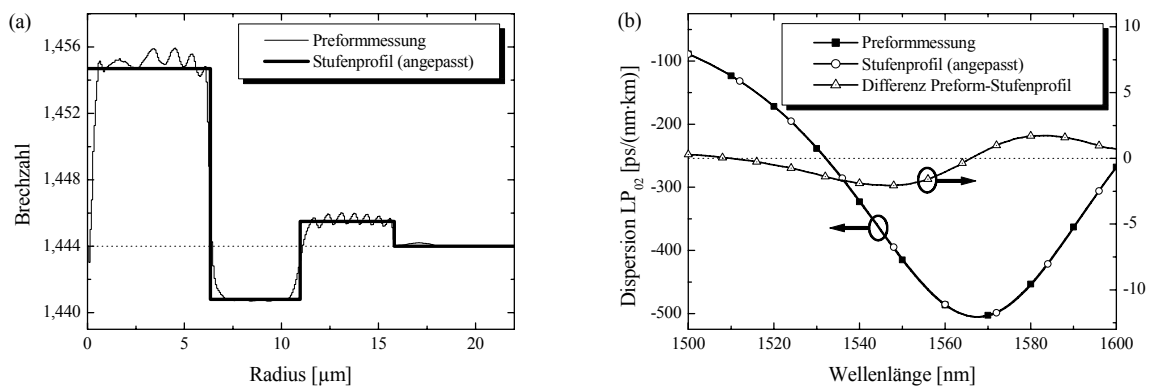


Bild 34 Radiales Brechzahlprofil einer Preformmessung und daran angepasstes äquivalentes Stufenprofil (a) sowie aus diesen Profilen resultierende Dispersion des höheren Modus LP_{02} (b)

Zur schnellen und effizienten Faserberechnung (Kapitel 3) wurde das reale Profil durch ein entsprechendes äquivalentes Stufenprofil genähert. Diese Approximation ist möglich, da die gezeigten Profile ähnliche Eigenschaften hinsichtlich ihrer Dispersion aufweisen. Wie in Bild 34(b) erkennbar ist, sind die simulierten Dispersionsverläufe des höheren Modus LP_{02} und demzufolge auch die Resonanzbedingungen $\Lambda(\lambda_{res})$ in erster Näherung identisch.

Die berechnete Funktion der Periode in Abhängigkeit von der Resonanzwellenlänge $\Lambda(\lambda_{res})$ für die Moden LP_{02} , LP_{12} und LP_{03} ist in dem oberen Teildiagramm von Bild 35 abgebildet. Durch das Minimum der Funktion $\Lambda(\lambda_{res})$ des Modus LP_{02} wird bei einer Periode von $\Lambda = 189,2 \mu\text{m}$ eine Doppelresonanz ausgebildet.

Im Vergleich dazu ist das normierte Spektrum des Grundmodus LP_{01} , welches nach einem Gitter mit einer Periode von $\Lambda = 189,2 \mu\text{m}$ mit einem OSA vermessen wurde, dargestellt. Wie vorher berechnet, bildet sich eine breitbandige Doppelresonanz des Modus LP_{02} um 1540 nm heraus. Neben der Kopplung in den Modus LP_{02} kommt es zur Ausbildung einer weiteren Resonanz, die aufgrund der Resonanzwellenlänge dem Modus LP_{03} zugeordnet werden kann. Eine Kopplung in den nicht radialsymmetrischen Modus LP_{12} , die spektral zwischen den beiden anderen Resonanzen liegen müsste, konnte nicht nachgewiesen werden.

Diese Tatsache lässt vermuten, dass die Brechzahlmodulation in erster Näherung radialsymmetrisch induziert wurde.

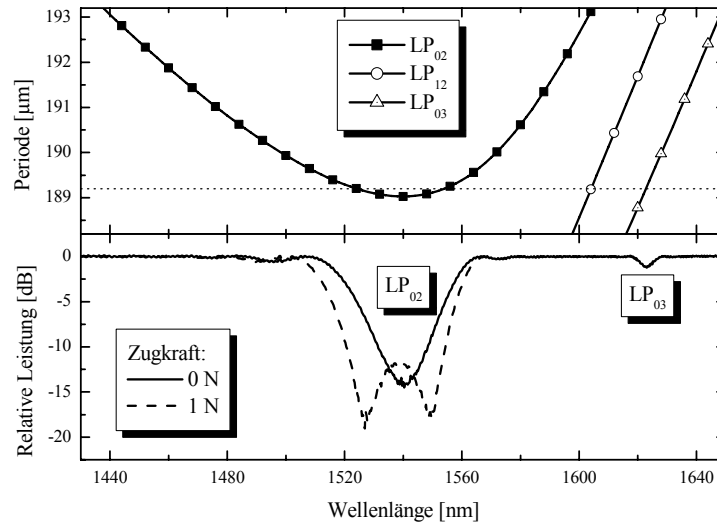


Bild 35 Funktion $\Lambda(\lambda_{res})$ für die Kopplung vom Grundmodus in die radialsymmetrischen Moden LP_{02} , LP_{03} und in den nicht radialsymmetrischen Modus LP_{12} in einer mehrstufigen Faser (oben) sowie gemessenes LP_{01} -Transmissionsspektrum eines LPG (unten) mit einer Resonanz am Minimum der Funktion $\Lambda_{LP02}(\lambda_{res})$; Periode des realisierten Gitters $\Lambda = 189,2 \mu\text{m}$

Wie bereits in Abschnitt 4.3.1.1 dargelegt wurde, konnten in der vom IPHT Jena hergestellten FMF ohne Hydrierung Gitter mit weitaus besserer Qualität hergestellt werden. In Bild 36(a) ist die spektrale Entwicklung während des Einschreibens dargestellt. Es bildet sich mit zunehmender Schreibzeit eine Doppelresonanz heraus, die eine breitbandige Modenkopplung ermöglicht.

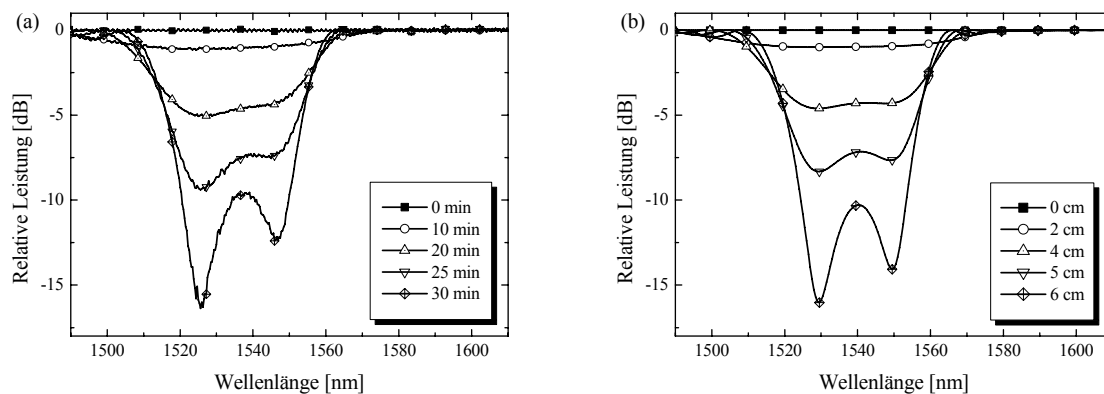


Bild 36 Während des Herstellungsprozesses erfolgte Messungen (a) und längenabhängige Simulationen (b) der im Grundmodus LP_{01} verbliebenen Leistung nach der Überkopplung in den höheren Modus LP_{02} in einem FMF-LPG; Periode des realisierten Gitters $\Lambda_{Mess} = 189,2 \mu\text{m}$, Periode bei der Simulation $\Lambda_{Sim} = 189,11 \mu\text{m}$

Aufgrund des kontinuierlichen Scannens des Laserstrahles mit 0,2 cm/min kann den angegebenen Zeiten eine entsprechende Gitterlänge zugeordnet werden. Mit diesen Längen und einer konstanten Amplitude der Brechungsindexmodulation von $\Delta n_{max} = 1,7 \cdot 10^4$ wurden die spektralen Verläufe in Bild 36(b) simuliert. Beim Vergleich der Messung mit der Simulation ist eine Übereinstimmung zwischen den jeweiligen Spektren zu erkennen.

Besonders hervorzuheben ist die Tatsache, dass bei den in der nicht hydrierten FMF hergestellten LPG abseits der Resonanz keine messbare Dämpfung durch die UV-Belichtung induziert wird. Diese Eigenschaft spricht für die hohe Qualität dieser Gitter und bildet die Grundlage für eine nahezu verlustlose Konversion vom Grundmodus LP_{01} in den höheren Modus LP_{02} und zurück.

Ein wichtiger Parameter bei der Herstellung eines LPG mit einer breitbandigen Doppelresonanz ist die Periode. Wird die Periode wie in Bild 37(a, c) zu groß gewählt, so bilden sich zwei Einzelresonanzen mit einem spektralen Abstand zueinander aus. Ist die Periode wie in Bild 37(b, d) etwas zu klein, so entsteht nur eine einzelne Resonanz mit einem Minimum. Auch bei diesem Vergleich konnte eine Übereinstimmung zwischen den Spektren der Messung und der Simulation festgestellt werden.

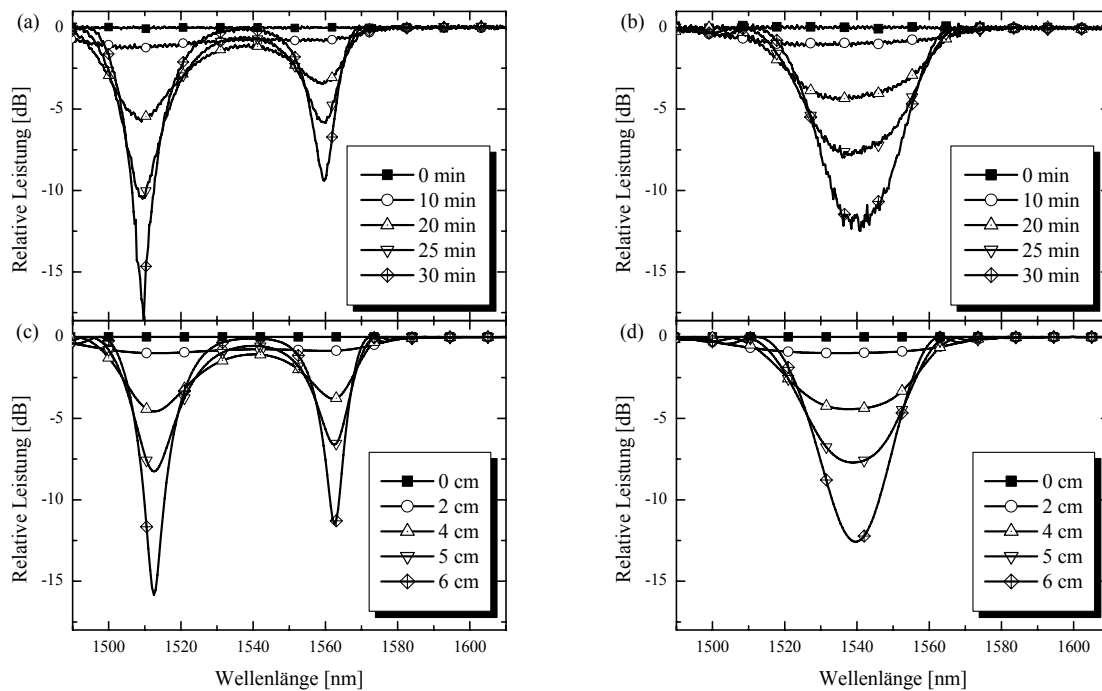


Bild 37 Während des Herstellungsprozesses erfolgte Messungen (a, b) und längenabhängige Simulationen (c, d) der im Grundmodus LP_{01} verbliebenen Leistung nach der Überkopplung in den höheren Modus LP_{02} in einem FMF-LPG; Periode der realisierten Gitter $\Lambda_{Mess} = 189,7 \mu\text{m}$ (a), $\Lambda_{Mess} = 190,0 \mu\text{m}$ (b); Periode der Simulationen $\Lambda_{Sim} = 189,5 \mu\text{m}$ (c), $\Lambda_{Sim} = 188,98 \mu\text{m}$ (d)

Obwohl das gemessene Spektrum in Bild 37(b) nur durch eine einzige Resonanz gekennzeichnet ist, wurde dieses Gitter im Vergleich zu den LPG in Bild 36(a) und Bild 37(a) mit einer etwas größeren Periode von $\Lambda_{Mess} = 190,0 \mu\text{m}$ hergestellt. Dieser scheinbare Wider-

spruch wird mit großer Wahrscheinlichkeit durch das nicht ganz homogene Ausziehen der Faser verursacht. Die Faser, deren Brechzahlprofil durch die Preform vorgegeben ist, wird dabei mit leicht variablem Durchmesser ausgezogen. Hierdurch kommt es zur skalierten Abbildung des Brechzahlprofils und demzufolge zu einer geringfügigen Änderung der effektiven Indizes über der Länge der Faser.

Die Auswirkungen einer solchen Durchmesservariation der ausgezogenen Faser sind in Bild 38(a) dargestellt. Es ist eine relativ starke Abhängigkeit des Minimums der Funktion $\Lambda(\lambda_{res})$ vom Durchmesser erkennbar. In der Simulation wurde der Durchmesser der Faser nur im Bereich der üblichen Spezifikation einer Standardfaser variiert. Die Auswirkungen auf die spektralen Eigenschaften eines Gitters mit vorgegebener Periode sind sehr groß. Wie in Bild 38(b) erkennbar ist, kann die geringfügige Änderung des Durchmessers um $\pm 0,5 \mu\text{m}$ bei gleicher Periode dazu führen, dass zum einen keine Resonanz und zum anderen zwei spektral entfernte Einzelresonanzen ausgebildet werden.

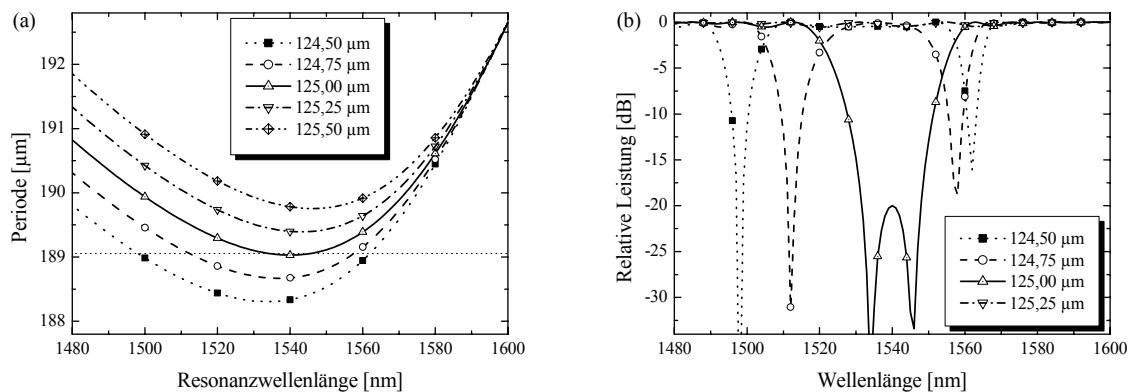


Bild 38 Gitterperiode in Abhängigkeit von der Resonanzwellenlänge $\Lambda(\lambda_{res})$ für die Kopplung vom Grundmodus LP_{01} in den höheren Modus LP_{02} für verschiedene Dicken der jeweils auf der gleichen Preform basierenden FMF (a) und daraus resultierende LPG-Transmissionsspektren des Grundmodus LP_{01} für ein Gitter mit der Periode $\Lambda = 189,056 \mu\text{m}$ (b)

Die Periode Λ_{Sim} , die für die Simulation verwendet wurde, und die Periode Λ_{Mess} , mit der die vermessenen Gitter hergestellt wurden, unterscheiden sich. Für die hier angegebenen Beispiele ändert sich die Differenz $\Lambda_{Sim} - \Lambda_{Mess}$ von $-0,09 \mu\text{m}$ bis $0,72 \mu\text{m}$, d. h. in einem Bereich von $0,82 \mu\text{m}$. Diese Schwankungsbreite entspricht einer Variation des Durchmessers von rund $0,5 \mu\text{m}$ und liegt innerhalb der Spezifikation der Faser (Angabe IPHT Jena: $\pm 1 \mu\text{m}$).

Eine andere mögliche Ursache für die Differenz der Perioden $\Lambda_{Sim} - \Lambda_{Mess}$ könnte eine inhomogene UV-Belichtung sein. Dagegen spricht jedoch, dass sich die Differenz $\Lambda_{Sim} - \Lambda_{Mess}$ nur langsam entlang der Länge der Faser veränderte. Weiterhin wurde die Stärke der Indexmodulation für alle Simulationen gleich angenommen und so eine gute Übereinstimmung mit den Messungen erzielt.

Zusammenfassend kann man feststellen, dass es für die reproduzierbare Herstellung von Gittern mit einer Doppelresonanz notwendig ist, Fasern mit möglichst kleinen Toleranzen bezüglich des Durchmessers ausziehen. Außerdem ist es möglich, geringe Abweichungen von der jeweiligen optimalen Periode bei der Herstellung zu kompensieren. Zur Einstellung der Reso-

nanzverhältnisse ist beispielsweise eine nachträgliche, unstrukturierte UV-Belichtung des bereits vorhandenen Gitters denkbar. Möglich ist auch die Herstellung eines Testgitters, welches räumlich nah an die spätere Gitterposition angeordnet wird, um die für dieses Faserstück geltenden Resonanzverhältnisse zu ermitteln.

Außerdem können die Gitter in bestimmten Grenzen verstimmt werden, so dass eine eventuell notwendige Feineinstellung auch nach der Herstellung möglich ist (siehe Abschnitt 4.4.3.3). Wichtig ist hierbei, dass der gewünschte Modenkonzentrationsgrad, d. h. ein bestimmter Wert für $\kappa_{pq}L_G$, bei der Herstellung erreicht wird, da dieser später nicht mehr korrigiert werden kann.

4.4.2 Beschleunigte H₂-Ausdiffusion und Alterung durch Erwärmung

Der Wasserstoff, der durch Diffusion in einer hydrierten Glasfaser vorhanden ist, führt zu einer Anhebung der Brechzahl. In Abhängigkeit von den jeweiligen Umweltbedingungen kann die Größenordnung der Brechzahländerung bis zu 10^{-3} betragen [121]. Dieser Effekt beeinflusst das Brechzahlprofil einer Faser und somit auch die effektiven Brechzahlen der Moden und die resultierenden Resonanzwellenlängen der Modenkopplung in einem Gitter (4.22).

Wie in Bild 39 für ein Gitter der hydrierten Einmodenfaser SMF-28 experimentell gezeigt wurde, steigt die Resonanzwellenlänge der Kopplung in Mantelmoden LP_{0p} niederer Ordnung p durch die Wasserstoffdiffusion innerhalb weniger Stunden schnell an. Danach fällt sie langsam mit stetiger Annäherung an die Resonanzwellenlänge ab, die sich in einer nicht hydrierten Faser ergeben würde [122].

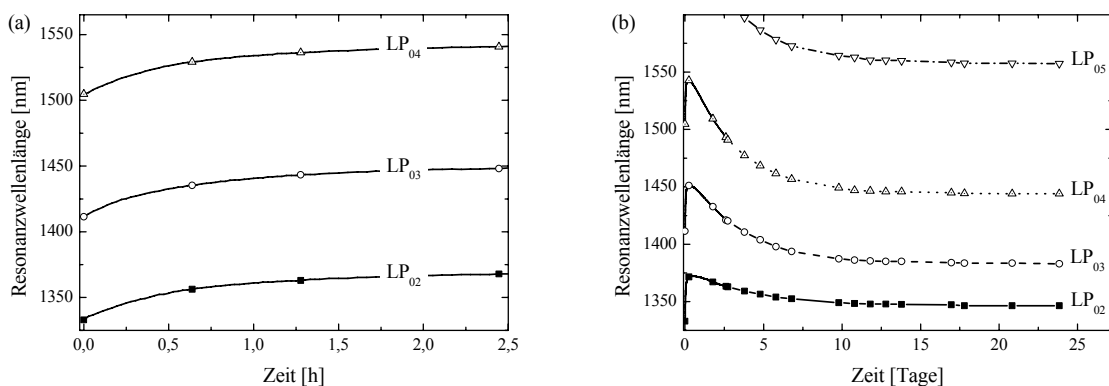


Bild 39 Resonanzwellenlängendrift durch Wasserstoffdiffusionsprozesse nach der Herstellung eines LPG in hydrierter SMF-28, Darstellung der schnellen Änderungen innerhalb weniger Stunden (a) und der langsamen Drift in einem Zeitraum von einigen Wochen (b); Gitterparameter: $\Lambda = 420 \mu\text{m}$, $L_G = 20 \text{ mm}$

Insbesondere in den ersten Minuten nach der Herstellung ist ein sehr starker Anstieg der Resonanzwellenlängen mit über 1 nm/min zu beobachten. Diese schnelle Änderung wird durch die Rückdiffusion des Wasserstoffs in die belichteten Kernbereiche und durch die damit verbundene zusätzliche Brechzahlanhebung in diesen Bereichen verursacht [123]. Hat sich innerhalb der Faser ein Gleichgewicht der Wasserstoffkonzentration eingestellt, so werden die

nachfolgenden Änderungen nur noch durch Entweichen des Wasserstoffs aus der Faser bestimmt.

Dieses langsame Entweichen führt zu dem in Bild 39(b) dargestellten Verlauf der Resonanzwellenlängen in Abhängigkeit von der Zeit. Beispielsweise sinkt die Resonanzwellenlänge der LP₀₁-LP₀₄-Kopplung durch das Entweichen des Wasserstoffs vom Maximum ausgehend um fast 100 nm. Neben der Resonanzwellenlänge wird auch die Stärke der Modenkopplung durch den Wasserstoffgehalt bestimmt.

Für die Realisierung von Gittern in einer hydrierten Faser, die bei einer bestimmten Resonanzwellenlänge mit einer festgelegten Effizienz in einen anderen Modus koppeln, sind demzufolge einige Voruntersuchungen nötig. Durch das Ausheizen der Gitter bei hohen Temperaturen (z. B. 120°C für eine Dauer von 12 h) kann das Entweichen beschleunigt und demzufolge die Dauer der Voruntersuchungen reduziert werden.

Mit größeren Problemen verbunden ist die Realisierung eines LPG mit einer Doppelresonanz in einer hydrierten Mehrmodenfaser (FMF), welches eine Periode aufweisen muss, die etwas größer als die Periode des Minimums der Funktion $\Lambda(\lambda_{res})$ ist. In diesem Fall führen bereits geringe Brechzahländerungen zu einer Änderung der Resonanzverhältnisse und infolgedessen zu einer Änderung der spektralen Modenkopplung des LPG.

Dieser Effekt konnte bei Versuchen, bei denen die Gitter in der hydrierten FMF hergestellt wurden, beobachtet werden. In Bild 40(a) ist die Evolution der LP₀₁-LP₀₂-Modenkopplung anhand der verbliebenen Leistung im Grundmodus LP₀₁ zu sehen. Direkt nach der Herstellung (0 min) ist nur eine sehr geringe Modenkopplung erkennbar. Innerhalb weniger Minuten bildet sich eine Resonanz mit einer maximalen Tiefe von über 10 dB aus, was einer Modenkopplung von mehr als 90 % entspricht.

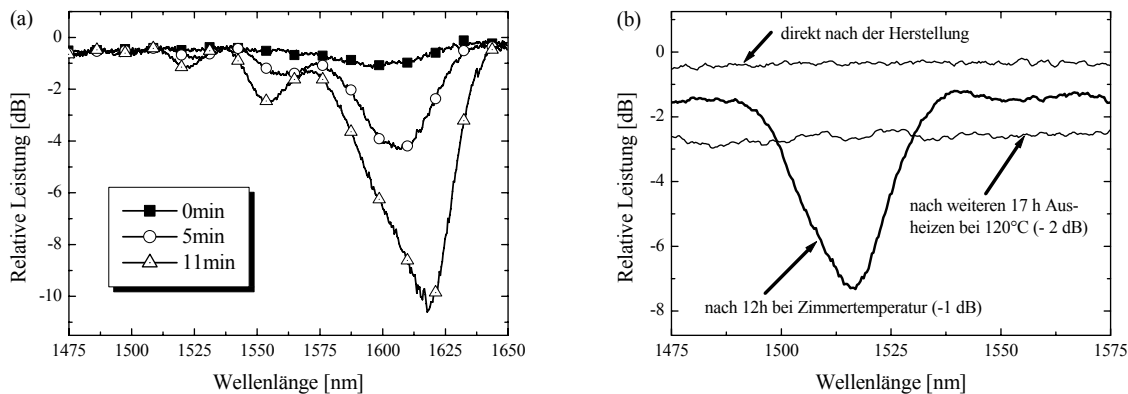


Bild 40 Spektrale Entwicklung eines LPG in hydrierter FMF in Abhängigkeit von der Zeit nach Herstellungsende (a) und Spektrum eines Gitters direkt nach der Herstellung, nach weiteren 12 h bei Zimmertemperatur und nach dem endgültigen Ausheizen des Wasserstoffs nach weiteren 17 h bei 120°C (b)

Der spektrale Verlauf des Gitters entspricht nicht dem theoretisch zu erwartenden Spektrum eines Gitters mit einer Doppelresonanz, dessen Resonanzverhältnisse $\Lambda(\lambda_{res})$ über der Länge des Gitters konstant sind. Durch das Scannen der Faser während der Herstellung startet die Rückdiffusion in die belichteten Bereiche in den zuerst belichteten Abschnitten eher und in

den zuletzt belichteten Bereichen entsprechend später. Dieser Effekt ruft Resonanzverhältnisse hervor, die sich langsam über der Länge des Gitters ändern. Dadurch wird der nichtideale spektrale Verlauf des Gitters, welches in Bild 40(a) zu sehen ist, hervorgerufen.

Der Wasserstoff in der hydrierten Mehrmodenfaser (FMF) kann dazu führen, dass direkt nach der Belichtung für die gewählte Periode keine Modenkopplung des Gitters zu sehen ist. Erst nach 12 h bei Zimmertemperatur bildet sich durch Diffusionsprozesse und der damit verbundenen Änderung der Funktion $\Lambda(\lambda_{res})$ eine Resonanz heraus, die in Bild 40(b) dargestellt ist. Wird danach der Wasserstoff über 17 h bei 120°C komplett ausgeheizt, so verschwindet die Resonanz wieder.

Wie schon im Abschnitt 4.3.1.1 diskutiert wurde, konnten ohne Hydrierung weitaus bessere Modenkonverter hergestellt werden. Da kein Wasserstoff in der Faser vorhanden ist, tritt auch keine zusätzliche Resonanzwellenlängenänderung nach dem Einschreiben des langperiodischen Gitters (LPG) auf.

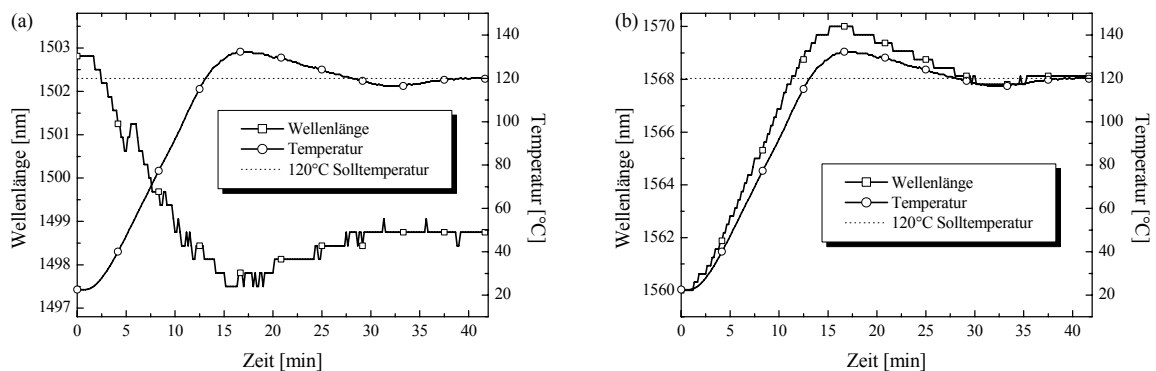


Bild 41 Schnelle Änderungen der LP₀₂-Doppelresonanzwellenlängen eines FMF-LPG in Abhängigkeit von der Zeit durch Aufheizen des Ofens auf 120°C und nachfolgender künstlicher Alterung: niedrigere Teilresonanz (a) und höhere Teilresonanz (b)

Durch die Alterung des LPG kommt es jedoch zu einer weiteren Resonanzwellenlängenverschiebung. Um diesen Effekt abschätzen zu können, wurden die hergestellten langperiodischen Gitter einer hohen Temperatur (z. B. 120°C) für einen längeren Zeitraum ausgesetzt (engl.: annealing).

In Bild 41 ist die Verschiebung der Resonanzwellenlänge während des Aufheizens dargestellt. Aufgrund des Temperaturanstieges ist die höhere Wellenlänge der Doppelresonanz durch eine Rotverschiebung gekennzeichnet, währenddessen die untere Teilresonanz in Richtung kürzerer Wellenlängen verschoben wird.

Nach dem Erreichen der Solltemperatur von 120°C wurde das Verhalten des FMF-LPG über einen Zeitraum von etwas mehr als zwei Tagen aufgezeichnet. In Bild 42 ist deutlich erkennbar, dass sich die Resonanzwellenlängen durch das Ausheizen im Vergleich zur Herstellung nur um wenige Nanometer verschieben.

Weiterhin kann man festzustellen, dass sich nach der künstlichen Alterung von mehr als zwei Tagen bei 120°C das Spektrum eines solchen FMF-LPG nur noch sehr geringfügig ändert. Aufgrund der bisherigen Beobachtungen solcher ausgeheizten langperiodischen Gitter (LPG)

über einen Zeitraum von einigen Monaten ist davon auszugehen, dass diese FMF-LPG nach dem Ausheizen langzeitstabil sind.

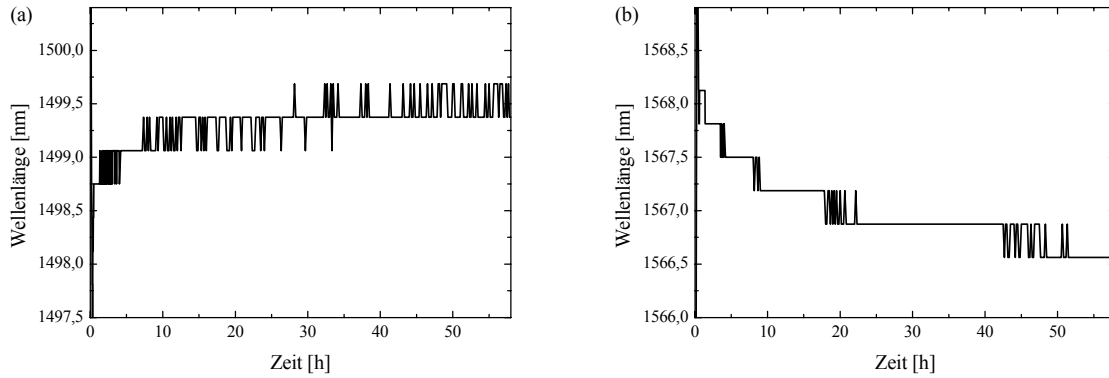


Bild 42 Langfristige Änderungen der LP_{02} -Doppelresonanzwellenlängen eines FMF-LPG in Abhängigkeit von der Zeit durch künstliche Alterung in einem Ofen bei 120°C : niedrigere Teilresonanz (a) und höhere Teilresonanz (b)

Bei einem Vergleich der Spektren vor und nach dem Ausheizen (Bild 43) zeigt sich ein fast identischer spektraler Verlauf. Hierfür muss das ausgeheizte Gitter 1 N mehr gedehnt und spektral um 3 nm in Richtung kürzerer Wellenlängen verschoben werden. Daraus folgt, dass diese spektrale Änderung, die einer mechanischen Abstimmung von ca. 1 N entspricht, bereits bei der Herstellung eines LPG berücksichtigt werden muss, um ein Gitter mit großer Modenkopplungsbandbreite in der Nähe des Minimums der Funktion $\Lambda(\lambda_{res})$ zu realisieren.

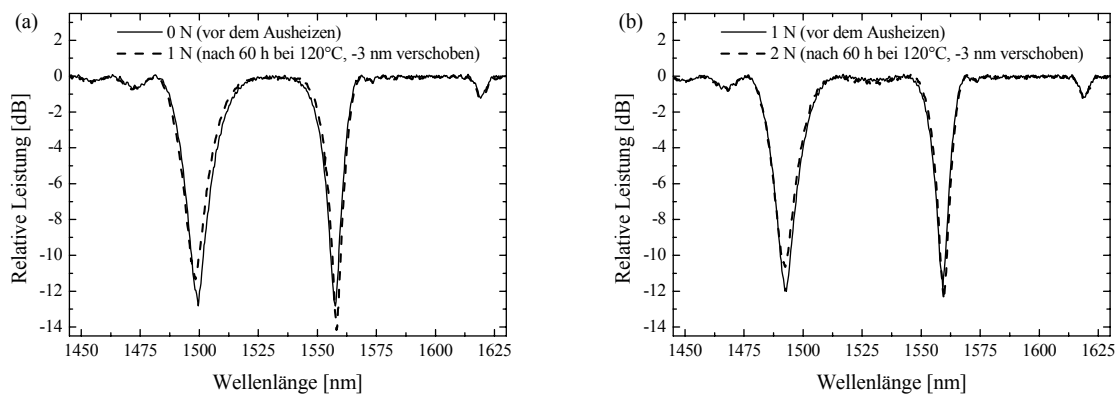


Bild 43 Direkter Vergleich der LP_{01} -Spektren eines FMF-LPG vor und nach dem Ausheizen für bestimmte Vorspannungen der Faser; Messungen für verschiedene Vorspannungen jeweils bei Zimmertemperatur

4.4.3 Abstimmbarkeit der Modenkonversion

Eine wichtige Voraussetzung für die Realisierung eines einstellbaren Dispersionskompensators, der die Ausbreitungseigenschaften höherer Moden ausnutzt, ist die Abstimmbarkeit der

Modenkonzersion. Aus diesem Grund werden am Anfang dieses Abschnittes verschiedene Möglichkeiten der Abstimmung der Modenkonzersion vorgestellt und diskutiert. Danach werden die experimentellen Ergebnisse der Verstimmung von Gittern in den zur Verfügung stehenden Fasern, d. h. der Corning SMF-28 und der vom IPHT Jena hergestellten Mehrmodenfaser (FMF), gezeigt und erläutert. Hierbei ist hervorzuheben, dass das Faserdesign der FMF während des Entwurfsprozesses so optimiert wurde, dass insbesondere eine effiziente Abstimmung der LP_{01} - LP_{02} -Modenkonzersion im dritten optischen Fenster möglich ist.

Ein einfacher Ansatz ist die Änderung der Amplitude der Brechungsindexmodulation eines Gitters. So kann beispielsweise mit einer akustooptischen Welle ein Gitter mit variabler Stärke in eine Faser induziert werden [126]. Diese relativ aufwendige Art der Abstimmung, ermöglicht neben der Änderung der Stärke der Indexmodulation auch eine Verschiebung der Resonanzwellenlänge durch die entsprechende Wahl der Periode des Gitters.

Ein weiteres Verfahren, bei dem das Gitter erst durch äußere Einwirkung entsteht, wurde in [127] vorgestellt. Durch periodisches Abätzen der Faser entstand eine Struktur, die unter der Einwirkung einer Zugkraft ein langperiodisches Gitter ausbildete. Die Entstehung des Gitters beruht auf der periodischen Änderung der Fasergeometrie und dem photoelastischen Effekt. Hierbei kommt es aufgrund der größeren Zugbelastung in den abgeätzten Bereichen zu einer Brechungsindexmodulation, die durch die Periode der Ätzung gekennzeichnet ist. Das bedeutet, dass es erst durch die Zugbelastung in der Faser zur Ausbildung eines Gitters kommt, wobei die Stärke der Indexmodulation mit zunehmender Zugkraft steigt.

Der Vorteil dieser Methode besteht darin, dass die Abstimmung mit einer vernachlässigbaren Resonanzwellenlängenverschiebung erfolgt. Die Modenkopplungseigenschaften solcher Gitter werden maßgeblich durch die Qualität der periodischen Ätzung bestimmt. Deshalb kann eine solche Struktur, deren Toleranzen deutlich unter $1 \mu\text{m}$ liegen müssen, nur mit einem entsprechend großen technologischen Aufwand realisiert werden.

In einer modifizierten Variante dieses Abstimmprinzips wurde eine vorgespannte Faser auf einer periodischen Struktur befestigt [128]. Durch das Erhitzen des Substrates kann die periodische Zugbelastung und infolgedessen auch die Amplitude der Brechungsindexmodulation variiert werden. Aufgrund der einseitigen Befestigung der Faser auf dem periodischen Substrat wird eine nicht radialsymmetrische Brechungsindexmodulation induziert. Diese führt dazu, dass das Gitter in nicht radialsymmetrische Moden koppelt.

Andere Methoden, welche ebenfalls die Abstimmung der Modenkonzersion ermöglichen, basieren auf einem bereits vorhandenen Gitter, dessen Resonanzeigenschaften durch äußere Einflüsse modifiziert werden können. Das bedeutet, dass hierbei eine oder mehrere Größen der Resonanzbedingung (4.22), d. h. die effektiven Brechungsindizes oder die Gitterperiode, durch bestimmte Effekte verändert werden.

Beispielsweise können in der Mikrostruktur, die in [129] vorgestellt wurde, zwei verschiedene Flüssigkeiten, welche die Faser umgeben, durch eine elektrische Spannung entlang der z -Achse der Faser verschoben werden. Auf diese Art und Weise wird die Umgebungsbrechzahl des langperiodischen Gitters in der Faser und infolgedessen auch die effektive Brechzahl des höheren Modus modifiziert. Wird nur für eine der Flüssigkeiten eine Resonanz im betrachteten Spektralbereich ausgebildet, so kann durch das Verschieben der Grenze zwischen den beiden Flüssigkeiten die effektiv wirkende Länge des Gitters eingestellt werden. Mit die-

sem Prinzip kann die Amplitude der Modenkonversion eines LPG stufenlos mit nur einer geringfügigen Resonanzwellenlängenverschiebung variiert werden.

4.4.3.1 Mechanische Abstimmung

Die Abstimmung eines optischen Fasergitters kann im einfachsten Fall durch Dehnung der Glasfaser in longitudinaler Richtung erfolgen. Diese Zugbelastung führt unter anderem zu einer Änderung der Periode des Gitters, wobei folgender Zusammenhang zwischen der Dehnung ζ und der Änderung der Periode $\Delta\Lambda$ besteht [130]:

$$\zeta = \frac{\Delta L_G}{L_G} = \frac{\Delta\Lambda}{\Lambda} \quad \text{für } \zeta \ll 1. \quad (4.33)$$

Beim Dehnen in longitudinaler Richtung kommt es neben der Änderung der Periode auch zur Verjüngung der Faser. Unter der Voraussetzung einer kleinen Dehnung kann die Änderung der Radien der einzelnen Brechzahlübergänge mit Hilfe des Poisson-Verhältnisses ν , welches für Quarzglasfasern mit $\nu = 0,16$ angegeben ist, bestimmt werden:

$$-\nu\zeta = \frac{\Delta r_i}{r_i} \quad \text{für } \zeta \ll 1. \quad (4.34)$$

Diese Verjüngung verändert die Wellenleiterstruktur und führt infolgedessen zu Änderungen der effektiven Indizes der einzelnen Moden und damit auch zur Änderung der Resonanzwellenlänge eines langperiodischen Gitters.

Neben den geometrischen Änderungen der Wellenleiterstruktur werden auch die Brechzahlen n_i der einzelnen Schichten der Faser durch das Dehnen beeinflusst. Die Brechzahländerungen der einzelnen Stufen durch den sogenannten photoelastischen Effekt können mit der Formel

$$\Delta n_i = -\frac{n_i^3}{2} (\zeta (p_{11} + p_{12}) - \nu\zeta p_{12}) \quad \text{für } \zeta \ll 1 \quad (4.35)$$

bestimmt werden, wobei die Koeffizienten, die den Zusammenhang zwischen der Dehnung und der Änderung des Brechungsindex beschreiben, mit $p_{11} = 0,113$ und $p_{12} = 0,252$ für Quarzglasfasern nach [130] gegeben sind. Wie die Veränderung der Wellenleiterstruktur führt auch der photoelastische Effekt zu einer Veränderung der Resonanzverhältnisse bei einem langperiodischen Gitter.

Die notwendige Kraft F , die wirken muss, um eine bestimmte Dehnung zu erreichen, kann über das Elastizitätsmodul EM berechnet werden:

$$F = EM \cdot \frac{\pi}{4} d^2 \cdot \zeta. \quad (4.36)$$

Das Elastizitätsmodul EM beträgt für eine Faser aus Quarzglas mit einem Durchmesser von $d = 125 \mu\text{m}$ 72,5 GPa. Die maximale Dehnung, bei der noch keine Verringerung der mechanischen Stabilität auch bei sich oft wiederholendem Ziehen der Faser hervorgerufen wird, liegt im Bereich von 1 % [131]. Diese Dehnung entspricht einer Zugkraft von rund 9 N. Eine stärkere Dehnung verringert die mechanische Stabilität der Faser und kann zum Bruch der Faser führen. Noch größere Änderungen der Periode, die zu keiner Beeinträchtigung der Stabilität der Faser führen, sind durch Kompression des Gitters möglich.

Die UV-Belichtung mit einem Argonionenlaser führt zu keiner maßgeblichen Verringerung der mechanischen Stabilität des Gitters. Vielmehr ist entscheidend, wie die zusätzliche Schutzhülle (engl.: coating) der Faser vor dem Einschreiben der Gitter entfernt wird. Besonders geeignet sind thermische Verfahren [132] bzw. chemisches Abätzen [133] der Schutzhülle.

Ausgehend von der Resonanzbedingung eines langperiodischen Gitters (4.22):

$$\lambda_{res} = (n_{eff,x} - n_{eff,y}) \Lambda = \Delta n_{eff} \cdot \Lambda, \quad (4.37)$$

welches zwischen den Moden x - LP₀₁ und y - LP_{0p} koppelt, kann man die Änderung der Resonanzwellenlänge durch die Dehnung ζ allgemein wie folgt formulieren:

$$\frac{d\lambda_{res}}{d\zeta} = \frac{d[\Delta n_{eff}(\zeta, \lambda_{res}(\zeta)) \cdot \Lambda(\zeta)]}{d\zeta} = \frac{\partial \lambda_{res}}{\partial \Delta n_{eff}} \frac{d[\Delta n_{eff}(\zeta, \lambda_{res}(\zeta))]}{d\zeta} + \frac{\partial \lambda_{res}}{\partial \Lambda} \frac{d\Lambda}{d\zeta}. \quad (4.38)$$

Über den Zwischenschritt

$$\frac{d\lambda_{res}}{d\zeta} = \Lambda \left[\frac{\partial \Delta n_{eff}}{\partial \lambda_{res}} \frac{d\lambda_{res}}{d\zeta} + \frac{\partial \Delta n_{eff}}{\partial \zeta} \right] + \Delta n_{eff} \frac{d\Lambda}{d\zeta} \quad (4.39)$$

ergibt sich schließlich die folgende Formel für die Änderung der Resonanzwellenlänge durch die Dehnung ζ der Faser:

$$\frac{d\lambda_{res}}{d\zeta} = \frac{\Lambda \frac{\partial \Delta n_{eff}}{\partial \zeta} + \Delta n_{eff} \frac{d\Lambda}{d\zeta}}{1 - \Lambda \frac{\partial \Delta n_{eff}}{\partial \lambda_{res}}} = \frac{\Lambda \frac{\partial \Delta n_{eff}}{\partial \zeta} + \Delta n_{eff} \frac{d\Lambda}{d\zeta}}{1 - \Lambda \left(\frac{1}{\Lambda} + \lambda_{res} \frac{d(1/\Lambda)}{d\lambda_{res}} \right)} = \frac{\Lambda \frac{\partial \Delta n_{eff}}{\partial \zeta} + \Delta n_{eff} \frac{d\Lambda}{d\zeta}}{-\Lambda \lambda_{res} \frac{d(1/\Lambda)}{d\lambda_{res}}}. \quad (4.40)$$

Hierbei bestimmen das Vorzeichen und die Größe der Ableitung $d(\Lambda^{-1})/d\lambda_{res}$ maßgeblich die Änderung der Resonanzwellenlänge. Bei der Modenkopplung in einem spektralen Bereich um 1550 nm vom Grundmodus LP₀₁ in den Modus LP₀₂ in der Einmodenfaser SMF-28, deren Profil in Bild 12(a) dargestellt ist, wird der Nenner der rechten Seite der Gleichung (4.40) positiv und relativ groß im Verhältnis zum Zähler. Mit zunehmender Ordnung p des Modus LP_{0p} nimmt der Wert immer weiter ab und wird schließlich ab $p = 11$ negativ.

In Bild 44(a) ist das mechanische Abstimmverhalten für den Modus LP_{0p} mit $p = 2$ dargestellt, welches beim Dehnen der Faser durch die Änderung der Periode und durch die Änderung der Fasergeometrie hervorgerufen wird. In diesem Fall ist die Ableitung $d\Lambda/d\zeta$ positiv und die Ableitung $\partial \Delta n_{eff}/\partial \zeta$ negativ. Das bedeutet, dass die dominierende Verschiebung von λ_{res} in Richtung kleinerer Wellenlängen, die durch die Änderung der effektiven Indizes der beiden Moden hervorgerufen wird, durch die vergrößerte Periode teilweise kompensiert wird. Somit ergibt sich insgesamt für eine relativ große Kraft von 6 N nur eine relativ kleine negative Resonanzwellenlängenverschiebung von -5,8 nm.

Für $p = 9$ dominiert der positive Term $d\Lambda/d\zeta$ in Verbindung mit einem deutlich geringeren positiven Nenner. Wie in Bild 44(b) zu sehen ist, ergibt sich deshalb eine deutlich verbesserte Effizienz der Resonanzwellenlängenverschiebung. Mit der gleichen Kraft von 6 N kann die Resonanz rund 36,6 nm verschoben werden.

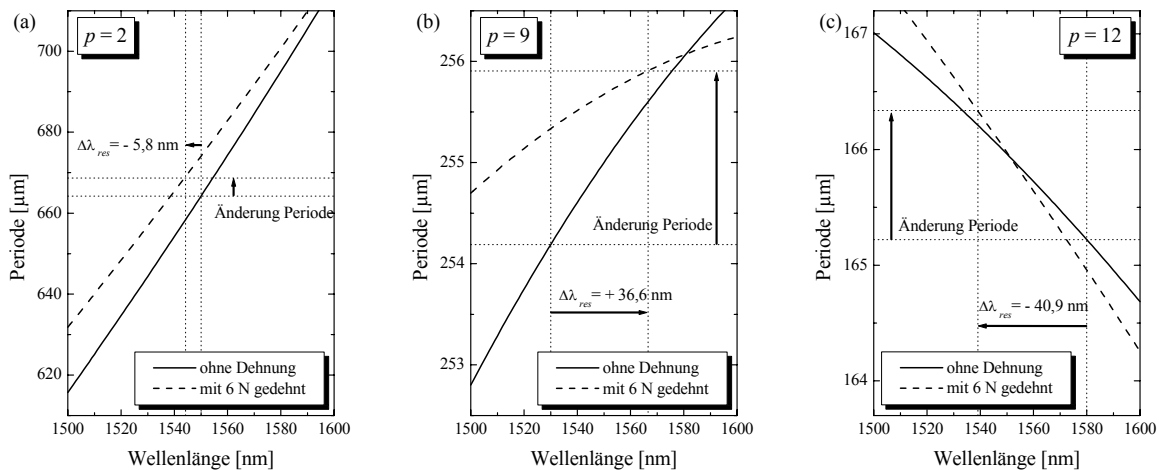


Bild 44 Simulation des mechanischen Abstimmverhaltens eines LPG in einer SMF-28 für die Kopplung in verschiedene Moden LP_{0p} bei gleicher angenommener Kraftwirkung von 6 N ($\zeta = 0,675\%$)

Durch das negative Vorzeichen des Nenners für $p=12$ ist es möglich, mit zunehmender Dehnung die Resonanzwellenlänge in Richtung kleinerer Wellenlängen zu verschieben. Für den in Bild 44(c) dargestellten Fall ergibt sich somit eine Verschiebung von $-40,9$ nm bei der gleichen Dehnung wie in Bild 44(a, b).

Diese theoretischen Überlegungen konnten in Experimenten bestätigt werden. So wurde für Moden niedriger Ordnung sowohl in der Einmodenfaser SMF-28 wie auch in der zur Verfügung stehenden Mehrmodenfaser (FMF) keine effiziente Abstimmung erzielt. Exemplarisch ist dieses Verhalten in Bild 50(b) dargestellt. In diesem Beispiel konnte nur eine sehr geringe Verstimmung der LP_{01} - LP_{03} -Modenkopplung durch die Dehnung des LPG nachgewiesen werden.

Wie anhand der Analyse der mechanischen Abstimmung zu sehen ist, wird eine sehr gute Effizienz durch die Kopplung vom Grundmodus LP_{01} in einen Modus LP_{0p} höherer Ordnung mit einem kleinen Wert für die Ableitung $d(\Lambda^{-1})/d\lambda_{res}$ erreicht. Zur Herstellung eines solchen Modenkonverters wurde ein Gitter mit der verhältnismäßig kleinen Periode von $200\ \mu\text{m}$ in eine hydrierte SMF-28 durch UV-Belichtung induziert. Das Spektrum der relativen Leistung, die nicht in den höheren Modus LP_{0p} gekoppelt wurde, ist in Bild 45 zu sehen. Aufgrund der hohen Ordnung des Modus LP_{0p} , die hier etwa $p=9$ beträgt, kann die Resonanzwellenlänge durch die auf das Gitter wirkende Zugkraft effektiv verstimmt werden. Eine exakte Angabe der Ordnung des höheren Modus LP_{0p} ist nicht möglich, da das genaue Brechzahlprofil, die Stärke der Hydrierung und die Größe der Indexmodulation quantitativ schwierig zu erfassen sind.

Mit zunehmender Zugkraft ist auch eine Änderung der Abstimmeffizienz und der Bandbreite der Modenkopplung erkennbar. Gegenüber einer anfänglichen Effizienz von $5\ \text{nm/N}$ beim Dehnen der Faser von $1\ \text{N}$ auf $3\ \text{N}$ erhöht sie sich auf $8,25\ \text{nm/N}$ beim Ziehen der Faser von $5\ \text{N}$ auf $7\ \text{N}$. Die -6dB -Bandbreite der Resonanz beträgt bei einer Zugkraft von $1\ \text{N}$ bereits $27\ \text{nm}$ und steigt weiter an auf $36\ \text{nm}$ bei $7\ \text{N}$. Auch diese Veränderungen der Bandbreite und der Abstimmeffizienz werden durch die effektiven Indizes der beteiligten Moden hervorgeru-

fen, da sich diese auch innerhalb des hier untersuchten Abstimmereiches in einer nicht zu vernachlässigenden Größenordnung ändern.

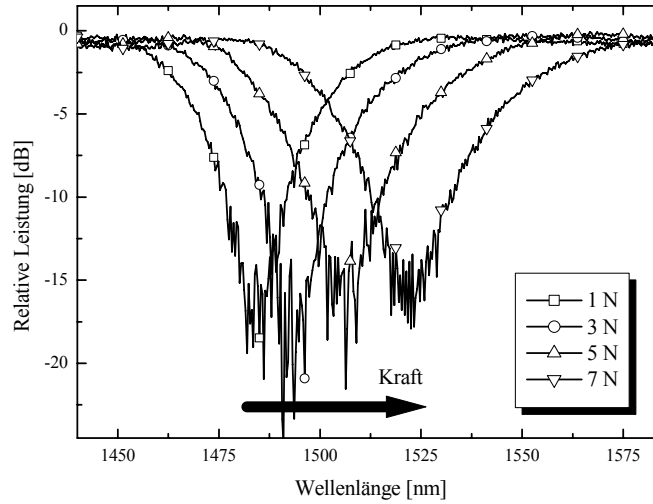


Bild 45 Mechanische Abstimmung eines LPG in hydrierter SMF-28 durch Zugbelastung mit variabler Kraft; Gitterparameter: Periode $\Lambda = 200 \mu\text{m}$, Länge $L_G = 30 \text{ mm}$

Gegenüber der Kopplung in einen Modus niedriger Ordnung (beispielsweise LP_{01} - LP_{02} mit $<1 \text{ nm/N}$) wurde die Abstimmefizienz stark verbessert und die Bandbreite der Modenkopplung vergrößert. Ein weiterer Vorteil ist, dass keine zusätzliche Kopplung vom Grundmodus LP_{01} in einen anderen Modus spektral nah zu dieser Resonanz auftritt. So wurde keine weitere Kopplung innerhalb des verwendeten Messbereiches von 1350 nm bis 1650 nm beobachtet. Noch besser lassen sich Gitter abstimmen, bei denen die Funktion $\Lambda(\lambda_{res})$ ein Minimum oder ein Maximum aufweist. Bei einem Extremum, d. h. bei der Nullstelle der Ableitung $d(\Lambda^{-1})/d\lambda_{res}$, lässt sich die Amplitude der Modenkopplung ohne Wellenlängenverschiebung einstellen [134]. Die vom IPHT Jena hergestellte FMF wurde genau so entworfen, dass für die LP_{01} - LP_{02} -Modenkopplung die Funktion $\Lambda(\lambda_{res})$ ein Minimum im dritten optischen Fenster aufweist. Auf die mechanische Abstimmung solcher FMF-LPG wird im Abschnitt 4.4.3.3 näher eingegangen.

4.4.3.2 Beeinflussung durch die Temperatur

Ähnlich wie bei der mechanischen Abstimmung (Gleichungen (4.38) bis (4.40)) kann, ausgehend von der Resonanzbedingung eines langperiodischen Gitters (4.22), die Änderung der Resonanzwellenlänge in Abhängigkeit von der Temperatur T hergeleitet werden. Als Ergebnis ergibt sich die folgende Gleichung [108]:

$$\frac{d\lambda_{res}}{dT} = \frac{\Lambda \frac{\partial \Delta n_{eff}}{\partial T} + \Delta n_{eff} \frac{d\Lambda}{dT}}{1 - \Lambda \frac{\partial \Delta n_{eff}}{\partial \lambda_{res}}} = \frac{\Lambda \frac{\partial \Delta n_{eff}}{\partial T} + \Delta n_{eff} \frac{d\Lambda}{dT}}{-\Lambda \lambda_{res} \frac{d(1/\Lambda)}{d\lambda_{res}}} \quad (4.41)$$

In der Realität lassen sich langperiodische Gitter in der Einmodenfaser SMF-28, die vom Grundmodus LP_{01} im dritten optischen Fenster in Moden niedriger Ordnung (LP_{02} , LP_{03}) koppeln, nur mit geringer Effizienz abstimmen. Wie in Bild 46 zu sehen ist, konnte beispielsweise die Resonanz der Kopplung in den Modus LP_{02} nur um $4,5 \text{ nm}/100^\circ\text{C}$ verstimmt werden.

Bei der Analyse der einzelnen Effekte in der Einmodenfaser SMF-28, die zur thermischen Verstimmung der Resonanzwellenlänge beitragen können, zeigt sich, dass bei Moden niedriger Ordnung die Änderung der Periode und die Änderung der Wellenleitergeometrie nicht dominieren.

Wird beispielsweise ein thermischer Ausdehnungskoeffizient von $4,1 \cdot 10^{-7} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$ zugrunde gelegt [135] und nur die Änderung der Periode $d\Lambda/dT$ berücksichtigt, so ergibt sich eine Resonanzwellenlängenverschiebung von nur $0,27 \text{ pm}/^\circ\text{C}$ für die Kopplung vom Grundmodus LP_{01} in den Modus LP_{02} bei 1550 nm für das Profil in Bild 12(a). Auch die durch den Einfluss der Wellenleitergeometrie (dr_i/dT) hervorgerufene Änderung der effektiven Indizes $\partial\Delta n_{\text{eff}}/\partial T$ verstimmt die Resonanzwellenlänge in diesem Fall nur um $0,36 \text{ pm}/^\circ\text{C}$.

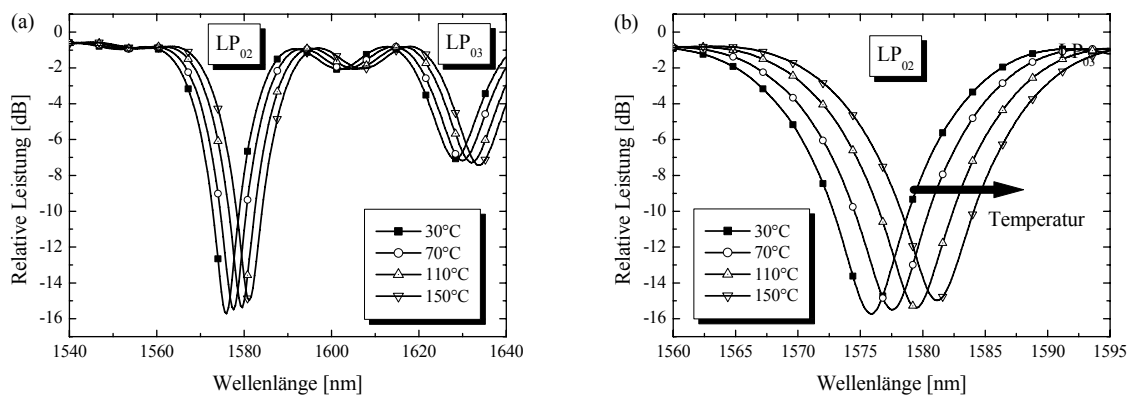


Bild 46 Thermische Abstimmung eines LPG in einer SMF-28 mit einem Heizelement; Gitterparameter: Periode $\Lambda = 500 \mu\text{m}$, Länge $L_G = 20 \text{ mm}$

Als Hauptursache für die Verschiebung der Resonanzwellenlänge verbleibt nur noch die Temperaturabhängigkeit der Brechzahl der einzelnen Faserschichten dn_i/dT . Die Größe und das Vorzeichen der Temperaturabhängigkeit hängen von der Dotierung der einzelnen Brechzahlbereiche der Faser ab.

Mit GeO_2 dotiertes Quarzglas hat den größten positiven Koeffizienten dn/dT . Reines Quarzglas (SiO_2) weist einen kleineren Koeffizienten auf, welcher aber immer noch positiv ist. Erst die Brechzahl von Quarzglas, welches mit B_2O_3 dotiert ist, sinkt mit steigender Temperatur, d. h. $dn/dT < 0$ [136]. Die Temperaturabhängigkeit der Modenkopplung in niedrige Moden (LP_{02} , LP_{03}) in der Einmodenfaser SMF-28 ergibt sich demzufolge aus dem sich ändernden Brechzahlprofil, wobei die Brechzahl des mit GeO_2 dotierten Kernes stärker ansteigt als die Brechzahl des nicht dotierten Mantels.

Durch Verwendung von Fasern mit speziellen Brechzahlprofilen, d. h. beispielsweise Profile mit starken GeO_2 - und B_2O_3 -Dotierungen, lassen sich Gitter herstellen, die sich noch effizienter über die Temperatur abstimmen lassen [137]. Wird, ähnlich wie bei der mechanischen

Abstimmung, zusätzlich in Moden gekoppelt, deren Ableitung $d(\Lambda^{-1})/d\lambda_{res}$ klein ist, so lässt sich die Effizienz noch weiter steigern. Auf diese Art und Weise wurden Gitter realisiert, deren thermische Abstimmefizienz 144,9 nm/100°C betrug [138].

Andere Verfahren beruhen auf der Erhöhung der Temperaturabhängigkeit einzelner Schichten. So wurden die Luftkammern im Mantel einer Glasfaser mit einem Polymer gefüllt, welches eine hohe Temperaturabhängigkeit aufwies. Die erzielte thermische Abstimmefizienz dieser Gitter betrug rund 1 nm/°C im Vergleich zu 0,04 nm/°C ohne die Polymerfüllung [139].

Wie bei der mechanischen Abstimmung lassen sich die Gitter noch effizienter und besser abstimmen, wenn die Funktion $\Lambda(\lambda_{res})$ ein Minimum oder ein Maximum aufweist. Durch die Änderung der Temperatur kann dann ebenfalls gezielt nur die Amplitude der Modenkonzersion variiert werden, ohne eine merkliche Verschiebung der Resonanzwellenlänge hervorzurufen [94]. Auf die thermische Abstimmung solcher speziellen FMF-LPG wird im Abschnitt 4.4.3.3 näher eingegangen.

4.4.3.3 Abstimmung der FMF-LPG

Ein langperiodisches Gitter, dessen Periode in der Nähe eines Extremums der Funktion $\Lambda(\lambda_{res})$ liegt, zeichnet sich durch besondere Eigenschaften bei der Abstimmung der Modenkonzersion aus. So ist es unter anderem möglich, den Grad der Modenkopplung des LPG ohne eine Resonanzwellenlängenverschiebung einzustellen. Aufgrund der Extremstelle, d. h. $d(\Lambda^{-1})/d\lambda_{res} \approx 0$, können solche LPG gegenüber Standardgittern mit einer deutlich verbesserten Effizienz mechanisch (4.40) oder thermisch (4.41) verstimmt werden.

Um Gitter zu realisieren, deren LP₀₁-LP₀₂-Modenkopplung variabel einstellbar ist, wurde im Rahmen eines Forschungsprojektes [140] eine spezielle Mehrmodenfaser (FMF) entwickelt und vom IPHT in Jena hergestellt. Diese Faser wurde so entworfen, dass sie neben den anderen geforderten Eigenschaften auch ein Minimum der Funktion $\Lambda(\lambda_{res})$ der LP₀₁-LP₀₂-Modenkopplung im dritten optischen Fenster aufwies. Nur durch dieses speziell angepasste Faserdesign konnten breitbandige und effizient abstimbare FMF-LPG-Modenkonzerverter durch UV-Belichtung hergestellt werden.

Bei der mechanischen Abstimmung durch Dehnung eines solchen FMF-LPG spielen im Wesentlichen drei Effekte eine Rolle (siehe Abschnitt 4.4.3.1). Neben der offensichtlichen Vergrößerung der Periode (4.33) werden bei der Dehnung einer Glasfaser die Brechzahlen der einzelnen Stufen durch den photoelastischen Effekt (4.35) und die Radien der jeweiligen Brechzahlübergänge durch die Verjüngung der Faser (4.34) kleiner.

Zur Veranschaulichung des Prinzips der mechanischen Abstimmung durch Dehnung eines langperiodischen Gitters in der FMF wurde die Funktion der Resonanzbedingung $\Lambda(\lambda_{res})$, ausgehend von der ungedehnten Faser, für die einzelnen Effekte und für die Überlagerung aller Einflüsse simuliert und in Bild 47(a) dargestellt. Die auf diesen Resonanzeigenschaften der Faser beruhenden LPG-Spektren sind in Bild 47(b) zu sehen.

Ausgangspunkt der Analyse ist ein Gitter, dessen Periode kleiner als das Minimum der Funktion $\Lambda(\lambda_{res})$ ist. Trotz einer Indexmodulation, die eine fast vollständige Modenkonzersion bei der Resonanzwellenlänge erlauben würde, beträgt die maximale Tiefe der Resonanz nur etwas mehr als 9 dB. Berücksichtigt man für dieses Gitter nur die Vergrößerung der Periode, so ergibt sich eine Doppelresonanz, deren Teilresonanzen einen Abstand aufweisen, der im

Vergleich zu einem realisierten FMF-LPG (siehe Bild 50(b)) zu groß ist. Weiterhin lässt sich bei der mechanischen Abstimmung eine Verschiebung des Minimums zu kleineren Wellenlängen beobachten, die bei einer Abstimmung, welche nur über die Periode erfolgt, nicht auftreten würde (Bild 47(b)).

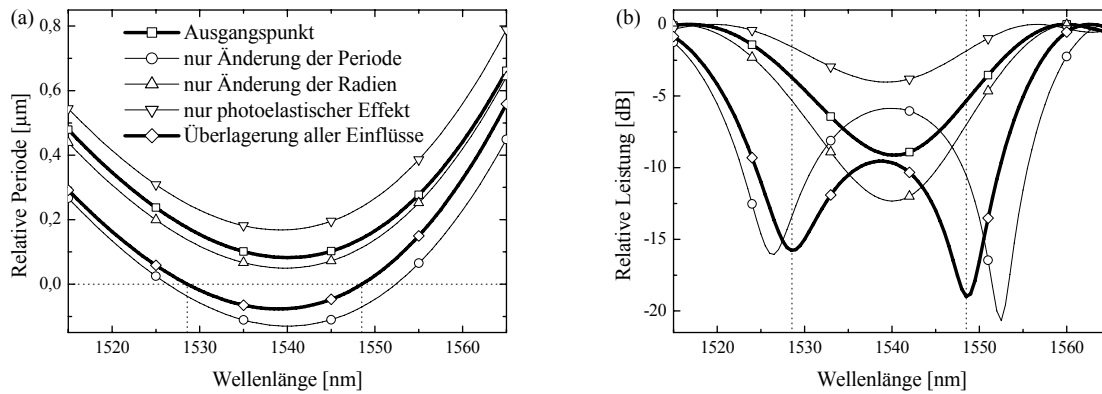


Bild 47 Darstellung der Wirkmechanismen bei der mechanischen Abstimmung eines FMF-LPG anhand der relativen Periode über der Wellenlänge (a) und der daraus resultierenden Spektren (b)

Erst die Berücksichtigung des photoelastischen Effektes und der Verjüngung der Faser erlauben eine exakte Modellierung der mechanischen Abstimmung durch Dehnung, wobei beide Effekte die effektiven Indizes der beteiligten Moden beeinflussen. Hierbei wirkt der photoelastische Effekt teilweise der dominierenden Wirkung der Änderung der Periode entgegen. Der quantitativ kleinste Effekt, welcher durch die Änderung der Radien der Brechzahlübergänge hervorgerufen wird, wirkt dagegen in der gleichen Richtung wie die durch die Dehnung vergrößerte Periode.

Ausgehend vom Brechzahlprofil der Mehrmodenfaser (FMF) in Bild 34(a) und den Parametern der mechanischen Dehnung einer Quarzglasfaser im Abschnitt 4.4.3.1 wurde der spektrale Verlauf eines FMF-LPG in Abhängigkeit von der Zugkraft berechnet.

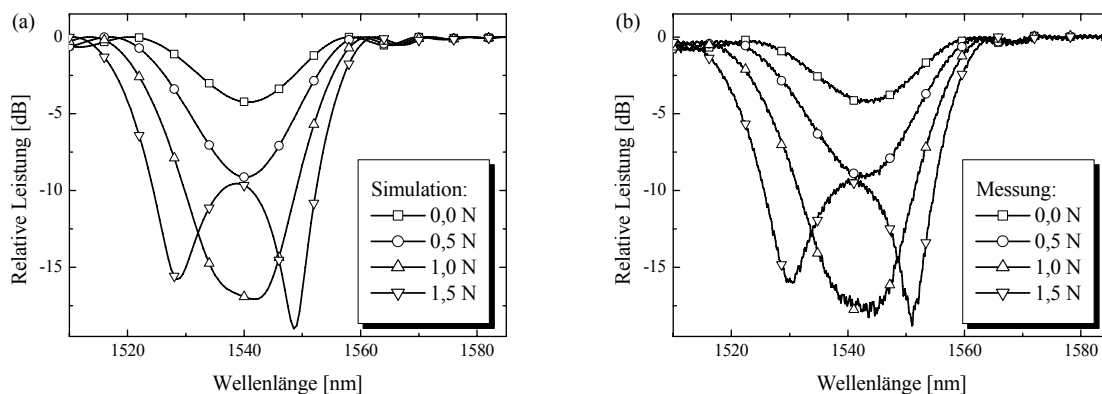


Bild 48 Vergleich zwischen Simulation (a) und Messung (b) eines FMF-LPG in Abhängigkeit von der Zugkraft bei der mechanischen Dehnung; Gitterlänge $L_G = 70$ mm

Die Ergebnisse der Simulation sind in Bild 48(a) zu sehen. Zum Vergleich sind in Bild 48(b) die spektralen Messungen eines vergleichbaren und durch UV-Belichtung hergestellten FMF-LPG dargestellt. Es ist eine sehr gute Übereinstimmung zwischen der Simulation und der Messung eines realen Gitters festzustellen.

Auch der Effekt der geringen Verschiebung des Minimums der Funktion $\Lambda(\lambda_{res})$ in Richtung kleinerer Wellenlängen konnte bei der Analyse der mechanischen Dehnung eines FMF-LPG durch die Berücksichtigung der drei wirkenden Effekte nachgewiesen werden. Diese Ergebnisse bestätigen die Richtigkeit der Modellierung der Dehnung durch eine Zugkraft und erlauben eine präzise Vorhersage der mechanischen Abstimmung der Modenkonzersion schon während des Faserdesigns.

Die Effizienz der mechanischen Abstimmung dieser FMF-LPG kann anhand der Simulation in Bild 49 gezeigt werden. Für eine relative Dehnung von 0,3 % wird eine Modenkonzersion erzielt, die in einer Bandbreite von 15,2 nm mehr als 99 % (entspricht -20 dB) in den höheren Modus LP_{02} koppelt. Durch das Dehnen des Fasergitters um 0,6 % vergrößert sich der spektrale Abstand zwischen den Einzelresonanzen. Infolgedessen kann im unteren Teilbereich der Bandbreite (11,4 nm) die Modenkopplung auf unter 1 % reduziert werden.

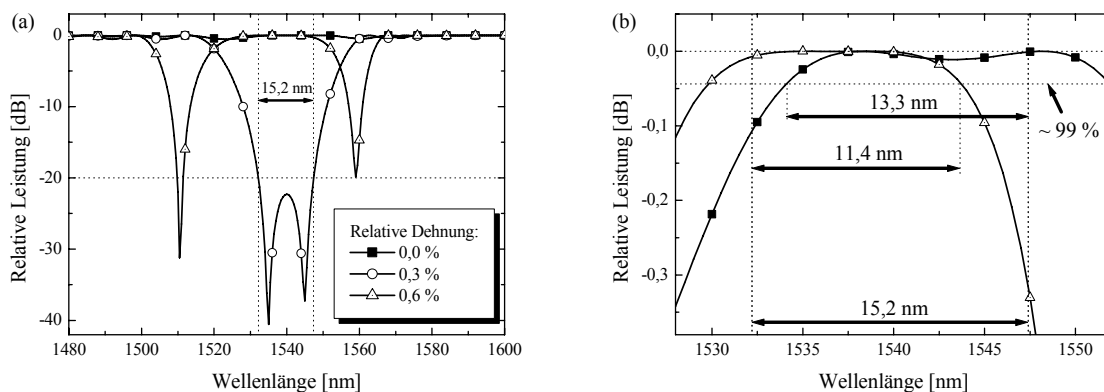


Bild 49 Simulation der mechanischen Abstimmung eines FMF-LPG (a) und vergrößerter Ausschnitt daraus (b), jeweils in Abhängigkeit von der relativen Dehnung; Gitterlänge $L_G = 70$ nm

Im Gegensatz dazu verschwindet durch das Entspannen des Fasergitters (relative Dehnung 0,0%) die Resonanz fast vollständig, d. h. im oberen Teilbereich der vorherigen -20 dB-Bandbreite kann die Modenkopplung auf unter 1 % eingestellt werden. Die Bandbreite, in der von einer sehr geringen Modenkonzersion (<1 %) zu einer fast vollständigen Modenkonzersion (>99 %) umgeschaltet werden kann, beträgt in diesem Fall 13,3 nm.

In beiden Fällen musste die Faser nur um 0,3 % gedehnt bzw. entspannt werden, um dieses Umschalten der Modenkonzersion zu realisieren. Die maximale Dehnung ohne mechanische Degradation, welche näherungsweise 1 % beträgt [131], wird hierbei weit unterschritten.

Die Betrachtung der thermischen Abstimmung eines FMF-LPG erfolgt in einer ähnlichen Art und Weise. Am Anfang dieser Analyse ist es sinnvoll, sich nur auf die geometrischen Änderungen der Periode ($d\Lambda/dT$) und der Radien der Brechzahlübergänge (dr_i/dT) zu beschränken, die sich durch die thermische Ausdehnung der Glasfaser ergeben.

Ausgangspunkt ist beispielsweise ein Gitter, welches spektral ähnlich dem in Bild 50(a) bei 30°C ist. Wird ausschließlich die longitudinale Ausdehnung der Faser betrachtet, d. h. die Änderung der Periode eines Fasergitters mit einem thermischen Ausdehnungskoeffizienten für Quarzglas von $4,1 \cdot 10^{-7} \text{C}^{-1}$, so ergibt sich für dieses Gitter bei einem Temperaturhub von 90°C eine maximal 0,3 dB tiefere Resonanz. Durch die zusätzliche transversale Ausdehnung und durch die damit verbundene Änderung der effektiven Indizes (ähnlich Bild 38(a)) wird diese geringfügige Zunahme der spektralen Modenkopplung fast vollständig kompensiert. Das bedeutet, die beiden geometrischen Effekte heben sich praktisch auf und können demzufolge bei der Analyse der thermischen Abstimmung eines FMF-LPG vernachlässigt werden. Wie in Bild 50(a) zu sehen ist, beeinflusst ein Temperaturhub von 90°C die spektrale Modenkopplung wesentlich stärker als der bisher betrachtete Effekt der longitudinalen und transversalen Ausdehnung des Fasergitters. Ähnlich wie bei der Diskussion der Effekte in der Einmodenfaser SMF-28 in Abschnitt 4.4.3.2 zeigt sich, dass die thermische Abstimmung eines FMF-LPG fast vollständig durch den thermooptischen Effekt, d. h. durch die temperaturabhängige Änderung der Brechzahlen der einzelnen Stufen dn_i/dT in Abhängigkeit von der jeweiligen Dotierung, hervorgerufen wird.

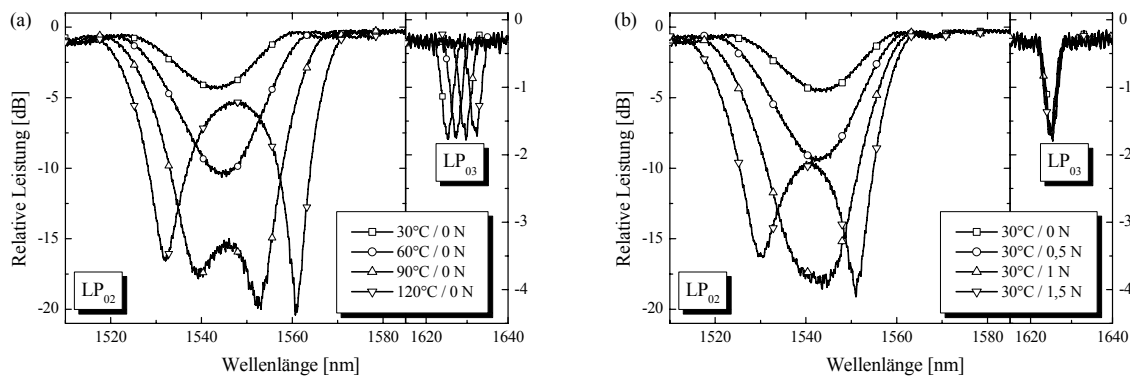


Bild 50 Abstimmung der LP_{02} -Modenkopplung eines FMF-LPG durch die Temperatur (a) bei konstanter Zugbelastung und durch mechanische Dehnung (b) bei konstanter Temperatur, wobei die im Grundmodus LP_{01} verbliebene relative Leistung dargestellt ist

Im Gegensatz zur mechanischen Abstimmung ist eine quantitative Analyse nicht ohne weiteres möglich. Die Problematik besteht darin, dass die thermooptischen Koeffizienten für die jeweiligen Mischungsverhältnisse zwischen dem Basismaterial und der jeweiligen Dotierung nicht bekannt sind. Qualitativ kann man feststellen, dass mit GeO_2 dotiertes Quarzglas einen positiven Koeffizienten aufweist, der größer ist als der positive Koeffizient des Basismaterials SiO_2 . Die Brechzahl von Quarzglas, welches mit B_2O_3 dotiert ist, sinkt dagegen mit steigender Temperatur [136].

Bei Anwendung dieser Aussagen auf das Brechzahlprofil der Mehrmodenfaser (FMF) lässt sich feststellen, dass das Abstimmverhalten mit zunehmender Temperatur zumindest qualitativ den Änderungen mit steigender UV-Dosis, die in Bild 16 dargestellt sind, ähnelt. Auch die Verschiebung des Minimums der Funktion $\Lambda(\lambda_{res})$ zu höheren Wellenlängen mit zunehmen-

der Temperatur, die bei thermischen Abstimmversuchen nachgewiesen wurde und in Bild 50(a) zu sehen ist, kann auf diese Weise nachvollzogen werden.

Der Vergleich der experimentellen Ergebnisse der thermischen Abstimmung mit den Resultaten der mechanischen Dehnung (Bild 50) zeigt, dass in beiden Fällen ein Übergang von einer Einzelresonanz, deren Periode kleiner als das Minimum der Funktion $\Lambda(\lambda_{res})$ ist, zu einer Doppelresonanz erfolgt. Gegenläufig ist das Verhalten bei der Verschiebung des Minimums der Funktion $\Lambda(\lambda_{res})$. Während bei der mechanischen Dehnung eine geringe Verschiebung zu kleineren Wellenlängen zu beobachten ist, wird bei der thermischen Abstimmung das Minimum in Richtung größerer Wellenlängen verschoben.

Ein weiterer wichtiger Aspekt bei dieser Betrachtung ist die Verschiebung der LP_{03} -Resonanz. Hier tritt bei der mechanischen Abstimmung nur eine geringfügige Änderung der Resonanzwellenlänge auf. Dagegen wird bei der thermischen Verstimung die Resonanzwellenlänge in Richtung höherer Wellenlängen verschoben. Diese Verschiebung entspricht annähernd der Größenordnung der Differenz zwischen den Minima der Funktion $\Lambda(\lambda_{res})$ der LP_{01} - LP_{02} -Modenkonzersion bei thermischer und mechanischer Abstimmung.

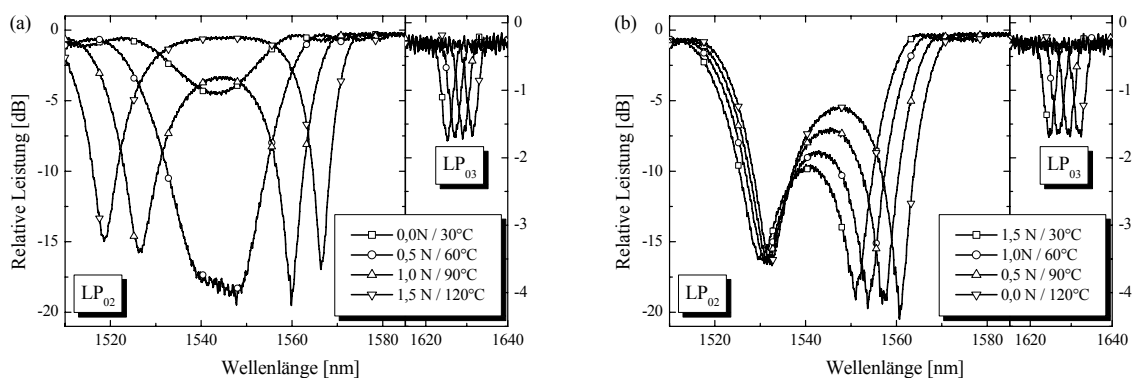


Bild 51 Relative Leistung des Grundmodus LP_{01} bei Abstimmung der LP_{02} -Modenkopplung eines FMF-LPG durch Temperatur und mechanische Dehnung: bei gleichzeitiger Erhöhung (a) und bei gegenläufiger Änderung (b) der Zugbelastung und der Temperatur

Zur Vergrößerung des Abstimmereiches ist es möglich, ein Gitter gleichzeitig thermisch und mechanisch zu beeinflussen. Bild 51(a) zeigt, wie sich diese kombinierte Methode auf die spektrale Modenkonzersion auswirkt. Durch den erweiterten Abstimmereich kann, ausgehend von einer partiellen Modenkonzersion, eine fast vollständige Modenkopplung erzielt und bei weiterer Abstimmung wiederum keine Konvertierung erreicht werden.

Bei gegenläufiger Abstimmung, wie sie in Bild 51(b) dargestellt ist, tritt keine starke Änderung der spektralen Modenkonzersion ein. In diesem Fall ist nur eine relativ starke Rotverschiebung der höheren Resonanz zu sehen, währenddessen sich die untere Teilresonanz kaum ändert.

Die kombinierte Abstimmung über die Dehnung und die Temperatur kann genutzt werden, um die spektrale Modenkonzersion an die Erfordernisse des auf diesem Gitter beruhenden optischen Bauelementes anzupassen. So lässt sich beispielsweise die Abstimmung mit bestimmten Kombinationen aus Zugkraft und Temperatur so einstellen, dass die gegenläufige

Verschiebung der Teilresonanzen gleich stark ist. In Bild 52(a) wurde so ein fast vollständiges Umschalten bei annähernd gleich starker Rot- und Blauverschiebung der Teilresonanzen erreicht.

In Bild 52(b) ist dagegen gezeigt, dass es auch möglich ist, die Amplitude der Modenkombi-
 nung bei einer bestimmten Wellenlänge gezielt einzustellen. Hier wurden die wirkende Zugkraft und Temperatur so gewählt, dass sich die im Grundmodus verbliebene Leistung nach dem Gitter in 5 dB-Schritten ändert.

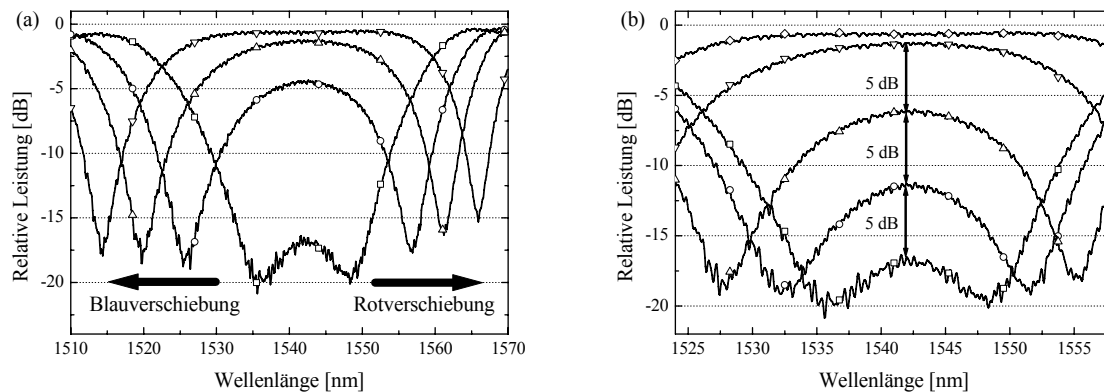


Bild 52 Fast vollständiges Umschalten der LP_{02} -Modenkombi-
 nung eines FMF-LPG durch Änderungen der Temperatur und der Dehnung, wobei in (a) eine äquidistante Verschiebung der Teilresonanzen und in (b) eine Abstimmung der Amplitude der Modenkombi-
 nung in Stufen (5 dB) dargestellt ist

Zusammenfassend kann man feststellen, dass die mechanische Abstimmung eine effiziente Methode darstellt, um die Modenkombi-
 nung eines HOM-LPG einzustellen. Die thermische Beeinflussung stellt eine weitere Möglichkeit dar, ein Gitter abzustimmen. Sie ist jedoch aufgrund der notwendigen großen Temperaturdifferenzen und des damit verbundenen hohen Energieverbrauches nicht effizient. Bei einer kommerziellen Realisierung dieser Variante wäre es nötig, erstens die Temperaturempfindlichkeit zu erhöhen und zweitens entsprechende Fasertemperaturelemente mit geringem Energieverbrauch zu entwickeln.

Eine gezielte Abstimmung der Amplitude wird beispielsweise für den im Kapitel 6 beschriebenen Dispersionskompensator, der auf kaskadierten langperiodischen Gittern beruht, benötigt. Ist die Änderung der Amplitude, wie in diesem Beispiel gezeigt, innerhalb einer bestimmten Bandbreite nur gering, so ist es möglich, einen Kompensator zu realisieren, der mehrere WDM-Kanäle gleichzeitig kompensiert.

4.4.4 Einfluss der Polarisation auf die LPG-Modenkombi- nung

Die Polarisationsabhängigkeit der Modenkombi-
 nung, die beispielweise bei einem LPG-Polarisator erwünscht ist [79], [80], stellt für die Realisierbarkeit von Dispersionskompensationsmodulen (DCM), welche auf LPG-Modenkombi-
 nung basieren, ein gravierendes Problem dar.

Die Änderung des Eingangspolarisationszustandes kann dazu führen, dass beispielweise im Falle eines HOM-DCM (Kapitel 5) durch die dann nicht mehr gegebene vollständige Modenkombi-
 nung Multipfadinterferenzen (MPI) auftreten. Im Falle einer kaskadierten LPG-Struktur

(Kapitel 6) führt eine Änderung der Modenkonzersion zu anderen Filterkoeffizienten und demzufolge zu einem unerwünschten Dispersions- und Filterverhalten.

Aus diesem Grund ist es notwendig, LPG-Modenkonverter mit möglichst geringer Polarisationsabhängigkeit herzustellen. Eine Ursache, die zu einer starken Polarisationsabhängigkeit der Modenkonzersion führen kann, ist die Polarisation des UV-Lasers. Im ungünstigsten Fall führt sie zu einer ausgeprägten UV-induzierten Doppelbrechung. Die Polarisation des UV-Lasers, welche durch die Brewster-Fenster des Resonators festgelegt ist, wurde deshalb so in Bezug zur Glasfaser gewählt, dass durch die UV-Belichtung nur eine minimale Doppelbrechung hervorgerufen wird [141].

Neben der UV-induzierten Doppelbrechung ist eine reale Faser unter anderem durch eine geringfügige Unrundheit und durch kleine, innere mechanische Spannungen gekennzeichnet, die zu Abweichungen vom idealerweise rotationssymmetrischen Brechzahlprofil führen. Diese intrinsische Doppelbrechung der Faser kann bei der Gitterherstellung nicht korrigiert werden, da sie schon während des Faserherstellungsprozesses entsteht. Zur Kompensation der Doppelbrechung ist es notwendig, die Faserherstellung so zu optimieren, dass die Abweichungen von der idealen Rotationssymmetrie deutlich reduziert werden.

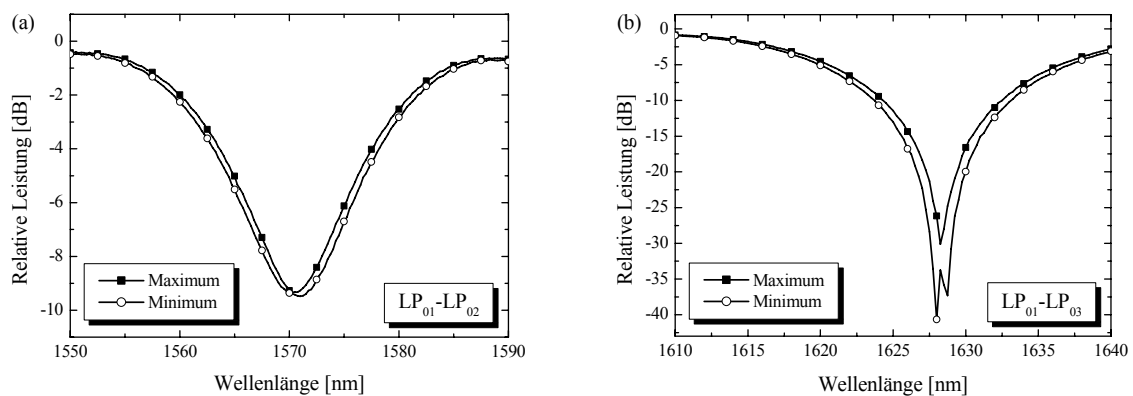


Bild 53 Minimale und maximale relative Leistung des Modus LP_{01} nach der LP_{01} - LP_{02} -Konversion (a) und nach der LP_{01} - LP_{03} -Konversion (b) mit einem langperiodischen Gitter in einer SMF-28 und willkürlicher Variation der Eingangspolarisation des Modus LP_{01}

Der Einfluss der Polarisation auf die spektrale Modenkonzersion eines LPG in einer SMF-28 ist in Bild 53 zu sehen. Sowohl an der LP_{01} - LP_{02} - als auch an der LP_{01} - LP_{03} -Modenkopplung ist zu erkennen, dass die Polarisationsabhängigkeit der Modenkopplung durch zwei verschiedene Resonanzwellenlängen für die zwei orthogonalen Polarisationszustände am Eingang des LPG gekennzeichnet ist. In beiden Fällen beträgt die Differenz zwischen den Resonanzwellenlängen rund $\Delta\lambda_{res,pol} = 0,6$ nm, wobei darüber hinaus in Bild 53(b) für die LP_{01} - LP_{03} -Modenkonzersion die Separation der beiden Resonanzminima aufgrund der sehr starken Modenkopplung (>35 dB) sichtbar wird.

Obwohl in beiden Fällen die Doppelbrechung in erster Näherung gleich ist, beträgt das maximale PDL (engl.: polarization dependent loss) innerhalb der Bandbreite des Gitters für die LP_{01} - LP_{02} -Resonanz in Bild 53(a) 0,6 dB und für die LP_{01} - LP_{03} -Resonanz in Bild 53(b) fast

14 dB. Die maximale Änderung der Koppeffizienz ist jedoch in beiden Fällen näherungsweise gleich und beträgt rund 4 %.

Eine noch größere Polarisationsabhängigkeit ist im Falle der FMF zu verzeichnen, die sich zur Herstellung breitbandiger LPG-Modenkoverter eignet. In Bild 54 sind die minimale und die maximale relative Leistung nach einem FMF-LPG für den Fall einer ausgebildeten Doppelresonanz (a) und für den Fall, dass die Periode kleiner als das Minimum der Funktion $\Lambda(\lambda_{res})$ ist (b), dargestellt.

Insbesondere bei der Doppelresonanz in Bild 54(a) zeigt sich, dass, ähnlich wie bei dem LPG in einer SMF-28, für die beiden zueinander orthogonalen Moden verschiedene Resonanzverhältnisse vorliegen. Dieses Verhalten ist durch die gepunkteten Linien angedeutet, so dass aus dem wellenlängenabhängigen Maximum und Minimum der Leistung die jeweiligen korrespondierenden Spektren für die beiden orthogonalen Polarisationszustände erkennbar werden. Es wird deutlich, dass sich der Abstand zwischen den beiden Teilresonanzen in Abhängigkeit von der Polarisation ändert. Die Differenz der Resonanzwellenlänge für die obere Teilresonanz beträgt hier beispielsweise $\Delta\lambda_{res,pol} = 3 \text{ nm}$.

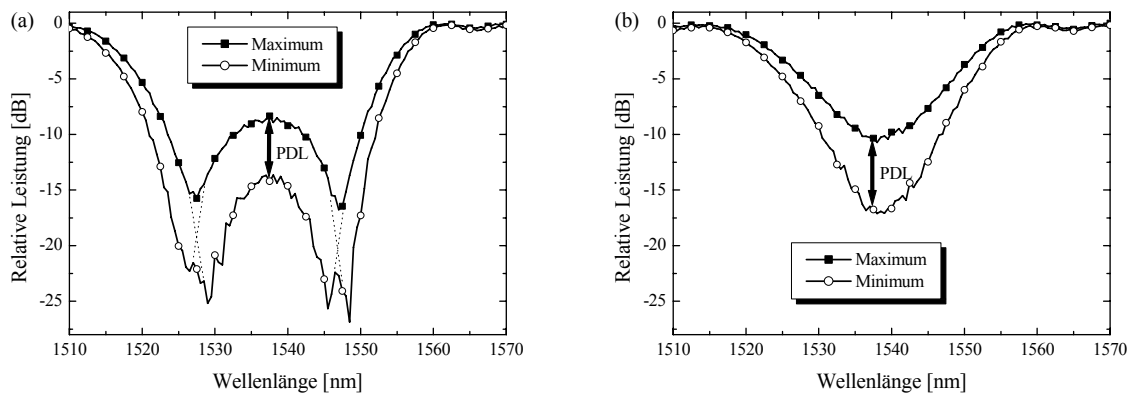


Bild 54 Minimale und maximale relative Leistung des Modus LP_{01} nach der LP_{01} - LP_{02} -Konversion mit einem FMF-LPG und willkürlicher Variation der Eingangspolarisation des Modus LP_{01} : Periode größer als das Minimum der Funktion $\Lambda(\lambda_{res})$ (a) und Periode kleiner als des Minimum der Funktion $\Lambda(\lambda_{res})$ (b)

Die maximalen PDL-Werte betragen in Bild 54(a) rund 13 dB und in Bild 54(b) ca. 7 dB. Aussagekräftiger sind jedoch Angaben über den Grad der Modenkoverter, der angibt, welcher Teil der Eingangsleistung in den höheren Modus gekoppelt wird. In Bild 54(a) ändert sich die Leistung im höheren Modus beim Minimum der Funktion $\Lambda(\lambda_{res})$ zwischen rund 90 % und fast 98 %, d. h. um knapp 8 %. Für das Gitter in Bild 54(b) variiert die Leistung beim Minimum der Funktion $\Lambda(\lambda_{res})$ in der gleichen Größenordnung um ca. 10 %.

In der Nähe der Teilresonanzen, d. h. bei 1527 nm und bei 1547 nm, reduziert sich jedoch die Leistungsvariation auf unter 2 %. Das bedeutet, dass bei fast vollständiger Modenkopplung der Einfluss der Polarisation auf die absolute Änderung der Modenkoverter reduziert werden kann. Auf diese Art und Weise wäre es denkbar, einen Modenkovertergrad von $>99\%$ mit einem langperiodischen Gitter zu realisieren, bei dem die Eingangspolarisation willkürlich orientiert sein kann.

Dieses gewünschte Verhalten ist ansatzweise in Bild 55 dargestellt. Es ist zwar zu erkennen, dass die -20 dB-Linie durch die Änderung der Polarisation überschritten wird, die prozentualen Änderungen beim Minimum der Funktion $\Lambda(\lambda_{res})$ sind jedoch deutlich geringer als bei den Gittern in Bild 54. Außerdem wäre es denkbar, den Einfluss der Polarisation durch das Abstimmen der Gitter, beispielsweise mittels Dehnung oder Temperaturänderung, zu kompensieren.

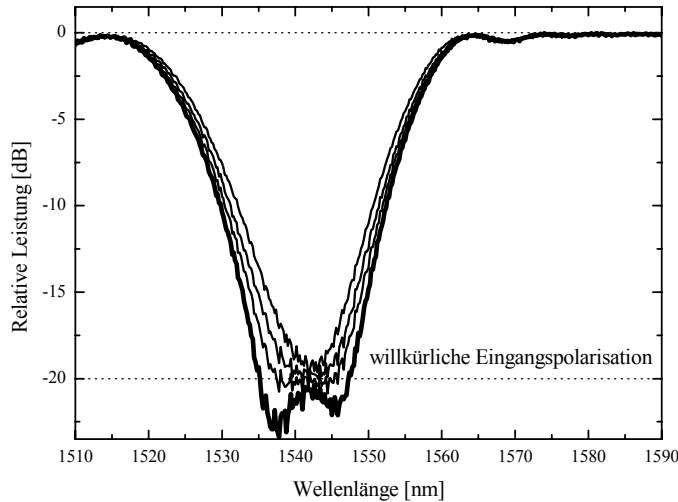


Bild 55 Modenkonversion eines fast vollständig koppelnden FMF-LPG (Soll: $>99\%$) in Abhängigkeit von willkürlich gewählten Eingangspolarisationszuständen

Die Größenordnung der Doppelbrechung kann durch die Resonanzwellenlängendifferenz $\Delta\lambda_{res,pol}$, die zwischen den beiden orthogonalen Polarisationen verursacht wird, abgeschätzt werden. Ausgehend von der Resonanzbedingung eines langperiodischen Gitters

$$\lambda_{res} = (n_{eff,x} - n_{eff,y}) \Lambda = \Delta n_{eff} \cdot \Lambda, \quad (4.42)$$

welche die Kopplung zwischen den Moden x - LP_{01} und y - LP_{0p} beschreibt, ergibt sich die Resonanzwellenlängendifferenz (Herleitung ähnlich (4.40))

$$\Delta\lambda_{res,pol} = \left| \Delta n_{eff,pol} \cdot \left(\lambda_{res} \cdot \frac{d(\Lambda^{-1})}{d\lambda_{res}} \Big|_{\lambda_{res}} \right)^{-1} \right|, \quad (4.43)$$

die aufgrund der Änderung der effektiven Brechungsindexdifferenz durch die Polarisation hervorgerufen wird:

$$\Delta n_{eff,pol} = \max(\Delta n_{eff}) - \min(\Delta n_{eff}). \quad (4.44)$$

Dabei beschreibt in dieser Gleichung $\max(\Delta n_{eff})$ die maximale und $\min(\Delta n_{eff})$ die minimale effektive Indexdifferenz, die sich für alle möglichen Polarisationszustände ergibt. Die ma-

ximale Änderung der effektiven Brechungsindexdifferenz durch die Polarisation beträgt hier für die Fasern SMF-28 ($\Delta\lambda_{res,pol} = 0,6 \text{ nm}$) und FMF ($\Delta\lambda_{res,pol} = 3 \text{ nm}$) jeweils $\Delta n_{eff,pol} \approx 2 \cdot 10^{-6}$. Aus der Schwebungslänge L_S kann die effektive Brechzahldifferenz der beiden Polarisationsmoden x - LP_{01x} und y - LP_{01y} des Grundmodus bestimmt werden:

$$L_S = \frac{2\pi}{|\Delta\beta|} = \frac{2\pi}{|\beta_x - \beta_y|} = \frac{2\pi}{|n_{eff,x} - n_{eff,y}|} = \frac{\lambda}{|\Delta n_{eff}|} \quad (4.45)$$

In [1] sind die Schwebungslängen für den Grundmodus LP₀₁ in nominell doppelbrechungsfreien Fasern mit $L_S = 1 \dots 10 \text{ m}$ angegeben. In diese Gruppe von Fasern lassen sich auch die verwendeten SMF-28 und FMF einordnen, da keine speziellen Maßnahmen zur weiteren Reduzierung der Doppelbrechung bei ihrer Herstellung angewendet worden sind. Nur für den Grundmodus LP₀₁ ergibt sich demzufolge schon eine effektive Indexdifferenz im dritten optischen Fenster ($\lambda = 1550 \text{ nm}$) von $|n_{eff,LP01x} - n_{eff,LP01y}| = 1,55 \cdot 10^{-7} \dots 1,55 \cdot 10^{-6}$. Zusätzlich zur Doppelbrechung des Grundmodus muss auch die Doppelbrechung des höheren Modus LP_{0p} berücksichtigt werden. Demzufolge kann die daraus resultierende intrinsische Änderung der effektiven Brechungsindexdifferenz der Faser $\Delta n_{eff,pol}$ noch weitaus größer sein.

Zusammenfassend kann man feststellen, dass die ermittelte Größenordnung für $\Delta n_{eff,pol}$ in einem Bereich liegt, in dem sowohl die intrinsische Doppelbrechung der Faser als auch die durch die UV-Belichtung hervorgerufene Doppelbrechung dominierend sein könnte. In Abhängigkeit davon, welcher Effekt dominiert, sind dann entweder Fasern mit kleineren Profilstörungen zur Reduzierung der intrinsischen Doppelbrechung der Faser oder beispielsweise eine rotierende UV-Belichtung [142] zur Vermeidung der UV-induzierten Doppelbrechung notwendig. Diese detaillierten und aufwendigen Untersuchungen zur weiteren Verringerung der Polarisationsabhängigkeit der Modenkonzersion gehen aber über die Zielstellung dieser Arbeit hinaus.

5 Ausnutzung der Wellenleiterdispersion höherer Moden

Nachdem im Abschnitt 2.3.4 verschiedene Verfahren, welche die Wellenleiterdispersion höherer Moden (engl.: higher order mode - HOM) ausnutzen, kurz vorgestellt wurden, wird in diesem Kapitel detailliert auf den Aufbau und die Funktionsweise eines solchen Dispersionskompensationsmoduls (engl.: dispersion compensating module - DCM) eingegangen (Abschnitt 5.1). Die notwendige Modenkonzersion vom Grundmodus LP_{01} in den hier vorrangig betrachteten höheren Modus LP_{02} und wieder zurück wird dabei vorzugsweise durch langperiodische Gitter (siehe Kapitel 4) realisiert [110].

Die für die Machbarkeit eines solchen Kompensators maßgeblichen Parameter, wie Einfüge- und Makrokrümmungsverluste, maximal erzielbare Dispersion, Anforderungen an die LPG-Modenkonzerverter usw., werden erläutert und abgeschätzt. Ausgehend von diesen Betrachtungen wurde im Rahmen der Forschungsarbeit [140] eine Mehrmodenfaser (engl.: few mode fiber - FMF) beim IPHT in Jena in Auftrag gegeben, die dort nach der vorgegebenen Spezifikation hergestellt wurde.

Die Ergebnisse der praktischen Untersuchungen an dieser Fasereigenentwicklung, wie beispielsweise die Ermittlung der realen Makrokrümmungsverluste oder die Messung der Gruppenlaufzeit an einem daraus entstandenen HOM-DCM-Prototypen, werden vorgestellt und diskutiert (Abschnitt 5.3). Anhand dieser Ergebnisse wurde das Brechzahlprofil der FMF weiter verbessert und optimiert. Auf der Basis dieses neuen Faserentwurfes sollte es möglich sein, einen HOM-DCM zu realisieren, der effektiv in einem realen System zur Dispersionskompensation eingesetzt werden kann.

Weiterhin wird im Abschnitt 5.4.2 ein neuartiges Verfahren zur Dispersionskompensation vorgestellt, welches es ermöglicht, die Dispersion eines DCM innerhalb einer vorgegebenen Bandbreite exakt an die Erfordernisse der Übertragungstrecke anzupassen. Dabei wird der Effekt ausgenutzt, dass ein ausgeprägtes Minimum (oder Maximum) der Wellenleiterdispersion eines Modus während des Ausziehens der Preform über die Faserdicke spektral verschoben werden kann. Indem man eine FMF mit einer positionsabhängigen Funktion der Faserdicke herstellt, kann der gewünschte spektrale Verlauf der Dispersion erzielt werden. Dieses Verfahren wurde von der Firma Alcatel SEL AG als Patent angemeldet [144].

5.1 Aufbau und Funktionsweise eines HOM-DCM

Der prinzipielle Aufbau eines solchen Kompensators ist in Bild 56 zu sehen. Er besteht im Wesentlichen aus einer Mehrmodenfaser (FMF), die aufgrund der Dispersionspezifikation für den Kompensator eine vorgegebene Länge aufweisen muss. An den Enden sind Stücke einer Einmodenfaser (SMF) gespleißt. Aus diesem Grund wirkt ein solcher Kompensator nach außen als ein effektiv einmodiges Bauelement und kann demzufolge problemlos in optische Netzwerke integriert werden. Weiterhin befinden sich am Anfang und am Ende der Mehrmodenfaser langperiodische Gitter (LPG), die das Licht vom Grundmodus LP_{01} in den höheren Modus LP_{02} und wieder zurück konvertieren. Das Eingangssignal, welches in die SMF eingekoppelt wird, trifft zunächst auf einen SMF-FMF-Übergang. Durch die Anpassung der LP_{01} -Feldverteilung in der FMF an die LP_{01} -Feldverteilung in der SMF kann dieser Übergang nahezu verlustlos gestaltet werden. Danach wird am ersten FMF-LPG das Signal vom Grundmodus LP_{01} fast vollständig in den höheren Modus LP_{02} gekoppelt.

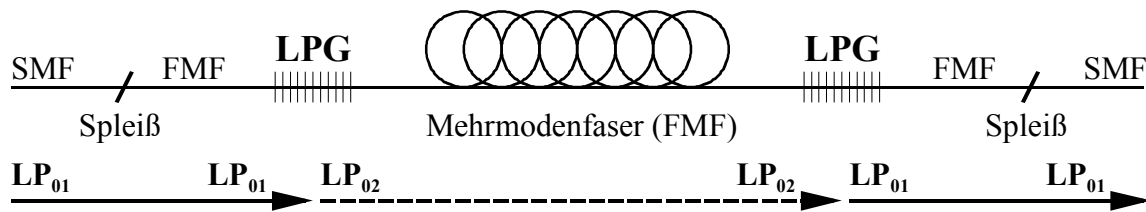


Bild 56 Prinzipskizze eines HOM-DCM mit ein- und ausgangsseitigen langperiodischen Gittern als Modenkonverter (MC) zur Ausnutzung der Wellenleiterdispersion des höheren Modus LP_{02} in einer Mehrmodenfaser (engl.: few mode fiber - FMF)

Nach der Modenkonversion durchläuft das Signal idealerweise nur im höheren Modus LP_{02} die FMF, deren Länge wenige Kilometer betragen kann. Aufgrund der starken Wellenleiterdispersion erfahren die einzelnen Spektralanteile des Eingangssignals unterschiedliche Laufzeiten. Am Ende der FMF wird dieses Signal durch das zweite FMF-LPG wieder in den Grundmodus LP_{01} gekoppelt. Der Übergang vom Grundmodus LP_{01} der FMF zum Grundmodus LP_{01} der SMF erfolgt aufgrund der erfolgten Anpassung wiederum nahezu verlustlos.

5.1.1 Funktionsweise der Mehrmodenfaser (FMF)

Um eine starke Wellenleiterdispersion zu erzielen, sollte die Faser ein entsprechend dimensioniertes Brechzahlprofil, wie es beispielsweise in Bild 57 gezeigt ist, aufweisen. Anhand dieses Profils soll auch die Wirkungsweise exemplarisch erläutert werden.

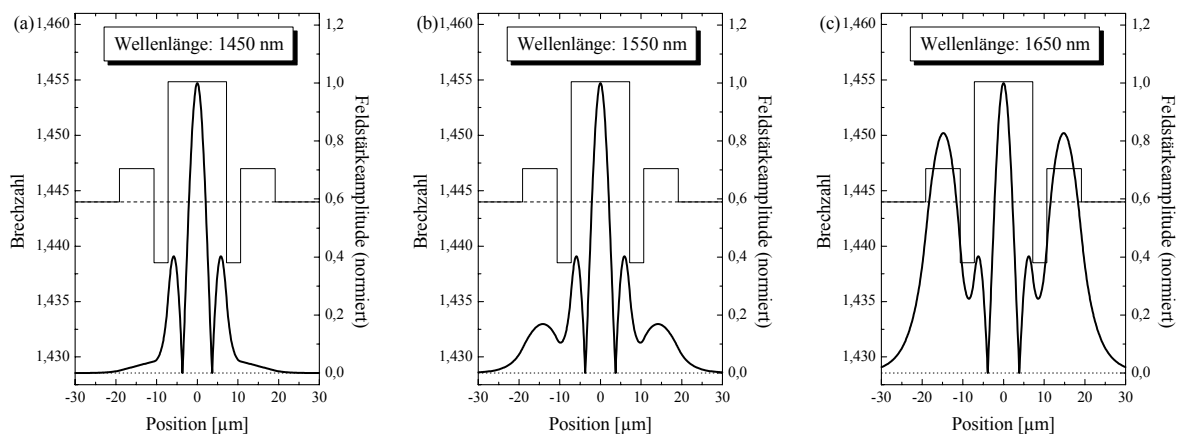


Bild 57 Brechzahlprofil einer Mehrmodenfaser (FMF) und Feldverteilung des höheren Modus LP_{02} für verschiedene Wellenlängen in dieser Faser

Bei der Wellenlänge $\lambda = 1450 \text{ nm}$, siehe Bild 57(a), ist das Feld des Modus LP_{02} noch fast vollständig im inneren Kernbereich konzentriert. Mit zunehmender Wellenlänge erreicht dieser höhere Modus seine „Grenzwellenlänge“ für den inneren Kernbereich, d. h. das Feld geht langsam in die ringförmige Brechzahlhebung über. Am Ende dieses Transfers ist das Feld, wie hier in Bild 57(c) für $\lambda = 1650 \text{ nm}$ dargestellt, fast nur noch im Ringbereich konzentriert.

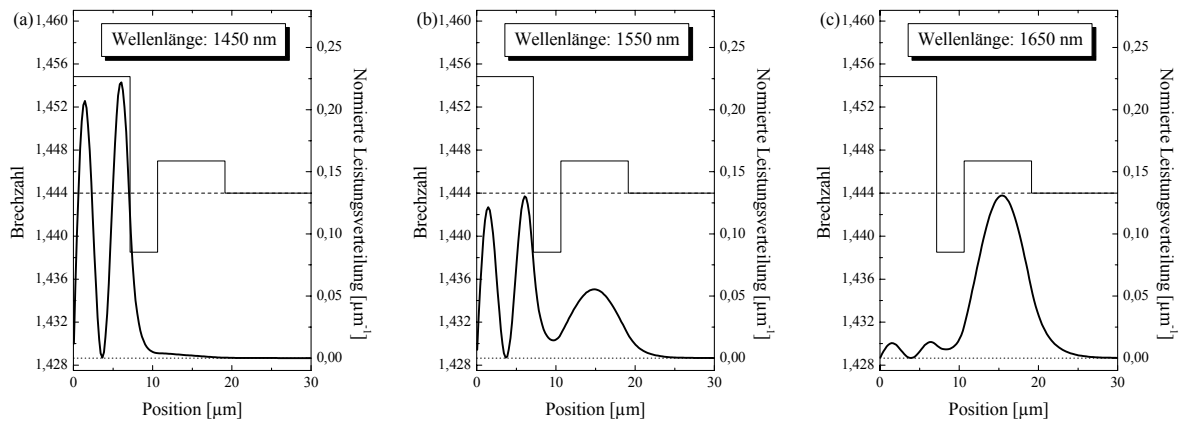


Bild 58 Brechzahlprofil einer Mehrmodenfaser (FMF) und radiale Leistungsverteilung des höheren Modus LP_{02} für verschiedene Wellenlängen in dieser Faser

Dieser Effekt lässt sich noch besser veranschaulichen, indem die normierte radiale Leistungsverteilung (Bild 58) betrachtet wird. Die Berechnung erfolgte mit den gleichen Parametern wie für die Feldverteilung in Bild 57.

Bei der Wellenlänge $\lambda = 1450$ nm konzentriert sich fast die gesamte Leistung des Modus im inneren Kernbereich. Demzufolge ist für die effektive Brechzahl des Modus LP_{02} die Brechzahl des inneren Kernbereiches maßgeblich. In Bild 58(b), d. h. für $\lambda = 1550$ nm, verteilt sich die Leistung fast zu gleichen Anteilen sowohl auf den inneren Kernbereich als auch auf den äußeren Ringbereich. Währenddessen wird im dritten Fall ($\lambda = 1650$ nm) fast die gesamte Leistung des Modus in der ringförmigen Brechzahlanhebung geführt. Deshalb wird die effektive Brechzahl des Modus LP_{02} für $\lambda = 1650$ nm vorwiegend durch die Brechzahl des Ringes dominiert.

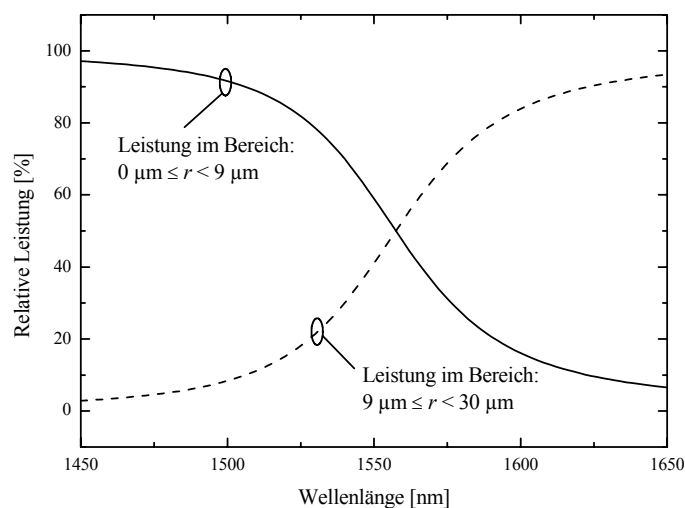


Bild 59 Radialer Leistungstransfer des höheren Modus LP_{02} vom Kernbereich ($0 \mu\text{m} \leq r < 9 \mu\text{m}$) in den Ringbereich ($9 \mu\text{m} \leq r < 30 \mu\text{m}$) des FMF-Brechzahlprofils in Abhängigkeit von der Wellenlänge

Dieser Leistungstransfer, der bereits qualitativ anhand von drei Beispielwellenlängen analysiert wurde, ist in Bild 59 in Abhängigkeit von der Wellenlänge dargestellt. Man kann erkennen, dass ein kontinuierlicher Übergang vom Kernbereich zum Ringbereich mit zunehmender Wellenlänge erfolgt. Daraus folgt, dass sich auch die jeweils wirksame Brechzahl und demzufolge auch die Gruppenlaufzeit in einer ähnlichen Art und Weise ändern müssen.

5.1.2 Gruppenlaufzeit und Dispersion der FMF

Die Verläufe der Gruppenlaufzeit über der Wellenlänge für den Grundmodus LP_{01} und den höheren Modus LP_{02} sind in Bild 60(a) dargestellt. Während der Verlauf für den Grundmodus LP_{01} vorwiegend durch die Materialdispersion gekennzeichnet ist, dominiert in dem hier betrachteten Wellenlängenbereich die Wellenleiterdispersion des höheren Modus LP_{02} . Wie bereits angedeutet, verringert sich die Gruppenlaufzeit mit zunehmender Wellenlänge aufgrund der jeweils wirksamen Brechzahl. Dabei ähnelt die Kurvenform der Gruppenlaufzeit stark dem Verlauf des radialen Leistungstransfers in Bild 59.

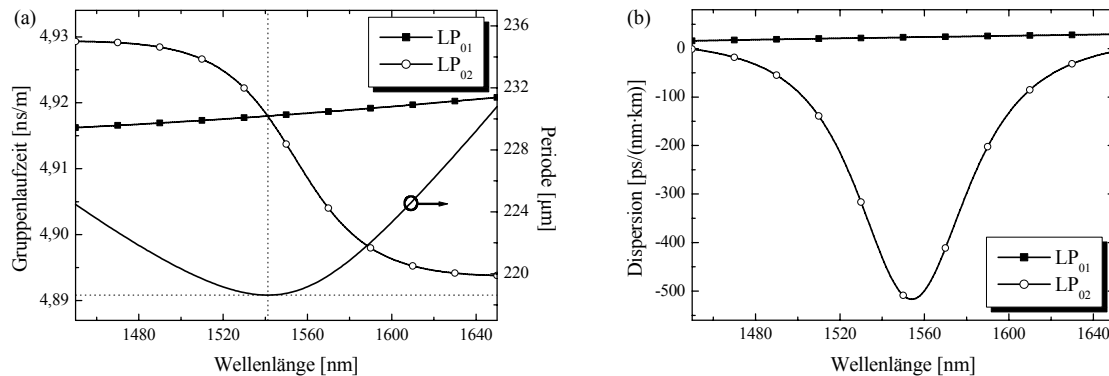


Bild 60 Spektrale Abhängigkeit der Gruppenlaufzeit (Kurven mit Symbolen) für die Moden LP_{01} und LP_{02} sowie die wellenlängenabhängige Funktion der Resonanzbedingung $\Lambda(\lambda_{res})$ für die LPG-Kopplung zwischen diesen beiden Moden (a) und aus den Gruppenlaufzeiten abgeleitete spektrale Verläufe der Dispersion (b)

In Bild 60(b) ist auch die Dispersion für die beiden betrachteten Moden dargestellt. Hier wird das ausgeprägte Minimum der Dispersion des höheren Modus LP_{02} deutlich, welches dem stärksten Abfall der Gruppenlaufzeit (2.14) entspricht.

5.1.3 Designabhängige Veränderung der Kenngrößen einer FMF

Unter der Voraussetzung, dass ein ähnliches Brechzahlprofil wie in Bild 58 analysiert wird, ist es möglich, zur qualitativen Abschätzung des Einflusses einzelner Profilparameter auf wichtige Kenngrößen einer Mehrmodenfasern die Tabelle 6 zu verwenden. Sie vermittelt ein grundsätzliches Verständnis des Einflusses einzelner Profilparameter auf spezifische Kenngrößen einer Mehrmodenfasern und erlaubt so die schrittweise Optimierung eines Brechzahlprofils.

Der limitierte Gruppenlaufzeitthub $\Delta t_g = \max(t_g) - \min(t_g)$ einer solchen FMF führt zu einer begrenzten Bandbreite mit starker negativer Dispersion. Für den Modus LP_{02} im Bild 60(a)

beträgt die maximale Gruppenlaufdifferenz Δt_g rund 35,5 ps/m im betrachteten Wellenlängenbereich. Dieser Laufzeitunterschied kann nur in einer bestimmten Bandbreite genutzt werden. Wird beispielsweise nur der Betrag der Dispersion durch eine entsprechende Profilmodifikation erhöht, so ist dieser Betrag nur in einer verringerten Bandbreite verfügbar.

Profilparameter	Δt_g	$ D_{min} $	λ_{Dmin}	$\alpha_{Makro}(\lambda_{Dmin})$
$d_0 \uparrow$	\uparrow	\downarrow	\uparrow	\uparrow
$n_0 \uparrow$	\uparrow	\downarrow	\uparrow	\uparrow
$d_1 \uparrow$	\uparrow	\uparrow	nur geringfügig	\uparrow
$n_1 \uparrow$	\downarrow	\downarrow	\uparrow	\downarrow
$d_2 \uparrow$	\downarrow	\uparrow	\downarrow	\downarrow
$n_2 \uparrow$	\downarrow	\uparrow	\downarrow	\downarrow

Tabelle 6 Qualitative Veränderung wichtiger Kenngrößen einer typischen FMF, wie der maximale Gruppenlaufzeitthub Δt_g in einem bestimmten Wellenlängenbereich, das Dispersionsminimum D_{min} , die Wellenlänge des Dispersionsminimums λ_{Dmin} und die Makrokrümmungsverluste $\alpha_{Makro}(\lambda_{Dmin})$, bei jeweils steigenden Brechzahlprofilparametern ($d_0, n_0, d_1, n_1, d_2, n_2$)

Aus diesem Grund wäre es vorteilhaft, den Gruppenlaufzeitthub zu erhöhen. Eine deutlich vergrößerte Gruppenlaufzeitdifferenz Δt_g wird durch eine größere Brechzahl n_0 , eine kleinere Brechzahl n_2 oder durch beides erreicht. Jede dieser beiden Änderungen ist aber auch mit Nachteilen verbunden. So wird beispielsweise eine stärkere Dotierung zur Erhöhung von n_0 benötigt, die sich ungünstig auf die Dämpfung der Faser auswirkt und die die Anzahl der ausbreitungsfähigen Moden erhöht. Außerdem ist auch eine bestimmte Brechzahldifferenz vom Ring (n_2) zur nächsten Schicht (n_3) notwendig, um eine ausreichende Führung im Ringbereich zu garantieren, d. h. die Brechzahl n_2 kann nicht beliebig verringert werden.

Nur bei der Modifikation der Dicke der ersten Brechzahlstufe d_1 ändert sich die Wellenlänge des Dispersionsminimums λ_{Dmin} kaum. Durch diese Besonderheit lässt sich das Minimum der Dispersion und demzufolge auch die nutzbare Bandbreite nahezu ohne Wellenlängenverschiebung über diesen Parameter einstellen. Der Grund dafür ist, dass für eine vergrößerte Schichtdicke der Übergang des Feldes vom inneren Kernbereich in den Ring mit steigender Wellenlänge schneller vollzogen wird, d. h. der Betrag der Dispersion steigt.

Diese kurzen Ausführungen zeigen, dass es nicht möglich ist, eine Faser hinsichtlich aller Kenngrößen zu optimieren. Demnach besteht das Ziel beim Faserdesigns darin, eine Kompromisslösung für ein Brechzahlprofil zu finden, welches die vorgegebene Spezifikation für eine FMF bestmöglich erfüllt. Das bedeutet, dass die Dispersion, die Bandbreite, die Mittenwellenlänge sowie der maximale Makrokrümmungskoeffizient für einen bestimmten Biegeradius vorgegeben werden und bei eventuellen physikalischen Limitierungen die vorgegebenen Spezifikationen auch korrigiert werden müssen.

5.2 Modenkonzersion

Im folgenden Abschnitt wird die Modenkopplung, welche vorzugsweise mit langperiodischen Gittern (siehe Kapitel 4) erfolgen soll, hinsichtlich der Anforderungen und der Realisierung in einem HOM-DCM betrachtet. Es wird gezeigt, dass die breitbandige Modenkonzersion eines FMF-LPG unmittelbar mit den Dispersionseigenschaften des höheren Modus LP_{02} für ein Brechzahlprofil wie in Bild 57 verknüpft ist (5.2.1).

Weiterhin wird auf die Problematik der nicht vollständigen Modenkopplung in einem LPG sowie auf die Störkopplung an anderen Stellen des DCM eingegangen und die dadurch hervorgerufene Multipfadinterferenz (MPI) abgeschätzt (5.2.2). Im letzten Abschnitt (5.2.3) werden alternative Konzepte der Modenkonzersion vorgestellt und hinsichtlich ihrer Vor- und Nachteile verglichen.

5.2.1 Bedingung für die Realisierung breitbandiger FMF-LPG

Neben der Gruppenlaufzeit ist in Bild 60(a) auch die Funktion der Resonanzbedingung $\Lambda(\lambda_{res})$ für ein langperiodisches Gitter dargestellt. In Kapitel 4 wurde ausführlich die Realisierung breitbandiger FMF-LPG bei einem Minimum oder einem Maximum der Resonanzbedingung $\Lambda(\lambda_{res})$ betrachtet. Durch Ableitung der Resonanzbedingung (4.22) nach der Wellenlänge ergibt sich der folgende Zusammenhang:

$$\frac{d\left(\Lambda(\lambda_{res})^{-1}\right)}{d\lambda_{res}} = -\frac{1}{\lambda_{res}^2} \cdot \Delta n_{eff}(\lambda_{res}) + \frac{1}{\lambda_{res}} \cdot \frac{d\left(\Delta n_{eff}(\lambda_{res})\right)}{d\lambda_{res}} = 0, \quad (5.1)$$

wobei durch Nullsetzen dieses Ausdruckes die Extremstellen der Funktion $\Lambda(\lambda_{res})$ bestimmt werden. Nach einer weiterführenden Vereinfachung

$$\Delta n_{eff} - \lambda_{res} \cdot \frac{d\Delta n_{eff}}{d\lambda_{res}} = \left(n_{eff,x} - \lambda_{res} \cdot \frac{dn_{eff,x}}{d\lambda_{res}} \right) - \left(n_{eff,y} - \lambda_{res} \cdot \frac{dn_{eff,y}}{d\lambda_{res}} \right) = \frac{c}{L} (t_{g,x} - t_{g,y}) = 0 \quad (5.2)$$

zeigt sich, dass eine Extremstelle der Funktion $\Lambda(\lambda_{res})$ genau der Wellenlänge entspricht, bei der sich die beiden Moden x und y mit der gleichen Gruppengeschwindigkeit $\Delta t_g = t_{g,x} - t_{g,y} = 0$ ausbreiten. Dieser Zusammenhang ist auch in Bild 60(a) grafisch dargestellt. In diesem Diagramm schneiden sich die beiden Gruppenlaufzeitkurven bei der gleichen Wellenlänge, bei der auch das Minimum der Periode zu finden ist. Das bedeutet, dass sich bei einer breitbandigen Modenkopplung mit einem FMF-LPG die betreffenden Moden mit annähernd gleicher Geschwindigkeit ausbreiten.

In Bild 60(a) ist aber auch zu sehen, dass sich dieser Schnittpunkt nicht zwangsläufig bei der gleichen Wellenlänge wie das Minimum der Dispersion befindet. D. h., es kann zwar eine breitbandige Modenkopplung realisiert werden, welche aber spektral abseits des interessierenden Wellenlängenbereiches mit starker negativer Wellenleiterdispersion liegt.

Aufgrund der UV-Belichtung bei der Gitterherstellung wird das Minimum der Resonanzbedingung $\Lambda(\lambda_{res})$ in Richtung höherer Wellenlängen verschoben (Bild 16). Durch die Steuerung der auf die Faser wirkenden durchschnittlichen UV-Intensität erhöht sich der Gleichanteil der Indexmodulation Δn_{max} . Mit Hilfe des Gleichanteils kann das Minimum der Funktion

$\Lambda(\lambda_{res})$ und demzufolge auch die Modenkopplungsbandbreite des Gitters mit dem gewünschten Spektralbereich der Dispersionsfunktion überlagert werden.

Infolge der Fehlanpassung zwischen dem Modus LP_{02} im belichteten Gitterbereich und dem Modus LP_{02} in der unbelichteten Faser kann ein nicht zu vernachlässigender Übergangsverlust entstehen. Für das hier betrachtete Brechzahlprofil beträgt dieser bis zu 0,15 dB pro Übergang bei einer moderaten maximalen Indexmodulation von $\Delta n_{max} = 0,0002$ im Gitter. Bei einer stärkeren Indexmodulation kann diese maximale Dämpfung noch wesentlich größer werden. Deshalb wurden bei den durch UV-Belichtung hergestellten FMF-LPG direkt vor und nach dem Gitter UV-Taperzonen induziert. Diese Taperzonen, deren Längen bei den realisierten LPG typischerweise 5 mm betrug, wurden mit einer linear ansteigenden bzw. abfallenden Belichtungszeit über der Länge dieses Übergangsbereiches hergestellt.

5.2.2 Multipfadinterferenz (MPI)

Im Gegensatz zu Einmodenfasern, in denen effektiv nur ein Modus geführt wird, sind in einer Mehrmodenfaser (FMF) zumindest einige Moden ausbreitungsfähig. Unter idealen Bedingungen, d. h. bei der Betrachtung einer Faser mit einem rotationssymmetrischen Brechzahlprofil, welches sich über der Länge nicht ändert, erfolgt aufgrund der Orthogonalität (4.10) theoretisch keine ungewollte Kopplung in andere Moden. Im Idealfall wird die Orthogonalität des Wellenleiters bei einem HOM-DCM nur so gestört, dass eine fast vollständige Kopplung am ersten Gitter vom Grundmodus LP_{01} in den höheren Modus LP_{02} und am zweiten Gitter wieder zurück erfolgt. Demzufolge ergibt sich aus der vereinfachten Transfermatrix

$$\mathbf{T}_{ges} = \mathbf{T}_{Splei\beta 1} \cdot \mathbf{T}_{LPG1} \cdot \mathbf{T}_{FMF} \cdot \mathbf{T}_{LPG2} \cdot \mathbf{T}_{Splei\beta 2} \quad (5.3)$$

eines HOM-DCM die Leistungsübertragungsfunktion des Vorzugspfades durch die Struktur aus den folgenden Elementen der Transfermatrizen:

$$P_{rel_LP01} = 10 \cdot \log\left(|A_{pref}|^2\right) = 10 \cdot \log\left(|T_{11,Splei\beta 1} \cdot T_{21,LPG1} \cdot T_{22,FMF} \cdot T_{12,LPG2} \cdot T_{11,Splei\beta 2}|^2\right). \quad (5.4)$$

Jede nicht vollständige Kopplung in den einzelnen Elementen führt zu einer Mehrwegeausbreitung des optischen Signals. Die Überlagerung dieser einzelnen Pfade führt zur Multipfadinterferenz, die durch die Formel

$$MPI = 10 \cdot \log\left(\frac{\sum_i |A_i|^2}{|A_{pref}|^2}\right) < -40 \text{ dB} \quad (5.5)$$

bestimmt wird. Dabei bezeichnen A_{pref} die Amplitude des Vorzugspfades und A_i die jeweilige Amplitude aller anderen möglichen Pfade. Die angegebene Größenordnung der Multipfadinterferenz von $MPI < -40$ dB ist nötig, da ansonsten der Empfang des Vorzugspfades gestört wird und infolgedessen die Bitfehlerrate BER steigt [8].

5.2.2.1 Abbruchbedingung bei der LPG-Herstellung

Aus der maximal zulässigen Multipfadinterferenz (5.5) lassen sich auch die Minimalanforderungen an die LPG-Modenkonverter ableiten. Unter der Annahme, dass die Spleiße und die

Faser ideal sind, d. h. dort keine ungewollte Modenkopplung auftritt, wird die Multipfadinterferenz nur noch durch die Elemente der LPG-Transfermatrizen bestimmt:

$$MPI = 10 \cdot \log \left(\frac{|A_{LP01_LP01_LP01}|^2}{|A_{LP01_LP02_LP01}|^2} \right) = 10 \cdot \log \left(\frac{|T_{11,LPG1} \cdot T_{11,LPG2}|^2}{|T_{21,LPG1} \cdot T_{12,LPG2}|^2} \right) < -40 \text{ dB}. \quad (5.6)$$

Unter der Voraussetzung, dass näherungsweise identische Gitter ($\mathbf{T}_{LPG1} \approx \mathbf{T}_{LPG2}$) vorliegen, kann die Bedingung für ein LPG mit fast vollständiger Kopplung ($|T_{21}|^2 \approx 1$) folgendermaßen angegeben werden:

$$MPI = 10 \cdot \log \left(\frac{|T_{11}|^2}{|T_{21}|^2} \right) \approx 10 \cdot \log (|T_{11}|^2) = P_{rel_LP01} < -20 \text{ dB}. \quad (5.7)$$

Diese Grenze wurde in den Diagrammen in Bild 61 als gepunktete Linie dargestellt. Wird dieses Limit von der Leistungsübertragungsfunktion P_{rel_LP01} unterschritten, so wird das Licht des Grundmodus fast vollständig (>99 %) in den höheren Modus konvertiert.

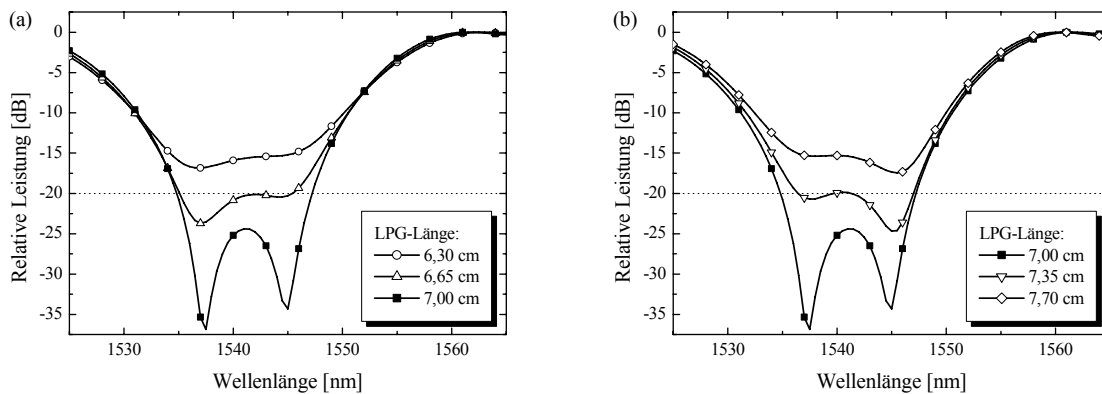


Bild 61 Simulation des Leistungsspektrums des Grundmodus LP_{01} nach der Überkopplung in den höheren Modus LP_{02} für verschiedene Längen eines LPG; Simulationsparameter: $\Delta n_{max} = 0,00029$, $\Lambda = 218,646 \mu\text{m}$

Bei den in dieser Arbeit vorgestellten Belichtungsverfahren (Abschnitt 4.3.1) wird der UV-Strahl entlang der Faser bewegt, d. h. mit zunehmender Belichtungszeit nimmt auch die Länge des Gitters zu. Zu einem bestimmten Zeitpunkt wird die Bedingung für die volle Überkopplung (8.20) erreicht, d. h. nach dem Überschreiten dieses Zeitpunktes wird das Licht wieder von dem höheren Modus zurückkonvertiert und der Grad der Modenkopplung nimmt wieder ab.

In Bild 61 ist das spektrale Verhalten eines Gitters in Abhängigkeit von der Gitterlänge dargestellt, welche jeweils während des Belichtungsprozesses erreicht wurde. Die Modenkopplung ist am besten für eine Gitterlänge von 7 cm ausgebildet, d. h. die Bedingung $P_{rel_LP01} < -20 \text{ dB}$ wird hier in einer möglichst großen Bandbreite erfüllt. Eine größere oder kleinere Länge führt zu einer reduzierten nutzbaren Bandbreite.

Wird der Herstellungsprozess vorher abgebrochen, so dass die Länge nur 6,65 cm (-5 %) beträgt, so erfüllt das Gitter immer noch die Anforderungen bezüglich der *MPI* in einer noch akzeptablen nutzbaren Bandbreite (Bild 61(a)). Ein ähnliches Verhalten kann festgestellt werden, wenn die optimale Gitterlänge um 5 % überschritten wird (Bild 61(b)). Erst bei Längen, die außerhalb dieses Toleranzbereiches liegen, wird die Minimalforderung bezüglich der Multipfadinterferenz (5.7) nicht mehr erfüllt.

Dieser relativ große Toleranzbereich der Gitterlänge von $\pm 5\%$ mit einer akzeptablen nutzbaren Bandbreite kann auf die periodische Kopplung und die damit verbundene geringfügige Änderung des Koppelverhaltens bei nahezu voller Überkopplung zurückgeführt werden. Aus diesem Grund ist es trotz langsamer spektraler Auswertung (8.2.1) während des Belichtungsprozesses möglich, das Abbruchkriterium mit ausreichender Genauigkeit zu bestimmen, um Gitter mit fast vollständiger Modenkopplung ($>99\%$) herzustellen.

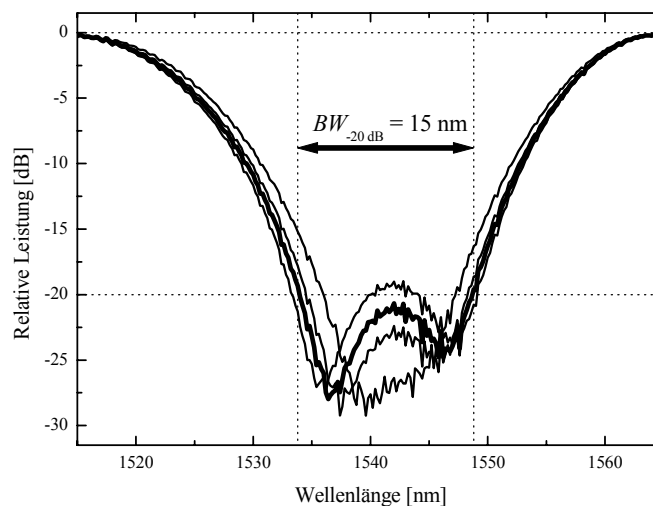


Bild 62 Feinabstimmung eines FMF-LPG zur Einstellung der maximalen Bandbreite, in der das Gitter eine fast vollständige LP_{01} - LP_{02} -Modenkopplung ($>99\%$) erreicht

In Bild 62 ist ein Beispielspektrum eines durch UV-Belichtung hergestellten Gitters dargestellt, welches diese Anforderung erfüllt. Durch Feinabstimmung über die Temperatur ist es möglich, die nutzbare Bandbreite zu optimieren. Für dieses FMF-LPG konnte eine maximale nutzbare Bandbreite von 15 nm erzielt werden.

Zusammenfassend kann man feststellen, dass es möglich ist, in die Mehrmodenfasereigenentwicklung Gitter durch UV-Belichtung einzuschreiben, welche die hohen Anforderungen an die Koppel-effizienz (5.7) in einer akzeptablen Bandbreite erfüllen. Solche Gitter sind eine elementare Voraussetzung zur Realisierung eines Dispersionskompensators, der die Wellenleiterdispersion eines höheren Modus ausnutzt.

5.2.2.2 Sonstige Ursachen und Möglichkeiten der Reduzierung der MPI

Neben der erwünschten Modenkopplung in den langperiodischen Fasergittern existieren eine Reihe von Möglichkeiten der Störkopplung in einem solchen HOM-DCM. An erster Stelle

sind hier die Spleiße von der SMF zur FMF am Anfang und am Ende des Kompensators zu nennen. Wie in Bild 63(a) sehr gut erkennbar ist, führt beispielsweise schon ein geringer Versatz zu einer Störkopplung in andere Moden, die nicht vernachlässigt werden kann. Deshalb ist es notwendig, die Spleiße mit hoher Sorgfalt herzustellen, d. h. zum Beispiel ein Brechgerät mit geringer Winkeltoleranz zu verwenden.

In Bild 67(a) ist die spektrale Messung eines Stückes FMF dargestellt, welches nach dem Zerschneiden eines Stückes SMF-28 als Zwischenstück mit zwei Spleißen eingefügt wurde. Der erzielte Einfügeverlust ist nur unwesentlich höher als der durch Simulation ermittelte Wert von 0,1 dB je Spleiß. Außerdem ist nur eine geringfügige Modulation über der Wellenlänge sichtbar. Diese Tatsache lässt darauf schließen, dass das Licht fast vollständig vom Grundmodus LP_{01} der SMF-28 in den Grundmodus LP_{01} der FMF und wieder zurück gekoppelt wurde. Bei dieser Messung wurden keine zusätzlichen Maßnahmen zur Abstrahlung höherer Moden eingesetzt.

Im Gegensatz dazu werden bei den anderen beiden Messungen (Bild 67(b, c)) Interferenzen sichtbar, die durch die Störkopplung in den höheren Modus LP_{11} hervorgerufen werden. Insbesondere die SMF-FMF-Spleiße in Bild 67(c) rufen eine signifikante Interferenz hervor.

Dieses Licht, welches an einem Spleiß oder an einer anderen Störstelle in höhere Moden gekoppelt wurde, kann effektiv durch sogenannte Modenabstreifer (engl.: mode stripper) gedämpft werden. Die Abstreifer basieren auf einem Stück eng gewickelter Mehrmodenfaser, in dem bei geeigneter Durchmesserwahl aufgrund der hohen Makrokrümmungsverluste der höheren Moden nur noch der Grundmodus LP_{01} effektiv geführt wird.

Schwieriger ist es, Licht in einem störenden Modus in dem Faserabschnitt zwischen den Modenkonvertern zu unterdrücken. Diese Signalanteile, die sich nicht im gewünschten höheren Modus ausbreiten, werden durch nicht vollständige Modenkopplung im Modenkonverter (5.2.2.1) oder durch die Inhomogenität der Faser (z. B. verursacht durch Mikrokrümmung oder einen nichtidealen Herstellungsprozess) generiert. Da in diesem Faserabschnitt des Kompensators das Licht z. B. vorzugsweise im höheren Modus LP_{02} geführt wird, können keine Modenabstreifer verwendet werden, da diese eine unerwünschte Dämpfung des Vorzugspfades hervorrufen würden. Im Folgenden werden Alternativen vorgestellt und diskutiert, die eine erfolgreiche Unterdrückung des in diesem Faserabschnitt besonders störenden Grundmodus LP_{01} erlauben, ohne den höheren Modus LP_{02} zu beeinträchtigen.

In Filtern mit Bandpassverhalten, die auf spektral selektiver Modenkonversion in einen höheren Modus und zurück beruhen, ist es ebenfalls notwendig, den Grundmodus zwischen den Modenkonvertern zu unterdrücken. Die starke Dämpfung für den Grundmodus LP_{01} kann durch ein kurzes Stück hohle Faser [145], d. h. mit Luft im Kernbereich, oder mit einem zerstörten Kernbereich [84] erreicht werden. Der Nachteil dieser Methode besteht darin, dass sie nur beschränkt auf einen HOM-DCM anwendbar ist, da insbesondere bei Wellenlängen unterhalb des Dispersionsminimums des Modus LP_{02} ein Großteil des Feldes im inneren Kernbereich konzentriert ist und sich somit auch eine Dämpfung des höheren Modus ergeben würde.

Besser geeignet ist ein Verfahren, bei dem eine schmale, absorbierende bzw. streuende Schicht in das Brechzahlprofil der Mehrmodenfaser eingebracht wird [146]. Durch Dotierung mit einem leitfähigen Material (z. B. Kupfer) kann beispielsweise eine solche Schicht realisiert werden. Die Modenselektivität wird dadurch erreicht, dass diese Schicht radial so ange-

ordnet ist, dass sie genau mit einer Nullstelle des verwendeten höheren Modus zusammenfällt. Für diesen Modus ist die Schicht kaum wirksam, währenddessen andere Moden stärker gedämpft werden. Durch Anwendung dieses Prinzips konnte eine Faser realisiert werden, bei der die Dämpfung im dritten optischen Fenster für den Grundmodus LP_{01} rund 4 dB/km und für den höheren Modus LP_{02} nur rund 1,5 dB/km betrug.

Eine weitere Möglichkeit, die Multipfadinterferenz in einem HOM-DCM zu reduzieren, besteht darin, langperiodische Gitter über der Länge der Mehrmodenfaser verteilt anzuordnen. Diese Gitter konvertieren störende geführte Moden in andere nicht geführte Moden, die nach einer kurzen Länge stark gedämpft werden. Mit Hilfe dieser Gitter kann insbesondere störendes Licht im Grundmodus LP_{01} diskret über der Länge der FMF verteilt abgestrahlt werden. Die Verwendung von langperiodischen Gittern hat den Vorteil, dass der verwendete Modus höherer Ordnung diese LPG nahezu verlustlos passiert.

Diese Idee, die Multipfadinterferenz mit Hilfe zusätzlicher langperiodischer Gitter zu reduzieren, wurde bisher noch nicht eingehend untersucht. Bei ersten Vorversuchen mit einem LPG-Interferometer in einer SMF-28 konnte die Interferenz durch ein zusätzlich zwischengeschaltetes Gitter, welches den Grundmodus LP_{01} in einen anderen höheren Modus konvertiert, deutlich reduziert werden. Diese Ergebnisse zeigen, dass diese Methode potentiell geeignet ist, die MPI in einem HOM-DCM auf ein für das Übertragungssystem akzeptables Maß zu reduzieren.

5.2.3 Alternative Konzepte der Modenkonzersion

Neben der Modenkonzersion mit langperiodischen Gittern (LPG) gibt es eine Reihe anderer Möglichkeiten, das Licht vom Grundmodus LP_{01} in einen höheren Modus und wieder zurück zu konvertieren. In [147] wurde ein Modenkonzerverter vorgestellt, der auf einem Schmelzkoppler basiert. Bei der Herstellung eines solchen Kopplers werden eine SMF und eine FMF so verschmolzen, dass ein möglichst großes Überlappungsintegral zwischen dem Grundmodus LP_{01} der SMF und dem Modus LP_{02} der FMF existiert und demzufolge eine effektive Kopplung möglich ist. Auf diese Art und Weise wird eine Kopplungseffizienz von rund 70 % in einer Bandbreite von über 100 nm erzielt. Der entscheidende Nachteil dieses Prinzips ist die gleichzeitige Anregung des Modus LP_{21} , welcher nur um 7 dB gegenüber dem Modus LP_{02} unterdrückt ist.

Eine weitere Möglichkeit, in andere Moden zu koppeln, besteht darin, bei der direkten Stoßkopplung zwischen einer SMF und einer FMF, die eine starke Wellenleiterdispersion eines höheren Modus aufweist, die Faserenden versetzt, verkippt bzw. in einem bestimmten Abstand zueinander anzuordnen. In Bild 63(a) ist die normierte Effizienz der idealen Stoßkopplung (ohne Abstand und Verkipfung der Faserenden) vom Grundmodus LP_{01} (SMF-28) in einige Moden einer FMF (LP_{01} , LP_{11} , LP_{02}) dargestellt. Ohne Versatz wird eine fast vollständige Kopplung in den Grundmodus LP_{01} der FMF mit einem Übergangsverlust von rund 0,1 dB erzielt. Mit größer werdendem Versatz verringert sich der Anteil des Lichtes im Grundmodus LP_{01} und es wird zunehmend Licht in andere Moden, d. h. zuerst in den Modus LP_{11} und später auch in den Modus LP_{02} , konvertiert.

Mit diesem einfachen Ansatz ist es schwierig, spektral selektiv einen höheren Modus effizient anzuregen. Das bedeutet, das Licht in der Mehrmodenfaser (FMF) besteht mehr oder weniger immer aus einem Modengemisch. Die relativ schwache Kopplung in den Modus LP_{02} ist für

einen bestimmten Versatz (z. B. 12 μm) auch noch wellenlängenabhängig (Bild 63(b)), da sich die Feldverteilung aufgrund der großen Wellenleiterdispersion dieses Modus in der FMF stark ändert.

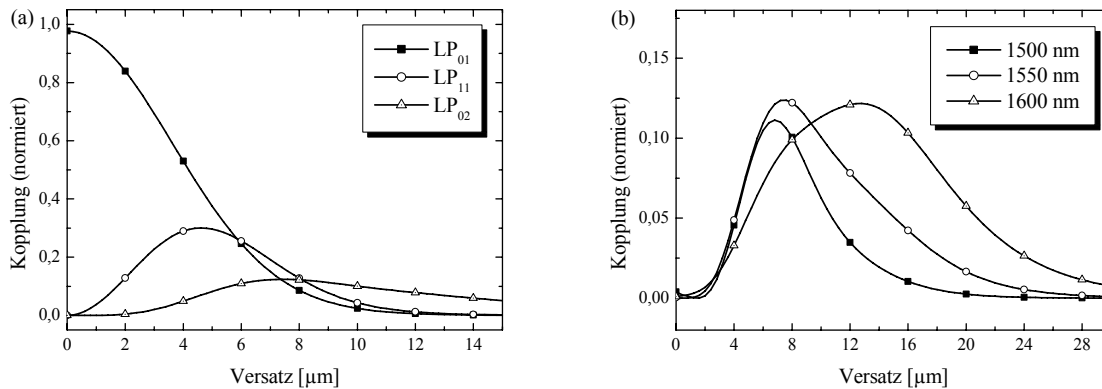


Bild 63 Simulation der Kopplung vom Grundmodus LP_{01} (SMF) in verschiedene Moden (a) und speziell in den Modus LP_{02} für verschiedene Wellenlängen (b) des äquivalenten Stufenprofils (Bild 65(a)) der realisierten FMF

Die bisher betrachteten alternativen Konzepte zur Modenkonzersion sind wenig geeignet für einen Kompensator, der die Wellenleiterdispersion eines höheren Modus ausnutzt. Für diese Art DCM werden Konverter benötigt, die eine nahezu vollständige Modenkonzersion garantieren können. Der auch experimentell überprüfte Ansatz der Mischkopplung in die Moden LP_{01} und LP_{11} durch Versatz zweier Fasern (siehe Abschnitt 6.3.4) könnte jedoch eine interessante Alternative für den im Kapitel 6 betrachteten Kompensator darstellen, der hinsichtlich seiner Wirkungsweise einer kaskadierten MZ-Struktur ähnelt. Das nötige Verzögerungselement wird dabei durch die Laufzeitdifferenz der zwei verwendeten Moden realisiert.

Ein weitere alternative Methode, die besser zur modenselektiven Modenkonzersion geeignet ist, wurde von der Firma Lasercomm Inc. patentiert [148]. Bei diesem Verfahren wird volumenoptisch das Signal im Grundmodus LP_{01} , das aus einer SMF ausgekoppelt wird, so an die Feldverteilung des Modus LP_{02} der Mehrmodenfaser angepasst, dass eine nahezu vollständige Kopplung direkt in den höheren Modus erfolgt. Diese Anpassung wird durch räumlich selektive Phasenelemente realisiert. Der Nachteil dieses Verfahrens besteht darin, dass volumenoptische Aufbauten sehr aufwendig und kostenintensiv sind und die Umgebungsbedingungen, wie Temperatur oder Erschütterungen, einen nicht zu vernachlässigenden Einfluss auf die Stabilität haben.

Obwohl der Anteil der Leistung, der in den Grundmodus LP_{01} der FMF gekoppelt wird, mit maximal 0,25 % in einer Bandbreite von 100 nm in [148] angegeben wurde, ist es wahrscheinlich, dass die Modenkonzersion in den höheren Modus LP_{02} stärker über der Wellenlänge variiert. Die Wellenlängenabhängigkeit der Kopplung wird durch die hohe Wellenleiterdispersion und durch die damit verbundene Änderung der Feldverteilung des höheren Modus LP_{02} der FMF hervorgerufen. Nur für die Wellenlänge, für welche die volumenoptische Anpassung optimiert ist, erfolgt die Kopplung mit maximaler Leistung.

5.3 Design und Realisierung einer Mehrmodenfaser

Im Rahmen der Forschungsarbeit [140] wurde eine Mehrmodenfaser (engl.: few mode fiber - FMF) beim IPHT in Jena in Auftrag gegeben, die dort entsprechend der vorgegebenen Spezifikation hergestellt wurde. Der folgende Abschnitt beschreibt die nötigen Schritte, die beim Entwurf und der Realisierung einer Mehrmodenfaser mit hoher Wellenleiterdispersion eines höheren Modus beachtet werden müssen. Die Ergebnisse der praktischen Messungen an dieser Fasereigenentwicklung werden vorgestellt und mit Simulationen verglichen. Basierend auf diesen Erkenntnissen wurde ein neues Faserdesign entwickelt, welches durch deutlich verringerte Makrokrümmungsverluste gekennzeichnet ist. Auf der Grundlage dieses Designs wird es möglich sein, einen HOM-DCM mit LPG-Modenkonvertern zu realisieren, der die notwendigen Voraussetzungen für den Einsatz in einem realen System erfüllt.

5.3.1 Entwurf unter Berücksichtigung herstellungsbedingter Merkmale

Beim Design einer Faser kann die Größenordnung vieler Parameter nicht frei gewählt werden. Vielmehr ist die Dimension und die Höhe einer Brechzahländerung in einer Faser physikalisch bzw. technologisch limitiert. Beispielsweise sollte die Brechzahlabenkung eines typischen Stufenprofils, siehe Entwurf in Bild 64(a), der Bedingung $n_2(1550 \text{ nm}) \geq 1,439$ genügen, da größere Brechzahlabenkungen nach Aussage des Faserherstellers IPHT Jena technologisch schwierig zu realisieren sind. Weitere Beschränkungen beziehen sich unter anderem auf die maximal mögliche Dotierung oder die Größe einzelner Schichtdicken.

Aus diesem Grund ist es notwendig, im Vorfeld des Entwurfsprozesses die möglichen Wertebereiche einzelner Parameter eines Brechzahlprofils sowie deren Einfluss auf die Eigenschaften der Faser mit dem Hersteller abzustimmen und auf diese Art und Weise die physikalischen Limitierungen und technologischen Aspekte zu berücksichtigen.

Unter Beachtung der herstellungsbedingten Limitierungen wurde das Stufenprofil in Bild 64(a) entworfen. Im gleichen Diagramm ist auch die Messung der Preform zu sehen, die nach dieser Vorgabe hergestellt wurde. Neben der zu starken Brechzahlhebung des Kernbereiches (n_0) und der zu geringen Brechzahlhebung des Ringbereiches (n_2) ist die Preformmessung in bestimmten radialen Bereichen durch typische herstellungsbedingte Merkmale gekennzeichnet.

Ein solches charakteristisches Merkmal ist der Brechzahleinbruch in der Mitte der Faser. Weiterhin ist eine Brechzahlhebung (Dotierung mit GeO_2) durch eine bestimmte Welligkeit (engl.: ripple) gekennzeichnet. Diese typische Welligkeit wird durch das schichtweise Abscheiden und durch die nicht ausreichende Ausgleichsdiffusion bei der Preformherstellung verursacht. Die Amplitude und die Periode der Welligkeit werden durch die Schichtdicken bei der Abscheidung und somit indirekt auch durch die Höhe der Dotierung bestimmt. Im Gegensatz dazu weist eine Brechzahlabenkung (Dotierung mit B_2O_3) nicht diese typische Welligkeit auf.

In Bild 64(b) sind die spektralen Verläufe der Dispersion dargestellt, welche aus den Profilen in Bild 64(a) berechnet wurden. Es ist eine deutliche Abweichung vom gewünschten Dispersionsverlauf zu erkennen. Neben der Wellenlänge des Dispersionsminimums, welches durch die Skalierung des Brechzahlprofils beim Ausziehen noch korrigiert werden kann (siehe Abschnitt 5.4.2.1), unterscheiden sich die Verläufe insbesondere in der Größenordnung der Dis-

persion. Die Ursachen liegen einerseits in den schon erwähnten Brechzahlabweichungen im Kern- und Ringbereich sowie andererseits in der Nichtberücksichtigung der technologisch bedingten Besonderheiten eines realen Brechzahlprofils. Hierzu zählen die Welligkeit der Brechzahlanhebung durch die Dotierung mit GeO_2 , der Brechzahleinbruch im Zentrum der Faser sowie die endliche Steilheit der Brechzahlübergänge.

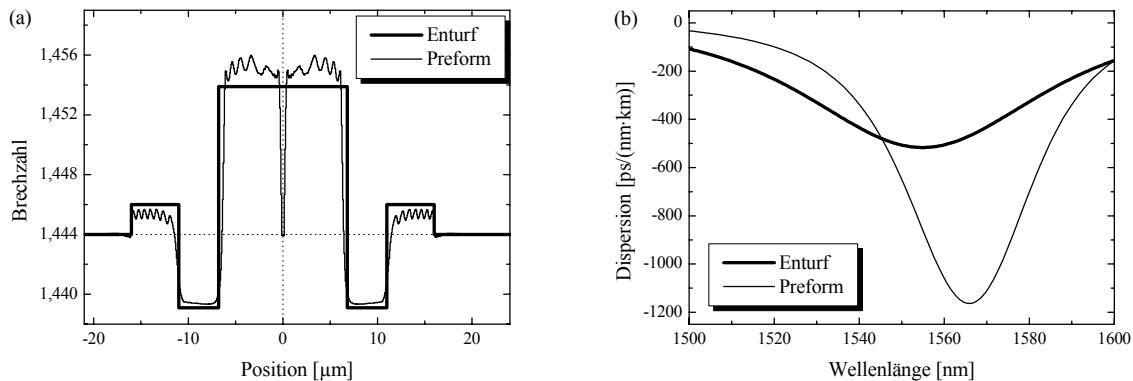


Bild 64 Brechzahlprofil (a) und Dispersion des höheren Modus LP_{02} (b) eines Stufenprofilentwurfes und einer mit dieser Vorgabe hergestellten Preform, wobei die radiale Skalierung der Preformmessung an die Verhältnisse einer realen Faser angepasst wurde

Dieser technologisch bedingte, charakteristische Brechzahlverlauf sollte schon beim Entwurf einer Faser berücksichtigt werden. Dabei hat sich die folgende Vorgehensweise als besonders effizient erwiesen. Am Anfang ist es sinnvoll, ein Profil mit wenigen Stufen zu entwickeln, welches die gewünschte Funktionalität unterstützt. Für die hier betrachtete Mehrmodenfaser mit hoher LP_{02} -Wellenleiterdispersion beträgt die minimale Anzahl der Stufen $N = 3$ (Bild 6). Aufgrund der verringerten Parameterzahl lässt sich ein reduziertes Stufenprofil hinsichtlich der interessierenden Größen (Dispersion, Resonanzverhältnisse für die LPG-Kopplung usw.) besser optimieren. Außerdem werden die für jede Iteration notwendigen Berechnungen aufgrund der reduzierten Komplexität schneller abgearbeitet. In einem zweiten Schritt wird das optimierte Stufenprofil mit den technologisch bedingten Merkmalen überlagert. Dieses Profil kann nun in wenigen Schritten entsprechend der Spezifikation optimiert werden und bildet letztendlich die Grundlage für die Faserherstellung.

5.3.2 Eigenschaften der realisierten Mehrmodenfaser

Auf diese Art und Weise entstand ein modifizierter Entwurf, der in Bild 65(a) dargestellt ist. Basierend auf dieser Vorgabe wurde eine neue Preform beim IPHT Jena hergestellt. Wie in dem Bild zu sehen ist, konnte bei diesem Versuch durch die eben geschilderte Vorgehensweise eine sehr gute Übereinstimmung zwischen dem Entwurf und der realisierten Preform erzielt werden.

In Bild 65(b) ist die Dämpfungsmessung der aus dieser Preform ausgezogenen Faser zu sehen. Sie wurde vom IPHT Jena nach dem Ausziehen der Faser zur Verfügung gestellt. Beim Ausziehen kam es zum Bruch der Faser, so dass sie in zwei Teilstücken geliefert wurde. Die Dämpfungswerte sind im Vergleich zu einer Standardfaser, wie der SMF-28 mit $\leq 0,22$ dB/km

bei 1550 nm, relativ hoch und weichen zwischen den beiden Teilstücken erheblich voneinander ab. Die insgesamt höhere Dämpfung ist auf die stärkere Dotierung mit GeO_2 und auf die zusätzliche Dotierung mit B_2O_3 für die Brechzahlabsenkung (höhere Infrarot-Absorption) zurückzuführen [3].

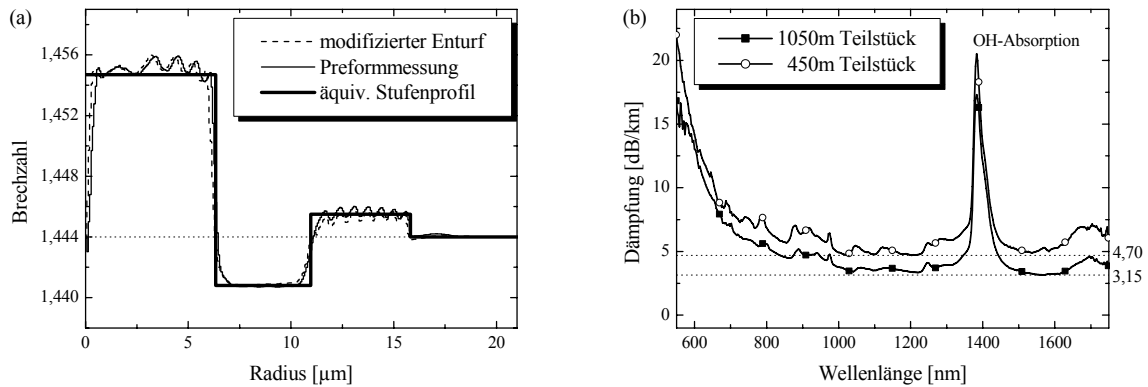


Bild 65 Brechzahlverläufe des modifizierten Entwurfs (auf einem realen Profil basierend), der mit dieser Vorgabe hergestellten Preform und des äquivalenten Stufenprofils, welches aus der Preformmessung abgeleitet wurde, (a) sowie Dämpfungsmessungen der beiden Teilstücke der ausgezogenen Faser (b)

Weiterhin ist sehr deutlich eine Absorption durch OH-Radikale zu erkennen, die bei modernen Standardfasern erfolgreich unterdrückt werden. Die Verringerung der Faserdämpfung kann nicht Gegenstand dieser Arbeit sein, da sie eine Optimierung des Herstellungsprozesses erfordert und diese Erkenntnisse auch in den Entwurfsprozess einfließen müssen.

In einem nächsten Schritt, der nicht mehr zum eigentlichen Entwurfsprozess gehört, wird ein äquivalentes Stufenprofil (hier mit $N = 3$) abgeleitet. Dieses Stufenprofil und das Brechzahlprofil, welches auf der Preformmessung basiert, sind sich hinsichtlich ihrer optischen Eigenschaften ähnlich, wie an dem spektralen Verlauf der Dispersion des höheren Modus LP_{02} in Bild 66(a) zu sehen ist. Weitere Berechnungen, wie beispielsweise der spektrale Verlauf eines langperiodischen Fasergitters oder die Kopplung in andere Fasern, können auf der Grundlage des äquivalenten Stufenprofils wesentlich effizienter erfolgen.

Neben der Dispersion ist in Bild 66(a) auch die für die Kopplung mit langperiodischen Gittern maßgebliche Funktion $\Lambda(\lambda_{res})$ dargestellt. Im Fall der LP_{01} - LP_{02} -Modenkopplung ist sie durch ein Minimum gekennzeichnet und erlaubt so die Herstellung breitbandiger LPG-Modenkonverter in dieser Faser. Die Eigenschaften der langperiodischen Gitter in dieser Spezialfaser (Simulation und Messung) werden ausführlich im Abschnitt 4.4 behandelt.

Ein weiterer wesentlicher Vorteil eines HOM-DCM ist die deutlich größere effektive Fläche A_{eff} des höheren Modus LP_{02} in dieser Faser. Infolge der hohen Wellenleiterdispersion des höheren Modus LP_{02} ändert sich die effektive Fläche A_{eff} (3.41) über der Wellenlänge für die hier realisierte FMF sehr stark. In Bild 66(b) ist der Modenfeldradius $r_{eff} = \sqrt{A_{eff}/\pi}$ des höheren Modus LP_{02} dargestellt. Aufgrund des Feldtransfers in den Ring mit der erhöhten Brechzahl nimmt der Radius mit steigender Wellenlänge zu, so dass der Modenfeldradius des Modus LP_{02} beim Minimum der Dispersion ca. doppelt so groß ist wie der des Grundmodus

LP_{01} . Im Vergleich zu der sehr kleinen effektiven Fläche einer standardmäßig verwendeten DCF mit $A_{eff} = 15...20 \mu m^2$ beträgt die effektive Fläche des Modus LP_{02} im Bereich des Dispersionsminimums hier über $300 \mu m^2$.

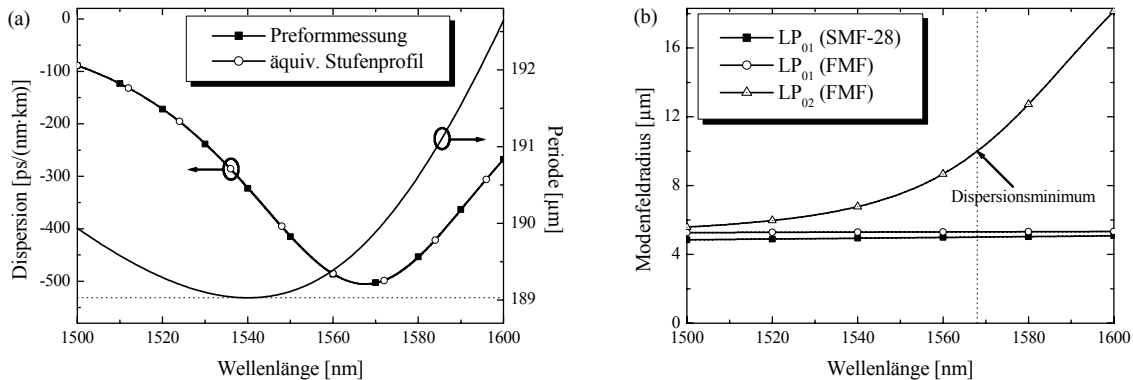


Bild 66 Dispersion des höheren Modus LP_{02} und Periode für die LPG-Kopplung zwischen dem Grundmodus LP_{01} und dem höheren Modus LP_{02} (a) sowie Modenfeldradius (b) über der Wellenlänge; falls nicht anders angegeben erfolgten die Berechnungen mit dem äquivalenten FMF-Stufenprofil aus Bild 65(a)

Der geringe Unterschied der Feldradien der jeweiligen Grundmoden LP_{01} in Bild 66(b) erlaubt eine effiziente Kopplung, wobei die theoretische Übergangdämpfung nach (3.43) rund 0,1 dB beträgt. Die realen Werte, die für jeweils zwei Übergänge gemessen wurden, liegen in der gleichen Größenordnung (Bild 67(a)). Hierzu wurden die notwendigen Spleiße mit großer Sorgfalt ausgeführt, da Verkippung und Versatz (siehe Bild 63(a)) eine erhebliche Störkopplung verursachen können.

Beim Vorbereiten der Faserenden mit einem Brechgerät muss darauf geachtet werden, dass der realisierte Bruch möglichst wenig von der idealen Bruchebene abweicht. In den hier dargestellten Versuchen (Bild 67) betrug die maximale Abweichung weniger als 1° . Weiterhin wurden die besten Ergebnisse erzielt, wenn die Justage der Enden zueinander nicht visuell erfolgte. Stattdessen wurde die Position der Faserenden zueinander durch eine optische Leistungsmessung, welche die Transmission des Lichtes durch die zu verspleißenden Faserstücke erfasste, optimiert. Es zeigte sich, dass neben der transversalen Justage auch eine Drehung der Fasern zueinander zu einer Verminderung der Störkopplung führt.

Trotz eines vollautomatischen Spleißvorganges mit jeweils gleichen Parametern konnte die Störkopplung bei den in Bild 67 gezeigten Versuchen nicht im gleichen Maße unterdrückt werden. Die ungewollte Kopplung erfolgte vor allen Dingen in den Modus LP_{11} der Mehrmodenfaser (FMF) und führte so zur Multipfadinterferenz (MPI), die insbesondere in Bild 67(c) deutlich sichtbar ist.

Ein vergleichbares MZ-Interferometer, welches aus zwei aufeinanderfolgenden Kopplern mit einem Koppelverhältnis von 99 % zu 1 % aufgebaut ist, weist eine interferometrische Leistungsmodulation von 0,18 dB auf. Das bedeutet, dass selbst bei der gemessenen Modulation in Bild 67(c) nur wenige Promille der Gesamtleistung an einem SMF-FMF-Übergang vom Grundmodus LP_{01} der SMF-28 in den störenden Modus LP_{11} der FMF bzw. zurück gekoppelt

werden und so zur Interferenz beitragen. Demzufolge ist die hier erreichte Unterdrückung der Störkopplung ausreichend für die Herstellung der notwendigen Spleiße in einem HOM-DCM, da die hier nachgewiesene Multipfadinterferenz der Bedingung (5.5), d. h. $MPI < -40$ dB, genügt.

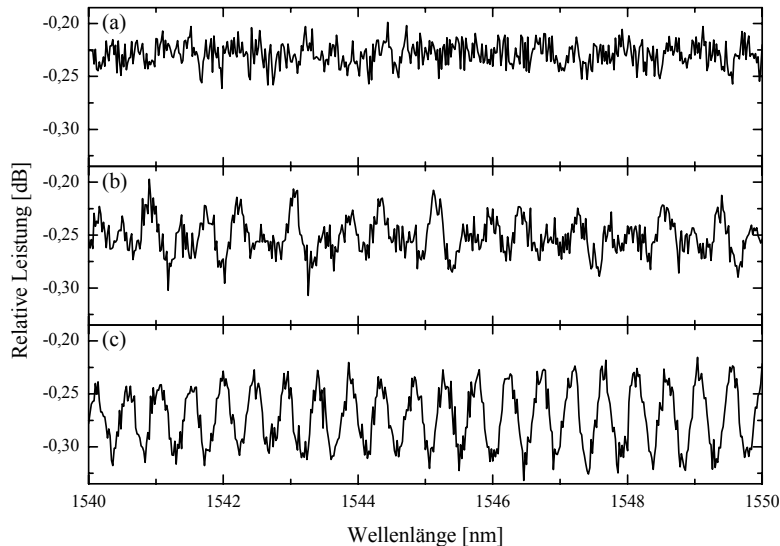


Bild 67 Spektrale Auswertung verschiedener Versuche (a, b, c) zur Ermittlung der FMF-Einfügeverluste, wobei jeweils ein FMF-Zwischenstück in ein Stück Einmodenfaser SMF-28 gespleißt wurde; die Referenzmessung erfolgte vor dem Zerschneiden der SMF-28 und die Parameter des Spleißprogramms wurden in allen drei Versuchen nicht verändert

5.3.2.1 Simulation und Messung der Makrokrümmungsverluste

Obwohl die Eigenentwicklung der Mehrmodenfaser hinsichtlich der Dispersion des höheren Modus LP_{02} und der Realisierbarkeit breitbandiger LP_{01} - LP_{02} -Modenkonverter optimiert wurde und die hergestellte Faser auch in dieser Hinsicht den Erwartungen entsprach, musste festgestellt werden, dass es mit dieser FMF nicht möglich ist, einen HOM-DCM mit der nötigen Faserlänge aufzubauen. Das Problem besteht darin, dass der höhere Modus LP_{02} bei der Biegung der Faser mit dem für eine Faserrolle üblichen Durchmesser fast vollständig abgestrahlt wird. Das bedeutet, dass die Makrokrümmungsverluste der limitierende Faktor bei dieser Faser sind.

Aus dieser Erfahrung heraus ist es erforderlich, die Makrokrümmungsverluste für einen höheren Modus schon während des Entwurfes möglichst exakt abzuschätzen und bei einem vorgegebenen Biegedurchmesser auf eine bestimmte Dämpfung zu reduzieren. Zur Validierung der abgeschätzten Werte ist es notwendig, Messungen an der bereits zur Verfügung stehenden FMF durchzuführen und diese mit den berechneten Werten für diese Faser zu vergleichen.

Die Messung der Makrokrümmungsverluste eines höheren Modus in einer Faser ist nicht ohne weiteres möglich, da hierzu zumindest ein Teil des Lichtes in den höheren Modus konvertiert werden muss. Zur Modenkonzersion wurde für diese experimentellen Untersuchungen

ein LPG verwendet. Nach dem Gitter durchläuft das Licht ein Stück Faser, welches eine halbe Windung mit variablem Durchmesser beinhaltet. Das Ende der FMF beleuchtet direkt den photoempfindlichen Detektor und erlaubt auf diese Art und Weise eine Messung der Leistung im Grundmodus LP_{01} und der verbliebenen Leistung im höheren Modus LP_{02} .

Im Gegensatz zu den sonst durchgeführten Messungen wurde bei diesem Experiment ein großflächiger Photodetektor (Agilent 81618 A) verwendet, der direkt zugänglich ist. Der Vorteil besteht darin, dass es mit diesem Detektor möglich ist, auch das Licht eines höheren Modus ohne vorherige Rückkonversion in den Grundmodus LP_{01} zu detektieren. Andere zur Verfügung stehende Leistungsmesser verwenden intern ein Stück Einmodenfaser, welches direkt mit dem Photodetektor verbunden ist und somit keine direkte Messung des höheren Modus erlaubt.

Unter der Annahme, dass eine gerade gestreckte Faser nahezu keine Dämpfung hervorruft und eine Biegung mit einem kleinen Durchmesser (hier 1,5 cm) fast zur vollständigen Abstrahlung des höheren Modus führt, entspricht jeder Zwischenwert genau der Lichtleistung, welche im höheren Modus für den jeweiligen Biegeradius noch vorhanden ist. Die Leistung im Grundmodus bleibt von der maximalen Krümmung nahezu unbeeinflusst und kann bei der Messung mit dem kleinen Durchmesser (hier 1,5 cm) separat erfasst werden.

In Bild 68(a) sind die spektralen Messungen dargestellt, welche durch die Variation des Biegeradius der FMF entstanden sind. Für den kleinsten dargestellten Durchmesser von 1,5 cm wird das typische Spektrum des vorgeschalteten langperiodischen Gitters sichtbar. In diesem Fall wird der Modus LP_{02} nahezu komplett abgestrahlt. Ohne Biegung ist nur ein sehr geringer Einfügeverlust für den höheren Modus zu sehen, der wahrscheinlich durch die Einspannung der Faser verursacht wurde.

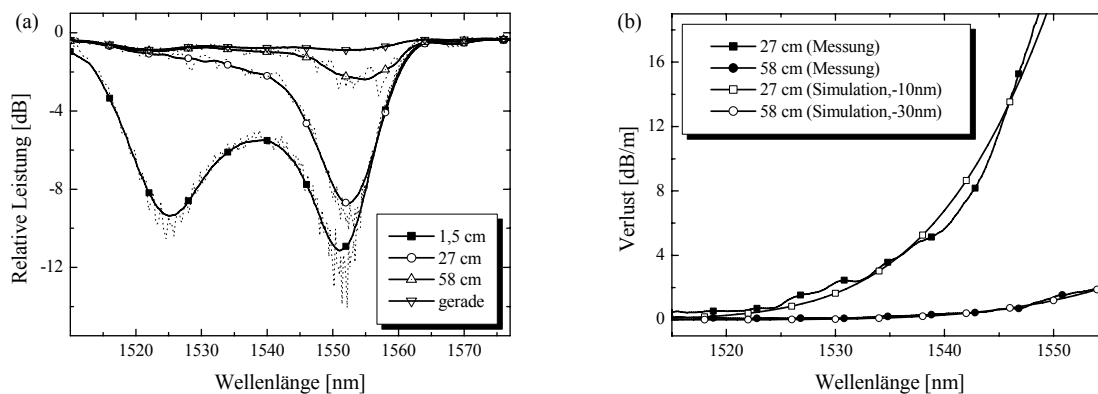


Bild 68 Spektrale Messung der noch vorhandenen Leistung nach einem FMF-LPG und nachfolgender halber Windung mit variablem Durchmesser (a) sowie daraus abgeleitete Makrokrümmungsverluste der FMF (b); Messung der Leistung erfolgte mit einem großflächigen Detektor (Agilent 81618 A)

Mit abnehmendem Biegeradius steigen die Makrokrümmungsverluste für den Modus LP_{02} , wobei die Verluste zuerst bei höheren Wellenlängen sichtbar werden. Die ebenfalls bei dieser Messung auftretenden Interferenzerscheinungen, siehe gepunktete Linien in Bild 68(a), wurden durch Mittelwertbildung über der Wellenlänge unterdrückt. Diese vereinfachte Herange-

hensweise ist möglich, da das Ziel dieser Betrachtung nur eine Abschätzung der Makrokrümmungsverluste ist.

Aus diesen Messungen wurde das Diagramm in Bild 68(b) abgeleitet. Neben den Messungen sind auch entsprechende Simulationen dargestellt, die mit dem in Abschnitt 3.3.3.1 vorgestellten Ansatz berechnet wurden. Zwischen der Messung und der Simulation des prinzipiellen Verlaufes der Makrokrümmungsverluste über der Wellenlänge kann eine gute Übereinstimmung festgestellt werden. Für die Überlagerung war es jedoch notwendig, die Simulation 10 nm bzw. 30 nm zu verschieben. Diese Diskrepanz kann einerseits auf die Unzulänglichkeiten bei der Messung und andererseits auf die notwendigen Vereinfachungen bei der Modellierung des Problems zurückgeführt werden. Bei der Messung wurden z. B. aufgrund der sehr hohen Makrokrümmungsdämpfung nur sehr kurze Längen charakterisiert.

Trotzdem ermöglicht die Simulation (siehe Abschnitt 3.3.3.1) eine Abschätzung der Makrokrümmungsverluste in einer Mehrmodenfaser, da eine ausreichend genaue Übereinstimmung mit experimentellen Untersuchungen nachgewiesen wurde. Insbesondere unter dem Aspekt, dass relativ kleine Änderungen des Durchmessers einen großen Einfluss auf den Verlauf der Makrokrümmungsdämpfung haben (siehe Bild 74(a)), wird der relative Fehler bei der Bestimmung eines minimal möglichen Biegedurchmessers vernachlässigbar klein sein. Basierend auf diesen Erkenntnissen entstand ein neues Faserdesign, welches im Abschnitt 5.3.3 vorgestellt wird.

5.3.2.2 Gruppenlaufzeitmessungen des höheren Modus LP₀₂

Die Messung der Gruppenlaufzeit eines höheren Modus ist mit verschiedenen Verfahren möglich. Das Problem bei der Verwendung der Phasenverschiebungsmethode (Abschnitt 8.3.1) besteht darin, dass am Anfang und am Ende der Mehrmodenfaser fast vollständig koppelnde Modenkonverter notwendig sind, um die Gruppenlaufzeit zu messen.

Aus diesem Grund wurden alternative Verfahren entwickelt, die eine Charakterisierung der Gruppenlaufzeit eines höheren Modus in einer Mehrmodenfaser auch bei nicht vollständiger Modenkopplung erlauben (Abschnitt 8.3.3). Insbesondere kurze Faserstücke mit einer geringen Laufzeitdifferenz zwischen dem Grundmodus LP₀₁ und dem höheren Modus LP₀₂ können mit einer interferometrischen Methode vermessen werden, welche die Wellenlängenabhängigkeit des freien Spektralbereiches der Interferenzmodulation auswertet. Der maximal auflösbare Laufzeitunterschied wird dabei durch die spektrale Auflösung des optischen Messsystems bestimmt.

Mit dieser interferometrischen Methode wurde ein 1,8 m langes Stück der realisierten Mehrmodenfaser charakterisiert. Am Anfang und am Ende der Struktur befanden sich langperiodische Gitter, die als partielle Modenkonverter fungierten. Durch diese Anordnung konnte eine einem MZ-Interferometer ähnliche Struktur aufgebaut werden, deren Laufzeitunterschied durch Gruppenlaufzeiten der Moden LP₀₁ und LP₀₂, d. h. $t_{g,LP01}$ und $t_{g,LP02}$, bestimmt ist. Der freie Spektralbereich FSR , der hier durch den spektralen Abstand zweier aufeinanderfolgender Minima der periodischen Modulation bestimmt wurde, ist über die folgende Gleichung mit der Laufzeitdifferenz verknüpft:

$$FSR(\lambda) = \frac{\lambda^2}{c \cdot |t_{g,LP01}(\lambda) - t_{g,LP02}(\lambda)|} = \frac{\lambda^2}{c \cdot |\Delta t_g(\lambda)|} \quad (5.8)$$

Eine spektrale Messung dieser interferometrischen Struktur ist in Bild 69(a) zu sehen. Trotz der relativ starken Variation der LPG-Kopplung über der Wellenlänge ist eine deutliche Änderung der Periodizität der Leistungsmodulation zu erkennen. Durch die Auswertung dieses Spektrums konnten der spektrale Verlauf der Funktion $1/FSR(\lambda)$ und die Wellenlängenabhängigkeit der Gruppenlaufzeitdifferenz $\Delta t_g(\lambda)$, die beide in Bild 69(b) dargestellt sind, abgeleitet werden.

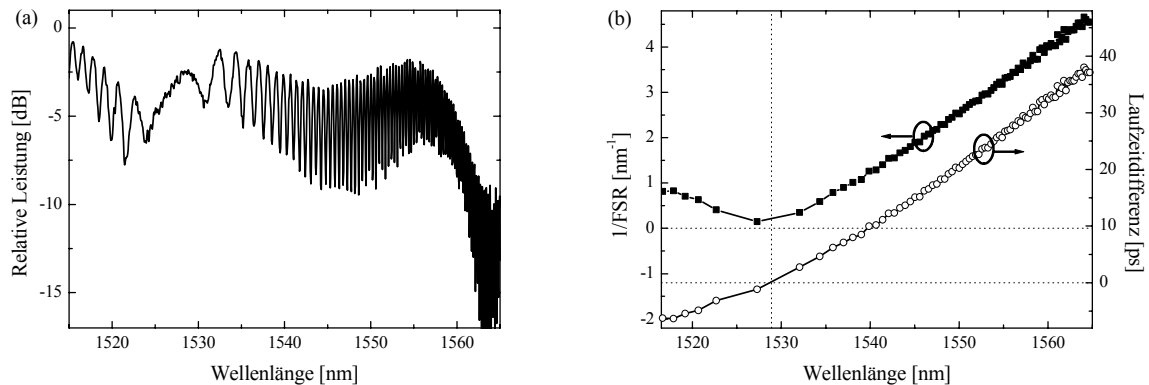


Bild 69 Spektrale Vermessung einer interferometrischen Struktur aus zwei LPG mit einer Faserlänge von 1,8 m zwischen den Gittern (a) und Ermittlung des reziproken Wertes des FSR und der resultierenden Laufzeitdifferenz aus dieser Messung (b)

Auf diese Art und Weise kann auch die Wellenlänge ermittelt werden, bei der sich beide Moden mit der gleichen Geschwindigkeit, d. h. $\Delta t_g = 0$, ausbreiten. Sie beträgt für diese unbelichtete FMF rund 1529 nm. Das Minimum der Funktion $\Lambda(\lambda_{res})$, welches ebenfalls der Bedingung $\Delta t_g = 0$ nach (5.1) und (5.2) entspricht, befindet sich jedoch für einen belichteten Faserabschnitt mit einem Gitter bei über 1540 nm (siehe z. B. Bild 62). Die Verschiebung des Minimums, d. h. der Wellenlänge bei der die beiden Moden die gleiche Gruppengeschwindigkeit aufweisen, wird durch die UV-Belichtung verursacht. Diese Verschiebung, die bereits in Bild 16 anhand der Simulation vorhergesagt wurde, konnte nun experimentell nachgewiesen werden.

Die Wellenleiterdispersion des höheren Modus LP_{02} bestimmt maßgeblich den Verlauf der Laufzeitdifferenz, die aus der Funktion $FSR(\lambda)$ nach (5.8) berechnet wurde. Obwohl nur ein kurzes Stück Faser vermessen werden konnte, ist erkennbar, dass der Anstieg der Gruppenlaufzeit mit zunehmender Wellenlänge steigt und somit auch der Betrag der Dispersion zunimmt. Wie in Bild 70 zu sehen ist, beträgt der maximale Betrag der Dispersion in dem dargestellten Spektralbereich über 600 ps/(nm·km). Diese Größenordnung der Dispersion, die hier aufgrund der kurzen Länge und des verwendeten Messverfahrens nur abgeschätzt werden konnte, stimmt in erster Näherung mit den in der Simulation berechneten Werten der Dispersion für den Modus LP_{02} überein. Im Vergleich dazu ist die Dispersion des Grundmodus LP_{01} in dem betrachteten Wellenlängenbereich so gering, dass sie für diese Abschätzung vernachlässigt werden kann.

Anhand der Messergebnisse werden bereits die Beschränkungen dieses Verfahrens erkennbar. Bei einer geringen Laufzeitdifferenz, d. h. für große Werte des freien Spektralbereiches, ist

der Abstand zwischen zwei aufeinanderfolgenden Messpunkten verhältnismäßig groß. Nimmt die Laufzeitdifferenz zu, so wird die Auflösungsgrenze sichtbar, die durch die spektrale Auflösung der Messung vorgegeben ist.

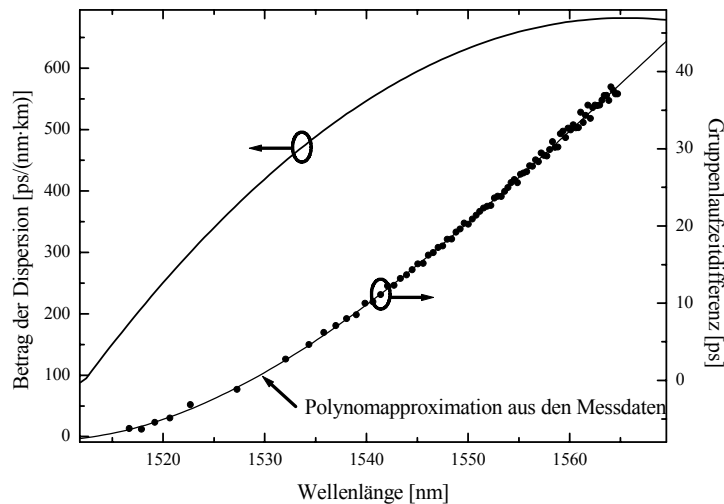


Bild 70 Betrag der Dispersion, die aus der Gruppenlaufzeitdifferenz der Moden LP_{01} und LP_{02} (siehe Bild 69) nach vorhergehender Polynomapproximation abgeleitet wurde, wobei die Messung der Gruppenlaufzeitdifferenz nur mit Punkten dargestellt wurde

In Bild 70 ist dieser Effekt anhand der zunehmenden Messunsicherheit mit steigender Gruppenlaufzeitdifferenz zu sehen. Ein weiterer wesentlicher Nachteil dieser Methode besteht darin, dass nur die Laufzeitdifferenz zwischen dem Grundmodus LP_{01} und dem höheren Modus LP_{02} gemessen wird. Die Laufzeit des Grundmodus LP_{01} kann aber beispielsweise separat mit der Phasenverschiebungsmethode (siehe Anhang 8.3.1) bestimmt werden, wobei man für diese Messung dann keine Modenkoverter verwenden darf.

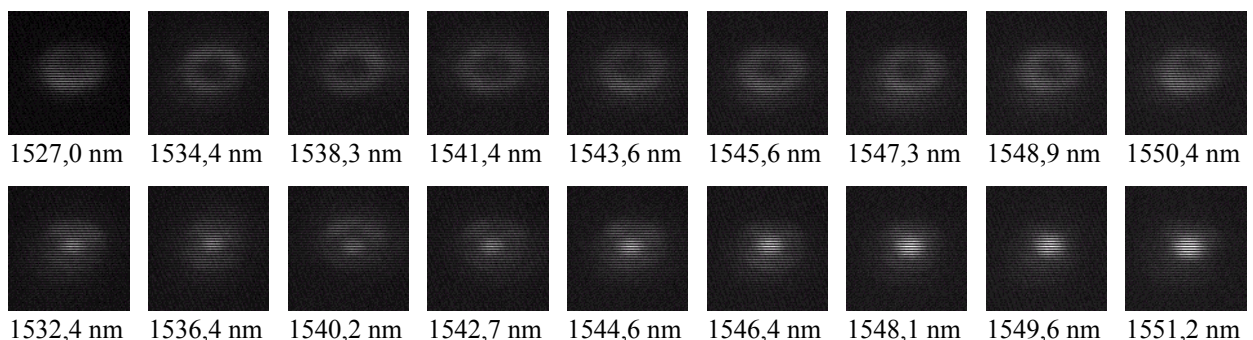


Bild 71 Intensitätsverteilung nach einer senkrecht gebrochenen Stirnfläche der realisierten Mehrmodenfaser, wobei sich rund 50 cm vor dem Bruch ein FMF-LPG in der Faser befand; die Aufnahmen erfolgten mit einer Infrarotkamera

Die auftretende Interferenz zwischen den beiden Moden kann in einer etwas abgewandelten Form auch visuell, d. h. mit Hilfe einer Infrarotkamera, beobachtet werden. Hierzu ist nur ein partiell koppelnder LPG-Modenkverter nötig. An das Gitter schließt sich ein kurzes Stück der Mehrmodenfaser an, dessen Länge in diesem Experiment rund 50 cm betrug. Das Ende der Mehrmodenfaser wurde mit einem Brechgerät gebrochen. Das Licht von einer abstimmbaren Laserquelle, welches an dieser Stirnfläche der Faser austrat, wurde dann mit einer Infrarotkamera detektiert.

In Bild 71 sind die Intensitätsverteilungen, die mit der Kamera aufgenommen wurden, für ausgewählte Wellenlängen dargestellt. Aufgrund der partiellen Modenkopplung war es nicht möglich, die Intensitätsverteilung des höheren Modus LP_{02} über der Wellenlänge separat zu messen. Das bedeutet, es wurde immer eine Überlagerung des Grundmodus LP_{01} und des höheren Modus LP_{02} detektiert.

Durch diese Überlagerung kam es zur Interferenz zwischen den beiden Moden, die entweder durch Auslöschung (obere Reihe in Bild 71) oder durch konstruktive Überlagerung (untere Reihe in Bild 71) im Zentrum der Intensitätsverteilung gekennzeichnet ist.

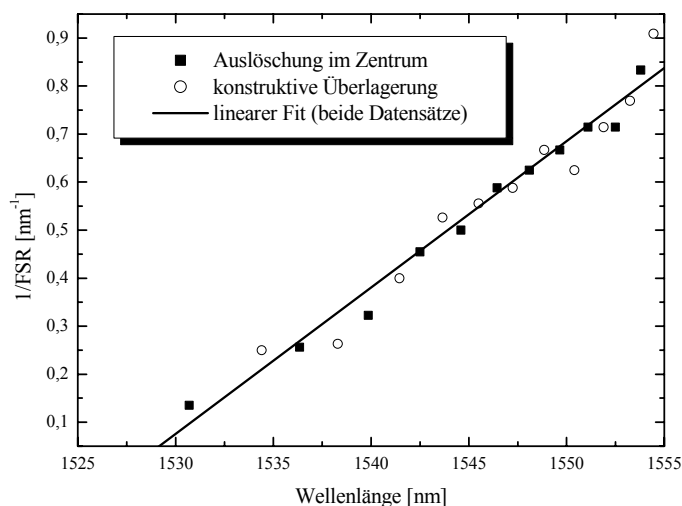


Bild 72 Reziproker Wert des freien Spektralbereiches der Intensitätsverteilungen in Bild 71, separate Betrachtung für Auslöschung (obere Reihe der Aufnahmen) und konstruktive Überlagerung (untere Reihe der Aufnahmen) im Zentrum

Durch die Auswertung der Wellenlängen lässt sich das Diagramm in Bild 72 ableiten. Ähnlich wie bei der Messung in Bild 69(b) wird der Verlauf maßgeblich durch die Wellenleiterdispersion des höheren Modus LP_{02} in dem rund 50 cm langen Stück der Mehrmodenfaser bestimmt. Die relativ hohe Messunsicherheit wurde durch die visuelle Bestimmung der Wellenlängen der beiden Extremzustände aus der Intensitätsverteilung verursacht. Trotzdem ist hervorzuheben, dass mit dieser einfachen Methode bereits eine Aussage über die Gruppenlaufzeitdifferenz zwischen den beiden Moden LP_{01} und LP_{02} möglich ist.

In Bild 62 wurde gezeigt, dass es durch die Feinabstimmung eines FMF-LPG möglich ist, eine breitbandige Modenkopplung mit nahezu vollständiger Kopplung (>99%) zu realisieren.

ren. Unter dieser Voraussetzung kann eine Teststruktur eines HOM-DCM direkt mit der Phasenverschiebungsmethode (siehe Anhang 8.3.1) vermessen werden. Das Spektrum und die relative Gruppenlaufzeit einer solchen Teststruktur sind in Bild 73 zu sehen. Zum Vergleich ist auch eine Referenzmessung ohne die Teststruktur dargestellt.

Innerhalb der nutzbaren Bandbreite, die hier rund 20 nm beträgt, ist die relative Gruppenlaufzeit durch einen negativen Anstieg gekennzeichnet, der mit steigender Wellenlänge zunimmt. Dieses Verhalten der Teststruktur wird durch die negative Wellenleiterdispersion des Modus LP_{02} verursacht, wobei der Betrag der Dispersion aufgrund der Änderung des Anstieges in der betrachteten Bandbreite ebenfalls zunimmt. Außerhalb der Bandbreite ist wieder deutlich die Modulation der Leistung über der Wellenlänge durch die Interferenz der beiden Moden LP_{01} und LP_{02} sichtbar, welche durch eine starke Wellenlängenabhängigkeit des freien Spektralbereiches gekennzeichnet ist.

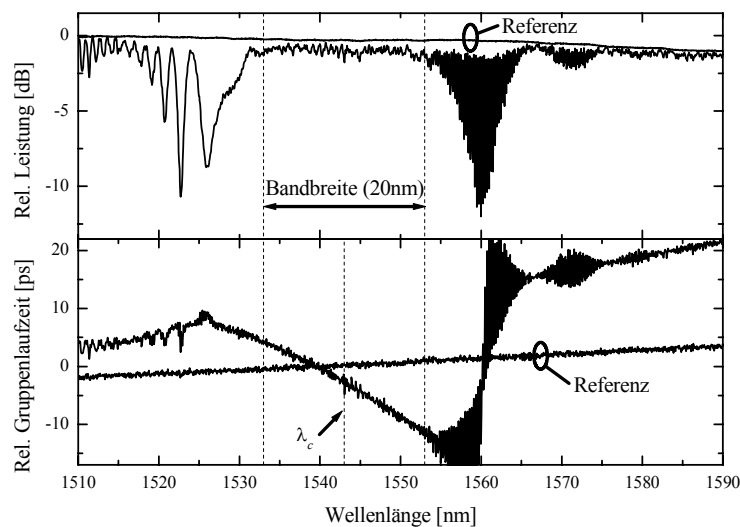


Bild 73 Messung der relativen Leistung und der Gruppenlaufzeit (Phasenverschiebungsmethode) eines HOM-DCM mit rund 1,8 m Abstand zwischen den Modenkonvertern, die ermittelte Dispersion für den Modus LP_{02} beträgt hier $D(\lambda_c) \approx -575 \text{ ps}/(\text{nm}\cdot\text{km})$

Abgesehen von den Fasern, die zur Verbindung des Messplatzes mit der Teststruktur nötig sind und deren Gruppenlaufzeitverlauf überlagert ist, kann mit diesem Verfahren die Gruppenlaufzeit des höheren Modus direkt gemessen werden. Im Gegensatz zu der vorher beschriebenen interferometrischen Methode, bei der nur die Gruppenlaufzeitdifferenz bestimmt werden konnte, wird bei diesem Verfahren ausschließlich die Gruppenlaufzeit des höheren Modus in dem Faserstück zwischen den Modenkonvertern vermessen. Außerdem ist es mit diesem Verfahren möglich, weitaus größere Längen, d. h. auch größere Werte der Dispersion, zu charakterisieren.

Durch die thermische Feinabstimmung der beiden Gitter ist nur noch eine reduzierte Restwelligkeit der relativen Leistung innerhalb der nutzbaren Bandbreite zu sehen, die durch die Multipfadinterferenz (MPI) in der Struktur hervorgerufen wird. Die MPI wird durch die unvollständige LP_{01} - LP_{02} - bzw. LP_{02} - LP_{01} -Modenkopplung in den Gittern sowie durch die Stör-

kopplung an den Spleißstellen, die hauptsächlich vom Grundmodus LP_{01} in den Modus LP_{11} und zurück erfolgt, verursacht.

Die Restwelligkeit kann weiter reduziert werden, indem die Gitter direkt in die Enden der FMF eingeschrieben werden. Im Gegensatz dazu wurden jedoch bei der Teststruktur die Gitter im Vorfeld separat hergestellt und nachträglich an die FMF gespleißt. Das bedeutet, dass bei der Teststruktur zwei zusätzliche Spleißstellen zur Multipfadinterferenz beitragen. Diese zusätzlichen Spleiße sind besonders störend, da zwischen den Modenkonvertern kein Einsatz von Modenabstreifern (engl.: mode stripper) möglich ist.

Wegen der hohen Makrokrümmungsverluste des Modus LP_{02} in der hergestellten Faser (siehe Abschnitt 5.3.2.1) konnten die Gruppenlaufzeitmessungen nur an kurzen Teststrukturen erfolgen. Aus diesem Grund wird im nächsten Abschnitt ein neues Design vorgestellt, welches eine bessere Führung des höheren Modus LP_{02} gewährleistet.

5.3.3 Verbessertes Design mit reduzierten Makrokrümmungsverlusten

Das Ziel dieser Betrachtung ist es, ein Faserbrechzahlprofil zu entwickeln, welches den Einsatz einer darauf beruhenden FMF in einem realen HOM-DCM mit LPG-Modenkonvertern erlaubt. Eine Grundvoraussetzung ist die Realisierbarkeit einer solchen Faser. Das bedeutet, dass es mit den zur Verfügung stehenden Standardverfahren möglich sein muss, eine Preform, die auf dem verbesserten Brechzahlprofil basiert, herzustellen und daraus eine Faser auszuziehen.

Weiterhin muss diese Faser eine hohe negative Wellenleiterdispersion des höheren Modus LP_{02} aufweisen, die es ermöglicht, eine Übertragungstrecke mit einer FMF-Länge zu kompensieren, die im Vergleich zu einer herkömmlichen DCF deutlich kürzer ist. Um die negative Wellenleiterdispersion des höheren Modus LP_{02} nutzen zu können, müssen in dieser Faser auch breitbandige und nahezu vollständig koppelnde LPG-Modenkonverter durch UV-Belichtung realisierbar sein.

Neben diesen Forderungen, die bereits bei der realisierten Fasereigenentwicklung erreicht wurden, müssen bei diesem modifizierten Entwurf die Makrokrümmungsverluste so reduziert werden, dass sie beispielsweise bei einer Wicklung mit einem typischen Durchmesser von 10 cm gegenüber der Dämpfung der geraden Faser vernachlässigt werden können.

In Bild 74(a) ist das Brechzahlprofil des modifizierten Entwurfes und des daraus abgeleiteten äquivalenten Stufenprofils zu sehen. Gegenüber der bereits realisierten Fasereigenentwicklung wurde bei diesem Entwurf insbesondere die Brechzahl des Ringes (n_2 des äquivalenten Stufenprofils) angehoben und die Schichtdicke des Ringes (r_2 des äquivalenten Stufenprofils) vergrößert. Alle anderen Parameter des Profils wurden so angepasst, dass die gewünschten Eigenschaften erzielt werden konnten. So ist beispielsweise die Brechzahlabenkung (n_1) stärker ausgeprägt und die Brechzahl des inneren Kernbereiches (n_0) etwas höher.

Durch diese Änderungen, die sich vor allem auf den Ringbereich auswirken, kann eine deutliche Reduzierung der Makrokrümmungsverluste erzielt werden. In Bild 74(b) ist der spektrale Verlauf der Krümmungsverluste für verschiedene Biegeradien dargestellt. Für einen Biegeradius von 5 cm ist die Faser im dritten optischen Fenster praktisch verlustlos. Mit geringer werdenden Biegeradius steigt die Dämpfung rapide an. So werden beispielsweise bei einem Biegeradius von 3 cm Verluste hervorgerufen, die zumindest in einem Teil des dargestellten Spektrums gegenüber den anderen zur Dämpfung beitragenden Faktoren dominieren.

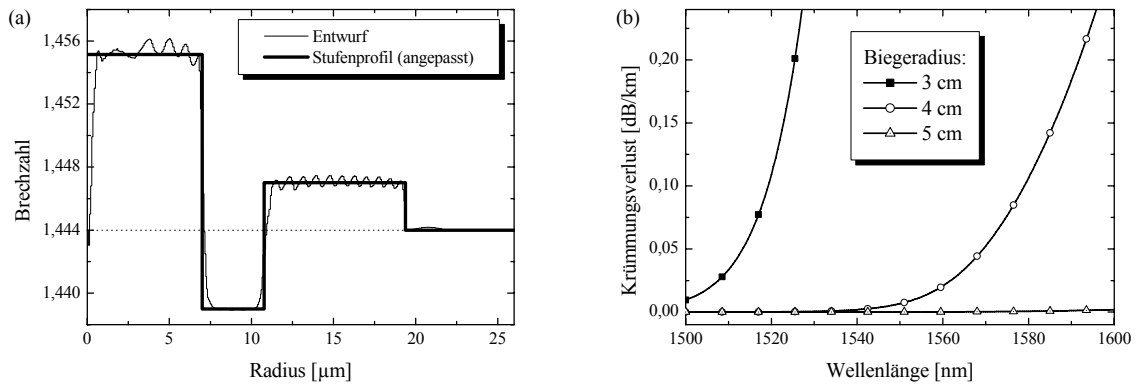


Bild 74 Entwurf eines FMF-Brechzahlprofils, welches auf einer Preformmessung basiert, und äquivalentes Stufenprofil mit fast identischer LP_{02} -Dispersion (a) und Abschätzung der Makrokrümmungsverluste für verschiedene Biegeradien einer Faser mit diesem Profil (b)

Anhand der Simulation ist erkennbar, dass die Makrokrümmungsverluste des neuen Designs maßgeblich durch die Anhebung der Brechzahl und durch die Vergrößerung der Schichtdicke des Ringbereiches gegenüber der realisierten Faser (Bild 68) reduziert werden konnten. Durch diese Maßnahme wurde die Führung des höheren Modus LP_{02} im Ringbereich erheblich verbessert, so dass eine Abstrahlung des höheren Modus erst bei einer stärkeren Biegung erfolgt.

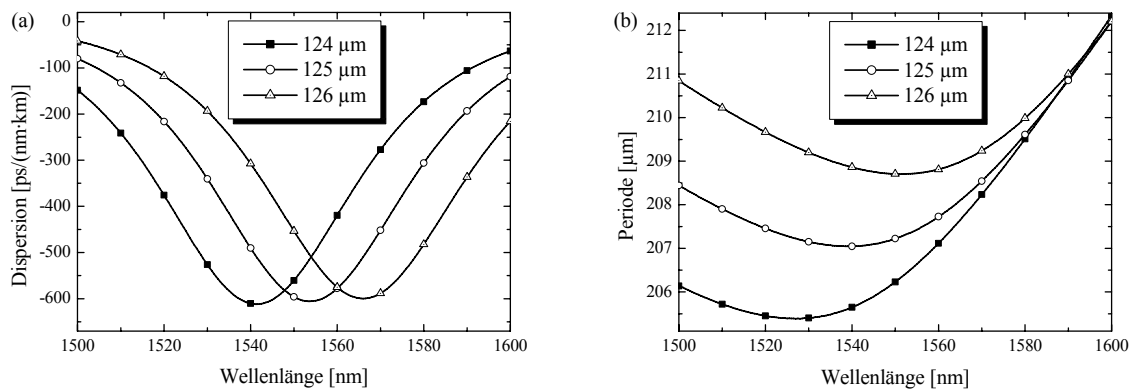


Bild 75 Spektraler Verlauf der Dispersion (a) und notwendige LPG-Periode in Abhängigkeit von der gewünschten Resonanzwellenlänge (b) jeweils für verschiedene Faserdurchmesser, d. h. proportionale Änderung aller Schichtdicken des Entwurfes

Das Feld des höheren Modus LP_{02} , welches innerhalb eines bestimmten Wellenlängenbereiches vom inneren Kernbereich (n_0) zum Ring (n_2) übergeht und so die gewünschte Wellenleiterdispersion hervorruft, wird durch den erhöhten Brechzahlkontrast zwischen Ring (n_2) und Mantel (n_3) nach diesem Übergang im Ring stärker konzentriert und fällt im Mantel schneller ab. Eine beliebige Anhebung der Ringbrechzahl n_2 ist aber nicht möglich, da diese maßgeblich den maximalen Gruppenlaufzeitthub festlegt.

Der spektrale Verlauf der Dispersion des höheren Modus LP_{02} ist in Bild 75(a) in Abhängigkeit von der Auszugsdicke dargestellt. Das Minimum der Dispersion wird durch Schwankungen der Faserdicke während des Ausziehens der Preform spektral verschoben. Das bedeutet, dass ein präzises Ausziehen der Faser notwendig ist, um einen gewünschten Dispersionsverlauf zu erzielen. Die Standardeinmodenfaser SMF-28 von Corning kann beispielsweise laut Datenblatt mit einer maximalen Dickentoleranz von $\pm 0,3 \mu\text{m}$ hergestellt werden.

Diese Verschiebung des Minimums bietet aber auch die Chance, die Dispersion eines Kompensators exakt an die Erfordernisse einer Übertragungsstrecke anzupassen. Die Anpassung kann durch eine positionsabhängige Funktion der Faserdicke über der Länge realisiert werden. Auf dieses neuartige Prinzip wird detailliert im Abschnitt 5.4.2 eingegangen.

In Bild 75(b) ist auch das Resonanzverhalten, d. h. die Funktion $\Lambda(\lambda)$, für die LP_{01} - LP_{02} -Modenkopplung mit langperiodischen Gittern in dieser verbesserten Faser dargestellt. Ähnlich wie bei der Dispersion ist auch hier eine spektrale Verschiebung des Minimums durch die Änderung der Faserdicke zu beobachten. Zusätzlich muss auch die Periode geändert werden, um ein LPG mit großer Modenkopplungsbandbreite beim Minimum der Funktion $\Lambda(\lambda)$ herzustellen.

Für einen Faserdurchmesser von $125 \mu\text{m}$ sind die resultierenden LPG-Spektren in Abhängigkeit von der Gitterperiode dargestellt. Wie in Bild 76(a) zu sehen ist, haben bereits kleine Änderungen von $\pm 50 \text{ nm}$ einen deutlichen Einfluss auf das resultierende LPG-Spektrum. Größere Veränderungen von $\pm 1 \mu\text{m}$, siehe Bild 76(b), führen dazu, dass beim Unterschreiten der optimalen Periode keine nennenswerte Modenkopplung auftritt und bei einer vergrößerten Periode die Einzelresonanzen in einem großen spektralen Abstand ohne Überlappung ausgebildet werden.

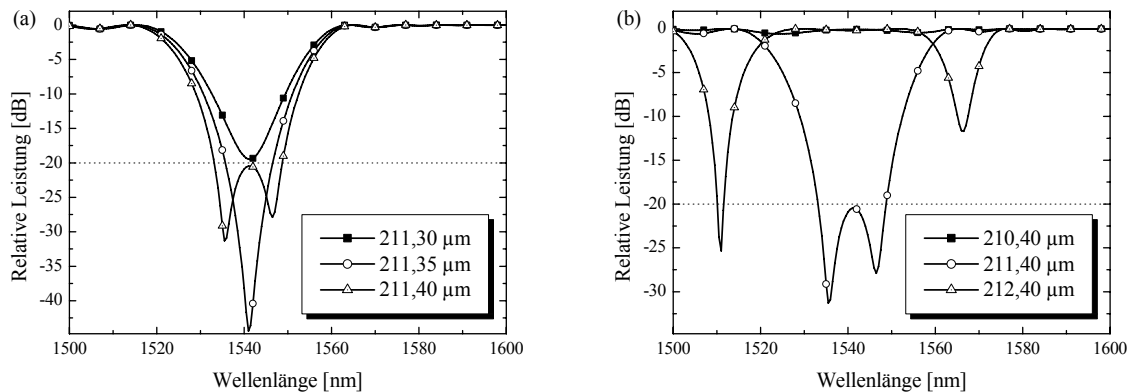


Bild 76 Wellenlängenabhängige Berechnung der Leistung des Grundmodus LP_{01} nach einem langperiodischen Gitter mit jeweils variabler Periode, wobei die Simulation auf dem Faserentwurf mit reduzierten Makrokrümmungsverlusten beruht; Simulationsparameter: Faserdurchmesser $d = 125 \mu\text{m}$, Gitterlänge $L_G = 4,5 \text{ cm}$

Die Toleranzanforderungen an die Gitterperiode bewegen sich aber in der gleichen Größenordnung wie bei der bereits realisierten Fasereigenentwicklung. Auch die Größenordnung der Gitterperiode unterscheidet sich nicht wesentlich. Demzufolge wird es mit dem in dieser Ar-

beit betrachteten UV-Belichtungsverfahren (siehe Abschnitt 4.3.1.3) möglich sein, in dieser Faser mit verbessertem Design FMF-LPG in ausreichender Qualität herzustellen.

Ein weiterer wesentlicher Vorteil dieses Dispersionskompensationsverfahrens ist die größere effektive Fläche (3.41). Für dieses neue Faserdesign ist die effektive Fläche des Modus LP_{02} in Bild 77(a) dargestellt. Der Transfer des Feldes vom inneren Kernbereich zum Ring verursacht neben der starken Wellenleiterdispersion auch einen Anstieg der effektiven Fläche des Modus LP_{02} mit steigender Wellenlänge. Sie beträgt fast $300 \mu\text{m}^2$ beim Minimum der Dispersion und ist demzufolge um ein Vielfaches größer als die effektive Fläche einer standardmäßig verwendeten DCF (siehe Abschnitt 2.3.3).

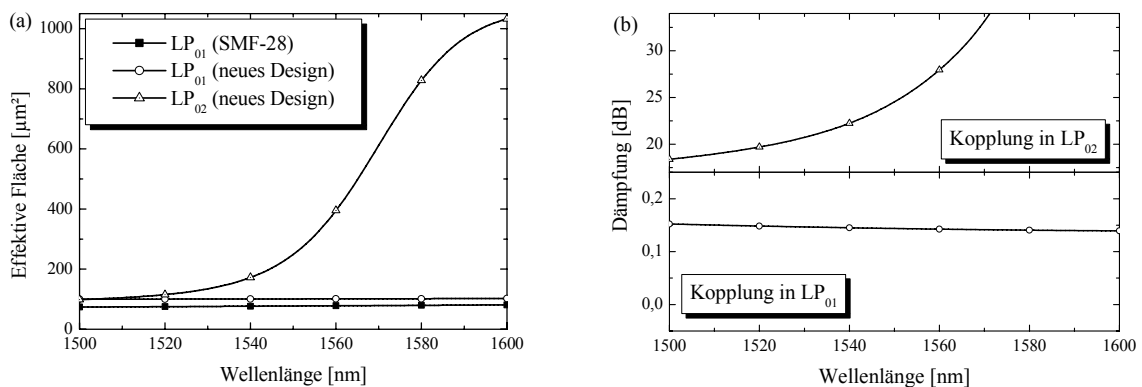


Bild 77 Effektive Fläche einzelner Moden des neuen Faserdesigns in Abhängigkeit von der Wellenlänge (a) und Kopplung vom Grundmodus der Standardfaser SMF-28 in die Moden LP_{01} und LP_{02} des neuen Faserdesigns (b)

Zur Abschätzung der Einfügeverluste eines auf dieser Faser beruhenden HOM-DCM wurde die Effizienz der Einkopplung (3.43) vom Grundmodus LP_{01} der SMF-28 in den Grundmodus LP_{01} der FMF berechnet. Wie in Bild 77(b) zu sehen ist, beträgt die theoretische Übergangsdämpfung bei idealer Stoßkopplung zwischen den beiden Fasern rund 0,15 dB. Beim realen Spleißprozess entsteht aber ein Übergangsbereich, der eine noch bessere Feldanpassung erlaubt. Demzufolge sollten Spleiße mit Dämpfungswerten herstellbar sein, die in der gleichen Größenordnung oder etwas darunter liegen.

Eine ausreichende Unterdrückung der Störkopplung ($<1\%$) in den höheren Modus LP_{02} ist in einem großen Teil der betrachteten Bandbreite gegeben. Durch die Verwendung eines Modenabstreifers (engl.: mode stripper) kann der störende Anteil des Lichtes noch stärker unterdrückt werden.

5.4 Anpassung der Dispersion an die Übertragungsstrecke

In den beiden folgenden Unterabschnitten werden Verfahren vorgestellt und diskutiert, die es ermöglichen, die Dispersion eines DCM an die Übertragungsstrecke anzupassen. Im ersten Teil wird kurz ein Verfahren erläutert, welches auf schaltbaren Modenkonzernern basiert und so eine Abstimmung der Dispersion erlaubt.

Das neuartige Verfahren, welches im zweiten Unterabschnitt vorgestellt wird, erlaubt nur eine statische Kompensation, die aber exakt an die Dispersionsverhältnisse der Übertragungsstrecke angepasst werden kann. Die notwendige Adaption erfolgt dabei während der Herstellung des Kompensators.

5.4.1 Variable Abstimmung eines HOM-DCM

Im Abschnitt 2.4 wurden bereits einige Verfahren vorgestellt, die es ermöglichen, die Dispersion eines DCM zu variieren und sie so an die Erfordernisse der Übertragungsstrecke anzupassen. Prinzipiell kann auch die Dispersion eines HOM-DCM stufenweise durch schaltbare Modenkonzerner und durch dazwischenliegende Faserstücke bestimmter Länge eingestellt werden [140].

Hierbei wird die wirksame Faserlänge, in der sich der höhere Modus ausbreitet, durch Schalten der n LPG-Modenkonzerner so gewählt, dass der Kompensator die gewünschte Dispersion aufweist. Die Modenkonzerner müssen so ausgelegt sein, dass sie ein annähernd vollständiges Umschalten zwischen „keiner“ und „vollständiger“ Konversion ermöglichen.

Die Dispersion des DCM kann zwischen der Dispersion des Grundmodus LP_{01} und der Dispersion des höheren Modus jeden Wert annehmen, wobei die Abstufung durch die Anzahl n der hintereinander geschalteten Modenkonzerner und durch die Faserlängen dazwischen bestimmt wird. Bei einer vorgegebenen Anzahl von n Stufen wird die feinste Abstufung erreicht, wenn sich die Faserlänge von Segment zu Segment verdoppelt [149].

So kann mit einer minimalen Segmentlänge der FMF, welche z. B. einer Dispersionsdifferenz von 50 ps/nm zwischen dem Grundmodus und dem verwendeten höheren Modus entspricht, in einer Struktur mit $n=5$ Modenkonzernern die Dispersion in einem Bereich von $(2^{n-1} - 1) \cdot 50 \text{ ps/nm} = 750 \text{ ps/nm}$ eingestellt werden. Der Abstand zwischen zwei aufeinanderfolgenden Dispersionsstufen ist durch die kürzeste Segmentlänge gegeben und beträgt in dem genannten Beispiel 50ps/nm.

Das Verfahren ermöglicht, unabhängig von der Kanaldatenrate, eine breitbandige Abstimmung der Dispersion, die beispielsweise das gesamte C-Band abdeckt. Ein weiterer Vorteil dieser Methode besteht darin, dass sich die Dispersion in einem relativ großen Bereich einstellen lässt. Wie anhand des einfachen Beispiels gezeigt wurde, ist schon bei einer geringen Anzahl von Stufen ein Abstimmbereich von mehreren 100 ps/nm möglich.

Es werden jedoch für einen solchen Kompensator mehrere vollständig schaltbare Modenkonzerner benötigt. In der Realität verbleibt immer ein kleiner Teil des Lichtes im nicht erwünschten Modus. Die dadurch hervorgerufene Multipfadinterferenz (MPI), die mit zunehmender Anzahl der Stufen n auch noch steigt, ist eine der limitierenden Größen, die den Einsatz eines solchen abstimmbaren Kompensators beschränkt.

Der größte Nachteil dieser Methode besteht jedoch darin, dass im Moment der Abstimmung durch die dabei auftretende starke Multipfadinterferenz das optische Signal so stark gestört

wird, dass keine Datenübertragung möglich ist. Aus diesem Grund wurde ein alternatives Verfahren entwickelt, welches die Multipfadinterferenz in einer solchen Struktur ausnutzt und auf diese Art und Weise ein kontinuierliches Abstimmen der Dispersion ohne Datenverlust ermöglicht (siehe Kapitel 6).

5.4.2 Neuartiges Prinzip zur Anpassung der Dispersion

Wie bereits im Abschnitt 2.2 erläutert wurde, besteht das Ziel bei der Dispersionskompensation darin, die Restdispersion $D_{res}(\lambda)$ so zu reduzieren, dass eine fehlerfreie Übertragung für eine bestimmte Kanaldatenrate gegeben ist:

$$D_{lim}(\lambda, EOP) \geq |D_{res}(\lambda)| = |L_{Tr} \cdot D_{Tr}(\lambda) + D_{DCM}(\lambda)|. \quad (5.9)$$

Je höher die Bitrate eines Kanals ist, desto geringer ist die Restdispersion, die toleriert werden kann (Tabelle 2). Um mit einem Dispersionskompensationsmodul (engl.: dispersion compensating module – DCM) möglichst viele Kanäle gleichzeitig zu kompensieren, ist es notwendig, den spektralen Verlauf der Dispersion des DCM $D_{DCM}(\lambda)$ an die wellenlängenabhängige Dispersion $D_{Tr}(\lambda)$ der Übertragungsfaser mit der Länge L_{Tr} in einer vorgegebenen Bandbreite anzupassen.

Aus diesem Grund wurden für einen HOM-DCM, der die Wellenleiterdispersion des höheren Modus LP_{02} ausnutzt, mehrstufige Brechzahlprofile ($N > 3$) mit mindestens zwei ringförmigen Brechzahlhebungen untersucht [64], die eine breitbandige Kompensation ermöglichen. Eine solche FMF eines HOM-DCM ist durch mindestens zwei Minima der Dispersion gekennzeichnet, deren Überlagerung bei entsprechender Dimensionierung den gewünschten wellenlängenabhängigen Verlauf der Dispersion ergibt.

Der Nachteil dieses Ansatzes besteht darin, dass bereits Schichtdickenänderungen im Nanometerbereich dazu führen, dass sich der spektrale Verlauf der Dispersion sehr stark ändert und die FMF zur Kompensation der Übertragungsfaser nicht mehr geeignet ist. Außerdem ist es infolge der geringen Anzahl der frei wählbaren Parameter nicht möglich, komplexere Verläufe der Dispersion nachzubilden.

Aus diesem Grund wurde ein neuartiges Verfahren zur Dispersionskompensation entwickelt [143] und als Patent angemeldet [144], welches es ermöglicht, die Dispersion eines DCM innerhalb einer vorgegebenen Bandbreite exakt an die Erfordernisse der Übertragungsstrecke anzupassen. Im Folgenden wird die Funktionsweise dieses Konzeptes erläutert, Simulationen zur Kompensation komplexer Verläufe der Dispersion gezeigt und die Machbarkeit eines auf diesem Ansatz beruhenden DCM betrachtet.

5.4.2.1 Funktionsweise eines DCM mit angepasster Dispersion

Im Gegensatz zu den bisherigen Betrachtungen in diesem Kapitel, bei denen stets von der Wellenleiterdispersion eines höheren Modus ausgegangen wurde, wird in diesem Abschnitt exemplarisch eine Faser (Bild 78(a)) untersucht, die durch eine hohe negative Wellenleiterdispersion des Grundmodus LP_{01} gekennzeichnet ist [150]. Fasern dieses Typs konnten bereits mit einer negativen Dispersion von bis zu -1800 ps/(nm·km) realisiert werden [151], [152]. Das Konzept, welches hier vorgestellt wird, ist aber nicht nur auf den Grundmodus LP_{01} beschränkt, sondern es kann ohne weiteres auf die Ausnutzung der Wellenleiterdispersion höherer Moden übertragen werden [22].

Die Idee beruht darauf, dass während des Ausziehens einer Preform das resultierende Brechzahlprofil durch die gezielte Beeinflussung der Faserdicke positionsabhängig geändert wird (Bild 78(a)).

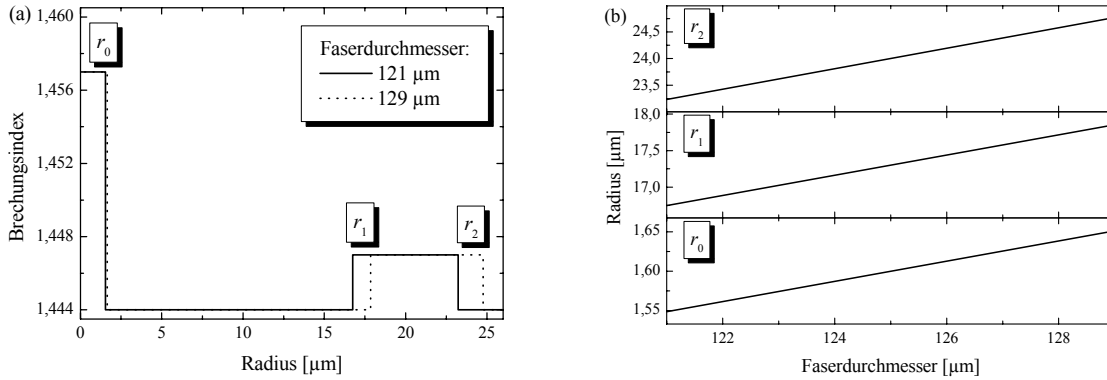


Bild 78 Brechungsindexprofil der verwendeten Beispielfaser mit $N = 3$ für zwei Beispieldurchmesser (a) und Radien verschiedener Schichten dieses Profiles in Abhängigkeit vom Faserdurchmesser $d = 2r_3$ (b)

Die Herstellung einer Faser mit einem variablen Außendurchmesser $d = 2r_N$ wirkt sich auf die Radien r_i und die Dicken d_i der einzelnen Schichten i eines Brechzahlprofiles wie folgt aus:

$$\frac{\Delta r_i}{r_i} = \frac{\Delta d_i}{d_i} = \frac{\Delta r_N}{r_N} = \frac{\Delta d}{d} \tag{5.10}$$

Diese Änderungen, die in Abhängigkeit vom realisierten Faserdurchmesser in Bild 78(b) dargestellt sind, führen dazu, dass das ausgeprägte Minimum der Wellenleiterdispersion des verwendeten Modus LP_{01} während der Herstellung im interessierenden Wellenlängenbereich spektral verschoben werden kann (Bild 79(a)).

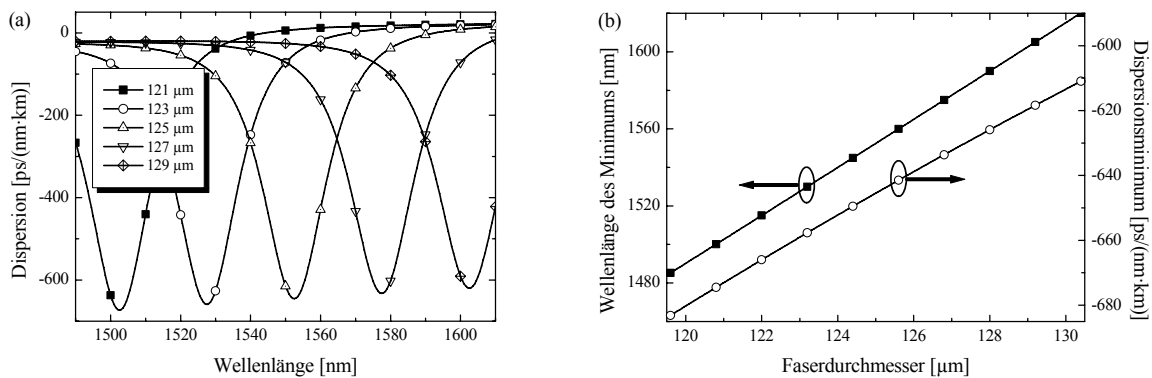


Bild 79 Spektraler Verlauf der Dispersion des Modus LP_{01} für ausgewählte Faserdurchmesser (a) und Zusammenhang zwischen der Wellenlänge und dem Betrag des Dispersionsminimums in Abhängigkeit vom Faserdurchmesser (b); Simulationen basieren auf dem Brechzahlprofil in Bild 78

In Bild 79(b) ist der näherungsweise lineare Zusammenhang zwischen dem Faserdurchmesser und der Wellenlänge des Dispersionsminimums dargestellt. D. h. durch die Variation des Faserdurchmessers ist es möglich, das Minimum der Dispersion spektral zu verschieben. Gleichzeitig verringert sich mit zunehmender Wellenlänge geringfügig der Betrag des Dispersionsminimums.

Die Dispersion eines Kompensationsmoduls $D_{DCM}(\lambda)$, welches mit einer vorgegebenen positionsabhängigen Funktion der Faserdicke $d(z)$ hergestellt wurde, kann dann mit der Gleichung

$$D_{DCM}(\lambda) = \int_0^L D_{DCF}(\lambda, d(z)) dz \quad (5.11)$$

berechnet werden. Dabei bezeichnen $D_{DCF}(\lambda, d(z))$ die längennormierte Dispersion der Kompensationsfaser für einen bestimmten Durchmesser d bei der Position z und L die notwendige Gesamtlänge der Faser in dem Modul.

5.4.2.2 Berechnung der positionsabhängigen Funktion des Durchmessers

Zur numerischen Bestimmung der positionsabhängigen Funktion $d(z)$ wird das Integral in Gleichung (5.11) durch die Summe

$$D_{DCM}(\lambda_j) = \sum_{i=0}^m D_{DCF}(\lambda_j, d_i) \cdot L_i \quad \text{mit} \quad L = \sum_{i=0}^m L_i \quad (5.12)$$

approximiert. Jedes Fasersegment der Länge L_i weist einen konstanten Durchmesser d_i auf. Die gewünschte positionsabhängige Funktion des Durchmessers $d_i(z_i)$ über der Länge L der Kompensationsfaser mit

$$z_i = \sum_{a=0}^i L_a \quad \text{for} \quad i = 0, 1 \dots m \quad (5.13)$$

wird dann durch lineare Optimierung aller Segmentlängen L_i für alle diskreten Wellenlängenpunkte λ_i in einer vorgegebenen Bandbreite [153] ermittelt. Die Nebenbedingungen für die Optimierung ergeben sich aus der Gleichung (5.9) und der Bedingung $L_i > 0$. Auch für sehr enge Toleranzen mit $|D_{res}(\lambda)| \ll 1 \text{ ps}/(\text{nm} \cdot \text{km})$ war es ohne weiteres möglich, Lösungen für die hier exemplarisch betrachteten Beispiele zu erhalten.

Die Genauigkeit dieser Methode wird maßgeblich durch die Diskretisierung, d. h. durch die Anzahl der betrachteten Wellenlängenpunkte und die Anzahl der Fasersegmente mit konstantem Durchmesser, bestimmt. Deshalb ist es zur Synthese eines quasikontinuierlichen Verlaufes der Funktion $d(z)$ notwendig, die Faser für den Kompensator in ausreichend viele Segmente aufzuteilen und eine Mindestlänge für die Segmentlänge L_i festzulegen.

Für die hier gezeigten Berechnungen wurde beispielsweise eine spektrale Auflösung von $\Delta\lambda = |\lambda_{j+1} - \lambda_j| = 0,5 \text{ nm}$ verwendet und die Faser in 300 Segmente zerlegt, wobei das Inkrement der Faserdicke $\Delta d = |d_{i+1} - d_i| = 50 \text{ nm}$ betrug. Die Zeit zur Optimierung der Funktion $d(z)$ nach einer vorgegebenen Spezifikation betrug in einer MATLAB[®]-Entwicklungsumgebung für die hier angegebene Diskretisierung nur wenige Sekunden.

Wie bereits in Abschnitt 2.2.1 dargelegt wurde, kann die Dispersion typischer Übertragungsfasern $D_{Tr}(\lambda)$ durch ein Polynom (2.25) approximiert werden. Um die Möglichkeiten aufzu-

zeigen, die diese neue Methode eröffnet, wurden willkürliche Dispersionsverläufe vorgegeben, die als gepunktete Linien in Bild 80 dargestellt sind. Sie sind durch eine über der Wellenlänge konstante Dispersion von $S_0 = 4,5 \text{ ps}/(\text{nm}\cdot\text{km})$ gekennzeichnet und unterscheiden sich sonst nur noch hinsichtlich des quadratischen Terms S_2 bei $\lambda_2 = 1550 \text{ nm}$.

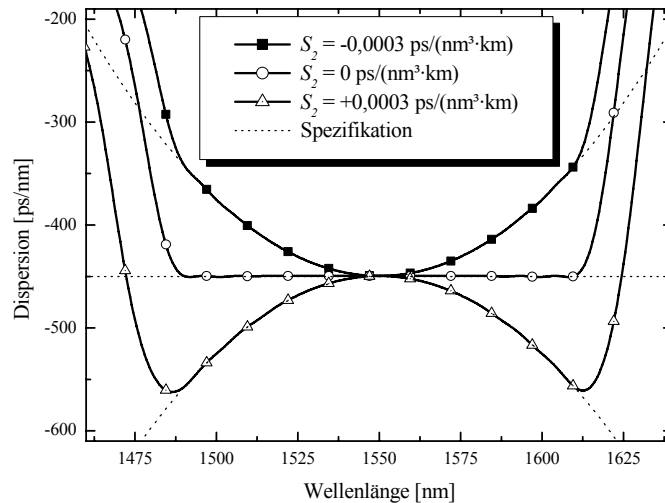


Bild 80 Verschiedene spektrale Verläufe der Dispersion durch Ausziehen der Fasern mit verschiedenen positionsabhängigen Funktionen des Durchmessers $d(z)$ zur Kompensation des S-, C- und L-Bandes (1490 nm bis 1610 nm); Vorgabe für die Polynomapproximation und Optimierung: $S_0 = 4,5 \text{ ps}/(\text{nm}\cdot\text{km})$, $\lambda_2 = 1550 \text{ nm}$, $L_{Tr} = 100 \text{ km}$, $|D_{res}(\lambda)| \leq 0,5 \text{ ps/nm}$

Die durch die positionsabhängigen Funktionen des Durchmessers $d(z)$ realisierten Verläufe der Dispersion sind als durchgehende Linien mit verschiedenen Symbolen in Bild 80 dargestellt und stimmen innerhalb der vorgegebenen Bandbreite ($1490 \text{ nm} \leq \lambda \leq 1610 \text{ nm}$) sehr gut mit den Spezifikationen überein.

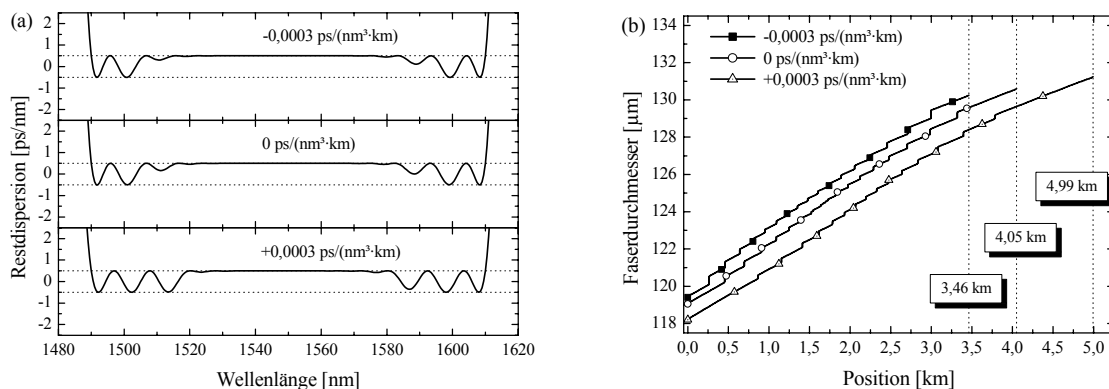


Bild 81 Spektrale Verläufe der Restdispersion (a) und positionsabhängige Funktionen des Durchmessers $d(z)$ (b) für die in Bild 80 dargestellten Verläufe der Dispersion

Die in Bild 81(a) dargestellte Restdispersion ändert sich in dieser Bandbreite nur innerhalb der bei der Optimierung vorgegebenen Toleranz $|D_{res}(\lambda)| \leq 0,5 \text{ ps/nm}$. Um diesen an die Dispersion einer Übertragungsstrecke angepassten spektralen Verlauf von $D_{DCM}(\lambda)$ zu erzielen, wurden die durch lineare Optimierung berechneten, positionsabhängigen Funktionen des Durchmessers $d(z)$ in Bild 81(b) verwendet.

Aufgrund des mit S_2 steigenden Betrages der Dispersion, der insbesondere abseits der Mitwellenlänge der spezifizierten Bandbreite größer wird, steigt auch die notwendige Länge der Kompensationsfaser. Weiterhin ist der Verlauf dieser Funktionen $d(z)$ durch schwache Stufen gekennzeichnet. Durch die Vorgabe einer minimalen Segmentlänge L_i kann dieser Effekt, verbunden mit dem Nachteil einer größeren notwendigen Gesamtlänge, deutlich reduziert werden.

5.4.2.3 Kompensation typischer Übertragungsfasern

Da bisher die Eignung dieser Methode nur an einem willkürlich gewählten Beispiel gezeigt wurde, soll im Folgenden die Kompensation der Dispersion von typischen Übertragungsfasern, die in realen Systemen verwendet werden, untersucht werden. Die Polynomparameter zur Approximation der Dispersion der Übertragungsfasern TrueWave-RS[®] und TeraLight[™] sind in Tabelle 3 angegeben.

In den hier betrachteten Beispielen soll jeweils eine Länge der Übertragungsfaser von 100 km mit einer maximalen Restdispersion von $|D_{res}(\lambda)| \leq 1 \text{ ps/nm}$ kompensiert werden. Bild 82(a) zeigt, dass durch den angepassten Verlauf des Durchmessers $d(z)$ über der Länge die Dispersion beider Übertragungsfasern (TrueWave-RS[®], TeraLight[™]) im C-Band nahezu vollständig kompensiert werden konnte.

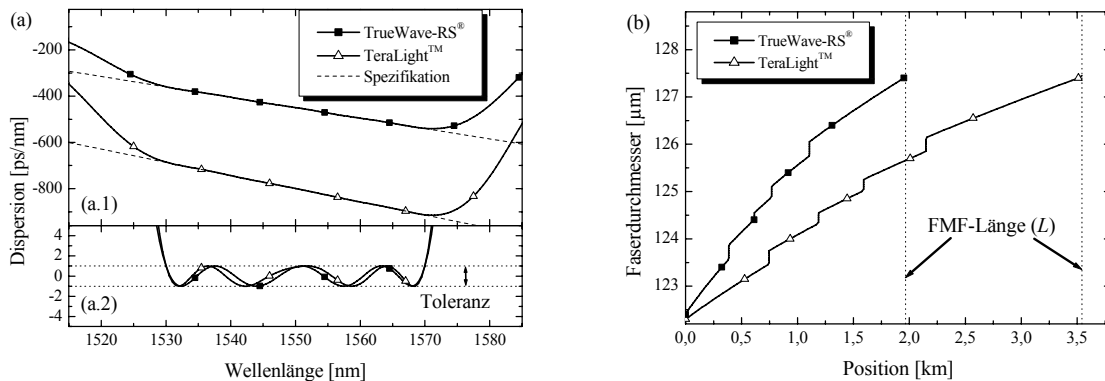


Bild 82 Wellenlängenabhängige Verläufe der Dispersion (a.1) und der Restdispersion (a.2) eines DCM für die Kompensation zweier typischer Übertragungsfasern im C-Band (1530 nm bis 1570 nm) und die dafür notwendigen positionsabhängigen Funktionen des Faserdurchmessers $d(z)$ (b); Vorgaben: $L_{Tr} = 100 \text{ km}$, $|D_{res}(\lambda)| \leq 1 \text{ ps/nm}$

Der dazu notwendige Verlauf der Funktion $d(z)$ ist für beide Fasertypen in Bild 82(b) dargestellt. Zur Kompensation einer Strecke von 100 km der Faser TrueWave-RS[®] wird ein 1,97 km langes Stück Mehrmodenfaser (engl.: few mode fiber - FMF) benötigt, währenddessen aufgrund der größeren Dispersion des Fasertyps TeraLight[™] eine Faserlänge von 3,54 km

für den Aufbau eines entsprechenden Dispersionskompensationsmoduls (DCM) notwendig ist.

Besonders hervorzuheben ist hierbei, dass die Kompensationsfaser des DCM mit der für den jeweiligen Übertragungsfasertyp erforderlichen Funktion $d(z)$ aus derselben Preform hergestellt werden kann. Das Preformbrechzahlprofil, welches für diese Simulationen benutzt wurde, ist in Bild 78(a) für zwei verschiedene Durchmesser der daraus ausgezogenen Faser dargestellt.

Dieses Brechzahlprofil, welches hier nur als Beispiel genutzt wurde, führt bei einem Außendurchmesser von $125\ \mu\text{m}$ wenige Moden (bei $1550\ \text{nm}$: LP_{01} , LP_{02} , LP_{11} , LP_{21} , LP_{31} , LP_{41} , LP_{51}). Aufgrund des mehrmodigen Designs müssen ungewollte Kopplungen in andere Moden unterdrückt werden, da ansonsten Störungen durch die auftretende Multipfadinterferenz hervorgerufen werden (siehe Abschnitt 5.2.1).

Die Makrokrümmungsverluste dieser Faser sind vernachlässigbar, wenn die Wicklung mit einem Radius $\geq 8\ \text{cm}$ erfolgt. Die Multipfadinterferenz kann durch die Wicklung der Faser mit einem möglichst kleinen Biegeradius reduziert werden, da der nächsthöhere Modus mehr als zehnmals stärker durch die Krümmung gedämpft wird.

Eine quantitative Abschätzung der Mikrokrümmungsverluste ist aufgrund der fehlenden Modellparameter nicht möglich. Trotzdem ist aufgrund der hohen Wellenleiterdispersion zu vermuten, dass bereits eine kleine Störung zu einer Fehlanpassung der Felder zwischen zwei aufeinanderfolgenden Faserstücken führt und auf diese Art und Weise Verluste oder Störkopplungen hervorgerufen werden. Demzufolge wird bei dieser Mehrmodenfaser immer eine sorgfältige Wicklung notwendig sein.

Insbesondere die effektiven Indizes des Grundmodus LP_{01} und des höheren Modus LP_{02} unterscheiden sich im schlechtesten Fall, d. h. genau beim Dispersionsminimum, nur um $0,47 \cdot 10^{-4}$. Dieser Wert ist nur unwesentlich geringer als die Indexdifferenz zwischen der schnellen und der langsamen Achse in einer polarisationserhaltenden Faser [1]. Die Differenz sollte demnach ausreichend sein, eine eventuelle Störkopplung zwischen den Moden LP_{01} und LP_{02} zu verhindern.

Weiterhin ist bei einer bestimmten Wellenlänge die geringe Indexdifferenz nur für einen kurzen Streckenabschnitt der Kompensationsfaser des DCM wirksam. In anderen Teilen ist diese Differenz deutlich größer. Beispielsweise beträgt sie $50\ \text{nm}$ abseits des Minimums der Dispersion nur noch $0,2 \cdot 10^{-3}$. Die Grenzwellenlänge des Modus LP_{02} beträgt für diese Faser $2,28\ \mu\text{m}$.

Die Einkopplung in den Grundmodus LP_{01} ist aufgrund der starken Wellenleiterdispersion und der damit verbundenen Änderung der Feldverteilung stark wellenlängenabhängig. Die Spleißverluste beim Übergang von der Übertragungsfaser zur FMF und zurück können durch die Wahl eines geeigneten Außendurchmessers an den Enden der FMF reduziert werden. Die geringsten Verluste werden erzielt, wenn die LP_{01} -Feldverteilungen der beiden zu koppelnden Fasern angepasst sind (3.42).

Unter der Bedingung, dass die hier betrachtete Beispielfaser an den Enden einen Außendurchmesser von mehr als $129\ \mu\text{m}$ aufweist, beträgt der Spleißverlust zwischen der Einmodenfaser SMF-28 und der FMF weniger als $0,4\ \text{dB}$ im gesamten C-Band. Das bedeutet, dass die Wellenlänge des Dispersionsminimums an den Faserenden größer als die obere Begrenzung der nutzbaren Bandbreite des DCM sein muss.

Die effektive Fläche des Grundmodus LP_{01} in dieser Faser beträgt mehr als $32 \mu\text{m}^2$ im betrachteten Spektralbereich. Aus diesem Grund wird der Einfluss nichtlinearer Effekte geringer als bei einer standardmäßig verwendeten DCF sein.

5.4.2.4 Toleranzanalyse

Eine Herausforderung und ein potentielles Problem dieser neuartigen Methode zur Herstellung eines DCM mit einer vollständig angepassten Dispersion $D_{DCM}(\lambda)$ ist die Notwendigkeit, die positionsabhängige Funktion des Faserdurchmessers $d(z)$ mit hoher Präzision zu realisieren. Das bedeutet, dass beim Ausziehen der Faser aus der Preform nur sehr kleine Toleranzen des Durchmessers erlaubt sind.

Mit einer Einrichtung zum Ausziehen einer Faser, die dem neuesten Stand der Technik entspricht, ist es möglich, eine Preform mit sehr kleinen Toleranzen auszuziehen. Zum Beispiel ist die Standard-Einmodenfaser Corning SMF-28 mit einer Dickentoleranz von $\pm 0,3 \mu\text{m}$ spezifiziert.

Im Allgemeinen kann der Ziehprozess als ein Regelungssystem mit einer einzigen inhärenten Rauschquelle modelliert werden (siehe Bild 83). Dabei werden alle störenden Einflüsse, wie Temperaturschwankungen, Fluktuationen der Ziehgeschwindigkeit, nicht ideal ausgebildete Preform etc., durch eine einzige Fehlergröße d_{error} in dieser Regelungsschleife modelliert. Alle anderen diskreten Elemente der Regelung werden dagegen als ideal angesehen.

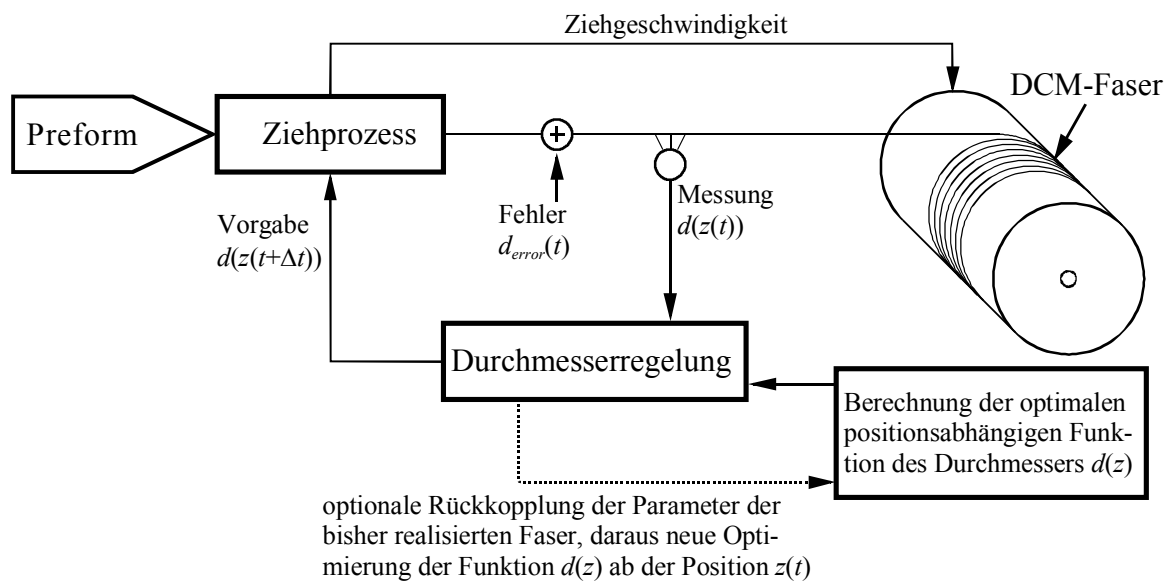


Bild 83 Grundmodell der Regelung des Faserziehprozesses, wobei die verschiedenen Störeinflüsse durch eine einzige Fehlervariable $d_{error}(t)$ modelliert werden

Bei der vereinfachten Analyse dieses Problems kann davon ausgegangen werden, dass der Ziehprozess einer Faser durch Durchmesserschwankungen gekennzeichnet ist, deren Mittelwert in erster Näherung gegen null geht, d. h. $E(d_{error}(t)) \approx 0$. Um den Einfluss einer Störung abzuschätzen, wurde die ideale positionsabhängige Funktion des Durchmessers $d(z)$ mit einer sinusförmigen Fehlerfunktion überlagert.

Der Mittelwert des Sinus ist nicht zwangsläufig null. Insbesondere bei der Betrachtung weniger Perioden kann der Mittelwert beträchtlich davon abweichen. Trotzdem kann für eine erste grobe Abschätzung des Einflusses stochastischer und systematischer Fehler d_{error} dieser vereinfachte Ansatz verwendet werden.

Zuerst wurde für die Toleranzanalyse eine Optimierung der Funktion $d(z)$ des DCM durchgeführt, wobei der Dispersionsverlauf des Kompensators $D_{DCM}(\lambda)$ folgender Spezifikation entsprechen sollte: Kompensation von 100 km TeraLightTM von 1510 nm bis 1590 nm, maximale Restdispersion $|D_{res}| \leq 0,1$ ps/nm. In Bild 84(a) ist der resultierende Verlauf der positionsabhängigen Funktion des Durchmessers $d(z)$ für verschiedene Kombinationen der Amplitude und der Periode der sinusförmigen Störung dargestellt. Die korrespondierenden spektralen Verläufe der Restdispersion sind in Bild 84(b) zu sehen.

Für eine Periode von 0,4 km und eine maximale Amplitude von 0,3 μm ist die Abweichung zum ungestörten Fall gering. Für eine größere Periode der Störung weicht die Restdispersion schon deutlich vom idealen Verlauf ab und limitiert die maximal mögliche Datenrate eines Kanals (Tabelle 2). Weiterhin ist erkennbar, dass für eine Durchmesserschwankung von 0,9 μm und eine Periode von 0,4 km eine ähnlich geringe Restdispersion nach der Kompensation wie bei dem vorher betrachteten Fall (Periode: 0,4 km, Amplitude: 0,3 μm) zu verzeichnen ist. Das bedeutet, dass die Amplitude für die hier betrachtete Größenordnung der Störung nicht maßgeblich die Restdispersion beeinflusst.

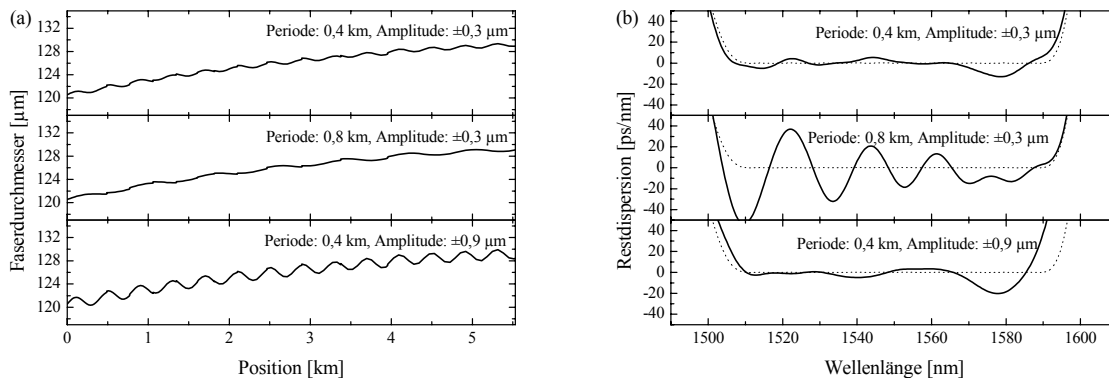


Bild 84 Positionsabhängige Funktion des Faserdurchmessers mit überlagerter sinusförmiger Störung für verschiedene Werte der Amplitude und der Periode (a) und resultierende Restdispersion für diese Störungen, wobei die gepunktete Linie die Restdispersion ohne Störung darstellt (b)

Die erhöhte Restdispersion am oberen Ende der spezifizierten Bandbreite (um 1580 nm), die in beiden Fällen bei einer Periode von 0,4 km zu sehen ist, wurde durch die nicht vollständige Periode der sinusförmigen Fehlerfunktion, d. h. $E(d_{error}(t)) \neq 0$, hervorgerufen. An dieser Stelle wird auch der Einfluss der Amplitude auf die Restdispersion erkennbar.

Die Ergebnisse zeigen, dass in dem hier diskutierten Beispiel Fluktuationen des Faserdurchmessers mit einer Periode unter 0,4 km und mit einem Mittelwert $E(d_{error}(t)) \approx 0$ keinen signifikanten Einfluss haben. Für größere Perioden steigt jedoch die Restdispersion erheblich an und kann unter Umständen nicht mehr toleriert werden. D. h., dass sich langsame Schwankungen besonders stark auswirken, da sich ein bestimmter Faserdurchmesser spektral selektiv

auf die Dispersion auswirkt und der Fehler bei großen Perioden nicht durch Mittelwertbildung kompensiert werden kann.

Um auch diese langsam veränderlichen Schwankungen zu kompensieren, muss eine neue Optimierung für den noch nicht ausgezogenen Teil erfolgen. Diese neue Optimierung basiert auf der bereits realisierten Funktion des positionsabhängigen Durchmessers, die durch eine bestimmte Fehlerfunktion $d_{error}(z)$ gekennzeichnet ist. Durch diese Rückkopplung, die in Bild 83 als gestrichelte Linie dargestellt ist, ist es möglich, die resultierende Restdispersion weiter zu vermindern. Weiterhin ist es denkbar, ein modifiziertes Brechzahlprofil zu verwenden, welches höhere Toleranzen beim Ausziehen der Faser erlaubt.

Die Ergebnisse der vereinfachten Toleranzanalyse zeigen, dass es in der Praxis möglich sein wird, die Dispersion eines Kompensationsmoduls durch eine positionsabhängige Funktion des Faserdurchmessers $d(z)$ an eine Übertragungstrecke so anzupassen, dass die Restdispersion in einer vorgegebenen Bandbreite einen bestimmten Wert nicht überschreitet. Hierzu sind aber umfangreiche, weitergehende Untersuchungen, d. h. insbesondere eine eingehende Analyse des Faserziehprozesses und eine Optimierung des Brechzahlprofils der Preform, nötig.

6 Kaskadierte Strukturen mit langperiodischen Gittern

Im Gegensatz zu dem im Kapitel 5 beschriebenen Prinzip eines HOM-DCM, das auf einer möglichst vollständigen Modenkopplung beruht, wird in diesem Kapitel eine Struktur mit verteilter, partieller Modenkopplung vorgestellt, welche die so erzeugte Multipfadinterferenz (engl.: multi path interference - MPI) ausnutzt. Auf diese Weise wird eine zeitliche Verschiebung der Spektralanteile zueinander, d. h. eine variable Dispersion für ein optisches Signal, erzeugt.

Am Anfang des Kapitels werden im Abschnitt 6.1 zunächst der Aufbau und die Funktionsweise dieser neuartigen Struktur erläutert. Die Wirkungsweise ist ähnlich einem kaskadierten Mach-Zehnder-Interferometer (MZ-Interferometer), wobei die Struktur nur aus einem einzigen Faserstrang aufgebaut ist. Die Koppellemente bilden Modenkonverter, die hier vorzugsweise als langperiodische Gitter (LPG) realisiert werden. Deshalb werden diese Strukturen im Weiteren auch als LPG-MZ-Interferometer bezeichnet.

Im darauf folgenden Abschnitt 6.2 wird die theoretische Beschreibung kaskadierter LPG-Strukturen, die auf Transfer-Matrizen (siehe auch 4.2.2) beruhen, vorgestellt. Darauf basierende Simulationen einer Beispielstruktur zeigen, welche spektralen Verläufe der Gruppenlaufzeit möglich sind und wie die Koppelfaktoren der LPG und die dazwischenliegenden Phasenelemente dafür eingestellt werden müssen. Bei der Diskussion der Vor- und Nachteile wird auch auf die Limitierungen einer solchen Realisierung, wie beispielsweise die maximal mögliche Dispersion in einer vorgegebenen Bandbreite, eingegangen.

Experimentelle Untersuchungen an verschiedenen MZ-Strukturen, die jeweils auf einem einzigen Faserstrang basieren, werden im Abschnitt 6.3 diskutiert und mit entsprechenden Simulationen verglichen. Dabei wird beispielsweise der Zusammenhang zwischen der Modenkopplung der Einzelgitter und der aus diesen Gittern zusammengesetzten Gesamtstruktur betrachtet. Weitere Aspekte in diesem Abschnitt sind die Abstimbarkeit eines LPG-Interferometers hinsichtlich Phase und Amplitude sowie die Realisierung von Mehrgitterstrukturen.

Die Realisierung von Dispersionskompensationsmodulen (dispersion compensating module - DCM), die auf kaskadierten LPG beruhen, ist Hauptgegenstand des Abschnittes 6.4. Dabei werden unter anderem die Möglichkeiten zur Messung und Einstellung der Filterparameter in einer realen Struktur aufgeführt und verglichen. Anhand einer einfachen Realisierung wird gezeigt, dass es möglich ist, die Dispersion dieser faseroptischen Komponente gezielt einzustellen. Weiterhin wird der Einsatz einer speziellen Mehrmodenfaser (few mode fiber - FMF) und die damit verbundenen Vor- und Nachteile diskutiert.

Neben der Dispersionskompensation gibt es aber noch eine Reihe anderer Einsatzmöglichkeiten für kaskadierte LPG. Aus diesem Grund werden im Abschnitt 6.5 alternative Einsatzmöglichkeiten dieser faserbasierten Strukturen vorgestellt.

6.1 Aufbau und Funktionsweise

Schon vor einigen Jahren wurde gezeigt, dass eine einem MZ-Interferometer ähnliche Struktur durch Serienschaltung von zwei langperiodischen Gittern (LPG) in einem einzigen Faserstrang realisiert werden kann [154], [155]. Die LPG-Modenkonverter übernehmen dabei die Funktion der Koppler. Durch die Ausbreitung zweier verschiedener Moden zwischen den Gittern werden zwei Signalpfade mit unterschiedlichen Gruppenlaufzeiten t_g ausgebildet.

6.1.1 Prinzipieller Aufbau einer kaskadierten LPG-Struktur

Werden mehrere langperiodische Gitter (LPG) mit einem vorgegebenen Abstand in einem Faserstrang hintereinander angeordnet, so entsteht eine Struktur, deren Verhalten dem eines FIR-Filters (engl.: finite impulse response, siehe Abschnitt 2.4.2) entspricht [156]. Der Zusammenhang zwischen der Anordnung der LPG und der daraus resultierenden Signalstruktur ist in Bild 85 veranschaulicht. Die Signalstruktur, die in nur einem einzigen Faserstrang erzeugt wird, entspricht der Hintereinanderschaltung von MZ-Interferometern, wie sie auch durch Koppler und Wellenleiterpaare mit einer vorgegebenen Weglängendifferenz auf einem Substrat realisiert werden kann [52], [53].

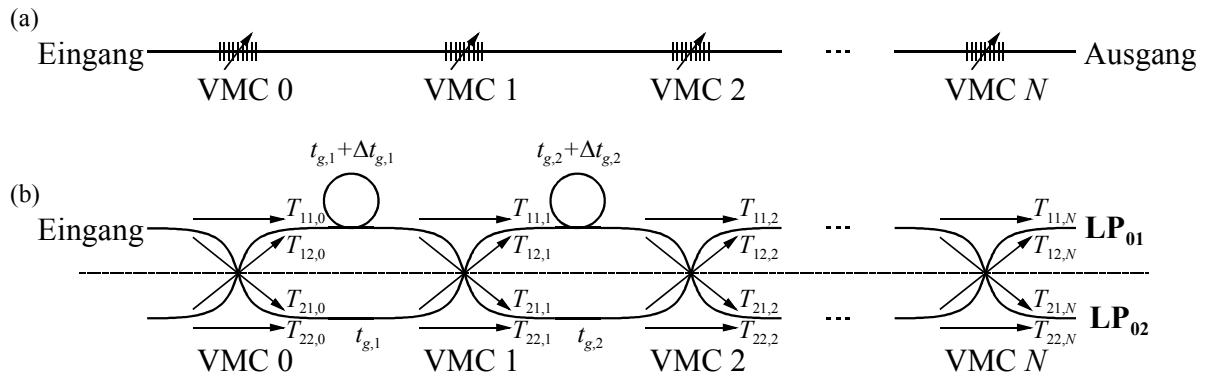


Bild 85 Prinzipieller Aufbau einer Struktur mit kaskadierten LPG (a) und daraus abgeleitete äquivalente MZ-Struktur (b), wobei die Kopplungen durch die Gitter ($\mathbf{T}_{LPG,i}$) und die Laufzeitunterschiede ($\Delta t_{g,i}$) durch die Ausbreitung in zwei verschiedenen Moden (beispielsweise LP_{01} und LP_{02}) in den dazwischen liegenden Faserstücken realisiert werden

Ein Grundelement für ein solches FIR-Filter mit variabler Übertragungsfunktion bilden einstellbare Modenkonverter (engl.: variable mode converter - VMC), die hier vorzugsweise als langperiodische Gitter (LPG) realisiert werden und deren Modenkonversionseigenschaften durch die Elemente der Transfermatrix

$$\mathbf{T}_{LPG,i} = \begin{bmatrix} T_{11,i} & T_{12,i} \\ T_{21,i} & T_{22,i} \end{bmatrix} \quad (6.1)$$

gegeben sind. Durch diese VMC und durch die Feineinstellung der Laufzeitdifferenzen $\Delta t_{g,i}$ können die Amplitude und die Phase der einzelnen Filterkoeffizienten und somit auch das Übertragungsverhalten des Filters gesteuert werden. Diese neuartige Methode zur Realisierung eines abstimmbaren Filters, das z. B. zur Dispersionskompensation eingesetzt werden kann, wurde von der TU Dresden als Patent angemeldet [157], [158].

Die Gitter sind vorzugsweise im gleichen Abstand angeordnet, so dass sich jeweils die gleiche Laufzeitdifferenz $\Delta t_g = \Delta t_{g,i}$ für die einzelnen Faserzwischenstücke $i = 1, 2, \dots, N$ ergibt. In einer modifizierten, verbesserten Anordnung ist es auch möglich, die Faserzwischenstücke mit einer solchen Länge auszubilden, dass die Laufzeitdifferenz ein ganzzahliges Vielfaches von Δt_g ist. Auf diese Art und Weise kann bei gleicher Anzahl von LPG-Modenconvertern ein vergrößerter Gruppenlaufzeitthub für die Dispersionskompensation erzielt werden.

Zum Abdecken eines Wertebereiches der Phase von 2π muss die Abstimmung der Laufzeitdifferenz $\Delta t_{g,i}$ in der Größenordnung einer Periode des optischen Signals $T_{opt} = 1/f = \lambda/c$ erfolgen, wobei f die Frequenz, λ die Wellenlänge und c die Lichtgeschwindigkeit bezeichnen. Die durch diese Feinabstimmung resultierende relative Phasenänderung $\Delta\phi_{rel,i}$ zwischen den beiden Signalpfaden ist dann in erster Näherung durch die folgende Formel gegeben:

$$\Delta\phi_{rel,i} \approx \frac{(\Delta t_{g,i,nachher} - \Delta t_{g,i,vorher})}{T_{opt}} \cdot 2\pi = \frac{\Delta\Delta t_{g,i}}{T_{opt}} \cdot 2\pi = 2\pi f \cdot \Delta\Delta t_{g,i} = \omega \cdot \Delta\Delta t_{g,i}. \quad (6.2)$$

Dabei bezeichnen ω die Kreisfrequenz und $\Delta\Delta t_{g,i}$ die Änderung der Laufzeitdifferenz zwischen den beiden verwendeten Moden im Faserzwischenstück i .

Die resultierende Übertragungsfunktion eines solchen Filters ist durch eine periodische Modulation über der Wellenlänge gekennzeichnet. Der freie Spektralbereich (engl.: free spectral range - *FSR*), d. h. im Falle eines MZ-Interferometers der spektrale Abstand zweier aufeinanderfolgender Minima, kann dann durch die folgende Formel angegeben werden:

$$FSR = \frac{\lambda^2}{c \cdot |t_{g,LP01} - t_{g,LP0p}|} = \frac{\lambda^2}{c \cdot |(t_g + \Delta t_g) - t_g|} = \frac{\lambda^2}{c \cdot |\Delta t_g|} \approx \frac{\lambda^2}{\Delta L \cdot |n_{g,LP01} - n_{g,LP0p}|}. \quad (6.3)$$

Wie in Bild 94 zu sehen ist, verhält sich die erzeugte Laufzeitdifferenz $\Delta t_g \sim 1/FSR$ in erster Näherung direkt proportional zum Abstand der Gitter ΔL . Nur für Gitterlängen L_G in der Größenordnung des gewählten Gitterabstandes sollte die durch die Gitter induzierte Phasendrehung beachtet werden [159]. In der linearen Darstellung in Bild 94 wird diese durch die Verschiebung der beiden Kurven aus dem Koordinatenursprung deutlich.

6.1.2 Laufzeitdifferenz zwischen zwei Moden

Eine wesentliche Voraussetzung für die Realisierung einer solchen optischen FIR-Filterstruktur ist der Laufzeitunterschied Δt_g zwischen den zwei verwendeten Moden, wobei im Folgenden vorzugsweise die Moden LP_{01} und LP_{02} betrachtet werden sollen.

Zum experimentellen Nachweis wurde ein LPG-MZ-Interferometer in einer SMF-28 aufgebaut. Die Gitter wurden mit der Vorgabe hergestellt, eine nahezu vollständige Konversion in den jeweils anderen Modus bei der Resonanzwellenlänge (hier rund 1576 nm) zu ermöglichen.

Die spektralen Messungen der LP_{01} -Leistung am Ausgang der Struktur bei Speisung mit LP_{01} sind in Bild 86(a.1) zu sehen. Trotz der Wellenlängenabhängigkeit der Modenkopplung weist das Spektrum eine für ein Interferometer typische periodische Modulation auf. Bei einer zweiten Messung wurde der LP_{02} -Pfad des Interferometers durch eine Faserschleife mit einem Durchmesser von wenigen Zentimetern stark gedämpft. Dadurch tritt keine Interferenz mehr auf und das Spektrum wird dann in erster Näherung nur noch durch die Multiplikation der LP_{01} -Übertragungsfunktionen der beiden Gitter bestimmt.

Von besonderem Interesse ist jedoch der spektrale Verlauf der Gruppenlaufzeit in Bild 86(a.2), der parallel zur relativen Leistung mit der Phasenverschiebungsmethode (siehe Abschnitt 8.3.1) erfasst wurde. Bei der hier gezeigten Darstellung wurde durch eine entsprechende Normierung der eigentlich überlagerte lineare Anstieg der Gruppenlaufzeit durch die LP_{01} -Dispersion der Fasern vor und nach dem LPG-MZ-Interferometer unterdrückt.

Deutlich sichtbar wird der Laufzeitunterschied von $\Delta t_g \approx 8,5$ ps zwischen dem höheren Modus LP_{02} und dem Grundmodus LP_{01} . Bei der Resonanzwellenlänge der Gitter breitet sich das Licht fast nur im höheren Modus LP_{02} zwischen den Gittern aus. Die ermittelte Gruppenlaufzeitdifferenz und der gemessene freie Spektralbereich der periodischen Modulation von $FSR \approx 0,98$ nm (entspricht 118 GHz bei 1576 nm) bestätigt die Richtigkeit der Gleichung (6.3). Bei der Abstrahlung des höheren Modus LP_{02} durch die Schleife passiert das Licht die Struktur nur im Grundmodus LP_{01} und es tritt kein messbarer Laufzeitunterschied auf.

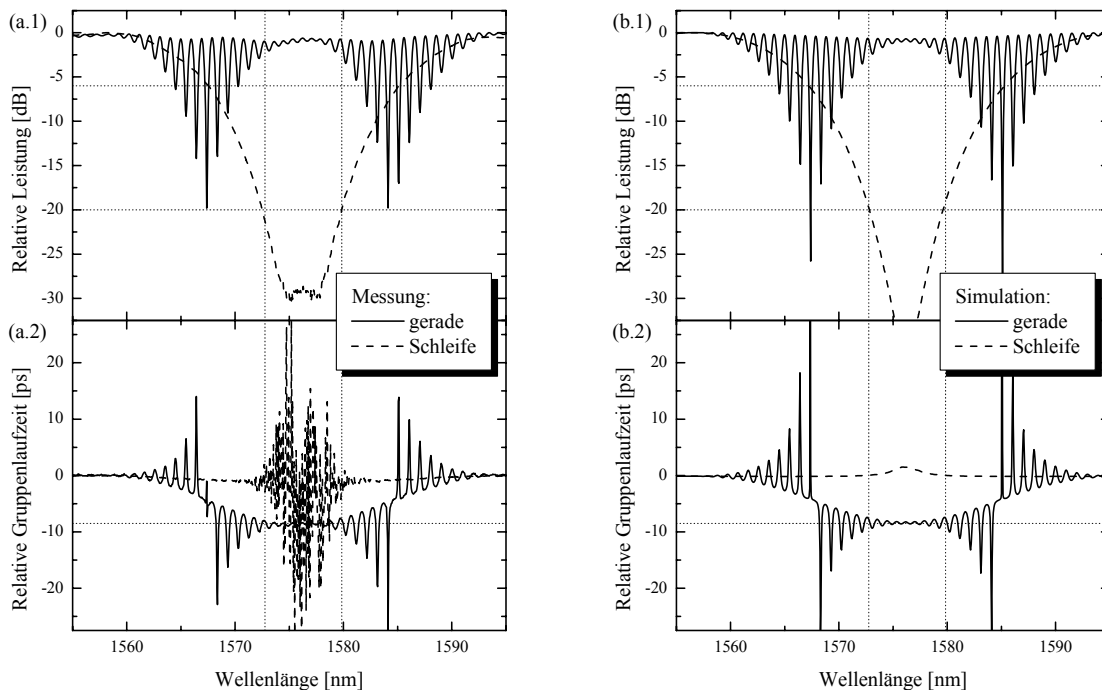


Bild 86 Messung (a.1) und Simulation (b.1) der LP_{01} -Leistung und Messung (a.2) und Simulation (b.2) der LP_{01} -Gruppenlaufzeit eines LPG-MZ-Interferometers in einer SMF-28 (Moden: LP_{01} , LP_{02}); Parameter: Gitterabstand $\Delta L = 50$ cm, Gitterlänge $L_G = 2$ cm, Periode $\Lambda = 550$ μ m

Mit Hilfe von Transfer-Matrizen wurden die korrespondierenden, spektralen Verläufe in Bild 86(b.1) und (b.2) berechnet, wobei in Abschnitt 6.2.1 detailliert auf die Modellierung kaskadierter LPG eingegangen wird. Es kann eine sehr gute Übereinstimmung zwischen der Simulation und der Messung festgestellt werden. Das bedeutet, dass die Beschreibung mit Transfer-Matrizen ein geeignetes Mittel zur Modellierung und Simulation dieser LPG-Strukturen ist.

6.1.3 Funktionsweise der Dispersionskompensation

Nachdem nachgewiesen wurde, dass es möglich ist, eine zur Dispersionskompensation geeignete Größenordnung der Laufzeitdifferenz zwischen zwei Moden mit einem einfach realisierbaren Gitterabstand von 50 cm zu erzeugen, soll im Folgenden die Funktionsweise der Dispersionskompensation mit kaskadierten LPG qualitativ erläutert werden.

Hierzu kann eine kaskadierte Struktur (Bild 85) mit drei Gittern in ein äquivalentes FIR-Filter zweiter Ordnung ($N = 2$) überführt werden. Die schematische Darstellung eines solchen FIR-Filters zweiter Ordnung ist in Bild 87 zu sehen. Die Gitter der kaskadierten LPG-Struktur sind äquidistant angeordnet, d. h. $\Delta t_g = \Delta t_{g,1} = \Delta t_{g,2}$. Die komplexen Filterkoeffizienten b_i ergeben sich aufgrund der möglichen Pfade durch die Struktur und werden mit der jeweiligen Laufzeitdifferenz verknüpft:

$$\begin{aligned} b_0 &= T_{21,0} \cdot T_{22,1} \cdot T_{12,2} \text{ ,} \\ b_1 &= \left(T_{11,0} \cdot e^{j\omega\Delta t_{g,1}} \cdot T_{21,1} \cdot T_{12,2} \right) + \left(T_{21,0} \cdot T_{12,1} \cdot e^{j\omega\Delta t_{g,2}} \cdot T_{11,2} \right) \text{ ,} \\ b_2 &= T_{11,0} \cdot e^{j\omega\Delta t_{g,1}} \cdot T_{11,1} \cdot e^{j\omega\Delta t_{g,2}} \cdot T_{11,2} \text{ ,} \end{aligned} \tag{6.4}$$

wobei b_1 als einziger Koeffizient aus zwei Pfaden zusammengesetzt ist.

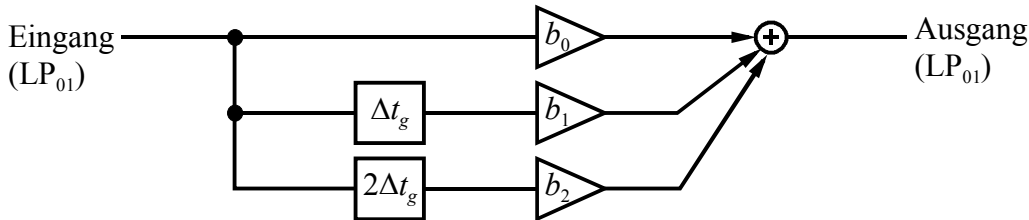


Bild 87 Schematische Darstellung eines FIR-Filters zweiter Ordnung ($N = 2$) mit den entsprechenden Verzögerungselementen ($i \cdot \Delta t_g$) und komplexen Filterkoeffizienten (b_i) für $i = 0, 1, \dots, N$

Durch die entsprechende Gewichtung, d. h. durch die Einstellung der Modenkonzentration der Gitter, und durch die phasenrichtige Überlagerung kann dann die gewünschte Filterfunktion mit der entsprechenden Dispersion erzielt werden. Die Leistungsübertragungsfunktion (in dB) kann für den Fall in Bild 87 folgendermaßen angegeben werden:

$$P_{rel_LP01} = 10 \cdot \log \left(\left| \frac{S_{LP01,out}}{S_{LP01,in}} \right|^2 \right) = 10 \cdot \log \left(\left| b_0 + b_1 \cdot e^{j\omega\Delta t_g} + b_2 \cdot e^{2j\omega\Delta t_g} \right|^2 \right) \text{ ,} \tag{6.5}$$

wobei $S_{LP01,in}$ und $S_{LP01,out}$ die komplexen Feldamplituden des Grundmodus LP₀₁ am Eingang bzw. am Ausgang der Struktur bezeichnen. Die optische Phasendrehung ϕ_{rel_LP01} (4.29), die das Licht beim Durchlaufen der Struktur erfährt, ist die Grundlage für die Berechnung der wellenlängenabhängigen Gruppenlaufzeit der Struktur:

$$t_{g_rel_LP01}(\lambda) = - \frac{\lambda^2}{2\pi c} \cdot \frac{d\phi_{rel_LP01}(\lambda)}{d\lambda} \text{ ,} \tag{6.6}$$

wobei der Phasenterm $L \cdot \beta(\lambda)$ in Gleichung (2.17) durch die optische Phase ϕ_{rel_LP01} ersetzt wurde. Die Berechnung eines Filters höherer Ordnung ($N > 2$) erfolgt in einer ähnlichen Art und Weise, indem alle möglichen Pfade durch die vorgegebene, kaskadierte Struktur berücksichtigt werden (siehe Abschnitt 6.2.1).

Für die Extremwerte der Dispersion, d. h. für den jeweils größtmöglichen Gruppenlaufzeit-hub, übernimmt das erste Interferometer die Funktion eines „Demultiplexers“, welcher das

Licht spektral aufteilt. Das bedeutet, dass beispielsweise die Spektralanteile mit den kürzeren Wellenlängen den Pfad ohne Verzögerung (b_0) und die Spektralanteile mit den höheren Wellenlängen den Pfad mit der größten Verzögerung (b_2) durchlaufen.

Durch eine relative Phasendrehung von $\Delta\phi_{rel,1} = 180^\circ$ tauschen die Spektralanteile die Ausgänge des ersten Interferometers und bei entsprechend angepasster, phasenrichtiger Überlagerung im letzten Gitter ($\Delta\phi_{rel,2}$) ändert sich nur das Vorzeichen der Dispersion. Keine Dispersion wird erzielt, wenn die Modenkonverter so koppeln, dass nur einer der beiden möglichen Pfade von b_1 durchlaufen wird.

Anhand dieser vereinfachten Betrachtung sind einige Schlussfolgerungen möglich. Die maximale Laufzeitdifferenz $\Delta t_{g,max}$, die zwischen zwei verschiedenen Spektralanteilen eines Signals hervorgerufen werden kann, ist durch die Ordnung N des Filters bestimmt:

$$\Delta t_{g,max} = N \cdot \Delta t_g. \quad (6.7)$$

Sie entspricht der Laufzeitdifferenz zwischen dem zeitlich kürzesten und dem längsten Pfad durch die kaskadierte Struktur.

Weiterhin ist ein solches Filter durch ein periodisches Verhalten gekennzeichnet, wobei die Periodizität durch den freien Spektralbereich $FSR \sim 1/\Delta t_g$ gegeben ist. Typischerweise ist aber nur ein Teil des FSR nutzbar, der als relative nutzbare Bandbreite $RBWU$ (engl.: relative bandwidth utilized) definiert ist und als Ausgangsparameter in den Filterentwurf eingeht. Die reale nutzbare Bandbreite BW (engl.: bandwidth) beträgt demnach:

$$BW = RBWU \cdot FSR. \quad (6.8)$$

Der Abstimmbereich eines auf diesem Filter basierenden Dispersionskompensationsmoduls (dispersion compensating module - DCM) ist demnach bei einem linearen Verlauf der Gruppenlaufzeit innerhalb der Bandbreite BW durch die folgende Formel gegeben:

$$D_{DCM} = \frac{\pm \Delta t_{g,max}}{BW} = \frac{\pm N \cdot \Delta t_g}{BW}. \quad (6.9)$$

Anhand einiger Zahlenwerte sollen diese Zusammenhänge kurz verdeutlicht werden. Ein Filter vierter Ordnung ($N = 4$) weist eine Laufzeitdifferenz der verwendeten Moden von $\Delta t_g = 40$ ps zwischen zwei aufeinanderfolgenden Gittern auf. Demnach betragen der freie Spektralbereich $FSR = 0,2$ nm (entspricht 25 GHz im Frequenzbereich bei 1550 nm) und der maximale Gruppenlaufzeitthub $\Delta t_{g,max} = N \cdot \Delta t_g = 160$ ps.

Zur Kompensation eines 10 GBit/s-Signals ist eine Filterbandbreite von $BW = 0,1$ nm (entspricht 12,5 GHz bei 1550 nm) ausreichend ($RBWU = 0,5$). Bei einem linearen Anstieg der Gruppenlaufzeit innerhalb dieser Filterbandbreite BW beträgt der Abstimmbereich eines auf diesem Filter basierenden Moduls $D_{DCM} = \pm 160$ ps/0,1 nm = ± 1600 ps/nm. D. h., die Dispersion des DCM kann in einem Bereich von 3200 ps/nm innerhalb der Nutzbandbreite von 12,5 GHz eingestellt werden.

Unter der Voraussetzung, dass immer 50 % des freien Spektralbereiches als nutzbare Bandbreite zur Verfügung stehen ($BW = 0,5 \cdot FSR$), kann die Gleichung (6.9) mit der Beziehung (6.3) noch weiter vereinfacht werden:

$$D_{DCM} = \frac{\pm 2N \cdot \lambda^2}{c \cdot FSR^2}. \quad (6.10)$$

Die reziproke, quadratische Abhängigkeit in der Formel zeigt, dass beispielsweise bei einer vierfach größeren Datenrate nur noch der sechzehnte Teil des vorherigen Abstimmbereiches der Dispersion bei gleicher Ordnung N des Filters erzielt wird. In dem hier diskutierten Beispiel würde sich demzufolge für ein 40 GBit/s-Signal, welches einen freien Spektralbereich von $FSR = 0,8 \text{ nm}$ (entspricht 100 GHz bei 1550 nm) erfordert, nur ein Abstimmbereich der Dispersion von $D_{DCM} = \pm 40 \text{ ps}/0,4 \text{ nm} = \pm 100 \text{ ps/nm}$ ergeben.

6.2 Simulation und Synthese von kaskadierten LPG-Strukturen

Ein Ziel der folgenden Betrachtungen ist es, die Simulation von kaskadierten LPG-Strukturen zu beschreiben, um mit den vorgegebenen Strukturparametern die Übertragungsfunktion eines Filters berechnen zu können. Ein weiterer Gegenstand dieses Abschnittes ist die Synthese dieser Strukturparameter, die zur Einstellung der Dispersion der LPG-Struktur benötigt werden.

6.2.1 Beschreibung kaskadierter Strukturen durch Transfer-Matrizen

Für die Simulation von kaskadierten LPG-Strukturen existieren eine Reihe von Möglichkeiten. In [160] wurde beispielsweise ein Verfahren vorgestellt, bei dem eine solche Mehrgitterstruktur als Mehrfachspalt interpretiert wird.

Die Beschreibung durch Transfer-Matrizen stellt eine weitere, bewährte Methode da, die bereits zur Beschreibung komplexer Gitterstrukturen im Abschnitt 4.2.2 verwendet wurde. Hierzu muss, ausgehend von den Transfer-Matrizen der einzelnen Gitter $\mathbf{T}_{LPG,i}$ einer kaskadierten Struktur, die Formel zur Berechnung komplexer Gitterstrukturen (4.23) nur noch durch die Transfer-Matrizen der dazwischenliegenden Faserstücke ergänzt werden:

$$\mathbf{T}_{D,i} = \begin{bmatrix} T_{D,11,i} & T_{D,12,i} \\ T_{D,21,i} & T_{D,22,i} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} e^{-j\omega\Delta t_{g,i}} \cdot e^{-j\omega\Delta\Delta t_{g,i}} & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \approx \begin{bmatrix} e^{-j\omega\Delta t_{g,i}} \cdot e^{-j\Delta\phi_{rel,i}} & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}. \quad (6.11)$$

Dabei hat der mit der Laufzeit verbundene Term $e^{-j\omega\Delta t_{g,i}}$ keinen Einfluss auf die Übertragungsfunktion und muss demzufolge für die Transfer-Matrix nicht berücksichtigt werden. Mit der resultierenden Transfer-Matrix der Gesamtstruktur

$$\mathbf{T}_{ges} = \left[\mathbf{T}_{LPG,N} \cdot \mathbf{T}_{D,N} \cdot \dots \cdot \mathbf{T}_{LPG,2} \cdot \mathbf{T}_{D,2} \cdot \mathbf{T}_{LPG,1} \cdot \mathbf{T}_{D,1} \cdot \mathbf{T}_{LPG,0} \right] \quad (6.12)$$

können dann die Leistungsübertragungsfunktion (4.28), die Phase (4.29) und schließlich die wellenlängenabhängige Gruppenlaufzeit (6.6) der kaskadierten Gitterstruktur berechnet werden.

6.2.2 Synthese der Strukturparameter zur Restdispersionskompensation

Neben einer Reihe alternativer Einsatzmöglichkeiten, auf die im Abschnitt 6.5 eingegangen wird, ist ein Hauptanwendungsbereich der kaskadierten Strukturen mit langperiodischen Gittern (LPG) die Restdispersionskompensation. Hierzu ist es notwendig, den Anstieg der Gruppenlaufzeit, d. h. die Dispersion, bei einer maximal möglichen Amplitude durch das Einstellen der Filterparameter zu variieren.

Die Synthese der notwendigen, komplexen Filterkoeffizienten für eine vorgegebene Übertragungsfunktion erfolgt in der gleichen Art und Weise wie für ein digitales FIR-Filter der glei-

chen Ordnung N . Diese Herangehensweise ist möglich, da der Aufbau und die Funktionsweise der nichtrekursiven, optischen Filter, die durch Verzögerungselemente und demnach durch eine endliche Impulsantwort gekennzeichnet sind, denen digitaler FIR-Filter sehr ähnlich sind. Für die notwendige Synthese der komplexen, digitalen Filterkoeffizienten existieren eine Reihe bekannter Methoden [48], [161], die jedoch nicht Gegenstand dieser Arbeit sind und auf die deshalb an dieser Stelle nicht näher eingegangen werden soll.

Die durch die digitale Filtersynthese erhaltenen Koeffizienten und die daraus resultierende Übertragungsfunktion bilden nur einen Kompromiss im Vergleich zu dem gewünschten Amplituden- und Phasengang. Um die Abweichung zwischen der Spezifikation und der aus der digitalen Filtersynthese erhaltenen Übertragungsfunktion weiter zu verringern, müssen die komplexen Filterkoeffizienten b_i aus der digitalen Filtersynthese z. B. nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate (engl.: least square error) weiter optimiert werden.

Mit den durch die Filtersynthese erzeugten, komplexen Koeffizienten b_i ist es jedoch nicht möglich, die Modenkonzersion der einzelnen Gitter $\mathbf{T}_{\text{LPG},i}$ und die Phase in den jeweiligen Faserzwischenstücken $\mathbf{T}_{\text{D},i}$ direkt zu berechnen. Vielmehr ist es notwendig, die FIR-Struktur mit $N+1$ separaten Zweigen in eine kaskadierte Struktur mit N äquidistanten Modenkonzurtern zu überführen, wobei die kaskadierte Struktur nur zwei Pfade zwischen den Koppellelementen aufweist. Für diese Transformation wurden bereits eine Reihe von Verfahren veröffentlicht [100], [162], so dass diese hier nicht näher erläutert werden.

Weiterhin ist der Wertebereich der optischen Koeffizienten begrenzt. So kann beispielsweise in einer passiven Filterstruktur keine Amplitude eingestellt werden, die größer als die Amplitude am Eingang der Struktur ist. Auch dieser Aspekt muss bei der Synthese der Parameter einer kaskadierten LPG-Struktur berücksichtigt werden.

Für die Simulationen in dieser Arbeit wurden die komplexen Filterkoeffizienten b_i nach [161] synthetisiert. Die darauf folgende Transformation der Koeffizienten b_i in die Transfermatrizen $\mathbf{T}_{\text{LPG},i}$ und $\mathbf{T}_{\text{D},i}$ einer kaskadierten Struktur mit langperiodischen Gittern erfolgte in Anlehnung an den in [100] vorgestellten Algorithmus, wobei keine Konvergenzprobleme bei diesem Verfahren festgestellt wurden.

6.2.2.1 Synthese der Parameter einer Beispielstruktur sechster Ordnung

Anhand einer Beispielstruktur sechster Ordnung ($N=6$) soll gezeigt werden, dass durch die gezielte Beeinflussung der Parameter der LPG und der dazwischenliegenden Faserstücke die Dispersion der Struktur kontinuierlich, d. h. unterbrechungsfrei, eingestellt werden kann. Das hier betrachtete Filter weist einen freien Spektralbereich von $FSR=0,8$ nm, d. h. von 100 GHz im Frequenzbereich bei einer Wellenlänge von 1550 nm, auf. Mit einer relativen nutzbaren Bandbreite von $RBWU=0,5$ ergibt sich eine reale Bandbreite von $BW=0,4$ nm (entspricht 50 GHz). Diese Bandbreite ist ausreichend, um die Restdispersion eines optischen Signals mit einer Datenrate von 40 GBit/s zu kompensieren. Mit diesem Filter kann die Dispersion nach (6.9) in einem Bereich von $D_{DCM} = \pm 150$ ps/nm eingestellt werden.

In Bild 88 sind die notwendigen Leistungskoppelfaktoren der abstimmbaren LPG-Modenkonzurter (VMC) in Abhängigkeit von der Dispersion, die bei der Filtersynthese vorgegeben wurde, dargestellt. Es zeigt sich, dass prinzipiell eine symmetrische Struktur um den VMC3 entsteht. Nur das erste und das letzte Koppellelement (VMC0 und VMC6) verhalten sich komplementär, d. h. sie genügen der Beziehung: $|T_{11,0}|^2 = 1 - |T_{11,6}|^2$. Diese Bedingung entsteht

durch die Ausnutzung der Übertragungsfunktion der Gleichkopplung, d. h. es wird am Ein- und Ausgang jeweils der gleiche Modus betrachtet. Im Falle der Ausnutzung der Überkopplung in den jeweils anderen Modus würde sich eine exakt symmetrische Struktur ergeben.

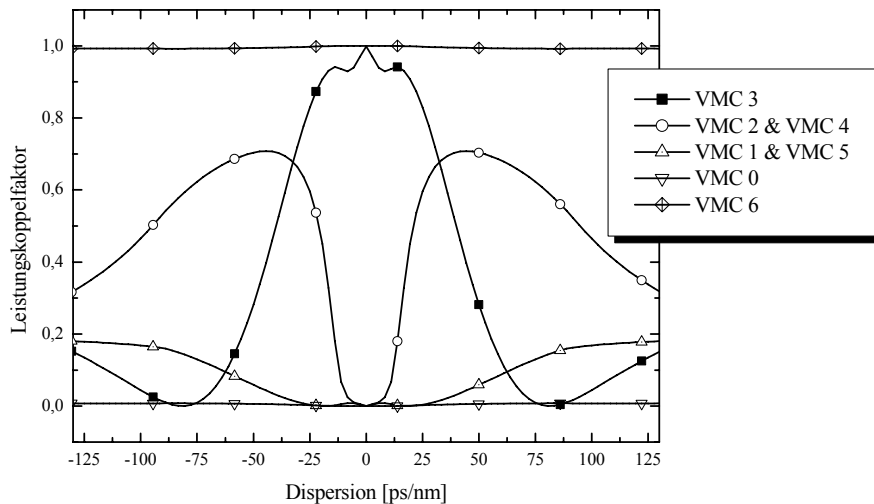


Bild 88 Leistungskopplfaktoren $|T_{11,i}|^2$ der abstimmbaren langperiodischen Gitter in einer kaskadierten Struktur in Abhängigkeit von der eingestellten Dispersion; Filterparameter: Ordnung $N = 6$, freier Spektralbereich $FSR = 0,8$ nm (entspricht 100 GHz bei 1550 nm), relative nutzbare Bandbreite $RBWU = 0,5$

Die Einstellung der Dispersion kann ohne Unterbrechung des Signals erfolgen, da, wie in Bild 88 zu sehen ist, die dort dargestellten Funktionen der Leistungskopplfaktoren durch einen kontinuierlichen Verlauf ohne Sprünge gekennzeichnet sind.

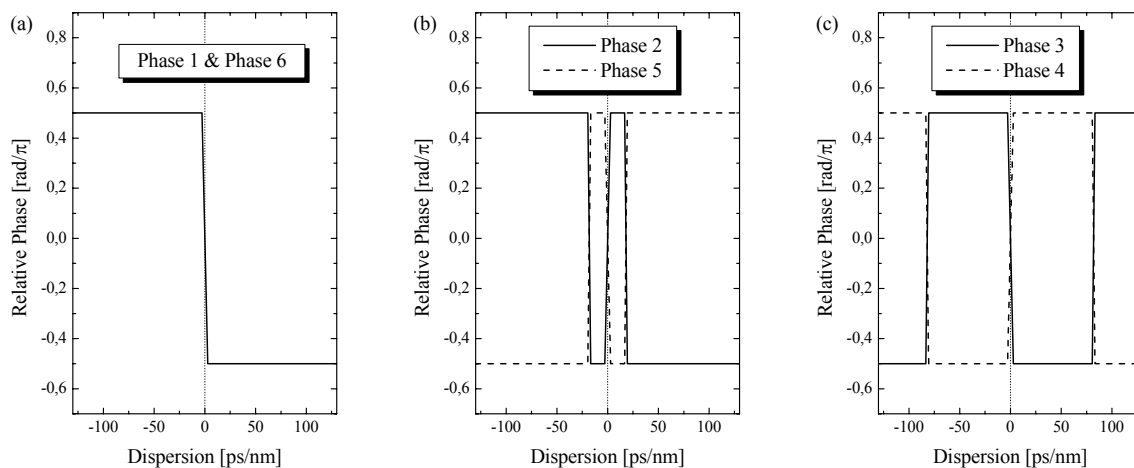


Bild 89 Notwendige relative Phasenänderung $\Delta\phi_{rel,i}$ der Faserzwischenstücke in einer kaskadierten Struktur in Abhängigkeit von der eingestellten Dispersion; Filterparameter: Ordnung $N = 6$, freier Spektralbereich $FSR = 0,8$ nm (entspricht 100 GHz bei 1550 nm), relative nutzbare Bandbreite $RBWU = 0,5$

Diese Verläufe der Leistungskoppelfaktoren in Bild 88 sind bei bestimmten Werten der Dispersion durch keine Kopplung oder durch volle Überkopplung gekennzeichnet. Genau bei diesen Dispersionswerten wird die Phasenbeziehung zwischen den beiden Signalanteilen in bestimmten Faserzwischenstücken um π gedreht. Die entsprechenden Verläufe der Phasen $\Delta\phi_{rel,i}$ der jeweiligen Faserzwischenstücke i sind in Bild 89 dargestellt.

So ist zum Beispiel bei einem Wert der Dispersion von rund -80 ps/nm das mittlere Gitter (VMC3) so eingestellt, dass keine Modenkonversion auftritt. Bei einer Abstimmung der Dispersion über diesen Dispersionswert hinaus müssen die Phasen 3 und 4 genau gegenläufig gesteuert werden, so dass sich die Phasenbeziehung zwischen den Signalanteilen im darauf folgenden Gitter (VMC4) nicht ändert.

Aufgrund der bereits erwähnten Ausnutzung der Gleichkopplung in dieser Gitterstruktur müssen auch die äußeren Phasenelemente 1 und 6 beim Überschreiten des Dispersionswertes von 0 ps/nm synchron verstellt werden (Bild 89(a)). Das bedeutet, sie verhalten sich genau entgegengesetzt zu den inneren, jeweils korrespondierenden Phasenelementen (2 & 5, 3 & 4), welche in Bild 89(b, c) dargestellt sind.

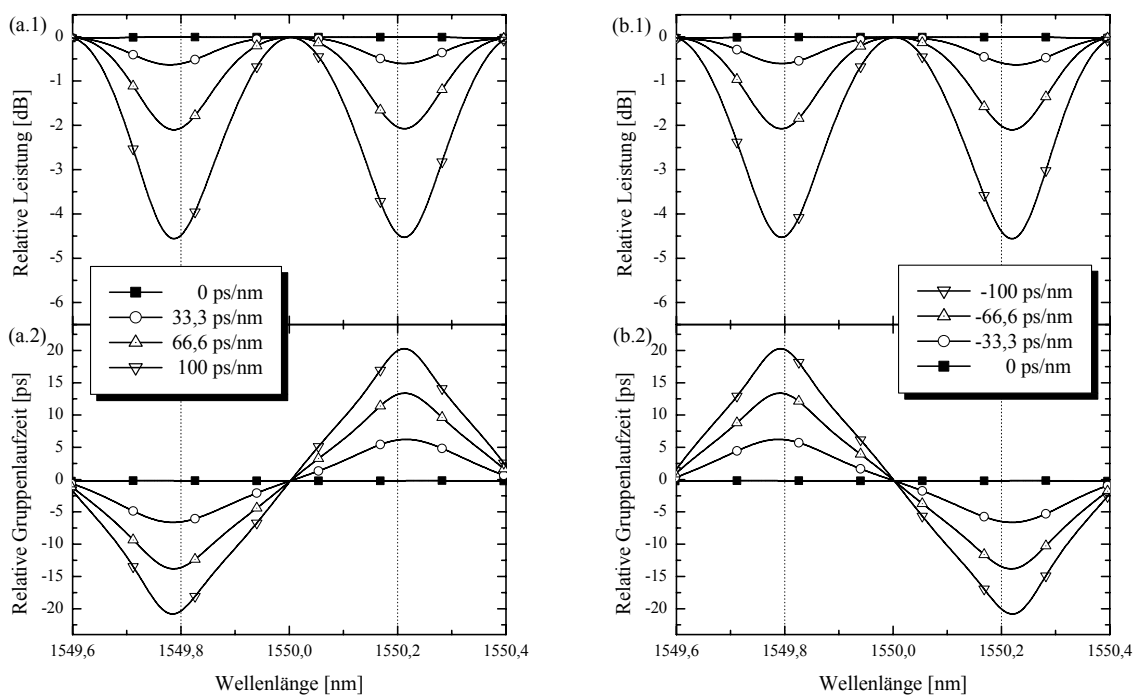


Bild 90 Spektrales LP_{01} -Übertragungsverhalten (Leistung und Gruppenlaufzeit) einer kaskadierten LPG-Struktur in einer SMF-28 (Moden: LP_{01} , LP_{02}) für ausgewählte positive (a) und negative (b) Werte der Dispersion; Filterparameter: Ordnung $N = 6$, freier Spektralbereich $FSR = 0,8$ nm (entspricht 100 GHz bei 1550 nm), relative nutzbare Bandbreite $RBWU = 0,5$

Mit den hier dargestellten Koppelfaktoren (Bild 88) und Phasenparametern (Bild 89) wurden für einige Dispersionswerte jeweils die Leistungsübertragungsfunktion und der spektrale Verlauf der Gruppenlaufzeit des Filters berechnet. In Bild 90(a) sind die Verläufe für die positiven Werte der Dispersion gezeigt, währenddessen die korrespondierenden negativen Werte

der Dispersion in Bild 90(b) zu sehen sind. Man kann feststellen, dass der Verlauf der Leistungsübertragungsfunktion nur vom Betrag der Dispersion und nicht vom Vorzeichen abhängig ist. Im Gegensatz zu dem in [161] vorgestellten faseroptischen Filter tritt beim Abstimmen der Dispersion keine Änderung der Amplitude bei der Mittenwellenlänge (1550 nm) auf. Dieses Verhalten ist ein charakteristisches Merkmal kaskadierter MZ-Strukturen, da das Eingangssignal auf jeweils zwei Pfade aufgeteilt wird, die immer wieder rekombinieren.

Mit steigendem Betrag der Dispersion nimmt jedoch die Amplitude am Rand der nutzbaren Bandbreite ab. Diese spektrale Modulation der Amplitude des optischen Signals, die charakteristisch für ein Filter mit endlicher Impulsantwort ist [48], beträgt für einen Betrag der Dispersion von 100 ps/nm in dem hier gezeigten Beispiel schon mehr als 4 dB. Bei einer weiteren Abstimmung bis zum Maximalbetrag von 150 ps/nm verstärkt sich die spektrale Modulation, so dass ab einem bestimmten Wert der Dispersion die Signaldämpfung den Gewinn durch den größeren Abstimmbereich der Dispersion aufhebt.

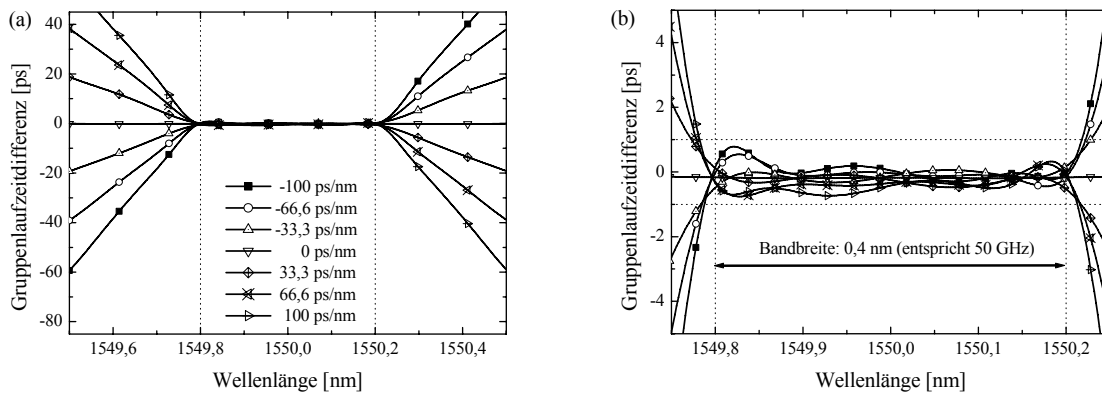


Bild 91 Gruppenlaufzeitdifferenz zwischen der linearen Vorgabe und dem durch die LPG-Struktur realisierten Verlauf für ausgewählte Werte der Dispersion; Filterparameter: Ordnung $N = 6$, freier Spektralbereich $FSR = 0,8 \text{ nm}$ (entspricht 100 GHz bei 1550 nm), relative nutzbare Bandbreite $RBWU = 0,5$

In Bild 91(a) ist die Differenz zwischen der linearen Vorgabe und dem mit diesem Filter erzielten Verlauf der Gruppenlaufzeit zu sehen. In einem großen Bereich der spezifizierten Bandbreite von 50 GHz (siehe Bild 91(b)) beträgt die Differenz weniger als 1 ps/nm. Für den hier dargestellten Abstimmbereich der Dispersion von $\pm 100 \text{ ps/nm}$ kann man deshalb feststellen, dass diese Abweichung vom idealen, linearen Verlauf gering ist und in einem optischen Übertragungssystem mit 40 GBit/s toleriert werden kann.

Neben der abnehmenden Amplitude am Rand der spezifizierten Bandbreite des Filters nimmt jedoch auch die Abweichung vom vorgegebenen, linearen Verlauf der Gruppenlaufzeit bei extremen Dispersionswerten zu. Aus den genannten Gründen ist ein Abstimmen bis in den Grenzbereich nicht sinnvoll.

6.2.3 Vor- und Nachteile kaskadierter LPG-Strukturen

Ein wesentlicher Vorteil dieser Struktur besteht darin, dass bei einem LPG-MZ-Interferometer die Signalpfade in einer einzigen Faser ausgebildet werden. Im Vergleich zu herkömmlichen

MZ-Interferometern, die auf zwei separaten Wellenleitern zwischen den Koppellementen beruhen, ergibt sich eine verbesserte Stabilität gegenüber äußeren Einflüssen, da sich Störungen immer auf beide Signalpfade gleichzeitig auswirken.

Außerdem bestehen LPG-Strukturen nur aus einem einzigen Faserstrang und können mit Standardverbindungstechniken (Spleißen etc.) verlustarm in ein faseroptisches Übertragungssystem eingefügt werden. Es ist keine spezielle Ein- und Auskopplung wie bei einer Wellenleiterstruktur auf einem Substrat nötig. Weiterhin arbeiten LPG-Modenkonverter nahezu verlustlos. Die Faser, die als Wellenleiter für beide Signalpfade dient, ist im Gegensatz zu Wellenleitern auf Substraten durch eine wesentlich geringere Dämpfung gekennzeichnet. Aus den genannten Gründen können kaskadierte LPG-Strukturen mit einem geringen Einfügeverlust gefertigt werden. Wie auch in dieser Arbeit experimentell gezeigt werden konnte, ist es realistisch, kaskadierte LPG-Strukturen in einem einzigen Faserstrang mit einer Einfügedämpfung von unter 0,5 dB herzustellen.

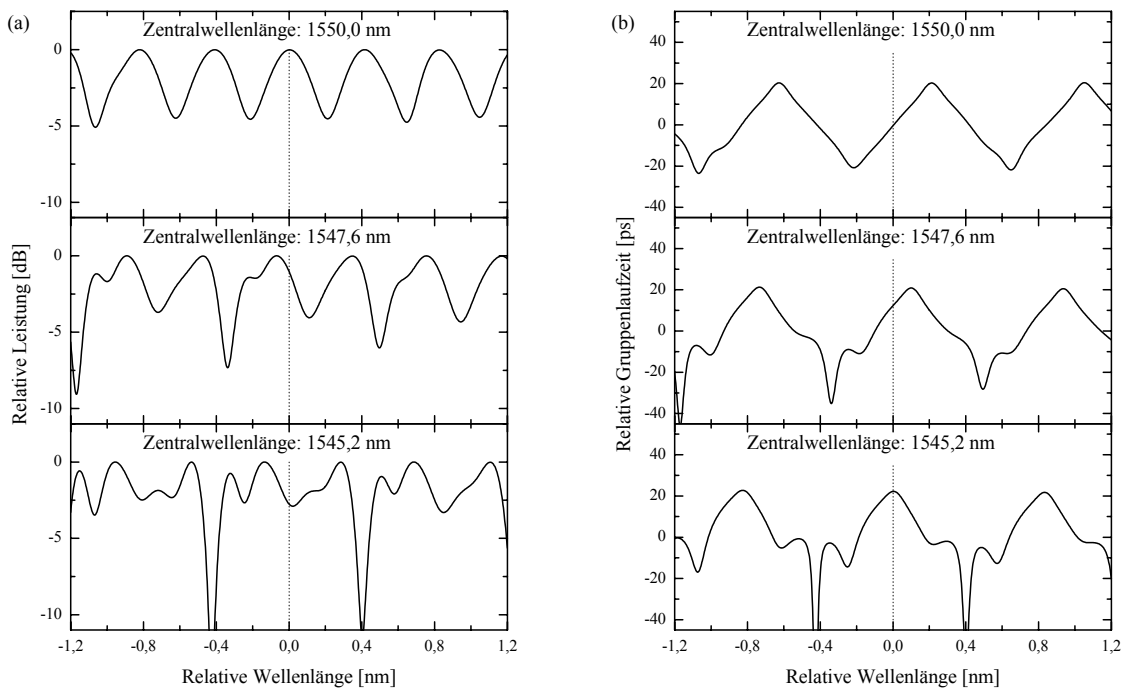


Bild 92 Veränderung des spektralen LP_{01} -Übertragungsverhaltens (Leistung (a) und Gruppenlaufzeit (b)) der kaskadierten LPG-Struktur aus Bild 90 durch die Wellenlängenabhängigkeit der LPG-Modenkonversion; Darstellung für einen Dispersionswert von $D_{DCM} = 100$ ps/nm bei 1550 nm, Gitterlängen $L_G = 2$ cm, Fasertyp SMF-28

Neben diesen Vorteilen gibt es aber auch Nachteile einer solchen Realisierung. Ein entscheidender Nachteil ist die Wellenlängenabhängigkeit der Modenkopplung der LPG-Modenkonverter. Obwohl eine solche Struktur durch eine periodische Modulation gekennzeichnet ist und demzufolge prinzipiell zur gleichzeitigen Kompensation mehrerer Kanäle in einem WDM-System geeignet wäre, tritt schon nach wenigen Perioden eine nicht mehr zu vernachlässigende Änderung des Übertragungsverhaltens ein (Bild 92). Das bedeutet, das

Filter kann bei diesen Wellenlängen nicht mehr zur Dispersionskompensation verwendet werden. Im Gegensatz dazu ist beispielsweise ein Schmelzkoppler, der durch Ausziehen verdrehter Fasern unter einer Flamme hergestellt wird, durch eine weitaus größere Bandbreite mit nahezu konstanter Koppeffizienz gekennzeichnet. FIR-Filter, die auf breitbandigen Kopplern basieren, sind demzufolge besser geeignet, mehrere Kanäle simultan zu kompensieren [163], [164].

Aus diesem Grund ist es erstrebenswert, auch die LPG-Modenkoverter mit möglichst großer Modenkopplungsbandbreite zu realisieren. Hierzu muss nur die Länge des Gitters reduziert werden, da diese indirekt proportional zur Bandbreite der Modenkoverter ist (4.24). Ein Problem besteht jedoch darin, dass die Länge nicht beliebig reduziert werden kann. Um die gleiche Modenkoverter bei verkürzter Gitterlänge zu erzielen (8.20), ist es notwendig, die Indexmodulation zu erhöhen. Bei langperiodischen Fasergittern, die durch ultraviolette Bestrahlung induziert wurden, sollte die Gitterlänge z. B. in der Faser SMF-28 mindestens 1 cm betragen. Diese Mindestlänge ist notwendig, um aufgrund der begrenzten Indexmodulation eine ausreichende Modenkoverter zu erzielen.

LPG-Modenkoverter mit vergrößerter Modenkopplungsbandbreite können aber auch durch eine spezielle Apodisationsfunktion [165] oder durch die Verwendung einer Faser mit einem angepassten Dispersionsverhalten (siehe Abschnitt 4.4.1) erzielt werden. Insbesondere die Verwendung einer Spezialfaser ist ein vielversprechender Ansatz, da es in diesem Fall ausreichend ist, uniforme Gitter ohne ein komplexes Brechzahlprofil herzustellen. Es konnte bereits nachgewiesen werden, dass sich diese Gitter auch ohne Wellenlängenverschiebung effizient abstimmen lassen (siehe Abschnitt 4.4.3.3). Aus diesem Grund wird im Abschnitt 6.4.3.1 detailliert auf eine solche Realisierung eingegangen.

Ein weiteres Problem besteht in der Polarisationsabhängigkeit der Modenkoverter, die sich bei einem einzigen Gitter bei der Betrachtung der Übertragungsfunktion des Grundmodus LP_{01} als PDL bemerkbar macht (siehe Abschnitt 4.4.4). Das führt dazu, dass sich in Abhängigkeit vom Eingangspolarisationszustand die Koppelfaktoren innerhalb der kaskadierten LPG-Struktur und demzufolge auch die Übertragungsfunktion des Filters ändern.

Es ist aber kein konkurrierendes Verfahren bekannt, bei dem dieses Problem endgültig gelöst ist. Zur Vermeidung des Einflusses der Polarisation kann ein Polarisator am Eingang der Struktur verwendet werden, der einen definierten Polarisationszustand sicherstellt. Ein anderer Ansatz besteht darin, das optische Signal in die beiden Hauptpolarisationszustände aufzuteilen, separat zu kompensieren und danach die Signalanteile wieder zu überlagern [54].

6.3 Experimentelle Untersuchungen an MZ-Strukturen

Gegenstand des folgenden Abschnittes sind experimentelle Untersuchungen an verschiedenen MZ-Strukturen, die nur aus einem einzigen Faserstrang aufgebaut sind. Sie bilden die Grundelemente kaskadierter Strukturen, die vorzugsweise zur Restdispersionskompensation verwendet werden sollen. Weiterhin wird auf die Abstimbarkeit einer solchen MZ-Struktur eingegangen, da dies eine elementare Voraussetzung zur Einstellung der Dispersion einer kaskadierten Struktur ist. Wenn nicht explizit ein anderer Fasertyp angegeben ist, beziehen sich die Untersuchungen in diesem Abschnitt, d. h. Simulationen und Messungen, auf den Fasertyp SMF-28. Außerdem wird vorzugsweise die Modenkopplung zwischen dem Grundmodus LP_{01} und dem höheren Modus LP_{02} betrachtet.

6.3.1 Realisierung von LPG-MZ-Interferometern

Eine Grundvoraussetzung, welche überhaupt erst den Aufbau eines LPG-MZ-Interferometers ermöglicht, ist die Laufzeitdifferenz Δt_g zwischen den zwei verwendeten Moden (LP_{01} , LP_{02}) in einer Faser. Sie konnte durch die direkte Messung der LP_{01} -Gruppenlaufzeit eines LPG-MZ-Interferometers in der Faser SMF-28 (Bild 86) mit der Phasenverschiebungsmethode (siehe Anhang 8.3.1) nachgewiesen werden.

MZ-Interferometer sind durch eine periodische Modulation mit einem bestimmten, freien Spektralbereich FSR gekennzeichnet. Dieser freie Spektralbereich, d. h. der spektrale Abstand zweier aufeinanderfolgender Minima, ist vom Abstand des Gitterpaares abhängig [159].

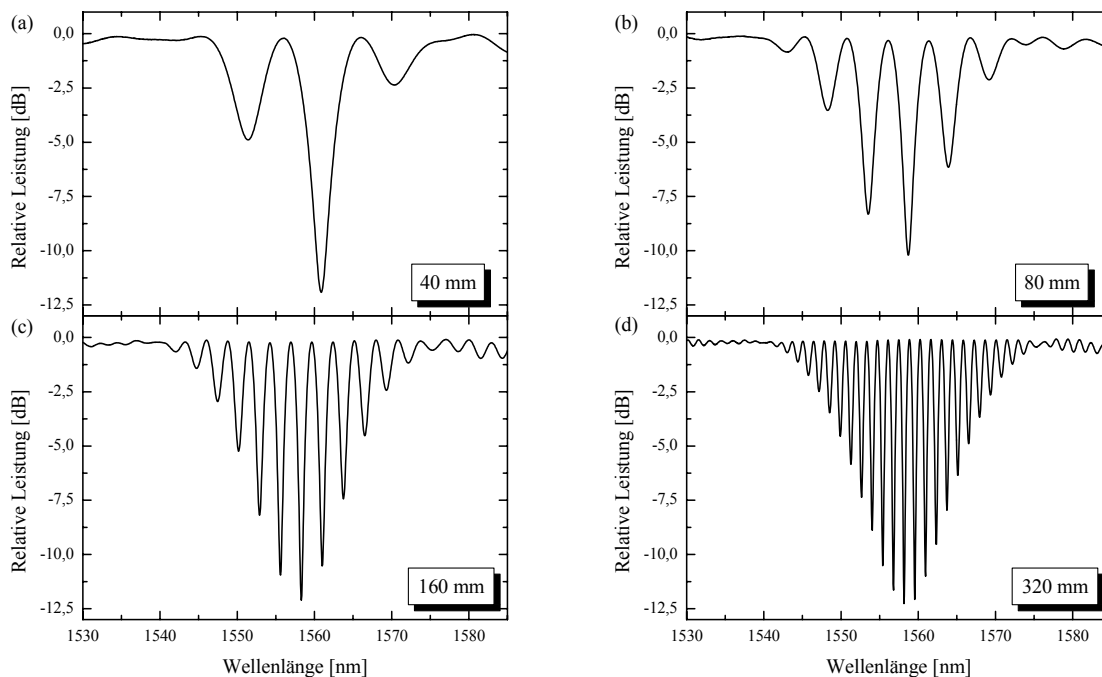


Bild 93 Spektrale LP_{01} -Leistungsmodulation von LPG-MZ-Interferometern mit verschiedenen Gitterabständen ΔL (Bezugspunkt: Gittermitte); Parameter: Gitterlänge $L_G = 20$ mm, Periode $\Lambda = 559$ μm , hydrierte SMF-28, 24 h ausgeheizt bei 120°C

In Bild 93 ist die LP_{01} -Leistungsübertragungsfunktion von vier verschiedenen LPG-MZ-Interferometern dargestellt, die jeweils durch einen anderen Abstand der Gitter gekennzeichnet sind. Um eine spektrale Modulation mit starker Auslöschung zu erhalten, wurden die einzelnen Modenkoverter mit einer maximalen Koppelleffizienz von etwas weniger als 50 % hergestellt. Auf diese Art und Weise wurde eine maximale spektrale Modulation von >10 dB erzielt. Die Hüllkurve der Leistungsmodulation wird durch die Modenkopplungseigenschaften der beiden Gitter bestimmt und ist in erster Näherung in allen vier dargestellten Fällen gleich.

In Bild 93 ist deutlich erkennbar, dass der freie Spektralbereich FSR mit steigendem Gitterabstand ΔL abnimmt. Zur weiteren Veranschaulichung wurde der reziproke Wert des freien Spektralbereiches $1/FSR$ in Bild 94 in Abhängigkeit vom Gitterabstand dargestellt, wobei für

diese Darstellung noch weitere Interferometer ausgewertet wurden. Es kann eine lineare Abhängigkeit festgestellt werden, welche aufgrund des Zusammenhanges $1/FSR \sim t_g$ die direkte Proportionalität zwischen der Laufzeitdifferenz t_g und dem Abstand der Gitter ΔL bestätigt (6.3).

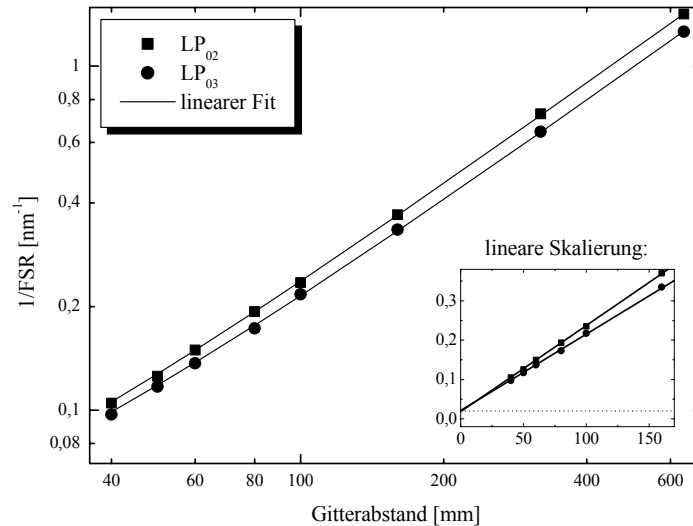


Bild 94 Messung des freien Spektralbereiches von LPG-MZ-Interferometern (Moden: LP₀₁, LP_{0p}) in Abhängigkeit vom Abstand der Gitter ΔL (Bezugspunkt: Gittermitte); Parameter: Gitterlänge $L_G = 20$ mm, Periode $\Lambda = 559$ μm , hydrierte SMF-28, 24 h ausgeheizt bei 120°C

In dem in Bild 94 eingefügten, linear skalierten Diagramm ist gut zu erkennen, dass sich der Anstieg des Graphen in Abhängigkeit vom betrachteten höheren Modus LP_{0p} ändert. Das bedeutet, dass bei gleicher betrachteter Faserlänge die Laufzeitdifferenz zwischen den Moden LP₀₁ und LP₀₃ größer als die zwischen den Moden LP₀₁ und LP₀₂ ist.

Sowohl die Gerade für den Modus LP₀₂ als auch die Gerade für den Modus LP₀₃ gehen nicht durch den Koordinatenursprung. Diese Verschiebung wird durch die Phasendrehung in den Gittern verursacht. Die Phasendrehung der Gitter kann aber in erster Näherung vernachlässigt werden, wenn der Gitterabstand ΔL deutlich größer als die Gitterlänge L_G ist.

6.3.2 Vergleich von Simulation und Messung

Um die Eignung der im Abschnitt 6.2.1 dargestellten Modellierung von kaskadierten LPG-MZ-Strukturen durch Transfer-Matrizen zu zeigen, sollen im Folgenden einige experimentelle Beispiele diskutiert und mit entsprechenden Simulationen verglichen werden. Bereits bei der LPG-MZ-Struktur mit nahezu vollständig koppelnden Modenkonvertern konnte jeweils eine sehr gute Übereinstimmung zwischen der Simulation und der Messung des spektralen Verlaufes der LP₀₁-Leistung und der LP₀₁-Gruppenlaufzeit festgestellt werden (Bild 86). Gegenstand dieses Abschnittes ist die Modellierung eines LPG-MZ-Interferometers aus den Einzelgittern. Weiterhin wird anhand der Rekonstruktion einer Mehrgitterstruktur gezeigt, dass sich dieser Ansatz sehr gut zur Berechnung kaskadierter LPG-Strukturen eignet.

6.3.2.1 Modellierung eines LPG-MZ-Interferometers aus den Einzelgittern

Für diese Untersuchung wurde ein LPG-MZ-Interferometer hergestellt, dessen spektrale Messung der LP_{01} -Leistungsübertragungsfunktion in Bild 95(b) dargestellt ist. Nach der Vermessung der Gesamtstruktur wurde diese in der Mitte zerschnitten. Dadurch war es möglich, die Spektren der Einzelgitter zu vermessen. Die Spektren des ersten und des zweiten Gitters unterscheiden sich, wie in Bild 95(a) zu sehen ist, nur geringfügig hinsichtlich ihrer Modenkopplungseigenschaften.

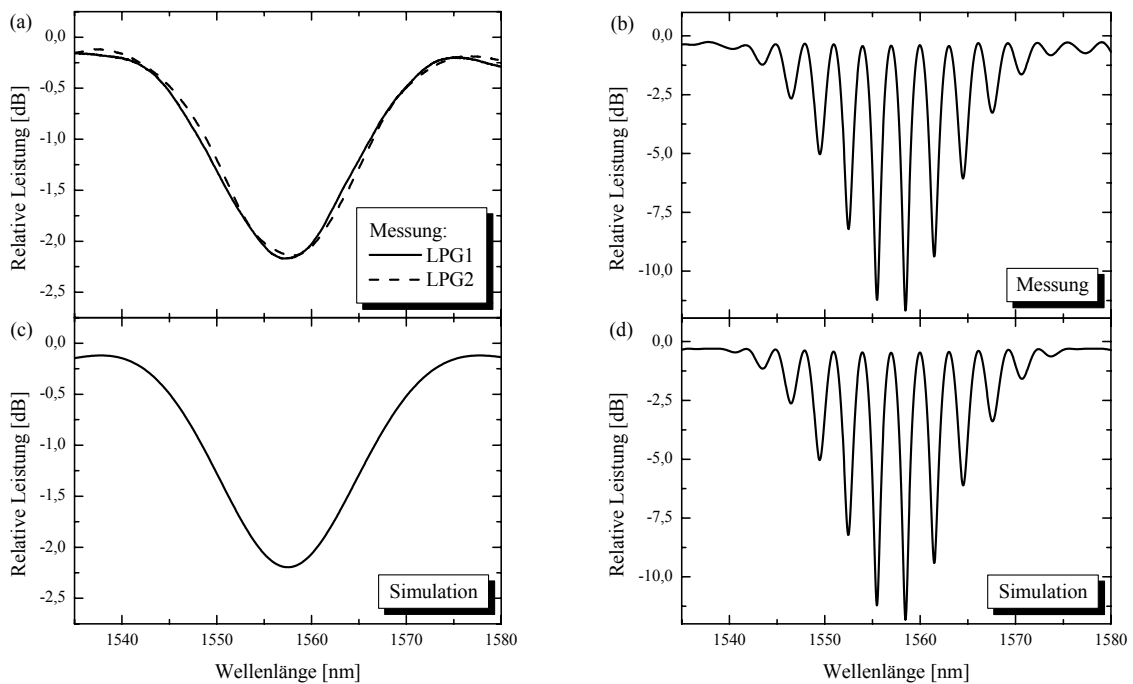


Bild 95 Vergleich Messung (a, b) und Simulation (c, d) der LP_{01} -Spekten der einzelnen LPG (a, c) und eines aus diesen Gittern aufgebauten LPG-Interferometers (b, d)

Die Modellierung eines Einzelgitters ist dann mit Hilfe der vorher bekannten Parameter, wie beispielsweise der Gitterlänge L_G und der Resonanzeigenschaften der Faser $\Lambda(\lambda_{res})$, möglich. Eine Anpassung muss nur noch hinsichtlich der Stärke der Brechungsindexmodulation erfolgen, die maßgeblich die maximale Modenkopplung des Gitters bestimmt. Das Spektrum in Bild 95(b) zeigt die berechnete LP_{01} -Leistungsübertragungsfunktion eines Einzelgitters.

Aufgrund des geringen Unterschiedes zwischen den vermessenen Einzelgittern war es für die Simulation der Gesamtstruktur möglich, identische Gitterparameter für beide LPG anzunehmen. Die LP_{01} -Leistungsübertragungsfunktion ergibt sich dann durch Berücksichtigung der Gruppenlaufzeitdifferenz Δt_g zwischen den Moden im Faserzwischenstück mit der Länge ΔL und durch Feinabstimmung der phasenäquivalenten Gruppenlaufzeitdifferenz $\Delta \Delta t_g$. Das so erhaltene Spektrum der LPG-MZ-Struktur in Bild 95(d) stimmt sehr gut mit der Messung überein. Geringe Unterschiede treten bei höheren Wellenlängen auf. Diese sind auf die dort einsetzende LP_{01} - LP_{03} -Modenkopplung zurückzuführen.

6.3.2.2 Rekonstruktion einer Mehrgitterstruktur

Im Gegensatz zu LPG-MZ-Interferometern können mit Mehrgitterstrukturen komplexe Filterfunktionen realisiert werden [166]. Durch die Steuerung der Modenkopplung der Gitter und der Phase zwischen den beiden Signalpfaden in den einzelnen Faserzwischenstücken kann der Verlauf der Gruppenlaufzeit so beeinflusst werden, dass die Restdispersion in einem optischen Übertragungssystem kompensiert wird (Abschnitt 6.4). Um die Parameter einer solchen Mehrgitterstruktur gezielt einzustellen, ist es vorher jedoch notwendig, die vorhandene Struktur zu modellieren und so den aktuellen Zustand der Strukturparameter zu bestimmen. Eine mögliche Vorgehensweise soll im Folgenden kurz beschrieben werden.

Die zu untersuchende Struktur besteht aus drei uniformen Gittern, wobei die LPG bezüglich ihrer Herstellungsparameter identisch sind. Der Abstand zwischen dem ersten und dem zweiten Gitter beträgt 220 mm und der Abstand zwischen dem zweiten und dem dritten Gitter 60 mm (bezogen auf die Gittermitte), bei einer Gitterlänge von jeweils 20 mm. In Bild 96(a) ist das resultierende LP_{01} -Spektrum (dünne Linie) dieser Struktur dargestellt. Dieser spektrale Verlauf kann nicht direkt berechnet werden, da zu viele Parameter unbekannt sind.

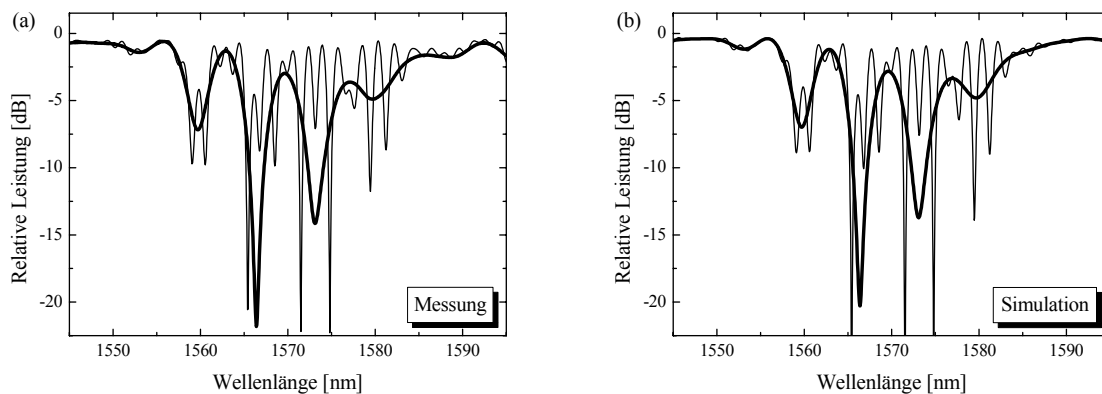


Bild 96 Vergleich zwischen Messung (a) und Simulation (b) der LP_{01} -Spektrn einer Struktur aus drei Gittern mit (dicke Linie) und ohne (dünne Linie) Dämpfung des höheren Modus LP_{02} zwischen dem ersten und dem zweiten Gitter; bei der Messung erfolgte die Dämpfung durch eine Faser-schleife, Durchmesser der Schleife $d = 2,5$ cm

Erst durch Dämpfung des höheren Modus LP_{02} durch eine Schleife zwischen dem ersten und dem zweiten Gitter wird die Interferenz deutlich sichtbar, die aufgrund des kleineren Gitterabstandes von 60 mm zwischen dem zweiten und dem dritten LPG hervorgerufen wird. Das erste Gitter wirkt in diesem Fall mit seiner LP_{01} -Übertragungsfunktion nur noch als wellenlängenabhängiges Dämpfungsglied. Die resultierende LP_{01} -Leistungsübertragungsfunktion der Gesamtstruktur, die in Bild 96(b) als dicke Linie dargestellt ist, kann dann durch Berücksichtigung der vollständigen Dämpfung des höheren Modus LP_{02} im ersten Faserzwischenstück ($T_{D,22,1} = 0$), durch Einsetzen der Gruppenlaufzeitdifferenz $\Delta t_{g,2}$ und schließlich durch Feinabstimmung der phasenäquivalenten Gruppenlaufzeitdifferenz $\Delta \Delta t_{g,2}$ des zweiten Faserzwischenstückes berechnet werden.

In einem zweiten Schritt wird die Dämpfung des höheren Modus LP_{02} zwischen dem ersten und dem zweiten Gitter in der Simulation wieder aufgehoben ($T_{D,22,1} = 1$) und nach Einsetzen

der Gruppenlaufzeitdifferenz $\Delta t_{g,1}$ nur noch der phasenäquivalente Term $\Delta \Delta t_{g,1}$ optimiert. Anhand der spektralen Verläufe in Bild 96 kann eine sehr gute Übereinstimmung zwischen der Messung und der Simulation festgestellt werden.

Theoretisch ist es auch möglich, Strukturen mit mehr als drei Gittern zu charakterisieren. In der Realität kommt es jedoch beim Herstellen einer Faserschleife mit einem kleinen Durchmesser schnell zum Bruch der Faser. Aus diesem Grund sind alternative Methoden, auf die im Abschnitt 6.4.1 noch etwas näher eingegangen wird, besser geeignet.

Der höhere Modus LP_{02} , der in der Faser SMF-28 als Mantelmodus geführt wird, kann auch durch das Bestreichen der Faser mit einer Flüssigkeit, die eine höhere Brechzahl als der Mantel aufweist, gedämpft werden [103]. Auch in diesem Fall wird die Faser mechanisch beansprucht und insbesondere das Entfernen der Flüssigkeit stellt ein Problem dar.

6.3.3 Abstimmbarkeit eines LPG-MZ-Interferometers

Anhand von LPG-MZ-Interferometern soll im Folgenden gezeigt werden, dass es möglich ist, die Phasenbeziehung zwischen den beiden Signalanteilen im Faserzwischenstück und die Stärke der Modenkonversion der Gitter unabhängig voneinander einzustellen. Beides ist notwendig, um bei einer kaskadierten LPG-Struktur gezielt die Dispersion zu beeinflussen.

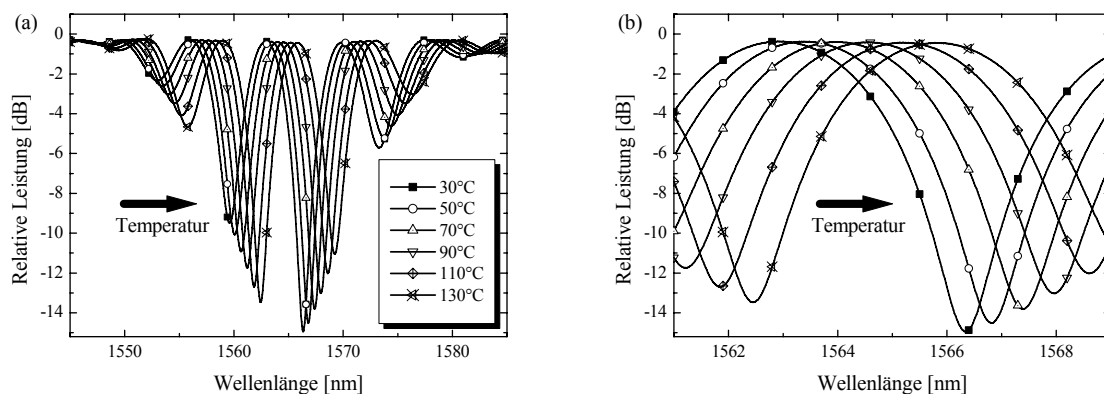


Bild 97 Abstimmung der Phase eines LPG-MZ-Interferometers durch Änderung der Temperatur des Faserzwischenstückes über eine Wirklänge von 25 mm bei einem Abstand $\Delta L = 60$ mm (Bezugspunkt: Gittermitte); Parameter der Gitter: Länge $L_G = 20$ mm, Periode $\Lambda = 559$ μm , hydrierte SMF-28, 24 h ausgeheizt bei 120°C

In Bild 97 ist die LP_{01} -Leistungsübertragungsfunktion eines LPG-MZ-Interferometers dargestellt, wobei die Temperatur des Faserzwischenstückes über eine Länge von 25 mm verstimmt wurde. Für den größten hier dargestellten Temperaturhub von 100°C wird eine Laufzeitdifferenzänderung $\Delta \Delta t_g$ zwischen den beiden Signalanteilen in den beiden Moden LP_{01} und LP_{02} von mehr als einer halben Periode des optischen Signals, d. h. $\Delta \Delta t_g > T_{opt}/2$, erzielt. Nach (6.2) entspricht diese Laufzeitdifferenzänderung $\Delta \Delta t_g$ einer äquivalenten Phasendrehung $\Delta \phi_{rel}$ von mehr als 180°. Die Hüllkurve, die durch die Leistungsminima des Interferometers beschrieben wird und die durch die spektrale Modenkonversion der LPG vorgegeben ist, verändert sich durch die Phasenabstimmung nicht.

Eine Verringerung des notwendigen Abstimmereiches der Temperatur kann durch eine größere Wirklänge des Thermoelements erreicht werden. Weiterhin ist auch die Verwendung einer Spezialfaser denkbar, da die Abstimmung der Laufzeitdifferenz $\Delta\Delta t_g$ in einem Faserzwischenstück den gleichen Wirkmechanismen wie die Abstimmung der Modenkonzersion eines langperiodischen Gitters (siehe Abschnitt 4.4.3) unterliegt.

Im Vergleich zu einem Einzelgitter in einer SMF-28 erlaubt das in Bild 97(b) dargestellte LPG-MZ-Interferometer eine bessere Abstimmung der Modenkonzersion. Die Resonanzwellenlänge der LP_{01} - LP_{02} -Modenkopplung eines einzelnen LPG kann nur um $4,5 \text{ nm}/100^\circ\text{C}$ verschoben werden (siehe Bild 46). Dagegen ändert sich für eine bestimmte Wellenlänge in dem gezeigten Beispiel die Leistungsübertragung im Grundmodus LP_{01} um mehr als 14 dB. Aufgrund der verbesserten Abstimmung wurde für die im Abschnitt 6.4.2 vorgestellte Beispielstruktur ein solches LPG-MZ-Interferometer als einstellbarer Modenkonzurter (engl.: variable mode converter - VMC) eingesetzt.

LPG-MZ-Interferometer, die eine möglichst kleine Laufzeitdifferenz zwischen den beteiligten Moden und eine einstellbare Phaseinheit aufweisen, ähneln den abstimmbaren Koppellementen planarer Strukturen. Diese Elemente werden durch die Hintereinanderschaltung von zwei Kopplern (Kopplverhältnis: 50/50) realisiert, wobei der Längenunterschied möglichst klein sein sollte, um die Laufzeitdifferenz zwischen den Interferometerarmen zu minimieren.

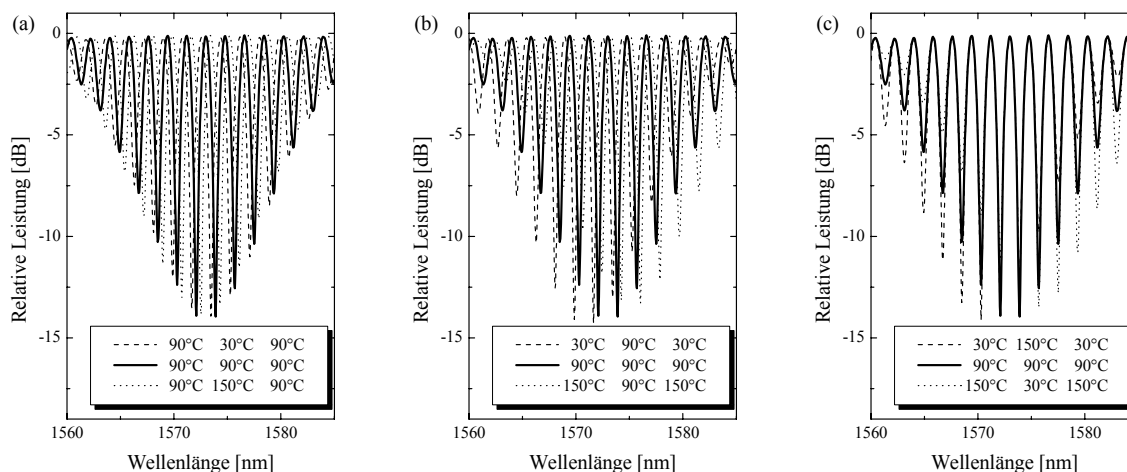


Bild 98 Einfluss der Verschiebung der Resonanzwellenlänge der Gitter (erste und letzte Temperaturangabe) und der Abstimmung des Faserzwischenstückes (mittlere Temperaturangabe) auf die LP_{01} -Übertragungsfunktion eines LPG-MZ-Interferometers; Parameter: Wirklänge der Thermoelemente 25 mm, Gitterlänge $L_G = 20 \text{ mm}$, hydrierte SMF-28, 24 h ausgeheizt bei 120°C

Wie in dem bereits diskutierten Fall in Bild 97 wird bei der thermischen Abstimmung des Faserzwischenstückes in Bild 98(a) nur die Phasenbeziehung zwischen den Moden verändert. Die spektrale Verschiebung der Interferenzminima durch Abstimmung der Phase zwischen den beiden verwendeten Moden im Faserzwischenstück (mittlere Temperaturangabe) führt zu keiner Änderung der Hüllkurve der spektralen Leistungsmodulation. D. h., die Abstimmung der Phase hat auch in diesem Fall keinen Einfluss auf die Modenkonzersion der Gitter.

In Bild 98(b) wird jedoch deutlich, dass im Gegensatz dazu eine Verschiebung der Resonanzwellenlänge der Gitter durch die Temperatur auch mit einer Änderung der Phasenbezie-

hung zwischen den Signalanteilen verbunden ist. Die Verstimmung der Gitter ist an der spektralen Verschiebung der Hüllkurve der spektralen Leistungsmodulation zu erkennen. Parallel ändert sich aber auch die Phasenbeziehung zwischen den beiden Signalanteilen, was durch die spektrale Verschiebung der Interferenzminima sichtbar wird.

Besonders hervorzuheben ist, dass die Änderungen der Phasenbeziehung in Bild 98(a) und in Bild 98(b) in erster Näherung gleich ist. Für die Abstimmung der LPG in Bild 98(b) wurde für beide Gitter jeweils ein Thermoelement mit einer Wirklänge von 25 mm verwendet. Der Gitterabstand, der für die Laufzeitdifferenz zwischen den Moden maßgeblich ist, bezieht sich auf die Mitte der LPG.

Unter der Voraussetzung, dass die Thermoelemente so angeordnet sind, dass sie auf jeder Seite 2,5 mm über das jeweilige Gitter hinausragen, ergibt sich pro LPG eine wirksame Länge der Thermoelemente zwischen den Gittern von 12,5 mm. Die gesamte Wirklänge zwischen den Modenkonvertern beträgt demnach 25 mm. Aus diesem Grund wurde, wie bei der alleinigen Abstimmung der Phase in Bild 98(a), eine ebenso große Phasenänderung bei der Abstimmung der LPG in Bild 98(b) erzielt, da jeweils die gleiche Länge des Thermoelementes (25 mm) wirkte und auch der gleiche Temperaturhub (120°C) vorlag.

Die gleichzeitige Abstimmung der LPG-Modenkonzersion und der Phasenbeziehung zwischen den Signalanteilen im Faserzwischenstück erschwert die gezielte Einstellung der Parameter einer Mehrgitterstruktur. Eine alleinige Veränderung der LPG-Modenkonzersion kann durch gegenläufiges Abstimmen der Thermoelemente erreicht werden.

Bei der Messung in Bild 98(c) wurde zu diesem Zweck die Temperatur der äußeren Thermoelemente, welche die LPG abstimmen, erhöht und die Temperatur des mittleren Thermoelementes, welches der Abstimmung der Phasenbeziehung dient, im gleichen Maße verringert. Obwohl eine Änderung der Hüllkurve der Leistungsmodulation deutlich sichtbar wird, die auf eine Abstimmung der LPG-Modenkonzersion schließen lässt, konnte keine spektrale Verschiebung der Interferenzminima beobachtet werden. Das bedeutet, dass bei entsprechender Kompensation durch die Phasenelemente eine alleinige Einstellung der Modenkonzersion eines Gitters in einer Mehrgitterstruktur möglich ist.

6.3.4 LP_{01} - LP_{11} -Interferometer durch Versatz beim Spleißen

Neben der Modenkonzersion mit langperiodischen Gittern (LPG) gibt es eine Reihe anderer Möglichkeiten, in einen höheren Modus zu koppeln (siehe Abschnitt 5.2.3). Für die zur Verfügung stehende Mehrmodenfasern (few mode fiber – FMF) erfolgt bei einem geringen Versatz ($<3 \mu\text{m}$) zur speisenden SMF-28 die Kopplung näherungsweise nur in den Grundmodus LP_{01} und in den höheren Modus LP_{11} . Besonders hervorzuheben ist dabei, dass sich über die Größe des Versatzes das Verhältnis zwischen den beiden Moden in bestimmten Grenzen einstellen lässt (siehe Bild 63(a)). Beim Übergang von der FMF zur SMF-28 erfolgt eine Rückkonzersion aus den beiden geführten Moden LP_{01} und LP_{11} der FMF in den Grundmodus der SMF-28, wobei diese zweite Konzersion zur Interferenz zwischen den beiden Signalanteilen führt. Durch diese konzentrierten Modenkonzerverter ist es möglich, ein Interferometer aufzubauen, welches den Laufzeitunterschied zwischen dem Grundmodus LP_{01} und dem höheren Modus LP_{11} der FMF ausnutzt.

Um eine solche Struktur zu realisieren, wurde ein Stück FMF mit einer vorgegebenen Länge an beiden Enden mit Stücken der Einmodenfasern SMF-28 verspleißt. Durch diese Verbindun-

gen, die jeweils mit einem Versatz von $3\ \mu\text{m}$ (Parameter eines Spezialspießprogramms) ausgeführt wurden, konnte eine einem MZ-Interferometer ähnliche Struktur hergestellt werden, deren spektrale Messung in Bild 99(a) dargestellt ist.

Die Leistungsmodulation beträgt bis zu 3 dB (minimal 2 dB) bei einem relativ geringen Einfügeverlust der Gesamtstruktur von etwas mehr als 1 dB. Die Änderung der Modulationstiefe über der Wellenlänge ist durch eine Schwebung gekennzeichnet, die höchstwahrscheinlich durch eine parasitäre Kopplung in einen anderen Modus (z. B. LP_{02}) verursacht wird. Die relativ kleine Leistungsmodulation, die hier erzielt wurde, ist auf die stärkere Kopplung in den Grundmodus LP_{01} der FMF zurückzuführen.

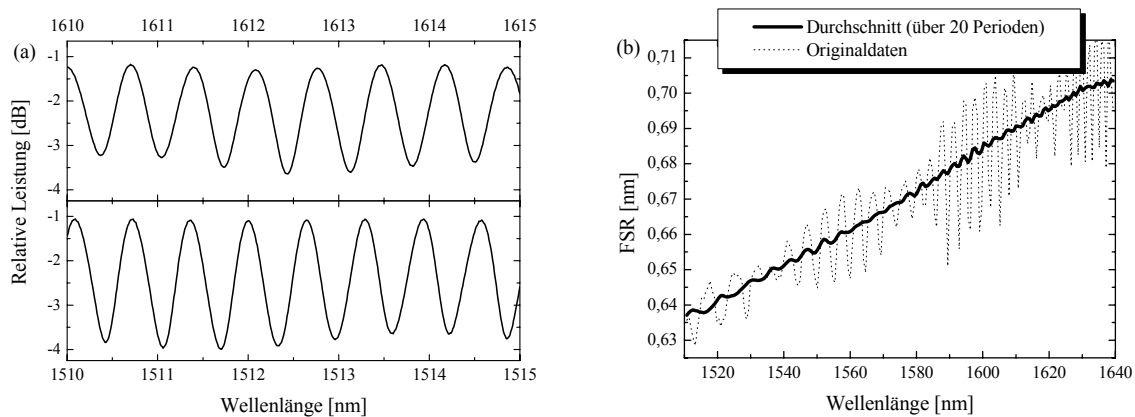


Bild 99 Spektrale Messung der LP_{01} -Übertragungsfunktion (a) und die daraus abgeleitete Funktion des freien Spektralbereiches FSR über der Wellenlänge (b) für ein ca. 1,8 m langes FMF-Stück, welches beidseitig mit einem Versatz von jeweils $3\ \mu\text{m}$ an SMF-28-Enden gespleißt wurde

Aufgrund der Variation der Gruppenlaufzeitdifferenz zwischen den beiden Moden über der Wellenlänge ergibt sich eine spektrale Abhängigkeit des freien Spektralbereiches FSR . Die Änderung des freien Spektralbereiches des Interferometers ist in Bild 99(b) dargestellt. Gegenüber einem LP_{01} - LP_{02} -Interferometer (Bild 69) kann nur eine geringe Wellenlängenabhängigkeit festgestellt werden. Da für dieses Interferometer ein FMF-Zwischenstück mit einer Länge von 1,8 m verwendet wurde, ist es möglich, den freien Spektralbereich durch den Einsatz eines kürzeren Zwischenstückes zu erhöhen.

Eine andere Variante eines solchen Interferenzfilters wurde in [167] vorgestellt. Im Unterschied zu der hier gezeigten Realisierung benutzt dieses Filter die Moden LP_{01} und LP_{02} der FMF und weist einen etwas höheren Einfügeverlust von 2 dB auf. Durch eine fast gleich starke Modenkopplung in die Moden LP_{01} und LP_{02} der FMF wird eine hohe spektrale Leistungsmodulation von mehr als 20 dB erreicht.

Ähnlich wie bei den LPG-MZ-Interferometern (siehe Abschnitt 6.3.3) kann durch ein entsprechendes Phasenelement eine spektrale Verschiebung der Interferenzminima erzielt werden. Aufgrund der Rotationssymmetrie der verwendeten Moden ist der polarisationsabhängige Verlust (engl.: polarization dependent loss - PDL) gering [167].

Generell kann man feststellen, dass auf diesem Prinzip basierende, kaskadierte, interferometrische Strukturen auch zur Realisierung komplexer Filterfunktionen geeignet sind.

6.4 Restdispersionskompensation mit LPG-Strukturen

Nachdem die Theorie kaskadierter LPG-Strukturen erläutert und die Machbarkeit der Grundelemente einer solchen Struktur nachgewiesen wurde, befasst sich der folgende Abschnitt mit der Realisierung kaskadierter LPG-Strukturen. Im ersten Teil werden die Einstellungen der Koppelfaktoren und der Phasenelemente der Gitterstruktur diskutiert, die notwendig sind, um die Dispersion einer solchen Struktur abzustimmen.

Anhand einer Beispielstruktur zweiter Ordnung, die auf der Einmodenfaser SMF-28 basiert, wird im Abschnitt 6.4.2 gezeigt, dass der Anstieg der Gruppenlaufzeit gezielt eingestellt werden kann. In den experimentellen Untersuchungen konnte das Verhalten, welches in einer Simulation vorhergesagt wurde, bestätigt und so die prinzipielle Eignung kaskadierter LPG-Strukturen zur Restdispersionskompensation nachgewiesen werden.

Im darauf folgenden Teil werden mögliche Weiterentwicklungen und Modifikationen diskutiert, welche die Eigenschaften von Dispersionskompensatoren, die auf kaskadierten LPG-Strukturen basieren, verbessern und so den Einsatz in einem realen System ermöglichen. Es ist jedoch z. B. aufgrund der starken Wellenlängenabhängigkeit der Modenkonversion der LPG in der SMF-28 mit dieser Beispielstruktur nicht möglich, mehrere Kanäle gleichzeitig zu kompensieren. Im Abschnitt 6.4.3.1 wird deshalb alternativ die Verwendung einer speziellen Mehrmodenfaser diskutiert, welche die Realisierung breitbandiger LPG-Modenkonverter erlaubt.

6.4.1 Einstellung der Strukturparameter

Die Strukturparameter, die durch Synthese ermittelt wurden (siehe Abschnitt 6.2.2), bilden die Grundlage für die Herstellung der kaskadierten LPG-Strukturen. In der Realität weisen jedoch die Modenkoppler nicht exakt den gewünschten Modenkonversionsgrad auf und die aktuelle Phasenbeziehung zwischen den beiden Signalpfaden in den einzelnen Faserzwischenstücken ist unbekannt.

Bei planaren Strukturen ist es möglich, Monitorkoppler zu integrieren, die das Erfassen des aktuellen Zustandes der kaskadierten MZ-Struktur erlauben. In [168] wurde eine solche FIR-Struktur vierter Ordnung vorgestellt, die aufgrund der doppelten Laufzeitdifferenz im mittleren Wellenleiterpaar mit vier Koppellelementen auskommt. Dabei sind die zwei mittleren Koppler abstimbar. Durch die synchrone Beeinflussung dieser Koppler kann dann direkt die resultierende Dispersion des DCM variiert werden. Die Monitorkoppler werden benötigt, um über die Phasen der asymmetrischen Wellenleiterpaare das Filter auf die Wellenlänge des zu kompensierenden Signals einzustellen. Die Realisierung von Monitorelementen ist jedoch bei einer kaskadierten LPG-Struktur nicht ohne weiteres möglich.

Der Zustand der Koppellelemente kann aber auch ohne Monitorkoppler bestimmt werden. In [169] wurde zu diesem Zweck ein Verfahren vorgestellt, welches eine Quelle mit geringer Kohärenzzeit verwendet. Mit Hilfe dieser Quelle kann der Zustand von jedem Koppler in Abhängigkeit von seiner jeweiligen Stellgröße sequentiell erfasst werden, da die asymmetrischen Wellenleiterpaare eine Längendifferenz aufweisen, die deutlich größer als die Kohärenzlänge der Quelle ist. In einem zweiten Schritt werden dann mit einer Quelle, die eine hohe Kohärenzlänge aufweist, auch die asymmetrischen Wellenleiterpaare, welche die Laufzeitdifferenz in der Struktur erzeugen, charakterisiert.

Diese Herangehensweise kann auch auf kaskadierte LPG-Strukturen übertragen werden. Dabei wird eine Quelle zur Charakterisierung benötigt, deren Kohärenzzeit deutlich kleiner als die Laufzeitdifferenz $\Delta t_{g,i}$ zwischen den beiden beteiligten Moden in den Faserzwischenstücken ist. Aufgrund der relativ großen spektralen Breite einer solchen Quelle müssen die LPG mit einer geringen Wellenlängenabhängigkeit innerhalb der spektralen Bandbreite der Quelle ausgebildet sein. Langperiodische Gitter in SMF-28 mit Gitterlängen von wenigen Zentimetern können so nicht charakterisiert werden, da sie eine relativ starke Wellenlängenabhängigkeit der Modenkonversion aufweisen und demzufolge die Ergebnisse in Abhängigkeit von der Bandbreite und der Mittenwellenlänge der Quelle variieren würden.

Für die Realisierung eines einfach zu steuernden Dispersionskompensationsmoduls sind weder eine ständige Überwachung mit Monitorkopplern noch eine permanente Vermessung mit verschiedenartigen Quellen erstrebenswert. Besser ist es, eine Charakterisierung direkt nach der Herstellung durchzuführen und eine Voreinstellung der Struktur vorzunehmen, so dass sie nur mit der minimal erforderlichen Anzahl von Stellelementen betrieben werden muss. Diese Vorgehensweise verringert die Komplexität der Steuerung und infolgedessen auch die Kosten des Kompensators. Nach erfolgter Voreinstellung ist es dann nur noch notwendig, die Umweltbedingungen ausreichend zu stabilisieren. Dies kann beispielsweise durch den Einsatz einer Temperaturregelung für die gesamte Struktur erfolgen.

In [163] wurde eine planare FIR-Struktur vierter Ordnung vorgestellt, die genau diesen Ansatz verfolgt. Dieses Filter, welches strukturell dem in [168] vorgestellten Kompensator ähnelt, benötigt keine Monitorelemente zur Bestimmung des aktuellen Zustandes der Struktur. Die Voreinstellung des Kompensators erfolgt irreversibel durch gezieltes Überhitzen (engl.: hyperheating) der Wellenleiter direkt nach der Herstellung. Dadurch wird die Phasenbeziehung in den asymmetrischen Wellenleiterpaaren so justiert, dass das Kompensationsmodul bei einer vorgegebenen Wellenlänge betrieben werden kann. Auch die Startwerte der Überkopplung in den Koppellementen können so festgelegt werden.

Ebenso kann bei kaskadierten LPG-Strukturen der Zustand der Struktur so voreingestellt werden, dass eine einfache Abstimmung der Dispersion möglich ist. Die Vorabstimmung der Struktur könnte beispielsweise, ähnlich wie bei planaren Wellenleitern, durch gezieltes Überhitzen oder auch durch nachträgliche UV-Belichtung erfolgen.

Einfacher als eine Vermessung und Optimierung einer kompletten Struktur ist dabei eine sequentielle Vorgehensweise. Hierbei wird nach der Herstellung jedes weiteren Gitters die Struktur charakterisiert und die Phasenbeziehung in dem hinzugekommenen Faserstück sowie die Modenkonversion des zusätzlichen Gitters werden optimiert. Dieser Ansatz ist besonders für LPG-Strukturen geeignet, die in einer nicht hydrierten Faser hergestellt wurden, da sich die Modenkonversion selbst durch künstliche Alterung bei hohen Temperaturen nur noch geringfügig ändert (siehe Bild 43).

Wie bereits angedeutet, wird durch gezieltes Design der Kompensatorstruktur die Einstellung der Dispersion vereinfacht. So konnte beispielsweise bei dem faserbasierten FIR-Filter in [161] durch die Abstimmung eines einzigen Phasenelementes der Anstieg der Gruppenlaufzeit eingestellt werden. Bei den kaskadierten Strukturen vierter Ordnung mit der doppelten Laufzeitdifferenz im mittleren Wellenleiterpaar genügt es, die beiden inneren Koppler synchron abzustimmen [168], [169]. Auch bei der Beispielstruktur sechster Ordnung, die im Abschnitt 6.2.2.1 vorgestellt wurde und deren Leistungskopplereffektoren der Modenkonverter in

Bild 88 dargestellt sind, kann die zur Restdispersionskompensation notwendige Symmetrie zur vereinfachten Ansteuerung ausgenutzt werden.

Die Anzahl der Stellelemente und der LPG-Modenkonverter kann noch weiter reduziert werden, indem in der Mitte der Struktur ein Spiegel eingeführt wird. So konnte mit nur einem Gitter und einer metallbeschichteten Faserstirnfläche eine einem LPG-MZ-Interferometer ähnliche Struktur aufgebaut werden, die in Reflexion arbeitet [170]. Im Falle kaskadierter Mehrgitterstrukturen werden dann die ansonsten synchron abzustimmenden Modenkonverterpaare durch ein einziges Gitter mit einem Stellelement ersetzt. Von Nachteil ist dabei der Zirkulator (bzw. Koppler), der notwendig ist, um die Reflexion nutzbar zu machen.

Eine Alternative zur Bestimmung der Parametersätze der LPG-Struktur zur abstimmbaren Restdispersionskompensation bildet ein evolutionärer Algorithmus, wie er in [103] untersucht wurde. Um geeignete Parameterkonstellationen für verschiedene Werte der Dispersion zu finden, werden jedoch sehr viele Iterationen benötigt. Aus diesem Grund ist dieser Algorithmus nicht geeignet, eine vollkommen unbekannte, reale Struktur durch Abstimmen der Amplituden- und Phasenparameter zu optimieren. Ist aber der aktuelle Ausgangszustand der Struktur bekannt, so kann der evolutionäre Algorithmus in einer Simulation die Strukturparameter für den nächsten Dispersionsschritt finden. Danach wird dieser Parametersatz eingestellt, die Übertragungsfunktion des Filters überprüft und die Parameter feinjustiert.

6.4.2 Demonstration der Funktionsweise an einer Beispielstruktur

Für das im Folgenden beschriebene Experiment wurde eine kaskadierte LPG-MZ-Struktur zweiter Ordnung aus drei aufeinanderfolgenden Modenkonvertern hergestellt. In vorhergehenden Simulationen zeigte sich, dass nur durch das Abstimmen der Stärke der Modenkonversion des mittleren Gitters (ohne Verschiebung der Resonanzwellenlänge) der Anstieg der Gruppenlaufzeit eingestellt werden kann. Die beiden äußeren LPG-Modenkonverter und die Phasenbeziehung zwischen den Moden in den Faserzwischenstücken müssen hierzu nicht verstimmt werden. Es ist nur notwendig, dass die Gitter eine Modenkonversion von rund 50 % bei der Resonanzwellenlänge aufweisen. Somit kann mit nur einem einzigen Stellelement die Dispersion abgestimmt werden [156].

Das Einstellen der Stärke der Modenkonversion eines Gitters in der Einmodenfaser SMF-28 ist nicht ohne weiteres möglich. Durch die thermische Abstimmung UV-induzierter LPG wird nur eine geringe Effizienz der Verschiebung der Resonanzwellenlänge von 4,5 nm/100°C erzielt. Die Stärke der Modenkonversion ändert sich dabei kaum. D. h. die Änderung der Modenkonversion bei einer vorgegebenen Wellenlänge wird nur durch die Verschiebung der Resonanz erreicht.

Um eine bessere Abstimmbarkeit zu erzielen, wurde der mittlere Modenkonverter aus zwei langperiodischen Gittern aufgebaut, wobei die Modenkonversion der beiden LPG ebenfalls rund 50 % bei der Resonanzwellenlänge betrug. Durch ein mittig angeordnetes Thermoelement (Länge: 2,5 cm) konnte dann über die Phasenbeziehung zwischen den zwei Moden LP_{01} und LP_{02} der Grad der Modenkonversion eingestellt werden. Der Abstand der Gitter vom Ende des zweiten LPG bis zum Anfang des dritten LPG betrug 4 cm ($\Delta L_{2,3} = 6$ cm, Bezugspunkt: Gittermitte). In diesem gitterfreien Bereich konnte das Thermoelement mittig platziert werden, ohne die Modenkonversion der Gitter zu beeinflussen. Das resultierende Spektrum

eines solchen variablen Modenkonzerters (VMC) in Abhängigkeit von der Temperatur des Thermoelements ist in Bild 97 zu sehen.

Die Gesamtstruktur zweiter Ordnung besteht insgesamt aus vier identischen, uniformen LPG, die jeweils eine Modenkonzersion von 50 % bei der Resonanzwellenlänge aufweisen. Eine schematische, skalierte Darstellung der LPG-Struktur ist über den Diagrammen in Bild 100 zu sehen. Die Abstände zwischen den Gittern 1 und 2 sowie zwischen den Gittern 3 und 4 betragen jeweils von Gittermitte zu Gittermitte $\Delta L_{1,2} = \Delta L_{3,4} = 22 \text{ cm}$, währenddessen der Abstand zwischen den mittleren Gittern 2 und 3, die den VMC bilden, nur $\Delta L_{2,3} = 6 \text{ cm}$ beträgt.

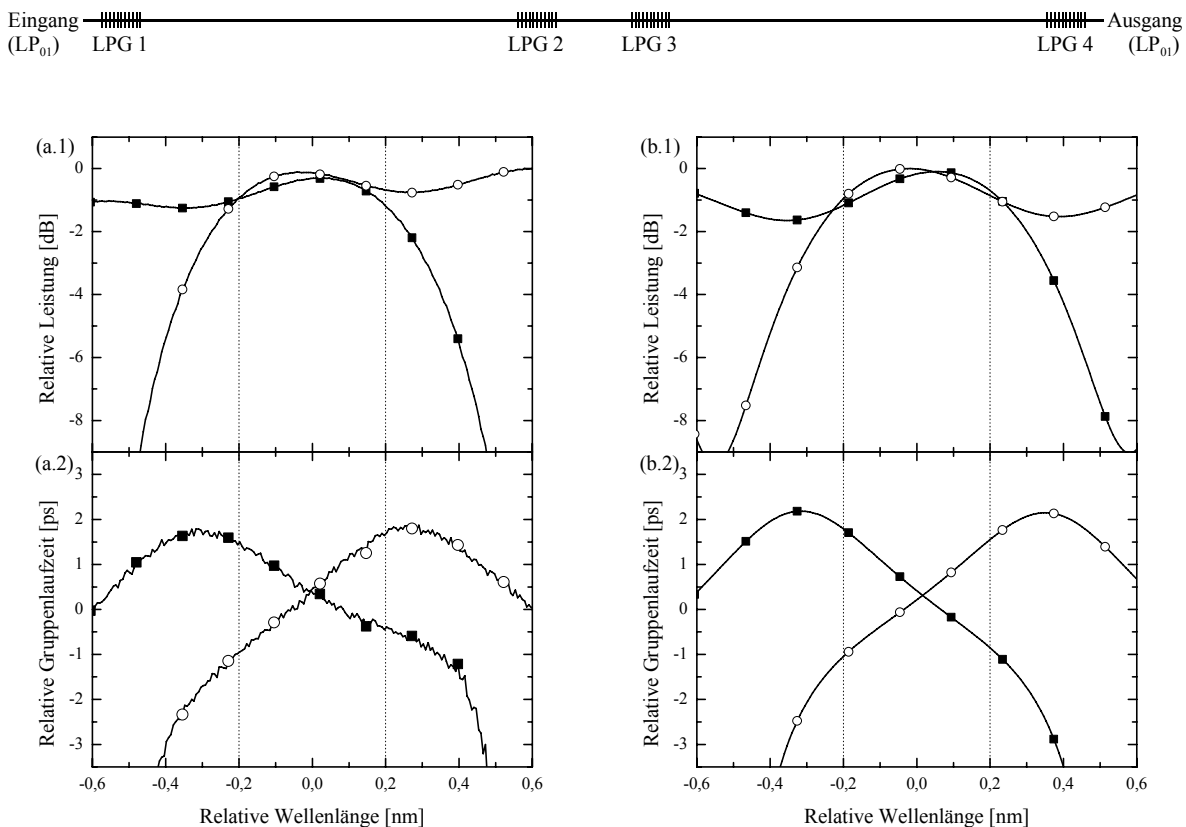


Bild 100 Messung (a) und Simulation (b) des spektralen LP_{01} -Übertragungsverhaltens (Leistung und Gruppenlaufzeit) einer kaskadierten Struktur (oben: schematische Darstellung) in einer SMF-28 (Moden: LP_{01} , LP_{02}) in Abhängigkeit von der Phasenbeziehung der Moden zwischen LPG 2 und LPG 3; Parameter: Gitterperioden $\Lambda = 559 \mu\text{m}$, Gitterlängen $L_G = 20 \text{ mm}$, Gitterabstände $\Delta L_{1,2} = \Delta L_{3,4} = 22 \text{ cm}$ und $\Delta L_{2,3} = 6 \text{ cm}$ (Bezugspunkt: Gittermitte); Abstimmung erfolgte im Experiment durch ein Thermoelement

Die Realisierung der kaskadierten LPG-MZ-Struktur erfolgte in der Einmodenfaser SMF-28. Wie im Abschnitt 4.4.4 gezeigt wurde, ist die Modenkopplung eines Gitters in einer SMF weniger stark von der Polarisation abhängig. Das bedeutet, die Verwendung der SMF-28 wirkt sich positiv auf die Polarisationsabhängigkeit der Übertragungseigenschaften der kaskadierten LPG-MZ-Struktur aus [171].

Der spektrale Verlauf der gemessenen LP_{01} -Übertragungsfunktion (Leistung und Gruppenlaufzeit) ist in Bild 100(a) zu sehen. Der Anstieg der Gruppenlaufzeit wurde über den Grad

der Modenkonzersion des VMC (LPG 2 und LPG 3) abgestimmt, wobei als Stellelement ein Thermoelement zwischen diesen beiden Gittern diente. Wie bereits nachgewiesen (Bild 97), erfolgt mit einem Temperaturhub des Thermoelementes von 100°C ein fast vollständiges Umschalten der Modenkonzersion des VMC bei einer vorgegebenen Wellenlänge. Mit weiteren Thermoelementen, die sich zwischen dem ersten und zweiten Gitter sowie zwischen dem dritten und vierten Gitter befinden, kann die Phasenbeziehung zwischen den beiden Moden so eingestellt werden, dass der durch die Abstimmung der Dispersion gekennzeichnete Wellenlängenbereich zu einer vorgegebenen Signalwellenlänge verschoben wird.

Die Simulation der kaskadierten LPG-Struktur erfolgte mit Werten der Gruppenlaufzeitdifferenz zwischen den beiden Moden $\Delta t_{g,i}$, die aus den experimentell ermittelten Graphen (siehe Bild 94) für die vorliegenden Gitterabstände linear approximiert wurden. Die Resonanzwellenlänge der Gitter betrug 1550 nm bei einer maximalen Modenkopplung von 50 %. Der berechnete Verlauf der LP_{01} -Übertragungsfunktion (Leistung und Gruppenlaufzeit) ist in Bild 100(b) dargestellt. Es kann eine gute Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen festgestellt werden.

Die Dispersion konnte mit Hilfe dieser einfachen kaskadierten LPG-Struktur zweiter Ordnung durch Abstimmen der Phasenbeziehung zwischen den Moden im VMC (LPG 2 und LPG 3) von -6 ps/nm bis $+7$ ps/nm (Simulation: ± 7 ps/nm) in einer Bandbreite $BW \geq 0,4$ nm ohne zwischenzeitlichen Signalverlust verstimmt werden. Der Einfügeverlust dieser LPG-Teststruktur betrug weniger als 0,5 dB. Es zeigte sich weiterhin, dass diese interferometrische Struktur inhärent stabil ist, da sich beide Moden im gleichen Wellenleiter ausbreiten und sich demzufolge Störungen in erster Näherung in der gleichen Art und Weise auf beide Signalpfade auswirken.

Für die Messungen musste die kaskadierte LPG-Struktur gestreckt sein, da der höhere Modus LP_{02} in der Einmodenfaser SMF-28 nur als Mantelmodus geführt und bei entsprechender Biegung abgestrahlt wird. Die Realisierung einer LPG-Struktur höherer Ordnung in der Einmodenfaser SMF-28, welche die Einstellung größerer Werte der Dispersion erlaubt hätte, wurde aufgrund der großen, benötigten Baulänge und der damit verbundenen schwierigen Handhabung nicht weiter verfolgt.

6.4.3 Weiterentwicklung kaskadierter LPG-Strukturen

Um kompakte Dispersionskompensationsmodule mit einem Filter höherer Ordnung zu realisieren, muss es möglich sein, die verwendete Faser ohne eine signifikante Dämpfung des Signals mit einem bestimmten Durchmesser zu wickeln. Es sollte deshalb eine Mehrmodenfaser verwendet werden, die eine ausreichende Führung des höheren Modus auch bei entsprechender Biegung gewährleistet (siehe Abschnitt 3.3.3). Die Beispielstruktur, die auf der Basis der Einmodenfaser SMF-28 hergestellt wurde, konnte nur im gespannten Zustand verwendet werden und war deshalb durch eine sehr große Baulänge gekennzeichnet.

Aufgrund der zunehmenden Anzahl von Stellelementen ist es mit steigender Ordnung des Filters notwendig, eine effiziente Methode zur Einstellung der Koeffizienten der kaskadierten Struktur anzuwenden. Im Abschnitt 4.4.3 wurde bereits ausführlich auf die Mechanismen und mögliche Verbesserungen der Abstimmung der Modenkonzersion von langperiodischen Gittern eingegangen. Die Realisierung des eigentlichen Stellelementes, welches durch eine geringe Baugröße, einen geringen Energieverbrauch und kurze Abstimmzeiten gekennzeichnet

sein sollte, ist dabei ein wesentlicher Aspekt. So kann beispielsweise die thermische Abstimmung eines Faserstückes, d. h. die der Modenkonzersion eines Fasergitters oder die der Phasenbeziehung zwischen den beiden Moden in einem Faserzwischenstück, durch Dünnschichtheizelemente effizient erfolgen [139]. Hierzu wird ein Metallfilm auf die Faser aufgebracht. Durch Steuerung des Stromes durch diese Metallschicht kann dann die Temperatur des Faserbauelementes eingestellt werden.

Nachdem bereits abstimmbare, langperiodische Gitter als integrierte, optische Bauelemente realisiert wurden [172], ist es auch denkbar, komplexere, interferometrische Strukturen in integrierter Form zu realisieren, welche die Ausbreitung mehrerer Moden in einem Wellenleiter ausnutzen. Im Gegensatz zu bisher bekannten, planaren Lösungen, bei denen jeweils ein separater Wellenleiter für einen Signalpfad notwendig ist, können durch Ausnutzung der Ausbreitung mehrerer Moden genauso viele Signalpfade in einem einzigen Wellenleiter ausgebildet werden. Diese Idee, kaskadierte Strukturen in integrierter Form zu realisieren, ist jedoch auch mit einer Reihe von Problemen verbunden. Eine etwaige Weiterentwicklung in diese Richtung sollte demzufolge auch immer im Vergleich zu anderen, konkurrierenden Konzepten betrachtet werden.

Wie bereits im Abschnitt 6.2.3 diskutiert wurde, besteht ein Hauptproblem bei der Restdispersionskompensation mit einer kaskadierten LPG-MZ-Struktur darin, dass es aufgrund der beschränkten LPG-Bandbreite mit nahezu konstanter Modenkopplung nur möglich ist, entweder einen bzw. nur sehr wenige Kanäle gleichzeitig zu kompensieren (Bild 92). In einem optisch geschalteten Übertragungssystem, bei dem jeder WDM-Kanal einen anderen Übertragungsweg nehmen kann und demzufolge jeweils wechselnde Anforderungen an die Restdispersionskompensation gestellt werden, spielt diese Limitierung keine Rolle. In diesem Fall muss die Kompensation für jeden Kanal individuell erfolgen.

In den optischen Netzen, die derzeit installiert sind, bestehen jedoch die meisten Verbindungen von Punkt zu Punkt und haben demzufolge einen festgelegten Übertragungsweg. Das bedeutet, alle WDM-Kanäle, die diesen Weg durchlaufen, unterliegen in erster Näherung der gleichen schwankenden Dispersion und haben demzufolge auch die gleichen Anforderungen an die Restdispersionskompensation. Somit können mit einem Kompensator, der durch eine periodische Übertragungsfunktion (Periode = Kanalabstand) gekennzeichnet ist, alle Kanäle simultan kompensiert und so die Kosten der Restdispersion pro Kanal deutlich reduziert werden.

Um eine solche periodische Übertragungsfunktion mit einer kaskadierten LPG-MZ-Struktur zu realisieren, ist es nötig, langperiodische Gitter mit einer nahezu konstanten, abstimmbaren Modenkopplung herzustellen, die beispielsweise das gesamte C-Band (1530-1570 nm) abdeckt. In [165] wurde eine apodisierte Gitterstruktur vorgestellt, die eine nahezu konstante Modenkonzersion in einer größeren Bandbreite erzielt. Die Apodisationsfunktion, d. h. der Koppelkoeffizient in Abhängigkeit von der Gitterposition, ähnelt einer Spaltfunktion, wobei die Nulldurchgänge durch Phasensprünge implementiert werden.

Das gleiche Ergebnis kann auch durch die Variation der Periode und des Tastverhältnisses der Indexmodulation über der Länge des Gitters erzielt werden. In [101] wurde eine solche Gitterstruktur vorgestellt, die in einer Bandbreite von über 30 nm eine Modenkonzersion von rund 50 % aufwies. Die Simulation eines LPG-MZ-Interferometers, welches aus zwei dieser LPG in einem vorgegebenen Abstand aufgebaut ist, zeigt nahezu keine Wellenlängenabhän-

gigkeit der periodischen Modulation in der spezifizierten Bandbreite von 30 nm. Beide Methoden zur Realisierung breitbandiger LPG-Modenkonverter (Apodisationsfunktion oder Funktion des Tastverhältnisses und der Periode) können mit den im Abschnitt 4.3 vorgestellten flexiblen UV-Belichtungsverfahren umgesetzt werden.

6.4.3.1 Kaskadierte LPG in einer speziellen Mehrmodenfaser

Uniforme Gitter, d. h. LPG ohne eine besondere Funktion der Indexmodulation über der Länge des Gitters, können auch eine deutlich erhöhte Bandbreite mit nahezu konstanter Modenkonzersion aufweisen. Hierzu ist nur eine spezielle Mehrmodenfaser (engl.: few mode fiber - FMF) nötig, die ein ausgeprägtes Minimum oder Maximum der Funktion $\Lambda(\lambda_{res})$ für die LPG-Kopplung zwischen zwei Moden aufweisen muss (siehe auch Abschnitt 4.4.1).

Durch die Verwendung einer solchen Spezialfaser wird die Komplexität bei der Gitterherstellung reduziert. Im Gegenzug ist nur der einmalige Aufwand zur Herstellung der Mehrmodenfaser mit einem speziellen Faserdesign nötig. Uniforme Gitter können beispielsweise kostengünstig durch UV-Belichtung mit einfachen Amplitudenmasken hergestellt werden. Die erzielbare Bandbreite der Modenkopplung hängt vom Faserdesign ab und kann einige hundert Nanometer betragen [95].

Das Hauptproblem bei der Verwendung einer solchen speziellen FMF besteht jedoch darin, dass sich die Extremstelle der Funktion $\Lambda(\lambda_{res})$ genau bei der Wellenlänge befindet (Bild 60), bei der sich die beiden verwendeten Moden mit der gleichen Gruppengeschwindigkeit ausbreiten und demzufolge keine Laufzeitdifferenz, d. h. $\Delta t_g = 0$, erzielt wird (5.2). Obwohl es möglich ist, breitbandige und ohne Wellenlängenverschiebung abstimmbare LPG-Modenkonverter in einer solchen FMF herzustellen, sind auf dieser Faser basierende kaskadierte LPG-Strukturen zur Restdispersionskompensation ungeeignet. Zur Realisierung einer FIR-Filterstruktur fehlt einfach die Laufzeitdifferenz Δt_g zwischen den beiden Moden.

Wie aber in Bild 16 zu sehen ist, wird durch die UV-Belichtung das Brechzahlprofil der Faser in der Gitterzone so modifiziert, dass sich das Minimum der Funktion $\Lambda(\lambda_{res})$ zu höheren Wellenlängen verschiebt. Das bedeutet, dass es durch die gezielte Dosierung des Gleichanteils der UV-Belichtung möglich ist, ein Gitter mit breitbandiger Modenkonzersion beim verschobenen Minimum der Funktion $\Lambda(\lambda_{res})$ herzustellen und im darauf folgenden, unbelichteten Faserzwischenstück im gleichen Wellenlängenbereich eine nahezu konstante Laufzeitdifferenz zu erzielen.

Ein abstimmbarer Modenkonzerverter könnte dann auch aus zwei Gittern mit einer breitbandigen Modenkonzersion von jeweils 50 % bestehen, wobei das kurze Faserzwischenstück eine unstrukturierte Belichtung mit der gleichen UV-Dosis wie die LPG erfahren sollte. Ziel dieser zusätzlichen Belichtung in diesem Zwischenstück ist es, die Laufzeitdifferenz zwischen den Moden zu unterdrücken ($\Delta t_g \approx 0$). Durch ein entsprechendes Phasenelement zwischen den Gittern kann dann der Grad der Modenkonzersion stufenlos eingestellt werden.

Durch die Änderung des Brechzahlprofils der FMF in den Gitterzonen kommt es zu einer Fehlanpassung der Feldverteilungen an den Übergängen zwischen den unbelichteten und den belichteten Bereichen, die zu einer signifikanten Übergangsdämpfung führen kann. Wie bereits im Abschnitt 5.2.1 diskutiert wurde, kann dieser Verlust für das dort betrachtete Brechzahlprofil, welches eine starke Wellenleiterdispersion des Modus LP_{02} aufweist, bis zu 0,15 dB pro Übergang für den Modus LP_{02} bei einer moderaten maximalen Indexmodulation

von $\Delta n_{max} = 0,0002$ im LPG betragen. Bei einem entsprechend größeren Gleichanteil der Indexmodulation, der für eine ausreichende spektrale Verschiebung des Minimums der Funktion $\Lambda(\lambda_{res})$ notwendig ist, kann diese Dämpfung noch wesentlich größer werden. Aus diesem Grund ist es erforderlich, entsprechende Übergangszonen (engl.: taper) durch UV-Belichtung herzustellen, die eine allmähliche Feldanpassung zwischen den Gittern und den Faserzwischenstücken erlauben und so die Verluste in der Struktur minimieren.

Die Realisierung in einer speziellen Mehrmodenfaser ermöglicht neben der thermischen Abstimmung auch eine effiziente, mechanische Einstellung der Strukturparameter durch Dehnen der Faser. Im Abschnitt 4.4.3.3 wurde die mechanische Abstimmung der Modenkonzersion von Gittern, d. h. das Zusammenspiel aller wirkenden Effekte, in der zur Verfügung stehenden FMF theoretisch erklärt und auch experimentell untersucht. Wie in Bild 48 zu sehen ist, verschiebt sich mit zunehmender Dehnung das Minimum der Funktion $\Lambda(\lambda_{res})$ zu kleineren Wellenlängen. Nach Gleichung (5.2) breiten sich bei einer Extremstelle der Funktion $\Lambda(\lambda_{res})$ beide Moden mit der gleichen Gruppengeschwindigkeit aus. Die spektrale Verschiebung der Extremstelle ist demnach verbunden mit einer Änderung der Laufzeitdifferenz $\Delta t_g(\lambda)$. Das bedeutet, neben einem Amplitudenelement kann auch ein Phasenelement durch mechanisches Dehnen einer speziellen FMF realisiert werden.

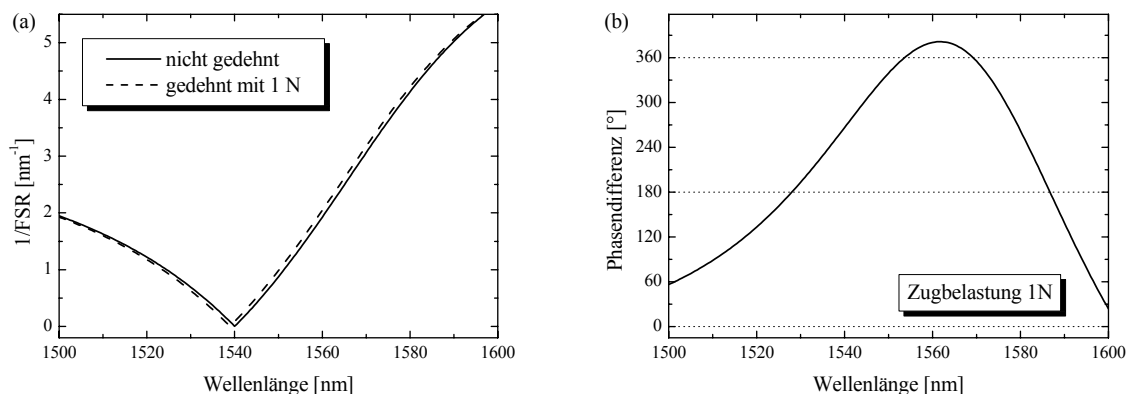


Bild 101 Änderung des reziproken Wertes des freien Spektralbereiches $1/FSR$ in Abhängigkeit von der Wellenlänge bei Dehnung des Faserzwischenstückes ($\Delta L = 1\text{ m}$) in einem LPG-MZ-Interferometer (a) und erzielbare Phasendifferenz durch Dehnen eines 1 cm langen Mehrmodenfaserstückes mit 1 N (b); Berechnungen basieren auf dem Stufenprofil in Bild 34(a)

In Bild 101(a) ist anhand des freien Spektralbereiches FSR eines LPG-MZ-Interferometers zu sehen, wie sich die Funktion $\Delta t_g(\lambda) \sim 1/FSR(\lambda)$ durch mechanische Dehnung (1 N) ändert. Die äquivalente Phasendrehung $\Delta\phi_{rel}$ für ein 1 cm langes Faserstück, welche in Bild 101(b) dargestellt ist, kann nach Gleichung (6.2) aus der Änderung der Laufzeitdifferenz ($\Delta\Delta t_g$) berechnet werden. Für eine kleine Kraftwirkung von 1 N ergibt sich für das kurze Faserstück bereits eine maximale Änderung der Phasenbeziehung zwischen den beiden Moden von mehr als 360° . Aufgrund der großen Wellenleiterdispersion des verwendeten höheren Modus LP_{02} ist jedoch auch eine starke Wellenlängenabhängigkeit der äquivalenten Phasendrehung $\Delta\phi_{rel}$ zu sehen, die aber durch eine entsprechende Optimierung des Brechzahlprofils der FMF verbessert werden kann.

6.5 Alternative Anwendungen kaskadierter LPG-Strukturen

Neben der Restdispersionskompensation mit kaskadierten LPG-Strukturen gibt es eine Reihe anderer Einsatzgebiete, die hier kurz erläutert werden sollen. Dabei handelt es sich um Anwendungen, die bisher mit Strukturen realisiert wurden, die auf herkömmlichen Kopplern und mehreren Signalpfaden in verschiedenen Wellenleitern beruhen. Der Vorteil der LPG-Strukturen besteht darin, dass alle Signalpfade in einem einzigen Faserstrang ausgebildet werden. Demzufolge wirken sich Störungen in erster Näherung auf alle Pfade in der gleichen Weise aus, so dass der Einfluss auf das Übertragungsverhalten reduziert ist. Aufgrund ihres einfachen Aufbaus haben kaskadierte LPG-Strukturen außerdem das Potential, in einer automatisierten Fertigung kostengünstig hergestellt zu werden.

Beispielsweise können MZ-Interferometer zur Demodulation eines differentiell in der Phase modulierten, optischen Signals verwendet werden. Die beiden Signalpfade müssen hierfür eine Laufzeitdifferenz Δt_g aufweisen, die einer Bitperiode der Datenmodulation entspricht ($T_{Bit} = \Delta t_g$). Das phasenmodulierte Signal kann ohne Demodulation nicht direkt empfangen werden. D. h., erst nach dem Durchlaufen des Interferometers kann das Signal mit einer Photodiode detektiert werden. Die Wandlung der Phasenmodulation kann an jeder beliebigen Stelle zwischen dem Modulator und der Photodiode erfolgen.

Diese Funktionalität kann auch mit einem LPG-MZ-Interferometer realisiert werden, welches aus zwei Gittern besteht. Die notwendige Laufzeitdifferenz wird über den Abstand ΔL der Gitter festgelegt. Für ein phasenmoduliertes, optisches Signal mit einer Bitrate von 40 GBit/s wäre beispielsweise eine Länge des Faserzwischenstückes von $\Delta L \approx 150$ cm nötig. Diese Angabe gilt für die Verwendung der Moden LP_{01} und LP_{02} in dem LPG-MZ-Interferometer (Faser: SMF-28). Die Laufzeitdifferenz zwischen den beiden verwendeten Moden beträgt in diesem Fall $\Delta t_g = 25$ ps (siehe auch Bild 94).

Durch die Verringerung der Laufzeitdifferenz kann aus der elektrischen, differentiellen NRZ-Modulation (engl.: non return-to-zero) des Phasenmodulators auch eine optische RZ-Modulation (engl.: return-to-zero) erzeugt werden [173]. Das Tastverhältnis T_{duty} , d. h. das Verhältnis der Pulsbreite zur Bitperiode, wird dabei direkt durch die Laufzeitdifferenz bestimmt: $T_{duty} = \Delta t_g / T_{Bit}$.

In einer modifizierten Anordnung wurde mit einem entsprechenden MZ-Interferometer eine RZ-Pulsfolge mit einer Wiederholrate von 40 GHz generiert, wobei die Phase des optischen Signals nur mit einer Frequenz von 20 GHz sinusförmig moduliert wurde [174]. Bei entsprechender Ein- bzw. Austastung mit einem weiteren Modulator entsteht daraus ein optisches Signal mit einer Datenrate von 40 GBit/s, die durch eine RZ-Modulation gekennzeichnet ist. Beide der genannten Beispiele können ohne weiteres mit LPG-MZ-Interferometern realisiert werden.

Die Erzeugung von Pulsfolgen mit sehr hohen Wiederholraten ist eine weitere Möglichkeit, kaskadierte LPG-Strukturen einzusetzen [175]. Typischerweise werden Pulsfolgen mit kurzen Pulsdauern durch die Kompression breiter Pulse bzw. direkt durch eine entsprechende Pulsquelle erzeugt. Das Problem besteht darin, dass in den meisten Fällen die so erzeugten Pulsfolgen nur durch die eine geringe Wiederholrate gekennzeichnet sind.

Durchläuft beispielsweise eine Folge von kurzen Pulsen mit einer gegebenen Wiederholrate von 10 GHz ein LPG-MZ-Interferometer mit einer Laufzeitdifferenz von $\Delta t_g = 50$ ps, so er-

hält man am Ausgang eine Pulsfolge mit einer doppelt so großen Wiederholrate von 20 GHz. Durch das Hintereinanderschalten mehrerer Gitter ist es möglich, die Wiederholrate noch weiter zu vervielfachen. Die erzielbare Wiederholrate kann bei entsprechend kurzen Ausgangspulsen ohne weiteres einige hundert GHz betragen. Aufgrund der nicht kohärenten zeitlichen Verschachtelung der kurzen Pulse spielt die Phase zwischen den einzelnen Pfaden in der LPG-MZ-Struktur keine Rolle. Das bedeutet, die Struktur kann vollkommen passiv betrieben werden.

In [176] wurde die Nutzung kaskadierter LPG-Strukturen für OCDMA (engl.: optical code division multiple access) vorgestellt. Der Code der Struktur wird dabei durch die Abstände der einzelnen Gitter festgelegt. Es konnte experimentell gezeigt werden, dass durch den richtigen Code der Decoder-Struktur eine Pulsfolge mit einem hohen Kontrast zwischen den Pulsen detektiert werden kann. Beim Empfang mit einem orthogonalen Code wurde dagegen die Pulsfolge fast vollständig unterdrückt. Eine Fehllage eines Gitters von 1 mm verursacht dabei nur einen geringen zeitlichen Fehler von 12 fs.

Aufgrund der geringen Einfügeverluste kann ein LPG-MZ-Interferometer auch als Filterelement im Resonator eines Faserringlasers eingesetzt werden, der mehrere Wellenlängen gleichzeitig emittiert. Wie in [177] gezeigt ist, wird durch den Abstand der beiden Gitter ΔL der freie Spektralbereich *FSR* des Filters und somit auch der Abstand der Wellenlängen des Lasers festgelegt. Mit einem zusätzlichen Phasenelement zwischen den Gittern ist es möglich, eine Feineinstellung der Laserwellenlängen entsprechend dem Raster für WDM-Systeme, welches von der ITU standardisiert wurde, vorzunehmen.

Die Filtereigenschaften eines LPG-MZ-Interferometers können aber auch zum optischen Schalten benutzt werden [178]. Durch einen Schaltlaser, der eine hohe Leistungsdichte und demzufolge eine Änderung des Brechzahlprofils der Faser (3.40) ermöglicht, kommt es zu einer Änderung der Gruppenlaufzeitdifferenz $\Delta\Delta t_g$ zwischen den beiden verwendeten Moden im Faserzwischenstück. Diese Änderung führt zu einer spektralen Verschiebung der Interferenzminima des LPG-MZ-Interferometers. Dieser Effekt kann zum Schalten einer Signalwellenlänge benutzt werden.

Die Effizienz der Anordnung kann durch die Verwendung einer speziellen Mehrmodenfaser (engl.: few mode fiber - FMF), die beispielsweise eine starke Wellenleiterdispersion des höheren Modus aufweist, noch weiter gesteigert werden. Wie man bereits anhand der mechanischen Abstimmung der Phasenbeziehung zwischen den Moden in Bild 101 erkennen kann, wird in diesem Fall durch eine relativ kleine Stellgröße eine große Wirkung erzielt. Durch die höhere Effizienz der Abstimmung ist es möglich, die zum Schalten erforderliche Leistung des Schaltlasers, die in den meisten anderen optischen Schaltanordnungen nur mit einem hohen Aufwand oder gar nicht erzeugt werden kann, deutlich zu reduzieren.

7 Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit hatte das Ziel, neuartige Dispersionskompensationstechniken zu untersuchen, welche die besonderen Ausbreitungseigenschaften höherer Moden in Glasfasern ausnutzen. Ausgehend von den Anforderungen an die Dispersionskompensation und dem aktuellen Stand der Technik (Kapitel 2) wurden zwei verschiedene Ansätze (Kapitel 5 und 6) verfolgt.

Eine Voraussetzung für die Realisierung dieser beiden Konzepte ist die verlustarme Führung der benutzten Moden in den faserbasierten Strukturen. Außerdem werden entsprechende Modenkonverter benötigt, wobei in dieser Arbeit der Einsatz von langperiodischen Fasergittern (Kapitel 4) favorisiert wurde, da diese eine selektive und nahezu verlustlose Anregung bestimmter Moden in einer Mehrmodenfaser (engl.: few mode fiber - FMF) erlauben.

Aus diesem Grund wurden langperiodische Gitter in Kapitel 4 eingehend untersucht, wobei zuerst, ausgehend von der Theorie der gekoppelten Moden (Abschnitt 4.2.1), die Berechnung komplexer langperiodischer Strukturen hergeleitet wurde (Abschnitt 4.2.2). Basierend auf der Berechnung beliebiger Faserprofile aus Kapitel 3 konnte weiterhin der Einfluss der Faserdispersion auf die Modenkopplungseigenschaften eines langperiodischen Gitters gezeigt werden (Abschnitt 4.2.3).

Für die wellenlängenabhängige Berechnung der effektiven Indizes eines Modus LP_{mp} muss aber auch die spektrale Änderung des Brechzahlprofils berücksichtigt werden. Die Wellenlängenabhängigkeit des Brechzahlprofils wird durch die verwendeten Materialien und deren Mischungsverhältnis bei der Dotierung bestimmt (Abschnitt 3.2). Insbesondere die in Abschnitt 4.2.3.1 anhand einiger Beispiele diskutierte Brechzahlanhebung durch die UV-Belichtung in den mit Germaniumdioxid dotierten Schichten hat, wie auch experimentell bestätigt werden konnte, einen maßgeblichen Einfluss auf die Modenkonversion eines langperiodischen Gitters (LPG).

Das Brechzahlprofil einer Faser bestimmt aber nicht nur die Resonanzeigenschaften eines LPG. Auch die Koppeleffizienz zwischen zwei Moden wird durch die Brechzahlverteilung der Faser festgelegt. Insbesondere im Falle einer starken Wellenleiterdispersion eines beteiligten Modus ändert sich die Feldüberlappung und infolgedessen die Koppeleffizienz über der Wellenlänge zwischen den beiden Moden so stark, dass sie einen maßgeblichen Einfluss auf die spektrale Modenkonversion eines Gitters hat (Bild 20). Für die LP_{01} - LP_{02} -Modenkopplung mit langperiodischen Gittern, die in der Mehrmodenfasereigenentwicklung hergestellt wurden, konnte dieser Effekt innerhalb der Modenkopplungsbandbreite sowohl in der Simulation als auch im Experiment nachgewiesen werden (z.B. Bild 48).

Für die experimentellen Untersuchungen war es notwendig, entsprechende langperiodische Strukturen herzustellen. Im Abschnitt 4.3.1 wurden deshalb die UV-Belichtungsverfahren zur LPG-Herstellung vorgestellt, die im Rahmen dieser Arbeit entwickelt und optimiert wurden [112]. Das Verfahren, welches auf der positionsabhängigen UV-Modulation mit einem akustooptischen Modulator beruht (Bild 25), ist aufgrund der kontinuierlichen Bewegung des Verschiebetisches und der interferometrischen Positionsmessung und -rückkopplung in Echtzeit besonders gut geeignet, langperiodische Gitter mit hoher Qualität und nahezu beliebiger Brechzahlmodulation herzustellen.

Die praktischen Untersuchungen im Abschnitt 4.4 befassten sich vorwiegend mit langperiodischen Fasergittern, die auf der Mehrmodenfasereigenentwicklung basieren. So wurde beispielsweise die spektrale Entwicklung solcher FMF-LPG während der Herstellung messtechnisch erfasst. Der Schreibprozess dieser Fasergitter konnte dann anhand von Simulationen nachvollzogen werden, wobei die Modellierung der LPG auf der Preformmessung der verwendeten Faser basierte.

Weiterhin ergab sich aus den experimentellen Untersuchungen, dass sich LPG hoher Qualität nur in einer nicht hydrierten Faser herstellen lassen (Abschnitt 4.4.2). Die Hydrierung, die in vielen Fällen zur Verstärkung der Brechungsindexmodulation gebraucht wird, führt aufgrund der Diffusionsprozesse des Wasserstoffs in der Faser zu einer starken Veränderung der spektralen Modenkonzersion während und nach der Herstellung des Gitters und erschwert die Interpretation der parallel ablaufenden spektralen Messungen.

Nur bei der Verwendung einer nicht hydrierten Faser, deren Photosensitivität durch eine entsprechend starke Dotierung des Kernes mit Germaniumdioxid sichergestellt werden muss, kann der Schreibvorgang gezielt abgebrochen werden. Die spektrale Modenkonzersion eines solchen Gitters ändert sich selbst nach längerer künstlicher Alterung bei hohen Temperaturen nur noch geringfügig (Bild 43) und kann gegebenenfalls noch nachträglich durch Vorspannen des Gitters korrigiert werden.

Die mechanische Dehnung von langperiodischen Fasergittern zur Abstimmung der Modenkonzersion wurde im Abschnitt 4.4.3.1 analysiert. Durch Berücksichtigung aller wirkenden Mechanismen ist es nun möglich, die Änderung der spektralen Modenkopplung eines FMF-LPG durch Dehnung auch quantitativ zu bestimmen. Die Ergebnisse der Simulationen wurden dabei auch experimentell verifiziert (Bild 48).

Aufgrund der geringen Kräfte, die notwendig sind, um ein solches Gitter abzustimmen, können diese FMF-LPG sehr gut als abstimmbare Modenkonzerverter oder auch nur als Filterelemente eingesetzt werden. Durch zusätzliche thermische Beeinflussung ist außerdem ein Abstimmverhalten realisierbar, welches beispielsweise nur die Modenkonzersion bei einer bestimmten Wellenlänge ändert (Bild 52).

Ein Nachteil der LPG ist die Polarisationsabhängigkeit der Modenkonzersion. Insbesondere bei den FMF-LPG war eine relativ starke Änderung der Modenkonzersion von einigen Dezibel zu beobachten (Bild 54), wobei die Doppelbrechung in erster Näherung nur genauso groß wie bei Gittern in der Einmodenfaser SMF-28 ist.

Die Untersuchung von Kompensationsmodulen, welche die Wellenleiterdispersion eines höheren Modus ausnutzen, war Gegenstand des 5. Kapitels. Diese HOM-DCM weisen beispielsweise eine weitaus größere effektive Fläche (3.41) des verwendeten Modus im Vergleich zu einer herkömmlichen DCF auf und sind aufgrund der kürzeren Faserlängen bei gleicher Dispersion durch eine geringere Dämpfung gekennzeichnet. Trotz dieser Vorteile ist die Realisierung der HOM-DCM mit zusätzlichen Herausforderungen verbunden.

Das Design der Mehrmodenfaser, die im Rahmen der Forschungsarbeit entwickelt wurde, erfolgte unter Berücksichtigung herstellungsbedingter Merkmale (Abschnitt 5.3.1). Durch diesen besonderen Ansatz konnte eine Faser realisiert werden, deren Übertragungseigenschaften nur wenig vom Entwurf abweichen (Abschnitt 5.3.2). Der Einfluss des Designs, d. h. die

Dimensionierung der Dicken und Brechzahlen der einzelnen Faserschichten, wurde für ein Beispielprofil auch qualitativ diskutiert und ist in Tabelle 6 angegeben.

Die Bandbreite der FMF-LPG, in der mehr als 99 % des eines Modus in den anderen Modus konvertiert wurden, betrug 15 nm (Bild 55). Weiterhin konnte durch die Optimierung des Spleißprozesses der Einfügeverlust dieser Mehrmodenfaser auf unter 0,25 dB reduziert werden. Durch die Realisierung dieser fast vollständig koppelnden FMF-LPG und die Herstellung verlustarmer Übergänge von der Einmodenfaser SMF-28 zur FMF und umgekehrt konnte abgeschätzt werden, dass die Multipfadinterferenz (MPI) unter diesen Bedingungen für einen auf dieser Faser basierenden Kompensator weniger als -40 dB betragen würde.

Trotz der hohen Makrokrümmungsverluste dieser Mehrmodenfaser (Abschnitt 5.3.2.1) konnte ein Kompensator mit einer kurzen Faserlänge aufgebaut werden. Die Messungen der Gruppenlaufzeit bestätigen (Abschnitt 5.3.2.2), dass die FMF eine starke negative Wellenleiterdispersion des höheren Modus LP_{02} aufweist. Um die Makrokrümmungsverluste zu reduzieren, wurde ein Faserdesign mit besseren Führungseigenschaften des höheren Modus LP_{02} entwickelt (Abschnitt 5.3.3).

Weiterhin wurde ein neues Konzept (Patentanmeldung: [144]) zur Anpassung der Dispersion eines bestimmten Modus vorgestellt (Abschnitt 5.4.2), welches beispielsweise die Kompensation typischer Übertragungsfasern mit einer sehr geringen Restdispersion innerhalb einer vorgegebenen Bandbreite erlaubt [143]. Aufgrund der hohen Anforderungen bei der Faserherstellung, die mit der vorgegebenen, positionsabhängigen Funktion des Durchmessers erfolgen muss, wurde der Einfluss von Prozessstörungen diskutiert. Die Ergebnisse dieser einfachen Toleranzanalyse zeigen, dass es prinzipiell möglich sein könnte, entsprechende Fasern herzustellen.

Insgesamt gesehen ist es ungewiss, ob die HOM-DCM eine wirkliche Alternative zu herkömmlichen einmodigen Dispersionskompensationsfasern (DCF) darstellen. Der zusätzliche Aufwand, d. h. beispielsweise die Realisierung vollständig koppelnder Modenkonverter oder die sorgfältige Wicklung zur Vermeidung der Multipfadinterferenz sowie der Makro- und Mikrokrümmungsverluste, ist nicht unerheblich und schränkt die Einsatzmöglichkeiten in einem realen System ein. Andererseits ist es aber denkbar, durch die Verwendung von Dotierungen mit größeren thermooptischen Koeffizienten einen über die Temperatur abstimmbaren Kompensator zu realisieren, der in einer großen Bandbreite ohne Signalunterbrechung abstimmbaar ist.

Genau die Mehrwegausbreitung, die bei einem HOM-DCM unerwünscht ist, wird in dem neuartigen, auf kaskadierten LPG basierendem Filter ausgenutzt (Kapitel 6), um die Restdispersion adaptiv zu kompensieren (Patentanmeldung: [157], [158]). Es konnte gezeigt werden, dass die für dieses neue Filterkonzept benötigte Laufzeitdifferenz zwischen zwei Moden ohne weiteres durch ein Faserstück mit einer vorgegebenen Länge erzielt werden kann (Bild 86). Weiterhin wurde im Abschnitt 6.3 die Realisierung von abstimmbaren Phasenelementen und abstimmbaren LPG-Modenkonvertern, die zum Einstellen der Übertragungsfunktion der kaskadierten LPG-Struktur notwendig sind, demonstriert.

Die Berechnung kaskadierter LPG-Strukturen erfolgte analog zur Berechnung komplexen, langperiodischen Gittern, wobei zur Synthese der Strukturparameter für eine vorgegebene Übertragungsfunktion bereits bekannte Verfahren genutzt werden konnten. Anhand der Simu-

lation einer Beispielstruktur sechster Ordnung wurde nachgewiesen (Abschnitt 6.2.2.1), dass die Dispersion durch die gezielte Abstimmung der Strukturparameter in einem für ein 40 GBit/s-System interessanten Bereich stufenlos eingestellt werden kann.

Die Realisierung kaskadierter langperiodischer Gitter und die möglichst einfache Einstellung der Parameter an einer solchen Struktur stand im Mittelpunkt des Abschnittes 6.4. Anhand eines einfachen kaskadierten LPG-Filters zweiter Ordnung wurde gezeigt [156], dass es möglich ist, den Anstieg der Gruppenlaufzeit mit nur einem einzigen Temperaturelement gezielt zu variieren (Bild 100).

Ein wesentlicher Nachteil von kaskadierten LPG-Strukturen besteht jedoch darin, dass es aufgrund der starken Wellenlängenabhängigkeit der LPG-Modenkonzersion nicht möglich ist, mehrere WDM-Kanäle gleichzeitig zu kompensieren (Bild 92). Durch den Einsatz einer speziellen Mehrmodenfaser, welche die Herstellung breitbandiger Modenkonzerverter erlaubt (Abschnitt 6.4.3.1), wäre es aber denkbar, mehrere Kanäle simultan zu kompensieren und so die Kosten der Dispersionskompensation pro Kanal zu reduzieren.

Unabhängig von der Art der Realisierung (PLC, kaskadierte LPG etc.) ist der Abstimmbereich der Dispersion, der mit einer FIR-Struktur erzielt werden kann, beschränkt (6.10). Aufgrund der hohen Dispersionstoleranz ist für Systeme, die mit 10 GBit/s pro Kanal betrieben werden, keine Restdispersionskompensation notwendig (Tabelle 2). Andererseits ergibt sich bei einer endlichen Ordnung des Filters ($N \leq 10$) für ein System mit 160 GBit/s pro Kanal nur ein sehr geringer Abstimmbereich der Dispersion. Das bedeutet, dass optische FIR-Filter bei einer endlichen Filterordnung ($N \leq 10$) nur in Systemen mit einer Kanaldatenrate von 40 GBit/s einen für die Praxis relevanten Abstimmbereich der Dispersion erzielen.

Aufgrund des hohen Aufwandes für die optische Restdispersionskompensation wird intensiv nach Alternativen gesucht, um bei gleicher Kanaldatenrate die Dispersionstoleranz zu erhöhen. An dieser Stelle sei exemplarisch der Einsatz einer Fehlerkorrektur sowie die Modulation mit dispersionstoleranten Formaten genannt. Demgegenüber ist es auch möglich, die Streckendispersion so zu optimieren, dass sich insgesamt eine geringe Restdispersion ergibt. Durch die Kombination entsprechender Fasertypen und -längen ist auch ein Verhalten der Streckendispersion denkbar, welches bei schwankenden Umweltbedingungen zu deutlich reduzierten Fluktuationen der Restdispersion führt.

Neben der hier betrachteten Restdispersionskompensation gibt es aber auch eine Reihe alternativer Anwendungen (Abschnitt 6.5), in denen kaskadierte LPG-Strukturen eingesetzt werden können. Gegenüber den bisher verwendeten Lösungen ist der Einsatz von kaskadierten LPG-Strukturen mit einigen Vorteilen verbunden. Hierbei sind beispielsweise der geringe Einfügeverlust, die einfache und leicht zu automatisierende Herstellung sowie die inhärente Stabilität, die durch die Ausbildung aller Signalpfade in einem einzigen Wellenleiter hervorgerufen wird, zu nennen.

8 Anhang

8.1 Lösung der Gleichungen der gekoppelten Moden für LPG

Ausgehend von der Herleitung der Gleichungen der gekoppelten Moden (engl.: coupled-mode theory - CMT) im Abschnitt 4.2.1, beginnend bei den Gleichungen (4.20) und (4.21)

$$\frac{dA_p}{dz} = j\kappa_{pp}A_p + j\frac{\kappa_{pq}}{2}A_q e^{j\Delta\beta z} \quad \text{und} \quad (8.1)$$

$$\frac{dA_q}{dz} = j\kappa_{qq}A_q + j\frac{\kappa_{qp}}{2}A_p e^{-j\Delta\beta z}, \quad (8.2)$$

können mit den folgenden Substitutionen

$$A_p(z) = S_p(z) \cdot e^{j\left(\frac{\kappa_{pp} + \kappa_{qq} + \Delta\beta}{2}\right)z}, \quad (8.3)$$

$$A_q(z) = S_q(z) \cdot e^{j\left(\frac{\kappa_{pp} + \kappa_{qq} - \Delta\beta}{2}\right)z} \quad (8.4)$$

und deren Ableitungen

$$\frac{dA_p(z)}{dz} = j\left(\frac{\kappa_{pp} + \kappa_{qq} + \Delta\beta}{2}\right) \cdot S_p(z) \cdot e^{j\left(\frac{\kappa_{pp} + \kappa_{qq} + \Delta\beta}{2}\right)z} + \frac{dS_p(z)}{dz} \cdot e^{j\left(\frac{\kappa_{pp} + \kappa_{qq} + \Delta\beta}{2}\right)z} \quad (8.5)$$

$$\frac{dA_q(z)}{dz} = j\left(\frac{\kappa_{pp} + \kappa_{qq} - \Delta\beta}{2}\right) \cdot S_q(z) \cdot e^{j\left(\frac{\kappa_{pp} + \kappa_{qq} - \Delta\beta}{2}\right)z} + \frac{dS_q(z)}{dz} \cdot e^{j\left(\frac{\kappa_{pp} + \kappa_{qq} - \Delta\beta}{2}\right)z} \quad (8.6)$$

diese vereinfachten Gleichungen der gekoppelten Moden eingeführt werden:

$$\frac{dS_p(z)}{dz} - j\delta S_p(z) = j\frac{\kappa_{pq}}{2}S_q(z), \quad (8.7)$$

$$\frac{dS_q(z)}{dz} + j\delta S_q(z) = j\frac{\kappa_{qp}}{2}S_p(z). \quad (8.8)$$

Zur weiteren Vereinfachung der Gleichungen wurde der Parameter δ , welcher auch als allgemeiner Koeffizient für die Kopplung in den gleichen Modus bezeichnet wird [91], eingeführt:

$$\delta = \frac{\kappa_{pp} - \kappa_{qq} - \Delta\beta}{2}. \quad (8.9)$$

Wird die Differentialgleichung (8.7) nach $S_q(z)$ wie folgt umgestellt

$$S_q(z) = \frac{2}{\kappa_{pq}} \left(-j \frac{dS_p(z)}{dz} - \delta S_p(z) \right) \quad (8.10)$$

und das Ergebnis dann in die zweite Differentialgleichung erster Ordnung (8.8) eingesetzt

$$\frac{2}{\kappa_{pq}} \left(-j \frac{d^2 S_p(z)}{dz^2} - \delta \frac{dS_p(z)}{dz} \right) + j\delta \frac{2}{\kappa_{pq}} \left(-j \frac{dS_p(z)}{dz} - \delta S_p(z) \right) = j \frac{\kappa_{qp}}{2} S_p(z), \quad (8.11)$$

so erhält man eine lineare Differentialgleichung zweiter Ordnung

$$\frac{d^2 S_p(z)}{dz^2} + \left(\frac{\kappa_{pq}^2}{4} + \delta^2 \right) S_p(z) = 0, \quad (8.12)$$

die nur noch durch die Unbekannte S_p gekennzeichnet ist. Nach (4.18) können zur weiteren Vereinfachung auch die Koppelkoeffizienten $\kappa_{pq} = \kappa_{qp}$ gleichgesetzt werden. Die Lösung der Differentialgleichung (8.12) erfolgt mit dem Ansatz $y(z) = e^{xz}$, so dass sich die folgende charakteristische Gleichung ableiten lässt:

$$x^2 + \left(\frac{\kappa_{pq}^2}{4} + \delta^2 \right) = 0. \quad (8.13)$$

Diese charakteristische Gleichung zur Lösung der Gleichungen der Kopplung zweier Moden in einem LPG hat zwei Lösungen:

$$x_{1,2} = \pm j \sqrt{\frac{\kappa_{pq}^2}{4} + \delta^2} = \pm j\Theta. \quad (8.14)$$

Die Zusammensetzung der allgemeinen Lösung richtet sich nach der Art der Lösung der charakteristischen Gleichung. Für zwei imaginäre Lösungen mit entgegengesetzten Vorzeichen wird ein allgemeiner Lösungsansatz verwendet, der durch eine Kosinus- und eine Sinusfunktion gekennzeichnet ist [153]:

$$S_p(z) = C_1 \cdot y_1(z) + C_2 \cdot y_2(z) = C_1 \cdot \cos(\Theta z) + C_2 \cdot \sin(\Theta z). \quad (8.15)$$

Dabei bezeichnen C_1 und C_2 zwei Konstanten, die durch vorgegebene Randbedingungen bestimmt werden können. Der Ansatz (8.15) für die Amplitude des Modus p wird dann in die Gleichung (8.10) eingesetzt, um auch die ortsabhängige Amplitude des zweiten Modus q zu erhalten:

$$S_q(z) = \frac{2}{\kappa_{pq}} \cdot \left(-j\Theta [C_2 \cdot \cos(\Theta z) - C_1 \cdot \sin(\Theta z)] - \delta \cdot [C_1 \cdot \cos(\Theta z) + C_2 \cdot \sin(\Theta z)] \right). \quad (8.16)$$

Mit den Randbedingungen $S_p(0) = 1$ und $S_q(0) = 0$, d. h. Speisung nur im Modus p am Anfang des Gitters, können die Konstanten aus dem allgemeinen Lösungsansatz bestimmt werden:

$$C_1 = 1 \quad \text{und} \quad C_2 = j \frac{\delta}{\Theta}. \quad (8.17)$$

Mit den Konstanten lautet die analytische Lösung für die ortsabhängige Überkopplung der Leistung in den Modus q bei alleiniger Speisung im Modus p

$$\left| \frac{S_q(z)}{S_p(0)} \right|^2 = \frac{\kappa_{pq}^2}{4\Theta^2} \sin(\Theta z)^2 = \left(\frac{\frac{\kappa_{pq}^2}{4}}{\frac{\kappa_{pq}^2}{4} + \delta^2} \right) \sin(\Theta z)^2, \quad (8.18)$$

währenddessen die normierte Leistung, welche im Modus p an der Stelle z verblieben ist, sich mit der folgenden Formel berechnen lässt:

$$\left| \frac{S_p(z)}{S_p(0)} \right|^2 = \cos(\Theta z)^2 + \frac{\delta^2}{\Theta^2} \sin(\Theta z)^2 = \cos(\Theta z)^2 + \frac{\delta^2}{\frac{\kappa_{pq}^2}{4} + \delta^2} \sin(\Theta z)^2 \quad (8.19)$$

Eine volle Überkopplung bei der Resonanzwellenlänge ($\delta = 0$ und $\Theta = \kappa_{pq}/2$) erhält man demzufolge für ein Gitter mit der Länge L_G , wenn die Bedingung

$$\Theta L_G = \frac{\kappa_{pq}}{2} L_G = \frac{\pi}{2} + n \cdot \pi \quad (n \text{ ganzzahlig}) \quad (8.20)$$

erfüllt ist.

8.1.1 Bestimmung der Transfer-Matrix eines langperiodischen Gitters

Langperiodische Gitter (LPG) sind Transmissionsbauelemente, bei der eine bestimmte Modenverteilung \mathbf{S}_{in} am Eingang durch die Modenkopplungseigenschaften des LPG \mathbf{T} in die Modenverteilung \mathbf{S}_{out} am Ausgang transformiert wird:

$$\mathbf{S}_{\text{out}} = \mathbf{T} \cdot \mathbf{S}_{\text{in}}. \quad (8.21)$$

Aufgrund des relativ großen spektralen Abstandes der Kopplungen in verschiedene Moden, kann man bei der Beschreibung einer einzelnen Resonanz die Betrachtung auf zwei Moden p und q beschränken. Infolgedessen ist es möglich, die Modenkonversion eines LPG mit einer 2x2 Transfer-Matrix \mathbf{T} zu beschreiben:

$$\begin{bmatrix} S_{p,\text{out}} \\ S_{q,\text{out}} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} S_{p,\text{in}} \\ S_{q,\text{in}} \end{bmatrix} = \mathbf{T} \cdot \begin{bmatrix} S_{p,\text{in}} \\ S_{q,\text{in}} \end{bmatrix}. \quad (8.22)$$

Durch Auflösen dieser Gleichung können für ein uniformes langperiodisches Gitter mit der Länge L_G die Amplituden der Moden p und q nach dem Gitter durch die Elemente der Transfer-Matrix separat angegeben werden:

$$\begin{aligned} S_p(L_G) &= T_{11} \cdot S_p(0) + T_{12} \cdot S_q(0), \\ S_q(L_G) &= T_{21} \cdot S_p(0) + T_{22} \cdot S_q(0). \end{aligned} \quad (8.23)$$

Legt man die Randbedingungen $S_p(0) = 1$ und $S_q(0) = 0$ fest und nutzt die daraus abgeleiteten Konstanten (8.17) zur Beschreibung von $S_p(z)$ und $S_q(z)$, so lassen sich analytisch die Elemente T_{11} und T_{21} der Transfer-Matrix bestimmen:

$$T_{11} = \frac{S_p(L_G)}{S_p(0)} = \cos(\Theta L_G) + j \frac{\delta}{\Theta} \sin(\Theta L_G), \quad (8.24)$$

$$T_{21} = \frac{S_q(L_G)}{S_p(0)} = j \frac{\kappa_{pq}}{2\Theta} \sin(\Theta L_G). \quad (8.25)$$

In der gleichen Art und Weise werden auch die Matrix-Elemente T_{12} und T_{22} bestimmt. Mit den geänderten Randbedingungen $S_p(0) = 0$ und $S_q(0) = 1$, d. h. nur Speisung im Modus q , ergeben sich die folgenden Konstanten für die Beschreibung der ortsabhängigen Amplituden der Moden p (8.15) und q (8.16):

$$C_1 = 0 \quad \text{und} \quad C_2 = j \frac{\kappa_{pq}}{2\Theta}. \quad (8.26)$$

Mit den Gleichungen für die ortsabhängigen Amplituden und den unter den vorgegebenen Randbedingungen daraus resultierenden Konstanten (8.26) lassen sich auch die noch fehlenden Matrixelemente T_{12} und T_{22} für ein uniformes LPG mit der Länge L_G angeben:

$$T_{12} = \frac{S_p(L_G)}{S_q(0)} = j \frac{\kappa_{pq}}{2\Theta} \sin(\Theta L_G), \quad (8.27)$$

$$T_{22} = \frac{S_q(L_G)}{S_q(0)} = \cos(\Theta L_G) - j \frac{\delta}{\Theta} \sin(\Theta L_G). \quad (8.28)$$

Die Matrixelemente der Überkopplung in den jeweiligen anderen Modus sind identisch, d. $T_{12} = T_{21}$. Dagegen weisen die Elemente für die Kopplung in den gleichen Modus Unterschiede hinsichtlich des Vorzeichens des Imaginärteils auf, d. h. sie sind konjugiert komplex zueinander: $T_{11} = T_{22}^*$.

8.2 Vermessung der LPG-Modenkonversion

8.2.1 Messung mit Rauschquelle und OSA

Zur Charakterisierung der Modenkonversion von langperiodischen Gittern wird vorzugsweise der in Bild 102 dargestellte Aufbau verwendet. Das Prinzip beruht darauf, dass die zu prüfende optische Komponente (engl.: device under test - DUT) mit dem kontinuierlichen Spektrum einer Weißlichtquelle gespeist wird. Die wellenlängenabhängige Beeinflussung des Eingangsspektrums wird am Ausgang des DUT mit einem optischen Spektrumanalysator (OSA) vermessen [179].

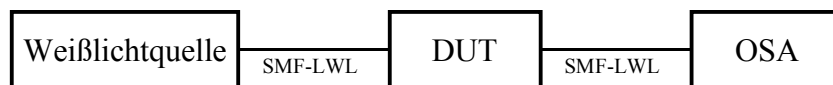


Bild 102 Anordnung zur Bestimmung der wellenlängenabhängigen Modenkonversion von langperiodischen Gittern mit einem optischen Spektrumanalysator (hier HP 70951A)

Die Modenkopplung der langperiodischen Gitter (LPG) ist eigentlich nicht als Leistungsvariation im Spektrum erkennbar, weil dabei idealerweise keine Leistung abgestrahlt wird. Aber durch die Verwendung einer Einmodenfaser (SMF) im oder nach dem DUT wird das in den höheren Modus gekoppelte Licht nicht mehr geführt, d. h. nur die verbliebene Leistung im Grundmodus LP_{01} wird detektiert. Aus diesem Grund sind die Resonanzen der Modenkopplung als Dämpfungsmaxima im Spektrum sichtbar, wobei die Größe der Maxima auch ein Maß für die Effizienz der Modenkopplung ist (Bild 103).

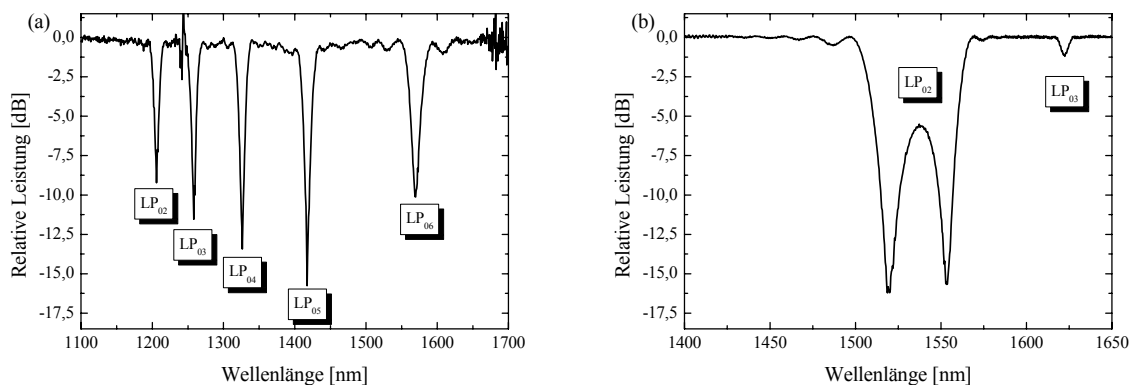


Bild 103 Beispielspektren langperiodischer Gitter: LPG in hydrierter SMF-28 (a) mit $\Lambda = 350 \mu\text{m}$, $L_G = 20 \text{ mm}$ (OSA-Parameter: $SENS = -73 \text{ dBm}$, $ResBW = 5 \text{ nm}$) und LPG in FMF (b) mit $\Lambda = 189,4 \mu\text{m}$, $L_G = 44,5 \text{ mm}$ (OSA-Parameter: $SENS = -79 \text{ dBm}$, $ResBW = 2 \text{ nm}$)

Unter der Annahme, dass der Modenkonverter nicht verlustbehaftet ist, bedeutet ein spektraler Einbruch von 3 dB, dass bei dieser Wellenlänge 50 % der Leistung des Grundmodus LP_{01} in den höheren Modus gekoppelt werden, währenddessen eine Resonanztiefe von 20 dB einer Modenkonversion von 99 % entspricht.

Aufgrund der Verteilung der einzelnen Resonanzen auf einen relativ großen Spektralbereich (einige 100 nm) ist es nicht ausreichend, z. B. nur eine Erbiumrauschquelle oder eine leistungsstarke Lumineszenzdiode (engl.: superluminescent light emitting diode – SLED) mit einer 3 dB-Bandbreite von rund 40 nm als Rauschquelle einzusetzen. Aus diesem Grund wurde bei den im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Versuchen, bei denen eine Messung in einem großen Spektralbereich notwendig war, eine leistungsstarke Halogenlampe (50 W) als Quelle verwendet.

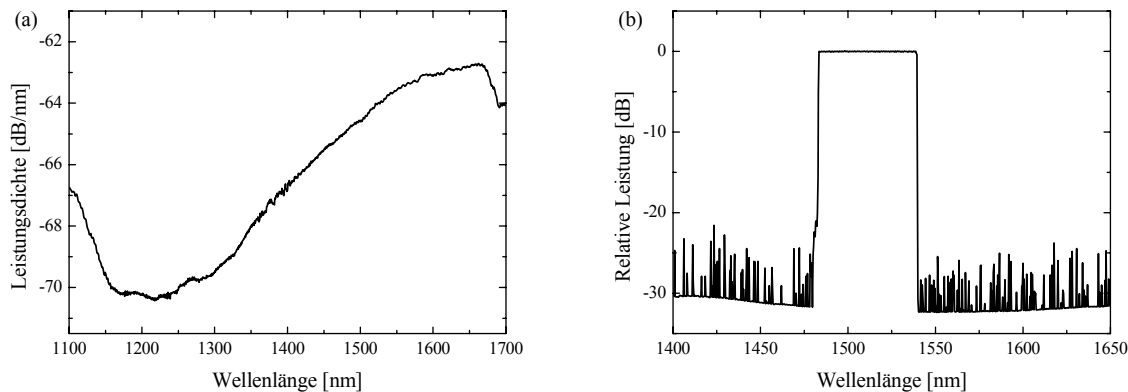


Bild 104 Spektrale Leistungsdichte der verfügbaren Halogenlampequelle (a) und Beispielmessung für die erzielbare Messdynamik mit dieser Quelle und dem OSA HP 70951A (b), Messparameter der Beispielmessung: $SENS = -79$ dBm, $ResBW = 2$ nm, $ST = 9,9$ s

Das Licht der Lampe wurde mit Hilfe einer Linse auf die Stirnfläche einer Standardfaser (SMF-28) fokussiert. Die Gesamtleistung konnte danach durch Ausrichtung der Faser optimiert werden. Die maximale eingekoppelte Gesamtleistung betrug bei dieser Quelle -34,2 dBm (vermessen mit dem optischen Leistungsmesser HP 8140A). Eine wesentlich höhere Leistung ist mit dieser Art von Weißlichtquelle nicht möglich, da aufgrund des Strahlprofils keine bessere Einkoppelung erreicht werden kann. Die kommerziell verfügbare Quelle AQ 4303B der Firma ANDO, welche nach dem gleichen Prinzip arbeitet, wies sogar nur eine Gesamtleistung von -42,7 dBm auf.

Im Bild 104(a) ist die spektrale Leistungsdichte dieser Halogenlampequelle dargestellt. Da die Leistungsdichte eine nicht zu vernachlässigende Wellenlängenabhängigkeit aufweist, ist es notwendig, vor dem eigentlichen Messvorgang eine Referenzmessung durchzuführen.

Die Größenordnung der Leistungsdichte ist leider gering, so dass die Wahl der Messparameter sehr sorgfältig erfolgen muss. In der hier gezeigten Beispielmessung in Bild 104(b) ist noch eine ausreichende Messdynamik von deutlich mehr als 20 dB bei einer noch akzeptablen Messzeit ($ST = 9,9$ s) zu erkennen. Jedoch konnte diese Messung nur mit einer sehr schlechten Auflösungsbandbreite ($ResBW = 2$ nm) erfolgen. Dadurch ist es mit diesem Messverfahren nicht möglich, spektrale Feinheiten, wie z. B. Interferenzeffekte, zu erkennen. Eine Messung mit besserer Auflösungsbandbreite erfordert eine wesentlich längere Messzeit in Verbindung mit einer deutlich geringeren Messdynamik.

Des Weiteren verschlechterte sich im Wellenlängenbereich von 1650 nm bis 1700 nm die Empfindlichkeit des OSA HP 70951A. Dies machte sich durch verstärktes Rauschen in die-

sem Wellenlängenbereich bemerkbar (Bild 103(a)). Aber auch die durch die Hydrierung hervorgerufene Wasserstoffabsorption, welche bei 1244 nm die stärkste Linie aufweist, ist in diesem Diagramm als Rauschen durch die deutlich verringerte Dynamik sichtbar.

8.2.1.1 Alternative Rauschquellen

Aufgrund der starken Beschränkung der Messparameter beim Einsatz einer Halogenlampe als Weißlichtquelle wurden alternative Rauschquellenkonzepte mit höherer Leistungsdichte untersucht. Ein einfacher und naheliegender Ansatz ist die Zusammenschaltung mehrerer schmalbandiger, leistungsstarker Rauschquellen (z. B. SLED) mit einem Kopplernetzwerk. In Bild 105(a) sind die Spektren separat vermessener SLED der Firma Optospeed mit den Mittelwellenlängen 1300 nm, 1400 nm und 1550 nm dargestellt.

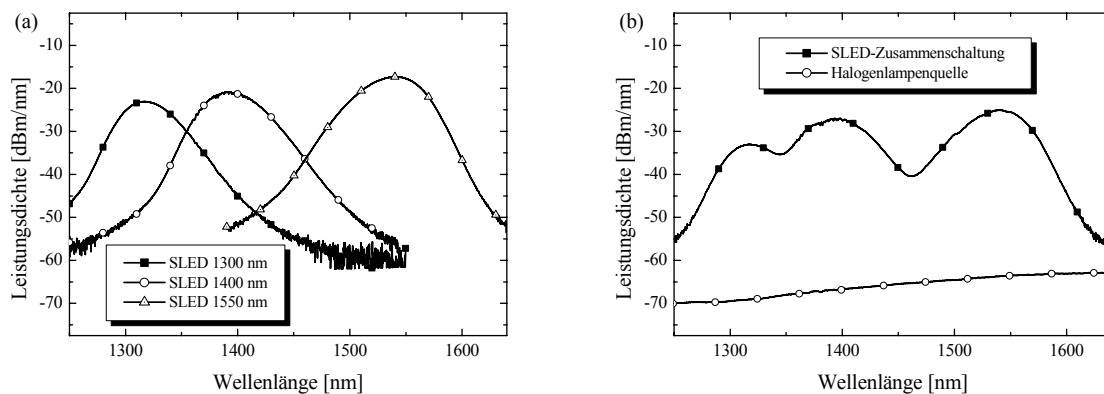


Bild 105 Leistungsdichte verschiedener SLED einzeln vermessen (a) und Leistungsdichte dieser über ein Kopplernetzwerk verbundenen SLED im Vergleich zur Halogenlampequelle (b)

Diese Quellen wurden danach mit Hilfe eines Kopplernetzwerkes zusammenschaltet. Bild 105(b) zeigt das Leistungsdichtespektrum dieser Zusammenschaltung. Gegenüber der Halogenlampequelle ergibt sich ein kontinuierliches Spektrum, welches in einer Bandbreite von über 300 nm eine mindestens 25 dB höhere Leistungsdichte aufweist. D. h. für die im Bild 104(b) dargestellte Beispielmessung, dass selbst bei einer um den Faktor 10 verbesserten Auflösungsbandbreite ($ResBW = 0,2 \text{ nm}$) immer noch ein Dynamikgewinn von 15 dB vorhanden wäre. Mit dieser Dynamikreserve wäre es möglich, die Messzeit für einen Durchlauf (ST) deutlich zu reduzieren. Die in Bild 105 dargestellten Messungen der Lumineszenzdioden wurden freundlicherweise von der Firma AOS GmbH aus Dresden bereitgestellt.

Eine spektrale Bewertung, die nahezu in Echtzeit abläuft, wäre insbesondere bei der Gitterherstellung wichtig, um ein geeignetes Kriterium für die Abbruchbedingung des Schreibprozesses abzuleiten. Das Feststellen des Abbruchzeitpunktes gestaltet sich besonders problematisch bei langperiodischen Gittern (LPG) mit nahezu 100 % Modenkonzersion, da hier eine ausreichende Messdynamik ($>25 \text{ dB}$) und eine schnelle Erfassung des Spektrums ($<1 \text{ s}$) notwendig sind.

Die Bandbreite einer solchen Anordnung kann durch Verwendung zusätzlicher SLED noch erhöht werden. Beispielsweise wird von der Firma Agilent die Breitbandquelle 83437 A angeboten, welche mit maximal vier SLED bestückt werden kann.

Durch die rasante Entwicklung von photonischen Kristallfasern (engl.: photonic crystal fiber - PCF) in den letzten Jahren konnten Komponenten und Geräte, welche die besonderen Eigenschaften dieser PCF ausnutzen, entwickelt werden. Unter anderem haben diese Fasern die Entwicklung von neuartigen, quasikontinuierlichen Breitbandquellen ermöglicht, welche bis dahin nicht realisierbar waren.

Bei diesen Quellen werden kurze, energiereiche Laserpulse mit niedriger Wiederholrate in eine PCF gespeist, welche keine oder eine anormale Dispersion in einem großen Spektralbereich aufweist. Durch hohe Pulsenergien erzeugte, nichtlineare Effekte, wie z. B. Selbstphasenmodulation (SPM) und stimulierte Raman-Streuung, kommt es dann zur Ausbildung eines quasikontinuierlichen Spektrums in der PCF. Auf diese Art und Weise [180] konnte durch Pulse, die eine Wiederholrate von 6,6 MHz und eine Maximalleistung von 0,27 kW aufwiesen, ein Spektrum mit einer Bandbreite von 870 nm und mit einer Gesamtleistung von 1,8 W in einer PCF erzeugt werden. Unter der Annahme einer näherungsweise konstanten Verteilung entspricht dies einer enormen Leistungsdichte von rund 3dBm/nm. Diese erzeugte Leistung wurde jedoch nicht in eine SMF gekoppelt.

Eine kommerziell verfügbare Quelle dieser Art wird z. B. von der Menlo Systems GmbH aus Martinsried bei München angeboten. Die Breitbandquelle arbeitet im Bereich von 1200 nm bis 1800 nm und hat laut Spezifikation eine in SMF-28 gekoppelte Ausgangsleistung von 17 dBm bei einer Leistungsstabilität von $\pm 0,1$ dB. Somit ergibt sich unter der Annahme einer konstanten Verteilung eine Leistungsdichte von rund -11 dBm/nm, welche den Anforderungen mehr als genügen würde.

Leider stand aus Kostengründen für diese Messungen in einem großen Spektralbereich von einigen 100 nm keine der hier beschriebenen leistungsstarken Rauschquellen zur Verfügung.

8.2.2 Charakterisierung mit einem abstimmbaren Laser

Neben der im vorhergehenden Abschnitt 8.2.1 diskutierten Methode, die auf einer Weißlichtquelle und einem optischen Spektrumanalysator basiert, wurde ein weiteres Verfahren zur Vermessung der spektralen Eigenschaften eines DUT im Laufe der Arbeit verwendet, welches auf einer abstimmbaren Laserquelle (Agilent 81640A) und einem Leistungsmesser (Agilent 81636B) beruht. Hierbei wird die optische Komponente vom Laser gespeist und die spektrale Beeinflussung der Leistung mit einem Leistungsmesser bestimmt.

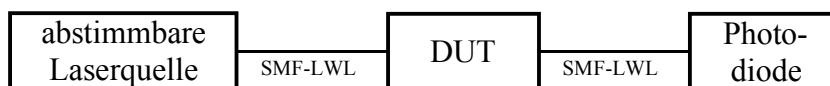


Bild 106 Anordnung zur Bestimmung der wellenlängenabhängigen Modenkonzersion von langperiodischen Gittern mittels abstimmbarem Laser (Agilent 81640A) und Photodiode (Agilent 81636B)

Durch Abstimmen des Lasers, das vorzugsweise in einem kontinuierlichen und schnellen Durchlauf passiert, kann das Spektrum in einem vorgegebenen Spektralbereich vermessen werden. Zu diesem Zweck muss das Verstimmen des Lasers mit entsprechender hochgenauer Wellenlängenkontrolle erfolgen und zur Leistungsmessung synchronisiert werden.

In Bild 107(a) ist der erzielbare Dynamikbereich einer solchen Messung, welcher mehr als 50 dB beträgt, dargestellt. Diese Messung erfolgte in nur einem Durchlauf mit der maximalen

Durchlaufgeschwindigkeit von 40 nm/s in einer Zeit von nur 3,25 s. Der maximale Abstimmbereich des benutzten Lasers Agilent 81640A betrug 1510 nm bis 1640 nm. Um den Dynamikbereich noch weiter zu erhöhen, ist es möglich, weitere Durchläufe mit anderen Messbereichen des Leistungsmessers durchzuführen. Die Hardware erlaubt es, bis zu 100.000 Messpunkte abzutasten, wobei die minimale spektrale Auflösung, d. h. der Abstand zwischen zwei aufeinanderfolgenden Messpunkten, 0,1 pm beträgt.

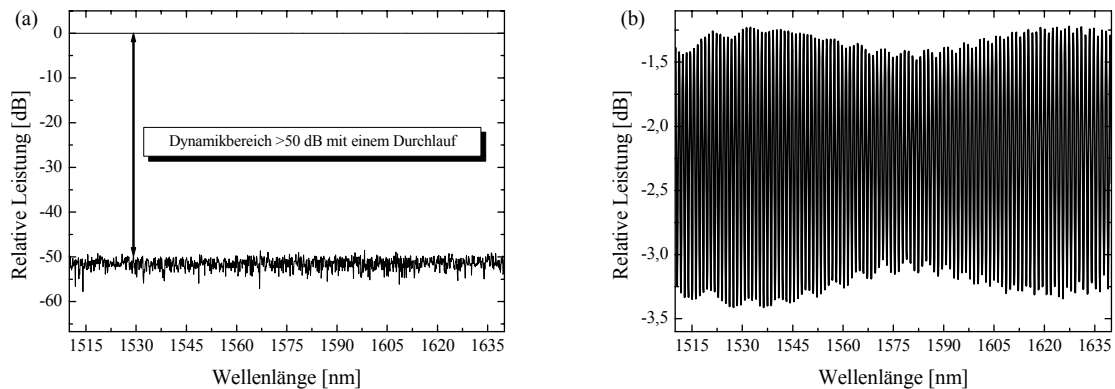


Bild 107 Erzielbarer Dynamikbereich für einen Durchlauf ($ST = 3,25$ s) des abstimmbaren Lasers Agilent 81640A in Verbindung mit dem schnellen Leistungsmesser Agilent 81636B (a) und Beispielmessung für die Anwendung der hohen spektralen Auflösung $Res = 2$ pm (b)

Durch Verwendung mehrerer Laser mit einem externem Resonator (engl.: external cavity laser - ECL), deren Abstimmbereiche sich ohne Lücke ergänzen, kann der Messbereich entsprechend vergrößert werden. Beispielsweise kann durch die Verwendung von drei ECL-Quellen der aktuellen Modellreihe 81600B ein Wellenlängenbereich von insgesamt 380 nm (1260 nm bis 1640 nm) abgedeckt werden. Der größte Abstimmbereich einer einzelnen ECL-Quelle dieser Reihe beträgt sogar 200 nm (1440 nm bis 1640 nm).

Mit diesem hochauflösenden Verfahren ist es auch möglich, zumindest kurze Stücke einer Mehrmodenfaser (engl.: few mode fiber - FMF) durch interferometrische Effekte hinsichtlich ihrer Dispersion zu charakterisieren (Bild 107(b)). Auf diese Methode soll im Abschnitt 8.3.3 näher eingegangen werden.

8.3 Messverfahren zur Bestimmung der Dispersion

8.3.1 Die Phasenverschiebungsmethode

Die am weitesten verbreitete Methode zur Messung der chromatischen Dispersion in Einmodenfasern ist die Phasenverschiebungsmethode [179]. Bei diesem Verfahren wird eine optisch schmalbandige, abstimmbare Quelle (Agilent 81640A) verwendet, die in ihrer Leistung (P) sinusförmig mit einer festen Modulationsfrequenz f_m und dem Modulationsindex m elektrisch moduliert wird:

$$P(t, \lambda) = \frac{P(\lambda)}{2} \cdot (1 + m \cdot \sin(2\pi f_m \cdot t + \phi(\lambda))). \quad (8.29)$$

Dieses optische Signal wird hinsichtlich seiner Amplitude und seiner Laufzeit in Abhängigkeit von der Wellenlänge durch die Übertragungsfunktion der zu prüfenden Komponente (DUT) verändert. Durch einen Vergleich der Modulationsphasen kann danach die wellenlängenabhängige relative Gruppenlaufzeit (engl.: group delay - GD) bestimmt werden:

$$\Delta t_g(\lambda) = \frac{\phi(\lambda) - \phi(\lambda_{ref})}{2\pi \cdot f_m} = \frac{\Delta\phi(\lambda)}{2\pi \cdot f_m}, \quad (8.30)$$

wobei λ_{ref} die Referenzwellenlänge darstellt. Da der Wertebereich von $\Delta\phi$ auf $\pm\pi$ beschränkt ist, müssen die resultierenden Phasensprünge der Funktion $\Delta\phi(\lambda)$ korrigiert werden, um eine stetige Funktion der Gruppenlaufzeit zu erhalten. Um diese Korrektur erfolgreich durchzuführen, ist es notwendig, dass die Phasendifferenz zweier aufeinanderfolgender Wellenlängenpunkte folgende Bedingung erfüllt:

$$\Delta\phi(\lambda_2) - \Delta\phi(\lambda_1) \ll 2\pi. \quad (8.31)$$

Durch numerische Differentiation über der Wellenlänge erhält man die Dispersion

$$D(\lambda) = \frac{d\Delta t_g}{d\lambda}. \quad (8.32)$$

Hierbei ist es notwendig, durch Anpassung einer Modellfunktion den Messverlauf $\Delta t_g(\lambda)$ nachzubilden, da sonst durch die Differentiation der gemessenen Rohdaten die Dispersion $D(\lambda)$ stark verrauscht ist.

Im Bild 108 ist der Versuchsaufbau der Phasenverschiebungsmethode schematisch dargestellt. Er besteht im Wesentlichen aus der abstimmbaren Laserquelle (Typ: Agilent 81640A), welche extern mit einem Mach-Zehnder-Modulator (MZ-Modulator) moduliert wird, einem Photoempfänger (engl.: photo diode - PD) und einem Netzwerkanalysator (Typ: HP 8702A). Der Aufbau wird komplett über GPIB computergesteuert.

Nach der Kalibrierung der Phase bei der Referenzwellenlänge λ_{ref} erfolgt die Messung der Modulationsphasendifferenz $\Delta\phi$ in Abhängigkeit von der Wellenlänge durch den Netzwerkanalysator (NWA). Durch die Synchronisation der kontinuierlichen Abstimmung der Laserquelle (maximal 40 nm/s) mit dem NWA über ein Triggersignal wurden Durchlaufzeiten für eine Messung von $ST < 1$ s erzielt. Diese kurzen Messzeiten für die spektrale Vermessung der Gruppenlaufzeit ermöglichen es, die Einstellung und Optimierung von Dispersionskompensa-

tionsmodulen (DCM) durchzuführen. Mit abstimmbaren Lasern (z. B. HP 8168A), welche nur im Schrittbetrieb arbeiten, können diese kurzen Messzeiten nicht erreicht werden.

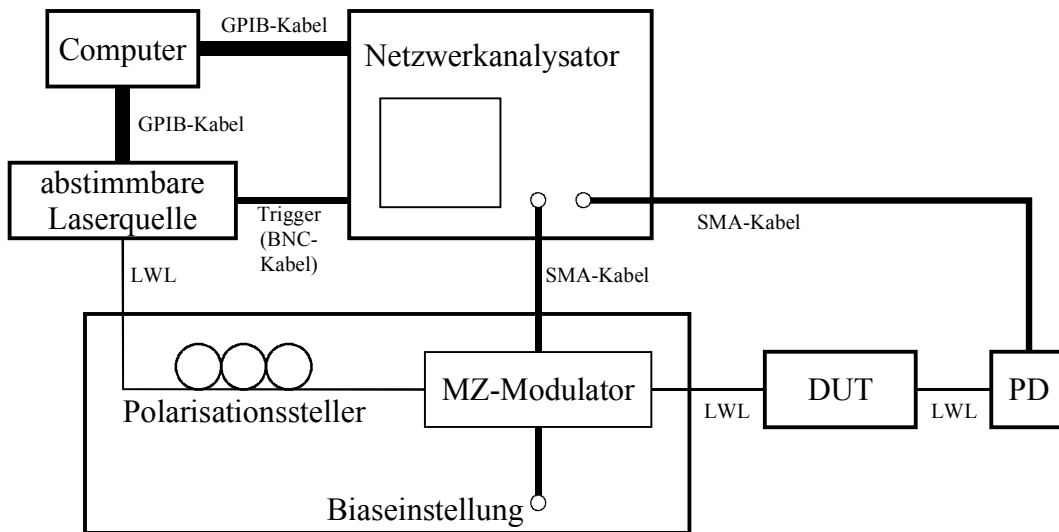


Bild 108 Aufbau zur Vermessung der Gruppenlaufzeit des Lichtes in Abhängigkeit von der Wellenlänge

Anhand von Messungen der Gruppenlaufzeit von Fasern, deren Eigenschaften bekannt sind, sollte das Messsystem verifiziert werden. In Bild 109 sind Verläufe der relativen Gruppenlaufzeit über der Wellenlänge für die Standardfaser SMF-28 und für eine dispersionsverschobene Faser (DSF) zu sehen.

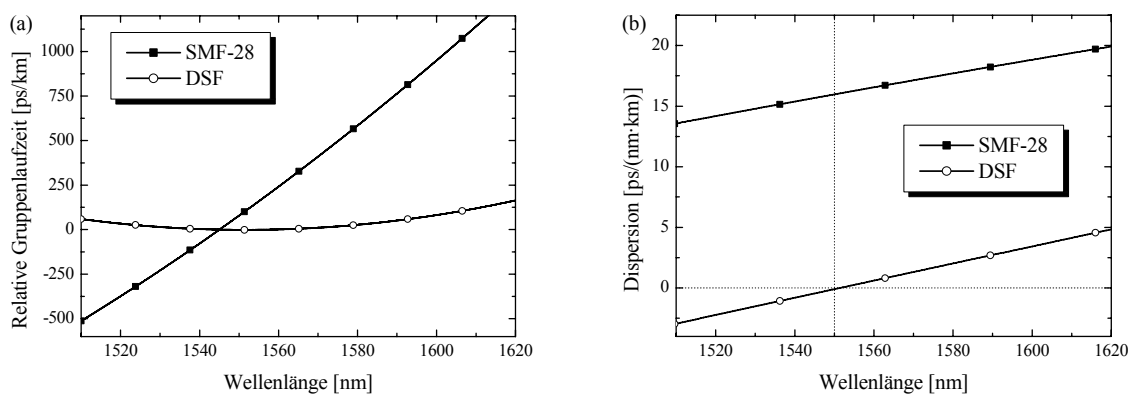


Bild 109 Messungen des wellenlängenabhängigen Verlaufes der Gruppenlaufzeit mit der Phasenverschiebungsmethode für die Fasern SMF-28 und DSF (a) und die daraus berechnete Dispersion durch Polynomapproximation und nachfolgende Ableitung der gemessenen Gruppenlaufzeit (b)

Es ist eine gute Übereinstimmung mit den spezifizierten Parametern dieser Fasern festzustellen. Die Ergebnisse bestätigen die Eignung der realisierten Anordnung zur Messung der Gruppenlaufzeit. Einschränkend muss gesagt werden, dass diese Aussage nur für relativ breit-

bandige Komponenten mit einem stetigen Gruppenlaufzeitverlauf gilt (siehe nächsten Abschnitt 8.3.1.1).

8.3.1.1 Einschränkungen der Phasenverschiebungsmethode

Die Abtastung der Phase ist mit Rauschen behaftet und kann demzufolge nur mit einer endlichen Genauigkeit erfolgen. Für den NWA HP 8702A ist das Phasenrauschen im Frequenzbereich von 300 kHz bis 3 GHz mit $<0,035^\circ$ effektiv angegeben.

Nach der Gleichung (8.30) verhält sich die relative Gruppenlaufzeit Δt_g indirekt proportional zur Modulationsfrequenz f_m . Es ist demzufolge vorteilhaft, mit hohen Frequenzen zu modulieren, um das Rauschen der Gruppenlaufzeitmessung zu minimieren. D. h. für eine Frequenz von $f_m = 1$ GHz, dass der Effektivwert der Laufzeitmessunsicherheit nur rund 0,1 ps beträgt, währenddessen er bei kleineren Frequenzen wesentlich höhere Werte annehmen kann (z. B. für $f_m = 50$ MHz beträgt er schon 2 ps).

Der eben erläuterte Zusammenhang konnte anhand einer Beispielmessung bestätigt werden (Bild 110(b)). Während in den Messungen mit höheren Frequenzen kein nennenswertes Rauschen im Durchlassbereich des Filters auftritt, ist die deutlich höhere Messunsicherheit der Gruppenlaufzeit bei $f_m = 20$ MHz sehr gut sichtbar. Trotzdem ist eine gute Übereinstimmung der Gruppenlaufzeitmessungen zwischen den verschiedenen Frequenzen innerhalb des Durchlassbereiches (1544,8 nm bis 1545,2 nm) festzustellen.

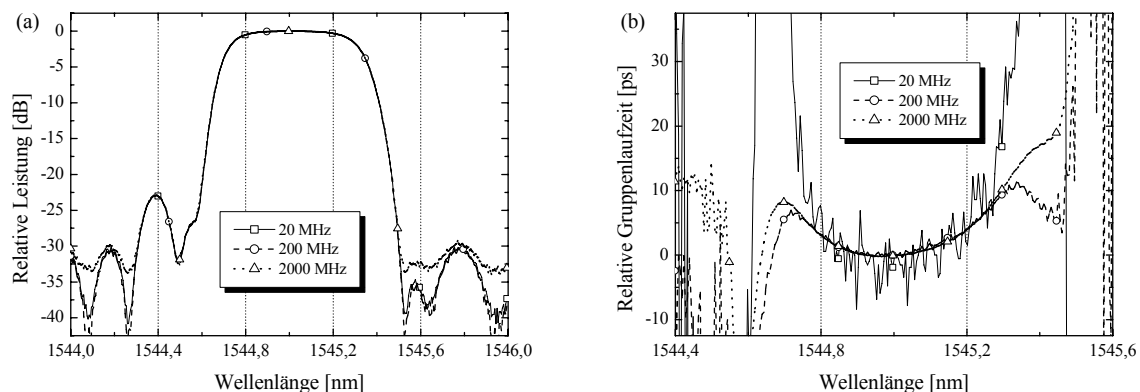


Bild 110 Vermessung eines apodisierten Faser-Bragg-Gitters in Reflexion mit der Phasenverschiebungsmethode, wobei in (a) die relative Leistung und in (b) die relative Gruppenlaufzeit für verschiedene Modulationsfrequenzen f_m dargestellt ist; Rauschminderung durch Mittelung von 100 Messungen

Anders verhält sich die wellenlängenabhängige Gruppenlaufzeit an den Flanken des Faser-Bragg-Gitters, bei denen sich die Gruppenlaufzeit schneller über der Wellenlänge ändert. Trotz einer ausreichenden Signalleistung bei der Messung ist ein Auseinanderlaufen der einzelnen Graphen sichtbar. Die Ursache liegt im zunehmenden spektralen Abstand zwischen dem optischen Träger und den Modulationsseitenbändern [181]. Der reale Verlauf der Gruppenlaufzeit müsste ähnlich der verrauschten 20 MHz-Kurve sein, da hier Seitenbänder und optischer Träger verhältnismäßig dicht beieinander liegen.

In [182] wird eine modifizierte Methode beschrieben, wie trotzdem schmalbandige Komponenten vermessen werden können. Das Prinzip beruht auf zwei Messungen bei höheren Frequenzen mit einem relativen Frequenzabstand zueinander (z. B. 2,0 GHz und 1,6 GHz). Durch Fouriertransformation der beiden Messungen, Wichtung der Transformatierten mit der modulationsfrequenzabhängigen Übertragungsfunktion im Bildbereich und anschließender Rücktransformation der gewichteten Summe erhält man eine Funktion, die wenig Rauschen aufweist und den Einfluss der Modulationsfrequenz berücksichtigt.

Ohne Anwendung dieses Verfahrens wird die Messung besonders stark verfälscht, wenn die Gruppenlaufzeit eine periodische Welligkeit aufweist, an der die modulationsfrequenzabhängige Übertragungsfunktion durch eine Nullstelle gekennzeichnet ist. In diesem Fall wird diese spektrale Komponente bei der Messung nicht registriert.

Parallel zur Gruppenlaufzeit wird bei diesem Messverfahren auch die relative Leistung (RL), d. h. die Amplitudenfunktion des DUT, gemessen (Bild 110(a)). Durch die abnehmende Modulationseffizienz des MZ-Modulators sowie durch die nachlassende Konversionseffizienz des Empfängers (PD) lässt sich mit steigender Modulationsfrequenz eine geringere Messdynamik der Leistung feststellen. Dies ist hier schon bei einer Frequenz von $f_m = 2000$ MHz erkennbar.

Zusammenfassend kann man feststellen, dass bei breitbandigen Komponenten, wie Fasern oder einem FMF-DCM, ohne Einschränkung mit hohen Modulationsfrequenzen f_m gemessen werden kann, um den Einfluss des Phasenrauschens zu minimieren. Dagegen ist bei schmalbandigen Komponenten, wie Faser-Bragg-Gittern oder kaskadierten MZ-Strukturen, unbedingt der Einfluss der Modulationsfrequenz zu berücksichtigen, da zu hohe Frequenzen eine Verfälschung des realen Verlaufes ergeben und zu geringe Frequenzen ein zu starkes Rauschen aufweisen.

8.3.1.2 PDL- und PMD-Messungen mit der Phasenverschiebungsmethode

Wichtige Kennwerte optischer Komponenten für hochbitratige Übertragungssysteme sind der polarisationsabhängige Verlust (engl.: polarization dependent loss - PDL) sowie die Polarisationsmodendispersion (PMD). Durch die Erweiterung des Messaufbaues (Bild 108) mit einem Polarisationssteller vor dem DUT können wellenlängenabhängig PDL und die differentielle Gruppenlaufzeit (engl.: differential group delay - DGD), welche die PMD einer Faser verursacht, vermessen werden.

Im einfachsten Fall wird der Eingangspolarisationszustand bei einer Wellenlänge zufällig so lange verändert, bis nahezu die gesamte Oberfläche der Poincaré-Kugel abgedeckt ist. Während des Scannens der Oberfläche werden die Leistung und die Gruppenlaufzeit aufgezeichnet. Die Differenz zwischen dem Minimal- und dem Maximalwert der Leistung ergibt den PDL-Wert, währenddessen die Differenz zwischen dem Minimal- und dem Maximalwert der Gruppenlaufzeit für die differentielle Gruppenlaufzeit (DGD) steht [183]. Das Verfahren ist zeitaufwendig, da bereits das Scannen der Oberfläche der Poincaré-Kugel relativ viel Zeit in Anspruch nimmt.

Verbesserte Verfahren benutzen einen Polarisationssteller, der in der Lage ist, definierte Eingangspolarisationszustände zu erzeugen. Indem man mit vier festgelegten Zuständen (z. B. linear vertikal, linear horizontal, linear 45° und zirkular rechtsdrehend) ein DUT speist und für jede Polarisation einen Wellenlängendurchlauf mit Leistungs- und Gruppenlaufzeitmes-

sung durchführt, ist die Komponente vollständig hinsichtlich des wellenlängenabhängigen PDL [184] und der DGD [185] charakterisiert. Da bei diesem Verfahren die Laserquelle in jedem der vier Polarisationszustände kontinuierlich abgestimmt werden kann, ist die Gesamtmesszeit zur Bestimmung des PDL und der DGD über der Wellenlänge wesentlich geringer als beim Scannen der Oberfläche der Poincaré-Kugel für jeden Wellenlängenschritt.

8.3.2 Interferometrische Methoden für schmalbandige Komponenten

Aufgrund der diskutierten Einschränkungen der Phasenverschiebungsmethode sind interferometrische Verfahren entwickelt worden, die sich besser zur Vermessung der Dispersion von schmalbandigen Komponenten eignen.

Das Grundprinzip eines solchen interferometrischen Verfahrens ist in Bild 111 dargestellt. Es basiert auf einer Laserquelle, einem MZ-Interferometer, welches aus einem Messpfad mit dem DUT und einem Referenzpfad besteht, sowie einer Photodiode. Dieses Verfahren, das durch einen Referenzpfad mit konstanter Verzögerung und eine kontinuierlich abstimmbare Quelle gekennzeichnet ist, wird in der Literatur auch als optische Frequenzbereichs-Reflektometrie (engl.: optical frequency domain reflectometry - OFDR) bezeichnet [186].

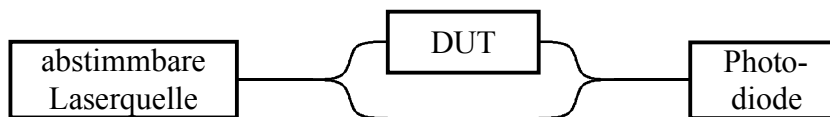


Bild 111 MZ-Anordnung zur interferometrischen Messung der Dispersion eines DUT

Beim Abstimmen des Lasers mit konstanter Geschwindigkeit wird in der Photodiode eine Modulation der optischen Leistung detektiert, die durch den Laufzeitunterschied zwischen den beiden Pfaden und durch die darauf folgende Interferenz im zweiten Koppler hervorgerufen wird. Diese Modulation, die messtechnisch erfasst wird, enthält die optische Phaseninformation des DUT. Durch die Berechnung der Phase aus den Messwerten und durch deren nachfolgende Ableitung über der Wellenlänge kann der Verlauf der Gruppenlaufzeit des DUT berechnet werden.

Eine kritische Komponente bei solchen Messungen stellt der abstimmbare Laser dar. Unvermeidbare Abweichungen von der gewünschten konstanten Abstimmgeschwindigkeit führen zu Messfehlern. Durch die Erweiterung des Messaufbaus mit einem Referenzinterferometer und durch die parallele Abtastung und Auswertung der beiden Interferometer kann dieser Fehler jedoch korrigiert werden [187].

Bei entsprechender Modifikation des Verfahrens können auch PDL und DGD vermessen werden. Hierzu ist es nötig, das DUT mit verschiedenen Polarisationszuständen zu speisen und beide Polarisations Ebenen getrennt auszuwerten. In [188] wird ein Verfahren vorgestellt, welches auf diese Art und Weise mit nur einem einzigen Durchlauf des Lasers ein DUT komplett (RL, GD, PDL, DGD) charakterisieren kann.

Der wesentliche Nachteil dieser Verfahren besteht darin, dass der Messbereich der Gruppenlaufzeit des DUT begrenzt ist. Je größer der Laufzeitunterschied zwischen den beiden Pfaden des Interferometers bei einer bestimmten Abstimmgeschwindigkeit der Laserquelle ist, desto schneller ist die Interferenzmodulation in der Photodiode. Bei einer vorgegebenen Abtastrate

im Empfänger ergibt sich demzufolge eine maximale Laufzeitdifferenz zwischen beiden Pfaden, die noch mit ausreichender Genauigkeit vermessen werden kann. Aufgrund dieser Limitierung ergibt sich eine maximale Längendifferenz zwischen den beiden Armen des Interferometers, die bei den auf diesem Prinzip beruhenden, kommerziell erhältlichen Geräten rund 100 m beträgt. Diese Messmethode ist demzufolge nur für schmalbandige, kompakte, optische Komponenten geeignet, die kurze Faserlängen am Eingang und am Ausgang aufweisen. Die Charakterisierung von langen Faserstrecken ist nicht möglich.

Die Instabilität des interferometrischen Aufbaus ist ein weiteres Problem. Geringste Pfadlängenänderungen durch mechanische Schwingungen oder Temperaturschwankungen machen sich als Messfehler bemerkbar. Um diese störenden Einflüsse zu minimieren, wird der interferometrische Aufbau gekapselt und vibrationsarm gelagert. Erste Geräte dieser Art werden von den Firmen Luna Technologies und Agilent (81910A) angeboten.

8.3.3 Spezielle Verfahren zur Charakterisierung von höheren Moden

Das eben im Abschnitt 8.3.2 vorgestellte interferometrische Verfahren kann in einer modifizierten Form auch zur Ermittlung der Gruppenlaufzeitdifferenz Δt_g zwischen einem höheren Modus und dem Grundmodus LP_{01} verwendet werden. Die beiden Pfade des Interferometers werden dabei durch die Moden gebildet [189]. Die partielle Kopplung in den Grundmodus LP_{01} und in den interessierenden höheren Modus der Mehrmodenfaser (FMF) kann beispielsweise an einer Spleißstelle zwischen einer Einmodenfaser (SMF) und der betrachteten FMF erfolgen. Die Überlagerung der zwei Signalpfade erfolgt dann an einer weiteren Spleißstelle, die von der FMF in eine SMF koppelt.

Ein Nachteil dieses Verfahrens besteht darin, dass nur die Gruppenlaufzeitdifferenz Δt_g zwischen zwei Moden vermessen werden kann. Deshalb ist es in einem zweiten Schritt notwendig, den Referenzarm, der hier vom Grundmodus LP_{01} gebildet wird, separat zu charakterisieren. Unter der Voraussetzung, dass der höhere Modus unterdrückt wird (z. B. durch Biegung der Mehrmodenfaser), kann diese Messung beispielsweise mit der Phasenverschiebungsmethode (siehe Abschnitt 8.3.1) erfolgen.

Aufgrund dieses Messprinzips, dass dem interferometrischen Verfahren in Abschnitt 8.3.2 ähnelt, unterliegt der Messbereich der Gruppenlaufzeitdifferenz auch den gleichen Beschränkungen. Das bedeutet, dass diese Methode nur dazu geeignet ist, kurze Faserstücke mit einer Länge von wenigen Metern zu charakterisieren. Bei der Benutzung einer Messanordnung, die aus einem abstimmbaren Laser und einer Photodiode besteht (Bild 106), ist die Wellenlängenauflösung des Messsystems der maßgeblich beschränkende Faktor. Eine Messung der Gruppenlaufzeitdifferenz zwischen den Moden LP_{01} und LP_{02} der Mehrmodenfaserentwicklung, die mit diesem Verfahren erfolgte, ist in Bild 69 zu sehen.

Um auch größere Längen einer Mehrmodenfaser hinsichtlich der Dispersion eines höheren Modus zu charakterisieren, wurde in [190] ein Verfahren vorgestellt, bei dem der Laufzeitunterschied zwischen dem Grundmodus LP_{01} und dem interessierenden höheren Modus in einer Mehrmodenfaser erst nach der Photodiode mit einem elektrischen Spektrumanalysator bestimmt wird. Mit diesem Messprinzip können auch Mehrmodenfaserlängen von wenigen Kilometern charakterisiert werden. Diese Längen werden in einem HOM-DCM benötigt, um beispielsweise 100 km einer typischen Übertragungsfaser zu kompensieren.

Das Verfahren beruht wieder auf einer interferometrischen Struktur zweier Moden, wobei hier ein langperiodisches Gitter (LPG) mit rund 50 % Modenkonzersion im dritten optischen Fenster und ein Spleiß als Koppellemente verwendet wurden. Als Quellen wurden DFB-Laser mit verschiedenen Wellenlängen eingesetzt, die eine Linienbreite von einigen Megahertz aufweisen sollten. Diese relativ große Linienbreite, die im elektrischen Frequenzbereich durch die Überlagerung der beiden Signalpfade sichtbar wird, erleichtert die Messung der Interferenzmodulation abseits des Trägers. Der Abstand zweier Minima entspricht der reziproken Laufzeitdifferenz $1/\Delta t_g$. Aufgrund ihrer schmalen Linienbreite von wenigen Kilohertz sind abstimmbare Laser mit einem externen Resonator (engl.: external cavity laser - ECL) für diese Messung nicht geeignet.

Bei der Bestimmung der Dispersion eines höheren Modus können Längen einer Mehrmodenfaser von bis zu 10 km mit einer Gruppenlaufzeitdifferenz von 100 ns vermessen werden [190]. Der erweiterte Messbereich wird durch die bessere Frequenzauflösung des elektrischen Spektrumanalysators ermöglicht, die im Vergleich zu einem optischen Messsystem deutlich höher ist. Eine eventuelle Störkopplung in einen anderen höheren Modus kann durch entsprechende Fourier-Filterung des elektrischen Spektrums unterdrückt werden. Ein Nachteil dieses Verfahrens besteht darin, dass beispielsweise zum Abdecken des C-Bandes (1530 nm bis 1570 nm) mehrere DFB-Laser notwendig sind, da jeder dieser Laser nur in einem kleinen Wellenlängenbereich abstimbar ist.

Ein weiteres Verfahren zur direkten Bestimmung des spektralen Verlaufes der Gruppenlaufzeit eines höheren Modus in einer Mehrmodenfaser basiert auf einem Prinzip, das in [191] vorgestellt wurde. Dabei durchläuft eine Folge kurzer Pulse zunächst eine mehrmodige Struktur und danach ein Interferometer (oder auch umgekehrt), wobei die Pulsantwort der gesamten Struktur mit einem Oszilloskop erfasst wird. Durch die Laufzeitdifferenz zwischen den beiden Moden ist es möglich, deren Interferenzmodulation zeitlich getrennt zu erfassen und somit die Gruppenlaufzeit jedes Modus separat auszuwerten [192].

Auch bei einer näherungsweise gleich großen Laufzeit der beiden Moden sind die resultierenden Interferenzmodulationen durch verschiedene Frequenzen gekennzeichnet und können somit durch Fourier-Filterung extrahiert werden. Mit einem Monochromator, der vor der Photodiode angeordnet ist, erfolgt die Messung der Wellenlängenabhängigkeit der Zeitbereichsmodulation.

Der Vorteil der hier diskutierten Verfahren besteht darin, dass es ausreichend ist, immer nur einen Teil des Lichtes in den höheren Modus der Mehrmodenfaser zu koppeln. Im Gegensatz dazu sind bei der Bestimmung des spektralen Verlaufes der Gruppenlaufzeit eines höheren Modus mit der Phasenverschiebungsmethode nahezu vollständig koppelnde Modenkonzerverter notwendig (Bild 73).

Literaturverzeichnis

- [1] E. Voges, K. Petermann: „Optische Kommunikationstechnik“, Springer Verlag, Berlin Heidelberg, 2002.
- [2] E.-G. Neumann: „Single-Mode-Fibers“, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 1988.
- [3] E. Grimm, W. Nowak: „Lichtwellenleitertechnik“, Verlag Technik, Berlin, 1988.
- [4] M.-J. Li, X. Chen, D. A. Nolan: "Ultra low PMD fibers by fiber spinning", OFC 2004, FA1, 2004.
- [5] H. Sunnerud, M. Karlsson, Ch. Xie, P. A. Andrekson: "Polarization-mode dispersion in high-speed fiber-optic transmission systems", Journal of Lightwave Technology, Vol. 20, No. 12, pp. 2204-2219, 2002.
- [6] A. F. Elrefaie, R. E. Wagner, D. A. Atlas, D. G. Daut: "Chromatic dispersion limitations in coherent lightwave transmission systems", Journal of Lightwave Technology, Vol. 6, No. 5, pp. 704-709, May 1988.
- [7] P. Pecci, S. Lanne, Y. Frignac, J.-C. Antona, G. Charlet, S. Bigo: "Tolerance to dispersion compensation parameters of six modulation formats in systems operating at 43 Gbit/s", Electronics Letters, Vol. 39, No. 25, pp. 1844-1846, December 2003.
- [8] M.J. Li: "Recent progress in fiber dispersion compensators", ECOC 2001, Vol. 4, pp. 486-489, 2001.
- [9] G. P. Agrawal: „Nonlinear fiber optics“, Academic Press, San Diego, 2001.
- [10] A. Färbert, C. Scheerer, J.-P. Elbers, C. Glingener, G. Fischer: "Optimised dispersion management scheme for long-haul optical communication systems", Electronics Letters, Vol. 35, No. 21, pp. 1865-1866, October 1999.
- [11] M. Suzuki, N. Edagawa: "Dispersion-managed high-capacity ultra-long-haul transmission", Journal of Lightwave Technology, Vol. 21, No. 4, pp. 916-929, April 2003.
- [12] M. Jinno, T. Sakamoto, J. Kani, S. Aisawa, K. Oda, M. Fukui, H. Ono, M. Yamada, K. Oguchi: "1580-nm band, equally spaced 8×10 Gb/s WDM channel transmission over 360 km (3×120 km) of dispersion-shifted fiber avoiding FWM impairment", IEEE Photonics Technology Letters, Vol. 10, No. 3, pp. 454-456, March 1998.
- [13] Y. Gao, X. Cong, S. Jian: "Attenuation-optimized dispersion-flattened quadruple-clad fibers with moderate F-doping in the first inner cladding", IEEE Photonics Technology Letters, Vol. 4, No. 6, pp. 638-641, June 1992.
- [14] Y. Akasaka, Y. Suzuki: "Enlargement of effective core area on dispersion-flattened fiber and its low non-linearity", OFC 1998, No. ThK2, pp. 302-303, 1998.
- [15] A. J. Antos and D. K. Smith: "Design and characterization of dispersion compensating fiber based on the LP₀₁ mode", Journal of Lightwave Technology, Vol. 12, No. 10, pp. 1739-1745, October 1994.
- [16] T. Yokokawa, T. Kato, T. Fujii, Y. Yamamoto, N. Honma, A. Kataoka, M. Onishi, E. Sasaoka, K. Okamoto: "Dispersion compensating fiber with large negative dispersion around -300 ps/km/nm and its application to compact module for dispersion adjustment", OFC 2003, Vol. 2, pp. 717-718 (FK5), 2003.

-
- [17] P. Kristensen, M. N. Andersen, B. Edvold, T. Veng, L. Grüner-Nielsen: "Dispersion and slope compensation module for G.652 fiber with x4 reduced physical dimensions", ECOC 2003, pp. We.P.15, September 2003.
- [18] J. Rathje, M. Andersen, L. Grüner-Nielsen: "Dispersion compensating fiber for identical compensation in the S, C, and L band", OFC 2003, Vol. 2, pp. 718-719 (FK6), 2003.
- [19] C. D. Poole, J. M. Wiesenfeld, D. J. DiGiovanni, A. M. Vengsarkar: "Optical fiber-based dispersion compensation using higher order modes near cutoff", Journal of Lightwave Technology, Vol. 12, No. 10, pp. 1746-1758, October 1994.
- [20] A. Goel, R. K. Shevgaonkar: "Wide-band dispersion compensating optical fiber", IEEE Photonics Technology Letters, Vol. 8, No. 12, pp. 1668-1670, December 1996.
- [21] M. Tur, U. Levy, Y. Danziger: "Modules for chromatic dispersion and dispersion slope management", OFC 2002, pp. 135-136 (TuT4), 2002.
- [22] S. Ramachandran, B. Mikkelsen, L. C. Cowsar, M. F. Yan, G. Raybon, L. Boivin, M. Fishteyn, W. A. Reed, P. Wisk, D. Brownlow, R. G. Huff, L. Gruner-Nielsen: "All-Fiber grating-based higher order mode dispersion compensator for broad-band compensation and 1000-km transmission at 40 Gb/s", IEEE Photonics Technology Letters, Vol. 13, No. 6, pp. 632-634, June 2001.
- [23] R. I. Killely, V. Mikhailov, S. Appathurai, P. Bayvel: "Investigation of nonlinear distortion in 40-Gb/s transmission with higher order mode fiber dispersion compensators", Journal of Lightwave Technology, Vol. 20, No. 12, pp. 2282-2289, December 2002.
- [24] L. P. Shen, W.-P. Huang, G. X. Chen, S. S. Jian: "Design and optimization of photonic crystal fibers for broad-band dispersion compensation", IEEE Photonics Technology Letters, Vol. 15, No. 4, pp. 540-542, April 2003.
- [25] F. Gerome, J.-L. Auguste, J.-M. Blondy: "Very high negative chromatic dispersion in a dual concentric core photonic crystal fiber", OFC 2004, pp. WA2, 2004.
- [26] B. Zsigri, C. Peucheret, M. D. Nielsen, P. Jepps: "Transmission over 5.6 km large effective area and low-loss (1.7dB/km) photonic crystal fibre", Electronics Letters, Vol. 39, No. 10, pp. 796-798, May 2003.
- [27] R. Kashyap: „Fiber Bragg Gratings“, Academic Press, San Diego, 1999.
- [28] R. Feced, M. N. Zervas, M. A. Muriel: "An efficient inverse scattering algorithm for the design of nonuniform fiber Bragg gratings", IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol. 35, No. 8, pp. 1105-1115, August 1999.
- [29] W. H. Loh, R. I. Laming, X. Gu, M. N. Zervas, M. J. Cole, T. Widdowson, A. D. Ellis: "10 cm chirped fibre Bragg grating for dispersion compensation at 10 Gbit/s over 400 km of non-dispersion shifted fibre", Electronics Letters, Vol. 31, No. 25, pp. 2203-2204, December 1995.
- [30] M. Durkin, M. Ibsen, M. J. Cole, R. I. Laming: "1 m long continuously-written fibre Bragg gratings for combined second- and third-order dispersion compensation", Electronics Letters, Vol. 33, No. 22, pp. 1891-1893, October 1997.

-
- [31] J. F. Brennan III, E. Hernandez, J. A. Valenti, P. G. Sinha, M. R. Matthews, D. E. Elder, G. A. Beauchesne, C. H. Byrd: "Dispersion and dispersion-slope correction with a fiber Bragg grating over the full C-band", OFC 2001, Vol. 4, pp. PD12-1 - PD12-3, 2001.
- [32] T. Komukai, T. Inui, M. Kurihara, S. Fujimoto: "Group-delay ripple reduction in step-chirped fiber Bragg gratings by using laser-beam written step-chirped phase masks", IEEE Photonics Technology Letters, Vol. 14, No. 11, pp. 1554-1556, November 2002.
- [33] M. Otto, F. Michael, M. Sauer, C. Schäffer: "Faser-Bragg-Gitter-Komponenten für moderne optische Netze", 2. ITG-Fachtagung Photonische Netze, Dresden, 2001.
- [34] L. Hongpu, Y. Sheng, Y. Li, J. E. Rothenberg: "Phased-only sampled fiber Bragg gratings for high-channel-count chromatic dispersion compensation", Journal of Lightwave Technology, Vol. 21, No. 9, pp. 2074-2083, September 2003.
- [35] M. Nakazawa, K. Suzuki, E. Yamada, H. Kubota, Y. Kimura, M. Takaya: "Experimental demonstration of soliton data transmission over unlimited distances with soliton control in time and frequency domains", Electronics Letters, Vol. 29, No. 9, pp. 729-730, April 1993.
- [36] M. Nakazawa: "Solitons for breaking barriers to terabit/second WDM and OTDM transmission in the next millennium", IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, Vol. 6, No. 6, pp. 1332-1343, Nov./Dec. 2000.
- [37] M. C. Tatham, X. Gu, L. D. Westbrook, G. Sherlock, D. M. Spirit: "Transmission of 10Gbit/s directly modulated DFB signals over 200km standard fibre using mid-span spectral inversion", Electronics Letters, Vol. 30, No. 16, pp. 1335-1336, August 1994.
- [38] U. Feiste, R. Ludwig, E. Dietrich, S. Diez, H. J. Ehrke, Dz. Razic, H. G. Weber: "40 Gbit/s transmission over 434 km standard fibre using polarisation independent mid-span spectral inversion", Electronics Letters, Vol. 34, No. 21, pp. 2044-2045, October 1998.
- [39] T. Kato, Y. Koyano, M. Nishimura: "Temperature dependance of chromatic dispersion in various types of optical fiber", Optics Letters, Vol. 25, No. 16, pp. 1156-1158, August 2000.
- [40] S. Vorbeck, R. Leppla: "Dispersion and dispersion slope tolerance of 160-Gb/s systems, considering the temperature dependence of chromatic dispersion", IEEE Photonics Technology Letters, Vol. 15, No. 10, pp. 1470-1472, October 2003.
- [41] J. Mora, B. Ortega, M. V. Andrés, J. Capmany, D. Pastor, J. L. Cruz, S. Sales: "Tunable chirped fibre Bragg grating device controlled by variable magnetic fields", Electronics Letters, Vol. 38, No. 3, pp. 118-119, January 2002.
- [42] J. Kwon, S. Chung, Y. Jeong, B. Lee: "Group-delay-tailored chirped fiber Bragg gratings using a tapered elastic plate", IEEE Photonics Technology Letters, Vol. 14, No. 10, pp. 1433-1435, October 2002.
- [43] T. Imai, T. Komukai, M. Nakazawa: "Dispersion tuning of a linearly chirped fiber Bragg grating without a center wavelength shift by applying a strain gradient", IEEE Photonics Technology Letters, Vol. 10, No. 6, pp. 845-847, June 1998.
- [44] Y. W. Song, D. Starodubov, Z. Pan, Y. Xie, A. E. Willner, J. Feinberg: "Tunable WDM dispersion compensation with fixed bandwidth and fixed passband center wavelength using a uniform FBG", IEEE Photonics Technology Letters, Vol. 14, No. 8, pp. 1193-1195, August 2002.

- [45] J. Fells, S. E. Kanellopoulos, P. J. Bennett, V. Baker, H. Priddle, W. S. Lee, A. J. Collar, C. B. Rogers, D. P. Goodchild, R. Feced, B. J. Pugh, S. J. Clements, A. Hadjifotiou: "Twin fiber grating tunable dispersion compensator", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 13, No. 9, pp. 984-986, September 2001.
- [46] B. J. Eggleton, B. Mikkelsen, G. Raybon, A. Ahuja, J. A. Rogers, P. S. Westbrook, T. N. Nielsen, S. Stulz, K. Dreyer: "Tunable dispersion compensation in a 160 GB/s TDM system by voltage controlled chirped fiber grating", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 12, No. 8, pp. 1022-1024, August 2000.
- [47] K. Ennser, M. Ibsen, M. Durkin, M. N. Zervas, R. I. Laming: "Influence of nonideal chirped fiber grating characteristics on dispersion cancellation", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 10, No. 10, pp. 1476-1478, October 1998.
- [48] C. K. Madsen: „Optical filter design and analysis“, John Wiley & Sons Inc., New York, 1999.
- [49] C. K. Madsen: "Integrated waveguide allpass filter tunable dispersion compensators", *OFC 2002*, pp. 131-132 (TuT1), 2002.
- [50] G. L. Bona, F. Horst, R. Germann, B. J. Offrein, D. Wiesmann: "Tunable dispersion compensators realized in high-refractive-index-contrast SiON technology", *ECOC 2002*, Vol. 2, pp. 4.2.1, 2002.
- [51] D. J. Moss, M. Lamont, S. Mc Laughlin, G. Randall, P. Colbourne, S. Kiran, C. A. Hulse: "Tunable dispersion and dispersion slope compensators for 10Gb/s using all-pass multicavity etalons", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 15, No. 5, pp. 730-732, May 2003.
- [52] K. Takiguchi, K. Okamoto, K. Moriwaki: "Dispersion compensation using a planar lightwave circuit optical equalizer", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 6, No. 4, pp. 561-564, April 1994.
- [53] M. Bohn, F. Horst, B. J. Offrein, G. L. Bona, E. Meissner, W. Rosenkranz: "Tunable dispersion compensation in a 40 Gb/s system using a compact FIR lattice filter in SiON technology", *ECOC 2002*, Vol. 2, pp. 4.2.3, 2002.
- [54] G.-L. Bona, R. Germann, B. J. Offrein: "SiON high refractive -index waveguide and planar lightwave circuits", *IBM Journal of Research and Development*, Vol. 47, No. 2/3, pp. 239-249, March/May 2003.
- [55] K. Takiguchi, K. Okamoto, T. Goh, M. Itoh: "Integrated -optic dispersion slope equalizer for N x several tens of Gb/s WDM transmission", *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 21, No. 11, pp. 2463-2469, November 2003.
- [56] M. Shirasaki: "Chromatic-dispersion compensator using virtually imaged phased array", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 9, No. 12, pp. 1598-1600, December 1997.
- [57] H. Ooi, K. Nakamura, Y. Akiyama, T. Takahara, T. Terahara, Y. Kawahata, H. Isono, G. Ishikawa: "40-Gb/s WDM transmission with virtually imaged phased array (VIPA) variable dispersion compensators", *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 20, No. 12, pp. 2196-2203, December 2002.
- [58] L. D. Garrett, A. H. Gnauck, M. H. Eiselt, R. W. Tkach, C. Yang, C. Mao, S. Cao: "Demonstration of virtually-imaged phased-array device for tunable dispersion compensation in 16 x 10 Gb/s WDM transmission over 480 km standard fiber", *OFC 2000*, Vol. 4, pp. 187-189, 2000.
- [59] T. Sano, T. Iwashima, M. Katayama, T. Kanie, M. Harumoto, M. Shigehara, H. Suganuma, M. Nishimura: "Novel multichannel tunable chromatic dispersion compensator based on MEMS and diffraction grating", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 15, No. 8, pp. 1109-1110, August 2003.

- [60] D.T. Neilson, R. Ryf, F. Pardo, V. A. Aksyuk, M.-E. Simon, D. O. Lopez, D. M. Marom, S. Chandrasekhar: "MEMs-based channelized dispersion compensator with flat passbands", *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 1, No. 22, pp. 101-105, January 2004.
- [61] S. Li, M. Sauer, Z. D. Gaeta, D. V. Kuksenkov, S. R. Bickham, G. E. Berkey, M.-J. Li, D. A. Nolan: "Broad-band dynamic dispersion compensation in nonlinear fiber-based device", *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 1, No. 22, pp. 29-38, January 2004.
- [62] D. Gloge: "Weakly guiding fibers", *Applied Optics*, Vol. 10, No. 10, pp. 2252-2258, October 1971.
- [63] T. M. Barake, A. Safaai-Jazi: "A unified approach to design of optical fibers with prescribed dispersion characteristics", *Proceedings of the 30. Southeastern Symposium on System Theory*, pp. 456-459, 1998.
- [64] M. Mailand: „Dispersionskompensation durch Ausnutzung der Ausbreitungseigenschaften höherer Moden in Lichtwellenleitern“, Diplomarbeit, Institut für Nachrichtentechnik, Fakultät Elektrotechnik und Informationstechnik, Technische Universität Dresden, 2003.
- [65] C. K. Madsen, J. H. Zhao: „Optical filter design and analysis – a signal processing approach“, John Wiley & Sons, Inc., New York, 1999.
- [66] D. Marcuse: "Mode conversion in optical fibers with monotonically increasing core radius", *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 5, No. 1, pp. 125-133, January 1987.
- [67] D. Marcuse: "Influence of curvature on the losses of doubly clad fibers", *Applied Optics*, Vol. 21, No. 23, pp. 4208-4213, December 1982.
- [68] K. Petermann: "Upper and lower limits for the microbending loss in arbitrary single-mode fibers", *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 4, No. 1, pp. 2-7, January 1986.
- [69] M. Kato, K. Kurokawa, Y. Miyajima: "A new design for dispersion-shifted fiber with an effective core area larger than $100\mu\text{m}^2$ and good bending characteristics", *OFC 1998*, No. ThK1, pp. 301-302, 1998.
- [70] J. Sakai, T. Kimura: "Bending loss of propagation modes in arbitrary-index profile optical fibers", *Applied Optics*, Vol. 17, No. 10, pp. 1499-1506, May 1978.
- [71] D. Marcuse: "Curvature loss formula for optical fibers", *Journal of the Optical Society of America*, Vol. 66, No. 3, pp. 216-220, March 1976.
- [72] D. Marcuse: "Field deformation and loss caused by curvature of optical fibers", *Journal of the Optical Society of America*, Vol. 66, No. 4, pp. 311-320, April 1976.
- [73] M. Kato, N. Yoshizawa, T. Sugie, K. Okamoto: "Dispersion slope equalizer using bend-induced positive dispersion slope in coiled pure-silica fibre", *Electronics Letters*, Vol. 37, No. 11, pp. 680-682, May 2001.
- [74] F. Koch, S. V. Chernikov, J. R. Taylor, L. Grüner-Nielsen: "Effect of macro-bending on dispersion of dispersion compensating fibres", *Electronics Letters*, Vol. 35, No. 8, pp. 660-662, April 1999.
- [75] A. M. Vengsarkar, P. J. Lemaire, J. B. Judkins, V. Bhatia, T. Erdogan, J. E. Sipe: "Long-period fiber gratings as band-rejection filters", *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 14, No. 1, pp. 58-65, January 1996.

-
- [76] A. M. Vengsarkar, J. R. Pedrazzani, J. B. Judkins, P. J. Lemaire: "Long-period fiber-grating-based gain equalizers", *Optics Letters*, Vol. 21, No. 5, pp. 336-338, March 1996.
- [77] M. Harumoto, M. Shigehara, H. Suganuma: "Gain-flattening filter using long-period fiber gratings", *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 20, No. 6, pp. 1027-1033, June 2002.
- [78] B.-O. Guan, A.-P. Zhang, H.-Y. Tam, H. L. W. Chan, C.-L. Choy, X.-M. Tao, M. S. Demokan: "Step-changed long-period fiber gratings", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 14, No. 5, pp. 657-659, May 2002.
- [79] B. Ortega, L. Dong, W. F. Liu, J. P. de Sandro, L. Reekie, S. I. Tsypina, V. N. Bagratashvili, R.I. Laming: "High-performance optical fiber polarizers based on long-period gratings in birefringent optical fibers", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 9, No. 10, pp. 1370-1372, October 1997.
- [80] S. Ramachandran, M. Das, Z. Wang, J. Fleming, M. Yan: "High extinction, broadband polarisers using long-period fibre gratings in few-mode fibres", *Electronics Letters*, Vol. 38, No. 22, pp. 1327-1328, October 2002.
- [81] J. N. Kutz, B. J. Eggleton, J. B. Stark, R. E. Slusher: "Nonlinear pulse propagation in long-period fiber gratings: theory and experiment", *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, Vol. 3, No. 5, pp. 1232, October 1997.
- [82] Y.-J. Rao, Y.-P. Wang, Z.-L. Ran, T. Zhu: "Novel fiber-optic sensors based on long-period fiber gratings written by high-frequency CO₂ laser pulses", *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 21, No. 5, pp. 1320-1327, May 2003.
- [83] M. N. Ng, Z. Chen, K. S. Chiang: "Temperature compensation of long-period fiber grating for refractive-index sensing with bending effect", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 14, No. 3, pp. 361-362, March 2002.
- [84] D. S. Starodubov, V. Grubsky, J. Feinberg: "All-fiber bandpass filter with adjustable transmission using cladding-mode coupling", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 10, No. 11, pp. 1590-1592, November 1998.
- [85] V. Grubsky, D. S. Starodubov, J. Feinberg: "Wavelength-selective coupler and add-drop multiplexer using long-period fiber gratings", *OFC 2000*, Vol. 4, pp. 28-30, 2000.
- [86] S. Ramachandran, S. Ghalimi, Z. Wang, M. Yan: "Band-selection filters with concatenated long-period gratings in few-mode fibers", *Optics Letters*, Vol. 27, No. 19, pp. 1678-1680, October 2002.
- [87] D. B. Stegall, T. Erdogan: "Dispersion control with use of long-period fiber gratings", *Journal of the Optical Society of America A*, Vol. 17, No. 2, pp. 304-312, February 2000.
- [88] E. Anemogiannis, E. N. Glytsis, T. K. Gaylord: "Transmission characteristics of long-period fiber gratings having arbitrary azimuthal /radial refractive index variations", *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 21, No. 1, pp. 218-227, January 2003.
- [89] C. Véron: „Optische Eigenschaften UV-induzierter langperiodischer Gitter“, Dissertation, Physikalisch-Astronomischen Fakultät, Friedrich-Schiller-Universität Jena, 2002.
- [90] A. Yariv: "Coupled-mode theory for guided-wave optics", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 9, No. 9, pp. 919-933, September 1973.

-
- [91] T. Erdogan: "Fiber grating spectra", *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 15, No. 8, pp. 1277-1294, August 1997.
- [92] C. Shi, T. Okoshi: "Analysis of a fiber-optic LP01 \leftrightarrow LP02 mode converter", *Optics Letters*, Vol. 17, No. 10, pp. 719-721, May 1992.
- [93] H. Jeong, K. Oh: "Enhancement of free spectral range in the resonance peaks in a long-period fiber grating by controlling clad mode material dispersion", *CLEO 2000*, Vol. 3, pp. 601-602, 1999.
- [94] X. Shu, L. Zhang, I. Bennion: "Sensitivity characteristics near the dispersion turning points of long-period fiber gratings in B/Ge codoped fiber", *Optics Letters*, Vol. 26, No. 22, pp. 1755-1757, November 2001.
- [95] S. Ramachandran, M. F. Yan, E. Monberg, F. V. Dimarcello, P. Wisk, S. Ghalmi: "Record bandwidth, spectrally flat coupling with microbend gratings in dispersion-tailored fibers", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 15, No. 11, pp. 1561-1563, November 2003.
- [96] T. W. MacDougall, S. Pilevar, C. W. Haggans, M. A. Jackson: "Generalized expression for the growth of long period gratings", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 10, No. 10, pp. 1449-1451, October 1998.
- [97] H. Jeong, K. Oh: "Theoretical analysis of cladding-mode waveguide dispersion and its effects on the spectra of long-period fiber gratings", *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 21, No. 8, pp. 1838-1845, August 2003.
- [98] R. Feded, M. N. Zervas: "Efficient inverse scattering algorithm for the design of grating-assisted codirectional mode couplers", *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 17, No. 9, pp. 1573-1582, September 2000.
- [99] L. Wang, T. Erdogan: "Layer peeling algorithm for reconstruction of long-period fibre gratings", *Electronics Letters*, Vol. 37, No. 3, pp. 154-156, February 2001.
- [100] J. K. Brenne, J. Skaar: "Design of grating assisted codirectional couplers with discrete inverse scattering algorithms", *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 21, No. 1, pp. 254-263, January 2003.
- [101] G.-W. Chern, L. A. Wang: "Design of binary long-period fiber grating filters by the inverse-scattering method with genetic algorithm optimization", *Journal of the Optical Society of America A*, Vol. 19, No. 4, pp. 772-780, April 2002.
- [102] C. L. Lee, Y. Lai: "Evolutionary programming synthesis of optimal long-period fiber grating filters for EDFA gain flattening", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 14, No. 11, pp. 1557-1559, November 2002.
- [103] I. Blau: „Parametereinstellung kaskadierter LPG zur Dispersionskompensation“, Studienarbeit, Institut für Nachrichtentechnik, Fakultät Elektrotechnik und Informationstechnik, Technische Universität Dresden, 2003.
- [104] C. D. Poole, J. M. Wiesenfeld, D. J. DiGiovanni: "Elliptical-core dual-mode fiber dispersion compensator", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 5, No. 2, pp. 194-197, February 1993.
- [105] T. Fujii, T. Fukuda, S. Ishikawa, Y. Ishii, K. Sakuma, H. Hosoya: "Characteristics improvement of long-period fiber gratings fabricated by femtosecond laser pulses using novel positioning technique", *OFC 2004*, pp. ThC6, 2004.

-
- [106] M. Schubert: „Erzeugung faseroptischer Gitter durch gezielte Bogenentladungen“, Diplomarbeit, Institut für Nachrichtentechnik, Fakultät Elektrotechnik und Informationstechnik, Technische Universität Dresden, 2004.
- [107] A. Othonos, K. Kali: „Fiber Bragg Gratings: fundamentals and applications in telecommunications and sensing“, Artech House, Boston London, 1999.
- [108] D. M. Costantini, C. A. P. Muller, S. A. Vasiliev, H. G. Limberger, and R. P. Salathé: "Tunable loss filter based on metal coated long period grating", IEEE Photonics Technology Letters, Vol. 11, No. 11, pp. 1041-1135, November 1999.
- [109] K. O. Hill, B. Malo, K. A. Vineberg, F. Bilodeau, D.C. Johnson, I. Skinner: "Efficient mode conversion in telecommunication fibre using externally written gratings", Electronics Letters, Vol. 26, No. 16, pp. 1270-1272, August 1990.
- [110] N. H. Ky, H. G. Limberger, R. P. Salathé, F. Cochet: "Efficient broadband intracore grating LP01-LP02 mode converters for chromatic-dispersion compensation", Optics Letters, Vol. 23, No. 6, pp. 445-447, March 1998.
- [111] L. Zhang, Y. Liu, L. Everall, J. A. R. Williams, I. Bennion: "Design and realisation of long-period grating devices in conventional and high birefringence fibers and their novel application as fiber-optic load sensors", IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, Vol. 5, No. 5, pp. 1373-1378, September 1999.
- [112] M. Otto, F. Michael, T. Duthel, C. Schäffer: "Flexible manufacturing method for long-period fibre gratings with arbitrary index modulation profiles", WFOPC 2002, Glasgow, UK, pp. 6-11, 2002.
- [113] R. M. Atkins, P. J. Lemaire, T. Erdogan, V. Mizrahi: "Mechanisms of enhanced UV photosensitivity via hydrogen loading in germanosilicate glasses", Electronics Letters, Vol. 29, No. 14, pp. 1234-1236, July 1993.
- [114] L. G. Nielsen, J. Hübner: "Photosensitive fiber for highly reflective Bragg gratings", OFC 1997, pp. 178-179, 1997.
- [115] H. Patrick, S.L. Gilbert: "Growth of Bragg gratings produced by continuous-wave ultraviolet light in optical fiber", Optics Letters, Vol. 18, No. 18, pp. 1484-1486, September 1993.
- [116] E. Salik, D. S. Starodubov, J. Feinberg: "Increase of photosensitivity in Ge-doped fibers under strain", Optics Letters, Vol. 25, No. 16, pp. 1147-1149, August 2000.
- [117] M. Schubert: „Herstellung und Charakterisierung langperiodischer Gitter“, Studienarbeit, Institut für Nachrichtentechnik, Fakultät Elektrotechnik und Informationstechnik, Technische Universität Dresden, 2002.
- [118] R. Beständig: „Breitbandige abstimmbare Modenkopplung mit langperiodischen Gittern“, Studienarbeit, Institut für Nachrichtentechnik, Fakultät Elektrotechnik und Informationstechnik, Technische Universität Dresden, 2003.
- [119] V. Grubsky, A. Skorucak, D. S. Starodubov, J. Feinberg: "Fabrication of long-period fiber gratings with no harmonics", IEEE Photonics Technology Letters, Vol. 11, No. 1, pp. 87-89, January 1999.

-
- [120] M. Gallagher, U. Österberg: "Time resolved 3.10 eV luminescence in germanium-doped silica glass", *Applied Physics Letters*, Vol. 63, No. 22, pp. 2987-2989, November 1993.
- [121] P. L. Swart, A. A. Chtcherbakov: "Study of hydrogen diffusion in Boron/Germanium codoped optical fiber", *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 20, No. 11, pp. 1933-1941, November 2002.
- [122] Y. Liu, L. Zhang, W. Zhang, J. A. R. Williams, I. Bennion: "Investigation of H₂ in- and out-diffusion impact on long-period grating devices", *CLEO 1999*, pp. 296-297, 1999.
- [123] B. Guan, H. Tam, S. Ho, S. Liu, X. Dong: "Growth of long-period gratings in H₂-loaded fiber after 193-nm UV inscription", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 12, No. 6, pp. 642-644, June 2000.
- [124] K. Morishita, S. F. Yuan, Y. Miyake: "Refractive-index changes and long-period fiber gratings made by rapid solidification", *WFOPC 2002*, pp. 98 -103, 2002.
- [125] G. Humbert, A. Malki: "Annealing time dependence at very high temperature of electric arc-induced long-period fibre gratings", *Electronics Letters*, Vol. 38, No. 10, pp. 449-450, May 2002.
- [126] D. A. Satorius, T. E. Dimmick, G. L. Burdge: "Double-pass acoustooptic tunable bandpass filter with zero frequency shift and reduced polarisation sensitivity", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 14, No. 9, pp. 1324-1326, September 2002.
- [127] C.-Y. Lin, G.-W. Chern, L. A. Wang: "Periodical corrugated structure for forming sampled fiber Bragg grating and long-period fiber grating with tunable coupling strength", *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 19, No. 8, pp. 1212-1220, August 2001.
- [128] Y. Jiang, Q. Li, C. Lin, E. Lyons, I. Tomov and H. P. Lee: "A novell strain-induced thermally tuned long-period fiber grating fabricated on a periodic corrugated silicon fixture", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 14, No. 7, pp. 941-943, July 2002.
- [129] J. Hsieh, P. Mach, F. Cattaneo, S. Yang, T. Krupenkine, K. Baldwin, J. A. Rogers: "Tunable microfluidic optical-fiber devices based on electrowetting pumps and plastic microchannels", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 15, No. 1, pp. 81-83, January 2003.
- [130] A Bertholds, R. Dändliker: "Deformation of single-mode optical fibers under static longitudinal stress", *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 5, No. 7, pp. 895-900, July 1987.
- [131] N. Mohammad, W. Szyszkowski, W. J. Zhang, E. I. Haddad, J. Zou, W. Jamroz, R. Kruzelecky: "Analysis and development of a tunable fiber bragg grating filter based on axial tension/compression", *Journal of Lightwave Technology*, No. 8, pp. 2001-2013, August 2004.
- [132] J. Peupelmann, M. Otto, K. Schuh, C. Schäffer: "Enhanced performance of fiber Bragg grating sensors", *OFS 2000*, P 3-14, pp. 736-739, October 2000.
- [133] D. Varelas, D. M. Costantini, H. G. Limberger, R. P. Salathé: "Fabrication of high-mechanical-resistance Bragg gratings in single-mode optical fibers with continuous-wave ultraviolet laser side exposure", *Optics Letters*, Vol. 23, No. 5, pp. 397-399, March 1998.
- [134] V. Grubsky, J. Feinberg: "Long-period fiber gratings with variable coupling for real-time sensing applications", *Optics Letters*, Vol. 25, No. 4, pp. 203-205, February 2000.

-
- [135] K. Shima, K. Himeno, T. Sakai, S. Okude, A. Wada, R. Yamauchi: "A novel temperature-insensitive long-period fiber grating using a boron-codoped-germanosilicate-core fiber", OFC 1997, pp. 347-348, 1997.
- [136] M. Shigehara, T. Enomoto, S. Ishikawa, M. Harumoto, H. Kanamori: "Wavelength tunable long-period fiber grating", APCC/OECC 1999, Vol. 2, pp. 1610-1611, 1999.
- [137] J. K. Bae, S. H. Kim, J. H. Kim, J. Bae, S. B. Lee, J.-M. Jeong: "Spectral shape tunable band-rejection filter using a long-period fiber grating with divided coil heaters", IEEE Photonics Technology Letters, Vol. 15, No. 3, pp. 407-409, March 2003.
- [138] X. Shu, T. Allsop, B. Gwandu, L. Zhang, I. Bennion: "Thermally tunable optical fiber loss filter with wide tuning range", CLEO 2001, pp. 126-127, 2001.
- [139] A. A. Abramov, B. J. Eggleton, John A. Rogers, Rolando P. Espindola, A. Hale, R. S. Windeler, and Thomas A. Strasser: "Electrically tunable efficient broad-band fiber filter", IEEE Photonics Technology Letters, Vol. 11, No. 4, pp. 445-447, April 1999.
- [140] M. Otto, F. Michael, C. Schäffer, Anlage AA6 zum Vorhaben: „Adaptive Dispersionskompensation“ im Rahmen des vom Bundesministerium für Bildung und Forschung geförderten Projektes MultiTeraNet in Zusammenarbeit mit der Firma Alcatel SEL AG, 30. Januar 2002.
- [141] T. Erdogan, V. Mizrahi: "Characterization of UV-induced birefringence in photosensitive Ge-doped silica optical fibers", Journal of the Optical Society of America B, Vol. 11, No. 10, pp. 2100-2105, October 1994.
- [142] Y. Ishii, S. Okude, K. Nishide, A. Wada: "PDL reduction of long-period fiber grating by rotating exposure method", ECOC 2001, Vol. 3, pp. 354-355, 2001.
- [143] M. Otto, M. Mailand: "Dispersion-compensation module based on one preform design matching arbitrary dispersion and slope requirements", Journal of Lightwave Technology, Vol. 23, No. 11, pp. 3469-3474, November 2005.
- [144] Patentanmeldung EP 04 290 283.3: „Method for producing a one-piece dispersion compensation fiber adapted to any optical transmission line and dispersion compensation device possessing such a fiber“, Erfinder: M. Otto, M. Mailand, Anmeldung durch Alcatel SEL AG am 03.02.2004.
- [145] S. Choi, T. J. Eom, J. W. Yu, B. H. Lee, K. Oh: "Novel all-fiber tunable bandpass filter using hollow optical fiber", ECOC 2003, pp. Tu1.7.5, September 2003.
- [146] Patentanmeldung PCT/US00/15719: „Reducing mode interference in optical waveguides“, Erfinder: Y. Danziger, E. Herman, U. Levy, M. Resenblit, Anmeldung durch Lasercomm Inc. am 08.06.2000.
- [147] K. Y. Song, B. Y. Kim: "Broad-band LP02 mode excitation using a fused-type mode-selective coupler", IEEE Photonics Technology Letters, No. 15, pp. 1734-1736, December 2003.
- [148] Patentanmeldung PCT/US99/06477: „Transverse spatial mode transformer for optical communication“, Erfinder: Y. Danziger, Anmeldung durch Lasercomm Inc. am 26.03.1999.
- [149] S. Ramachandran, S. Ghalmi, S. Chandrasekhar, I. Ryazansky, M. Yan, F. Dimarcello, W. Reed, P. Wisk: "Wavelength-continuous broadband adjustable dispersion compensator using higher order mode fibers and switchable fiber-gratings", ECOC 2002, PD 2.6, 2002.

- [150] K. Thyagarajan, R. K. Varshney, P. Palai, A. K. Ghatak, I.C. Goyal: "A novel design of a dispersion compensating fiber", IEEE Photonics Technology Letters, Vol. 8, No. 11, pp. 1510-1512, November 1996.
- [151] J.-L. Auguste, R. Jindal, J.-M. Blondy, M. Clapeau, J. Marcou, B. Dussardier, G. Monnom, D. B. Ostrowsky, B. P. Pal, K. Thyagarajan: "-1800ps/(nm.km) chromatic dispersion at 1.55 μ m in dual concentric core fibre", Electronics Letters, Vol. 36, No. 20, pp. 1689-1691, September 2000.
- [152] V. M. Schneider, J. A. West: "Analysis of wideband dispersion slope compensating optical fibres by supermode theory", Electronics Letters, Vol. 38, No. 7, pp. 306-307, March 2002.
- [153] W. Göhler: „Höhere Mathematik“, Deutscher Verlag für Grundstoffindustrie, Leipzig, 1990.
- [154] E. M. Dianov, S. A. Vasiliev, A. S. Kurkov, O. I. Medvekov, V. N. Protopopov: "In-fiber Mach-Zehnder interferometer based on a pair of long-period gratings", ECOC 1996, pp. 1.65-1.68, 1996.
- [155] L. Tallone, L. Boschis, L. Cognolato, E. Emelli, E. Riccardi, O. Rossotto: "Narrow-band rejection filters through fabrication of in-series long-period gratings", OFC 1997, pp. 175, 1997.
- [156] M. Otto, I. González Insua, T. Duthel, F. Michael, C. Schäffer: "Fiber optical structure for tunable dispersion compensation using cascaded long-period gratings", BGPP 2003, Monterey, USA, pp. 91-93 (MD13), September 2003.
- [157] Patentanmeldung DE 10 337 994.0: „Faseroptische Filtereinrichtung“, Erfinder: M. Otto, C. Schäffer, Anmeldung durch TU Dresden am 14.08.2003.
- [158] Patentanmeldung PCT/DE2004/001822: „Faseroptische Filtereinrichtung“, Erfinder: M. Otto, C. Schäffer, Anmeldung durch TU Dresden am 12.08.2004.
- [159] B. H. Lee, J. Nishi: "Dependence of fringe spacing on the grating separation in a long-period fiber grating pair", Applied Optics, Vol. 38, No. 16, pp. 3450-3459, June 1999.
- [160] B. H. Lee, U.-C. Paek: "Multislit interpretation of cascaded fiber gratings", Journal of Lightwave Technology, Vol. 20, No. 9, pp. 1750-1761, September 2002.
- [161] T. Duthel, M. Otto, C. G. Schäffer: "Simple tuneable all-fiber delay line filter for dispersion compensation", IEEE Photonics Technology Letters, Vol. 16, No. 10, pp. 2287-2289, October 2004.
- [162] K. Jinguji, M. Kawachi: "Synthesis of coherent two-port lattice -form optical delay line circuit", Journal of Lightwave Technology, Vol. 1, No. 1, pp. 73-82, January 1995.
- [163] Doerr, C.R.; Cappuzzo, M.; Wong-Foy, A.; Gomez, L.; Laskowski, E.; Chen, E.: "Potentially inexpensive 10-Gb/s tunable dispersion compensator with low polarization sensitivity", IEEE Photonics Technology Letters, Vol. 16, No. 5, pp. 1340-1342, May 2004.
- [164] T. Duthel, S. L. Jansen, M. Otto, P. M. Krummrich, C. G. Schäffer: "Tunable all-fibre delay line filter for residual dispersion compensation in 40 Gbit/s systems", Electronics Letters, Vol. 40, No. 20, pp. 1291-1292, September 2004.
- [165] J. Zhang, P. Shum, S. Y. Li, N. Q. Ngo, X. P. Cheng, J. H. Ng: "Design and fabrication of flat-band long-period grating", IEEE Photonics Technology Letters, Vol. 15, No. 11, pp. 1558-1560, November 2003.

- [166] B. H. Lee, J. Nishii: "Notch filters based on cascaded multiple long-period fibre gratings", *Electronics Letters*, Vol. 34, No. 19, pp. 1873-1874, September 1999.
- [167] Q. Li, C.-H. Lin, H. P. Lee: "A novel electrically tuned all-fiber comb filter", *OFC 2004*, pp. TuD1, 2004.
- [168] J. Gehler, R. Wessel, F. Buchali, G. Thielecke, A. Heid, H. Bülow: "Dynamic adaptation of a PLC residual chromatic dispersion compensator at 40gb/s", *OFC 2003*, Vol. 2, pp. 750-751 (FN7), 2003.
- [169] S. Suzuki, K. Takiguchi, T. Shibata: "Low-loss integrated-optic dynamic chromatic dispersion compensators using lattice-form planar lightwave circuits", *OFC 2003*, Vol. 1, pp. 176-177 (TuE7), 2003.
- [170] B. H. Lee, J. Nishi: "Self-interference of long-period fibre grating and its application as temperature sensor", *Electronics Letters*, Vol. 34, No. 21, pp. 2059-2060, October 1998.
- [171] Y. W. Lee, J. Jung, B. Lee: "Polarization-sensitive interference spectrum of long-period fiber grating pair separated by erbium-doped fiber", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 14, No. 9, pp. 1312-1314, September 2002.
- [172] M.-S. Kwon, S.-Y. Shin: "Tunable integrated optical filter using a long-period thermo-optic grating", *ECOC 2003*, pp. We4.P.65, September 2003.
- [173] P. J. Winzer, J. Leuthold: "Return-to-zero modulator using a single NRZ drive signal and an optical delay interferometer", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 13, No. 12, pp. 1298-1300, December 2001.
- [174] X. Wei, J. Leuthold, L. Zhang: "Delay-interferometer-based optical pulse generator", *OFC 2004*, pp. WL6, 2004.
- [175] T.-J. Eom, S.-J. Kim, C.-S. Park, B. H. Lee: "Generation of optical pulse trains by repetition rate multiplications with cascaded long-period fiber gratings", *OFC 2004*, pp. FC6, 2004.
- [176] S.-J. Kim, T.-J. Eom, B. H. Lee, C.-S. Park: "Novel all-optical temporal encoder/decoder based on cascaded long-period fiber gratings for high-speed optical CDMA systems", *ECOC 2003*, pp. We4.P.21, September 2003.
- [177] Y.-G. Han, C.-S. Kim, J. U. Kang, U.-C. Paek, Y. Chung: "Multiwavelength raman fiber-ring laser based on tunable cascaded long-period fiber gratings", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 15, No. 3, pp. 383-385, March 2003.
- [178] Y. Jeong, S. Baek, B. Lee: "All-optical signal gating in cascaded long-period fiber gratings", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 12, No. 9, pp. 1216-1218, September 2000.
- [179] D. Derickson: „Fiber optic test and measurement“, Prentice Hall Inc., New Jersey, 1998.
- [180] P. A. Champert, S. V. Popov, M. A. Solodyankin, J. R. Taylor: "Multiwatt average power continuous generation in holey fibers pumped by kilowatt peak power seeded ytterbium fiber amplifier", *Applied Physics Letters*, Vol. 81, No. 12, pp. 2157-2159, September 2002.
- [181] T. Niemi, M. Uusimaa, H. Ludvigsen: "Limitations of phase-shift method in measuring dense group delay ripple of fiber bragg gratings", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 13, No. 12, pp. 1334-1336, December 2001.

- [182] R. Fortenberry, W. V. Sorin, P. Hernday: "Improvement of group delay measurement accuracy using a two-frequency modulation phase-shift method", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 15, No. 5, pp. 736-738, May 2003.
- [183] E. Simova, P. Berini, C. P. Grover: "Characterization of wavelength-selective fiber-optic devices using a modified phase-shift method", *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 19, No. 5, pp. 717-731, May 2001.
- [184] Y. Zhu, E. Simova, P. Berini, C. P. Grover: "A comparison of wavelength dependent polarization dependent loss measurements in fiber gratings", *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, Vol. 49, No. 6, pp. 1231-1239, December 2000.
- [185] P. A. Williams: "Modulation phase-shift measurement of PMD using only four launched polarisation states: a new algorithm", *Electronics Letters*, Vol. 35, No. 18, pp. 1578-1579, September 1999.
- [186] M. Froggatt, E. Moore, M. Wolfe: "Dispersion measurement techniques", *OFC 2002*, pp. 252-253 (WK1), 2002.
- [187] H. Rosenfeldt, Ch. Knothe, J. Cierullies, E. Brinkmeyer: "Evolution of amplitude and dispersion spectra during fiber bragg grating fabrication", *BGPP 2001*, pp. BWA4-1, 2001.
- [188] G. D. VanWiggeren, A. R. Motamedi, D. M. Baney: "Single-scan interferometric component analyzer", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 15, No. 2, pp. 263-265, February 2003.
- [189] D. Menashe, M. Tur, Y. Danziger: "Interferometric technique for measuring dispersion of high order modes in optical fibres", *Electronics Letters*, Vol. 37, No. 24, pp. 1439-1440, November 2001.
- [190] J. W. Nicholson, S. Ramachandran, S. Ghalmi, E. A. Monberg, F. V. Dimarcello, M. F. Yan, J. W. Fleming: "Electrical spectrum measurements of dispersion in higher order mode fibers", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 6, No. 15, pp. 831-833, June 2003.
- [191] C. Dorrer: "Measurement of chromatic dispersion using direct instantaneous frequency measurement", *ECOC 2003*, pp. Mo4.7.4, 2003.
- [192] C. Dorrer, S. Ramachandran: "Self-referencing dispersion characterisation of multimode structures using direct instantaneous frequency measurement", *OFC 2004*, pp. ThP1, 2004.

Lebenslauf

Persönliche Daten:

Vorname: Michael
Name: Otto
Geburtsdatum: 10. Juli 1972
Geburtsort: Potsdam (Deutschland)

Ausbildung:

1979 - 1989 Allgemeinbildende Oberschule Glindow

1989 - 1992 Abitur am Oberstufenzentrum in Rüdersdorf bei Berlin
1989 - 1992 Ausbildung zum Elektromonteur (in Verbindung mit dem Abitur)

1992 - 1993 Unterbrechung der Ausbildung durch den Grundwehrdienst, Einsatzgebiet: Instandsetzung von Richtfunkgeräten

1993 - 1999 Studium der Elektrotechnik, Spezialisierung Informationstechnik, an der Technischen Universität Dresden, Diplomarbeit mit dem Thema: „Optische Millimeterwellenübertragung“

1997 - 1998 6 Monate Auslandspraktikum im Centre for Wireless Communication in Singapur (Entwicklung eines Transceivers für 2,4 GHz)

2007 Promotion an der TU Dresden, Fakultät Elektrotechnik und Informationstechnik

Beruflicher Werdegang:

1999 - 2004 Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Lehrstuhl Hochfrequenztechnik / Photonik der Technischen Universität Dresden

seit 2004 Mitarbeiter im Bereich Forschung und Entwicklung für Speicherprodukte der Infineon AG in Dresden (2006 Ausgliederung der Sparte unter dem Namen Qimonda AG)

Dresden, April 2007

Michael Otto