

**MESSVERFAHREN DER  
OPTISCHEN NACHRICHTENTECHNIK:  
LICHTWELLENLEITER**

**W. Freude**

**Institut für Hochfrequenztechnik und Quantenelektronik**

**Universität Karlsruhe**

**(1983)**

**(1985)**

**1989**

**Nicht zur Veröffentlichung. Eine Vervielfältigung  
dieses Manuskripts ist nicht gestattet.**

INHALTSVERZEICHNIS

Seite

=====

1	UEBERSICHT . . . . .	1
	=====	
	Besondere Eigenschaften von Lichtwellenleitern (LWL). Definierte Ein- und Auskopplung bei vielwelligen LWL schwierig. Stationaere statische (SMLV) und dynamische (DMLV) Modenleistungsverteilung (MLV). Daempfung. Traegerband-Rueckstreuung im Frequenzbereich (OFDR). Basisband-Rueckstreuung im Frequenz- (OFDR) und Zeitbereich (OTDR). Bei einwelligen LWL polarisationsempfindliche Messung (POFDR, POTDR). Impulsantwort und Uebertragungsfunktion. Material-, Wellenleiter und Modendispersion. Polarisationsdispersion. Modenanalyse mit strahlenoptischen und wellenoptischen Verfahren. Praeparierte LWL zur Modenanalyse. Zerstoerende und nichtzerstoerende Messung des Brechzahlprofils. <i>Sonderdruck "Lightwave measurement techniques"</i>	3a
2	EIN- UND AUSKOPPLUNG . . . . .	4
	=====	
2.1	Lichtquellen . . . . .	4
	----- Inkohaerente und kohaerente Lichtquellen. Lumineszenz- (LED) und Laser-Diode (LD). Spektrum. Modulation. Kohaerente Lichtquellen variabler Wellenlaenge. Nah- und Fernfeldstabilisierung. Kopplung LD-LWL. Modenfilter und -mischer. Lichtquellen mit Raman-Fasern.	
2.2	Einkopplung . . . . .	7
	----- Endflaechenpraeparation bei LWL. Einkopplung von inkohaerentem und kohaerentem Licht. Approximation der stationaeren SMLV. Polarisationsisolation. Lambert-Strahler.	
2.3	Modenmischer . . . . .	12
	----- Spleisstrecke von Stufen- und Gradientenprofil-LWL. Verkopplung der Eigenwellen durch Deformation des LWL. Geaetzte Endflaechen.	
2.4	Modenfilter . . . . .	12
	----- Mantelmoden- und Leckwellenfilter. Wickeldorn-Filter. Slalom-Filter. Vorlauffaser. Nahfeldfilter.	
2.5	Detektoren . . . . .	14
	----- Leistungs-Absorptionskonstante wichtiger Halbleitermaterialien. Temperaturabhaengigkeit. Bandbreiten verschiedener PIN- und Lawinenphotodioden (APD). Homogenisierung der ortsabhaengigen Empfindlichkeit. Neue, majoritaetstraegerbestimmte Detektoren. APD als Photonenzaehler. Spezielle Modulationen. Photovervielfacher.	

3	DAEMPfung	18
	=====	
3.1	Einfuegungsdaempfung	18
	-----	
	Messung mit Referenz-LWL. Beide Endflaechen sind oertlich benachbart. Die Endflaechen sind raeumlich weit entfernt.	
3.2	Zweipunktmethode	20
	-----	
	Messung mit abgeschnittenem Referenz-LWL. Optimierter Messplatz. Nahfeldfilter. Genauigkeit. Langzeitstabilitaet.	
4	RUECKSTREUUNG	23
	=====	
4.1	Sinusfoermige Anregung (OFDR)	24
	-----	
	Traegerbandrueckstreuung im Frequenzbereich. Modulation der Ausbreitungskonstanten eines einwelligen LWL ueber Frequenzmodulation der Lichtquelle und ueber Brechzahlveraenderung des LWL. Einfluss der Lichtquellen-Kohaerenz auf die Reichweite. Basisbandrueckstreuung im Frequenzbereich. Erhoehrte Reichweite durch verbesserte Kohaerenz der Basisband-Modulationsquelle. Ortsaufloesung.	
4.2	Impulsfoermige Anregung (OTDR)	28
	-----	
	Basisbandrueckstreuung im Zeitbereich. Zeitverlauf des Rueckstreusignals. Pegeldiagramm und Dynamik. Rauschunterdrueckung.	
4.3	Einfluss der Polarisation (POFDR, POTDR)	32
	-----	
	Detektion des Rueckstreusignals in nur einem Polarisationszustand bei einwelligen LWL. Sensoranwendung.	
4.4	Strukturparameter	32
	-----	
	Strukturparameter beschreibt kombinierten Einfluss von Rayleigh-Daempfungskonstante und Rueckstreufaktor. Einfluss von MLV, Kernradiuschwankungen und Aenderungen der numerischen Apertur des LWL. Messung der Daempfungskonstanten, wenn der Strukturparameter ortsabhaengig ist.	
4.5	Vergleichende Wertung	34
	-----	
	Rueckstreuungsmessung im Frequenzbereich ist fuer diskrete, Rueckstreuungsmessung im Zeitbereich fuer verteilte Stoerungen auf dem LWL guenstig.	
5	IMPULSANTWORT UND UEBERTRAGUNGSFUNKTION	35
	=====	
	Berechnungsverfahren fuer Impulsantwort und Uebertragungsfunktion aus gemessenen Brechzahlprofilen des LWL.	

5.1 Basisband	36
-----	
Messung im Basisband mit der Zweipunktmethode. Kompensation der Laufzeit zur Messung im Zeit- und Frequenzbereich. Erhoehung der scheinbaren Faserlaenge mit Pendel- und Zirkelimpulstechnik. Messung der Uebertragungsfunktion mit Kammspektrum der Lichtquelle und mit weissem Basisbandrauschen.	
5.2 Traegerband	38
-----	
Messung einwelliger LWL im Traegerband mit optischen Interferenzverfahren und koherenten sowie inkohäerenten Lichtquellen. Anwendung auf Messungen an vielwelligen LWL. Interferenz und Alford-Gold-Effekt. Zwei-Moden-Interferometer.	
5.3 Korrelationsbandbreite	44
-----	
Messung des Granulationskontrasts. Bestimmung der Korrelationsbandbreite des LWL bei bekannter Bandbreite der anregenden Lichtquelle.	
5.4 Chromatische Dispersion	47
-----	
Trennung von Farb- und Laufzeitdispersion bei vielwelligen LWL. Messung von Laufzeitspektren an einwelligem LWL und Berechnung der Bandbreite der Basisband-Uebertragungsfunktion.	
5.5 Polarisationsdispersion	48
-----	
Messung der wellenlaengenabhaengigen Phasenverschiebung der orthogonal polarisierten Grundmoden einwelliger LWL. Stokes-Parameter. Messung in Interferenzanordnung mit koherenter Quelle. Messung ueber den Alford-Gold-Effekt mit inkohäerenter Quelle.	
5.6 Profildispersion und numerische Apertur	49
-----	
Messung der linearen Profildispersion aus der wellenlaengenabhaengigen Aenderung der numerischen Apertur.	
5.7 Vergleichende Wertung	52
-----	
Bei Messung im Basisband gehen die Eigenschaften der Lichtquelle in die Ergebnisse ein. Messung im Traegerband spezifiziert den LWL allein. Traegerbandverfahren bei ein- und bei vielwelligen LWL anwendbar. Faserlaengen im Kilometerbereich bei Basisbandverfahren, im Meterbereich bei Traegerbandverfahren.	
6 MODENANALYSE	53
=====	
Messung der Nah- und Fernfeldintensitaet.	
6.1 Strahlenoptik	55
-----	
Blendenanordnung im Nah- und Fernfeld. Vergleich mit Anre-	

gung durch Gauss-Strahl. Modenselektivitaet. Modenanalyse aus der Nahfeldintensitaet. Gueltigkeitsbereich des Verfahrens.

6.2 Wellenoptik	58
Sonderdruck: "Feldanalyse von Lichtwellenleitern"	
Messung optischer Felder nach Betrag und Phase. Numerische Entwicklung der Felder nach orthogonalen Funktionen, z.B. nach Moden des abstrahlenden LWL. Messung der Kopplungskoeffizienten von LWL-Moden mit fourier-optischen Methoden und holographischer angepasster Filterung.	
6.3 Praeparierte Lichtwellenleiter	66
----- Schraegschliff. Bikonische Verjuengung. Prismenkoppler.	
6.4 Vergleichende Wertung	69
----- Strahlenoptische Verfahren einfach, aber wenig modenselektiv. Wellenoptische Verfahren prinzipiell sehr selektiv. Mit fourier-optischer holographischer Filterung wird die Messwerterfassung und -verarbeitung vereinfacht. Praeparierte LWL sind vom untersuchten Fasertyp abhaengig. Aufloesung ist begrenzt. Im Gegensatz zu strahlen- und wellenoptischen Verfahren keine Umkehrung des Strahlengangs zur selektiven Anregung sinnvoll.	
7 BRECHZAHLPROFIL	70
=====	
7.1 Laengsbestrahlung	70
----- Zerstoeerende Messverfahren.	
7.1.1 Reflexion	70
Ortsaufloesung. Einfluss des Endflaechenzustands.	
7.1.2 Nahfeld	71
Ortsaufloesung haengt von lokaler numerischer Aper- tur des LWL ab. Einfluss von Leckwellen. Modifizier- te Nahfeldmethode reduziert Leckwelleneinfluss und verbessert die Aufloesung. Aequivalentes Profil ein- welliger LWL. Darstellung des ortsabhaengigen Pro- filexponenten.	
7.1.3 Fernfeld	73
Monotone Profile vielwelliger LWL aus Fernfeld ein- deutig messbar. Geometrisch-optische Methode. Bei nichtmonotonen Profilen Angabe eines aequivalenten monotonen Profils. Aequivalentes Profil einwelliger LWL.	
7.1.4 Strahlungsfeld	74
Profilmessung aus dem im LWL-Kern nicht gefuehrten Licht. Verwendbar fuer ein- und vielwellige LWL. Ortsaufloesung.	
7.1.5 Interferenz	78
Profilmessung aus Streifenverschiebung. Abweichungen	

von Rotationssymmetrie.	
7.1.6 Kohärenz . . . . .	80
Brechzahlprofil ueber Messung der Kohärenzfunktion.	
7.1.7 Laufzeit . . . . .	80
Strahlenoptisch selektive Anregung, Messung der Laufzeit. Daraus Abweichung von einem hypothetischen optimalen Profil der geometrischen Optik berechnet.	
7.2 Querbestrahlung . . . . .	81
-----	
Nichtzerstoerende Messverfahren. Reflexionsmethode.	
7.2.1 Fokussierung . . . . .	82
Profilbestimmung aus Fokussierungseigenschaften des LWL. Anwendung auf elliptische Kernquerschnitte.	
7.2.2 Interferenz . . . . .	84
Profilmessung aus Streifenverschiebung. Loesung einer Abelschen Integralgleichung. Loesungsmethoden ohne Differentiation der Messdaten.	
7.2.3 Fluoreszenz . . . . .	86
Diagnoseverfahren fuer LWL-Rohlinge.	
7.3 Kenngroessen einwelliger Fasern . . . . .	86
-----	
Grenzwellenlaenge. Strahlradius. Farbdispersionsfaktor erster Ordnung. Vierfache Entartung der Grenzwellenlaenge.	
7.4 Vergleichende Wertung . . . . .	89
-----	
Messgenauigkeit der absoluten Brechzahldifferenz. Dertliche Aufloesung. Handhabung und Kosten. Eignung fuer Rohlinge. Eignung fuer einwellige Fasern.	
Anhang F ZUSAMMENSTELLUNG VON FORMELN UND FAKTEN . . . . .	F1
=====	
F1 Basisdefinitionen . . . . .	F1
-----	
Brechzahlprofil, Lokale numerische Apertur. Potenz- und ideales Parabelprofil. Normierte Frequenz.	
F2 Beugung, Fresnel- und Fourier-Transformation . . . . .	F2
-----	
Wellenausbreitung im isotropen homogenen Raum. Beugung. Fresnel- und Fourier-Transformation. Nah- und Fernfeld. Gauss-Strahl. Transformation mit idealen Linsen. Raumfrequenz. Aufloesung und Schaerfentiefe. Systemtheorie. Kohärente und inkohärente Lichtquellen.	
F3 Skalare Optik rotationssymmetrischer LWL . . . . .	F10
-----	
Helmholtz-Gleichung. Ausbreitungskonstante. Gefuehrte Moden, Leckwellen und Strahlungsfelder.	

Kaustikradien. Loesung der Helmholtzgleichung fuer ideale Parabelprofile. Gauss-Laguerre-Moden. Nahfeld und Fernfeld. Loesung der Helmholtz-Gleichung fuer Stufenprofile. Einwellige LWL. Analytische Naehierungen fuer das Nah- und Fernfeld des Grundmodus. Aequivalenter Kernradius, aequivalente normierte Frequenz. Grenzwellenlaenge. Phasen- und Gruppengeschwindigkeit. Phasen- und Gruppenlaufzeit. Farbdispersionsfaktoren 1. und 2. Ordnung. Materialdispersion. Sellmeier-Reihe. Materialdaten verschieden dotierter Quarzglaeser. Wellenleiterdispersion einwelliger LWL. Farbdispersionsfaktor 1. Ordnung (ohne Materialdispersion) als Funktion der Parameter verschiedener analytischer Naehierungen fuer das Nahfeld des Grundmodus. Vektormoden. Polarisationsdispersion. Doppelbrechung. Schwebungslaenge.

F4 Geometrische Optik rotationssymmetrischer LWL . . . . F22

-----  
Dispersionsrelation. Ausbreitungskonstante. Modenanzahl. Modendichte. Komponentenzzerlegung der Ausbreitungskonstanten. Nah- und Fernfeldkoordinaten. Normierte Ausbreitungskonstante, azimutale Modenzahl und Strahlkoordinaten. Lambert-Strahler. Nah- und Fernfeldintensitaet als Funktion der Modenleistungsverteilung. Monotone und nichtmonotone Brechzahlprofile. Aequivalentes Fernfeldprofil. Modenleistungsverteilung aus der Nahfeldintensitaet. Gruppenlaufzeit. Gruppenlaufzeit als Funktion der Fernfeldintensitaet. Effektive Impulsbreite.

F5 Kohaerenz, Polarisation, Interferenz, Holographie . . F29

-----  
Kohaerenztensor ersten Grades und Kohaerenzfunktion. Kohaerenzmatrix. Polarisationsgrad. Stokes-Parameter. Poincare-Kugel. Zweistrahl-Interferenz. Spektral reine Quelle. Kohaerente und inkohaerente Quelle. Alford-Gold-Effekt. Quelle mit vielen Linien. Detektion inkohaerenter Quellen. Mehrstrahl-Interferenz. Basisband-Spektrum und Quellenkontrast. Kohaerenzzeit. Kohaerenzlaenge. Anzahl von Freiraum-Moden. Kohaerenzflaeche. Kohaerenzraumwinkel. Liouville-Theorem. Lambert-Strahler. Einkoppelwirkungsgrad. Holographie. Analyse optischer Felder nach Betrag und Phase.

F6 Spezielle Kopplungsintegrale und Anregung von  
Eigenwellen . . . . . F37

-----  
Kopplungskoeffizienten. Leistungs-Kopplungskoeffizienten. Ideales Parabelprofil. Entwicklung eines Bessel-Strahls nach Gauss-Laguerre-Moden. Kopplungsintegral zweier einwelliger LWL mit 2-Parameternaehierung fuer den Grundmodus.

F7 Daempfung . . . . . F40

-----  
Daempfungskonstante und Daempfungsmass. Stationaere

statische Modenleistungsverteilung. Raman- und Brillouin-Streuung, Selbstphasenmodulation. Absorption und Rayleigh-Streuung. Rueckstreufaktor.

F8 Impulsantwort und Uebertragungsfunktion . . . . . F44

-----  
Traegerband-Uebertragungsfunktion. Basisband-Impulsantwort und -uebertragungsfunktion. Zwitschern (chirp). Nichtlineare Verzerrungen.

F9 Rueckstreuung . . . . . F49

-----  
Orts- und frequenzabhaengiger Reflexionsfaktor im Traeger- und Basisband. Verknuepfung durch Fourier-Transformation. Aufloesung. Frequenzmodulation der Quelle im Traeger- und Basisband. Impulsmodulation der Quelle im Basisband. Messung von Daempfung und Strukturfaktor. Einfluss von Kernradius- und Aperturschwankungen. Einfluss der Polarisation.

F10 Kopplung und Ueberlagerung von Eigenwellen . . . . . F55

-----  
Modenkopplung. Theoretische Ansaetze. Matrix der Basisband-Uebertragungsfunktion. 2-Moden-Kopplungsmodell. Bandbreite von Uebertragungsketten. Modenkopplung in Hauptmodengruppen. Granulationsmuster. Kontrast und Modenanzahl. Quellen- und Korrelationsbandbreite, Zusammenhang mit der Bandbreite der Uebertragungsfunktion.

F11 Abbildung . . . . . F61

-----  
Strahlmatrix. Transformation von Gauss-Strahlen.

F12 Verbesserung des Signal-Rausch-Verhaeltnisses bei Messungen . . . . . F64

-----  
Arithmetisches Mittel. Digitale Nachbildung einer Tiefpass-Funktion.

Anhang L LITERATURVERZEICHNIS . . . . . L1

-----  
Abschnitt 1 . . . . . L1  
Abschnitt 2.1 . . . . . L1  
Abschnitt 2.2 . . . . . L6  
Abschnitt 2.3 . . . . . L6  
Abschnitt 2.4 . . . . . L7  
Abschnitt 2.5 . . . . . L8  
Abschnitt 3.1 . . . . . L10  
Abschnitt 3.2 . . . . . L10  
Abschnitt 4 . . . . . L11  
Abschnitt 4.1 . . . . . L12  
Abschnitt 4.2 . . . . . L12  
Abschnitt 4.3 . . . . . L13  
Abschnitt 4.4 . . . . . L13  
Abschnitt 5 . . . . . L14  
Abschnitt 5.1 . . . . . L15



Abschnitt 5.2	L16
Abschnitt 5.3	L17
Abschnitt 5.4	L17
Abschnitt 5.5	L18
Abschnitt 5.6	L19
Abschnitt 5.7	L19
Abschnitt 6	L19
Abschnitt 6.1	L19
Abschnitt 6.2	L20
Abschnitt 6.3	L21
Abschnitt 7	L21
Abschnitt 7.1.1	L22
Abschnitt 7.1.2	L22
Abschnitt 7.1.3	L23
Abschnitt 7.1.4	L24
Abschnitt 7.1.5	L24
Abschnitt 7.1.6	L25
Abschnitt 7.1.7	L25
Abschnitt 7.2	L25
Abschnitt 7.2.1	L25
Abschnitt 7.2.2	L27
Abschnitt 7.2.3	L28
Abschnitt 7.3	L28
Abschnitt 7.4	L29
Abschnitt F2	L30
Abschnitt F3	L30
Abschnitt F4	L32
Abschnitt F5	L33
Abschnitt F6	L34
Abschnitt F7	L34
Abschnitt F8	L37
Abschnitt F9	L37
Abschnitt F10	L39
Abschnitt F11	L41
Abschnitt F12	L41

Anhang 9	SYMBOLS UND ABKUERZUNGEN	91
	=====	
	Grosse lateinische Buchstaben	91
	Kleine lateinische Buchstaben	93
	Grosse griechische Buchstaben	95
	Kleine griechische Buchstaben	95

## 1 Übersicht

Es kann nicht verwundern, daß für ein derart expandierendes Grenzgebiet wie das der optische Nachrichtentechnik Messverfahren in fast unübersehbarer Zahl erdacht werden. Eine wirkliche Konsolidierung ist noch nicht abzusehen. Fast in Monatsabständen werden neue wichtige Methoden oder Verbesserungen alter Techniken veröffentlicht.

Die vorliegende Darstellung versucht, auf dem Kenntnisstand von April 1983 die für die Beschreibung von Lichtwellenleitern (LWL) wesentlichen Messverfahren zusammenfassend zu erläutern. Der erforderliche theoretische Überblick ist in Anhang F zusammengestellt. Allerdings wird die Kenntnis der prinzipiellen Wirkungsweise optischer Systemkomponenten vorausgesetzt, [Born, 1938], [Marcuse, 1905, 15, 1942], [Unger, 131], [Miller, 1775], [Grun, ONT].

Ein- und Auskoppelung von Licht ist, verglichen mit den entsprechenden Verfahren in der Hochfrequenztechnik, bei LWL ungleich problematischer vor allem dann, wenn es sich um wellenlängige Fasern handelt, diese für  $L$  bei Wellenlängen von  $\lambda = 0,8 \mu\text{m}$  und Kernradien von  $a = 25 \mu\text{m}$  ungefähr 300 bis 600 Moden, deren Anregungsstand bekannt sein muß, damit aus Messungen zuverlässige Schlussfolgerungen gezogen werden können. Unterschiedliche Dämpfung der einzelnen Moden (differentielle oder selektive Modendämpfung) und die unvermeidliche Kopplung zwischen den Eigenwellen realer Fasern führen dazu, daß sich asymptotisch für große Längen  $L$  eine stationäre statische Modenverteilung (MLV) einstellt, bei der sich ein Verhältnis der Leistungen in den einzelnen Moden nicht mehr ändert. Geeignete Modenfilter stellen diese stationäre statische MLV (SMLV) bereits auf kurzen Faserlängen von einigen Zentimetern ein. Propagierten Lichtimpulse auf dem Wellenleiter, so nähert sich schließlich die Streuung der Impulsenergie asymptotisch für große  $L$  einem Grenzwert und erreicht die stationäre dynamische MLV (DMLV). Diese kann durch Modenfilter gerichtet und mit langen Vorlaufstrecken nur in grober Näherung approximiert werden, so daß die Breite der Impulsantwort des LWL bzw. die Bandbreite seiner Übertragungsfunktion zunächst nur für die jeweilige Länge der Meßstrecke typisch ist und nicht auf andere Längen skaliert werden kann. Bei einwelligen Fasern können die Ein- und Auskoppelbedingungen wesentlich einfacher definiert werden.

Dämpfung in einem Modus von LWL wird üblicherweise durch die Leitungsdämpfungskonstante  $2\alpha$  beschrieben; ihr Reziprokwert gibt an, bei welcher Propagationslänge die Leistung des Fehlers auf den  $e$ -ten Teil abgesunken ist. Versteht man bei wellenlängigen Fasern unter  $2\alpha$  die globale Leitungsdämpfung für die Gesamtheit aller Moden, so ist diese Definition nur zulässig, wenn sich im LWL die stationäre SMLV eingestellt hat. Mißt man beispielsweise Spläpfe, so ist diese Bedingung im Bereich bis einige Meter nach der Spläpftelle größtenteils verletzt, so daß die permanente Spläpfdämpfung von der Länge des folgenden Faserstumpfes abhängen wird.

Man mißt die Dämpfung von LWL im Wellenlängenbereich  $0,6 \mu\text{m}$  bis  $1,8 \mu\text{m}$  mit gepulsten inkohärenten Lichtquellen, Lock-In-Verfahren verbessern das Signal-Rausch-Verhältnis nach dem Detektor.

Rückstreuung spielt ebenfalls eine wichtige Rolle. Aus diesem Lichtanteil, der zur Einkoppelstelle zurückläuft, können die globale Dämpfungskonstante  $\alpha$  als Funktion des Ortes und Informationen über Schwankungen des lokalen Kernradius  $a$  sowie der Längenabhängigen numerischen Apertur  $NA$  gewonnen werden. Die MLV hat aber nicht zu unterschätzenden Einfluß. Die Rückstreuung wird über den Träger- oder Band-Reflexionsfaktor entweder im Frequenzbereich (OFDR, optical frequency domain reflectometry) oder auch über den Band-Reflexionsfaktor im Zeitbereich (OTDR, opti-

cal time domain reflectometry) gemeint; diese Methoden sind denen der Hochfrequenztechnik vollkommen äquivalent, nur daß man, an der Periode dauer üblicher Träger messen, im optischen Bereich keine kurzen Feldstärkeimpulse erzeugen kann. Mißt man die rückgestraute Feldamplitude oder Leistung von einwelligen Fasern in nur einer Polarisationsrichtung, so spricht man von POFDR oder POTDR; der Buchstabe P steht für "polarisation". Die Messung ist Aufwandslos über den lokalen Polarisationszustand auf der Faser bzw. über deren Doppelbrechung und ist auch für Sensorzwecke interessant. Zur Rückstrommessung müßte Laser verwendet werden, andernfalls wären die Rückstromsignale zu klein. Rauschunterdrückungsmaßnahmen bleiben wichtig.

Impulsantwort und Übertragungsfunktion kennzeichnen alternativ die dynamischen Eigenschaften linearer Systeme, zu denen LWL bei genügend geringer Lichtstreuung gehören. An einwelligen kurzen Faserstücken im Meterbereich wird bevorzugt die Trägerband-Übertragungsfunktion mit optischen Korrelationsverfahren gemessen. Die Band-Übertragungsfunktion bzw. -Impulsantwort wird an kilometerlangen ein- und vielwelligen Fasern gemessen, charakterisiert jedoch nicht das LWL allein, sondern nur das Zusammenwirken mit den Eigenschaften der verwendeten Lichtquelle. Da hauptsächlich deren spektrale Breite wichtig ist, kann man demnach Näherungsansätze über das LWL allein machen.

Drei Ursachen begrenzen die Übertragungsbandbreite, nämlich die Material-, Wellenleiter- und Modendispersion.

Unter Materialdispersion versteht man die Wellenlängenabhängigkeit der Brechzahl des LWL-Mediums. Wellenleiterdispersion tritt auf, wenn die Transversalabmessungen des Wellenleiters, des Kernradius  $a$  (25  $\mu\text{m}$  für vielwellige, 5  $\mu\text{m}$  für einwellige Fasern sind typisch), in der Größenordnung der Trägerwellenlänge  $\lambda$  (im Bereich 1  $\mu\text{m}$ ) liegt. Modendispersion ist für vielwellige Fasern meist die dominante Begrenzung; sie kommt durch Laufzeitdifferenzen der einzelnen Eigenwellen zustande. Für Stufenprofil- bzw. Gradientenprofil-Fasern resultieren typische Impulsverbreiterungen von 50 ns/km bzw. 0,5 ns/km. Wegen Modenkopplungseffekten wächst für Faserlängen  $L$  unterhalb der sogenannten Kopplungslänge  $L_c$ , die ein wesentliches Charakteristikum vielwelliger LWL ist, die Impulsverbreiterung  $\sim L$ , für  $L \gg L_c$  dagegen  $\sim \sqrt{L}$ . Für sehr große Längen dominiert schließlich die Materialdispersion, und die Impulse werden wieder  $\sim L$  breiter. Entspricht hat die MIV erheblichen Einfluß.

Gemeinsame Ursache für das Auseinanderlaufen von Lichtimpulsen infolge Material- und Wellenleiterdispersion ist die von null verschiedene Breite des Spektrums der modulierten Lichtquelle. Daher faßt man beide Phänomene auch unter der Bezeichnung chromatische oder Farbdispersion zusammen. Unter diesem Oberbegriff fällt auch die Profildispersion, eine Veränderung des LWL-Brechzahlprofils mit der Wellenlänge. Polarisationsdispersion beruht auf der unterschiedlichen Laufzeit zweier transversal identischer, aber orthogonal polarisierter Eigenwellen und ist unter Modendispersion einzuordnen.

Modalanalyse nennt man das Vermögen, die Aufteilung des eingestrahelten optischen Feldes auf die Eigenwellen der Faser zu messen. Strahlenoptische Verfahren sind einfach durchführbar, haben aber nur beschränkte Aussagekraft. Wellenoptische Untersuchungen sind aufwendiger, gestatten es jedoch, die Anregungskoeffizienten einzelner Moden nach Betrag und Phase anzugeben. Vielversprechender sind nun entwickelte Analyseverfahren mit synthetisch erzeugten Hologrammen nach Art einer Fourier-zerlegung. Spezialformulierte LWL als Modalanalysatoren haben sich bisher wegen der schwierigen Präparation der Fasern nicht durchsetzen können.

Brechzahlprofile werden schon sehr lange gemessen, entsprechend zahlreich sind die Methoden. Man unterscheidet longitudinale und transversale Behandlung der Faser. Im Fall der Längsbestrahlung wird das Licht parallel, im Fall der Querbestrahlung senkrecht zur Faseroberfläche injiziert. Die Verfahren der ersten Gruppe sind grundsätzlich zerstörend, da

mindestens eine, meist jedoch zwei Endflächen zugänglich sein müssen. Dies gilt nicht für Verfahren der zweiten Gruppe, die daher auch zur Produktionsüberwachung geeignet sind. Von den zerstörenden Verfahren sind besonders hervorzuheben die Fernfeldmethode für einwellige Fasern, da bei ihr keinerlei optische Komponenten benötigt werden, und die Strahlungsfeldmethode, das bisher genannte Messverfahren für ein- und einwellige LWL. Von den nichtzerstörenden Methoden, die nicht für ein- und einwellige Fasern sowie für Rohlinge (preform), aus denen später die Fasern gezogen wird, gut eignen, ist vor allem die Fokussierungsmethode zu nennen. Bei ihr schließt man aus den Fokussierungseigenschaften der Faser bzw. des Rohlings, die ähnlich wie eine Zylinderlinse wirken, auf das Brechzahlprofil. Speziell einwelligen Fasern angepasst sind Methoden der ersten Gruppe, die statt aus dem Brechzahlprofil die für die Wellenausbreitung wesentlichen Charakteristika aus der normierten Frequenz  $V$  und aus dem Strahlradius  $w_0$  des Feldes bestimmen.

# Lightwave Measurement Techniques

Wolfgang Freude

Institut für  
Hochfrequenztechnik und Quantenelektronik  
Universität Karlsruhe, FRG  
PO Box 6980, D-7500 Karlsruhe 1

8. April 1988

## Abstract

The progress in optical communication technology interacts strongly with the development of accurate and precise measurement techniques. Typical optical carrier frequencies are around 230 THz corresponding to a vacuum wavelength of  $1.3 \mu\text{m}$  as opposed to typical microwave carriers at 2.3 GHz where the wavelength is as large as 130 mm. Therefore, the experimental procedures differ significantly from the ones in the microwave or radio frequency range. The contribution reports on basic measurements, and concentrates on methods for characterizing the most important parameters of optical fibre waveguides, i. e., attenuation and bandwidth which are important for the repeater spacing of optical communication networks. The handling of the complicated measurement apparatus is simplified by a personal computer which controls the acquisition, evaluation and presentation of data.

## 1 Introduction

More than twenty years have passed since the first serious proposal was published to use a glass-fibre optical waveguide (OWG) to transmit information modulated on an optical carrier. In less than ten years, a totally new multi-billion-dollar industry has sprung up, and this torrid pace seems to continue for the years to come. Today, OWGs and their associated opto-electronic and purely electronic components are implemented in long-haul or local area networks (LAN, like the one installed at the campus of the University Karlsruhe), or for short-range in-house communication. Intense research is going on to investigate the potential of wavelength division multiplexing with optical carriers which are separated, e. g., by a wavelength difference of several 100 nm ( $1 \text{ nm} = 10^{-9} \text{ m}$ ); the information capacity of existing systems at a carrier wavelength of  $0.85 \mu\text{m}$  ( $1 \mu\text{m} = 10^{-6} \text{ m}$ , transmission window I in Figure 6) can be more than doubled, if a second optical carrier is added with a wavelength of  $1.3 \mu\text{m}$  (carrier frequency 230 THz,  $1 \text{ THz} = 10^{12} \text{ Hz}$ , window II in Figure 6).

The most recent trend is to exploit frequency division multiplexing with optical narrowband carriers separated by a frequency difference of about 10 GHz ( $1 \text{ GHz} = 10^9 \text{ Hz}$ ) using a heterodyne receiver technology (as it is done long since in the radio and microwave range) which needs a stable, tunable local laser oscillator.

Glass-fibres can be made of such pure material that the light intensity after a travelling distance of 10 km is still 40 % of the input level; for comparison, a car driver wearing ordinary spectacles and looking through the rather inclined wind screen of a modern vehicle experiences the same light loss only by reflection at the four glass surfaces. Correspondingly remarkable are the semiconductor structures that generate and detect light pulses which propagate on these optical waveguides. The switching rates envisaged for the conventional systems are 5-10 GHz with a span between two repeaters of more than 100 km.

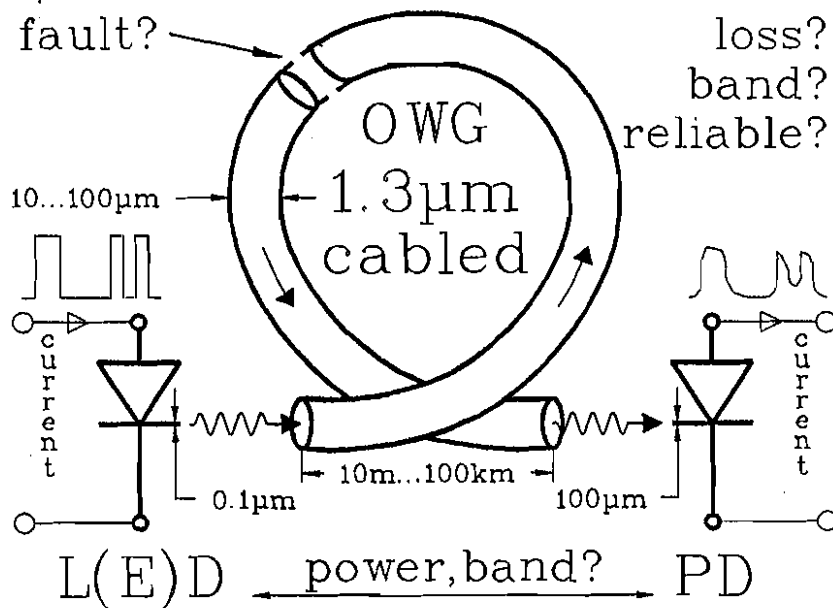
To meet the challenging technological demands proper measurement techniques have to be established. Today's most interesting optical carrier frequencies are around 230 THz corresponding to a vacuum wavelength of  $1.3 \mu\text{m}$  as opposed to typical microwave carriers at 2.3 GHz where the wavelength is as large as 130 mm. Therefore, the experimental procedures differ significantly from the ones in the microwave or radio frequency range. In detail, the peculiarities of lightwave measurements are:

1. Active and passive components to be tested are 10 to 100 times larger than the wavelength; however, the size of their light guiding regions may be in the order of the wavelength.
2. Therefore, the interconnection of light sources, waveguiding media, and photodetectors needs very high mechanical positioning accuracy in the order of  $0.1 \mu\text{m}$ .
3. Free space propagation plays an important role; as a consequence, the optical fields should be investigated with respect to three orthogonal spatial coordinates.
4. The only physical quantity which can be measured directly is the optical power from which the modulus of the complex optical amplitude may be deduced.
5. The interference setups for measuring optical phases are much more complicated than in the microwave region.
6. Impulse modulation of an optical field (i.e., the generation of a field strength impulse with a half amplitude width of less than half an optical period  $2.2 \text{ fs}$  ( $1 \text{ fs} = 10^{-15} \text{ s}$ ) and an equivalent bandwidth of more than 460 THz is impossible because of the limited bandwidth of optical amplifying semiconductor media which is in the order of  $\Delta f = 2kT/h = 12.5 \text{ THz}$  ( $k$ ,  $T$ , and  $h$  represent the Boltzmann constant, the absolute temperature and Planck's constant, respectively). Therefore, the quantity to be pulse-modulated can be only the optical power, averaged over some optical periods.
7. For the reasons listed in items 4-6 above the transfer function of OWGs is usually specified with respect to input and output powers. If the OWG is multimoded, the fields in different modes may interfere, so that the modal powers must not be added in this case. For common lasers and test impulses of not too narrow width (about 100 ps,  $1 \text{ ps} = 10^{-12} \text{ s}$ ) the power linearity is normally maintained, i. e., the modal powers may be added to yield the total guided power.

In the following, basic measurement problems are presented, and three most important experimental techniques for characterizing OWGs are discussed in some detail.

## 2 Basic Measurements

A very fundamental optical communication system consists of an electro-optical converter as a transmitter, an optical glass-fibre waveguide as the transmission medium, and an opto-electronic receiver, Figure 1. Sending and receiving elements are usually semiconductor devices, the junction of which emits or absorbs radiation. The technologically simpler light emitting diodes (LEDs) are well known as display devices. They emit radiation into a rather large optical frequency range  $\Delta f$  as stated in Section 1 item 6, and into a wide solid angle, which can be only partially accepted by the OWG; laser diodes (LDs) concentrate their emission spectrally and spatially. Both components



50mA  $\rightarrow$  1mW (BER= $10^{-9}$  at 1GHz) 100nW  $\rightarrow$  50nA

Figure 1. Basic optical communication system

are modulated by their injection current to switch the radiation on and off, thereby encoding for instance a telephone signal. The input current is in the order of 50 mA ( $1 \text{ mA} = 10^{-3} \text{ A}$ ) with an output power of 1 mW for LDs which can be coupled into an OWG; for LEDs the coupled power is one to two orders of magnitude less. The typical dimension of the light emitting junction is about  $0.1 \mu\text{m}$ . Numerous coated fibres like the one depicted in Figure 1 are bundled to form a cable ranging in length from a few meters up to more than 100 km. Fabrication lengths of the fibres are in the order of two kilometers, so for longer cables these pieces have to be fusion-spliced together in an arc-discharge. Typical fibre diameters as seen by the optical field range from 10 to  $100 \mu\text{m}$ . An optimum operating point is near the wavelength  $1.3 \mu\text{m}$ . The light-sensitive junction of photodiodes (PD) with a diameter of about  $100 \mu\text{m}$  acts as a rectifier for the optical signal, the PD current being linearly dependent on the input optical power. Therefore, the information sidebands of the optical signal are frequency-shifted to the baseband where the output current signal may be regenerated with ordinary microwave circuits. Typical receiving levels are near 100 nW ( $1 \text{ nW} = 10^{-9} \text{ W}$ ), the output currents

Basic OWG Fibre Types					
type	cross sect.	refract.index	input	ray traces	output
multi SI					
multi GI					
single SI					

Figure 2. Types of optical waveguides

are close to 50 nA. Such a system may operate at a switching frequency of 1 GHz. For quality reasons it is requested that there is statistically at maximum one error for  $10^9$  information units (bits), i. e., every second one error; the bit error rate is  $BER = 10^{-9}$ . For comparison one should visualize that a telephone call is encoded with 64 kbit/s, so one could talk to a friend  $1 \times 10^9 \text{ s} / (64 \times 10^3) = 4 \text{ h } 20 \text{ min}$  without being irritated by the smallest interference.

The most interesting question for the system designer is, how far one can transport a certain information amount with a prescribed transmission quality (BER) without intermediate signal regeneration. The primary parameters are the light power which a properly modulated transmitter is able to inject into the OWG, and the power level at which the optical receiver can regenerate the signal to the wanted quality. The power difference may be spent in bridging the gap between the talker and the listener; this distance is called repeater spacing. Therefore, the OWG has to be characterized by its attenuation (static loss) of the unmodulated injected light, and by its ability to transport an optical carrier which is pulse-modulated. The power pulses spread (disperse) in time while propagating. The resulting repeater spacing, either attenuation or dispersion (bandwidth) limited, determines the longest possible span. Further problems are the reliability of the devices over extended time periods in the order of 25 years, and the fault localization, in case the cable has been broken or degraded locally.

OWGs may be classified to fall into one of three categories, Figure 2:

**SI fat core multimode fibres** Low-priced multimoded step-refractive-index (SI) fibres with large light acceptance angle  $A_N$ , high attenuation, and strong dispersion of an input light pulse (i. e., low baseband width) for short distance applications. Each so-called mode may be associated with one of the depicted rays which are guided by total internal reflection, as long as the input acceptance angle  $A_N$  is not exceeded. The optical path lengths of these rays differ significantly, so there



is a large impulse spreading of 50 ns/km fibre length. Typical core diameters (refractive-index  $n_1$ ) are 100–200  $\mu\text{m}$ .

**GI multimode fibres** Medium-priced multimoded graded-refractive-index (GI) fibres with lower  $A_N$ , lower attenuation, and medium dispersion; the impulse spreading is reduced, because the bent rays propagating in a graded medium are not so different in their delay times. The dispersion is 100 times lower and of the order 0.5 ns/km = 500 ps/km. A typical core diameter is 50  $\mu\text{m}$ .

**Single-mode fibres** High-priced single-moded SI fibres for long-distance connections with low  $A_N$ , lowest attenuation, and chromatic dispersion which for typical LD is less than 5 ps/km. Core diameters are about 10  $\mu\text{m}$ .

Figure 3 gives an impression of a GI multimode and a (nominally) SI single-mode fibre. The outer diameter is in both cases 125  $\mu\text{m}$ . The refractive-index profile is tailored by adding proper dopants to the fused silica glass. When etching the end of the waveguide, the etching rate depends on the dopant concentration, so the refractive-index profile becomes visible.

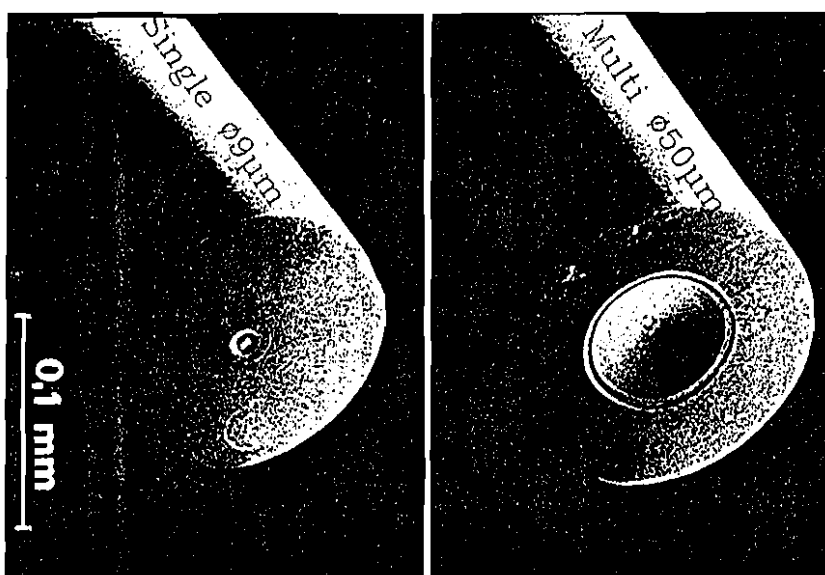


Figure 3. Electron raster microscope view of a single- and multimode fibre. Profiles made visible by selective etching.

The basic measurement problems are summarized in Figure 4: For optical transmitters the output power and its coupling into the OWG has to be checked along with their modulation properties, and their optical frequency spectrum. Stability and noise are the limiting performance factors. Analogous parameters specify the PDs. Multi- or single-moded OWGs have to be tested for loss or attenuation which may be intrinsic (by absorption, or scattering by the molecules of the glass matrix and by impurities) or extrinsic (caused by splices, bends, or non-matching parameters of connected OWGs). Further, the bandwidth (dispersion, impulse spreading, impulse response) has to be tested to estimate the maximum information capacity. Usually, power linearity is assumed as explained in Section 1 item 7, but the linearity of the medium 'glass' itself

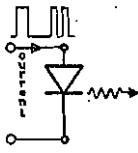
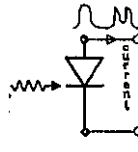
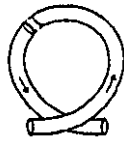
Measurement Problems	
	Output power/coupling, Modulation, Spectrum, Stability, Noise
	Input power/coupling, Modulation, Spectral response, Noise
	<u>OWG</u> (multi/single-moded), <u>Loss</u> (intrinsic/extrinsic), <u>Bandwidth</u> , Linearity

Figure 4. Basic measurement problems for optical communication components

at the rather high power densities in the narrow-core single-mode guides has also to be checked for critical applications. For the time being only the topics underlined in Figure 4 are under discussion.

### 3 Attenuation

Inside one single OWG mode the field strength  $E$  and the power  $P \propto E^2$  decay along the propagation direction  $z$  according to

$$E(z) = E_0 e^{-\alpha z}, \quad P(z) = P_0 e^{-2\alpha z}. \quad (1)$$

The power attenuation constant  $2\alpha$  is measured in  $\text{m}^{-1}$ , and is often expressed by the attenuation ratio (Dämpfungsmaß)  $a$  given in dB/km for a reference length  $L = 1 \text{ km}$ ,

$$a = 10 \log \frac{P_0}{P(L)} = 2\alpha L 10 \log e \approx 4.34 \times 2\alpha L. \quad (2)$$

An increase in length  $L$  by a factor 2, 4 and 10 means an increase for the attenuation ratio by 3, 6 and 10 dB, respectively. Eq. (1) is only valid for the total power in a multimoded OWG for a stationary modal power distribution, where each mode retains its relative power level in comparison to all companions. If separate modes are attenuated differently, the measured attenuation will depend strongly on the modal power distribution, i. e., on the excitation conditions. This situation is quite different from usual high-frequency or microwave measurements, where single-moded transmission lines are the main concern.

A typical attenuation measurement setup for multi- and single-moded fibres is depicted in Figure 5. The white radiation of a halogen lamp is collimated, chopped, and

transmitted through an optical filter with a bandwidth of  $\Delta\lambda = 10 \text{ nm}$ , tunable in a wavelength range of  $0.6 \mu\text{m} \leq \lambda \leq 1.6 \mu\text{m}$ . The filtered light passes a beam splitter and an aperture stop to define the maximum launch angle (numerical aperture)  $A_N$  of Figure 2. The spot size of the launched light is determined by the source area, and by the demagnification factor of the microscope objective. The light reflected from the front face of the OWG may be observed via the beam splitter microscope either directly, or with the help of an image converter, so the input coupling can be easily controlled. The output power is collected by another objective, and focused onto a

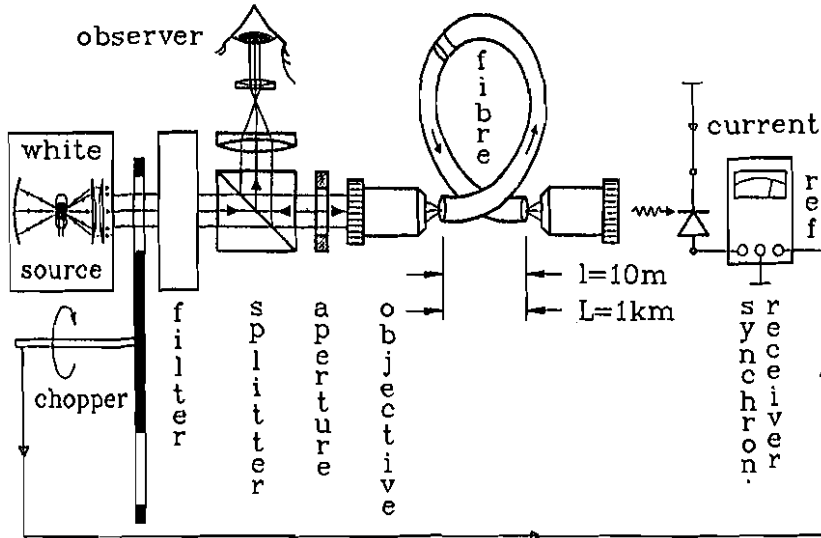


Figure 5. Attenuation measurement setup, cut-back or two-point method.

PD. Its current which carries the chopper modulation is indicated by a sensitive synchronous detector (lock-in amplifier or homodyne receiver) to give a relative measure of the optical output power. The first run is made with the fibre length to be tested,  $L = 1 \text{ km}$  for instance, and the output recorded as a function of the light wavelength. For the second or reference run the fibre is cut back to  $l = 10 \text{ m}$  without changing the input coupling, i. e., the modal power distribution. The power output of the reference length is likewise recorded, and the attenuation spectrum calculated with Eq. (1) and (2) for each measured wavelength according to

$$2\alpha = \frac{1}{L-l} \ln \frac{P(l)}{P(L)}, \quad \frac{a}{L-l} \approx 4.34 \times 2\alpha. \quad (3)$$

It is easily imaginable that the use of a local computer to control the wavelength, the data acquisition, and to calculate and display the final spectrum will simplify the measurement strongly.

Figure 6 shows measured results for a multi- and single-mode fibre (dashed and continuous heavy line). The differences in the attenuation levels stem from the different doping: the higher dopant concentration for the higher refractive-index of multimode fibres, cf. Figure 2 and 3, causes stronger scattering. The peaks are caused by absorbing OH radicals, i. e., by water. The curves marked Rayleigh, UV (ultraviolet) and IR (infrared) give the theoretical limits for the attenuation by Rayleigh scattering in pure

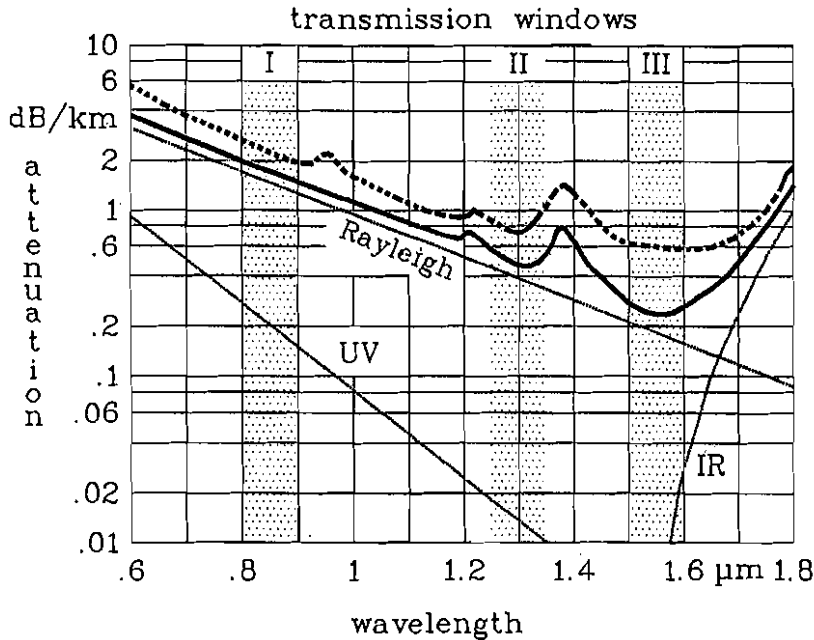


Figure 6. Attenuation spectrum of optical waveguides  
 - - - multimode OWG  
 — single-mode OWG

quartz, UV absorption by electrons, and IR absorption by  $\text{SiO}_2$  molecules. The measured curves are remarkably close to these limits. The transmission windows I, II and III emphasize important operating regions. Window I allows the use of high-quality, inexpensive silicon PDs, window II has a dispersion minimum, so that LEDs may be used for rather long-distance transmission, and range III is specialized for extremely low-loss long-distance transmission at very high bitrates. The cost of these first, second and third generation systems increase in ascending order of their number. Systems in range I are already standard designs, components for range II are presently being installed, and devices for the most promising region III are under development.

## 4 Backscatter

The method described in Section 3 for measuring the attenuation of OWGs needs to have access to two fibre ends which may be apart by many kilometers for an installed cable, and it destroys part of the cable. Referring to Figure 1 it would be advantageous, if only one fibre end had to be accessed, and if not only the global loss of the OWG, but also the local attenuation could be measured; this feature would be especially useful for localizing faults like fibre breaks, bad splices, or cable sections degraded by the intrusion of water, cf. the text to Figure 6 in Section 3.

Figure 7 displays the necessary equipment. A biased LD with an optical impulse power of 0.1–1 W emits a train of narrow light pulses with a width  $T = 10 \text{ ns} \dots 1 \mu\text{s}$  at a rather low repetition rate of 500 Hz–500 kHz. The light is coupled to the OWG under test via a microscope objective, a beam splitter, an aperture stop, and another objective, very similar to the arrangement of Figure 5. At the far and at the near end

of the fibre (and simultaneously at all air-glass interfaces between OWG and LD) there is a Fresnel power reflection (for approximately perpendicular light incidence) of

$$R = \left( \frac{n_1 - 1}{n_1 + 1} \right)^2 \quad (4)$$

For glass,  $n_1 \approx 1.5$  is valid, so the power reflection coefficient amounts to  $R \approx 4\%$ , cf. the remarks about the glass purity and the car driver in Section 1. The injected light pulse may encounter an air-glass interface perpendicular to the propagation direction  $z$  at a distance

$$z = tv_g/2, \quad v_g = \frac{d\omega}{d\beta} \quad (5)$$

from the entrance face at return time  $t/2$ ;  $v_g$  is the travelling velocity (group velocity,  $v_g \approx 5 \mu\text{s}/\text{km}$ ) of the wave packet forming the optical power impulse,  $f = \omega/(2\pi)$  the optical carrier frequency, and  $\beta = 2\pi n_{\text{eff}}/\lambda$  the propagation constant for an effective waveguide refractive-index  $n_{\text{eff}}$ . A fraction  $R$  is reflected in the opposite direction, and

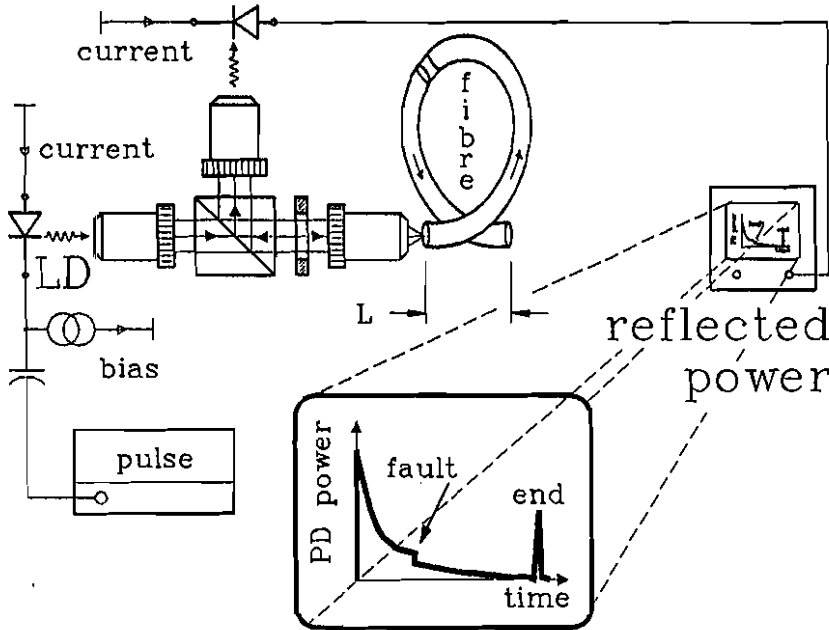


Figure 7. Backscatter measurement setup

arrives at time  $t$  at the launching point. The launching objective collects the light, and transmits via the beam splitter half of the power to the receiving PD. Its current is monitored and shows a strong spike. The case of reflection at the far end of the OWG is depicted in the inset of Figure 7, and the spike marked with 'end' at the turn-around time  $t = 2L/v_g$ . Obviously, the strength  $R$  of the reflection may be estimated by the height of the spike, and the position, in this case the length  $L$  of the fibre, may be deduced from the return time  $t$ , if the group velocity is given.

Usually, these strong reflections are not very important. A fibre break will not be regular, so substantial scattering of the reflected radiation occurs, and only part of the power will fall into the acceptance angle  $A_N$  of the OWG. Consequently, the received signal is much smaller than in the case of a true specular Fresnel reflection.

The situation becomes even worse, if the rather weak continuous reflections of the Rayleigh scattering process are to be evaluated. Rayleigh scattering is caused by particles smaller than the light wavelength  $\lambda$ , and its strength is proportional to  $\lambda^{-4}$  like the radiation of a Hertzian dipole. The radiation is essentially scattered isotropically into to the full solid angle  $4\pi$ . The scattered power is trapped in guided backwards travelling modes only in proportion of the acceptance solid angle  $\pi(A_N/n_1)^2$  inside the fibre to the scatter solid angle  $4\pi$ , i. e., in proportion of the scattering coefficient

$$S = \left(\frac{A_N}{2n_1}\right)^2. \quad (6)$$

With an acceptance angle  $A_N = 0.06$  or  $A_N = 0.2$  for single- or multimode fibres the scattering coefficient range is  $4 \times 10^{-4} \leq S \leq 4 \times 10^{-3}$ . Taking into account the differences in dopant concentration (3 dB lower scattering for single-mode fibres) and scattering coefficient, the backscattered signals for single- and multimode waveguides at a wavelength of  $\lambda = 0.85 \mu\text{m}$  are lower by 49 dB and 46 dB than the LD power coupled into the OWG. At  $\lambda = 1.3 \mu\text{m}$  the backscatter power decreases by another  $10 \log[(1.3/0.85)^4] \approx 7$  dB to yield a backscatter level of 56 dB and 53 dB less than the launched LD power.

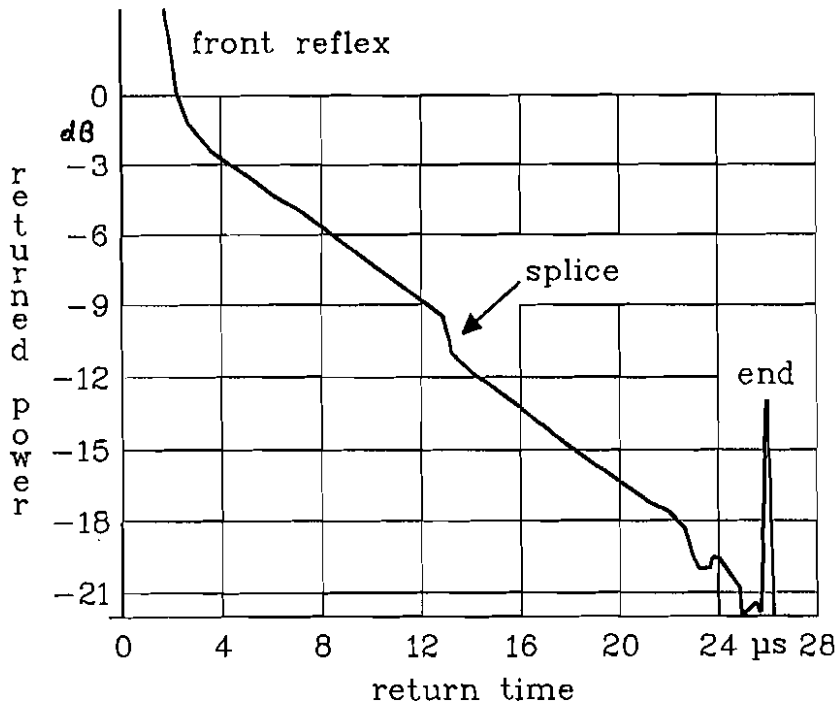


Figure 8. Backscatter curve for a GI multimode OWG, disturbed by the front end reflexions, by a splice with a loss of 0.86 dB, and by irregularities at the far end caused by winding the fibre too tightly on a drum.

The input signals reflected from position  $z$  experience a two-way power attenuation proportional to  $e^{-4\alpha z}$ . If the total reflection factor would be constant, independent of the position  $z$ , the power detected at the fibre input would be a true exponential, inset of Figure 7. Figure 8 shows a measured curve graphed semi-logarithmically in

dependence of the return time. The time axis may be calibrated in distances with the help of Eq. (5). The result deviates from the ideal case of homogeneous Rayleigh scattering in five points:

1. The strong front reflex saturates the receiver amplifier following the PD, if it is not switched off during this transient as in Figure 7.
2. The end reflex is relatively weak because the endface was dipped into water: a Fresnel reflection of  $R = 4\%$  corresponds to a return power level of 14 dB less than the input signal, while the Rayleigh backscattering is 46 dB down in this case; therefore, the end peak for an air-glass interface should be 32 dB above the Rayleigh level. With  $v_g \approx 5 \mu\text{s}/\text{km}$  the fibre length is  $L \approx 2 \text{ km}$ .
3. A fusion splice with a one-way attenuation of 0.85 dB reduces the power reflected from the fibre to the right of the splice by 1.7 dB.
4. Irregularities and local losses show up near the far end, caused by microbendings when winding the fibre too tightly on a drum.
5. A lumped reflection like the one at the far fibre end will be displayed with a finite signal width due to the finite pulse width  $T$  of the total system including the receiver. The spatial resolution is

$$\Delta L = Tv_g/2. \quad (7)$$

From the local slopes to the right and to the left of the splice, and substituting  $l = z_1$ ,  $L = z_2$ ,  $z_1 \leq z \leq z_2$ , the attenuation constant and ratio Eq. (3) may be determined at the position  $z$ . It is obvious that a break will show up easily, and that its position can be calculated with good accuracy.

It is mandatory in this case that a computer controls the data acquisition and evaluation. As may be seen from the backscatter attenuations given, the returned signals are very weak and need some noise suppression. Most simply this is done by measuring the backscatter curve  $N$  times and averaging the stored data for fixed return times. If the variance of the returned power is  $(\delta P)^2$  for a fixed time  $t$ , the variance of the mean value is reduced to  $(\delta P)^2/N$ , i. e., the root mean square fluctuation of the noise is lowered by the factor  $1/\sqrt{N}$ . Commercially available apparatus are equipped with sophisticatedly programmed microprocessors for a variety of functions. In a teaching environment the more flexible support of a personal computer is to be preferred because its program may be freely modified.

## 5 Bandwidth

An initial impulse propagating along an OWG is broadened due to three effects:

**Material dispersion** The refractive-index of the OWG depends on the wavelength.

For a finite spectral source bandwidth the wavepackets with different mean frequencies experience different delay times. The differential delay times as referred

to a fused-silica fibre length of 1 km and a source bandwidth of 1 nm are -240, -84, 0, 22 ps/(km nm) for the He-Ne laser wavelength 0.6328  $\mu\text{m}$ , and the mean wavelengths 0.85, 1.27, 1.55  $\mu\text{m}$  in the transmission windows I, II, III of Figure 6. The material dispersion has a minimum inside window II, cf. the remark at the end of Section 3, so that even LEDs with their large spectral width  $\Delta f = 2kT/h = 12.5 \text{ THz}$  ( $\Delta\lambda = 70 \text{ nm}$  at 1.3  $\mu\text{m}$  mean wavelength) may be used effectively, Section 1 item 6.

**Modal dispersion** Different modes have different delay times, cf. Figure 2. This is the dominant bandwidth limiting effect for multimode OWGs. For GI multimode fibres the impulse spreading depends strongly on the exact shape of the refractive-index profile and is in the order of 0.5–1 ns/km.

**Waveguide dispersion** Because of the waveguiding effect, the propagation constant  $\beta$  in each mode and consequently according to Eq. (5) its delay time is different for the various spectral constituents of the source light. The differential delay time is positive for single-mode fibres, so that it may compensate the material dispersion term which is negative for  $\lambda > 1.3 \mu\text{m}$  (dispersion-shifted fibres for lowest impulse spreading and lowest attenuation near  $\lambda = 1.5 \mu\text{m}$ ).

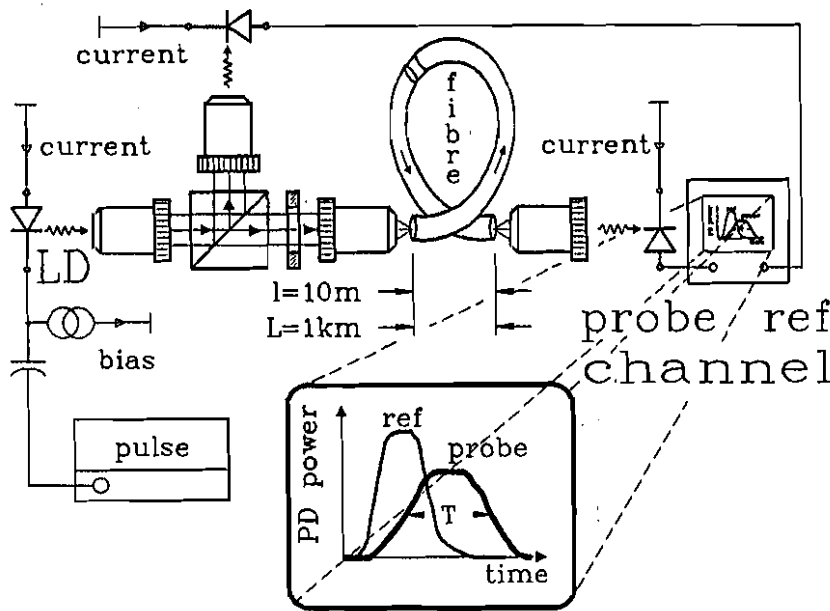


Figure 9. Bandwidth measurement setup

The total impulse spreading or dispersion of an OWG may be measured for a certain source directly with the help of a fast oscilloscope, Figure 9. As for the backscatter measurement, Figure 7, the biased LD is pulse modulated, and its emission coupled via a beamsplitter optic into the long test fibre with length  $L$ . The transmitted impulse is displayed by a sampling oscilloscope with a system rise time of 30 ps. The half-power width (HPW)  $T_L$  may be measured directly. Then, without disturbing the input coupling, the test fibre is cut back to have the much shorter length  $l$ , cf. Section 3.



## 2 Ein- und Auskopp lung

Vielwellige LWL mit  $M_3$  gefüllten Moden, (z. (F4-3)), sind als  $M_3$ -Tore anzusehen. Grundvoraussetzungen sind der Anregungsstand dieser Moden und, falls vorhanden, auch der von Leckwellen bekannt sein, um zweckmäßige Anzeigen über den LWL machen zu können. Die folgenden Abschnitte sollen daher Hinweise geben, welche Ein- und Auskoppelbedingungen an optischen Vektor-Übertragungsstrahlen eingehalten werden müssen, sowie welche Lichtquellen und welche Detektoren für die verschiedenen Zwecke eingesetzt werden können. Klarerweise sind Ein- und Auskoppelprobleme für einwellige Fasern weniger relevant, solange es nur geht, genügend Leistung zu injizieren.

### 2.1 Lichtquellen

Man unterscheidet zwischen inkohärenten und kohärenten Lichtquellen. Inkohärente Quellen wie Glühlampen, Gasentladungen und Lumineszenz-Dioden (LED, light emitting diode) emittieren Licht bei optischen Frequenzen. Kohärente Sender wie Gas-, Festkörper-, Farbstoff-Laser und Laser-Dioden (LD) strahlen im wesentlichen zeitlich sinusförmige Feldstärken ab, die nur langsam in Amplitude und Phase schwanken. Durch geeignete optische Filter wie Interferenzplatten oder Monochromatoren können inkohärente breitbandige Strahler leicht in Quellen variabler Wellenlänge verwandelt werden, während abstimmbare Laserlichtquellen beträchtlichen Aufwand fordern.

Das Emissionsspektrum von Hochdruck-Kryptonlampen mit Leistungsauflagen bis 1 kW erstreckt sich von  $\lambda = 0,15 \mu\text{m}$  bis über  $\lambda = 1 \mu\text{m}$  [Oriel, E40], ist bis  $\lambda = 0,8 \mu\text{m}$  im wesentlichen glatt und zeigt für höhere Wellenlängen starke Liniencharaktere. Halogen-GLühlampen mit Wolframfaden und glühender elektrischer Leistung emittieren im Bereich  $0,35 \mu\text{m} \leq \lambda \leq 2,5 \mu\text{m}$  vergleichbar intensive Strahlung (maximal  $80 \text{ mW cm}^{-2} \text{ sr}^{-1} \text{ nm}^{-1}$  bei  $\lambda = 0,9 \mu\text{m}$ ) und haben ein vollständig glattes Spektrum [Oriel, E40]. LED zeigen eine typische Frequenzbandbreite  $\Delta f_{\text{LED}}$  bzw. Wellenlängen-Spektralbreite  $\Delta \lambda_{\text{LED}}$  um die Mittellängelänge  $\lambda_{\text{LED}}$

$$\Delta f_{\text{LED}} \approx \frac{2kT}{h} \approx 12,5 \text{ THz}, \quad \Delta \lambda_{\text{LED}} \approx \frac{\lambda_{\text{LED}}}{c} \Delta f_{\text{LED}} \approx 41,7 \left( \frac{\lambda_{\text{LED}}}{\mu\text{m}} \right)^2 \text{ nm} \quad (2-1)$$

entsprechend der energetischen Breite  $2kT$ , innerhalb der sich bei der Temperatur  $T = 300 \text{ K}$  die Besetzungswahrscheinlichkeit von Zuständen im Leitungs- bzw. Valenzband merklich ändert. Typisch werden  $0,5 \text{ mW sr}^{-1}$  emittiert entsprechend  $180 \text{ mW cm}^{-2} \text{ sr}^{-1} \text{ nm}^{-1}$ .

LED können, je nach Bauart, über den Injektionsstrom bis zu Frequenzen von  $500 \text{ MHz}$  direkt moduliert werden. Gepulste Hochdruck-Krypton-Entladungslampen emittieren im Bereich  $0,2 \mu\text{m} \leq \lambda \leq 3,5 \mu\text{m}$  Impulse der Halbwertsbreite  $1,5 \text{ ns}$  (Optikon Inc. NR-1, vertreibt von [Oriel, E40]). Von Vorteil ist der vergleichsweise geringe Preis und das breitbandige Spektrum, nachteilig dagegen der große Zeit-Jitter von  $\pm 150 \text{ ns}$  und die  $\pm 10\%$ -ige Schwankung der Impulsamplitude [Horiguchi, L591, L717]. Sinusförmige Modulation ist wegen der hohen Ströme und Spannungen nicht praktikabel, ebenso wenig wie, wegen der thermischen Trägheit, bei Glühlampen. [Cohen, L2157, L516, L517] umgeht dieses Problem durch externe Intensitätsmodulation mit einem  $\text{LiTaO}_3$ -Kristall zwischen geklärten Polarizatoren. 40 V Generatorleistung erzeugen am Kristall Spannungsänderungen von  $20 \text{ V}$ ; der Modulationsgrad beträgt dann  $44\%$ , die Modulationsfrequenz liegt bei  $2 \text{ GHz}$ . Damit eine Dispersion der Phasendrehung vernachlässigt werden kann, muß die Spektralbreite des Lichts  $\Delta \lambda \leq 10 \text{ nm}$  sein. Hochfrequenzanforderungen in den Detektor müssen sorgfältig abgesichert werden. Mischfrequenzmodulation bis  $20 \text{ kHz}$  ist mit einem mechanischen Zerkleinerer sehr einfach.

Laser als kohärente Lichtquellen sind entweder nahezu monofrequant, oder ihr Spektrum besteht entsprechend der optischen Resonatorlänge  $n_g L_R$  aus äquidistanten schmalen Linien, (J. (F5-17), im Frequenz- bzw. Wellenlängenabstand [Gran, L5]

$$\Delta f_{MS} = \frac{c}{2L_R n_g}, \quad \Delta \lambda_{MS} = \frac{\lambda_0^2}{2L_R n_g} \quad (2-2)$$

den sogenannten longitudinalen oder axialen Moden,  $n_g$  ist die (effektive) Gruppenbrechzahl im Resonator, (J. (F3-31). Die Einhüllende des Linienpektrums folgt (bei inhomogenen Linien) dem optischen Verstärkungsprofil, dessen Bandbreite für den HeNe-Laser mit CW-Leistungen bis 50 mW  $\Delta f_0 \approx 1,5$  GHz beträgt (CW, continuous wave, Dauerstrichbetrieb). Selektion nur einer Linie kann durch Zuhilfenahme von Filtern im Resonator, sogenannte Etalons, erreichen. Farbstoff-Laser (dye laser) haben eine Verstärkungsbandbreite von beispielsweise  $0,32 \mu\text{m} \leq \lambda \leq 0,97 \mu\text{m}$  für den Farbstoff Coumarin 102 [Farbstoff-Laser FL 2002, Lambda Physik, E461] und können mit Filtern in diesem Bereich abstimmt werden. Die Linienbreite beträgt typisch  $\Delta \lambda_0 = 0,07 \text{ \AA}$  bei  $\lambda_0 = 0,58 \mu\text{m}$  entsprechend  $\Delta f_0 = 6$  GHz; minimale Linienbreiten liegen bei  $\Delta f_0 = 150$  MHz. Typische Impulsleistungen sind  $0,8 \text{ mJ}$  bei Wiederholfrequenzen bis 250 MHz und Impulslängen von 3 ns entsprechend Spitzenleistungen von 200 kW. Farbstoff-Laser für den CW-Betrieb sind in ähnlichen Bereichen abstimmtbar, haben Linienbreiten von  $\Delta f_0 = 1$  MHz und Leistungen von 1 W [Modell 380D, Spectra-Physics, E462]. Mit Farbstoff-Lasern können femtosekunden-pulsartige Impulse von 1 ps Breite erzeugt werden, vgl. (J. (F9-5) im Ort-Ortsfrequenz-Bereich. Sinusförmige Modulation der Intensität muß bei den aufgeführten Lasertypen in jedem Fall über zugehörige Modulatoren erfolgen.

Single-Wellenstruktur-Laserdioden (SH-LD) emittieren Impulse der Halbwertsbreite 120 ns mit Spitzenleistungen bis zu 5 W bei Wiederholraten von 10 kHz im Wellenlängenbereich  $\lambda_0 = 0,8 \dots 0,9 \mu\text{m}; 1,3 \mu\text{m}$  in eine Spektralbreite von  $\Delta \lambda_0 = 3,5 \text{ nm}$  [z.B. CL-Serie, Optel, E463]. Doppel-Wellenstruktur-Laserdioden (DH-LD) der verschiedenen Hersteller arbeiten im CW-Betrieb, emittieren bei  $\lambda_0 = 0,75; 0,85; 1,1; 1,3; 1,5 \mu\text{m}$  Leistungen bis 5 mW und haben Spektralbreiten bis herab zu  $\Delta f_0 = 10$  MHz, Modulationsbandbreiten liegen bei 1 GHz, Impulshalbwertsbreiten unter 200 ps [Freude, L442]. LD können durch interne kurze Stromimpulse von 40...80 ps Breite zu optischen 40-ps-Impulsen bei  $\lambda_0 = 0,8; 1,3 \mu\text{m}$  angeregt werden [Lin, L1849], [Copeland, L990], [Au Yeung, L1619], [White, L1864], [Park, L2233], [Alping, L2449], [Göbel, L2221] erreichen unter anderem mit sinusförmiger Mikrowellenmodulation Impulsbreiten von 19 ps [Ziel, L3062] und Leistungen von 1,2 W bei  $\lambda_0 = 1,3 \mu\text{m}$  [Onodera, L3049]. Aktives und passives Mode-Locking, auch unter Verwendung externer Resonatoren, vgl. [Ho, L617], [Holbrook, L1070], [Duguay, L1074], [Eppen, L1075], [Ito, L1436], [Akiba, L1859], [Figueroa, L1874], [Ziel, L1960, L2054], [Harder, L1962], [Oleson, L2098], [Aspin, L2132], [Yokohama, L2324], [Au Yeung, L2335], [Suzuki, L3047], [Tsang, L3331] führen bei 625 MHz Wiederholfrequenz zu Impulsbreiten von 0,56 ps [Ziel, L2131], die in dispersiven Medien, vgl. Text nach (J. (F8-13), auf den bisher kürzesten Wert von 30 fs [Shank, L2450] komprimiert werden können [Ziel, L3334].

Benötigt man kohärente Lichtquellen variabler Wellenlänge, so können außer Farbstoff-Lasern auch optisch gepumpte Dünnschichtlaser aus ZnGeAsP verwendet werden, die je nach Position des Pumpstrahls auf dem Film im Bereich  $1,16 \mu\text{m} \leq \lambda \leq 1,34 \mu\text{m}$  43 ps breite Impulse emittieren [Stone, E282], [Wiesenfeld, L3230]. Äußerst breitbandig abstimmen sind optische parametrische Oszillatoren im Bereich  $0,65 \mu\text{m} \leq \lambda \leq 3,5 \mu\text{m}$  [Condit, E143, L796], [Sugimura, L982] betreibt einen solchen Laser mit Ausgangsimpulsen von 100 ns Breite und 600 W Höhe bei einer Wiederholfrequenz von 75 Hz. Wegen der geringen Quellbandbreite von  $\Delta \lambda_0 \approx 1 \text{ \AA}$  kann im Gegensatz zum Intensitätsmodulator nach [Cohan, L2157, L516, L517], Text vor (J. (2-2), LiNbO<sub>3</sub> als nichtlineares Medium verwendet

werden. Die mittlere Leistung von 4,5 W kann man auch im kontinuierlichen Betrieb erreichen [Gruen, L571], der Aufbau erfordert dann allerdings spezielle Gehäuse und hohe Stabilität.

Nah- und Fernfelder von inkohärenten gepulsten und von kohärenten Lichtquellen ändern sich mit der Wellenlänge oder der Modulation. Um das zu verhindern, denn die Einkopplungsbedingungen würden dadurch verändert, werden inkohärente Quellen über einen Diffusor des Charakteristika des idealen Lambert-Strahlers, (l. (F4-10), angebracht. Als Diffusor kann ein wellenlängenunabhängiges Dicken-Höhenprofil-LWL von 1 mm Kerndurchmesser und 200 mm Länge wirken [Sharma, L295], [Schroder, E462], der an der Eintrittsfläche, die z.B. den Ausgangspalt eines Monodromators ersetzt, aufgebracht ist [Ikeda, L2021], [Sharma, L321]. Dadurch werden alle Moden gleichförmig angeregt, Abschnitt 2.3. Der Kern ist gleichförmig erleuchtet, das Fernfeld hat die  $\cos$ -Charakteristika des Lambert-Strahlers, (l. (F4-14, 15a). Wird die numerische Apertur des Diffusor-LWL groß genug gewählt, so bleibt ihre Veränderung mit der Wellenlänge ohne Einfluß. Eine optisch verheilene Diffusor-Angangsfläche approximiert im Aperturbereich typischer LWL noch immer den Lambert-Strahler, vgl. (l. (F4-10, F5-32).

Kohärente Lichtquellen emittieren meist nur einen transversalen Modus  $M_{T=1}$ , (l. (F5-29), so daß einwellige Fasern in optimaler Weise das Nah- und Fernfeld formen. Wie man z.B. aus den (l. (F2-11a, F3-23, 24, 29) erkennt, ändert sich der Strahlradius  $w_0$  des Nahfelds und die Breite des Fernfelds gegenläufig mit der Wellenlänge, was prinzipiell unvereinbar ist, (l. (F5-30); allerdings bleiben die Felder in der Lage fixiert. Die Kopplung LD-LWL kann durch Zylinderlinsen [Waldal, L953, E49], [Saruwatari, L586], [Maeda, E47], [Brockett, E46], [Krumholz, E209], elliptische [Sakaguchi, L1822] und hyperbolische Linsen [Kurokawa, L948] um den Faktor 2 bis 5 gegenüber der stumpf stopfenden Kopplung mit LWL verbessert werden, wenn die LD axialsymmetrisch emittiert. Rotationsasymmetrische Mikrolinsen kann man durch Ätzen [Kaggon, L1818], Ausdehnung bei einwelligen [Murakami, L964], [Bear, L1104], [Sakai, L1295], [Yamada, L1296] und wellenlängenunabhängigen Fasern [D'Arcia, L965] erzeugen oder durch Ankleben einer Kugellinse an eine Multimoden-Faser [Dakss, L1030], [Goodpellow, L765]. Auch Gradientenprofil-Strahlröhren (GRIN, graded index) wurden verwendet [Saruwatari, L1344], [Nicia, L1996]. Über GRIN-Linsen informieren [Kuhn, L1416], sowie [Marchand, L2398] als Einführung zu einer ganzen Artikelserie aus den Jahre 1982, während [Moore, E43] und im selben Heft folgende Arbeiten einen Überblick über den Gesamtzustand des Jahres 1980 bieten.

Sowohl beim viel- als auch beim einwelligen Faser-Strahlformer müssen Mantelwellen durch geeignete Filler entleert werden, vgl. Abschnitt 2.4. Bei der Kombination von LD mit LWL ist darauf zu achten, daß Reflexion am Faserende nicht zu Störungen des Spektrums und erhöhtem Rauschen führt [Baack, L1042], [Dandridge, L1664], [Hirota, L2225]; für transversal und longitudinal einwellige LD müssen Mantelreflexionskoeffizienten von  $10^{-8} \dots 10^{-6}$ , für longitudinal wellenlängenunabhängige LD solche von  $10^{-5} \dots 10^{-3}$ , um das Spektrum nachvollziehbar zu machen. Liegt die Entleerung der Reflexionsstellen im Meterbereich, dann sind niederfrequente Störungen durch Längenschwingung des externen Fasersondatoren zu erwarten. Reflexionsentfernungen im Kilometerbereich bewirken hochfrequente Schwankungen im Basisband-Frequenzbereich 100 kHz bis 10 GHz. Ursache ist die Verkopplung der Linien des externen Fasersondatoren innerhalb eines longitudinalen Linienbündels der ungestörten LD durch den nichtlinearen Verstärkungsprozess. Ist die Reflexion an einem (kurzen) Strahlformer-LWL nicht zu vermeiden, so darf sich diese zeitlich wenigstens nicht ändern. Ein Schräganschnitt des LWL [Horimatsu, L1048], [Tanifuji, L1935], [Chen, L695] bzw. die Immersion von Endflächen kann die Fresnel-Reflexionen, vgl. (l. (F9-2), stark verringern, während Rayleigh-Rückstreuung, Abschnitt F7, nur mit aufwendigen Polarisations- bzw.

nichtresonante Modulatoren teilweise, Abschnitt 2.2, bzw. vollständig [NEC, E45], [Sugie, L3180] unterdrückt werden kann. Regelungen für die emittierte Lichtintensität und die Temperatur von LD sind beispielsweise in [Tanifuji, L4935] beschrieben. Eine Stabilisierung der Emissionsfrequenz auf 1 MHz [Kikuchi, L4925] oder gar auf 900 Hz in 90 ms [Tsuchida, L2365] oder die Unterdrückung von Phasensprüngen im Frequenzbereich bis 250 Hz von der Trägermitte [Dandridge, L2180] wird nur in Sonderfällen nötig sein.

Bleibt, weil einfach im Aufbau und Messungen an LWL angepasst, sind Lichtquellen mit Raman-Fasern [Stokes, E35], vgl. Abschnitt F7. Bei der Wechselwirkung intensiver Pumpstrahlung mit Molekülen des Glases entsteht oberhalb (Anti-Stokes-Linie) und unterhalb (Stokes-Linie) der Pumpfrequenz je ein Seitenband. Bei der Stokes-Wechselwirkung gibt das Photon Energie an das Molekül ab, zusätzlich kann Stokes-Licht im Gegensatz zu Anti-Stokes-Linien induziert verstärkt werden; daher ist die Stokes-Strahlung intensiver. Durch kohärente Verstärkung spontan emittierten Raman-Lichtes kann die Stokes-Linie fast die gesamte Pumpleistung übernehmen, wenn, wie bei einseitigen LWL möglich, die Wechselwirkungslänge groß genug und die lokale Leistungsdichte ausreichend ist, vgl. Text nach Gl. (F7-3). Diese primäre Stokes-Linie kann ihrerseits als Pumpe einer sekundären Stokes-Linie dienen, und so weiter. Bild 2.1a zeigt die Apparatur [Cohen, E94]. Ein modangehoppelter gütegedichteter Nd:YAG-Laser mit einer Impulsleistung von 1 kW pumpt die einseitige Raman-Faser der Strahlwellenlänge  $\lambda_{10} = 0,95 \mu\text{m}$ , vgl. Gl. (F3-21). Das entstehende Stokes-Spektrum, Bild 2.1b, besteht aus diskreten Linien  $\lambda_n$  bis  $\lambda_n$ ; für höhere Wellenlängen wird es durch Selbstphasenmodulation, vgl. Abschnitt F7, bis zum Quasi-Kontinuum verändert.

Faserlängen über  $L=176$  m bringen keine Vorteile, weil die Überlappungslänge von Pump- und Stokes-Impuls durch chromatische Dispersion verringert wird, vgl. Abschnitt 1. Die Raman-Impulse haben typische Halbwertbreiten von 200 ps. Ein Monochromator selektiert die gewünschte Wellenlänge. Paralleles optimiertes Raman-Fasern im Bereich  $1,05 \leq \lambda \leq 1,7 \mu\text{m}$  wurden von [Lin, L2324] angepasst. Setzt man den Monochromator hinter die linear angenommene Testfaser, so kann die Raman-Faser direkt die Testfaser anregen, so daß die Einkopplung gut definiert ist [Klein, L2320]. Obwohl vielfach so bezeichnet, ist die Anordnung von Bild 2.1a kein Raman-Laser, sondern ein Raman-Superstrahler. Ein Raman-Laser müßte bei jeder gewünschten Stokes-Linie einen passenden Resonator vorbinden; [Lin, L977] konnte eine solche Struktur im Bereich  $1,06 \mu\text{m} \leq \lambda \leq 1,32 \mu\text{m}$  abstimmen. Fasern mit geringem OH-Gehalt und einer Pumpwellenlänge von  $1,32 \mu\text{m}$  erschließen den Antiumbereich  $1,32 \mu\text{m} \leq \lambda \leq 1,44 \mu\text{m}$  [Lin, L3027]. Weitere Literaturhinweise sind in Abschnitt F7 und Gl. (F7-3) zu finden.

## 2.2 Einkopplung

Die Trennung und die Endflächenpräparation von LWL ist zentral wichtig. Zur Vorbereitung wird die dicke Sekundärbeschichtung mit einer gewöhnlichen Abisolierstaube entfernt. Die Primärbeschichtung wird zum Freilegen des Glasmantels entweder mit einer Sildinge aus dünnem ungesättigten Nylonfaden abgestreift (z.B. bei einer Silikonkautschuk-Schicht) oder mit geeigneten Lösungsmitteln wie Azeton, Petroleum oder auch Chromdipfelsäure und Flußsäure entfernt. Je aggressiver das Lösungsmittel, desto mehr werden Mikrorisse im Glasmantel verstärkt. Die Faser ist nun zur Trennung vorbereitet. Das klassische Verfahren nach [Floze, E42], [Domergue, L2386], bei dem die unter Zug- und Biegespannung stehende Faser an einer mechanisch oder thermisch [Caspers, E48] angegriffene Stelle bricht, wird durch Überlegungen verfeinert [Saunders, L681],

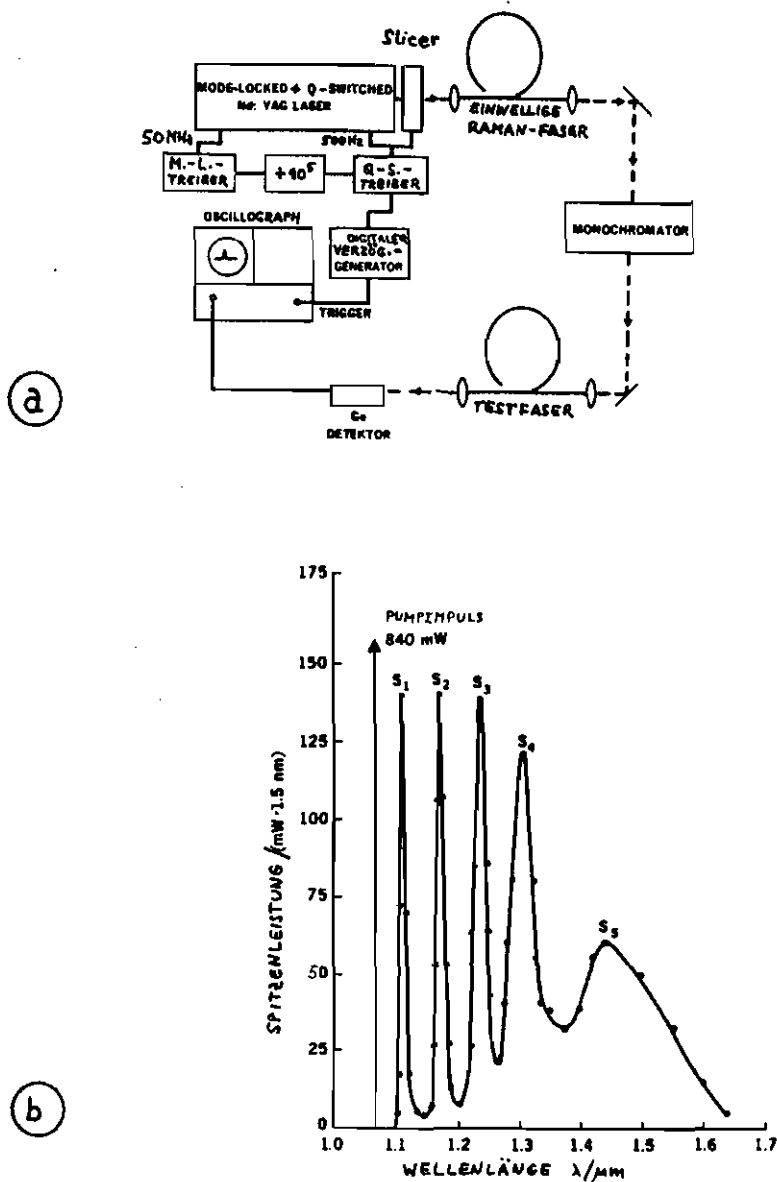


Bild 2.1.

Breitbandige Lichtquelle unter Ausnutzung nichtlinearer Raman-Streuung (nach [Cohen, E94]): Raman-Superstrahl

- a. Lasersystem mit Mode-Locking, Fiterhaltung und Raman-Faser. Bandbreite und Mittelfrequenz der Quelle wird mit dem Monochromator eingestellt.
- b. Am Ausgang der Raman-Faser ( $L = 176 \text{ m}$ ,  $\Delta \approx 0,27\%$ ,  $a = 3 \text{ μm}$ ,  $\lambda_0 = 0,85 \text{ μm}$ , Dämpfung bei  $\lambda_0 = 1,3 \text{ μm} \leq 5 \text{ dB/km}$ ) gemessenes Spektrum. Stokes-Linien  $S_1, S_2, S_3, S_4, S_5$  bei  $\lambda_1 = 1,12 \text{ μm}$ ,  $\lambda_2 = 1,18 \text{ μm}$ ,  $\lambda_3 = 1,24 \text{ μm}$ ,  $\lambda_4 = 1,31 \text{ μm}$ ,  $\lambda_5 = 1,44 \text{ μm}$

die auf die Vermeidung von Torsionsspannungen an der Bruchstelle zielen; der Winkel zwischen Bruchflächennormalen und Faserradiale kann so von  $2^\circ \pm 2^\circ$  auf  $0,5^\circ \pm 0,2^\circ$  reduziert werden. Ähnlich gut arbeitet ein vollautomatisches Werkzeug, bei dem die Faser mit einem Diamanten ringförmig statt nur an einer Stelle des Umparfs perltzt wird [Khoe, L1516]. Mit ein wenig manueller Geschicklichkeit kann man die an einer Stelle perltzte Faser dadurch brechen, daß man sie mit Daumen und Zeigefinger einer Hand diesserts der Ritzung auf einem Plastikeradierungsmittel fixiert, dasselbe mit dem (kurzen) anderen Teil der Faser jenseits der Ritzung mit der anderen Hand wiederholt und den Radierungsmittel so biegt, daß die Faser unter Zugspannung perltzt und bricht. Die Bruchstelle wird spiegelglatt und senkrecht zur Faserradiale. Im einfachsten Fall prüft man das in einem 1000-fach vergrößerten Mikroskop, indem man die geringe Schärftiefe von typisch  $\delta_{\text{F}} \approx 0,4 \mu\text{m}$ , (gl. (F2-19)), ausnützt. Bei einem Faserdurchmesser von  $125 \mu\text{m}$  beträgt dann die Auflösung  $\pm 0,4^\circ$ . [Miller, L1516] läßt Laserlicht unter  $10^\circ$  streifend auf die Bruchfläche fallen und wertet die Beugungsfigur aus. [Olshansky, L227] betrachtet den Bruchflächen-Keller bei Belichtung mit unfokusiertem Kegellicht auf einem kalibrierten Schirm. [Gordon, L228] stellt der Faseroberfläche eine 1 cm dicke optisch plane Glasplatte im Abstand  $d \ll L_k$  gegenüber, beleuchtet mit Licht der Kohärenzlänge  $L_k = 36 \mu\text{m}$ , (gl. (F5-28)), und bewertet Ebenheit und Winkeligkeit des Bruchs nach der (möglichst geringen) Anzahl der Interferenzstreifen.

Bild 2.2 zeigt eine typische Anordnung zur Einkopplung von Licht in LWL. Bei räumlich inkohärenter Strahlung bestimmt der Radius  $R_1$  von Blende  $B_1$  den Lichtfleckradius  $w_F$  auf der Faser und dem Mikroskopobjektiv  $L_2$ , während die numerische Apertur  $A_F$  von der Blende  $B_2$  mit dem Radius  $R_2$  definiert wird. Mit den gl. (F11-3,4,6) erhält man

$$w_F = \frac{f_2}{f_1} \cdot R_1, \quad A_F = \frac{1}{f_1} \cdot R_2. \quad (2-3)$$

Räumlich kohärentes Licht in Form eines Gauß-Strahls (gl. (F2-11a)) des Strahlradius  $w_{01,y} = w_{00}'$  und der Wellenlänge  $\lambda_0$  wird mit dem Linsensystem  $L_1, L_2$  aufgeweitet. Die Blende  $B_1$  in der Fourier-Ebene nach  $L_1$ , Abschnitt F2, reinigt den Strahl von Streulicht und höheren transversalen Moden. (gl. (F11-12)) folgend, ist  $R_1$  größer als der Strahlradius  $w_{01}$  hinter  $L_1$  zu wählen,

$$w_{01} = \frac{\lambda_0 f_1}{\pi w_{00}'} \quad , \quad R_1 > w_{01} \quad , \quad 2R_1 \approx 3w_{01}. \quad (2-4)$$

Die angegebenen Zahlen gewährleisten gute Füllwirkung bei geringen Verlusten. Ideal wäre ein gauß-förmiger Transparenzverlauf der Blende. Für ein teleskopisches System  $L_1, L_2$  wird  $w_{00}$  um  $f_2/f_1$  vergrößert auf  $w_{02}$  nach  $L_2$ , (gl. (F11-11)). Ist  $w_{02}$  groß genug, so spielt die Lage der Strahlmitte für die Transformation durch  $L_2$  keine Rolle und man kann mit (gl. (F11-12)) den Strahlradius  $w_F = w_{00}$  in der Faserendfläche berechnen,

$$w_F = w_{00} \approx \frac{f_2}{f_1} w_{01} = \frac{f_2}{f_1} \frac{\lambda_0 f_1}{\pi w_{00}'}, \quad A_F \approx \frac{\lambda_0}{\pi} \cdot \frac{1}{w_F} = \frac{1}{f_1} w_{02} = \frac{1}{f_1} \cdot \frac{f_2}{f_1} w_{00}'. \quad (2-5)$$

Die numerische Apertur des Flecks wurde mit (gl. (F2-11a)) abgeleitet. Wegen der Beugung können  $w_F$  und  $A_F$  nicht unabhängig voneinander verändert werden. Ist die Blende  $B_2$  in der vorderen Brennebene von  $L_2$  aufgestellt, so wird nach (gl. (F6-12)) bei hinreichend gleichförmiger Belichtung ein Gauß-Strahl

$$w_F = w_{00} \approx 1,121 \frac{\lambda_0 f_2}{\pi R_2}, \quad A_F = \frac{1}{f_1} R_2 \quad (2-6)$$

approximiert, dessen Fleckradius kontinuierlich verändert werden kann. Die

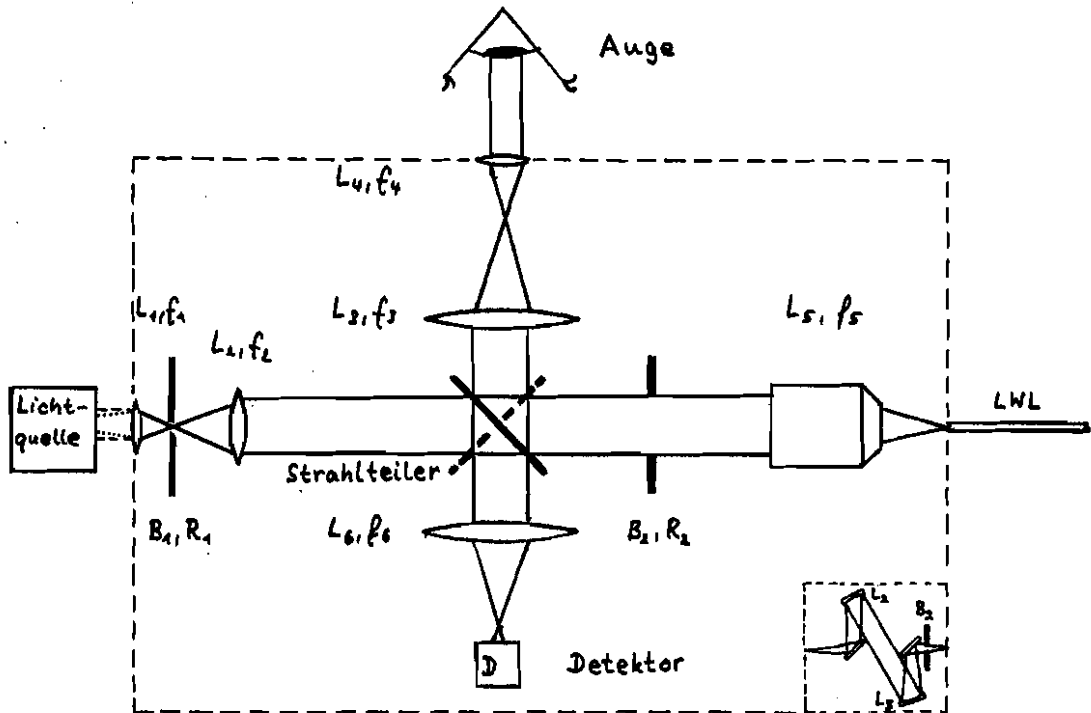


Bild 2.2

Einkopplung für kohärente und inkohärente Lichtquellen

- $L_i, f_i$  Linse  $L_i$  der Brennweite  $f_i$
- $B_i, R_i$  Blende  $B_i$  mit Öffnungsradius  $R_i$
- $L_1, B_1, L_2$  Einstellung des Lichtfleckradius  $w_F$  nach  $L_5$
- $L_3, L_4$  Mikroskop zur Beobachtung von Faser oder Lichtquelle
- $B_2$  Wahl der numerischen Apertur  $A_F$  des Lichtfleckes auf der Faser bei inkohärenter Beleuchtung
- $L_5$  Hochkorrigiertes Mikroskopobjektiv kurzer Brennweite
- $L_6$  Abbildung von Lichtquelle oder Lichtfleckreflex auf Detektor  $D$
- Einsatz: Linzenlose Abbildung mit außeraxialen Parabolspiegeln

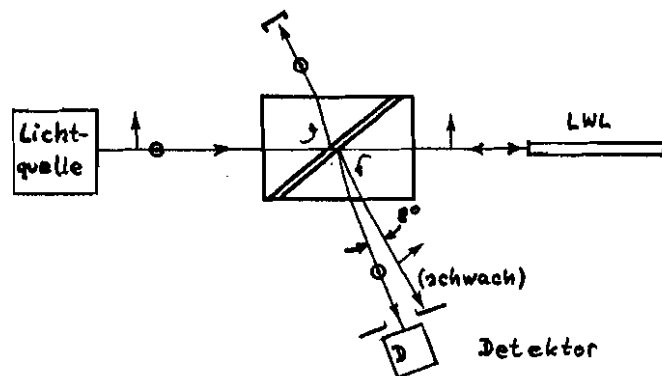


Bild 2.3

Unterdrückung des Frontflächenreflex mit Glan-Thompson-Prisma statt einer gewöhnlichen Strahlteilers  
 ↑, ○ orthogonale Polarisationsrichtungen

Richtung des Strahls relativ zur optischen Achse wird durch die transversale Position der Blende  $B_2$  definiert, Tabelle F1-7.

Je nach Stellung des Strahlleiters kann die Lichtquelle oder die von LWL reflektierte Strahlung mit dem Auge (eventuell mit Hilfe eines Bildwandlers) oder einem Detektor D registriert werden. Das hochkorrigierte Mikroskopobjektiv sollte in der postulierten Anordnung auf eine Tubuslänge unendlich und für den Betrieb ohne Deckglas berechnet sein. Stört die Materialdispersion, also die Brennweitenänderung vor allem der Linsen  $L_2, L_3$ , so können diese, wie im Eintrag von Bild 2.2 gezeigt, durch reflektierende Optiken aus aspherischen Parabolspiegeln ersetzt werden. Im Bereich  $0,2 \leq \lambda \leq 7 \mu\text{m}$  ist Al-, für  $0,9 \leq \lambda \leq 11 \mu\text{m}$  Au-Beschichtung der Spiegel zweckmäßig, vgl. [Tinguj, L2367].

Eine annähernd stationäre SMLV, Abschnitt 1, F4 und Gl. (F7-3), erhält man nach [Grupp, E32], wenn wellenlängengradientenprofil-LWL mit  $w_F = \frac{2}{3} a$ ,  $A_F = \frac{2}{3} A_N$ , also mit  $\frac{2}{3}$  des Kernradius  $a$  und der numerischen Apertur  $A_N$  der Faser räumlich inkohärent und gleichförmig ausgeleuchtet werden. Ist  $a = 25 \mu\text{m}$ ,  $\lambda = 0,65 \mu\text{m}$ ,  $A_N = 0,12$ , dann sollte  $w_F = 17 \mu\text{m}$ ,  $A_F = 0,13$  sein. Nach Gl. (2-5) kann mit einem räumlich kohärenten Gauß-Strahl entweder die Kombination  $w_F = 17 \mu\text{m}$ ,  $A_F = 0,016$  oder  $w_F = 2,0 \mu\text{m}$ ,  $A_F = 0,13$  eingestellt werden. Für einen Spezialfall der kohärenten Einstrahlung ist jedoch die Annäherung der stationären SMLV möglich. Wählt man nach [Sauter, L1138] für die normierten Parameter der Gl. (F6-5) ( $r_0, \varphi_0$  ist das Zentrum der Auftreffstelle des Strahls,  $\gamma_0$  der Winkel zur Faserachse,  $\psi_0$  der Winkel der Strahlprojektion, vgl. Bild F11)

$$\sigma = \left( \frac{w_{0G}}{w_0} \right)^2 = \begin{cases} 4,8 \\ 0,21 \end{cases}, \quad \beta w = \frac{r_0}{w_0} = \begin{cases} 3,2 \\ 0,50 \end{cases}, \quad \gamma = \sqrt{V} \frac{\sin \gamma_0}{A_N} = \begin{cases} 0,71 \\ 4,6 \end{cases}, \quad \psi_0 = 55^\circ, \quad (2-7)$$

so approximieren die oberen bzw. unteren Zahlen zwei Sätze von Einflußbedingungen, welche die stationäre SMLV eines Kopplungsmodells von [Olshansky, L2332, L924] annähern. Vorausgesetzt ist dabei die enge Kopplung von Moden einer Hauptmodengruppe, vgl. Abschnitt F10. Mit den Zahlen von Gl. (2-7) und den oben angegebenen Faserdaten erhält man  $V = 37$ ,  $w_0 = 5,8 \mu\text{m}$ ,  $\gamma_M = 12^\circ$  und folglich  $w_{0G} = \begin{cases} 13 \\ 2,7 \end{cases} \mu\text{m}$ ,  $r_0 = \begin{cases} 19 \\ 2,9 \end{cases} \text{mm}$ ,  $\psi_0 = \begin{cases} 13 \\ 8,6 \end{cases}^\circ$ .

Stört die nach Gl. (F9-2) 4-%-ige Leistungsreflexion der Glas-Gas-Eintrittsfläche, so kann z.B. eine Laserlichtquelle, die linear polarisiert ist, isoliert werden. Man setzt zwischen Laser und Einkoppeloptik eine  $\lambda/4$ -Platte, für die  $d_1 - d_2 = \frac{\pi}{8}$  in Gl. (F5-8) gilt. Lineare Polarisation wird demnach in zirkuläre umgewandelt. Die Drehrichtung der zirkulären Polarisation kehrt sich durch den Phasensprung von  $\pi$  bei der Reflexion um, passiert erneut die  $\lambda/4$ -Platte und wird in eine lineare Polarisation zurückverwandelt, die orthogonal zur ursprünglichen Polarisationsrichtung steht.

Soll mit dem Detektor D das schwach rückgestreute, unpolarisierte Licht eines wellenlängigen LWL beobachtet werden, so stört der leistungsstarke Eintrittsflächenreflex, da er Detektor und nachfolgende Verstärker übermanert. Bild 2.3 zeigt, wie ein Glas-Thompson-Prisma an Stelle des einfachen Strahlleiters nur orthogonal zum injizierten Licht polarisierte Strahlung auf den Detektor lenkt, während der parallel polarisierte Frontreflex zur Lichtquelle zurückläuft. Als Polarisor hat das Prisma eine Extinktion von  $10^{-5}$ . Der Leistungsgewinn gegenüber dem einfachen Strahlleiter beträgt auf dem Weg Lichtquelle - LWL - Detektor 3 dB, falls die Quelle linear polarisiert ist; deren Polarisationsesense kann mit einer  $\lambda/2$ -Platte parallel kehrt werden.

Räumlich inkohärente Quellen mit cos-förmiger Fernfeldintensität, sogenannte Lambert-Strahler, regen nach Gl. (F4-15a) alle Moden gleichförmig an. Innerhalb der numerischen Apertur  $A_N \leq 0,3$  beträgt die Abweichung einer rechteckförmigen Fernfeldintensität vom Lambert-Verlauf Gl. (F4-10), vgl. Gl. (F5-32), höchstens  $1 - \cos[\sin^{-1} A_N] \leq 5\%$ , so daß die verkleinernde Abbildung inkohärenter Quellen wie Punktstrahler oder LED an der Eingangsfläche eines Lambert-Strahlers nichts wesentliches ändert.



### 2.3 Modenmischer

Modenmischer werden zu Beginn einer LWL-Textstrecke angebracht und sollen die injizierte Lichtleistung auf alle Eigenwellen möglichst gleichmäßig verteilen, so daß mit Gl. (F4-11) die MLV  $P(\delta, \nu) = P_0$  wird. Die Einstellung einer stationären DMLV im Sinne konstanter Schwerpunktsstrahlung von Lichtimpulsen in den einzelnen Moden, Gl. (F10-4), kann dadurch grundsätzlicher nicht erreicht werden.

Verpleist man 1-m-Stücke von Fasern in der Abfolge Stufen-, Gradienten-, Stufenprofil, so bewirkt die mittlere Faser mit nahezu parabolischem Profil eine so starke Fellaufspannung des Modenvolumens geführte Wellen, Gl. (F5-31), daß, ähnlich wie in Abschnitt 2.1 erläutert, die letzte Stufenprofil-Faser nahezu unabhängig von den Einkoppelbedingungen als Lambert-Strahler wirkt und somit alle Eigenwellen einer Textfaser, die stumpf stoßend im  $\mu\text{m}$ -Abstand beleuchtet wird, gleichförmig anregt. Die geringe Dämpfung von 1,5 dB [Love, ERP] deutet darauf hin, daß bei der Gradienten-Faser lediglich bedauernde Leistungsanteile transportieren; anderenfalls würde man nach Gl. (F4-3),  $M_{00}^L = 2M_2^L$ , eine Mitedeldämpfung von 3 dB erwarten, wenn die V-Parameter beider Fasertypen übereinstimmen.

Geringere Bauhöhen benötigen Modenmischer mit künstlicher Verkopplung der Eigenwellen durch mechanische Deformation der Fasern. Nach Gl. (F10-1) und dem polynomen Text wird das bei fast parabolischen LWL monochromatische Raumfrequenzspektren mit Periodenlängen von  $1 \mu\text{m} \leq \Lambda \leq 3 \mu\text{m}$  notwendig. Bild 2.4 zeigt solche Strukturen, in Aluminium geätzt, mit denen Fasern gegen eine elastische Unterlage gepreßt und periodisch gekrümmt werden [Namiura, L1113]. Eine Konstruktion mit 30 schräg verlaufenden Stahldrähten nach Bild 2.5 gestattet es, durch Wahl der Faserposition Periodenlängen von  $1 \mu\text{m} \leq \Lambda \leq 4,7 \mu\text{m}$  kontinuierlich einzustellen [Frende, L422]. Zur Modenmischung bei Stufenprofil-Fasern muß ein gleichförmiges Raumfrequenz-Spektrum von Mikrokrümmungen vorliegen, vgl. Text nach Gl. (F10-1). Sandpapier entsprechender Körnung, gegen das der Wellenleiter gepreßt wird, ist verwendbar, kann aber durch das harte Korn die notwendige Weise von Schutzschichten befreite Fasern beschädigen. Günstiger sind Zucker- oder Salz-Preppackungen [Enderse, E173].

Für Gradienten- und Stufenprofil-LWL gleichermaßen kann eine Fasernbettung aus Kugellager-Kugeln mit Durchmessern von 1...5 mm bewirkt [Vershuis, L667], oder auch 6 Drähte von 260  $\mu\text{m}$  Durchmesser, die der Faser parallel platziert und mit einem Schrumpfschlauch angepreßt werden [Ikeda, L2059].

Ätzt man die gesrodene Endfläche einer schichtweise aufgesauhten vielwelligen LWL in einer 50%-igen Flußsäure-Lösung 1 min lang bei 20°C, so tritt die radiale Schichtstruktur zu Tage und fungiert als Diffusor an der Eintrittsfläche, d.h. als Modenmischer [Ikeda, L2021].

Modenmischer haben unvermeidlich auch Modenfiltereigenschaften desto mehr, je höher ihre Dämpfung ist.

### 2.4 Modenfilter

Ein Mantelmodenfilter besteht aus einem 10...50 mm langen Trog, gefüllt mit einer Indexklemmigkeit, deren Brechzahl gerade etwas höher ist als die des Mantels der Faser; diese wird von allen Schutzschichten befreit und in den Trog gelegt. Im Mantel propagierendes Licht kann dann wegen der fehlenden Totalreflexion nicht mehr geführt werden, tritt in das umgebende Medium über, wird ge-

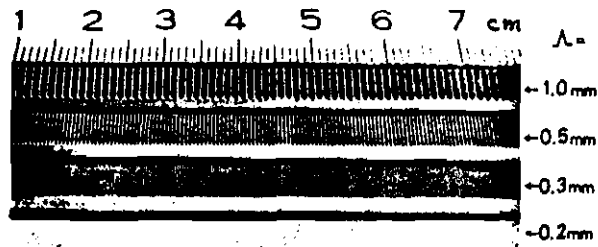


Bild 2.4. Modenmischung durch periodische LWL-Krümmung mit der Raumperiode  $\Lambda$  (nach [Namihira, L449]).

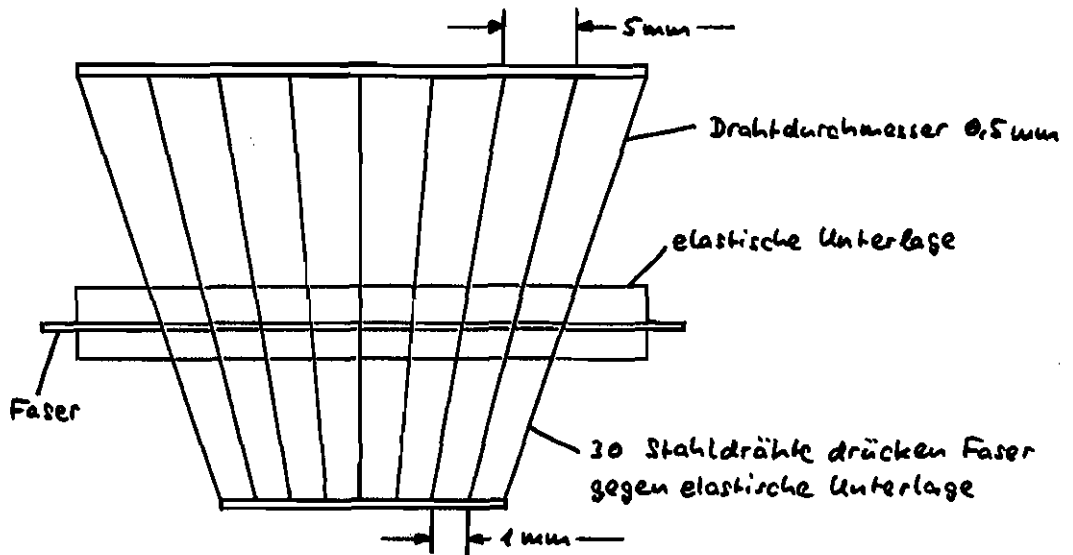


Bild 2.5. Modenmischer mit variabler Raumperiode  $\Lambda$  (nach [Freunde, L422]).

stark und schließlich absorbiert. Solche Indexflüssigkeiten [Fox, L1078] sind im Brechzahlbereich  $n = 1,3 \dots 2,31$  mit Intervallstapfungen von  $\Delta n = 0,002 \dots 0,01$  und Genauigkeiten von  $\pm 0,0002$  z.B. von [Cargille, E17] zu erhalten. Auch schwarze, mit Indexflüssigkeit getränkter Filz, oder Ruß und (im Infraroten!) schwarze Farbe auf dem Mantelglas erfüllen denselben Zweck. Mantelmodenfilter sind unmittelbar nach der Ein- und vor der Auskoppelfläche der Faser sinnvoll.

Ein Leckwellenfilter [Stone, L2194] besteht aus einer S-förmigen, mit Indexflüssigkeit gefüllten Föhre, die aus drei aneinander angrenzten halbkreisförmigen Röhren mit Krümmungsradien von  $20 \dots 25 \mu\text{m}$  anpassend ist. In der eingeleiteten und gekrümmten Faser werden bevorzugt Leckwellen und verlustreiche Moden der höheren Ordnungen in Strahlungsmoden umgewandelt und über den Mantel ausgekoppelt. Die zu erwartende Dämpfung liegt unter  $0,1 \text{ dB}$  [Winkler, L1616], [Miller, L775]. In [Fardus, L1966], [Miller, E142] ist ein ähnlich wirkendes Wickeldorn-Filter beschrieben (mandrel wrap filter). Die Faser wird in 5 Windungen um einen Dorn mit  $13 \text{ mm}$  Durchmesser gewickelt und immeriert. Je größer der Krümmungsradius, desto mehr Moden werden eliminiert. Man darf erwarten, daß diese Filterung in großer Näherung eine stationäre SMLV bewirkt [Cherin, L2404], §. (F7-3, 2-7), da höhere Moden nicht stärker bedämpft werden als niedrigere; für eine Gradienten-Faser mit  $a = 50 \mu\text{m}$ ,  $\Delta = 1,1\%$  und  $125 \mu\text{m}$  Außendurchmesser seien 5 Windungen bei einem Krümmungsradius von  $15 \text{ mm}$  optimal. Auch [Tokuda, L1523] beansprucht für ein Slalom-Filter, bestehend aus 6...11 Rollen mit Krümmungsradien von  $4 \text{ mm}$  im Achsabstand von je  $12 \text{ mm}$ , durch welche die Faser S-förmig durchgezogen wird, ähnlich gute Eigenschaften. Der Aufbau ist jedoch mechanisch recht unhandlich. Bei einseitigen LWL verschärft eine Windung mit dem Dispersionsradius  $10 \text{ mm}$  die Ausbreitung des  $L_{11}$ -Modus bei V-Werten von  $2,8$  [Katsuyama, L326]. Faserabschnitte mit bikonischer Verjüngung, [Ozeki, L907] Bild 6.9, wirken ebenfalls als Modenfilter, da die Grenzfrequenz eines Modus bei festem  $V_{\text{max}}$  proportional dem Kernradius  $a$  ist, vgl. §. (F1-6, F3-21) und den folgenden Text. [Agarwal, L3224] zeigt, daß bei Gradienten-Fasern mit  $a = 25 \mu\text{m}$  Kernradiusverhältnisse von  $\frac{a_2}{a_1} = 0,58 \dots 0,63$  und Verjüngungslängen von  $1 \dots 1,5 \text{ mm}$  die stationäre SMLV approximieren.

Vorlaufparern, möglichst vom selben Typ wie die Testfaser, können bei hinreichender Länge sowohl für die stationäre SMLV, §. (F7-3), als auch für die stationäre DMLV, §. (F10-4) sorgen, was da bisher beschriebene Filtern grundsätzlich nur für die SMLV gelingen kann. Moderne dämpfungs- und kopplungsarme LWL erreichen den stationären Zustand der DMLV erst nach Kilometer Längen, z.B. schließlich [Kitayama, L994] eine Kopplungslänge  $L_c = 25 \text{ km}$  ab, während [Tateda, L689] mit  $500 \text{ m}$  Vorlaufparern eine Dämpfungsunsicherheit  $< 0,05 \text{ dB}$  spezifiziert, was nur nach Erreichen der stationären SMLV möglich ist. Zu beachten ist das Problem der Mantelmodenanregung bei niedrig brechenden, lokal reflektierenden Schutzschichten wie Silikonkautschuk [Krause, E322], [Erving, L1972], vgl. Abschnitt 7.1.2.

Leckwellen können auch durch eine Abdockung des Mantelbereichs im (eventuell vergrößerten) Maßstab wirksam unterdrückt werden [Sharma, L2316], vgl. Abschnitt 3.2.

## 2.5 Detektoren

Bild 2.6 zeigt die Abhängigkeit der Leitungs-Absorptionskoeffizienten  $2\alpha$  und der Absorptionslänge  $(2\alpha)^{-1}$  einiger wichtiger Halbleitermaterialien bei zwei Temperaturen als Funktion der Photonenenergie  $h\nu$  bzw. der Wellenlänge  $\lambda$  [Sze, E464], [CSELT, E465]. Silizium ist im Wellenlängenbereich  $0,2 \mu\text{m} \leq \lambda \leq 0,95 \mu\text{m}$  geeignet, Germanium für  $0,4 \mu\text{m} \leq \lambda \leq 1,65 \mu\text{m}$ ,  $\beta\text{-As}$  für  $0,5 \mu\text{m} \leq \lambda \leq 0,9 \mu\text{m}$ ,  $\text{InGaAsP}$  für  $0,9 \mu\text{m} \leq \lambda \leq 1,65 \mu\text{m}$  je nach Legierung,  $\text{InSb}$  für  $1,8 \mu\text{m} \leq \lambda \leq 5,5 \mu\text{m}$  und  $\text{HgCdTe}$  für den Bereich  $5 \mu\text{m} \leq \lambda \leq 11 \mu\text{m}$ .

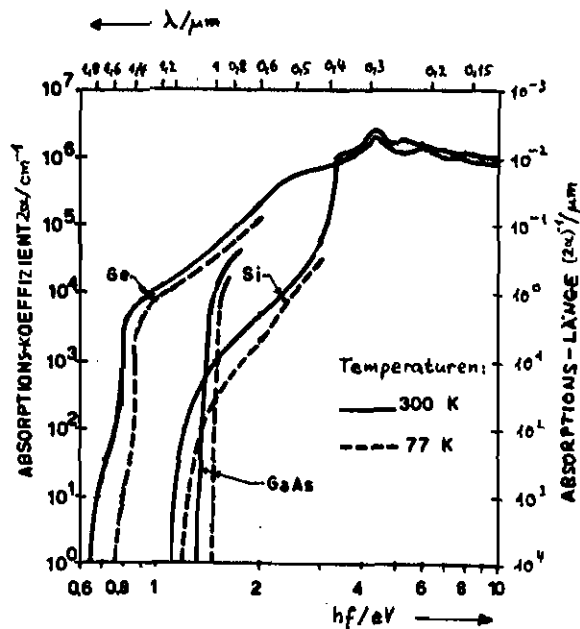


Bild 2.6 . Absorptionskoeffizienten  $\alpha$  und Absorptionslängen  $1/\alpha$  wichtiger Halbleitermaterialien (nach [See, E464])

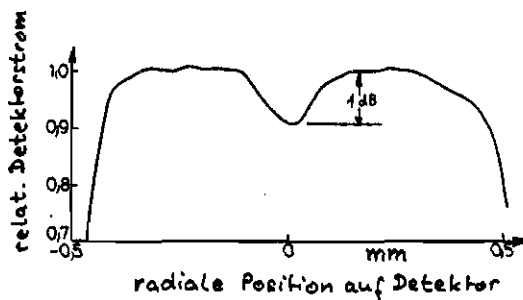


Bild 2.7 . Einfluß der Detektorinhomogenität: Normierte Empfindlichkeit einer Ge-PIN-Diode (nach [Sharma, L2316]).

PIN-Dioden haben pünktigen Falls 35 ps (Si, Opto-Electronics Ltd., vertrieben durch [Oriel, E40]), 60 ps (Si, [Müller, E88], [Freunde, L440]), 50 ps (Ga, Opto-Electronics Ltd., vertrieben durch [Oriel, E40]), oder 30 ps (InGaAs, [Lin, L1849]) Antispreizzeit. Rasche Vorzüge können mit Schmierbild-Kameras oder optischen Autokorrekturauswertern mit Frequenzverdopplungskristallen aufgeklärt werden [Ziel, L2131], [Halbout, L2451], [Scanning Autokorrektor Model 409, Auflösung < 0,5 ps, Spectra-Physics, E462]. Lawinaphotodioden (APD, avalanche photo diode) mit interner Verstärkung werden aus Si, Ge, ternären und quaternären Kristallen hergestellt. Praktische Antispreizzeiten und Stromverstärkungsfaktoren liegen bei 80 ps/200 (Si), 150 ps/40 (Ge), 60 ps/30 (InGaAs). Das pünktigste rauschverleihen lassen APD aus Si. Im Gegensatz zu PIN-Dioden sind APD nicht so ausdauerungsstark und versetzen die detektierten Signale bei ungleich niedrigeren optischen Leistungsebenen, die bei hoher Dynamik durch optische Abschwächer (Granfitter) gedämpft werden müssen.

PIN-Dioden und APD werden in Sperrrichtung vorgespannt und lassen rasche Reaktionszeiten. Sollten niederfrequenzmodulierte Signale rauscharm detektiert werden, ist der Kurzschlussbetrieb mit Transimpedanzverstärker pünktig, vor allem, wenn Si-Detektoren verwendet werden. Ohne externe Spannung ist die Raumladungszone (RLZ) so schnell, daß Generation und Rekombination in der RLZ vernachlässigt werden kann. Mit vergrößertem Volumen der RLZ steigt bei Si der Sperrstrom und damit das Dunkelstromrauschen wegen dieses Mechanismus auf über das 10-fache an [Spente, E339]. Ohne Vorspannung können kommerzielle Leuchtungen auf Si-Basis CW-Leistungen ab 1 pW.

Muß bei einer Messung der LWH wiederholt an dem Detektor gehoppelt werden, so ist die örtliche Inhomogenität des Photoelementes zu beachten. Ein Beispiel [Sharma, L2316] zeigt Bild 2.7, wo eine Ge-Diode mit 1 mm Durchmesser von einem wesentlichen dünnen Lichtteil abgetastet wurde. Abhilfe bringt, wie schon in Abschnitt 2.1 beschrieben, die Diffusortechnik. Man schaltet eine Dicken- $\lambda/4$ -Schicht vor von z.B. 1 mm Kerndurchmesser und ausreichender Länge fest verbunden werden Detektor. Das andere Ende der z.B. 2 m langen (im erhitzen Zustand aufgerollten) Faser bildet die wirksame Detektorfläche [Sharma, L2316]. Leichtes Anfrähen oder Ätzen der Endfläche sorgt für wirksame Modenmischung, Abschnitt 2.3.

Gegenüber dem Sperrlichtempfindlichen mit PN- oder Schottky-Übergang [Green, L1449], [Chiu, L1164], [Daniel, L3045], [Drullinger, L3257], [Wang, L3260] haben Photodiodes geringere Bedeutung. Einen frühen Vergleich bietet [DiDomenico, L480], während Übersichtsartikel wie [Kimura, L956], [Law, L713], [Schlachetki, L671], [Botet, L1111], [Huber, L1279], [Smits, L1312], [Bergh, L1732], [Stillman, L1731], [Tabatabaie-Alavi, L2226], [Brain, L2378, L3440], [Trommer, L3016], [Peacock, L265], [Sim, L3223] den augenblicklichen Wissensstand darstellen. Über neuere Entwicklungen rein majoritätsträgerbestimmter schneller Photodetektoren berichten z.B. [Chen, L1967, L2191, L2239], [Georgoulas, L2432], [Wei, L1994].

Eine besonders empfindliche Betriebsart für APD wurde von [Healey, E144, L1463, L2046] angewandt nach Vorschlägen von [Webb, E69] und [Fichtner, E70]. Hierbei wird eine APD mit möglichst homogenen, ausgedehnten Durchbruchseigenschaften oberhalb ihrer Durchbruchspannung vor so vorgespannt, daß ein einzelnes Photon den vollständigen Durchbruch auslösen kann. Thermische Generation wird durch Kühlung klein gehalten. Die zeitkonstante von Diode und externer Schaltung löscht durch ihre strombegrenzenden Eigenschaften die Lawine, da die Vorspannung unter U<sub>BR</sub> nicht. U<sub>BR</sub> steigt anschließend wieder an, und ein weiteres Photon kann den Zyklus erneut auslösen. Als digitaler Maß für die auf den Detektor auftreffende Leistung dient die Anzahl der Durchbruchzyklen innerhalb der Beobachtungszeit. Eine Apparatur zur Messung der Gatedzeitlichkeit, die im Beobachtungsintervall kein Photon ankommt, wurde von [Basano, L3100, L3099] angegeben.

Modulation der Lichtquelle gestattet den Einsatz von phasempfindlichen schmalbandigen Bildrichtern und dem Photodetektor, genannt Lock-In-Verstärker, zur Wirkung von Bandbreitebegrenzungen vgl. Abschnitt F12 und B.(5-23). Wird die

Lichtquelle mit einer Zufallsimpulsfolge moduliert, dem digitalen Äquivalent von weißem Rauschen, dann liefert eine Kreuzkorrelation  $P_{21}(t)$  von Detektions- und Modulationssignal wie in Gl. (FP-7) dann die Impulsantwort des Systems, wenn die Autokorrelationsfunktion  $K_{00}(t-t_1)$  der Modulation tatsächlich  $\delta$ -impulsförmig ist wie für weißes Rauschen. Für Davis-Sard-Modulation ist in Gl. (FP-7)  $\tilde{z}_1(t_1)$  ungegenäuß durch die Bandband-Impulsantwort  $\tilde{h}(t_1)$  zu ersetzen. Solche Detektorschaltungen wurden von [Okada, E74, L1039] und [Healey, E208, L2205] angewandt. Korrelatoren [Schulz-De Bois, E62] für digitale Signale sind mit UND-Gattern sehr einfach aufzubauen [Fraude, L409]. Benutzt man zur Anzeige eines breitbandigen Detektorsignals einen Abtast-Oszilloskopplan, so kann dessen (beträchtlicher) Rauschen mit einem nachgeschalteten Lock-In-Verstärker verbessert werden [Barni, L1434].

Photovervielfacher-Röhren sind höchstempfindliche, schnelle und aufwendige Detektoren. Mit 9 bis 14 Dynoden werden Stromverstärkungen von  $10^4 \dots 10^7$  erreicht, Detektorbandbreiten bis 100 MHz und Dunkelströme von einigen pA bei Kühlung auf  $-90^\circ\text{C}$ . Bei speziellen komplizierten Anordnungen mit gekrümmten elektrischen und magnetischen Beschleunigungs- und Führungsfeldern reicht die Bandbreite bei einer Verstärkung bis  $10^5$  über 6 GHz entsprechend einer Antriebszeit von 60 ps, vgl. [Cohen, L1157]. Einzelne Vakuumphotodioden sind bis zu Antriebszeiten von 100 ps herab erhältlich. Von Vorteil ist ihre große Detektorfläche im 1-cm<sup>2</sup>-Bereich.

### 3 Dämpfung

Um überhaupt von Dämpfung im Sinne des Gl. (F7-1) reden zu können, muß die MLV einer vielwelligen Faser annähernd der des stationären Gleichgewichts entsprechen, vgl. Abschnitte 1 und F10. Die in den Abschnitten 2.2, 2.3 und 2.4 beschriebenen Faserstrukturen können diese Forderung näherungsweise erfüllen. Mit geeigneten Füllern an der Ein- und Auskoppelstelle des LWL sind Leck- und Mantelwellen zu eliminieren. Dämpfungsmessungen werden meist in großen Spektralbereichen durchgeführt, z. B. für 0,6 µm bis 1,6 µm. Von 0,6 µm bis 1,1 µm Wellenlänge sind Si-Detektoren optimal, im Bereich 1,1 µm bis 1,6 µm sind thermoelektrisch gekühlte PbS-Photoleiterstäbe üblich, bis 1,6 µm auch Ge-Detektoren, vgl. Abschnitt 2.5. PIN-Photodioden und APD wegen der besseren Linearität vorzuziehen. Bei mechanisch mit Zerstreuung oder elektronisch modulierten Lichtquellen können Leck- zu -Verluste die Anzeigempfindlichkeit signifikant verbessern. Als Lichtquellen werden meist gefüllte Halogen- (Infrarot) verwendet, vgl. Abschnitt 2.1. Bei Betriebsdämpfungsmessungen sind die Genauigkeitsansprüche reduziert. Häufig genügt dann die Messung bei einer oder zwei Wellenlängen, so daß LD oder LGD eingesetzt werden können, was der Handlichkeit der Geräte zuzurechnen kommt.

#### 3.1 Einflüßungsdämpfung

Die Einflüßungsdämpfung wird mit einem Substitutionsverfahren gemessen. Am Ende des Test-LWL wird nach der Länge L vom einstrahlenden Licht noch der Leistungsanteil  $P(L)$  registriert. Die Position des Ein- und Auskoppelreffekts wird in axiales und transversaler Richtung so lange verändert, bis  $P(L)$  maximal wird. Werden Lichtquelle und Detektor mit Strahlernstrahlen angekoppelt, entfällt diese Prozedur. Eine Referenzwellenlänge  $\lambda \ll L$  ermöglicht ähnlichen Typs hat eine demtlich niedrigere Dämpfung  $\alpha_\lambda \ll \alpha_L$ , so daß geringfügig unterschiedliche Dämpfungskoeffizienten ohne Einfluß bleiben. Die Referenzleistungsmessung  $P(\lambda)$  dient im wesentlichen dazu, die Ein- und Auskoppeldämpfung des Lichts zu erlangen. Für  $\alpha \approx \alpha_L \approx \alpha_\lambda$  erhält man nach Gl. (F7-1, 2)

$$2\alpha = \frac{1}{L-\ell} \ln \frac{P(\lambda)}{P(L)} \quad , \quad \frac{\alpha}{L-\ell} \approx 4,34 \cdot 2\alpha \quad (3-1)$$

für die Leistungsabnahmekoeffizienten  $2\alpha$  und das Dämpfungsmaß  $\alpha$ . Nach den verschiedenen Ausführungen des Abschnitts 2 ist klar, daß eine solche Messung nicht sehr genau sein wird. Vor allem die Verwendung eines nicht in der Testbox enthaltenen LWL und die gegenüber der Testbox hauptsächlich veränderte Einkopplung können Fehler von  $\pm 2$  dB erwarten. Der Messbereich eines typischen Dämpfungsbehalters [Siemens, E54, Modell K1125] beträgt 31 dB. Der Einsatz dieses in Fehde- und Empfangseinheit getrennten Messgerätes mit Batteriebetrieb ist bei Installation und Kontrolle von LWL-Anlagen sinnvoll. Die Referenzfaser ist  $L = 1$  m lang, so daß zur Referenzmessung Sender und Empfänger unmittelbar benutzbar sein müssen.

Wenn diese Forderung nicht zu erfüllen ist, können auch [Midwinter, E55] je eine Sender- und Empfangseinheit an jedem Faserende verwendet werden, Bild 3.1. Zur Referenzmessung werden die Sender  $S_1, S_2$  jeweils mit den Detektoren  $D_2, D_1$  am selben Ort verbunden. Mit den in die Faser an Ort 1 bzw. 2 eingekoppelten Lichtleistungen  $S_1$  bzw.  $S_2$  und den entsprechenden Detektorwirkungsprodukten  $D_1$  bzw.  $D_2$  empfängt man die Lichtleistungen

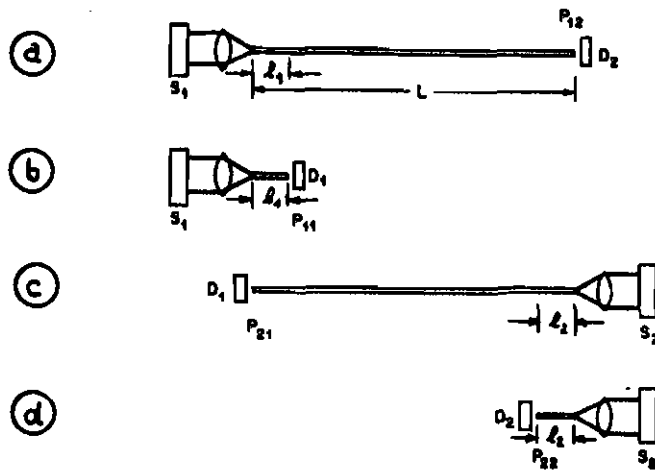


Bild 3.1. Messung der Einfügedämpfung, wenn die Faserenden räumlich weit entfernt sind (nach [Midwinter, ESS]).  
 a Messung von Sendestelle 1 nach Empfangsstelle 2  
 b Rückmessung an Sendestelle 1  
 c Messung von Sendestelle 2 nach Empfangsstelle 1  
 d Rückmessung an Sendestelle 2

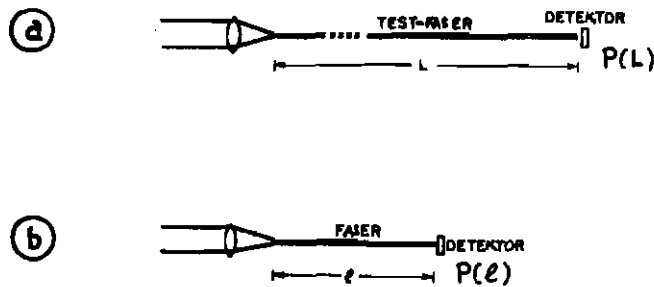


Bild 3.2. Dämpfungsmessung mit dem zwei-punktverfahren. Die Faserlänge  $l \ll L$  entsteht durch Abscheiden der Faser ohne Veränderung der Einkopplung.  
 a Messung an der langen Faser  
 b Referenzmessung an der kurzen Faser



$$P_{12} = D_2 S_1 e^{-2\alpha L}, \quad P_{21} = D_1 S_2 e^{-2\alpha L}, \quad (3-2)$$

daß die Referenzleistungen mit den kurzen LWL der Längen  $l_1, l_2$

$$P_{11} = D_1 S_1 e^{-2\alpha l_1}, \quad P_{22} = D_2 S_2 e^{-2\alpha l_2} \quad (3-3)$$

an Ort 1 bzw. an Ort 2. Aus der Multiplikation der Gl. (3-2) und Substitution der Größen  $D_1 S_1, D_2 S_2$  aus Gl. (3-3) erhält man

$$2\alpha = \frac{1}{L - (l_1 + l_2)/2} \ln \sqrt{\frac{P_{11} P_{22}}{P_{12} P_{21}}}. \quad (3-4)$$

### 3.2 Zweipunktumethode

Die Zweipunktumethode vermeidet die Unrichtigkeiten des Substitutionsverfahrens. Bild 3.2 zeigt, wie an einer Testfaser der Länge  $L$  die Leistung  $P(L)$  gemessen wird. Anschließend wird die Faser auf die Länge  $l \ll L$  gekürzt, ohne an der Einkopplung etwas zu ändern, und die Leistung  $P(l)$  gemessen. Aus Gl. (3-1) wird die Dämpfungs-konstante berechnet. Soll die Faser bei mehreren Wellenlängen untersucht werden, so  $\alpha$  misst  $P(L)$  und dann  $P(l)$  im gewünschten Spektralbereich zu messen.

Werden große Wellenlängenbereiche überstrichen, so hat die Dispersion der Lichtbrechzahlen der Einkoppeloptik Bild 2.2 beträchtlichen Einfluß. Am Krümmungsradius der Brennwerten 30mm und 50mm sowie an einem Mikroskopobjektiv der Brennweite 8mm wurden im Bereich  $0,6\mu\text{m} \leq \lambda \leq 1,6\mu\text{m}$  relative Brennweiteänderungen von  $\pm 1,5\%$  gemessen auf die Brennweite bei  $1,2\mu\text{m}$  gemessen [Weisser, E56] und berechnet [Schott, E57]. Durch die veränderte Einkopplung wird die MLV und folglich die Dämpfung in der Größenordnung von 10% des Dämpfungswertes  $\alpha$  in dB geändert. Daher ist die Nachjustage der Einkopplung nach dem Kriterium maximaler ästhetischer Leistung z.B. für die Wellenlängen  $1\mu\text{m}, 1,3\mu\text{m}$  und  $1,5\mu\text{m}$  erforderlich. Diese Fokussachstellung kann man vermeiden, wenn man reflektierende statt brechende Optiken verwendet. Allerdings sind Spiegelmikroskopobjektive [Born, L193P], [Ealing, E5P] wegen der zentralen Abschattung unbrauchbar und aspherische Spiegelsysteme, Bild 2.2, wegen ihres Preis und des notwendigerweise gekrümmten Strahlengangs unbeliebt, so daß die Fasern durch brechende Optiken üblicherweise hingenommen werden.

Bild 3.3 zeigt einen optimierten Dämpfungsmessplatz. Licht eines inkohärenten Lichtstrahlers  $\Omega$  wird mit dem Zerstreuungsgitter  $Z$  moduliert und mit einem Übermodulator  $F$  gefiltert. Dessen Ausgangs-"Spalt" wird von einer Influenzprofil-Diaphragme mit dem Verschiebemaß  $2a = 1\text{mm}$  gebildet. Für typische 125mm- bis 200mm-Modulatoren liegt die Anplözung für diese Spaltbreiten bei  $\Delta\theta = 10\text{mm}$ . Die Eingangsfläche der Faser ist anplözt, so daß alle Moden gleichmäßig angeregt werden, vgl. Abschnitt 2.3. Nah- und Fernfeld der abstrahlenden Faserfläche sind dann unabhängig vom Modulator entsprechend den Gl. (F4-14, 15a) wohl definiert. Die Einkopplungsoptik, vgl. Abschnitt 2.2, stellt den gewünschten Faserdurchmesser und -raumwinkel auf der Eingangsfläche der Testfaser ein. Ein Modenfilter MF bereinigt Leck- und Mantelwellen. Das vergrößerte Nahfeld an Ende der Testfaser wird mit der Blende  $B_1$  auf Radius  $r \leq R_1$  begrenzt und auf die (außenliegende) Eingangsfläche einer zweiten Dickenfaser mit Influenzprofil abgebildet, die ihrerseits die

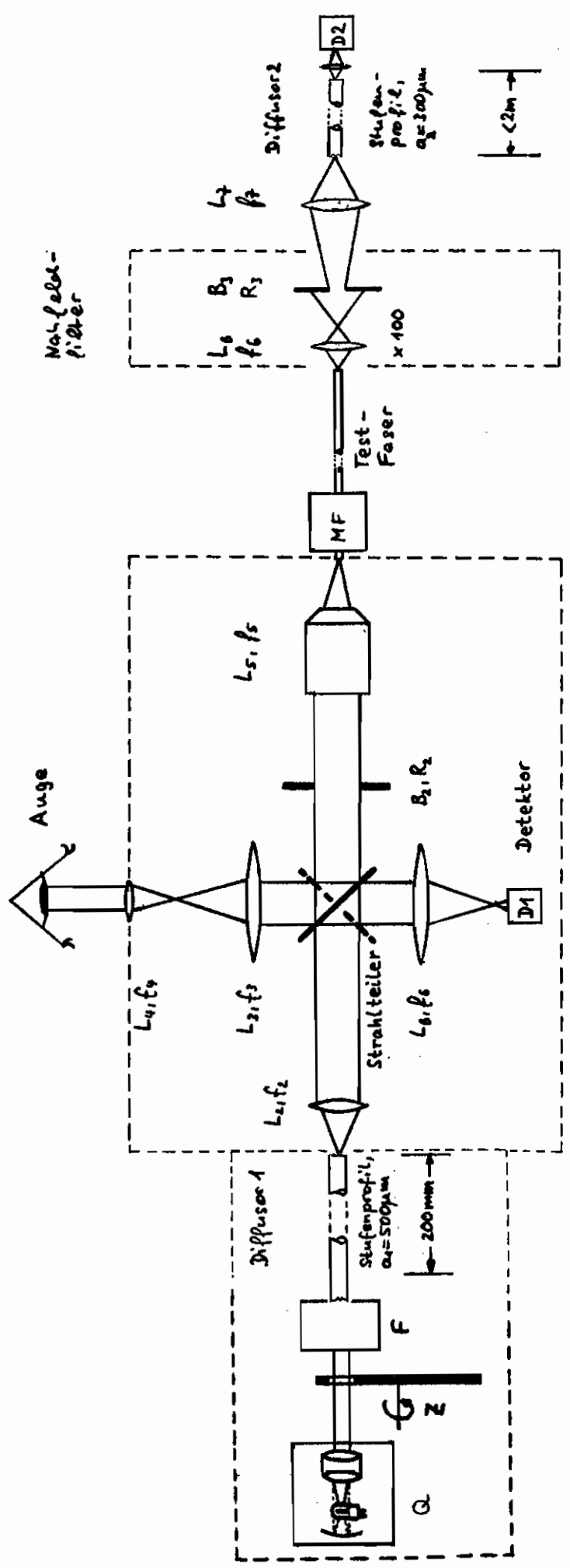


Bild 3.3. Optischer Dämpfungsmeßplatz. Strahlformung mit zwei Stufenprofilen - LWL und Nasfeldfilter (nach [Starwa, 59, 69, L 2322, L 2316, L 2395, L 3321]), vgl. Bild 2.2

- Q inkohärente Quecksilber-Hitzquelle
- Z Zehnerkarrad
- F Filtermonochromator
- L6 Mikroskop zur 400-fachen Vergrößerung des Nasfelds
- B3 Blende mit Radius R<sub>3</sub> in der Nasfeldebene
- L7 Abbildungslinse
- MF Modenfilter

ortsabhängige Empfindlichkeit der Detektorfläche  $D_2$  homogenisiert, vgl. Abschnitt 2.5. Läßt das NaF-Feldfilter nur den vergrößerten Kernbereich durch, können schwach gedämpfte Hochwellen wirksam verringert werden, auch an sehr kurzen Fasern. Die Technik, Strahlprofil bevor zur Definition der Ein- und Auskoppelbedingungen zu verwenden, wurde von [Sharma, E59, E60, L2322, L2316, L2395, L3321] erprobt.

Ist man sich unsicher, ob im unteren LWL die nationale SMLV angesetzt ist, so kann man sich bei modernen Fasern, bei denen die Dämpfung niedriger Moden durch erhöhte OH-Ionen-Konzentration auf der Achse [Cohen, L1725] gering bleibt, auf eine Dämpfungsmessung nur der Moden niedriger Ordnung beschränken und daraus bei gleichförmiger MLV des LWL die aktuelle Dämpfung berechnen [Sharma, E59, E60, E2322, E3321]. Dann wird das NaF-Feldfilter im Radius  $R_2$  nicht verkleinert, daß, auf die Faserausgangsfläche zurückgerechnet, nur ein zentraler Kernbereich mit dem Radius  $a_2 \leq a$  transmittiert wird; [Sharma, L2395] schlägt ein Verhältnis  $a_2/a = 0,4$  vor. Da nur verhältnismäßig wenige Moden detektiert werden, §. (F4-9), wird sich die differentielle Dämpfung dieser Moden nur wenig unterscheiden, so daß unter diesen Bedingungen eine Dämpfungsmessung praktisch nicht von den Einkoppelbedingungen abhängt. Nach §. (F5-34) sind für  $w_F = a_2 = 0,4a$  und voller Einstrahlung der numerischen Apertur,  $A_F = A_N$ , allenfalls  $\eta_F = 29\%$  aller geführten Moden einer Parabelfaser  $w=L$  beteiligt.

Aus der NaF-Feld-Filteranordnung von Bild 3.3 kann man ableiten, wie groß die Empfindlichkeit einer Dämpfungsmessung gegenüber Schwankungen der Lichtkoppelung sein wird. Man mißt nach der Zweipunktmethode die Ausgangsleistung des langen Faser  $P(L)$  und die des kurzen Referenzfaser  $P(L)$  im vollen Kernbereich und wiederholt die Messung jeweils bei Detektion allein des Kernbereichs  $r \leq a_2$ ,  $P_{a_2}(L)$ ,  $P_{a_2}(L)$ . Mit der Identität

$$\frac{P(L)}{P(L)} = \frac{P_{a_2}(L)}{P(L)} \cdot \frac{P(L)}{P_{a_2}(L)} \cdot \frac{P_{a_2}(L)}{P_{a_2}(L)} = \frac{\eta_L}{\eta_{Fe}} \cdot \frac{P_{a_2}(L)}{P_{a_2}(L)} \quad (3-5)$$

wird die Einkoppelwirkungsgrade  $\eta_{Fe}$ , §. (F5-34), und  $\eta_L = P_{a_2}(L)/P(L)$  definiert.  $\eta_{Fe}$  kann bei bekannter Lichtfeldgeometrie und gegebenem Fasereffizienzparameter  $\alpha$  berechnet werden.  $\eta_L$  ist, wenn sich bei der langen Faser die nationale SMLV eingestellt hat, von der Einkoppelung nahezu unabhängig und kann aus den Messungen mit und ohne NaF-Feldfilter gewonnen werden. Der Quotient  $P_{a_2}(L)/P_{a_2}(L)$  charakterisiert die Dämpfung von Moden niedriger Ordnung und ist daher ebenfalls nur wenig von der Einkoppelung abhängig. Wird die nationale SMLV auch bei der kurzen Referenzfaser durch ein Modenfilter oder passende Einkoppelbedingungen erzwungen, so ist  $\eta_{Fe} = \eta_L$  und die Dämpfungsmessung niedriger Moden genügt. Andernfalls ist  $\eta_L/\eta_{Fe} > 1$  und besteht die zusätzliche Verluste, die durch den allmählichen Übergang auf die nationale MLV entstehen.  $\eta_{Fe}$  allein wird wesentlich durch die Einkoppelung verändert und ist der Analyse nicht zugänglich. In [Sharma, L2395] wurde eine solche Untersuchung für den Aufbau von Bild 3.3 durchgeführt. Kern und numerische Apertur der Referenzfaser wurden überstrahlt,  $w_F > a$ ,  $A_F > A_N$ . Es ergab sich, daß Faservariationsänderungen des Einkoppelbereichs im Wellenlängenbereich  $0,9 \mu\text{m}$  bis  $1,6 \mu\text{m}$  den Einkoppelwirkungsgrad  $\eta_{Fe}$  noch um  $\pm 0,6\%$  schwanken können entsprechend einer Dämpfungswarierheit von  $\pm 0,026 \text{ dB}$ , und daß die entsprechenden Variationen des NaF-Filters  $\eta_F$  mit  $\pm 0,07\%$  bzw.  $\pm 0,003 \text{ dB}$  Fehler belegen. Die Fehler durch die Brunnstufenveränderung der Einkoppelhöhe sind in diesen Zahlen enthalten. Eine 2:1-Einkoppelung nach Abschnitt 2.2 würde weitens empfindlicher reagieren, wenn es nicht gelingt, durch wellenlängenabhängige Korrektur der Einstrahlung die Einkoppelung zu stabilisieren. Für  $\alpha=L$ ,  $w_F = \frac{2}{3}a$ ,  $A_F = \frac{2}{3}A_N$  wäre  $\eta_{Fe} = 0,383$  und  $\Delta\eta_{Fe}/\eta_{Fe} = 17,8\%$ , wenn aus [Sharma, L2395] eine Änderung  $\Delta w_F/a \approx 2\%$  und  $\Delta A_F/A_N \approx 10\%$  unterstellt wird, die Dämpfungswarierheit wäre  $0,7 \text{ dB}$  im Wellenlängenbereich  $0,9 \mu\text{m}$  bis  $1,6 \mu\text{m}$ .

Eine Anordnung mit extremer Langzeitstabilität der Sendeleistung von  $\pm 0,001 \text{ dB}$  in 5 Stunden wurde bei [Nanahira, L2352] für die Dämpfungsmessung bei  $\lambda = 1,294 \mu\text{m}$  benutzt. Konventionelle Anbauten haben Kurzzeitabweichungen von  $\pm 0,02 \text{ dB}$  und eine Langzeitstabilität von  $\pm 0,1 \text{ dB}$ .

#### 4 Rückstreuung

Die in Abschnitt 3 beschriebenen Methoden zur Messung der Dämpfung im LWL setzen den freien Zugang zu beiden Endflächen der Faser voraus, die bei installierten Kabeln um viele Kilometer entfernt sein können. Dämpfungsmessungen an nur einem Kabelende wären von großem Vorteil. Auch ist es notwendig, Kabelschäden nicht nur über die Einflüßungsdämpfung kontrollieren zu können, sondern gleichzeitig auch den Ort des Defekts mit hoher Genauigkeit anzugeben.

Das Rückstreuungsverfahren erfüllt diese Ansprüche. Es nutzt, wie in Abschnitt F9 dargestellt, das in Rückwärtsrichtung abgestrahlte, in Faserkern geführte Rayleigh-Streulicht. Zur ortsabhängigen Detektion der Rückstreuensignale wird entweder der optische Träger selbst oder das Brillband-Modulationsignal in der Frequenz moduliert, oder eine impulsförmige Modulation im Brillband verwendet. FM-Verfahren sind bei hauptsächlich diskreten, Impulsverfahren bei verteilten Störstellen auf dem LWL günstig. Der Grund liegt darin, daß Träger bzw. sinusförmiges Brillband-Modulationsignal die Signalleistung in einem wesentlich engeren Spektralbereich konzentrieren, als das bei Impulsmodulation möglich ist, und daß die spektrale Leistungsdichten der Quellen vergleichbar sind. Daher muß die Beobachtungszeit, d.h. die reziproke Bandbreite des Empfängers, im Fall der Impulsmodulation kleiner sein als für FM-Verfahren, darf allerdings nicht wesentlich kleiner werden als die Impulsbreite, da dann der Signalleistungsanteil geringer und folglich das Signal-Rausch-Verhältnis schlechter wird. Die Ortsauflösung  $\Delta L$  ist bei den FM-Verfahren  $\Delta L \sim \Delta f$  proportional der Empfängerbandbreite  $\Delta f = \Delta f_s, \Delta f_{qs}$ , (gl. (F9-3, 7)), während für Impulsmodulation  $\Delta L \sim 1/\Delta f$ ;  $\Delta f \sim 1/(T+\tau)$  ist noch (gl. (F9-10) der reziproken Summe von Impulsdauer  $T$  und Beobachtungszeit  $\tau$ ) proportional. Für ein gutes Signal-Rausch-Verhältnis sollte daher die rückstreuende Leistung bei den FM-Verfahren aus einem kleinen Ortsintervall  $\Delta L$  kommen, so daß bevorzugt diskrete Reflexionen eingeht werden, während Impulsmodulation der Quelle günstiger ist, wenn verteilte Reflexionen aus einem größeren Ortsbereich  $\Delta L$  empfangen werden. Zu geringe Impulsbreiten  $T$  sind also deswegen zu vermeiden, damit die Impulsform nicht durch Dispersion verzermt wird. Typische Werte sind  $T = \tau = 50 \text{ ns}$ ,  $\Delta f \approx (2\pi T)^{-1} = 3 \text{ MHz}$ ; verwendete Verstärker haben 3-dB-Bandbreiten zwischen 20 MHz und 80 MHz.

Bei der Messung im Frequenzbereich hat man die Wahl, entweder den optischen Träger der Mittenfrequenz  $f_0$  oder das Brillband-Modulationsignal in der Frequenz zu modulieren, oder auf die Ausbreitungskonstante  $\beta$  direkt einzuwirken, vgl. gl. (F9-1) und nachfolgender Text. Da Details wie Modem- und Materialdispersion bei der Trägerfrequenz  $f_0$  und den üblichen Modulationsbandbreiten keine Rolle spielen, gelten alle Ausführungen sowohl für viel- als auch für einwellige Fasern, vgl. Abschnitt F9. Bei Veränderung der Ausbreitungskonstanten durch FM des Trägers oder durch direkte Einwirkung wird die Reichweite des Verfahrens dadurch eingeschränkt, daß die optische Quelle eine beschränkte Kohärenzlänge  $L_k$  hat. Mikrowellenquellen der Frequenz  $f_0$  haben um den Faktor  $f_0/f_q$  höhere Kohärenzlängen, so daß FM-Modulation des Brillband-Signals trotz der um  $e^{-2\alpha z}$  kleineren Signalamplitude, vgl. gl. (F9-3, 7), eine wesentlich höhere Reichweite nützt.

Läßt man die Trägerfrequenz über große Bereiche verändern, so kann ohne Beschädigung der Faser von einem Ende her die Wellenlänge abhängige Dämpfung gemessen werden, und zwar an jedem Ort des LWL. Da hohe Leistungen einbehalten werden müssen, verwendete [Conduit, E143, L796] einen gepulsten parametrischen optischen Verstärker im Wellenlängenbereich  $0,4 \mu\text{m} \leq \lambda \leq 2,6 \mu\text{m}$ . Die aufgenommenen Rückstreuenspektren stimmten auf 0,2 dB mit Meßwerten nach der Zweipunktmethode überein.

Gewöhnlich vermeidet man das Auftreten nichtlinearer Streuung im LWL, indem die Lichtleistungspegel niedrig genug gewählt werden, vgl. Text nach gl. (F7-3). Dies

schränkt insbesondere bei einwelligen Fasern die Reichweite ein. [Noguchi, L2231] nutzt jedoch gerade die Stokes-Strahlung beim Raman-Effekt als rückgestrautes Signal, die im dämpfungsarmen Wellenlängenbereich der Faser bei  $\lambda = 1,3 \mu\text{m}$  und  $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$  zu liegen kommt. Auf diese Weise konnte mit optischen Eingangsleistungen von 100 W und Impulsraten von  $T = 1 \mu\text{s}$  bei einer einwelligen Faser von  $0,4 \text{ dB/km}$  Dämpfung nach der Länge  $L = 52 \text{ km}$  ein Faserbruch lokalisiert werden; gleichzeitig war die Bestimmung des örtlichen Dämpfungskoeffizienten möglich. Die Methode erinnert an Verfahren der Fehlerortung in metallischen Unterseekabeln, bei denen Nichtlinearitäten der in beiden Richtungen übertragenden Zweileiterkabel bei Ausbreitung mit hohen Signalpegeln die Ortung von Kabelbrüchen gestatten [Yuguchi, L2238].

In Anlehnung an den optischen Sprachgebrauch verwendet man für das Rückstreuverfahren im Zeitbereich die Abkürzung OTDR (Optical Time Domain Reflectometry). Im Frequenzbereich ist die analoge Benennung OFDR (Optical Frequency Domain Reflectometry) üblich. POTDR und POFDR, der Buchstabe P steht für Polarisation, nutzt das rückgestraute Signal in nur einer Polarisationsrichtung und ist vor allem bei einwelligen Fasern von Bedeutung.

Wie schon in Abschnitt F9 erwähnt, werden Mehrfachreflexionen bei der Analyse vernachlässigt. Ihr Einfluss auf das Rauschen von einwelligen Fasern wurde von [Eickhoff, E210] untersucht.

OTDR unterscheidet sich vom entsprechenden Mikrowellenverfahren (TDR) dadurch, daß beim TDR tatsächlich die Feldstärke impulsmoduliert wird, was beim OTDR nicht möglich ist, vgl. Text vor §. (F9-2), so daß im Narisband moduliert werden muß. OFDR findet im Mikrowellenbereich ihre exakte Entsprechung [Kollway, E9], [Detlefsen, E6, E7], [Somblo, E8], [Sander, E11], [Yamaura, E10] und wurde unabhängig von diesen Autoren in einer kürzlich erschienenen Arbeit [Eickhoff, L2093] erneut abgeleitet.

#### 4.1 Sinusförmige Anregung (OFDR)

Bild 4.1 a zeigt einen Messplatz für OFDR im Trägerband nach [Eickhoff, L2093]. Ein longitudinal und transversal einwelliger HeNe-Laser wird von P linear polarisiert, durchläuft den Strahlteiler T mit nahezu senkrechter Inzidenz, um polarisationsabhängige Reflexionen zu vermeiden, und wird mit einer Linse in die Faser eingekoppelt, die zur Vermeidung von Rückwirkungen auf den Laser schräg angebracht ist. Diese Testfaser ist  $L = 17 \text{ m}$  lang und polarisationserhaltend [Stollen, E64], weswegen im Polarisor eine  $\lambda/2$ -Platte zur Drehung der Polarisationssebene enthalten sein muß, vgl. Text am Ende von Abschnitt 2.2, damit die Faser-Vormisrichtung angeregt werden kann. Das rückgestraute Licht wird von T auf eine einwellige Faser RF geleitet, die als Ramanlied dient und Fremdlicht absorbiert. Das Fourier-Spektrum des Stroms von Detektor D wird analysiert. Die Einschaltewärmung des Lasers moduliert die Trägerfrequenz mit  $250 \text{ MHz/s}$  bei einer Gesamtvariation von  $\Delta f_0 = 1 \text{ GHz}$  innerhalb  $T = 4 \text{ s}$ ; die Mittenfrequenz beträgt  $f_0 = 474 \text{ THz}$ . Die Augensichtfrequenzkomponente des örtlichen Rückstreusignals überlagert sich der Fresnel-Reflexion an Faseroberfläche bei  $z = L$ , so daß durch Mischung am Detektor eine ortsabhängige Zwischenfrequenz  $f_z$  entsteht mit einer Leistung  $P_z$  nach §. (F9-3). Bild 4.1 b zeigt dieses Spektrum, gemittelt über 16 Spektren bei nichtverschiedenen Fasertemperaturen. Frequenz und Ort können mit §. (F9-3) zueinander zugeordnet werden, wenn die Wellenlängenänderung näherungsweise linear mit der Zeit verläuft. Die Ortsauflösung  $\Delta L$  wird nach §. (F9-3) mit der Zwischenfrequenz-Bandbreite  $\Delta f_z = 0,1 \text{ kHz}$

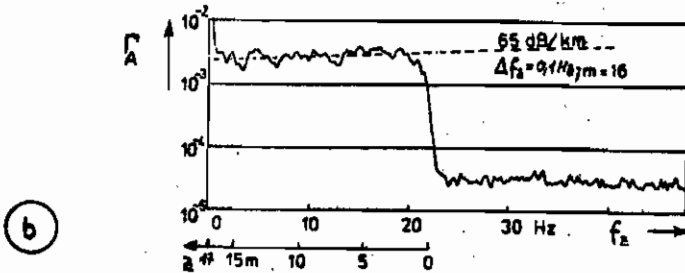
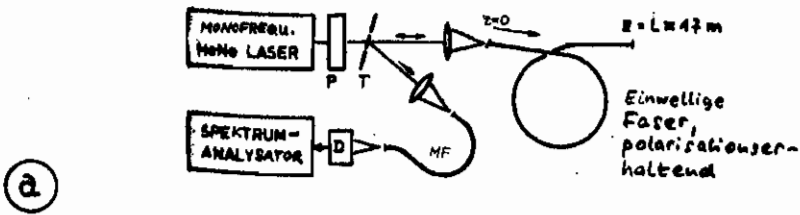


Bild 4.1.

Rückstreuung im Frequenzbereich bei FM-Modulation des kohärenten optischen Trägers (nach [Eickhoff, L2093])

- a Messplatz mit 0,5-mW-Monomodul-HeNe-Laser (1 longitudinaler, 1 transversaler Modus)  
 P Polarisator MF Raumfilter, einwellige Faser  
 T Strahlteiler D Detektor
- b Ausgangssignal des Spektrumanalysators als Funktion der Zwischenfrequenz  $f_z$  nach [F9-4,3]. Über  $m=16$  Messkurven bei geringfügig verschiedenen Faserkennwerten wurde gemittelt. Dämpfung: 65 dB/km. Die Testfaser ist polarisationserhaltend [Stollen, E64].

festgelegt. Wegen  $T\Delta f_z = 0,4 < 1$  wird die Auflösung Fourier-beschränkt, Gl. (F9-5), von der Modulationsbreite  $\Delta f_0$  bestimmt,  $\Delta f_F = \Delta f = \Delta \omega_0 / v_g$ ,  $\Delta L_F = 0,2 \text{ m}$ . Aus der Steigung des Richtstrahlenspektrums kann mit Gl. (F9-12, 4, 3) die Dämpfungskonstante  $\alpha$  für Amplituden berechnet werden; da Gl. (F9-12) für die Leistungs-dämpfungskonstante  $2\alpha$  angedeutet wurde und weil  $\Gamma(z')$ ,  $\Gamma(z'')$  auf richtstrahlige Leistungen beziehen, ist für diesen Fall in Gl. (F9-12)  $\alpha$  durch  $\alpha/2$  zu ersetzen und  $\Gamma(z')$ ,  $\Gamma(z'')$  durch  $\Gamma_A(z') \sim \hat{P}_z(z')$ ,  $\Gamma_A(z'') \sim \hat{P}_z(z'')$ , die den Amplituden  $\hat{P}_z$  der Zwischenfrequenz-Strahlkomponenten proportional sind. Als Dämpfungsmaß erhält man  $\alpha/z = 65 \text{ dB/km}$ . Aus der Flankensteilheit bei  $z=0$  kann auf  $\Delta L = 0,5 \text{ m} > \Delta L_F = 0,2 \text{ m}$  geschlossen werden, was auf Nichtlinearitäten der linear angenommenen FM zurückzuführen ist.

Heißt man die Faser mit  $0,4 \text{ K/s}$  auf, so ändert man die Ausbreitungskonstante entsprechend einem äquivalenten Frequenzhub von  $\Delta f_0 = 4 \text{ GHz}$ , was die Auflösung auf  $\Delta L_F = 50 \text{ nm}$  verbessert.

Die Reichweite des OFDR-Verfahrens wird durch die Kohärenzlänge  $L_c$  der Lichtquelle bestimmt, Gl. (F5-28, 27), die im Falle der Apparatur Bild 4.1 a wesentlich größer als die Faserlänge sein muß, damit der Kontrast, d.h. die Amplitude  $\hat{P}_z$  des Zwischenfrequenzsignals, nicht zu sehr abnimmt. Gibt man die Kontrastverringeringung mit dem Faktor  $p < 1$  vor und ist  $\Delta f_0$  in Gl. (F5-28, 27) die Linienbreite der Lichtquelle, dann muß  $L < v_{ph} T_p / 2$  gelten, d.h. für  $L = 1 \text{ km}$ ,  $v_{ph} = 1 \text{ km/Sps}$  und  $p = 90\%$  muß die Linienbreite  $< 17 \text{ kHz}$  bleiben. Die Stabilisierung von Lasern auf Kohärenzzeiten von  $T_c = 60 \mu\text{s}$  erfordert bereits einen Aufwand.

Die Reichweite kann deutlich verlängert werden, wenn man bei der OFDR ein Basisband-Signal frequenzmoduliert, da die Bandbreite  $\Delta f_q$  des Hochfrequenz-Trägers der Frequenz  $f_q$  sich zur Bandbreite  $\Delta f_0$  des optischen Trägers der Frequenz  $f_0$  verhält wie  $\Delta f_q / \Delta f_0 = f_q / f_0$ , wenn man von vergleichbaren relativen Bandbreiten  $\Delta f_0 / f_0 \approx \Delta f_q / f_q$  ausgeht. Bild 4.2 a zeigt die Apparatur für ein solches Verfahren [MacDonald, L1738]. Ein Hochfrequenz-Träger der Frequenz  $f_q = 45,55 \text{ MHz}$  moduliert über den Injektionsstrom die optische Leistung einer LD der Wellenlänge  $\lambda_0 = 0,89 \mu\text{m}$ . Für den Hochfrequenz-Generator ist eine elliptische Frequenzschwankung von  $\sigma_f = 200 \text{ Hz}$  entsprechend  $\Delta f_q = 470 \text{ Hz}$  nach Tabelle F4-8 spezifiziert. Die Faserlänge muß dabei unter denselben Annahmen wie oben  $L < 37 \text{ km}$  bleiben. Über einen optischen Richtkoppler wird der amplitudenmodulierte optische Träger in die Faser eingekoppelt. Die Richtstrahlensignale werden von der strichleichten Faser dem Detektor angeleitet, demoduliert, um  $80 \text{ dB}$  verstärkt und mit einem Referenzsignal des gewöhnlichen Hochfrequenz-Generators gemischt. Das Zwischenfrequenzspektrum, d.h. die Amplitude  $\hat{P}_z(f_{qz}) \sim \Gamma$ , Gl. (F9-7, 8) wird von einem Spektrum-Analysator angezeigt. Der Generator wird sägezahnförmig mit einer Periode  $T = 16 \frac{2}{3} \mu\text{s}$  und einem Hub  $\Delta f_{qz} = 89 \text{ MHz}$  in der Frequenz moduliert. Weil die Modulation periodisch ist, sind Frequenzkomponenten im Frequenzabstand  $1/T = 60 \text{ Hz}$  vorhanden. Bild 4.2 b zeigt, logarithmisch aufgetragen, den Reflexionsfaktor  $\Gamma$  als Funktion des Zwischenfrequenz  $f_{qz}$  bzw. der Länge  $z$ , Gl. (F9-7). Der Endreflex ist trotz der verwendeten Induktivität bei  $z=L$  deutlich sichtbar und in Bild 4.2 c mit  $\Delta f_{qz} = 10 \text{ bzw. } 100 \text{ MHz}$  gezeichnet dargestellt. Die Auflösung Gl. (F9-9) beträgt  $\Delta L_F = 1,1 \text{ m}$  und ist wegen  $T\Delta f_{qz} = 1$  Fourier-beschränkt, Gl. (F9-9). Tatsächlich mißt man  $\Delta L = 3,5 \text{ m}$ , was wiederum auf Nichtlinearitäten der Frequenzvariation zurückgeführt werden kann. Bei weiterer Verringerung der Zwischenfrequenzbandbreite werden die Meßunsicherheiten schließlich bei ideal linearer FM nicht durch das Rauschen, sondern durch die diskrete Natur des Spektrums festgelegt.

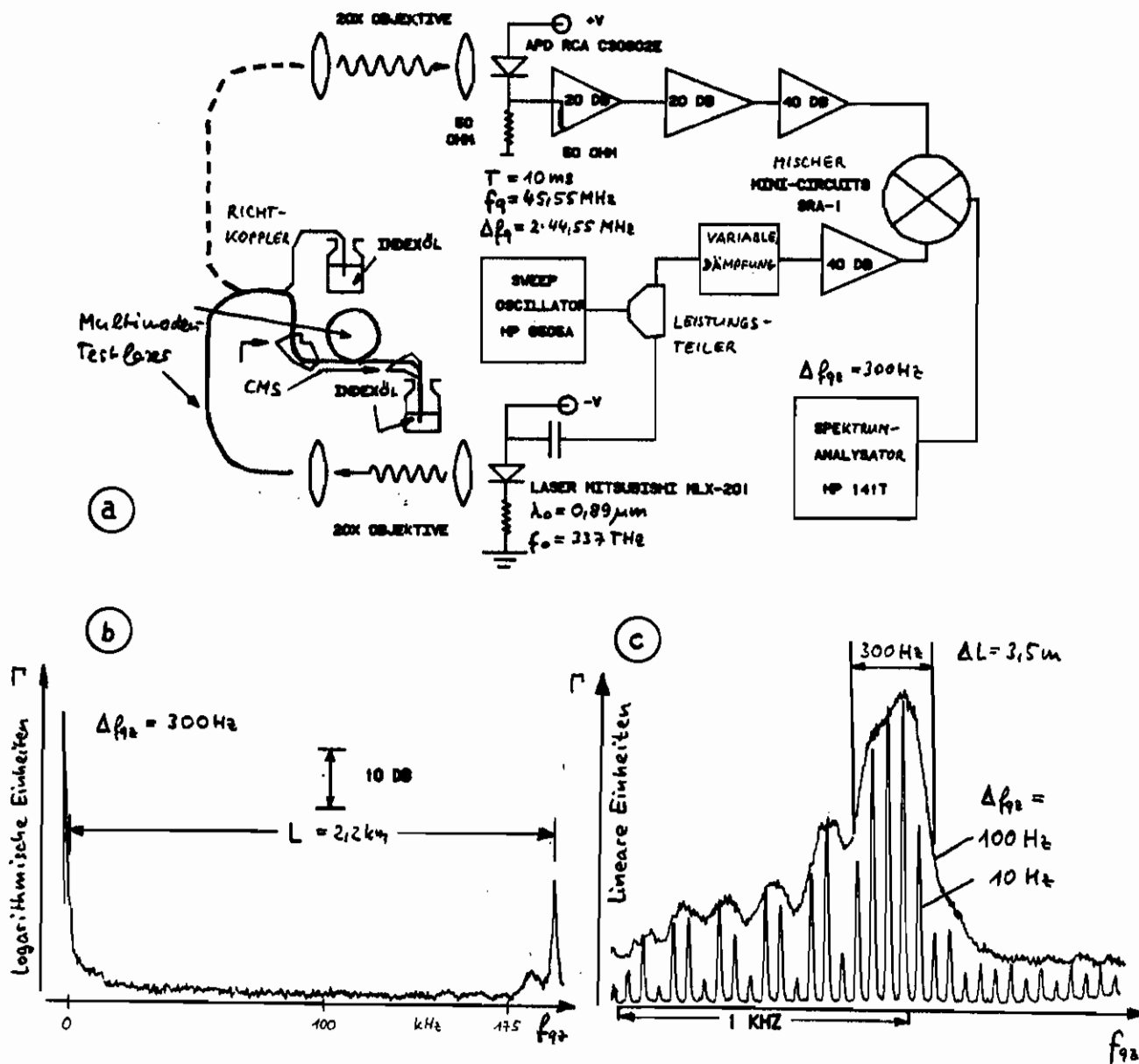


Bild 4.2.

Rückstreuungseffekt im Frequenzbereich bei FM-Modulation des Basisbandsignals (nach [Mac Donald, L1738])

- a Messplatz mit 3-mW-Halbleitersender. Testlore ist eine Gradientenlore der Länge  $L = 2,2 \text{ km}$  und der Dämpfung  $50 \text{ dB/km}$  bei  $0,89 \mu\text{m}$  Wellenlänge. CMS: Mantelmoden-Filter
- b Anzeigersignal des Spektrumanalysators als Funktion der Zwischenfrequenz  $f_{qz}$  nach Gl. (F9-7,8), aufgetragen in dB
- c Gezeichnet und weiter aufgelöstes Ausschnitt an der Endreflexion  $z = L$  bei Empfängerbandbreiten von  $100 \text{ Hz}$  und  $10 \text{ Hz}$ . Wegen der periodischen Frequenzmodulation ist das Spektrum diskret.



#### 4.2 Impulsförmige Anregung (OTDR)

Die optische Rückstrahlung kann im Zeitbereich nur über die Modulation des Raman-Band-Signals gemessen werden, vgl. Text vor §. (F8-2). Bild 4.3 zeigt einen einfachen Aufbau mit nach Bild 2.2 modifizierter Lichtkoppelung. Eine Laserlichtquelle, bevorzugt in Single-Kernstruktur- oder neuerdings auch in Doppel-Kernstruktur-Aufbau mit schmalen Kontaktstreifen und stabiler Ausgangsleistung [Arnold, E66], [Kappeler, E67], wird mit niedrigem Pulsverhältnis impulsmoduliert; man vermeidet dadurch Erwärmungsprobleme. Nach nicht unbedingt erforderlicher Raumfilterung durch die Blende  $B_1$  wird der Strahl aufgeweitet und über einen Strahlteiler der Einkoppeloptik  $L_1$  eingeleitet. Am Monitor-Detektor kann die Impulshöhe Paser von typischerweise 1W und die Impulsform überwacht werden. Das rückgestreute Licht wird von Strahlteiler auf den Detektor der Bandbreite  $1/\tau$  geleitet, verstärkt und auf einem Oszillographen anzeigt. Eine typische Rückstrahantworte, abgeleitet in Abschnitt F9, zeigt Bild 4.3 in linearer Darstellung; das Oszillogramm entspricht §. (F9-10), vgl. Bild F17, mit der Orts-Zeit-Zuordnung  $z = v_g t / 2$ ;  $v_g$  ist die Gruppengeschwindigkeit des Feldes in der Faser, die wegen der Vernachlässigung von Dispersionseffekten bei hinreichend langen Laserimpulsen der Breite  $T$  auch bei verschiedenen Fasern einheitlich definiert ist. Als der niedrigsten Vertikalen erkennt man im Oszillogramm einen exponentiellen Abfall, gestört durch eine kontinuierliche Dämpfungskurve, z.B. einen Spröß, und durch die Fresnel-Reflexion des freien Fasendes. Das irreguläre Verhalten vor der Vertikalen markierung ist auf Übersteuerung und Erholzeit von Detektor mit nachfolgendem Verstärker zurückzuführen; die Übersteuerung wird von der starken Fresnel-Reflexion des freien Fasendes hervorgerufen. Bei verschiedenen Fasern bleibt bereits nach kurzen Propagationsstrecken von ca. 30 cm der anfängliche Polarisationsgrad, vgl. §. (F5-7), nicht erhalten, sondern nicht stark ab [Fritzsche, E252, E466]. Dabei ist auch das rückgestreute Licht in verschiedenen unpolarisiert, selbst wenn polarisiert einstrahlt wurde, vgl. Text nach §. (F7-5). Für einwellige Fasern trifft das nicht zu. Die Depolarisation bei einwelligen Fasern kann man zur Untersuchung des Frontreflexes nutzen, indem der Strahlteiler von Bild 4.3 durch das Glan-Thompson-Prisma des Bildes 2.3 ersetzt wird. Der senkrecht linear polarisierte Frontreflex gelangt nicht zum Detektor, wohl dagegen der orthogonal polarisierte Anteil des Rückstrahllichtes.

Da bei einwelligen Fasern ein solches Polarisationsisolator nicht verwendet werden kann, ist Abhilfe durch eine zeitliche Modulation der Ein- und Auskoppelung des Fasenlichts möglich. Ein akusto-optischer Ablenkerschwenkt den Laserimpuls in einem bestimmten Zeitraum auf die Einkoppelplatte. Das aus dem Faseninneren rückgestreute Licht wird von demselben Ablenker erst dann auf den Detektor geworfen, wenn der Frontreflex abgelenkt ist [Nakazawa, L879]. Das Verfahren ist wegen polarisationsunempfindlich und natürlich auch für einwellige Fasern geeignet.

Als erste veröffentlichte Versuche, Dendstellen zu orten und aus dem von freien Fasende reflektierten Signal die Dämpfung zu ermitteln, sind die Arbeiten von [Jankmann, L1923] und [Hillerich, E90] zu nennen. Die Erstveröffentlichung des OTDR-Verfahrens [Barnoski, L850, L892] koppelte das Licht über den Mantel eines verjüngten Fasernstücks ein und über den Kern das rückgestreute Licht wieder aus. Nachteilig wirkt sich aus, dass diese Art der Einkoppelung bevorzugt hohe Moden anspricht, aber nur Moden niedriger Ordnung detektiert werden.

Von [Schlaak, L1979] wurden elektronische Komponenten angegeben, die mit großer Genauigkeit zeitliche Distanzen messen; auf diese Weise kann der Ort einer bestimmten Reflexion erhalten werden, §. (F9-10, P). Allerdings nützt alle elektronische Präzision nichts, wenn, was in der Praxis der Fall ist, die Gruppengeschwindigkeit  $v_g$  oder allenfalls die Länge  $L$  der Faser nicht oder nur ungenau bekannt sind.

Einen guten Überblick über die Theorie, über optische und elektronische Komponenten

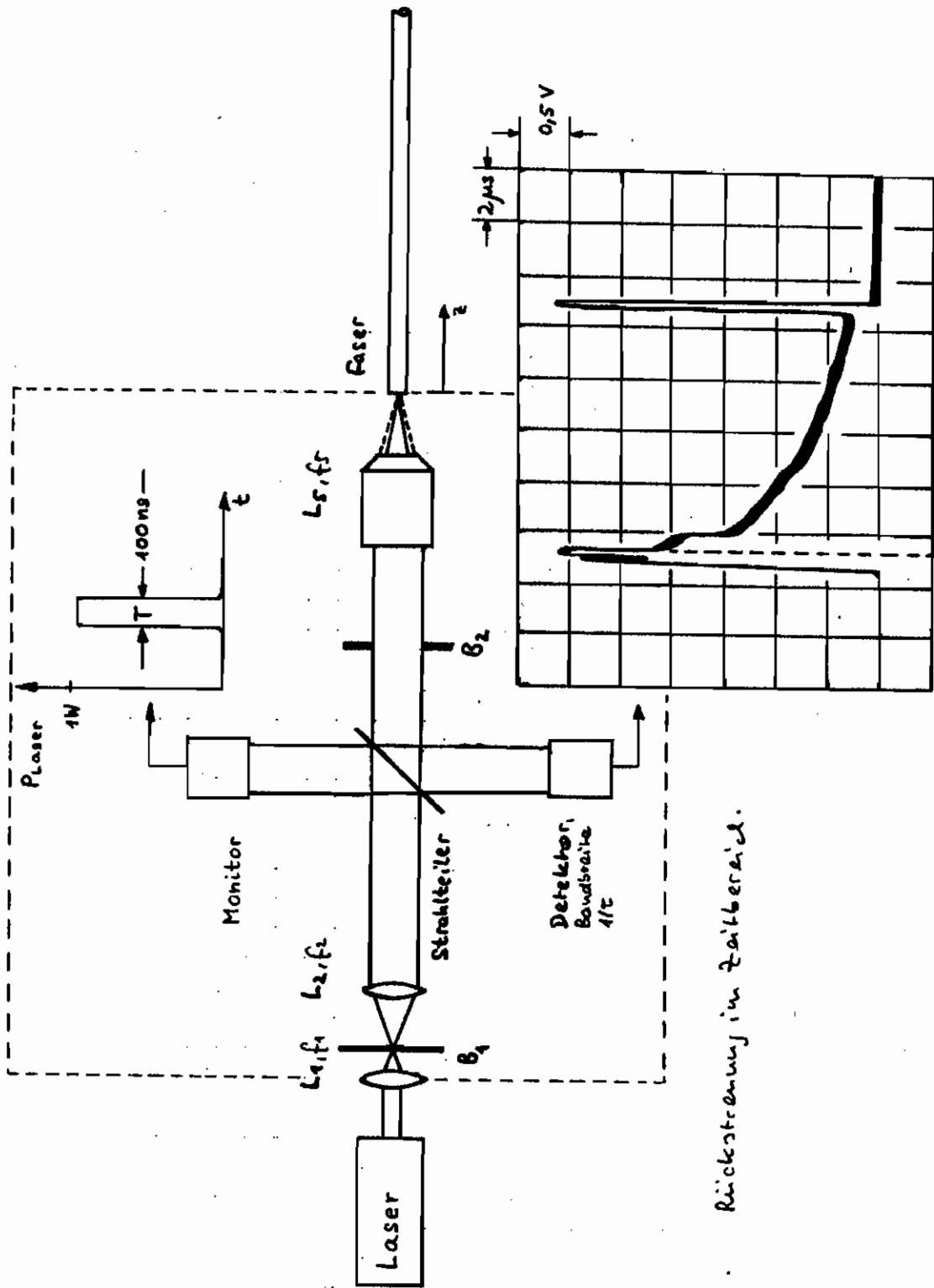


Bild 4.3. Rückstreuung im Zeitbereich.

der Rückstreuung mit Impulsmodulation im Basisband gibt [d'Auria, L2385], dem auch das Pegeldiagramm Bild 4.4 zu verdanken ist. Der Faser wird von Laser die Leistung  $P_{\text{Laser}}$  angesetzt und mit dem Pegel 10 dB gemessen. Der rückzentrierte Frontreflex liegt um 4 dB tiefer als der Bezugspegel 0 dB des in die Faser angekoppelten Lichts, aber um 42 dB höher als die Rayleigh-Rückstreuung. Als Einkoppelverluste wurden für Single-Heterostruktur-Laser 10 dB abgezogen, für Doppel-Heterostruktur Laser mit ihrer besseren räumlichen Kohärenz wären 5 dB zu rechnen. Der Endreflex liegt um 32 dB über dem beobachteten Pegel der Rayleigh-Rückstreuung. Würde der Frontreflex und der Endreflex (durch Eintauchen des Faseres in Indeköl) unterdrückt, könnte die notwendige Detektordynamik von 55 dB auf ca. 15 dB reduziert werden, d.h. um 40 dB optisch, was 20 dB im Signalstrom bedeutet. Der Pegel des Rückstreuungslichts ist außerordentlich niedrig; geht man von  $P_{\text{Laser}} = 1 \text{ W}$  aus, so wird von einer typischen Gradientenkonstante bei  $\lambda = 0,85 \mu\text{m}$  eine optische Leistung zwischen  $1 \mu\text{W}$  und  $1 \text{ nW}$  reflektiert. Bei einwelligen Fasern sind die Verhältnisse noch ungünstiger. Der Einkoppelverlustgrad ist in der Praxis um 3...8 dB kleiner als bei vielwelligen Fasern. Wegen der bei einwelligen Fasern üblichen geringen Brechzahlkonstante  $\Delta \approx 0,1\%$ , [l. (F3-20)], gegenüber  $\Delta \approx 1\%$  bei vielwelligen Fasern, Bild F14, ist der Rückstrefaktor [l. (F7-8)]  $S \propto \Delta$  um 10 dB kleiner, so daß sich für einwellige LWL der Rückstreupegel um 13...18 dB senkt.

Aus diesen Zahlen wird deutlich, wie wichtig Rauschunterdrückungsmaßnahmen werden, da der Pegelanstieg durch Vergrößerung der Laserleistung  $P_{\text{Laser}}$  begrenzt ist, nicht zuletzt auch durch nichtlineare Dämpfung, vgl. Text nach l. (F7-3), und eine Erhöhung der Sendebandbreite  $T$  bzw. eine Erhöhung der Empfangsbandbreite  $1/T$  die Amplifizierung nach l. (F9-10) verschlechtert. Zum Problem minimaler Anstiegszeit beigetragen Rauschbandbreite zinsbar ist [Chen, L2465]. Die Verwendung eines hochwertigen Photodetektors, z.B. einer lawinaphotodiode, ist recht verständlich. Mehrfache Kopierleistung und Mittelung verschiedener Rückstreuungen verbessert das Signal-Rausch-Verhältnis, Abschnitt F12. Schwacht wie von [Jefferly, L1169] angesetzt die Sendeleistung eines Single-Heterostruktur-Lasers von Puls zu Puls, so ist eine frequenzabhängige Dämpfung der Rückstreuungen ungünstig. Wird dagegen  $\Gamma(z')$ ,  $\Gamma(z'')$  zur Bestimmung der Dämpfung [l. (F9-12)] jeweils nimmeln mit einem zweikanal-Verfahren [Conduit, LP38], [Hüllet, L1525, L2514] gemessen, bleibt diese Störung bei der Berechnung des jeweiligen  $\alpha$ -Werts ohne Einfluß. [Conduit, LP38] gibt einen optimalen Probenzustand  $z'' - z'$  an. Rauscheinflüsse werden weiter von [Picconi, L1096] diskutiert. [Jefferly, L1169] und [Healey, L2046] verwenden Vielkanal-Verfahren. [Makohita, L1410] gibt Dämpfungswiderstände von  $\pm 0,04 \text{ dB}$  an.

Spezielle rauscharme Empfangsverfahren durch Modulation mit einer Zufallsimpulsfolge oder bei Verwendung von lawinaphotodiode als Photonenzähler sind am Ende von Abschnitt 2.5 erwähnt. Ein Heterodyn-Verfahren wurde von [Healey, L3146] beschrieben.

Empfindliche OTDR-Verfahren messen über Dämpfung, die durch Mikrokrümmungen verursacht werden, Biegung und Spannungszustand großer mechanischer Strukturen, z.B. wurden von [Asawa, L2435] Krümmungsradien größer als 5 km detektiert. Als Sensoren wurden speziell getriebene einwellige Fasern verwendet.

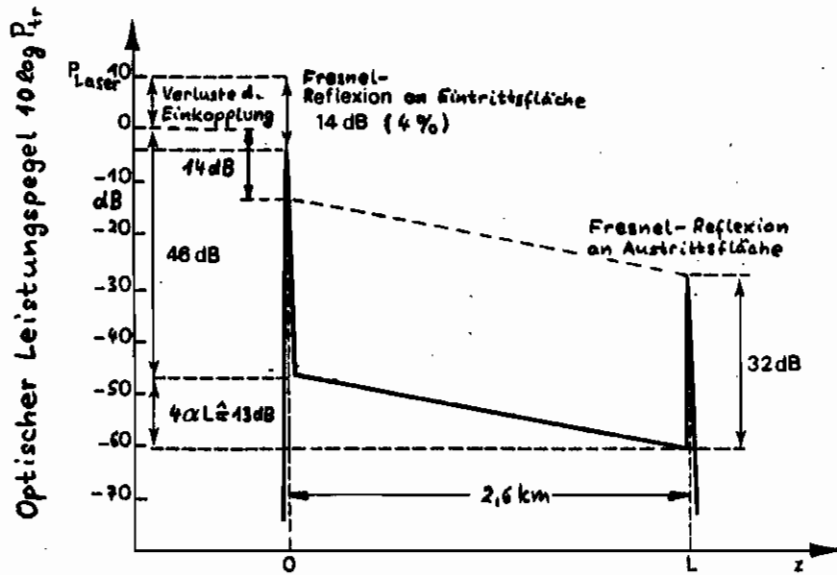


Bild 4.4.

Pegeldiagramm für OTDR-Messungen. Bezugspegel ist die in die Faser eingekoppelte Laserleistung. Die Zahlenwerte für die Rückstreuung gelten für eine Gradientenfaser mit  $\alpha \approx \alpha_g$ ,  $a/2 = 2,5 \text{ dB/km}$ ,  $A_{11} = 0,18$ ,  $n_1 = 1,46$ ,  $S = 0,0038$ ,  $L = 2,6 \text{ km}$  (nach [d'Auria, L2385]).

### 4.3 Einfluß der Polarisation (POFDR, POTDR)

Wie zu Beginn des Abschnitts 4.2 und im Text nach Gl. (F7-5) ausgeführt, ist das von welligen Fasern rückgestraute Licht unpolarisiert. Bei einwelligen Fasern ist das nicht der Fall, wenn polarisiert angeregt wurde. Allerdings können auch dort zwei orthogonal polarisierte Eigenwellen propagieren, die bei realen LWL mit leicht elliptischem Kern oder geringfügiger Verspannung eine Doppelbrechung der  $x$ - und  $y$ -polarisierten Eigenwellen mit den Ausbreitungskonstanten  $\beta_x, \beta_y$  aufweisen, Gl. (F3-44,45). Parallel bzw. senkrecht zu einer um den Winkel  $\varphi$  gegen die  $x$ -Achse verdrehten Richtung werden die Leistungen  $P_1$  bzw.  $P_2$  von Gl. (F5-9) hinter einen parallel gedrehten Polarizator gemessen. Für die Phasen  $\delta_1, \delta_2$  des Rückstrahrsignals gilt in der Summe von Hin- und Rückweg bis zur Stelle  $z$   $\delta_1 = 2\beta_x z$ ,  $\delta_2 = 2\beta_y z$ , so daß das Rückstrahrsignal einer einwelligen Faser für eine Polarisationsrichtung entsprechend Gl. (F5-9) periodisch moduliert ist mit der Schwebungslänge

$$L_{pr} = \pi / |\beta_x - \beta_y| = L_p / 2, \quad (4-1)$$

die halb so groß ist wie die in Gl. (F3-44) definierte Länge  $L_p$ . Detektion beider Polarisationen läßt nach Gl. (F5-9) die Modulation verschwinden. Heißbeispiele geben [Kim, L1644] und [Nakazawa, L2228]. POTDR-Messungen wurden erstmals von [Kopetz, L1033] durchgeführt. Bei Modulation im Frequenzbereich würde man von POFDR sprechen. Sensoranwendungen zur Messung nichtoptischer Größen wie Magnetfeld, elektrisches Feld, Temperatur, Druck und Zug sind in [Kopetz, L1629], [Ross, L1951], [Asawa, L2355] beschrieben.

### 4.4 Strukturparameter

Nach Gl. (F9-1,6) beschreibt der Strukturparameter  $\Sigma(z) = 2\alpha_p(z) S(z)$  den kombinierten Einfluß der Rayleigh-Dämpfungskonstanten  $\alpha_p$ , Gl. (F7-4), und des Rückstrahrfaktors  $S$ , Gl. (F7-5). Dämpfungsmessungen nach Gl. (F9-12) setzen voraus, daß  $\Sigma(z) = \text{const}$ . Im allgemeinen wird diese Bedingung nicht erfüllt sein. Der Rückstrahrfaktor  $S$  wird nicht jedoch nicht nur, wie in Gl. (F7-7) angegeben, als Funktion der relativen Brechzahl-differenz  $\Delta$  ändern, sondern allgemein als Funktion der MLV, die wesentlich auch vom Kernradius abhängt. In Gl. (F7-7) war eine gleichförmige MLV unterstellt worden. Der Einfluß der MLV wurde in Bild F19 und Gl. (F9-16) des Abschnitts F9 erläutert. Ändern sich entlang der Faser Kernradius  $a$  und numerische Apertur  $NA$ , so wird die Bestimmung der globalen Dämpfungskonstanten  $2\alpha$  nach Gl. (F9-12) sehr ungenau. Abhilfe bringt die Rückstrahrmessung sowohl vom nahen,  $\Gamma_n$ , als auch vom fernem Faserende,  $\Gamma_f$ , nach Gl. (F9-14). Bild 4.5 zeigt die schematisierten Verläufe  $\Gamma_n, \Gamma_f$  in halb-logarithmischer Darstellung. An der Stelle  $z = z_0$  ändert sich der Strukturparameter  $\Sigma$  diskontinuierlich, weil z.B. eine Faser mit anderer numerischer Apertur angeschlossen ist.  $\Sigma$  ist für Hin- und Rückmessung identisch, durchgezogene Kurven. Mit Gl. (F9-14) kann dann die Dämpfungskonstante und der Verlauf  $\Sigma(z)$  bestimmt werden. Hat die bei  $z = z_0$  geänderte MLV einen Einfluß, so ist der Strukturparameter bei der Hin-Messung ungleich dem bei der Rück-Messung,  $\Sigma_n \neq \Sigma_r$ . Die Dämpfungskonstante kann nicht mehr im punktweisen Längenbereich störungsfrei gemessen werden. Der berechnete Wert des Strukturparameters ist das geometrische Mittel von  $\Sigma_n, \Sigma_r$ ,  $\Sigma = \sqrt{\Sigma_n \Sigma_r}$ .

Instruktion: Rückstrahrmessungen an Fasern, deren Kernradius und deren nume-

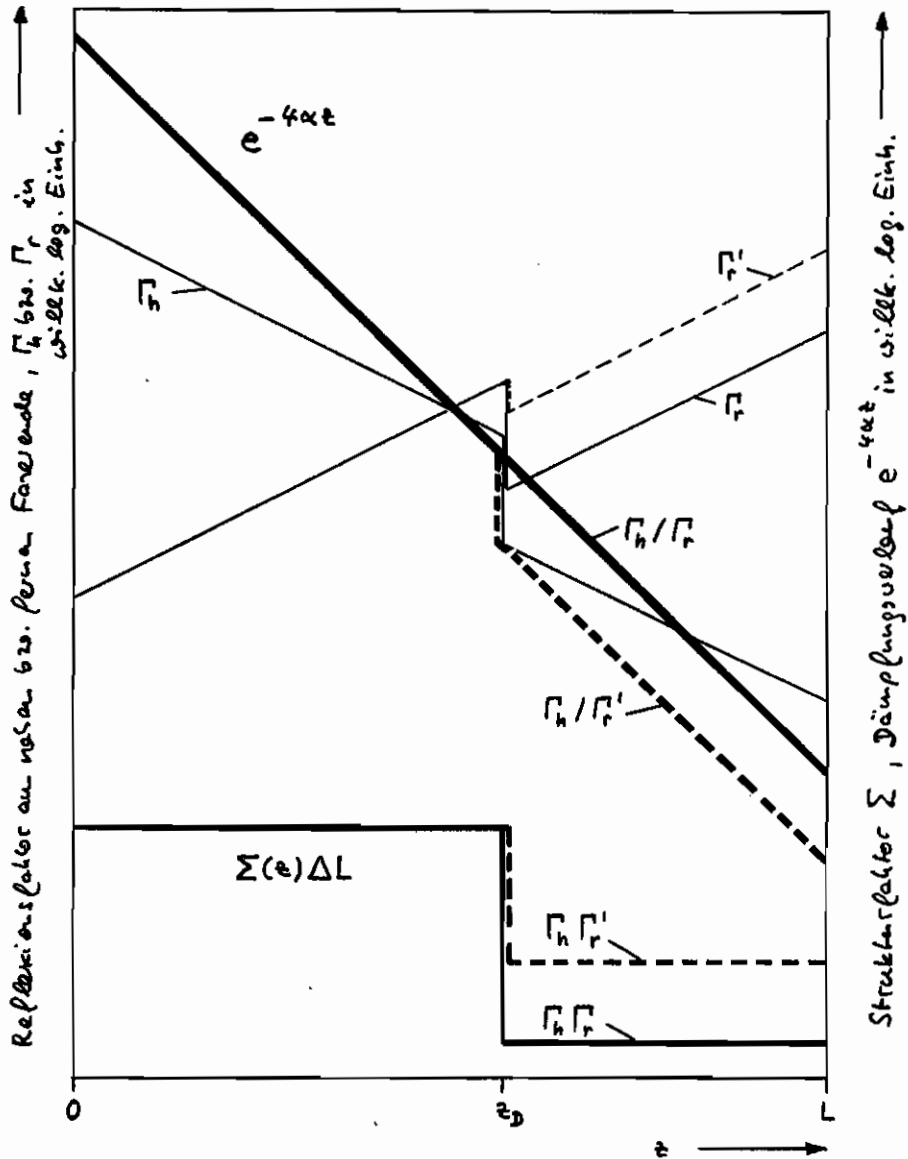


Bild 4.5. Rückstrammessungen bei Veränderung des Struktur factors und der MLV an der Diskontinuitätsstelle  $z_D$

- Strukturparameter für Hin- und Rückmessung identisch
- Strukturparameter für Hin- und Rückmessung ungleich

nische Apertur entlang & gezielt verändert worden waren, werden von [Shibata, L1555], [Eriksrud, L1645] und [Conduit, L2045] diskutiert. Die Ergebnisse bestätigen den in §.(F9-16) formulierten Einfluß von Kernradius- und Aperturveränderungen. Weitere Literaturverweise findet man im Text nach §.(F9-14).

#### 4.5 Vergleichende Wertung

Richtstreuungen kann man bei FM des optischen Trägers oder des Bandband-Trägers durch Filter, wenn diskrete Störstellen zu lokalisieren sind (OFDR). Bei OFDR mit Modulation des optischen Trägers muß der verwendete Laser hinreichend stabilisiert sein, damit die zulässige, durch die Kohärenzlänge der Quelle fixierte Faserlänge den gegebenen Anforderungen entspricht. Je nach Anwendungszweck können diese Maßnahmen sehr aufwendig sein; auch die erforderliche lineare FM wird nicht zu erreichen. Als Vorteil ist die gegenüber OFDR im Bandband verdoppelte Reichweite zu nennen, da die Amplituden- und nicht die Leistungsdämpfung eintritt. Praktische Bedeutung hat OFDR im Trägerband bisher nicht gewonnen. OFDR im Bandband leidet nicht unter Stabilitätsproblemen der Bandband-Modulationsquellen. Mikrowellenlaser haben hinreichende Stabilität, die ohne besondere Aufwand erreicht wird, und können viel besser in sehr großen Bereichen elektronisch frequenzmoduliert werden. Ein gutes Signal-Rausch-Verhältnis ist nur zu erwarten, wenn die Reflexionen entlang der Faser örtlich begrenzt, also diskrete Natur sind.

Die meistverwendete Technik ist die Richtstreuung im Zeitbereich (OTDR). Die begrenzte Spitzenleistung des impulsförmig modulierten optischen Trägers macht eine Lichtdetektion aus größeren Ortsbereichen der Faser notwendig, um ein befriedigendes Signal-Rausch-Verhältnis zu erreichen. Die Auflösung wird für diskrete Störstellen schlechter sein als bei der OFDR; das Verfahren ist jedoch der Registrierung von planar förmig über der Länge entstehendem Rayleigh-Streuungsbild sehr gut angepasst. Besonders Wert ist auf Rauschunterdrückungsmaßnahmen zu legen.

Aus OFDR- und OTDR-Messungen kann man die lokale Dämpfungskonstante berechnen, bevorzugt aus der Registrierung der Richtstreuungsbild von beiden Faserenden her. Daraus läßt sich ebenfalls die Ortsabhängigkeit des Strukturparameters ermitteln, dessen Verlauf Änderungen im Kernradius und der numerischen Apertur, allgemein des Brechzahlprofils widerspiegelt.

### 5 Impulsantwort und Übertragungsfunktion

Messungen der Impulsantwort bzw. der Übertragungsfunktion sind aufwendig und bei Glasfaseroptiken nicht praktikabel. Das Brechzahlprofil läßt sich dagegen gerade bei Rohlingen bequem registrieren, und da von [Chu, L519] gezeigt wurde, daß sich die Profile von Rohlingen und ausgereifter Fasern nicht wesentlich unterscheiden, sind Methoden zur Berechnung der Impulsantwort von großem Interesse; diese stellen dann zusammen mit Messverfahren für das Brechzahlprofil, vgl. Abschnitt 7, eine indirekte Charakterisierung der dynamischen Übertragungseigenschaft eines LWL dar. In der Regel werden axiale und azimuthale Variationen des Profils ebenso wie die Modalkopplung. Bei unidirektionalen Fasern stehen Verfahren der geometrischen Optik bzw. der WKB-Methode, ausgehend von der Dispersionsrelation (F4-1), in Konkurrenz zur direkten Lösung der skalaren Wellengleichung (F3-3a, 2), während bei bidirektionalen Fasern allerdings die zweite Möglichkeit zu erwägen ist oder der LWL in vektorielle Optik vollständig beschrieben werden muß.

Die gebräuchlichsten Methoden der geometrischen Optik zur numerischen Berechnung von Impulsantwort und Bandbreite aus gemessenen Brechzahlprofilen sind in [Irving, L268], [Okamoto, L1886], [Marcuse, L522, L693, L934, L1986, L1987, L1942], [Weierholt, L1519], [Olshansky, L1538], [Arnaud, L1721] beschrieben und die Ergebnisse diskutiert. Voraussetzung wird in der Regel, daß die optische Leistung auf alle Moden gleich verteilt ist, eine nicht sehr plausible Annahme. Implizit wickelt die WKB-Methode die Verteilung der Leistung auf die einzelnen Moden derart, daß Eigenwellen mit Feldern, die weit in den Mantel reichen, zur Impulsverbreiterung wenig beitragen. Dies entspricht der realen Situation, da gerade diese Felder durch unvermeidliche Irregularitäten des LWL besonders stark mit Strahlungsmoden verknüpft sind [Olshansky, L47, L929]. Übereinstimmung des numerischen Voransagen mit Messwerten wurde von [Marcuse, E107], [Presby, L523] berichtet, allerdings mit dem Hinweis, daß die untersuchten Fasern sehr sorgfältig auf Gleichförmigkeit und minimale Verkopplung der Eigenwellen ausgewählt wurden [Cohen, L517].

Weniger beliebt wegen der numerischen Schwierigkeiten ist die Lösung der skalaren Wellengleichung. Das Verfahren bietet aber große Vorteile, da die Einzelstrahlungen der geometrischen Optik ausfallen. Von [Keminger, L345, L387] und unabhängig von [Meunier, L1508], [Georg, L2241] wurde die Idee entwickelt, reale Fasernmoden eines Gradientenprofils nach Gauß-Laplace-Funktionen eines angepassten Parabelprofils zu entwickeln und die Koeffizienten nach dem Ritzschen Verfahren zu bestimmen. Nach dieser Methode wurden analytisch gegeben und aus gemessenen Profilen Impulsverbreiterungen für verschiedene MLV berechnet [Freunde, E22], wobei die Gerichtheit der Moden nach (F4-30a) bzw. (F4-30b) für intensiven Leistungsanstand in Hauptmodengruppen großen Einfluß hat. Bei der numerischen Analyse stellte es sich heraus, daß selbst für stark gestörte reale Brechzahlprofile die maximale Differenz  $\Delta\beta_m$  der Ausbreitungskonstanten in einer Hauptmodengruppe um  $v+2\mu-1$  wesentlich kleiner war als die nominale Differenz  $\Delta\beta$  der  $\beta$ -Werte aller Eigenwellen,  $\Delta\beta_m / \Delta\beta \leq 5\%$ , so daß man interne Modenkopplung in den Hauptmodengruppen annehmen konnte, vgl. (F10-10).

Auf dieser Tatsache basiert auch die Berechnung der Gruppenlaufzeiten und damit der Impulsverbreiterung aus dem gemessenen Fernfeld  $P_F(r)$ , (F4-29a, b).

Alle Berechnungsverfahren gemeinsam ist die Ungenauigkeit, mit welcher MLV die verknüpften Moden einer realen Faser anregt werden, so daß Prognosen der Bandbreite aus dem Brechzahlprofil nur gewagt werden können, wenn Informationen über die MLV und über die Art der Modenkopplung verfügbar sind, vgl. z.B. Abschnitt 6 und (F10-4, 5). Letzteres Ende ist es daher am einfachsten, die Übertragungsfunktion des Wellenleiters direkt zu messen. Soll der Einfluß der Modenkopplung detailliert erfaßt werden, muß man die Elemente einer Matrix-Übertragungsfunktion wie in (F10-2) bestimmen.



Impulsantwort und Übertragungsfunktion lassen sich für ein lineares System, wie es bei LWL üblicherweise vorliegt, durch Fourier-Transformation ineinander überführen und liefern folglich identische Aussagen. Mißt man jedoch beide Charakteristika unabhängig, so können sich Diskrepanzen ergeben, wenn die Einkoppelbedingungen oder die Eigenschaften der Lichtquelle in beiden Fällen verschieden waren. Die Impulsantwort ist bei vorwiegend digital zu betriebsenden LWL-Systemen ein besonders praktisches Maß für die Übertragungseigenschaft. Als Nachteil muß man die hohe Bandbreite des Meßempfindlers werten, was zu erhöhtem Rauschen führt. Messungen der Übertragungsfunktion im Frequenzbereich kontinuierlich veränderbare Sendeleistung in einem gewissen Spektralbereich, so daß die Empfängerbandbreite klein gehalten und ein um typisch 50 dB gemessenes Signal-Rausch-Verhältnis beobachtet werden kann [Pocholle, LZ83].

Übertragungsfunktionen können im Basis- und im Trägerband des optischen Senders gemessen werden, Impulsantworten nur im Basisband, vgl. Text vor §.(F8-2). Die Charakterisierung eines LWL im Basisband schließt Eigenschaften des Senders mit ein. Die Trägerband-Übertragungsfunktion kann nur bei einseitigen Fasern zweierlei und einseitig gemessen werden; sie beschreibt allein den LWL.

## 5.1 Basisband

Zur Messung der Basisband-Charakteristika wird z.B. mit einem Aufsatz nach Bild 2.2 Licht in die Testfaser eingekoppelt. Mit Modanvisieren, Abschnitt 2.3, und Modanfiltern, Abschnitt 2.4, bemüht man sich um definierte, reproduzierbare Einkoppelbedingungen. Die Lichtquelle wird impuls- oder sinusförmig in der Leistung moduliert. Sie kann kohärent oder inkohärent sein, bei einer festen oder einer variablen Wellenlänge emittieren, Abschnitt 2.1. Das aus der Faser tretende Licht wird mit einem Detektor geeigneter Bandbreite gleichgerichtet und elektronisch aufgearbeitet; falls erforderlich, ist der Detektor mit Granulieren der gewünschten Dynamik auszurüsten, Abschnitt 2.5. Wegen der begrenzten Modulationsbandbreite von Sendern und Empfängern muß die Bandbreite der Testfaser hinreichend niedrig sein, damit der Einfluß des optoelektronischen Wandlers nicht dominiert. Dies wird einfach durch Wahl der Testfasereigenschaft im Kilometerbereich eingestellt. Üblicherweise vergleicht Basisband-Messungen des Dispersions und der Zweipunktmethode, vgl. Abschnitt 3.2. Man mißt den Ausgangsimpuls bzw. die Übertragungsfunktion  $h_L(f)$  der langen Testfaser und kürzt diese anschließend ohne Veränderung der Einkoppelung auf Meßstrecken, so daß die Bandbreite dieser Referenzen viel höher ist als die Modulationsbandbreite des Wandlers, deren Übertragungsfunktion  $h_R(f)$  damit gemessen werden kann. Der Quotient von Test- und Referenzfaser-Übertragungsfunktion ergibt die Übertragungsfunktion des abgekürzten langen Faserstücks, vgl. Gl. (F8-14,15),

$$h_L(f) = h_L(f) / h_R(f). \quad (5-1)$$

Wurden an der langen Testfaser und an der kurzen Referenzfaser die Impulse  $h_L(t)$  und  $h_R(t)$  gemessen, so müssen diese Fouriers-transformiert werden, um Gl. (5-1) anzuwenden zu können. Die anschließende Rücktransformation liefert die Impulsantwort  $h(t)$  des abgekürzten langen Faserstücks. Kann man die Impulse durch Gauß-Funktionen approximieren, so läßt sich Tabelle F4-11,7 anwenden und man erhält für die Halbwertsbreite der Impulsantwort  $h(t)$

$$T_{1/2} = \sqrt{T_{L1/2}^2 - T_{e1/2}^2}, \quad T_{1/2} = \frac{2 \ln 2}{\pi} / F_{1/2} \approx 0,442 / F_{1/2}, \quad (5-2)$$

wobei  $T_{L1/2}$  bzw.  $T_{e1/2}$  die Halbwertsbreiten des Impulses  $h_L(t)$  bzw.  $h_e(t)$  sind und  $F_{1/2}$  die Halbwertsbreite des Betrags der Tiefpaß-Übertragungsfunktion  $h(f)$  ist.

Die große Laufzeit des Lichtes von ca. 3ns/km schafft messtechnische Probleme. Die Impulsantwort des LWL wird mit Ablatt-Oszilloskopen gemessen, deren Trigger-Signal gegenüber dem injizierten Impuls um die Laufzeit des Lichtes auf dem LWL präzise verzögert werden muß. Einstellbare digitale Triggerverzögerungen mit Auflösungen von 1ns bei Verzögerungswerten bis 160ms und effektiven Zeitfehlern von 50...100ps werden kommerziell angeboten. Bei Messungen der Übertragungsfunktion nach Betrag und Phase muß die Bezugphase in einem Referenzkanal entsprechend langer Laufzeit mit übertragen werden, da sonst die rasche Änderung der Phase  $\omega t_{gr0}$ , (l. (F8-15)), mit der Bandbreiten-Modulation  $\omega$  die verbleibende kleine Phasenverzerrung der Bandbreiten-Übertragungsfunktion überdecken würde. Als Referenzkanal schlägt [Okoshi, L1707] einen in der Länge auf die Testbreiten abgestimmten, einwelligen LWL vor, das verlorene funktioniert nur, wenn die Testbreiten eine deutlich geringere Bandbreite als die Referenzbreiten hat, also ein vielwelliger LWL ist. Mit Mechanismen und bei der Auswertung numerischen Abgleich läßt sich die effektive Längendifferenz auf 2cm verringern. Ohne Referenzkanal kommt man aus, wenn man das Bandbreiten-Signal als Subträger der Frequenz  $f$  betrachtet und zwei AM-Sitenbänder der Frequenz  $f \pm f_{AM}$  aufmoduliert. Für einzelne Frequenzen  $f = f_n$  hat das Amplitude-Bandbreiten-Signal bei  $f_{AM}$  eine Phasenverschiebung  $\Delta\varphi = \varphi(f \pm f_{AM}) - \varphi(f - f_{AM})$  zur Submodulation der Frequenz  $f_{AM}$ ;  $\varphi(f)$  ist die Phase der Bandbreiten-Übertragungsfunktion ohne den mittleren Laufzeitanteil  $\omega t_{gr0}$ . Genügt die Messung der differentiellen Phase  $\Delta\varphi$  [Nicolaisen, E177] nicht, kann man durch Integration den Verlauf  $\varphi(f)$  berechnen.

Häufig verzichtet man darauf, die Phase zu bestimmen. Den Betrag der Bandbreiten-Übertragungsfunktion  $|h(f)|$  mißt man mit hoher Selektivität und Dynamik am besten unter Verwendung eines Spektralanalysators im Mikrowellenbereich [Cohen, L157] gewinnt die Phaseninformation aus einer Hilbert-Transformation; dieses Integral kann für stückweise lineare Funktionen durch eine Summe ersetzt werden [Guillemin, E100].

Die notwendigen Testbreitenlängen kann man mit der Pendelimpuls-Technik [Cohen, E96, E97, E98], [Fresby, L523], [Franzen, L791] verringern. An beide Testbreiten-Endflächen werden Spiegel gleicher Reflektivität und Transmission gerichtet. Der Lichtimpuls wird durch den einen Spiegel ein- und durch den anderen ausgekoppelt, wobei vielfache Ausgangsimpulse im Abstand der doppelten Laufzeit auf dem LWL auftreten. Will man den  $n$ -ten Ausgangsimpuls mit maximaler Amplitude detektieren, ist die Transparenz  $T = 1/(n+1)$  für beide Spiegel zu wählen. Die scheinbare Länge des Testbreiten mit der physikalischen Länge  $L$  wird auf  $L_{eff} = (2n+1)L$  vergrößert. [Marouse, L1942] gibt Kurven an, in denen die Anzahl der detektierbaren Pendelimpulse  $n$  als Funktion der Apparat-Dynamik aufgetragen ist mit der Forwardämpfung als Parameter. Als Dynamik wird das Verhältnis von injizierter Leistung zur gerade noch detektierbaren Leistung bezeichnet.

Trägt man die gemessenen effektiven Impulsbreiten  $\sigma_e(L_{eff})$ , vgl. Tabelle F4-4, auf und vergleicht mit Gl. (F10-4), so kann man für  $\sigma_{e0} = 0$  am Forwarding die beiden Modalkopplungsparameter stationäre Lagestreuung des Impuls Schwerpunktes  $\sigma_{s0}$  in den einzelnen Moden und Kopplungslänge  $L_c$  berechnen, ohne die Werte durch Absolutwerte verifizieren zu müssen.

Größere effektive Längen erreicht man mit der Zirkelimpuls-Technik [Tanifuji, E99], bei der mit einem akustooptischen Ablenker [Koppel, L1512] der Lichtimpuls zu einem bestimmten Zeitpunkt ein- und ausgekoppelt wird, außerdem aber in der zum Kreis gebogenen Faser verlustarm zirkuliert.  $L_{eff} = 12L$  wurde erreicht im Vergleich zu  $L_{eff} = 7L$  bei der Pendelimpuls-Technik.

Verwendet man Laserlichtquellen mit Kammspektrum, bei dem gleich intermittenzgenommene axiale Moden den konstanten Frequenzabstand  $\Delta f_M$  haben, (l. (2-2)), so bilden sich diese Linien im Strom-Spektrum eines quadratischen Photodetektors ab, vgl.

§. (F5-23a). Solange man triviale Lichtquelle und Detektor eine Testfore, so repräsentiert die Eichwellenlänge des Detektor-Stromspektrums den Betrag der Borensband-Übertragungsfunktion [Rope, E101]. Die gleiche Aussage gilt, wenn die Lichtquelle mit weißen Rauschen oder mit Pseudo-Zufallsimpulsfolgen moduliert wird und das Modulations-spektrum wesentlich breiter als die Borensband-Übertragungsfunktion  $M$ , vgl. §. (F5-7). Das Spektrum der Leistungswankung eines axiellen Modus bei einem Halbwellenlängen erstreckt sich von 0 ... 2 GHz [Ito, L1092], obwohl die Gesamtbreitbandung kaum fluktuativ. Filtert man daher einen axiellen Modus aus, kann man den Betrag der Borensband-Übertragungsfunktion des untersuchten LWL als Spektrum des Detektorstroms darstellen [Machida, L620].

Die Breite der Borensband-Impulsantwort bzw. -Übertragungsfunktion wird nach §. (F8-15, 16) von einem Anteil chromatischer Dispersion und einem Anteil Modendispersion bestimmt, der es ebenfalls gauß-artig darstellbar macht. Die beschriebenen Messverfahren erfassen beide Effekte. Im Abschnitt 5.4 werden Möglichkeiten zur Trennung der chromatischen, mit Eigenschaften der Lichtquelle verknüpften Dispersion von den Anteilen der Modendispersion diskutiert, vgl. Abschnitt 1. Statt der Modendispersion kann bei einwelligen LWL Polarisationsdispersion bedeutsam werden, Abschnitt 5.5.

Erfüllt der Detektor nicht die gesamte abstrahlende Fläche, so sind die Voraussetzungen der §. (F8-4, 9, 15, 16) nicht mehr erfüllt. Die Impulsantwort wird von der Detektorfläche und -position abhängig. [Tanifuji, L2138] weist darauf hin, daß aus diesem Grunde die örtliche Empfindlichkeit des Detektors konstant sein muß, und daß reine Flächen genau senkrecht zur Faserachse stehen sollte.

Wird die Spektralbreite der unmodulierten Lichtquelle zu klein und ist die Bandbreite des Modulationssignals gleichartig hoch genug, können kohärente Verzerrungen die Borensbandbreite einschränken, wenn Impulse im selben LWL-Modus überlappen und miteinander interferieren, §. (F8-19).

Erprobte Ansätze für die Messung der Impulsantwort bzw. der Übertragungsfunktion im Borensband bei veränderlicher Trägerwellenlänge sind bei [Cohen, E94] bzw. [Cohen, L2157] zu finden; in den genannten Arbeiten dient Raman-Heizstrahlung bzw. eine extern modulierte Xenon-Donnanlampe als Lichtquelle, vgl. Abschnitt 2.1.

## 5.2 Trägerband

Mit dem Verzicht auf unmittelbare quadratische Detektion am Faserausgang und der Zwischenschaltung eines Modulationswandlers gewinnt man die Möglichkeit, die Trägerband-Übertragungsfunktion  $\tilde{g}_1(f)$  zu messen. Das Verfahren basiert darauf, die Kreuzkohärenzfunktion zwischen Eingangs- und Ausgangspol der Testfore zu registrieren, sowie die Autokohärenzfunktion des Eingangspoltes, d.h. des Lichtsenders, diese Interferenzexperimente müßten für jeden Modus in einer einwelligen Faser durchgeführt werden, um die Trägerband-Übertragungsfunktion  $\tilde{g}_m(f)$  jedes Modus zu bestimmen. Eine solche Selektion könnte mit den Fourier-optischen Methoden des Abschnitts 6.2 erreicht werden, wäre aber aufwendig. Bequem anzuwenden sind Trägerband-Messverfahren daher nur für einwellige LWL, bei denen  $\tilde{g}_1(f)$  die einzige relevante Übertragungsfunktion ist.

Gl. (F8-7) formuliert den Zusammenhang zwischen der Übertragungsfunktion, dem Spektrum  $\tilde{O}_0(f)$  des Lichtquellen-Eingangspoltes und dem Kreuzkohärenzspektrum  $\tilde{P}_{21}(f)$  zwischen Ausgangs- und Eingangspol,

$$\tilde{g}_1(f) = \tilde{P}_{21}(f) / \tilde{O}_0(f). \quad (5-3)$$

Bild 5.1 zeigt eine präzise Meßanordnung nach [Bomberger, 1952]. In Bild 5.1 a<sub>1</sub> erkennt man ein Michelson-Interferometer, aufgebaut mit Retroreflektoren (Kattenauge, cube corner); diese sind aus drei senkrecht zueinander stehenden Spiegeln zusammengefaßt, auch in Form eines Würfels, und reflektieren das einfallende Licht zeitlich versetzt und parallel zum einfallenden Strahl, unabhängig von der aktuellen Position des Retroreflektors. Die zeichnerische Darstellung folgt den Empfehlungen von [Steel, 1937]. Das Interferometer mit dem Detektor in der Ebene S entspricht in seiner Wirkung dem Mach-Zehnder-Aufbau des Bildes F13. Der mit T markierte Doppelpfad deutet an, daß die Zeitverschiebung beider Teilwellen durch Lageänderung des Retroreflektors einstellt werden kann. Der Detektor mißt die Leistung P<sub>S</sub> am Ort r<sub>S</sub> in der Ebene S, §.(F5-156). Als Lichtquelle punktiert die kollimierte Ausgangsstrahlung einer einwelligen Faser, die ihrerseits von einer axial multimodigen Laser-Diode erregt wird; in Folge dessen ist die räumliche Korrelation k<sub>21</sub>(0) = 1, ferner gilt P<sub>1</sub> = P<sub>2</sub> = P/2. P<sub>S</sub> mißt also die Kohärenzfunktion Pk<sub>11</sub>(τ) = K<sub>00</sub>(τ) der Lichtquelle in der Terminologie der §.(FP-6,2), so daß das Spektrum Q<sub>00</sub>(f) aus einer Fourier-Transformation gewonnen werden kann. Da die Lichtquelle schmalbandig ist, Δω<sub>0</sub>τ ≪ 1, gilt Q̃<sub>00</sub>(f) ≈ Q<sub>00</sub>(f > 0). Als mathematisches Modell der Lichtquelle diene §.(F5-17) mit ṽ<sub>11</sub>(f) = ṽ<sub>00</sub>(f), dem normierten Bandbreiten-Spektrum. Im Vergleich von §.(F5-156) mit §.(F5-18) erwartet man eine Bandbreiten-Autokovarianz

$$\hat{K}_{00}(\tau) = \frac{\cosh T - 1}{\cosh T + \cosh \Delta\omega_{MS} \tau} e^{-\frac{(\sigma_f \tau)^2}{2}}, \quad T = \ln 4 \frac{\Delta f_{MS}}{\Delta f_0} \quad (5-4)$$

wobei Δf<sub>MS</sub> der axiale Modenabstand, σ<sub>f</sub> = σ<sub>ω</sub>/2π die spektrale Effektivbreite einer Linie und Δf<sub>0</sub> die Halbwertsbreite des gesamten Spektrums ist. Bild 5.1 a<sub>2</sub> zeigt die in S registrierte Leistung P<sub>S</sub> ~ K<sub>00</sub>(τ) als Funktion der Laufzeitdifferenz τ. Klar zu erkennen ist die mit 1/Δf<sub>MS</sub> periodische Modulation und das allmähliche Abklingen aufgrund der Einzellinienbreite. Die rasche Änderung cos ω<sub>0</sub>τ, §.(F5-18), wird auch in der vergrößerten Darstellung des Bildes 5.1 a<sub>2</sub> nicht aufgelöst, aber der Verlauf der sich überlagernden K<sub>00</sub>(τ) ist gut zu sehen. Im Aufbau Bild 5.1 b<sub>1</sub> wird die so vermessene Lichtquelle am Strahlteiler einerseits in die Faser zurückgeschoppelt und nach Durchlaufen des LWL auf den Detektor gelenkt, andererseits über einen Umweg der variablen Laufzeit T unmittelbar in die Detektorebene geworfen. Wiederum ist die dort registrierte Leistung P<sub>S</sub> ~ P<sub>21</sub>(τ) der Kohärenzfunktion einer (scheinbaren) Lichtquelle proportional, welche die Übertragungseigenschaften der Faser mit enthält, nach dem Text vor §.(FP-7) interpretiert P<sub>21</sub> die von beiden Fasern her deckungsfläch überlagerten Felder im gemeinsamen beidseitig erfüllten Querschnitt. Der Bild 5.1 a<sub>2</sub> entsprechende Ausschnitt des Interferogramms ist in Bild 5.1 b<sub>2</sub> zu sehen. Die Kreuzkovarianz P<sub>21</sub>(τ) ist gegenüber K<sub>00</sub>(τ) verbreitert. Fourier-Transformation liefert P̃<sub>21</sub>(f) ≈ P̃<sub>21</sub>(f > 0). Damit kann die Trägerband-Übertragungsfunktion berechnet werden, §.(5-3). Eine vereinfachte Auswertung assoziiert mit den Kovarianzen §.FP-Funktionen und berechnet Bandbreite und Breite T<sub>1/2</sub> der Impulsantwort nach Tabelle F4-11, §.(5-2); F<sub>1/2</sub> ist dabei die halbe Halbwertsbreite der Trägerband-Übertragungsfunktion |ḡ<sub>1</sub>(f)|, T<sub>1/2</sub> die Halbwertsbreite von K<sub>00</sub>(τ) und T<sub>1/2</sub> die Halbwertsbreite von P<sub>21</sub>(τ). Entsprechend der Quellenbandbreite Δλ<sub>0</sub> = 2,3 ... 5,8 nm, Δf<sub>0</sub> = 0,91 ... 2,1 THz für eine Lichtwellenlänge von λ<sub>0</sub> = 0,87 μm können Bandbreiten in der Größenordnung von 2F<sub>1/2</sub> = Δf<sub>0</sub> bzw. Impulsantworten der Breite T<sub>1/2</sub> ≈ 0,221/F<sub>1/2</sub> = 240 ... 96 ps gemessen werden. Dem geringen Faserverlust im Meterbereich. Bei größeren Längen stößt die Realisierung der dispersionsfreien Referenz-Luftleitung in Bild 5.1 b<sub>1</sub> auf Schwierigkeiten. Bemerkenswertweise kann die Trägerband-Übertragungsfunktion nach Betrag und Phase gemessen werden. Die Eigenschaften der Lichtquelle bleiben ohne Einfluß. [Stone, 1926] verwendet eine gleichzeitige Messung mit Filtern variabler Mittelfrequenz und einer Bandbreite Δλ<sub>0</sub> = 10 nm zu ähnlichen Messungen.

Die Methode von Bild 5.1 wurde auch noch in zwei anderen Versionen publiziert.

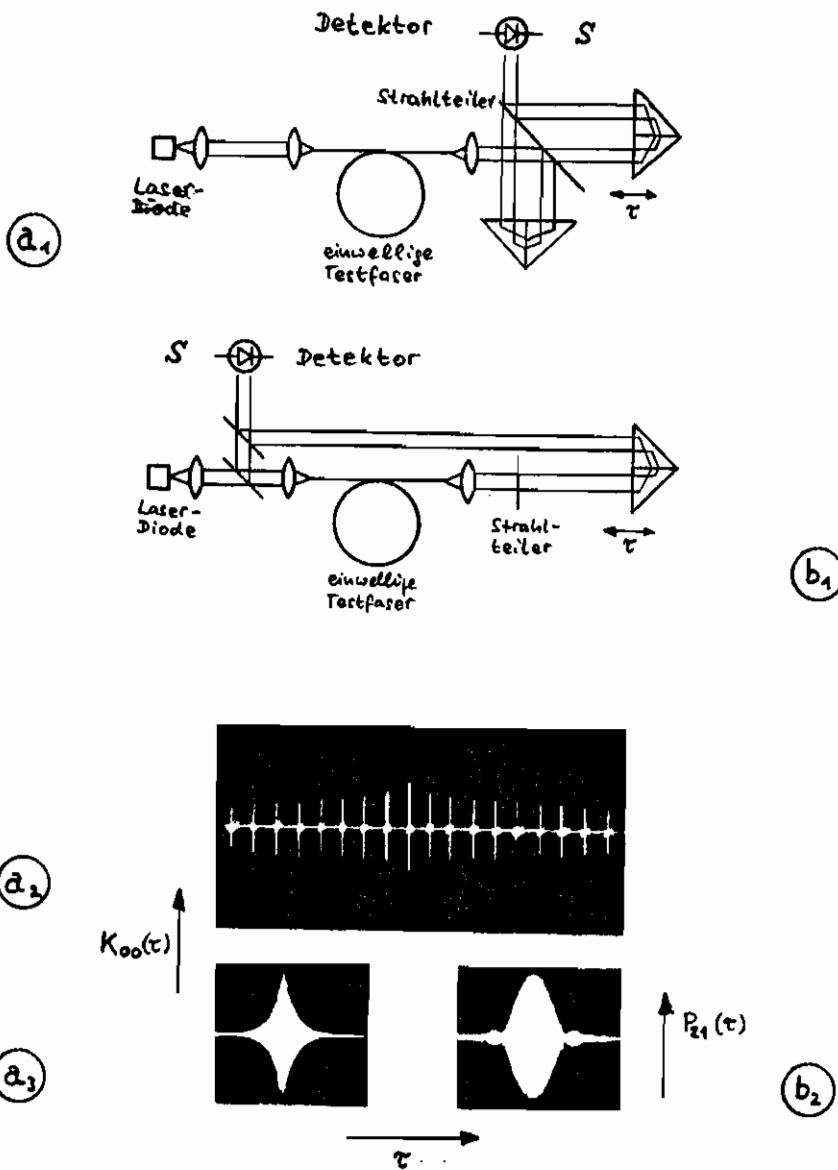


Bild 5.1.

Messung der Trägerband - Übertragungsfunktion unter Verwendung eines kohärenten Multimoden - Quelle der Mittenswellenlänge  $\lambda_0 = 0,87 \mu\text{m}$  und der Halbwertsbreite  $\Delta\lambda_0 = 2,3 \dots 5,8 \text{ nm}$ . Faserlängen  $L = 0,2 \dots 1 \text{ km}$  (nach [Bomberger, 1952]).

- a1 Messung der Autokovarianz  $K_{00}(\tau)$  mit einem Michelson - Interferometer
- a2 Autokovarianz  $K_{00}(\tau)$
- a3 Autokovarianz  $K_{00}(\tau)$ , zentrale Linie von a2, gedehnter Zeitmaßstab
- b1 Messung der Kreuzkovarianz  $P_{21}(\tau)$  mit einem Michelson - Interferometer
- b2 Kreuzkovarianz  $P_{21}(\tau)$ , zentrale Linie

[Piasecki, L1023, L1255], [Barthelemy, L2394] verzichten auf die Messung der Autokorrelation durch Verändern der Zeitverzögerung  $\tau$  in  $\beta$ . (F-15b). Stattdessen variieren diese Autoren die Mittelfrequenz  $f_0$  der schmalbandigen Quelle,  $\Delta\omega_0 \tau \ll 1$ , in einem Bereich  $f_0 - \delta f_0/2 \leq f \leq f_0 + \delta f_0/2$ , dispergieren das Licht in der Ebene S des Bildes S.1 b<sub>1</sub> mit einem Gitter und zeichnen auf einer Photoplatte die Leistung  $P_{21}$  als Funktion der ortsprorportionalen Frequenz  $f$  auf. Die Transparent der Platte entspreche der Funktion  $P_{21}(f)$ . Setzt man daher dieses Spektrogramm in die Ebene F der Fourier-Transformations-Analyse von Bild 6.5 und beleuchtet mit einer ebenen Welle, so wird in der Ebene K eine Feldverteilung in den Benennungsräumen  $\pm 1$  zu beobachten sein, die der Impulsantwort  $\tilde{g}_2(t)$  entspricht. Vorausgesetzt ist dabei, daß  $l = f_0$  in Bild 6.5 und daß wegen  $\Delta\omega_0 \tau \ll 1$   $P_{21}(f) \sim \tilde{g}_2(f)$ , wenn man  $P_{21}(f)$  als Integral über den kleinen Frequenzbereich  $\Delta f_0$  der Quellenbandbreite annimmt.  $|\tilde{g}_2(f)|^2$  ist demnach der Lichtleistung in der Ebene K proportional, wobei  $l$  beliebig sein kann, vgl. Text nach  $\beta$ . (6-9). Als Lichtquelle wird ein mechanisch im Bereich 0,57  $\mu\text{m}$  bis 0,61  $\mu\text{m}$  abgestimmter Farbstoff-Laser verwendet. Die Bandbreite  $\delta f_0 = 34 \text{ THz}$  gestattet es, Impulsantworten der Breite  $T_{1/2} \approx 0,221 / \delta f_0 = 6,5 \text{ fs}$  aufzuheben. Wird die Beobachtungsebene K aus der hinteren Brennebene der Linse  $L_3$  herausgeschoben, so läßt sich die Impulsantwort auf einen Strahl fokussieren. Ersetzt man dann die einwellige Textfaser in Bild 5.1 b<sub>1</sub> durch einen vielwelligen LWL, so erzeugt jedes geführte Modus seine eigene Impulsantwort in der Rekonstruktion des Interferogramms, woraus sich die resultierende Impulsantwort zusammensetzt. Mit der Defokussierungstechnik kann die Ankunftszeit der in den einzelnen Moden propagierenden Impulse nichtbar gemacht werden. Quantitative Aussagen über die gesamte Impulsantwort sind mit der Unklarheit behaftet, daß das Kopplungsintegral zwischen den Fasermodes, dessen MLV zunächst bekannt sein müßte, und dem Referenzfeld nicht ohne Kenntnis der transversalen Modenstruktur spezifiziert werden kann, vgl. Text vor  $\beta$ . (F8-7) und  $\beta$ . (F8-3,4).

Statt der unumkehrbaren optischen Fourier-Transformation, die bei der Herstellung und Belichtung des Spektrogramm-Platten besondere Vorrichtungsmaßnahmen zur Erhaltung einer linearen Abhängigkeit von Amplituden-Transparent und Belichtungsleistung  $P_{21}$  erfordert, kann eine direkte Analyse von zeitpunktfunktion treten [Cronjani, L1196]. Dann wird der Laser zeitlinear in der Frequenz  $f$  des Trägers moduliert, ohne daß sich die Linienbreite  $\Delta f_0$  dadurch wesentlich verändert. Der Detektor in der Ebene S von Bild 5.1 b<sub>1</sub> gibt ein entsprechend  $\beta$ . (F8-15b) zeitlich sinusförmig oszillierendes Signal ab, dessen Amplitude der Kohärenzfunktion  $P_{21}(\tau)$  proportional ist und mit einem approximierten Empfänger angezeig werden kann, was zu Verhältnissen wie in der oberen Hälfte des Bildes 5.1 b<sub>2</sub> führt. Aus einer Verschiebung der empfangenen Frequenz kann man auf eine Wellenlängenabhängigkeit der gesamten Laufzeitdifferenz schließen, die durch Wellenlängendispersion und Materialdispersion verursacht wird. Ersetzt man wiederum die einwellige durch eine vielwellige Textfaser und detektiert am Faserende nur in einem Teilgebiet des Kerns, so ist die Orthogonalitätsbedingung  $\beta$ . (F6-2) in diesem Gebiet verletzt und die Fasermodes interferieren mit verschiedenen Laufzeiten. Im Prinzip ergibt sich eine Vielstrahlinterferenz nach  $\beta$ . (F8-24,25), wobei jeder Frequenzkomponente des Detektorstroms eine bestimmte Laufzeitdifferenz  $t_n - t_m$  zuzuordnen ist. Die Amplitude dieser Teilbewegung enthält eine Information über das Überlappungsintegral der beteiligten Moden. Überlagert man in einem Referenzarm eine leistungsstarke Welle, so können die Interferenzkerne der Moden untereinander gegenseitig der Interferenz mit der Referenzwelle verschleimigt werden. Im Prinzip kann sich die Impulsantworten der Einzelmoden bestimmen, ebenso die MLV; allerdings muß das Überlappungsintegral jedes Modus mit der Referenzwelle bekannt sein. Das Verfahren ähnelt dem Vorgang bei der Röntgenmessung im Frequenzbereich, vgl. Abschnitte 4.1 und F9.

[Shibata, L1000] verwendet für die beiden Arme eines Interferometers nach Bild F13

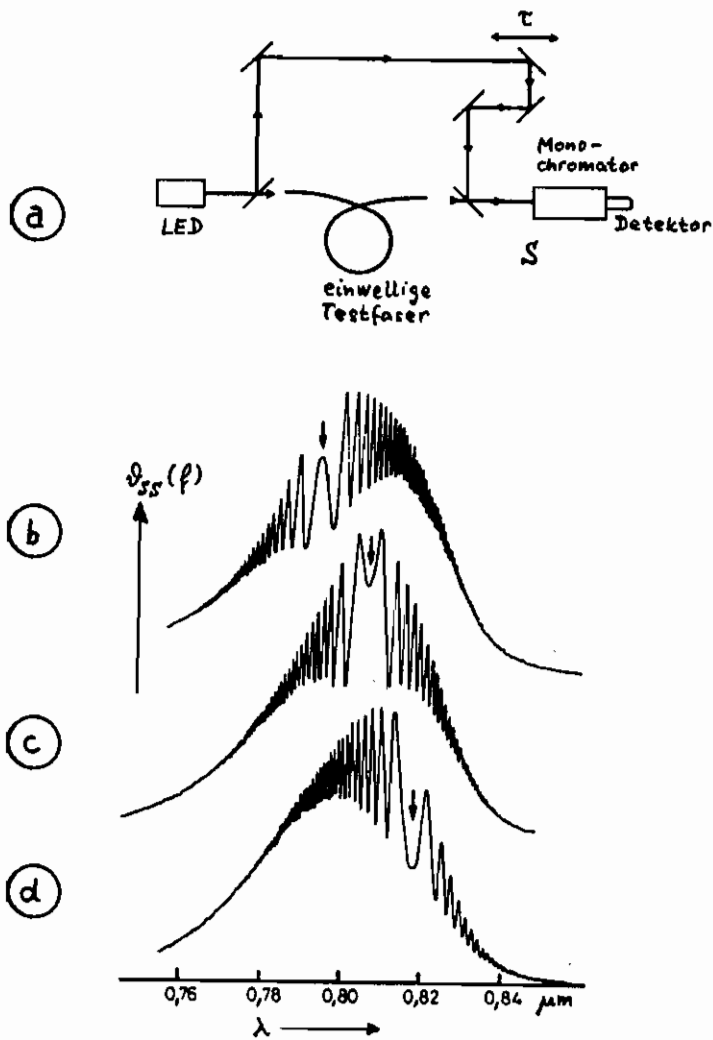


Bild 5.2.

Messung der Trägerband - Übertragungsfunktion unter Verwendung einer inkohärenten breitbandigen Quelle (Burros-LED) der Mittelwellenlänge  $\lambda_0 = 0,8 \mu\text{m}$  und der Halbwertsbreite  $\Delta\lambda = 50 \text{nm}$ . Einwellige Faser der Länge  $L = 1 \text{m}$  (nach [Shang, L1952]).

- a Messung des Leistungsspektrums  $\mathcal{P}_{SS}(f)$ , fl. (FS-166) mit einem Michelson-Interferometer und Monochromator
  - b Leistungsspektrum  $\mathcal{P}_{SS}(f)$ ,  $\tau = 5,6 \text{ps}$
  - c Leistungsspektrum  $\mathcal{P}_{SS}(f)$ ,  $\tau = 7,0 \text{ps}$
  - d Leistungsspektrum  $\mathcal{P}_{SS}(f)$ ,  $\tau = 8,4 \text{ps}$
- Die Pfeile deuten auf zentrale Maxima oder Minima.

die Eigenwellen  $LP_{01}$  und  $LP_{11}$  einer zwei-Moden-Faser [Cohen, L1083], [Kato, L2440], [Hosain, Sharma et al., L2268]. Diese können, wie im Text vor §.(F3-44) beschrieben, bei aufwändiger Anregung durch ihre Polarisationszustände unterschieden und mit einstellbarer Laufzeitdifferenz  $\tau$  zur Interferenz gebracht werden, wenn man durch geeignete Positionierung der Felder die Orthogonalitätsbedingung §.(6-2) verletzt. Wird der Modus mit geringerer Laufzeit in der Interferenzanordnung um  $\tau_v$  verzögert, damit der Kontrast  $V(\tau)$  §.(F5-26) des Interferenzbildes maximal wird, so entspricht  $\tau_v$  der Laufzeitdifferenz beider Moden in der Faser. Damit die Kontraständerung empfindlich genug ist, darf die Lichtquellbandbreite  $\Delta f_0$  nicht zu niedrig sein, sonst wird  $k_{12}(\tau)$  in §.(F5-156) zu breit. Ist andererseits  $\Delta f_0$  zu groß, läßt sich nur schwer  $\tau$  so einstellen, daß eine Interferenz zu beobachten ist; es empfiehlt sich,  $\Delta \omega \tau_v \approx 1$  zu wählen.

Auf ähnliche Weise kann man die Laufzeitunterschiede orthogonal polarisierter Moden in doppelbrechenden, einwelligen Fasern ausnutzen. [Mochizuki, L3138] stimmt die Doppelbrechung  $\beta_p$  in §.(F3-44) und damit die Laufzeitdifferenz beider Eigenwellen mit der Temperatur ab und mißt Antikohärenzfunktionen von Laser mit Auflösungen um  $\tau = 50$  fs. Die Faserlänge betrug  $L = 200$  m, die Schwunglänge  $L_p = 10$  m bei  $\lambda_0 = 1,21 \mu\text{m}$ .

Nach §.(F5-156, 166) wird bei hinreichend breitem Quellenpektrum und zeitverzögerter Überlagerung zweier Teilwellen nicht nur die Leistung, sondern auch das optische Spektrum in der Bildebene  $S$  des Bildes  $F13$  moduliert. Diesen sogenannten Alford-Effekt macht sich [Shang, L1952] zunutze. Bild 5.2 a zeigt den Versuchsaufbau mit einem Monochromator in der Überlagerungsebene  $S$ , der dem Detektor vorgeschaltet ist. Als Lichtquelle wird eine LED bei  $\lambda_0 = 0,8 \mu\text{m}$  mit einer Halbwellenbreite  $\Delta \lambda_0 = 50$  nm verwendet. Die Bilder 5.2 b, c, d zeigen die erwartete Modulation des Spektrums mit der Zeitverzögerung  $\tau$  des Referenzkanals <sup>gegenüber dem Meßkanal</sup>  $\tau_0$  Parameter. An der Symmetriestelle der Modulation, markiert durch einen Pfeil, ist nach §.(F5-156)  $\omega \tau_0 \approx \pi, 3\pi, \dots$ . Wegen der chromatischen Dispersion in der einwelligen Testfaser läuft die gesamte Laufzeitdifferenz  $\tau = \tau(\omega)$  von der Frequenz ab. Ist die Verzögerungsänderung des Referenzkanals bekannt, kann die Änderung der Laufzeit mit der Frequenz an den mit Pfeilen markierten Stellen  $\omega \tau_0 / \tau$  abgelesen werden.

Der Monochromator kann entfallen, wenn man nach §.(F5-236) das Spektrum des Detektorstroms elektronisch analysiert. Wegen der verhältnismäßig geringen Bandbreite  $\Delta f_0$  optischer Detektoren muß die Zeitverzögerung  $\tau$  um das Verhältnis der optischen zur Detektorbandbreite  $\Delta f_0 / \Delta f$  größer werden, damit die spektrale Modulation zu erkennen ist. Für typische LED und schnelle Detektoren liegt dieser Quotient in der Größenordnung von 1000, so daß Faserlängen im Kilometerbereich notwendig werden.

[Arnold, E243] detektierte auf ähnliche Weise mit einem Monochromator Laufzeitunterschiede in einer polarisationserhaltenden einwelligen Faser und benutzte als inkohärenten Sender mit demoduliertem Einkoppelwirkungsgrad eine Superlumineszenzdiode. Ähnlich wie bei den bereits beschriebenen Verfahren von [Shibata, L1000] und [Mochizuki, L3138] entspricht der Referenzkanal von Bild 5.2 a.

Die Tatsache, daß im Falle inkohärenter Quellen  $\Delta \omega \tau \gg 1$  eine in der Laufzeitdifferenz  $\tau$  von §.(F5-166) codierte Information über die Gesamtleistung  $P_0$  nicht gemessen werden kann, nutzt [Yao, E214] für ein abhörresistentes Nachrichtenübertragungssystem, während [Bosselmann, E102] und [Shajenko, L2522] auf diese Weise Informationen über Positionen und Längen mit LWL übertragen wollen.



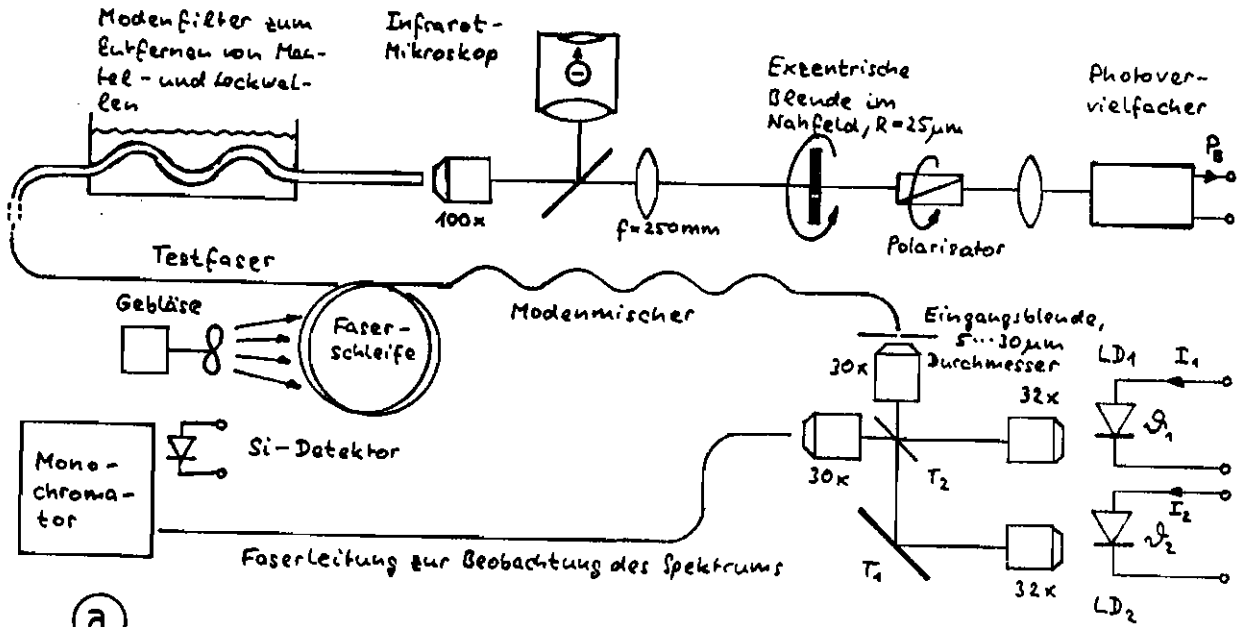
### 5.3 Korrelationsbandbreite

Schon früh beschäftigen sich verschiedene Autoren mit Kohärenzproblemen in LWL. [Cronjani, L147, L2169] berechnete für eine Stufenprofil-Faser die Kreuzkovarianz von Gl. (5-3), wosa  $\vec{r}_1, \vec{r}_2$  zwei Ortskoordinaten in der Faser waren, und wies auf mögliche Modulationen des Kreuzspektrums dieses Ortes bei Einkopplung von inkohärentem Licht hin (Allford-Gold-Effekt), vgl. D. (F5-166). Ausgehend von der Analyse dieses gestreuten Laserlichts [Dainty, L1152], [Goodman, L950] wurde die Granulation der Ausgangsstrahlung wellenlanger Fasern diskutiert, vgl. Abschnitt F10 und Bild F20. [Cronjani, L870] gab für Stufenprofile eine Kohärenzlänge an, nach der die Struktur des Fraunhofermuster verschwinden würde und demonstrierte den Effekt mit verschiedenen Bandbreiten der Lichtquelle. [Efremov, L1912] wies darauf hin, daß aus einer Messung der Kreuzkovarianz D. (5-3) die effektive Breite der Impulsantwort abgeleitet werden könne. [Imai, L1695] registriert mit Detektoren kleiner als die Fraunhofer-Korngröße die durch Biegung der Faser verursachten Leistungsschwankungen im Fernfeld und wies auf Änderungen der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion und des Fraunhoferkontrasts hin bei verkürzter Faserlänge.

Eine sehr einfache Formulierung des Zusammenhangs zwischen Fraunhoferkontrast  $C$ , Faserkorrelationsbandbreite  $\Delta f_k$  und Quellenbandbreite  $\Delta f_0$  konnte in [Frende, L1358, L3391] als Fortsetzung der Arbeiten von [Tremblay, L1727], [Hill, L1688], [Frau, OMT] angesetzt werden für den Fall, daß der Detektor kleiner als die Kohärenzfläche  $F_k$  eines Fraunhoferkorpus war, vgl. Abschnitt F10, S. (F10-15). In S. (F10-12) ist  $\sqrt{\delta P_0^2}$  der Effektiv- und  $\bar{P}_0$  der Mittelwert der vom Detektor registrierten Leistungsschwankung, ihr Quotient bestimmt den Kontrast  $C$ . Ist dieser gemessen und  $\Delta f_0$  oder  $\Delta f_k$  bekannt, so kann die jeweils dritte Größe bestimmt werden. Die Kernsbandbreite der Faser ist nach S. (F10-17) ungefähr halb so groß wie die Korrelationsbandbreite,  $F_{1/2} \approx \Delta f_k / 2$ .

Bild 5.3 a zeigt einen Meßplatz zur Registrierung dieser Leistungsschwankungen. Zwei thermisch kontrollierte Laserdioden der Temperatur  $T_1$  und  $T_2$  werden mit injektionsströmen  $I_1$  und  $I_2$  betrieben. Das austretende Licht wird über ein Strahlteiler  $T_1$  mit variabler Reflektivität und einem festen Strahlteiler durch ein Mikroskopobjektiv auf den Bereich der Fasereingangsfläche projiziert, der von der Eingangsblende unbedeckt bleibt; diese Blende verbessert die räumliche Kohärenz der Strahlen und erleichtert die parallele Ausrichtung des Bündels. Günstiger wäre eine Monocle-Koppler zu verwenden. Nach einer Modemischung wie in Bild 2.4, 2.5 wird die Faser in sich selbst geschleift und kann mit einem Spektre analysator besetzt werden. Ein Modemfilter entfernt Manuel- und Lockwellen. Die Endfläche wird in die Ebene einer extensiv angeordneten dreifachen Blende 100fach vergrößert abgebildet und kann gleichzeitig mit einem Infrarot-Mikroskop beobachtet werden. Das aus dem ebenfalls drehbaren Polarisator austretende Licht wird mit der Linse auf die lichtempfindliche Fläche des kühnbaren Photovervielfachers verteilt. Der Ausgangsstrom ist der Leistung  $P_0$ , die durch die Extender-Blende tritt, proportional.

Die statistischen Eigenschaften der Granulation von Fasern, die mit gleichförmiger MCV angeregt werden, können genau so gut im Fernfeld gemessen werden. Dort läßt sich besonders einfach, eventuell mit Hilfe eines Bildwandlers, die Granulation photographisch registrieren, vgl. Bild F20. Wählt man die Belichtungszeit geeignet, so kann die Lichtempfindlichkeit des entwickelten Films, S. (F5-39), bereitsweise linear bezüglich der Belichtungsleistung sein; dabei ist zu beachten, daß ein Fraunhofermuster maximalen Kontrasts (nur eine Polarisation) die Intensitätsstatistik einer Exponentialverteilung aufweist [Dainty, L1152] und folglich die Intensität null mit der größten Wahrscheinlichkeit vertreten ist. Wird dasselbe Muster unpolarisiert betrachtet, liegt die Intensität maximaler Wahrscheinlichkeit bei höheren Werten, während die Wahrscheinlichkeit, die Intensität null zu messen, gegen null geht. Ist das Fraunhofermuster unter



(a)

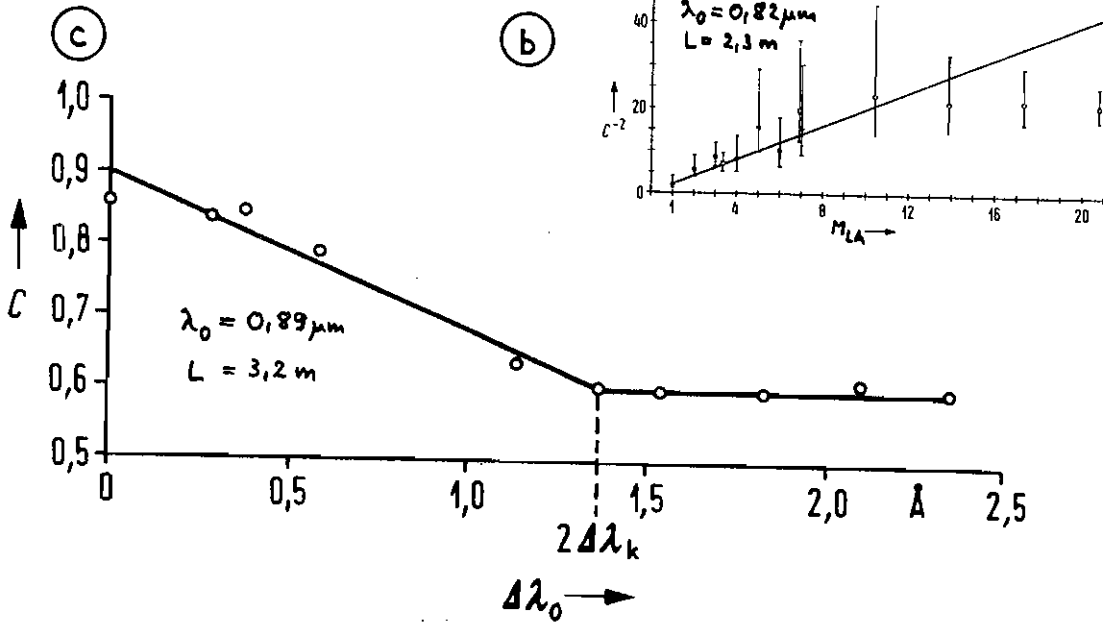


Bild 5.3. Messung der Korrelationsbandbreite (nach [Freude, L2358, L3394])

- a Messplatz mit Lichtquelle variabler Bandbreite, bestehend aus Halbleiterlasern  $LD_1$  und  $LD_2$ .  $T_1$  ist ein im Teilverhältnis variabler,  $T_2$  ein fester Strahlteiler. In 100-fach vergrößertem Nahfeld kann eine Blende des Durchmessers  $2R = 50 \mu\text{m}$  exzentrisch rotieren. Der nachfolgende Polarizador kann um seine Achse rotieren.
- b Reziproker quadriertes Granulationskontrast als Funktion der Anzahl unabhängiger, unpolarisierter Muster; —  $C^{-2} = 2 M_{LA}$ ; Messpunkte:  $\circ$  10 m Stufenprofil faser,  $\bullet$  2,3 m Gradientenprofil faser mit  $\Delta\lambda_k \leq 2,24 \text{ \AA}$ ,  $k\Delta f_k \leq 230 \text{ GHz m}$
- c Granulationskontrast als Funktion der Quellenbandbreite  $\Delta\lambda_0$ .  $\Delta\lambda_k = 0,69 \text{ \AA}$ ,  $k\Delta f_k = 26 \text{ GHz} \cdot 3,2 \text{ m} = 84 \text{ GHz m}$ . Messung mit Polarizador.

diesen Umständen linear registriert, kann man das eingetretene Muster mit einem dünnen, leitungsstarken Laserstrahl auf konzentrischen Kreisen konstante mittlerer Intensität abstrahlen und die Effektiv- und Mittelwerte des Detektorstroms messen, deren Quotient der Kontrast  $C$  ist. Hierbei ist statistische Äquivalenz der Verteilungen  $P_0$  vorausgesetzt, ob nun der Lichtstrahl des abstrahlenden Lasers (bzw. die Eintrittsblende in Bild 5.3a) über das stillstehende Fraunhofenmuster bewegt wird, oder es nach Einschalten des Lasers das Muster unter der rotierenden Blende des Photodetektors sich verändert. Die Leistungserhöhung bei der photographischen Methode kann mit  $10^3 \dots 10^5$  beträchtlich sein. Ein Photovervielfacher mit Verstärkungen von  $10^5 \dots 10^6$  macht photographische Aufzeichnungen übersichtlich. Statt die Faser oder die Halbleiterblende zu bewegen, kann man den Polarisator drehen. Auch so wird die notwendige Leistungssteigerung von  $P_0$  erzeugt, da die Muster zweier orthogonaler Polarisationen statistisch unabhängig sind mit unterschiedlicher Fleckenverteilung. Zur Echtzeitmessung von  $\sqrt{I P_0^2}$  und  $P_0$  hat man also folgende Möglichkeiten: Bewegung der Faser, der Blende oder des Polarisators, das alle Kombinationen. Experimentell wurde festgestellt, daß alle drei Möglichkeiten und deren Permutationen zu vergleichbaren Messwerten des Kontrasts führen [Fritzsche, E252].

Bild 5.3 b zeigt  $C^{-2}$  als Funktion der Anzahl longitudinaler Freiheitsgrade  $M_{LA}$  nach Gl. (F10-15) für eine Stufen- und eine Gradientenprofil-Faser. Die eingetragene Gerade entspricht Gl. (F10-15).  $M_{LA}$  wurde dadurch verändert, daß vom Modenkamm eines axial vielwelligen Halsleiterlasers mit dem Modenabstand  $\Delta f_M = 100$  GHz und der Modenbandbreite  $\Delta f_M \leq 7$  GHz  $M=1$  bis  $M=7$  axiale Moden mit Hilfe eines Monochromators ausgeblendet wurden. Bei der Stufenprofilfaser wurde für  $M=1$  ein Kontrast von  $C=0,38$  des unpolarisierten Musters gemessen, woraus resultiert nach Gl. (F10-15)  $M_{LA} = 3,46$ , für  $M$  Lasermoden entsprechend  $M_{LA} = 3,46 M$ . Die Korrelationsbandbreite  $\Delta f_k$  des 10 m langen Fasertücks war also kleiner als die Bandbreite eines Lasermodus,  $\Delta f_0 = \Delta f_M$  für  $M=1$ . Ab dem Wert  $M=4$  ( $M_{LA} = 13,8$ ) wird der Kontrast größer als nach Gl. (F10-15) erwartet, da bei  $M > 4$  die vom Monochromator räumlich dispergierten Lasermoden in die Nähe der Kern-Mantel-Fraunhoferzone der Faser abgelenkt werden, dort erhöhte Verluste erleiden und zur Kontrastverringerng nichts beitragen können. Die unterschiedlichen mittleren Intensitäten der einzelnen Lasermoden erhöhen für  $M=7$  den erwarteten Kontrast um weniger als 0,4% [Dainty, L152]. Die Kontrastwerte der Gradientenfaser hängen nicht um die erwartete Gerade; daraus kann man schließen, daß verschiedene Lasermoden unabhängige Fraunhofenmuster erzeugen, und die Schätzung  $M_{LA} = M$  zu klein ist. Folglich muß gelten  $7 \text{ GHz} \leq \Delta f_M \leq \Delta f_k \leq \Delta f_{MS} = 100 \text{ GHz}$ , also mit der Faservlänge  $L=2,3$  m  $L \Delta f_k \leq 230 \text{ GHz m}$ .

Will man die Korrelationsbandbreite genau bestimmen, so muß das verwendete Laserspektrum entweder geringen Modenabstand haben, oder die Quellenbandbreite unipolar kontinuierlich veränderbar sein. Der Aufbau nach Bild 5.3 a löst dieses Problem mit zwei axial und transversal einwelligen Laserdioden  $LD_1, LD_2$ , deren Linien Resonanzfrequenzen verschoben werden. Der Temperaturbereich ist so zu wählen, daß die verschobene optische Verstärkungskurve noch keine Modensprünge verursacht, sondern die schwächere Temperaturabhängigkeit der Drehzahl wirkt, wobei die Leistung des Lasers nur wenig variiert. Beide Linien regen dasselbe Modenvolumen der Faser mit identischer Polarisation an und wirken demnach als Quelle variabler Bandbreite. Bild 5.3 c zeigt Kontraste, die an einer  $L=3,2$  m langen Gradientenfaser wie in Bild 5.3 b als Funktion des Linienabstands  $\Delta \lambda_0$  gemessen wurden. Da polarisierte Muster verwendet wurden, ist nach Gl. (F10-15, 14)  $C(\Delta \lambda_0=0) = 1$  und  $C(\Delta \lambda_0 \gg \Delta \lambda_k) = 1/\sqrt{2}$  zu erwarten; der Faktor 2 ist in Gl. (F10-15) vorzuziehen, und für  $M_{LA}$  ist 1 bzw. 2 zu setzen. Man sieht, daß  $C(\Delta \lambda_0=0) = 1$  nicht erreicht wird, da 10% der Laserleistung in Nebenlinien zu finden ist und eine Quellenbandbreite von  $\Delta f_{lin} = \Delta f_k / C^2(\Delta \lambda_0=0) = 32 \text{ GHz}$ ,  $\Delta \lambda_{lin} = 0,85 \text{ \AA}$  vorherrscht für  $\Delta f_k = 26 \text{ GHz}$ . Die Nebenlinien liegen mit  $\Delta \lambda_{MS} = 3 \text{ \AA}$ ,  $\Delta f_{MS} = 114 \text{ GHz}$  so weit auseinander, daß die zugehörigen Fraunhofenmuster nicht unkorreliert sind und folglich der in Bild 5.3 c gemessene Abfall des Kontrasts auf einen Wert, der oberhalb von  $\Delta \lambda_0 = 2 \Delta \lambda_k$  konstant bleibt, nur Berechnung

des Korrelationsbandbreite herangezogen werden kann. Der Quotient  $0,9/0,6 = 1,5 \approx \sqrt{2}$  von maximalen und minimalen Kontrast entspricht dem für diese Quelle erwarteten Wert. Man erhält  $\Delta f_k = 84 \text{ GHzm}$ , was zur Bereichsabschätzung von Bild 5.3 b gut paßt.

Nach den Überlegungen zu Gl. (F10-16,17) entspricht die Halbwertsbreite der Bandband-Übertragungsfunktion der halben Korrelationsbandbreite,  $F_{1/2} \approx \Delta f_k / 2$ .

#### 5.4 Chromatische Dispersion

Nach Abschnitt 1 umfaßt der Begriff chromatische Dispersion die Effekte, die auf der nichtverschwindenden optischen Bandbreite des Senders beruhen, also Materialdispersion und Wellenleiterdispersion. Überlegungen zur Messung der chromatischen Dispersion unabhängig von der Modendispersion bei wellenleitenden Fasern gehen von Gl. (F8-15) aus, die den Betrag der Bandband-Übertragungsfunktion in einem Farb- und in einem Laufzeitanteil separiert, wobei Modendispersion bei einwelligen Fasern vernachlässigbar ohne Bedeutung ist, wenn man von Polarisationsdispersion abstrahiert, vgl. Abschnitt 5.5. Man erhält

$$|h_{\omega}(\rho)| \sim \frac{e^{-\sigma_h^2 \omega^2 / 2}}{[1 + (\omega \sigma_h)^2]^{1/4}} \cdot e^{-\sigma_k^2 \omega^2 / 2}, \quad \sigma_h^2 = \frac{\sigma_{\omega}^2 \dot{\epsilon}_{90}}{1 + (\omega \dot{\epsilon}_{90} \sigma_{\omega}^2)^2}, \quad \sigma_k^2 = \sigma_{\omega}^2 \dot{\epsilon}_{90}. \quad (5-5)$$

Dabei ist  $\sigma_{\omega}^2$  die Effektivbreite des gauß-förmig angenommenen optischen Spektrums der Lichtquelle, Tabelle F4-4, und  $\dot{\epsilon}_{90}$ ,  $\ddot{\epsilon}_{90}$  die erste bzw. zweite Ableitung des Brechungsindex und der Kreisfrequenz  $\omega$  bei der Mittelfrequenz  $\omega_0$  des Lichtspektrums.  $|h_{\omega}(\rho)| \approx e^{-\sigma_k^2 \omega^2 / 2}$  approximiert die Laufzeitanteile der Übertragungsfunktion. Effektiv- bzw. Halbwertsbreite der Bandband-Übertragungsfunktion betragen demnach, Tabelle F4-11, 7, 8

$$\sigma^2 = \frac{1}{\sigma_h^2 + \sigma_k^2}, \quad F_{1/2} = \sqrt{\ln 4} \cdot \sigma \approx \frac{1,18}{\sigma_h^2 + \sigma_k^2}, \quad T_{1/2} \approx 0,442 / F_{1/2}. \quad (5-6)$$

$T_{1/2}$  ist die Halbwertsbreite der Impulsantwort. Mißt man daher die Bandband-Übertragungsfunktionen  $h_1(\rho)$ ,  $h_2(\rho)$  bzw. die Impulsantworten  $h_1(t)$ ,  $h_2(t)$  bei zwei Halbwertsbreiten  $\Delta\lambda_1, \Delta\lambda_2$  Quelle, zentriert auf die konstante Mittelfrequenz  $\omega_0$ , so kann wegen Gl. (F8-17),  $\sigma_h \approx \sigma_{\omega} \dot{\epsilon}_{90} = \sigma_f L M_f$ , der Farbdispersionsfaktor 1. Ordnung, Gl. (F3-34), weitab von der Nullstelle der Materialdispersion gemessen werden.  $L$  ist die Faserlänge. Der Laufzeitkern wird von der Quellenbandbreite nur wenig abhängen. Man erhält aus Gl. (5-5)

$$M_{\lambda} = - \frac{2\sqrt{2 \ln 4}}{\omega L} \cdot \frac{\sqrt{\ln |h_1(\rho)| / |h_2(\rho)|}}{\sqrt{\Delta\lambda_{02}^2 - \Delta\lambda_{01}^2}}. \quad (5-7)$$

Solche Messungen wurden von [Taniguchi, L52] mit einer unterschiedlich gefilterten LED durchgeführt. An der Nullstelle  $\dot{\epsilon}_{90} = 0$  dominiert der Farbdispersionsfaktor 2. Ordnung, der aus einer entsprechenden Näherung gewonnen werden kann,

$$N_{\lambda} = \frac{\ln 2}{\omega L} \cdot \frac{\sqrt{1 - |h_1(\rho)|^4 / |h_2(\rho)|^4}}{\sqrt{\Delta\lambda_{01}^4 |h_1(\rho)|^4 / |h_2(\rho)|^4 - \Delta\lambda_{02}^4}}. \quad (5-8)$$

Es ist wesentlich, den Laufzeitkern nicht durch unterschiedliche Einkoppelung der Quelle zu ändern. Die erforderliche Filterung sollte daher vor dem Detektor vorgenommen werden, also am Forenspeyer.

Ähnliche Schlüsse kann man auch aus den Breiten der Impulsantworten  $h_1(t)$ ,  $h_2(t)$  ziehen. Solche Messungen im Zeitbereich wurden von [Frende, L422] demonstriert und mit verbesserten Einkoppelbedingungen später von [Seikai, E146, E77] publiziert.

Interessiert man sich vor allem bei einwelligen Fasern für die chromatische Dispersion in einem größeren Wellenlängenbereich, z.B. von  $\lambda = 1 \dots 1,7 \mu\text{m}$ , sind auf jeden Fall kontinuierlich durchstimmbare Lichtquellen erforderlich, vgl. Abschnitt 2.1. Gewöhnlich wird die Gruppenlaufzeit  $t_g(\lambda)$  als Funktion der Wellenlänge gemessen. Wieso man nicht Basisband-Verfahren im Zeit- und im Frequenzbereich präferiert. Absolutmessungen werden nicht benötigt, da ohnehin nur die ersten beiden Ableitungen interessant und somit der Zeitnullpunkt beliebig ist. Man registriert entweder die relative Ankunftszeit eines Basisband-Impulses unmittelbar, oder man moduliert die Lichtleistung sinusförmig, detektiert die relative Phase  $\varphi(\omega, \lambda) = \omega t_g(\lambda) + \varphi_0$  des Basisband-Signals der Frequenz  $\omega$  und berechnet daraus die relative Gruppenlaufzeit. Beispiele ausgeführter Messapparaturen findet man bei [Cohen, E94, L1307] (Zeitbereich) sowie bei [Supina, E263, L982] und [Ozeki, E265] (Frequenzbereich), der bei einer Modulationsfrequenz von  $\omega = 2\pi \cdot 800 \text{ MHz}$  noch Zeitdifferenzen von  $\Delta t_g = 2,5 \text{ ps}$  unterscheidet, wenn das Basisband-Modulationssignal stark genug ist [Costa, E217]. [Mochizuki, L1957] misst Laufzeitpektren durch optische Summenfrequenzerzeugung.

Die genannten Laufzeitpektren werden durch eine Potenzreihe  $b_2 \lambda^{-4} + b_1 \lambda^{-2} + b_0 + b_1 \lambda^2 + b_2 \lambda^4$ , [J. (F3-35a)], approximiert. Die Ableitungen können dann leicht berechnet werden, so daß die Basisband-Übertragungsfunktion bzw. die Faserausbreitungskurve in. Auf diese Weise wurden von [Yang, L2444] bzw. [Cohen, L3175] an einwelligen 2-bw. 4-Mantel-Fasern im Wellenlängenbereich  $1,18 \mu\text{m} \leq \lambda \leq 1,65 \mu\text{m}$  Farbdispersionen  $|M_\lambda| \leq 2 \text{ ps km}^{-1} \text{ nm}^{-1}$  gemessen.

Nach [J. (F3-36)] setzt sich die Gruppenlaufzeit aus einem Material- und einem Wellenleiteranteil zusammen. Kennt man die Materialeigenschaften, z.B. von [J. (F3-35a)] und Tabelle F7, kann man demnach die Wellenleiterdispersion berechnen.

Eine vereinfachte Messmethode [Flege, L49], [Franzen, L791] wird vor allem bei vielwelligen Fasern verwendet. Zwei Lichtimpulse unterschiedlicher Trägerwellenlängen werden geringfügig zeitversetzt in den LWL injiziert und am Faserende gemessen, wobei sich die zeitliche Versatz geändert hat. Die Impulse werden so breit gewählt, daß Änderungen durch Modendispersion nicht ins Gewicht fallen, andererseits aber die Impulshöhe klar genug bestimmt werden kann. Wellenleiterdispersion bleibt bei vielwelligen Fasern ohnehin unbedeutend. Der Quotient von Gruppenlaufzeitänderung und Wellenlängendifferenz liefert folglich, bezogen auf die Faserlänge, den Farbdispersionsfaktor 1. Ordnung bei der mittleren Wellenlänge, d.h. die Materialdispersion.

### 5.5 Polarisationsdispersion

Polarisationsdispersion ist vor allem bei einwelligen Fasern von Bedeutung. Der propagierende Grundmodus hat in doppeltbrechenden oder elliptischen LWL unterschiedliche Ausbreitungskonstanten in orthogonalen Polarisationen, [J. (F3-44)]. Die zugehörige Laufzeitdifferenz  $\Delta t_{gp}$ , [J. (F3-45)] kann man zwischen LWL und Detektor ein Soleil-Babinet-Kompensator und ein Analytator parallel wird, sowie zwischen Laser und Faser ein Polaritator. Analytator bzw. Polaritator sind um  $+45^\circ$  bzw.  $-45^\circ$  gegen die Hauptachse der Kernisotropie verdreht. Der Faser kann man gewöhnlich die Hauptachse nicht ansehen, daher wird ihre Richtung bestimmt als die der Eingangspolarisation, bei welcher das Ausgangsfeld optimal linear polarisiert ist; vollständige lineare Polarisation wird durch Modenkopplung verhindert. Mit dem Soleil-Babinet-Kompensator [Bergmann, E29], [Born, L1938] kann die Phasenverschiebung  $\delta_1 - \delta_2 = 0$  bei der Referenzwellenlänge eingestellt werden;  $\delta_1 - \delta_2$  ist die Phasendifferenz der orthogonal pol-

rierten Moden, vgl. Gl. (F5-8). Diese Nullphase  $\pi$  erreicht, wenn der Analyzer die Maximalleistung transmittiert. Bei veränderter Wellenlänge variiert die Doppeldrehung  $\beta_p = \beta_x - \beta_y$  in Gl. (F1-44), was nicht mit einer perfekten Phasenverschiebung des Kompensators ausgleichen läßt, so daß  $\beta_p$  nach Betrag und Vorzeichen bestimmt werden kann und in der Folge auch  $\Delta t_{gp}$ .

Empfiehlt man den Kompensator, dessen Wellenlängenabhängigkeit nicht, so wird nach dem Analyzer die Leistung  $P_p(\varphi, \delta_1 - \delta_2)$ , Gl. (F5-9), proportional zu  $\cos(\delta_1 - \delta_2)$  mit der Wellenlänge variieren. Wird ein linear polarisiertes Faser Eingangsfeld vorausgesetzt, ist  $K_{12}$  in Gl. (F5-9) reell, d.h. der Stokes Parameter  $s_3 = 0$ , vgl. Bild F12. Aus einem Verspaß der Koordinaten und der gemeinsamen Kurve erhält man  $|\beta_p|$ ; das Vorzeichen stellt man mit dem Kompensator perh. [Imoto, L1836] maß für Kernelliptizitäten  $\xi = 1 - (\text{kleiner Kernradius}) / (\text{großer Kernradius}) = 0,003$  bei  $\lambda_0 = 1,3 \dots 1,5 \mu\text{m}$  eine Laufzeitdifferenz von  $\Delta t_{gp}/L \approx 0,3 \text{ ps km}^{-1}$  entsprechend einer Polarisationsbandbreite von  $L F_{1/2p} = L \cdot 0,44 / \Delta t_{gp} = 1,5 \text{ THz km}$ . Die Grenzwellenlänge des  $L P_{11}$ -Modus betrug  $\lambda_{1/2} = 1,01 \mu\text{m}$ , vgl. Gl. (F1-21).

Auch eine Interferenzanordnung wie in Bild 5.1a läßt sich verwenden, wenn man zwei polarisationsoptische Modifikationen vornimmt. Nach der Faser wird z.B. ein Rochon-Prisma eingefügt, das zwei orthogonale Polarisationen räumlich trennt, vgl. Bild 23. Der wie bisher auf den bewehrten Retroreflektor treffende, linear polarisierte Lichtanteil wird wie in Bild 5.1a auf den Detektor geworfen, der im spitzen Winkel zur Faserachse, orthogonal linear polarisierte Strahl wird mit einer  $\lambda/2$  Platte der Polarisation des gerade transmittierten Lichts angepaßt und mit einem schräg gestellten Planspiegel statt des unteren Retroreflektors auf dem Detektor zur Interferenz mit dem ersten Strahl gebracht. Der bewehrte Retroreflektor wird so einstellt, daß bei direkter Ankopplung der Lichtquelle der Kontrast maximal wird. Dann wird die Faser eingesetzt. linear polarisiertes Licht mit einer Polarisationsrichtung von  $45^\circ$  zur Hauptachse der Anisotropie des Kerns wird, wie oben beschrieben, eingestrahlt und der Retroreflektor wiederum in eine Position maximalen Kontrasts in der Detektorebene bewegt. Die korrespondierende Laufzeitdifferenz entspricht gerade  $\Delta t_{gp}$  bei der gewählten Wellenlänge. [Shibata, L2349]. Eine ähnliche Laufzeitkompensation nimmt [Mochizuki, L1501] mit einem Interferometer zwischen Lichtquelle und Faser vor.

Mit einer breitbandigen Lichtquelle, einer Superlumineszenzdiode oder einer LED, mißt [Arnold, E243] Polarisationsdispersion, indem er die Modulation des optischen Spektrums auswertet, vgl. Bild 5.2 und Gl. (F5-16b) zum Allford-Joeld-Effekt. Vor und hinter der Faser sind Polarisorator und Analyzer im Winkel von  $+45^\circ$  und  $-45^\circ$  zur Hauptachse der Kernanisotropie angeordnet. Die anteilige Feldkomponenten beider orthogonal polarisierten Eigenwellen interferieren miteinander und modulieren wie in Bild 5.2 b, c, d das Spektrum, dessen Wellenlängenabhängige Periodizität  $\cos \omega \tau$  in Gl. (F5-16b) aus dem Frequenzabstand  $\Delta \omega$  zweier Intensitätsmaxima auf die Laufzeitdifferenz  $\tau$  bei einer mittleren Frequenz schließen läßt,  $\tau = 2\pi / \Delta \omega = \Delta t_{gp}$ .

### 5.6 Profildispersion und numerische Apertur

Profildispersion spielt bei der Berechnung der Gruppenlaufzeit nach Gl. (F4-25) und bei der numerischen Bestimmung von Impulsantwort und Übertragungspunkten nach Abschnitt 5 eine wichtige Rolle. Nach Gl. (F4-23) gibt die lineare Profildispersion  $P$  die Änderung der relativen Brechzahländerung  $\Delta$  mit der Wellenlänge an, während die nichtlineare Profildispersion  $P_n$  die Wellenlängenabhängigkeit  $g(\beta, \lambda)$  der Profilgerade charakterisiert.  $P, P_n$  lassen sich über eine direkte Messung des Brechzahlprofils nach Methoden des Abschnitts 7 gewinnen,

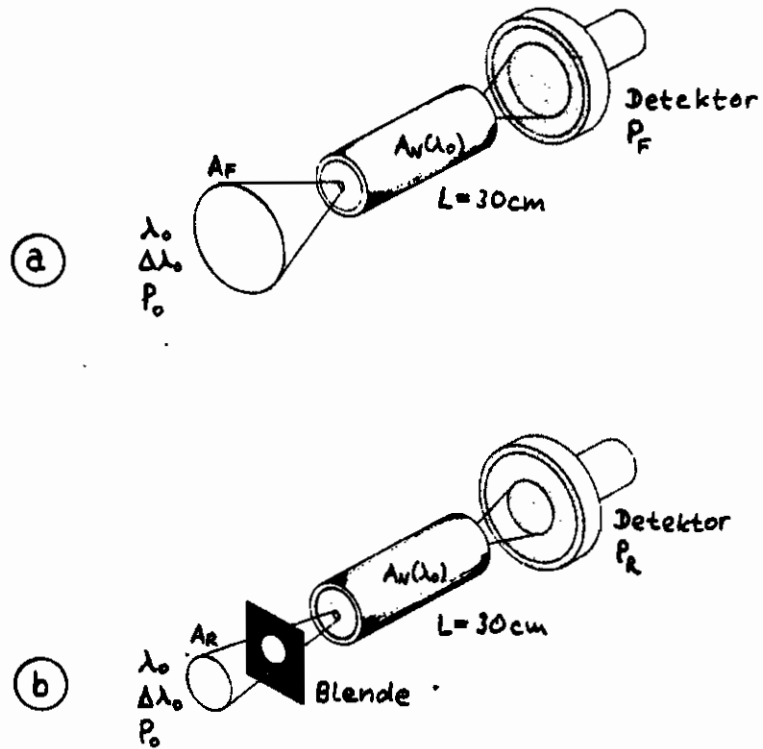


Bild 5.4.

Messung der linearen Profildispersion aus der numerischen Apertur (nach [Sladen, E267])

- a volle Ausleuchtung der Faserauflage,  $A_F > A_N(\lambda_0)$
- b teilweise Ausleuchtung der Faserauflage zur Kalibrierung der Einkopplung,  $A_R < A_N(\lambda_0)$

wenn die Wellenlänge der Lichtquelle geändert werden kann [Gloge, E26P], [Presby, L2057], für  $P_N$  ist dies überhaupt das einzige Messverfahren. Aber auch Rechnungen mit publizierten Materialdaten können zum Erfolg führen, (z.B. (F3-35) und folgender Text sowie Tabelle F7, F7. Für  $P$  erhält man aus (F4-23)

$$P = \frac{n_1}{n_{1g}} \lambda \frac{2}{n_1^2 - n_2^2} \left( \frac{n_1^2}{n_1} \frac{dn_1}{d\lambda} - n_2 \frac{dn_2}{d\lambda} \right). \quad (5-9)$$

Ist daher  $n_1(\lambda)$ ,  $n_2(\lambda)$  bekannt, muß die Differenz sehr ähnlicher Zahlen durch eine wiederum sehr kleine Differenz der Brechzahlen dividiert werden, und die Fehler wachsen entsprechend. Günstiger ist es, über die numerische Apertur  $AN$  der Faser die Wellenlängenabhängigkeit von  $\Delta$  direkt zu messen, (z.B. (F1-3)). Mit  $AN^2 \approx 2n_1^2 \Delta \approx 2n_2^2 \Delta$  oder allgemein  $AN^2 = 2n^2 \Delta$  und  $n_1/n_{1g} \approx n_2/n_{2g} = n/n_g$  erhält man nach [Staden, E267]

$$P = \frac{n}{n_g} \lambda \left( \frac{1}{AN} \frac{dAN}{d\lambda} - \frac{2}{n} \frac{dn}{d\lambda} \right), \quad n = n_1 \text{ oder } n = n_2. \quad (5-10)$$

Hier wird nur der erste Term durch eine kleine Zahl dividiert, und die Summanden sind auch nicht annähernd gleich groß, sondern der Ausdruck in  $AN$  dominiert. Nach (F4-15) könnte man  $AN$  als den Sinus des Winkels  $\gamma$  bestimmen, bei dem die Fernfeldleistung, unter Voraussetzung gleichförmiger Modenanregung mit einem Lambert-Strahler, auf null abzusinken ist. Wegen unvernünftiger Beugungserscheinungen ist diese Nullbedingung nur schwer und ungenau zu finden; daher ist ein Verfahren angedacht, das integral die von der Faserendfläche abgestrahlte Leistung mißt und daraus auf  $AN$  schließt. Bild 5.4 zeigt eine geeignete Apparatur. Eine inkohärente Lambert-Quellstrahlung in ein kurzes Faserstück Licht der Wellenlänge  $\lambda_0$  und des spektralen Halbwertsbreite  $\Delta\lambda_0$  auf die Stelle  $r_0$  in der Faserendfläche mit der Lichtbündel-Apertur  $AN > AN(r_0, \lambda_0)$  ein. Der Detektor empfängt von der einstrahlenden Leistung  $P_0$  den Druckteil  $P_F = AN^2(r_0, \lambda_0) / AN^2 \cdot P_0$ , Bild 5.4 a. Um  $P_0$  zu eliminieren, wird eine Referenzmessung mit verkleinertem Bündelapertur  $AN < AN(r_0, \lambda_0)$  am selben Eintrittsort gemacht, so daß der Detektor die Leistung  $P_R = \frac{AN^2}{AN^2} P_0$  empfängt. Quotientenbildung liefert

$$\frac{P_F}{P_R} = \frac{AN^2(r_0, \lambda_0)}{AN^2} = \left\{ r_0 = r_M \right\} = \frac{AN^2(\lambda_0)}{AN^2}, \quad (5-11)$$

wobei  $r_0$  so zu wählen ist, daß das Lichtbündel den Ort nominaler Faserapertur  $AN$  trifft, (z.B. (F1-1));  $P_F$  ist dann maximal. Bei der Messung ist darauf zu achten, daß die Flächgröße des einstrahlenden Lichts von der Wellenlänge unabhängig bleibt und so klein ist, daß wirklich von einer lokalen numerischen Apertur gesprochen werden kann; diese Annahme ist nicht dann erfüllt, wenn für den Fleckradius mit (F2-19)  $w_F \leq \delta_F \approx 0,610 \lambda_0 / AN(\lambda_0)$  gilt. Für typische Gradienten-Fasern mit  $AN = 0,2$  erwirbt man für  $\lambda_0 = 0,85 \mu\text{m}$   $\delta_F = 2,6 \mu\text{m}$ . Insbesondere für Gradienten-Fasern ist ferner wichtig, daß die Fleckposition am Ort  $r_0 = r_M$  bleibt.



### 5.7 Vergleichende Wertung

Impulsantwort und Übertragungsfunktion sind komplementäre Beschreibungen der dynamischen Übertragungseigenschaft von LWL. Wie schon bei den Dämpfungs- und Rückstrommessungen des Abschnitts 3 und 4 ausgeführt, beeinflusst die MLV wesentlich die Messergebnisse. Während für Dämpfungsmessungen eine stationäre SMLV noch approximiert werden kann und daher die Dämpfung linear mit der Länge des LWL skaliert werden darf, ist dies bei transienten Impulsantworten nicht möglich, da sich die stationäre DMLV erst nach einer für jeden LWL typischen Länge einstellt. Allerdings kann man mit wenigstens zwei Messungen an einer langen ( $L \gg L_c$ ) und einer kurzen ( $L \ll L_c$ ) Faserstrecke die Parameter asymptotische Impulsschwerpunktverschiebung  $\sigma_{\text{eff}}$  und Kopplungslänge  $L_c$  für vielwellige LWL nach Gl. (F10-5) berechnen, so daß aus Gl. (F10-4) die Effektivbreite der Impulsantwort für jede Faserlänge berechnet werden kann. Werden verschiedene ein- oder vielwellige Fasern zueinander verglichen, so ermöglichen die Toleranzen der Fasern und der Spalte oder Stecker eine statistische Betrachtung der resultierenden Impulsantwort, wenn die Bandbreiten der Einzelstücke bekannt sind. Nach Gl. (F10-7, 8, 9) ergibt sich die effektive Breite  $\sigma_z$  der Impulsantwort einer Strecke aus  $\sigma_z^2 = \sum_{i=1}^N \sigma_i^2$ , mit den  $N$  Effektivbreiten  $\sigma_i$  der Einzelstücke. Für  $\lambda_0 = 1,29 \mu\text{m}$ ,  $\Delta\lambda_0 = 2,7 \text{ nm}$  und Spaltdämpfungen  $0,1 \text{ dB}$  wurden Exponenten  $0,65 \leq \gamma \leq 0,67$  gemessen [Haag, S. 467].

Am meisten verbreitet ist die Messung der Bandband-Impulsantwort im Zeitbereich. Höhere Genauigkeit bietet die Bestimmung der Bandband-Übertragungsfunktion im Frequenzbereich, da eine höhere Leistung in der Empfängerbandbreite des Signal-Rausch-Verhältnis um bis zu  $50 \text{ dB}$  verbessert. Dem Bandband-Verfahren gehen gewisse Einschränkungen einher, daß die Eigenschaften der Lichtquelle in die Messung einfließen. Diese Anteile lassen sich bei vielwelligen Fasern vom Einfluß der Modaldispersion mit Methoden trennen, die im Abschnitt 5.4 unter dem Stichwort chromatische Dispersion besprochen wurden. Diese Techniken bieten auch die Möglichkeit, bei einwelligen Fasern aus Laufzeitmessungen die wellenlängenabhängige Bandbreite zu berechnen.

Trägerbandverfahren kommen im Gegensatz zu Bandbandmethoden mit Faserlängen im Meter-Bereich im Kilometerbereich aus. Mit schmal- oder breitbandigen Lichtquellen werden Messungen im Ort oder im Spektrum ausgeführt. Die Messmethode ist vor allem für einwellige Fasern geeignet.

Ein kürzlich entwickeltes Trägerbandverfahren ist nur für vielwellige Fasern geeignet und bedient sich der Interferenzwirkung der einzelnen Eigenwellen des LWL. Aus dem Kontrast des Interferenzmusters kann man bei gegebenem Quellenbandbreite auf die Faserbandbreite schließen, und in Umkehr dieses Verfahrens bei bekannten Faserbandbreiten auf die Quellenbandbreite, wobei die Auflösung trotz der einfachen Apparatur extrem hoch sein kann.

### 6 Modenanalyse

Dämpfungs-, Rückstrahl- und Bandbreite messungen an wellenleiter LWL setzen Informationen über den Anregungsstand der einzelnen Moden voraus, der aus dem Nah- und Fernfeldern bzw. aus deren Intensitäten berechnet werden kann. Nahfeld und Fernfeld sind über eine Fourier-Transformation miteinander verknüpft, (p. (F2-4a); die Bedingung  $z \gg 20a^2/\lambda$ , (p. (F2-4b) für  $z_0=0$ ,  $x_M^2+y_M^2=a^2$  und  $z \gg z_0$ , definiert die Mitteldistanz  $z$ , in der das Fernfeld beobachtet werden kann. Für typische LWL mit  $a=25\mu m$ ,  $\lambda=0,85\mu m$  gilt  $z \gg 30mm$ . Nahfeld und Fernfeld enthalten identische Informationen, nicht jedoch die Nah- und Fernfeldintensitäten, (p. (F4-12,13), da nach (p. (F4-14,15) und dem folgenden Text Nah- und Fernfeldintensität wegen des Verlustes der Phaseninformation einander nicht mehr eindeutig zugeordnet sind; ausgenommen ist das abgebildete Medium Parabolzylinder (p. (F4-20), vgl. (p. (F3-14) für diese Felder. Mittel zur Restaurierung der Phase sind von [Fienup, L2135, L3032], [Walker, L1936] beschrieben worden, aber nur mit einem Aufwand anwendbar.

Nahfeldintensitäten an den üblichen kleinen LWL-Endplatten kann man nicht unmittelbar mit einer Blendenordnung messen, sondern man muß mit einem Mikroskop aufbau  $L_1, L_2, L_3, L_4$  wie in Bild 2.2 die Endplatte z.B. 100-fach auf einen typischen Durchmesser von 5mm vergrößern. Die numerische Apertur des Mikroskops ist mindestens so groß wie die F-numer Apertur  $AN$ , so daß die mögliche Ortsauflösung der Nahfeldintensität nach (p. (F1-19) auf  $\delta r = \frac{1}{2} \lambda / AN = \frac{1}{2} \lambda \cdot \frac{1}{AN} = \frac{1}{2} \lambda \cdot \frac{1}{V} = \frac{1}{2} \lambda \cdot \frac{1}{k \cdot \frac{1}{k}} = \frac{1}{2} \lambda \cdot \frac{1}{k} \approx 2,5\mu m$  ( $\lambda=0,85\mu m, AN=0,1$ ) begrenzt wird. Dafür ist das bei  $k_{pm} = AN/\lambda$ , (p. (F2-26), abgedruckte Raumfrequenzspektrum bzw. die endliche Anzahl geführter Moden  $M_z$  nach (p. (F4-3) verantwortlich. Im vergrößerten Nahfeld sollte also der Blendendurchmesser zur Detektion der lokalen Lichtleistung nicht kleiner als  $2R_{NF} \approx V_L \delta r \approx 250\mu m$  sein bei einer Vergrößerung von  $V_L=100$ . Präzisionsblenden sind mit Durchmessern ab 1µm verfügbar.

Fernfeldintensitäten sind äußerst einfach zu messen. In geeigneter Abtastung von der strahlenden Endplatte wird der Detektor fest aufgestellt und die Faser auf einem Drehtisch um eine Achse in der abstrahlenden Fläche bewegt. Die Fläche  $\pi R^2$  des kreisförmig angenommenen Detektors und sein Abstrahlwinkel  $\Omega$  von LWL bestimmen den effektiven Raumwinkel  $\Delta\Omega \approx \pi R^2/D^2$  und damit die Auflösung. Alternativ kann die Fernfeldintensität in der hinteren Brennebene einer Linse der Brennweite  $f$  gemessen werden, (p. (F2-13,14, 23,24). (p. (F2-15) gibt für  $w^2 = \lambda f$  in paraxialer Näherung die Beziehung zwischen Radialkoordinate  $\rho = \sqrt{x^2+y^2}$  in der hinteren Brennebene und Winkel  $\gamma$  zur optischen Achse an,

$$\sin \gamma \approx \tan \gamma = \rho / f. \tag{6-1}$$

Nicht in jedem Fall dürfen selbst bei zylindrischem Brechzahlprofil rotations-symmetrische Nah- und Fernfeldintensitäten vorausgesetzt werden. Anregung nur einzelner Eigenwellen, Bild F8, bei geringer Modenkopplung können selbst bei zeitlich inkohärenter Anregung Unsymmetrien der Nah- und Fernfeldintensität verursachen [Yevick, L810]. Anregung mit kohärentem Licht verursacht in geeigneten Beobachtungsrichtungen komplizierte Fraunhofermuster, vgl. Bild F20 und Abschnitt F10. Der Kontrast der Fraunhoferflecken, (p. (F10-12), kann innerhalb des Beobachtungsraums verringert werden, wenn man die Faser bewegt und damit das Fraunhofermuster zeitlich verändert, oder wenn man die Mittenfrequenz des Quells verschiebt und damit die Kohärenz verringert. Häufig ist es sinnvoll, kreisringförmige Blenden zu verwenden. Die detektierte Leistung ist höher bei gleichzeitiger Mittelung über den Ringsektor. Nachteilig ist das Ausweichen der Blenden, um den Ringradius zu verstellen.

Leckwellen und Nebenmoden verkleinern die Maßwerte für Nah- und Fernfeldintensitäten. Ihr Einfluß kann durch Modenfilter wirksam verringert werden, Abschnitt 2.4.

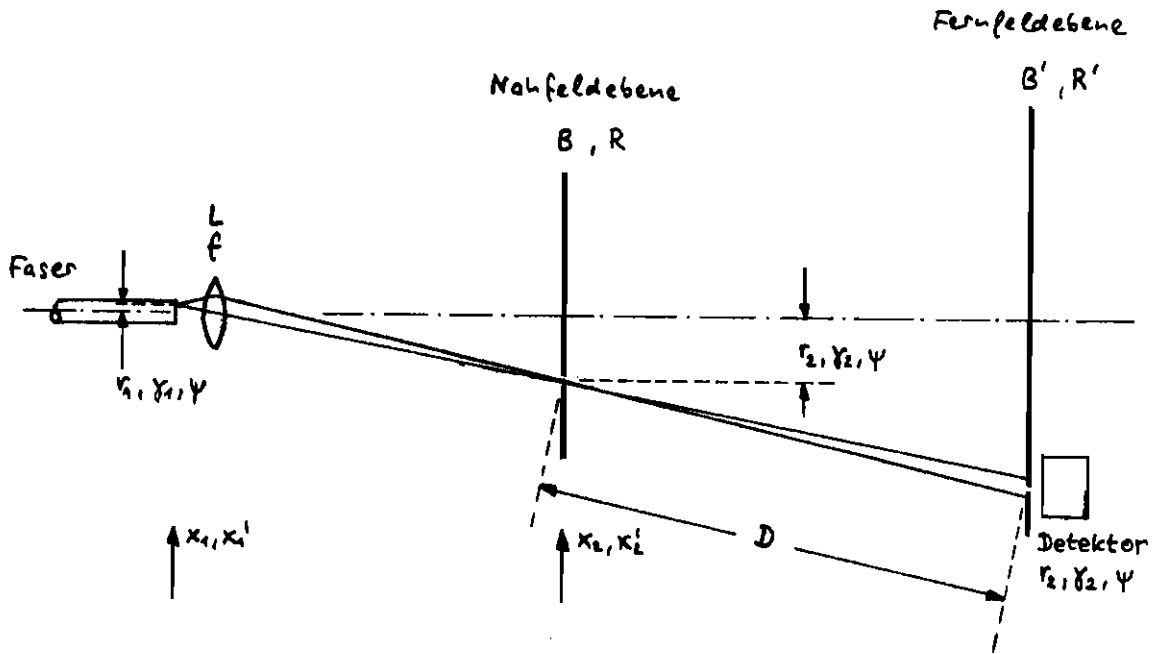


Bild 6.1. Filteranordnung zur Modenanalyse

- $B, B'$  Blenden zur Definition von Ort ( $B$ ) und Raumwinkel ( $B'$ ) mit Radien  $R, R'$
- $D$  konstante Entfernung des Detektors vom Nahfeldpunkt  $r_2$  in der Bildebene
- $x_1, x_1'$  Ein- und Ausgangsgrößen der Vergrößerungsrichtung, vgl. Gl. (F11-1,2) und Bild F21.
- $x_2, x_2'$  Ein- und Ausgangsgrößen der Vergrößerungsrichtung, vgl. Gl. (F11-1,2) und Bild F21.
- $L$  Linse des Brennweite  $f$

Mittlere Fernfeldintensitäten wurden von [Imai, L1112] untersucht ohne Berücksichtigung von Modenkopplung. Der Einfluss optischer Systeme mit begrenzter Apertur auf die Statistik der Nahfeldgranulation wurde von [Ouchi, L2201] betrachtet.

Modalanalyse und Modenanregung sind duale Prozesse und es genügt meist, einen von beiden zu diskutieren, die analysierten Eigenwellen anzugeben, gelingt im wesentlichen durch Umkehren des Strahlengangs.

### 6.1 Strahlenoptik

Die geometrische Optik operiert mit Lichtstrahlen, einer mathematischen Fiktion, welche Beugung ignoriert. Lichtstrahlen werden durch Blendenanordnungen approximiert oder als Gauß-Strahl, §.(F2-11a), von einem Längsoszillator oder auch einem einwelligen LWL, §.(F3-22,23,24), geliefert. Immer ist ein Kompromiß zwischen räumlicher Oberflächenglättung und Strahldivergenz zu schließen, §.(F5-30).

Nach §.(F6-P) stellt für ideale Parabolprofil-LWL und Näherungsweise auch für technische Gradienten-Fasern der Gauß-Strahl mit angepaßtem Strahlradius  $\sigma=1$  einen günstigen Kompromiß dar, da er immerhin den LP<sub>01</sub>-Modus der Parabolfaser idealerweise anregen kann. Andere Moden der Hauptmodanzahl  $m$  können mit einem beispielsweise achsenparallel beim normierten Einstrahlradius  $\rho_{max}$  lancierten, angepaßten Gauß-Strahl nur mit sehr mäßigem Selektivität von höchstens 25% Wirkungsgrad angeregt werden, vgl. Fernstud §.(F6-10), so daß es sich nicht lohnt, zur Verbesserung der Einkopplung die Strahlgeometrie als Funktion des Auftreffpunktes auf der Faser zu ändern; dies wurde von [Pochello, L2384] vorgeschlagen. In der Praxis strahlt man gewöhnlich achsenparallel ein und nimmt einen Profilparameter  $\alpha=2$  für Gradienten-Fasern an, um den Einstrahlradius der Hauptmodanzahl  $m$  zuzuordnen.

Für Stufenprofil-LWL ist der Auftreffpunkt  $r < a$  nach §.(F4-9) beliebig und Eigenwellen können allein durch die Wahl des Einstrahlwinkels  $\gamma, \psi$  in Bild F11 angeregt werden. Meridionalstrahlen  $\psi=0, \pi, \dots$  lassen sich sehr gut mit ebenen Wellen anregen, also z.B. mit einem gegen die Faserochse um  $\gamma$  geneigten, aufgewinkelten Laserstrahl.

Bild 6.1 zeigt eine strahlenoptische Filteranordnung zur Modelanalyse nach §.(F4-P,9). In der Bezugsweise von Abschnitt F11, Bild F21, sind  $x_1, x_2$  die Transversalkoordinaten in der Ein- bzw. Ausgangsebene des optischen Systems und  $x'_1 \approx r \sin \gamma_1, x'_2 \approx r \sin \gamma_2$  die Tangentes der jeweiligen Strahlwinkel zur Faserochse in paraxialer Näherung. Die Fasereindfläche wird mit einem Linsensystem  $L$  der Brennweite  $f$  vergrößert in die Nahfeldebene abgebildet, in der sich eine verdrillbare Blende  $B$  mit Radius  $R$  befindet.  $V_L = -r_2/r_1$  ist die Lateralvergrößerung und kann z.B. mit den §.(F11-2 bis 5) berechnet werden. Nach dem Liouville-Theorem §.(F5-31),  $\Delta F \Delta R = const$ , wird die Strahldivergenz um denselben Faktor verkleinert,  $V_L \approx -\gamma_1/\gamma_2$ . Da die Tangentialkomponenten der elektrischen Feldstärke an Grenzflächen zwar die elektrische Feldstärke ändern, ändert sich nur die Ausbreitungskonstante senkrecht zur Grenzfläche, so daß  $\gamma_1$  zwar verkleinert, der Strahlprojektionswinkel  $\psi$  aber wegen der Konstanz von  $k_p$ , der Azimutalkomponente des Ausbreitungsvektors von §.(F4-P), unverändert bleibt: Der Drall des Lichtstrahls verändert sich nicht. Im Abstrahl  $D$  wird das Fernfeld des von der Blende  $B$  definierten Nahfeldbereichs registriert. Der effektive Konvergenzwinkel ist durch ein verdrilltes Blende  $B'$  mit Radius  $R'$  bestimmt. Aus den Koordinaten  $r_2, \gamma_2, \psi$  kann man mit den §.(F11-2 bis 5) auf die Fasenkoordinaten zurückrechnen,

$$r_1 = x_1 = -r_2 / V_L, \quad \tan \gamma_1 = \kappa_1' = -V_L \tan \gamma_2 + \frac{r_2}{f}, \quad \psi, \quad (6-2)$$

wobei die Umkehrfunkt. der Orts- und Winkelkoordinaten, bedingt durch die Blendenöffnungen,

$$\Delta r_1 = R / V_L, \quad \Delta \gamma_1 \approx V_L R' / D + R / f, \quad \Delta \psi = R' / D \quad (6-3)$$

betragen.  $\Delta r_1$  und  $\Delta \gamma_1$  sollten so gewählt sein, daß sie die entsprechenden Parameter eines dem Grundmodus des Faser angepaßten Gauß-Strahls (für Parabelblende) reproduzieren, (s. (F3-7, 11a), also mit  $V = ak_0 AN$  und (s. (F2-46)

$$\Delta r_1 \approx w_0 = a \sqrt{\frac{2}{V}}, \quad \Delta \gamma_1 \approx \gamma_0 \approx \frac{2}{k_0 w_0} = AN \sqrt{\frac{2}{V}}, \quad D \geq 20 R^2 / \lambda. \quad (6-4)$$

Typische Werte bei  $\lambda = 0,85 \mu\text{m}$ ,  $V_L = 10$ ,  $f = 30 \text{ mm}$  und Faserdaten  $a = 25 \mu\text{m}$ ,  $AN = 0,2$  sind  $\Delta r_1 = 5,8 \mu\text{m}$ ,  $\Delta \gamma_1 = 2,7^\circ$ ,  $\Delta \psi \leq \Delta \gamma_1$ ,  $R = 58 \mu\text{m}$ ,  $D \geq 79 \text{ mm}$ ,  $R/f = 0,0019 \approx 0,11^\circ$ ,  $R' \leq 370 \mu\text{m}$ ,  $\Delta \psi = 0,27^\circ$ . Ist die Leistung  $P(r_1, \gamma_1, \psi)$  bekannt, kann man nach (s. (F4-P)) die zugehörigen Modenstärken  $\delta, \nu$  bestimmen und somit die MLV  $P(\delta, \nu)$ , allerdings muß die Profilfunktion  $g(\rho)$ ,  $AN$  und  $\Delta$  gegeben sein. Messverfahren sind hier in Abschnitt 7 angegeben. Am einfachsten ist es, die Faser mit einem Lambert-Strahler und folglich charakteristische MLV anzuregen, vgl. Abschnitt 2.2, und die Nahfeldintensität  $I_{NF}$  zu messen, (s. (F4-14)). Dann stellt man den Detektor unmittelbar hinter der Blende B auf. Zur Bestimmung von  $AN$  wird bei gleicher Anregung die Nahfeldblende und L abgelesen. Der Maximalwinkel  $\gamma_M$  bei z.B. 20 dB Leistungsabfall gegenüber dem Maximalwert definiert die numerische Apertur  $AN = \sin \gamma_M$ .  $\Delta$  erhält man, wenn die Brechkraft von Kern- oder Mantelglas bekannt ist, mit Hilfe von  $AN$ . [Cancellieri, L289] erwähnt, mit einer Schlitzeblende in der Nahfeldebene und einer hinter derselben parallel angeordneten Zylinderlinse könne in der Brennebene dieser Linse parallel zum Spalt mit einem proportionalen Detektor das Nahfeld, senkrecht zum Spalt mit einem kleinflächigen Detektor das Fernfeld gemessen werden, vgl. [Kawakami, L3304].

[Weidel, L529] gab für Anlaufprofil-LWL eine elegante Methode zur Erzeugung einer zeitveränderlichen Modenanregung an. In Bild 2.2 wird zwischen Blende  $B_1$  und Linse  $L_1$  ein in der Bildebene rotierendes Glaswürfel eingestrahlt. Dieser bewirkt je nach Winkelstellung einen Parallelversatz des Strahls und damit ein Verkippen der Strahlachse an der Einkehlfläche um den Winkel  $\gamma$ , (s. (6-1)) mit  $f = f_0$ .

In Abschnitt 4 wurde eine allgemeine Beziehung (s. (F4-19)) erwähnt, die einen Zusammenhang zwischen der MLV  $P(\delta)$  und Ableitungen der gemeinsamen Nahfeldintensität herstellt. Sie gilt unter den Voraussetzungen, daß die allgemeine MLV  $P(\delta, \nu) = P_\delta(\delta)$  eine alleinige Funktion der normierten Ausbreitungscharakteristika  $\delta$  ist, daß Verfahren der geometrischen Optik angewandt werden dürfen, und daß Leckwellen sowie Mantelmoden keinen Einfluß haben. Die erste Bedingung ist, dem Text nach (s. (F10-10)) folgend, bereits für Faserlängen im Meterbereich erfüllbar. Nimmt die Kopplungslänge jedoch extreme Werte von z.B. 25 km an [Kitayama, L1197], mögen Faserlängen größer als 25 m erforderlich sein; dies muß im Einzelfall nachgeprüft, vgl. Text nach (s. (F4-19)), oder als Fehlerquelle hingenommen werden. Die zweite Bedingung ist nicht verletzt, wenn nur wenige Moden in einer sonst vielwelligen Faser propagieren; Messbeispiele wurde von [Calzavara, L1862] angegeben. Die dritte Bedingung kann durch geeignete Modenfilter erfüllt werden, Abschnitt 2.4. Da die Ableitung der Nahfeldintensitäten benötigt wird, sind Randwertdrückungsmaßnahmen zentral wichtig, z.B. durch Einpassen analytischer Funktionen oder durch Vorkalkulationen des Abschnitts F12. Von Nachteil ist weiter, daß Streuungsreflektoren und Unsymmetrien des Nahfelds die Messgenauigkeit vermindern, und daß für nichtmonotone Profile die benötigte Umkehrfunktion der Profilfunktion nicht eindeutig ist und somit die Radialkoordinaten nicht der Ausbreitungscharakteristika  $\delta$

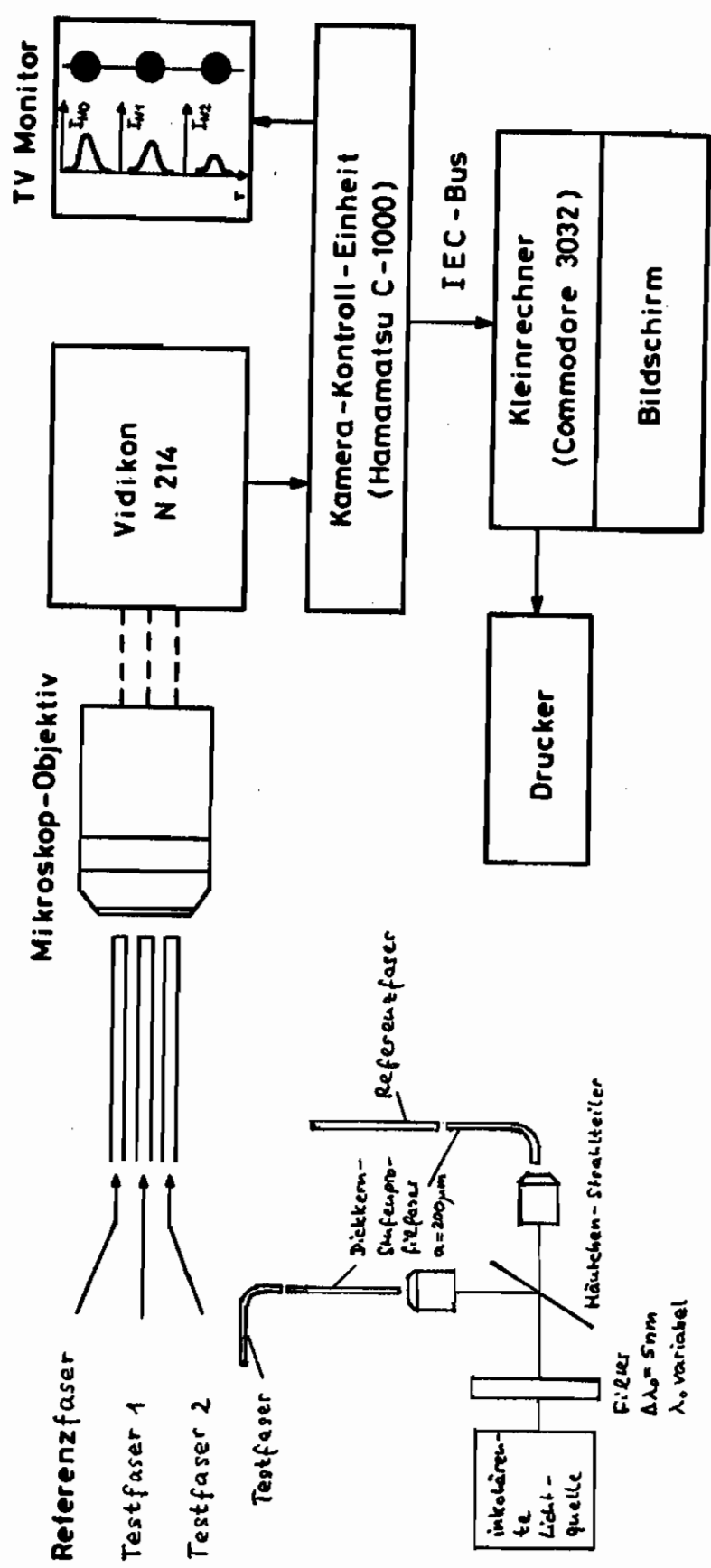


Bild 6.2. Aufbau zur Messung der Modanbreitungsverteilung  $f(\delta)$  (nach [Unrau, E275]).

zugeordnet werden kann. Insbesondere das letztgenannte Problem ist praxisrelevant. Man behilft sich meist dadurch, die reale Profilfunktion durch ein Lotusprofil zu nähern. Da das Verfahren nur bei Gradientenprofil-LWL interessant ist, wäre es konsequenter, gleich die Profilfunktion  $g(\rho) = g^2$  voranzusetzen, für Ivo( $\rho$ ) in Gl. (F4-14) aber das Messwert bei Anregung eines gleichförmigen MLV zu verwenden. Trotz den zahlreichen Beschränkungen und Unklarheiten hat sich diese relativ einfache Messmethode als Standardverfahren durchgesetzt.

Bild 6.2 zeigt einen Messplatz zur Untersuchung des MLV, Gl. (F4-14), gleichförmig erregter Faserknotenpunkte wie Stecker oder Koppler. Eine inkohärente Quelle des Spektralbereichs  $\Delta\lambda_0$ , vgl. Abschnitt 2.1, koppelt Licht in zwei Dicken- und Stufenprofil-Fasern, welche wie der in Abschnitt 2.1 erwähnte LWL-Diffusor ein definiertes Na- und Fernfeld emittieren. Test- und Referenzfasern sind vom selben Typ. Die Referenzfaser dient der Messung der Na-Feldintensität  $I_{Na}(r)$  in Gl. (F4-14,14) und muß dabei mit gleichförmigem MLV  $P(\delta, r) = P_0(\delta) = P_0$  angeregt werden. Die Testfaser könnte mit jeder beliebigen Anordnung zur selektiven Modenanregung bestrahlt werden; die gezeigte Anordnung nach [Moran, 1975] ist für die Modalanalyse von z.B. Faserkopplern geeignet, bei denen sich die Testfasern in zwei Ausgänge Testfaser 1, 2 verzweigt. Die Referenzfaser wird axial und lateral mit dem gemeinsamen Träger geführt. Die beiden Testfasern können separat in Richtung der optischen Achse verschoben werden, so daß alle Faserenden in einer gemeinsamen Objektbene liegen. Ein Mikroskopobjektiv bildet die Na-Felder auf die Photokathode einer Fernzehkamera ab. Davon Auswertelektronik stellt die Na-Feldintensitäten  $I_{Na}$ ,  $I_{Na1}$ ,  $I_{Na2}$  auf einem Bildschirm dar und überträgt die Analogwerte in digitaler Form zu einem Rechner, in dem nach entsprechenden Datenmanipulationen  $P_0(\delta)$  bestimmt wird. Instruktive Beispiele von MLV verschiedener Objekte, die nach diesem Verfahren ausgemessen wurden, bringt [Caltavara, 1962].

## 6.2 Wellenoptik

Ist das Na- oder Fernfeld  $\Psi$  eines LWL nach Betrag und Phase bekannt, und sind dessen Eigenwellen  $\Psi_{0j}$ , Gl. (F3-3a), aus dem bekannten Brechzahlprofil berechnet, kann man mit Methoden des Abschnitts F6 die Kopplungskoeffizienten  $c_{0j}$ , Gl. (F6-3) gewinnen, bei gegebenem Fernfeld unter Anwendung der Fourier-Transformation auf  $\Psi$  oder  $\Psi_{0j}$ . Da Felder nach Betrag und Phase schwierig zu messen sind und für vielwellige Stufenprofil-LWL die strahlenoptischen Methoden ausreichen, wird man wellenoptische Verfahren zur Modalanalyse nur für vielwellige Gradientenprofil-Fasern oder für wenigwellige LWL einsetzen. Technisch interessant sind Gradientenprofil-Fasern dann, wenn ihr Brechzahlprofil intern parabolisch verläuft. Das orthogonale Eigenmodensystem der idealen Parabelfaser ist bekannt, Gl. (F3-7), wenn Parameter wie Kernradius  $a$  und V-Parameter bzw. Strahlradius  $w_0$  an der realen Faser gemessen wurden, vgl. Abschnitt 7. Das Problem der Modalanalyse kann man dann vereinfachen durch die Frage, welche MLV die Testfasern in einer idealen Parabelfaser mit den Parametern  $a, V$  anregen würde, wenn beide störungsfrei stumpf stoßend verknüpft wären [Bartelt, Frenkel et al., 1978]. Fragt man nur noch nach den Leistungskopplungskoeffizienten, so kann mit inkohärenter Quelle gearbeitet und die Phasenreptierung vernachlässigt werden [Kitayama, 1979].

Betrachtet werde eine quasihomokronatische Lichtquelle, deren Feld nach Betrag und Phase analysiert werden soll, [Iiyama, 1978] Bild 6.3. Eine fest stehende einwellige Referenz-

# Feldanalyse von Lichtwellenleitern

W. Freude

Institut für  
Hochfrequenztechnik und Quantenelektronik,  
Universität Karlsruhe

16. Juni 1988

## Kurzfassung

Das von einem Lichtleiter abgestrahlte Feld stellt ein wichtiges Charakteristikum seiner Wellenleitereigenschaften dar. Aus dem Nah- und aus dem Fernfeld lassen sich Informationen über das Brechzahlprofil, die Übertragungsbandbreite und, bei einwelligen Lichtleitern, über Verluste durch Mikrokrümmungen und Spleiße sowie über die Ausbreitungskonstante und Verluste durch Makrokrümmungen gewinnen. Wegen der besonders einfachen meßtechnischen Erfassung des Fernfelds ist vor allem dessen Auswertung interessant.

## 1 Grundlagen

Dielektrische optische Wellenleiter werden am einfachsten über das von ihrer Stirnfläche abgestrahlte elektromagnetische Feld charakterisiert. Aus der gemessenen Feldverteilung versucht man, Informationen über die angeregten Moden, deren Ausbreitungskonstante, über die Verluste durch Makrokrümmungen sowie über das Brechzahlprofil und die Verluste durch Mikrokrümmungen und Spleiße zu gewinnen.

Die Methoden der Analyse unterscheiden sich grundsätzlich für viel- und einwellige Lichtleiter; Bild 1 zeigt einige typische transversale Eigenwellen (Moden)  $\Psi_{\nu\mu}$  eines zylindersymmetrischen Lichtleiters [1]. Der Modenindex  $\nu$  gibt die Anzahl der Feldmaxima in azimuthaler Richtung und  $\mu$  die Anzahl der Feldextrema in radialer Richtung an. Benachbarte Feldextrema unterscheiden sich im Vorzeichen. Vielwellige Fasern mit Durchmessern von  $50 \dots 200 \mu\text{m}$ , die 100 bis 1000 verschiedene transversale Feldformen propagieren lassen, können mit Methoden der geometrischen Optik (Strahlenoptik) beschrieben werden [2], [3], werden aber hier nicht weiter behandelt. Im Gegensatz dazu muß man einwellige Lichtleiter, die Durchmesser von  $5 \dots 10 \mu\text{m}$  aufweisen, mit skalar-optischen oder sogar vektoriellen Formulierungen der Maxwell-Gleichungen berechnen. Meist genügt die skalare Näherung, bei der das Feld rein transversal und einheitlich linear polarisiert ( $LP_{\nu\mu}$ -Moden) über dem Querschnitt angenommen wird; die longitudinalen Feldkomponenten werden also vernachlässigt. Diese Näherung ist zulässig für schwach führende Fasern mit geringem Brechzahlunterschied zwischen Kern- und Mantelglas. Im weiteren sollen einwellige Fasern analysiert werden, wobei kohärent-optische Korrelationsmethoden mit synthetischen Hologrammen [4]–[8] ebenfalls nicht betrachtet werden.

Es seien verlustarme ummantelte Glasfasern mit längs der Ausbreitungsrichtung  $z$  invariantem, rotationssymmetrischem und isotropem Brechzahlprofil  $n(r)$  als Funktion des Faserradius  $r$  vorausgesetzt. Der Faserkern mit Radius  $a$  und maximaler Brechzahl  $n_1$  sei umgeben von einem niedriger brechenden Glasmantel der konstanten Brechzahl  $n_2$ . Bild 2 illustriert das ver-



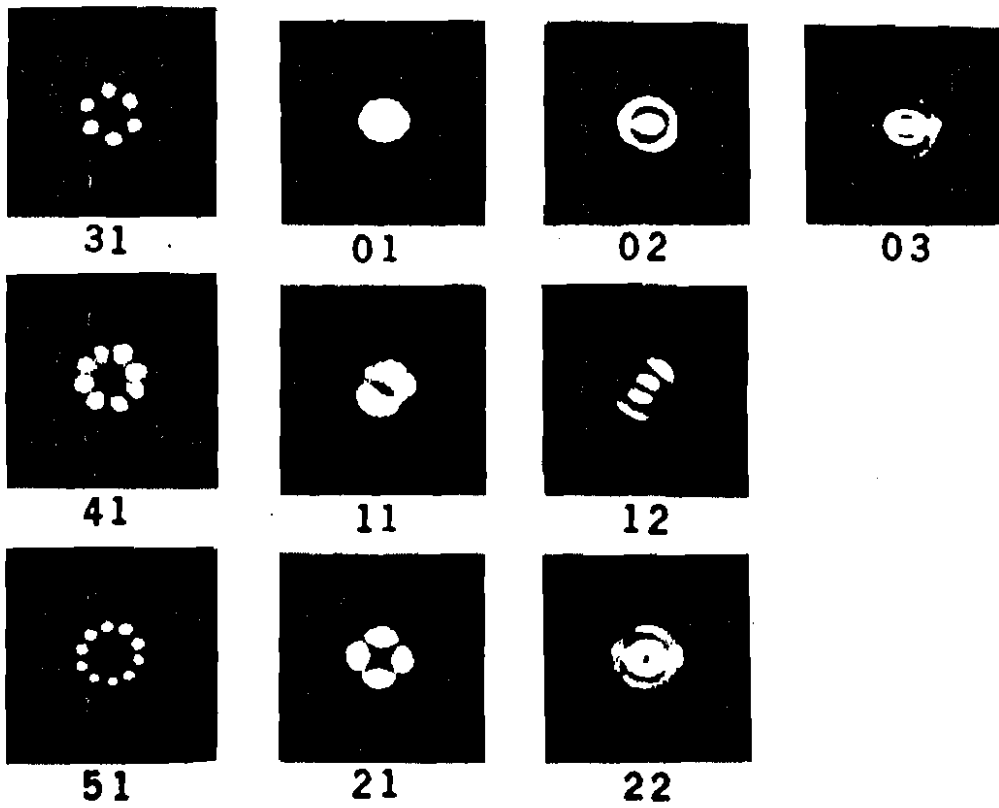


Bild 1. Gemessene Intensitätsverteilungen einiger Moden niedriger Ordnung (nach [1])

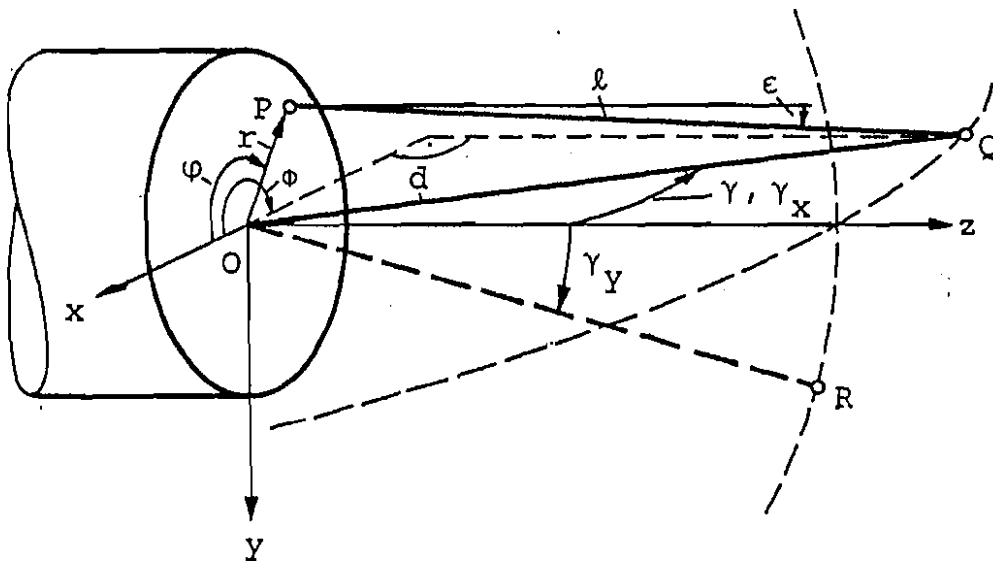


Bild 2. Austrittsfläche und Koordinatensysteme eines Lichtwellenleiters

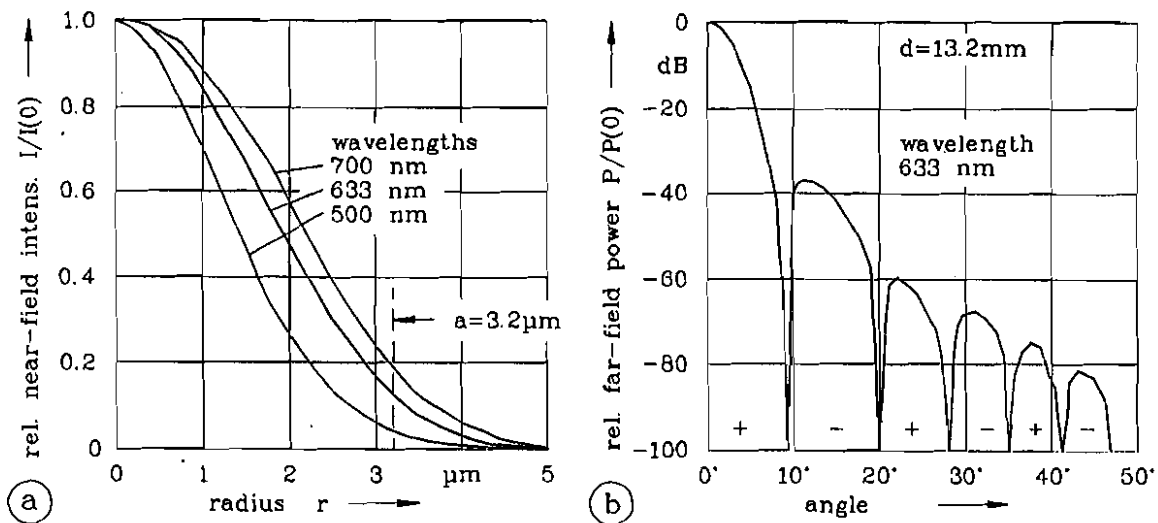


Bild 3. Gemessene Nah- und Fernfelder (nach [9]).  
 a normierte Nahfeldintensität für verschiedene Wellenlängen  
 b normierte Fernfeldleistung

wendete kartesische  $(x, y, z)$  bzw. Polarkoordinatensystem  $(r, \varphi, z)$  für Felder in Ebenen parallel zur Stirnfläche der Faser. Für sphärische Felder wird ein Kugelkoordinatensystem  $(\gamma, \phi, d)$  verwendet; dabei ist  $d$  der Abstand zwischen Koordinatenursprung und betrachtetem Aufpunkt  $Q$  bzw.  $R$ , und  $l$  ist die Distanz zwischen dem Punkt  $P = (x, y, z_0 = 0)$  in der Faserendfläche und dem Aufpunkt  $Q = (x, y, z)$ . Die Gerade  $\overline{PQ}$  schließt mit der  $z$ -Achse den Winkel  $\epsilon$  ein. Die Winkel  $\gamma_x, \gamma_y$  liegen in der  $xz$ - bzw.  $yz$ -Ebene.

Man unterscheidet das Nahfeld  $\Psi$  in der Faserendfläche  $z = z_0 = 0$  vom Fernfeld  $\Psi_F$  im Vakuum auf der Kugelschale  $Q(d = \text{const})$ , wobei der Abstand  $d \gg a$  die charakteristische Querausdehnung  $a$  des Nahfeldes weit übertreffe. Bild 3a zeigt die gemessene Nahfeldintensität  $I(r) = \Psi^2(r)$  eines einwelligen Lichtleiters [9] für verschiedene Vakuum-Wellenlängen  $\lambda = 500 \text{ nm}$ ,  $633 \text{ nm}$  (HeNe-Laser) und  $700 \text{ nm}$ . Die Breite des Feldes wächst mit der Wellenlänge, so daß ein immer größerer Anteil der Querschnittsleistung im Mantelglas  $r \geq a = 3.2 \mu\text{m}$  propagiert. Der Intensitätsverlauf ist stetig und hat keine Spitzen bei sehr kleinen Intensitäten, so daß das stetige Feld  $\Psi$  keinen Nulldurchgang hat und somit das Vorzeichen nicht wechselt. Man kann also unmittelbar das Feld aus  $\Psi(r) = |\Psi(r)| = \sqrt{I(r)}$  berechnen.

In Bild 3b ist die gemessene Fernfeldleistung [9]  $P(\gamma) = |\Psi_F(\gamma)|^2$  in einer Entfernung  $d = 13,2 \text{ mm}$  bei der HeNe-Wellenlänge  $\lambda = 633 \text{ nm}$  halblogarithmisch dargestellt. Bemerkenswert ist der große Dynamikbereich der Leistungsmaxima von 80 dB und die Spitzen der Kurve bei Nulldurchgängen des Fernfelds. Wie später gezeigt wird, ist die Phase auf der Kugelfläche  $d = \text{const}$  entweder 0 oder  $\pi$ , so daß sich  $\Psi_F$  nur im Vorzeichen ändert und die Phaseninformation vollständig aus den Nullstellen der Fernfeldintensität rekonstruiert werden kann.

Die Veränderung eines Anfangsfeldes mit der Ausbreitung im Raum wird durch die Maxwell-Gleichungen beschrieben. Als Resultat dieser Theorie folgt, daß unter wenig einschränkenden Voraussetzungen Nahfelder und Fernfelder über eine räumliche Fourier-Transformation mitein-

ander verknüpft sind. Diese sehr einfache Transformationsbeziehung gestattet es, je nach den meßtechnischen Vorteilen wahlweise das Nah- oder Fernfeld eines Lichtleiters zu registrieren und die Messung für den theoretisch leichter beherrschbaren Feldtyp auszuwerten.

### 1.1 Nahfeld

Die Anregung des Lichtleiters erfolge mit einem harmonischen Feld der Zeitabhängigkeit  $e^{j2\pi ft}$ . Die Wellenlänge  $\lambda = c/f$  ( $c$  ist die Vakuum-Lichtgeschwindigkeit) sei so groß gewählt, daß nur der rotationssymmetrische Grundmodus  $LP_{01} = \Psi(r)$  ausbreitungsfähig ist. Seine Ausbreitungskonstante sei  $\beta$ , die des freien Raumes  $k_0$ .  $n$  ist das Brechzahlprofil des Lichtleiters. Das skalare Feld ist Lösung der Helmholtz-Gleichung

$$(\nabla^2 + k_0^2 n^2) \Psi = 0. \quad (1)$$

In Zylinderkoordinaten  $(r, \varphi, z)$  wird Gl. (1) separiert durch den Ansatz

$$\Psi(r, \varphi, z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \Psi(r) e^{-j\beta z}, \quad (2)$$

so daß sich Gl. (1) vereinfacht zu

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left[ r \frac{d\Psi(r)}{dr} \right] + [k_0^2 n^2(r) - \beta^2] \Psi(r) = 0. \quad (3)$$

Setzt man das gemessene Feld  $\Psi(r) = \sqrt{I(r)}$  von Bild 3a sowie dessen erste und zweite Ableitung nach dem Radius in die Helmholtz-Gleichung Gl. (3) ein, kann man den Ausdruck  $[k_0^2 n^2(r) - \beta^2]$  bestimmen, d. h. den funktionalen Verlauf des Brechzahlprofils. Häufig ist aus technologischen Daten noch ein Absolutwert der Brechzahl gegeben, z. B.  $n(r > a) = n_2$  im Quarzmantel; dann können sowohl  $n(r)$  als auch  $\beta$  berechnet werden. Diese Messung der Nahfeldintensität  $I$  kann man bei verschiedenen Wellenlängen wiederholen und daraus die Wellenleiterdispersion sowie die Ausbreitungskonstante bestimmen.

Zur übersichtlicheren Behandlung wird die Querschnittsleistung  $N$  eingeführt,

$$N = \int_0^\infty I(r) r dr = \int_0^\infty \Psi^2(r) r dr. \quad (4)$$

Multipliziert man Gl. (3) mit  $\Psi(r)$ , integriert über alle Radien  $\int_0^\infty \dots r dr$  und nutzt die Definition Gl. (4), so kann man die Helmholtz-Gleichung umformen in die Integraldarstellung

$$\beta^2 = \frac{k_0^2}{N} \int_0^\infty n^2 \Psi^2 r dr - \frac{2}{r_{\text{eq}}^2}, \quad (5)$$

$$\beta \approx \frac{k_0}{N} \int_0^\infty n \Psi^2 r dr - \frac{1}{k_0 n_2 r_{\text{eq}}^2}.$$

Die Näherungsbeziehung gilt für schwach führende Fasern, bei denen  $k_0^2 n^2 - \beta^2 \approx 2k_0 n_2 (k_0 n - \beta)$  ist. Der äquivalente Nahfeldradius  $r_{\text{eq}}$  [10], [9], [11] ist definiert als

$$\frac{2}{r_{\text{eq}}^2} = \frac{1}{N} \int_0^\infty \left[ \frac{d\Psi}{dr} \right]^2 r dr. \quad (= 2/w_0^2 \text{ für Gauß-Feld}) \quad (6)$$

Bei einer gauß-förmigen Feldverteilung  $\Psi(r) = \exp(-r^2/w_0^2)$  ist  $r_{\text{eq}} = w_0$ .

Für einen Lichtleiter der Länge  $L$  erhält man die Gruppenlaufzeit  $t_g$  durch Differentiation der Ausbreitungskonstante nach der Wellenlänge oder besser direkt mit der Brown'schen Identität [12], [13] aus dem Feld  $\Psi$ , der Brechzahl  $n$  und der Gruppenbrechzahl  $n_g$ ,

$$t_g = \frac{L}{c} \frac{d\beta}{dk_0} = \frac{L}{c} \frac{k_0}{N\beta} \int_0^\infty n n_g \Psi^2 r dr, \quad (7)$$

$$n_g = \frac{d(k_0 n)}{dk_0} = n \left( 1 - \frac{\lambda}{n} \frac{dn}{d\lambda} \right).$$

Für die Beurteilung der Bandbreite und damit der Übertragungskapazität optischer Wellenleiter ist die Impulsverbreiterung (Dispersion) wesentlich, die pro Übertragungslänge  $L$  und gegebene spektrale Breite der impulsförmig modulierten Lichtquelle in Einheiten [ps/(km nm)] resultiert. Dieser Faktor  $G$  der sogenannten chromatischen Dispersion ergibt sich nach Differentiation der Brown'schen Identität Gl. (7) unter Verwendung von  $d\beta/d\lambda$  aus Gl. (5); für schwach führende Fasern läßt er sich näherungsweise als Summe der Terme  $G_M$ ,  $G_P$  und  $G_W$  für Material-, Profil- und Wellenleiterdispersion darstellen,

$$G = \frac{1}{L} \frac{dt_g}{d\lambda} = G_M + G_P + G_W,$$

$$G_M = \frac{1}{c} \frac{\partial n_{2g}}{\partial \lambda}$$

$$G_P = - \frac{k_0 n_2 \lambda}{N\beta c 2} \int_0^\infty \frac{\partial n}{\partial \lambda} \frac{\partial \Psi^2}{\partial \lambda} r dr, \quad (8)$$

$$G_W = \frac{1}{4\pi^2 n_2} \frac{\lambda}{c} \frac{d}{d\lambda} \left[ \lambda \frac{2}{r_{eq}^2} \right].$$

## 1.2 Fernfeld

Bisher waren alle Größen vom transversalen Nahfeld  $\Psi(r)$  in der Endfläche der Faser abgeleitet. Messen kann man dessen Nahfeldintensität  $I(r)$  bei Kerndurchmessern  $2a \leq 10 \mu\text{m}$  natürlich nicht direkt, sondern nur in der Bildebene eines vergrößernden Mikroskops. Von Interesse wäre daher, eine Beziehung zwischen dem sich im Vakuum ausbreitenden Feld  $\Psi_F$  weit entfernt von der Lichtaustrittsfläche und dem erzeugenden Nahfeld  $\Psi(r)$  herzustellen in der Hoffnung,  $\Psi_F$  unkomplizierter messen zu können.

Den Überlegungen liegt wiederum die skalare Wellengleichung Gl. (1) zugrunde, jetzt aber für das homogene Medium (Vakuum)  $n = 1$  und in kartesischen Koordinaten  $(x, y, z)$ ;  $z$  ist die Ausbreitungsrichtung des Lichts,  $x$  und  $y$  repräsentieren die Transversalkoordinaten, Bild 2. Mit den sogenannten Raumfrequenzen  $\kappa$  bzw. den entsprechenden Raum-Kreisfrequenzen  $K$

$$\kappa_x = \frac{\sin \gamma_x}{\lambda} = \frac{x}{\lambda d}, \quad \kappa_y = \frac{\sin \gamma_y}{\lambda} = \frac{y}{\lambda d}, \quad \kappa = \frac{\sin \gamma}{\lambda} = \frac{r}{\lambda d}, \quad K = 2\pi\kappa = k_0 \sin \gamma \quad (9)$$

und dem Fourier-Ansatz [14], [15]

$$\begin{aligned}\Psi(x, y, z) &= \iint_{-\infty}^{+\infty} \bar{\Psi}(\kappa_x, \kappa_y, z) e^{-j2\pi(\kappa_x x + \kappa_y y)} d\kappa_x d\kappa_y, \\ \bar{\Psi}(\kappa_x, \kappa_y, z) &= \iint_{-\infty}^{+\infty} \Psi(x, y, z) e^{+j2\pi(\kappa_x x + \kappa_y y)} dx dy,\end{aligned}\tag{10}$$

gewinnt man aus der Wellengleichung Gl. (1) die Lösung für die Fourier-Transformierte  $\bar{\Psi}(\kappa_x, \kappa_y)$ . Nach Rücktransformation und Einsetzen des Anfangswertes  $\Psi(x, y, z_0) = \Psi_0(x, y, z_0)$  in der Ebene  $z_0 = 0$  erhält man das Ergebnis, allgemein gültig in skalarer Näherung,

$$\Psi(x, y, z) = \iiint_{-\infty}^{+\infty} \Psi_0(x', y', z_0) e^{-j2\pi[(x-x')\kappa_x + (y-y')\kappa_y + (z-z_0)\sqrt{1/\lambda^2 - \kappa_x^2 - \kappa_y^2}]} d\kappa_x d\kappa_y dx' dy'.\tag{11}$$

Das Doppelintegral über die Exponentialfunktion kann man mit Hilfe der Sattelpunkt-Methode [15] auswerten, was zum sogenannten Kirchhoff-Integral führt,

$$\Psi(x, y, z) = j \iint_{-\infty}^{+\infty} \Psi_0(x', y', z_0) \frac{\cos \epsilon}{\lambda l} e^{-jk_0 l} dx' dy',\tag{12}$$

$$|\epsilon| \leq \frac{\pi}{2} - \sqrt{p\lambda}/l, \quad p \approx 500.$$

Die verwendeten Größen sind im Text zu Bild 2 erläutert. Das Kirchhoff-Integral Gl. (12) beschreibt Beugungsphänomene zutreffend, wenn  $|\epsilon|$  um  $\sqrt{p\lambda}/l$  kleiner als  $\pi/2$  bleibt;  $p$  ist dabei die Mindestanzahl der von der Phase des Integranden  $e^{-j2\pi[\dots]}$  in Gl. (11) durchlaufenen Extremwerte im Bereich  $\kappa_x^2 + \kappa_y^2 \leq 1/\lambda^2$ . Mit  $p \approx 500$  ist sichergestellt, daß sich die oszillierenden Anteile des Integranden zu beiden Seiten des stationären Sattelpunktes herausmitteln und das Integral allein durch den Integranden im Sattelpunkt bestimmt wird. Für  $\lambda = 1 \mu\text{m}$ ,  $l = 10 \text{ mm}$  ergibt sich  $|\epsilon| \leq 77^\circ$ . Die Auswertung von Gl. (12) vereinfacht sich unter der (leicht zu erfüllenden) Voraussetzung, daß man den Aufpunkt  $Q$  in Bild 2 so wählt, daß seine Entfernung  $d$  vom Koordinatenursprung wesentlich größer wird als die maximale signifikante Ortsausdehnung  $a$  des Anfangsfeldes  $\Psi_0(x, y, z_0)$ . Man kann dann nähern

$$l \approx d - r \cos(\varphi - \phi) \sin \gamma, \quad \frac{\cos \epsilon}{l} \approx \frac{\cos \gamma}{d}\tag{13}$$

und erhält für ein zylindersymmetrisches Anfangsfeld  $\Psi_0 = \Psi_0(r, z_0)$  das Fernfeld in der sogenannten Fraunhofer-Näherung

$$\Psi_F(\gamma) = \bar{\Psi}(\gamma, \phi) = j \frac{\cos \gamma}{\lambda d} e^{-jk_0 d} 2\pi \int_0^\infty \Psi_0(r, z_0) J_0(k_0 r \sin \gamma) r dr.\tag{14}$$

Der Faktor  $2\pi \int_0^\infty \dots r dr$  ist die Hankel-Transformierte (Fourier-Transformierte für rotations-symmetrische Funktionen) des Anfangsfeldes  $\Psi_0$ . Folglich ist die Behauptung im Text zu Bild 3b und im folgenden Absatz erwiesen: Nah- und Fernfeld sind ein Fourier-Paar; auf einer Kugelfläche im Abstand  $d = \text{const}$  vom Zentrum der Faserendfläche bleibt die Phase konstant, nur das Vorzeichen der Funktion  $\Psi_F$  kann sich ändern. Mit der Raumfrequenz  $\kappa$  von Gl. (9) schreibt

man für das Fourier-Paar Nah- und normiertes Fernfeld  $\Psi(r)$  und  $\hat{\Psi}_F(\kappa)$  unter Fortlassung des Index 0 für das Anfangsnahfeld

$$\begin{aligned}\Psi(r) &= 2\pi \int_0^\infty \hat{\Psi}_F(\kappa) J_0(2\pi r \kappa) \kappa d\kappa, \\ \hat{\Psi}_F(\kappa) &= 2\pi \int_0^\infty \Psi(r) J_0(2\pi r \kappa) r dr, \\ \hat{\Psi}_F(\kappa) &= \Psi_F(\kappa) \frac{d \exp(j k_0 d)}{j \sqrt{1/\lambda^2 - \kappa^2}}, \quad \hat{P}(\kappa) = \hat{\Psi}_F^2(\kappa).\end{aligned}\tag{15}$$

Als normierte Fernfeldleistung wird  $\hat{P}(\kappa)$  definiert. Mit dem Ergebnis der Gl. (15) erhält man nach Einsetzen von  $\Psi(r)$  in die Beziehung der Querschnittsleistung  $N$  Gl. (4)

$$N = \int_0^\infty \hat{P}(\kappa) \kappa d\kappa = \int_0^\infty \hat{\Psi}_F^2(\kappa) \kappa d\kappa.\tag{16}$$

Gl. (15) und Gl. (16) in den Ausdruck für den äquivalenten Nahfeldradius  $r_{eq}$  Gl. (6) eingesetzt ergibt die Fernfeld-Formulierung für die effektive (Kreisfrequenz-)Fernfeldweite  $K_{RMS} = 2\pi \kappa_{RMS}$  [16], [9], [11]

$$\frac{2}{r_{eq}^2} = \frac{K_{RMS}^2}{2} = \frac{(2\pi)^2}{N} \int_0^\infty \kappa^2 \hat{\Psi}_F^2(\kappa) \kappa d\kappa. \quad (= 2/w_0^2 = (2\pi W_0)^2/2 \text{ für Gauß-Felder})\tag{17}$$

Bei einer gauß-förmigen Feldverteilung  $\hat{\Psi}_F(\kappa) = \exp(-\kappa^2/W_0^2)$  ist  $\kappa_{RMS} = W_0$  und damit gleich der Standardabweichung (dem zweiten Moment, dem Effektivwert „root mean square“) des Feldes. Alternativ zur letzten Zeile in Gl. (8) kann man für den Faktor der Wellenleiterdispersion schreiben

$$G_W = \frac{1}{4\pi^2 n_2} \frac{\lambda}{c} \frac{d}{d\lambda} \left[ \lambda \frac{K_{RMS}^2}{2} \right].\tag{18}$$

## 2 Feldweite-Definitionen und Anwendungen

Im vorausgegangen Abschnitt wurden die beiden wichtigen transversalen Feldweite-Definitionen für den äquivalenten Nahfeldradius  $r_{eq}$  und die effektive Fernfeldweite in Raumfrequenzen,  $\kappa_{RMS}$ , bzw. in Raum-Kreisfrequenzen  $K_{RMS} = 2\pi \kappa_{RMS}$  abgeleitet. Tabelle 1 faßt diese Ergebnisse mit zwei (nicht abgeleiteten) Ergänzungen zusammen und erläutert deren Anwendung.

Neben dem zweiten Moment des Fernfelds ist das zweite Moment  $r_{RMS}$  des Nahfelds in der dritten Spalte von Tabelle 1 von Bedeutung. Ihm korrespondiert die äquivalente Fernfeldweite  $\kappa_{eq}$ . Die Beziehungen sind dual aufgebaut zu den bisher abgeleiteten in der zweiten Spalte von Tabelle 1.  $N$  ist jeweils die Querschnittsleistung, die wahlweise nach Gl. (4) oder nach Gl. (16) berechnet werden kann.

In Tabelle 2 sind zwei Definitionen für longitudinale Feldweiten ( $\beta$ - Weiten) notiert, die im Abschnitt 3 abgeleitet werden und mit denen Makrokrümmungsverluste beschrieben werden können, hier am Beispiel einer kreisförmigen Faserschleife mit einer Windung.

Es bestehen die folgenden Verknüpfungen (wo angebracht, sind die Kreis-Raumfrequenz-Weiten zu verwenden):

1. Äquivalente Feldweiten sind jeweils gleich dem doppelten Reziprokwert der effektiven Feldweiten.

Nahfeldradius	Äquiv. Nahfeldradius $r_{eq} (= w_0^2)$	Eff. Nahfeldradius $r_{RMS} (= w_0^2)$
Fernfeldweite	Eff. Fernfeldweite $\kappa_{RMS} (= W_0^2)$	Äquiv. Fernfeldweite $\kappa_{eq} (= W_0^2)$
$w_0 W_0 = 1/\pi$	Ergebnisse in Klammern von Feldern $\Psi = e^{-r^2/w_0^2}$ bzw. $\widehat{\Psi}_F = e^{-\kappa^2/W_0^2}$	
Definitionen	$r_{eq}^2 = 2N \int_0^\infty \left[ \frac{d\Psi(r)}{dr} \right]^2 r dr$	$r_{RMS}^2 = \frac{2}{N} \int_0^\infty r^2 \Psi^2(r) r dr$
$K = 2\pi\kappa$	$\kappa_{RMS}^2 = \frac{2}{N} \int_0^\infty \kappa^2 \widehat{\Psi}_F^2(\kappa) \kappa d\kappa$	$\kappa_{eq}^2 = 2N \int_0^\infty \left[ \frac{d\widehat{\Psi}_F(\kappa)}{d\kappa} \right]^2 \kappa d\kappa$
Verknüpfung	$r_{eq} = \frac{2}{K_{RMS}}, r_{eq} \leq r_{RMS}, K_{RMS} \geq \frac{2}{r_{RMS}}, K_{eq} \leq K_{RMS}, K_{eq} = \frac{2}{r_{RMS}}$	
Anwendung 1	Dämpfung für radialen Versatz $\delta$	Dämpfung für Raumfreq.versatz $\Delta$
	$c(\delta) = \int_0^{2\pi} \int_0^\infty \Psi(r) \Psi( \vec{r} + \vec{\delta} ) r dr d\varphi$ $c^2(\delta) \approx e^{-\delta^2/r_{eq}^2}, \quad \delta \ll r_{eq}$ $w^2 \equiv r_{eq}^2 = \frac{4}{K_{RMS}^2} = -\frac{c(0)}{c'(0)}$ $c''(\delta) = \frac{d^2 c(\delta)}{d\delta^2}$	$c^2(\Delta) \approx e^{-\pi^2 \Delta^2 r_{RMS}^2}, \quad \Delta \ll \frac{1}{r_{RMS}}$
Anwendung 2	Wellenleiterdispersion $G_W$	Mikrokrümmungs-Verluste
	$G = \frac{1}{L} \frac{dt_g}{d\lambda} = G_M + G_P + G_W,$ $G_W = \frac{1}{4\pi^2 n_2} \frac{\lambda}{c} \frac{d}{d\lambda} \left[ \lambda \frac{2}{r_{eq}^2} \right]$	Weißes Krümmungsspektrum, $\Phi(\Omega) = \text{const}; \quad N(z) = N_0 e^{-\alpha z}$ $\alpha = \frac{1}{4} k_0^2 n_1^2 r_{RMS}^2 \Phi \left( \frac{2}{k_0^2 n_1^2 r_{RMS}^2} \right)$

Tabelle 1. Transversale Feldweite-Definitionen: Verknüpfung und Anwendung

Longitudinale Feldweiten	Grenzradius $r_\infty (= \infty)$	
Ausbr.konst.	Grenzweite $\kappa_0 (= 0)$	
	$\beta = n_2 k_0 + \Delta\beta$ - Ergebnisse in Klammern bei Grenzwellenlänge	
Definitionen	$r_\infty^2 = \frac{2}{k_0 n_2 \Delta\beta} = \frac{4}{k_0^2 (n_{eff}^2 - n_2^2)}$	
$K = 2\pi\kappa$	$\kappa_0^2 = \frac{n_{eff}^2 - n_2^2}{\lambda^2} = \frac{A^2 N_{eff}}{\lambda^2} = \frac{\sin^2 \gamma N_{eff}}{\lambda^2}$	
Verknüpfung	$r_\infty = \frac{2}{K_0}, \quad r_{eq} \leq r_{RMS} \leq r_\infty$	
Anwendung 3	Makrokrümmungs-Verluste durch Kreisschleife mit Durchmesser $D$	
	$N_{aus} = N_{ein} \left\{ 1 - f[n(\lambda), \lambda] \sqrt{D/2} \exp \left[ -\frac{8D}{k_0^2 n_2^2 r_\infty^3} \right] \right\}$	

Tabelle 2. Longitudinale Feldweite-Definitionen: Verknüpfung und Anwendung

2. Äquivalente Feldweiten sind höchstens gleich den effektiven Feldweiten.
3. Für gauß-förmige Nah- oder Fernfelder mit der Standardabweichung ( $1/e^2$ -Radius der Leistung)  $w_0$  oder  $W_0$  führen jeweils die Nah- und Fernfelddefinitionen zu identischen Ergebnissen, dritte Zeile in Tabelle 1.
4. Der  $\beta$ -Radius  $r_{\infty}$  ist immer größer oder gleich dem effektiven Nahfeldradius.

Werden zwei Fasern an den Stirnflächen stoßend gekoppelt, dann führt sowohl ein radialer Versatz als auch eine Verkippung der Faserachsen (d.h. ein Raumfrequenz-Versatz) zu einer Dämpfung der transmittierten Lichtleistung. Ist das Nahfeld ausgedehnt, dann kann ein großer radialer Versatz  $\delta$  toleriert werden. Gemäß der Fourier-Beziehung Gl. (15) ist dann aber der Winkelbereich des Fernfelds schmal und die Toleranz gegenüber einer Verkippung gering. Der Feldtransmissionskoeffizient  $c(\delta)$  berechnet sich aus dem Kopplungsintegral der versetzten Nahfelder. In gauß'scher Näherung für  $c^2(\delta)$  hängt der Leistungstransmissionskoeffizient exponentiell vom Verhältnis Versatz  $\delta$  zu äquivalentem Nahfeldradius  $r_{eq}$  ab, d.h. die Dämpfung  $1 - c^2(\delta)$  des transmittierten Lichts ist ungefähr  $\delta^2/r_{eq}^2$ . Äquivalente Aussagen gelten für einen Winkelversatz der Raumfrequenz  $\Delta$ .

Unter Mikrokrümmungen versteht man unvermeidliche Verbiegungen der Faserachse, die durch eine Verkopplung geführter an abstrahlende Moden eine erhöhte Dämpfung verursachen. Je weiter das Feld in den Fasermantel hineinreicht, d.h. je größer der effektive Nahfeldradius  $r_{RMS}$  ist, desto stärker weicht die verkippte lokale Phasenfront vom ungestörten Zustand ab und desto höher wird die verursachte Dämpfung.

Gibt sich nun der Konstrukteur eines Lichtleiters beispielsweise eine bestimmte (kleine) Dämpfung durch Mikrokrümmungen vor, so ist mit kleinem  $r_{RMS}$  die Nahfeldausdehnung gering. Nach Tabelle 1 wächst die Dämpfung bei radialem Versatz zweier gespleißter Lichtleiter exponentiell mit  $1/r_{eq}^2$ . Natürlich wünscht man sich auch die radiale Spleißdämpfung möglichst gering (die Dämpfung durch Verkippung ist bereits festgelegt!), d.h.  $r_{eq}$  sollte möglichst groß sein. Nach der Verknüpfungsrelation von Tabelle 1 ist diesem Wunsch aber eine Grenze gesetzt, da  $r_{eq}$  höchstens gleich  $r_{RMS}$  werden kann, und folglich ist ein Kompromiß zwischen den Wünschen „geringe radiale Spleißdämpfung“ und „geringe Mikrokrümmungs-Verluste“ notwendig. Gleichheit wird erreicht für ein gauß-förmiges Nahfeld, dem ein wiederum gauß-förmiges Fernfeld nach den Fourier-Beziehungen Gl. (15) korrespondiert, d.h. die optimalen Bedingungen werden erreicht für ein Feld, das sowohl im Orts- als auch im Ortsfrequenzbereich gleichzeitig die geringste Ausdehnung hat (die minimale „Unschärfe“), erste Spalte, dritte Zeile in Tabelle 1. Mit der Größe von  $w_0$  kann der Kompromiß zwischen den Einflüssen der verschiedenen Dämpfungsmechanismen ausbalanciert werden. Die Form des Feldes wird durch das Brechzahlprofil  $n(r)$  eingestellt, Gl. (3).

Analoge Betrachtungen gelten für das Verhältnis der Wellenleiterdispersion  $G_W$  zur Spleißdämpfung durch Verkippung: Für geringe Wellenleiterdispersion muß das Nahfeld weit in den Fasermantel reichen (eine unendlich ausgedehnte ebene Welle hat keine Wellenleiterdispersion!), dann ist aber die Spleißdämpfung bei Verkippung zweier gekoppelter Faserenden wegen  $r_{eq} \leq r_{RMS}$  unerwünscht hoch. Der Optimalfall kleinsten  $r_{RMS}$  wird nur bei Gauß-Feldern erreichbar. Mit der Wahl von  $w_0$  stellt man den Kompromiß zwischen Wellenleiterdispersion und Dämpfung durch Verkippung ein.

Nach Tabelle 2 sollte der longitudinale Feldradius, der  $\beta$ -Radius  $r_{\infty}$ , für geringe Makrokrümmungs-Verluste so klein wie möglich sein; allerdings kann er nie kleiner werden als der effektive transversale Nahfeldradius, der für Mikrokrümmungs-Verluste maßgeblich ist. Das



Brechzahlprofil und damit das Nahfeld sollte so gestaltet werden, daß der Quotient  $r_{\infty}/r_{\text{RMS}}$  möglichst nahe an eins kommt. Dann sind auch die Mikrokrümmungs-Verluste minimal.

### 3 Ausbreitungskonstante

Hat man entweder das Nahfeld  $\Psi(r)$  oder das Fernfeld  $\Psi_F(\gamma)$  gemessen, so kennt man in Gl. (3) (eventuell nach Transformation durch die Fourier-Beziehung Gl. (15)) den Ausdruck  $[k_0^2 n^2(r) - \beta^2]$ . Folglich ist das Brechzahlprofil bis auf eine Konstante  $\beta$  bestimmt. Ist ferner ein Absolutwert der Brechzahl gegeben, z. B.  $n(r \geq a) = n_2$  im homogenen Fasermantel, kann diese Konstante eliminiert werden. Es resultieren das Brechzahlprofil  $n(r)$  und die Ausbreitungskonstante  $\beta$ ; allerdings ist die Genauigkeit dieser  $\beta$ -Messung gering.

Ein besseres Verfahren ist das folgende [17]-[19]: Gl. (5) gibt  $\beta$  als Funktion des äquivalenten Nahfeldradius  $r_{\text{eq}}$ . Das Integral  $\int_0^{\infty} \dots r dr$  kann man aus der Brown'schen Identität Gl. (7) substituieren, wenn man mit  $n \frac{dn}{d\lambda} \approx n_2 \frac{dn_2}{d\lambda}$  die Veränderung der Profilgestalt mit der Wellenlänge, d. h. die Profildispersion, vernachlässigt. Es folgt eine Differentialgleichung für die Ausbreitungskonstante  $\beta$ , ausgedrückt durch die effektive Brechzahl  $n_{\text{eff}} = \beta/k_0$  für den propagierenden Grundmodus,

$$k_0^2 \frac{dn_{\text{eff}}^2}{dk_0} = \frac{4}{k_0 r_{\text{eq}}^2} + 2n_2 k_0^2 \frac{dn_2}{dk_0}. \quad (19)$$

Die Lösung lautet

$$n_{\text{eff}}^2(\lambda) - n_2^2(\lambda) = \frac{1}{\pi^2} \int_{\lambda}^{\lambda_0} \frac{\lambda d\lambda}{r_{\text{eq}}^2(\lambda)} + n_0^2, \quad (20)$$

$$n_0^2 = n_{\text{eff}}^2(\lambda_0) - n_2^2(\lambda_0).$$

Die Integrationskonstante  $n_0$  verschwindet, wenn  $n_{\text{eff}}^2(\lambda_0) = n_2^2(\lambda_0)$  wird. Da das Mantelglas unendlich ausgedehnt angenommen wurde, ist die Ausbreitungskonstante die einer ebenen Welle, und von einer Wellenführung kann nicht mehr die Rede sein;  $\lambda_0$  wird als Grenzwellenlänge des Grundmodus bezeichnet. Hätte man folglich  $r_{\text{eq}}(\lambda)$  im Bereich bis zur Grenzwellenlänge gemessen, so könnte man nach einfacher numerischer Integration die Ausbreitungskonstante  $\beta(\lambda)$  als Funktion der Wellenlänge angeben. Diese Information wäre nützlich, um die Bandpaß-Charakteristik gekoppelter Wellenleiter mit verschiedenen Ausbreitungskonstanten vorausszusagen.

Tatsächlich ist es in der Praxis nicht möglich, den äquivalenten Nahfeldradius (der mit der Wellenlänge wächst, vgl. Bild 3a, und bei der Grenzwellenlänge unendlich würde) in einem derart großen Wellenlängenintervall zu registrieren. Die Integrationskonstante  $n_0$  muß dann auf andere Weise bestimmt werden.

Dies gelingt durch Messung der Dämpfung einer zum Kreis mit dem Durchmesser  $D$  gebogenen Faser. Mit der Eingangsleistung  $N_{\text{ein}}$ , der Ausgangsleistung  $N_{\text{aus}}$ , der von der Faser schleife abgestrahlten Leistung  $N_{\text{str}}$  und dem Leistungs-Transmissionsfaktor  $Y = N_{\text{aus}}/N_{\text{ein}} = (N_{\text{ein}} - N_{\text{str}})/N_{\text{ein}}$  erhält man nach [20], [21]

$$\begin{aligned} Y = 1 - \frac{N_{\text{str}}}{N_{\text{ein}}} &= 1 - f[n(\lambda), \lambda] \sqrt{D/2} \exp \left[ -\frac{2}{3} \pi \frac{(n_{\text{eff}}^2 - n_2^2)^{3/2}}{n_2^2 \lambda} D \right] \\ &= 1 - a(\lambda) \sqrt{D} e^{b(\lambda)D}. \end{aligned} \quad (21)$$

$f[\dots]$  ist eine für diese Zwecke unwichtige Funktion. Im Nenner des Exponenten wurde die maximale Kernbrechzahl für schwach führende Fasern durch die Brechzahl  $n_2$  des Mantels approximiert. Mißt man  $Y$  als Funktion des Schleifendurchmessers für verschiedene Wellenlängen, so kann man den Koeffizienten  $b(\lambda)$  der Funktion  $Y - 1 = a\sqrt{D} e^{bD}$  (zusammen mit der unwichtigen Größe  $a$ ) aus einer Anpassprozedur bestimmen. Die effektive Brechzahl lautet dann

$$n_{\text{eff}}^2(\lambda) - n_2^2(\lambda) = \left( -\frac{3n_2^2}{2\pi} b\lambda \right)^{2/3}, \quad (22)$$

oder alternativ für die differentielle Ausbreitungskonstante  $\Delta\beta$ ,

$$\begin{aligned} \beta &= n_2 k_0 + \Delta\beta, \\ n_2 \Delta\beta &= \frac{\pi}{\lambda} (n_{\text{eff}}^2 - n_2^2) = \frac{\lambda}{\pi} \frac{1}{r_\infty^2} = \pi \lambda \kappa_0^2. \end{aligned} \quad (23)$$

Aus dem Vergleich von Gl. (20) und Gl. (22) folgt die gesuchte Integrationskonstante  $n_0$ , deren Zahlenwert leicht auf die zu erwartende Wellenlängen-Unabhängigkeit überprüft werden kann.

Für den Ausdruck Gl. (23) wird neuerdings das Symbol  $w_\infty$  verwendet [21]; hier soll die Bezeichnung  $r_\infty$  bzw.  $\kappa_0$  und die Benennung longitudinaler Feldradius oder -weite bzw.  $\beta$ -Radius oder  $\beta$ -Weite eingeführt werden. Für Verknüpfungen und Umformungen sei auf Tabelle 2 verwiesen.

## 4 Experimentelle Ergebnisse

Bei einer Wellenlänge von  $\lambda = 1,3 \mu\text{m}$  wurde die Fernfeldleistung  $P(\gamma)$  im Winkelbereich  $\pm 36^\circ$  mit einer Dynamik von 70 dB gemessen [22], Bild 4. Der Ge-Detektor  $Q$  hatte eine aktive Fläche von 2 mm Durchmesser und bewegte sich auf einem Kreisbogen des Radius  $d = 200 \text{ mm}$  in der  $xz$ -Ebene von Bild 2 um den Koordinatenursprung in der Faserendfläche. Der optische Aufbau ist demnach überaus einfach und unempfindlich gegen Störungen. Den Meßwerten wurde eine physikalisch relevante Funktion eingepaßt, für die eine Fourier-Transformierte und damit das Nahfeld bekannt sind. Mit Gl. (3), Gl. (15) gelingt dann die Berechnung des Brechzahlprofils [22], Bild 5. Ist die konstante Mantelbrechzahl bekannt, könnte die Ausbreitungskonstante (recht ungenau) abgeschätzt werden. Ein Vergleich des Brechzahlprofils mit dem Ergebnis der ungleich aufwendigeren Strahlungsfeldmethode bei der HeNe-Wellenlänge 633 nm zeigt gute Übereinstimmung wenn man bedenkt, daß zwei unterschiedliche Faserabschnitte bei zwei verschiedenen Wellenlängen verglichen werden.

Die räumliche Auflösung  $\Delta r$  des Brechzahlprofils, die aus den Fernfelddaten Bild 5 resultiert, ist durch den maximalen signifikanten Fernfeldwinkel  $\gamma_{\text{max}} = 30^\circ$  gegeben nach der bekannten Formel für das Auflösungsvermögen eines Mikroskops,  $\Delta\kappa = (\sin \gamma_{\text{max}})/\lambda$  nach Gl. (9),

$$\Delta r \Delta\kappa = 0,61. \quad (24)$$

In Worten: Das Produkt von Ortsauflösung und Winkelauflösung ist eine Konstante. Im Nahfeld sind alle Abstrahlwinkel bis zum maximal registrierten Winkel  $\gamma_{\text{max}}$  zugelassen. Die Ortsauflösung beträgt  $\Delta r = 1,6 \mu\text{m}$ .

Die Messung des äquivalenten Nahfeldradius ist ähnlich einfach. An einer Faser, die bei der HeNe-Wellenlänge  $\lambda = 633 \text{ nm}$  einwillig war, wurden Fernfeld-Leistungsverteilungen bei

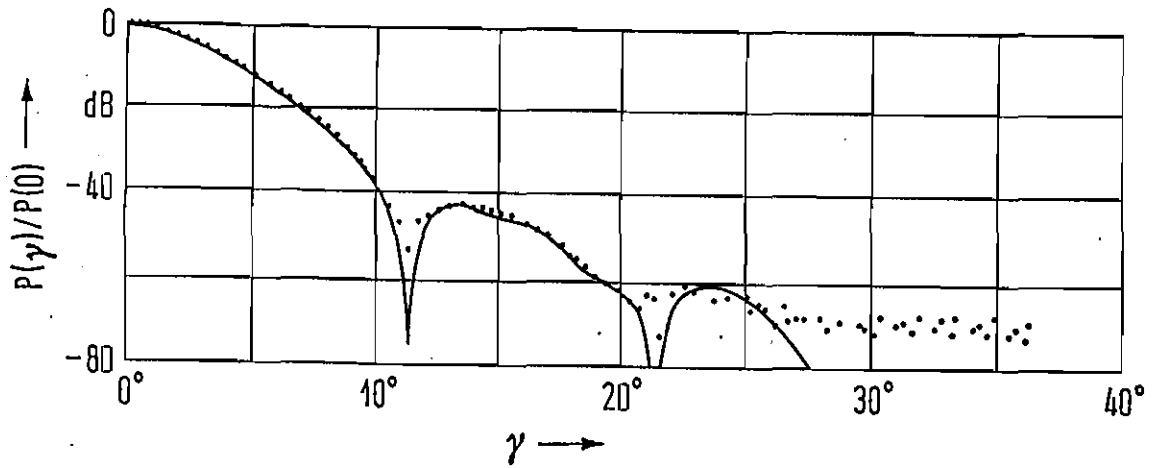


Bild 4. Normierte Fernfeldleistung,  $\lambda = 1,3 \mu\text{m}$  (nach [22]).

... Meßpunkte  
 — Anpasskurve

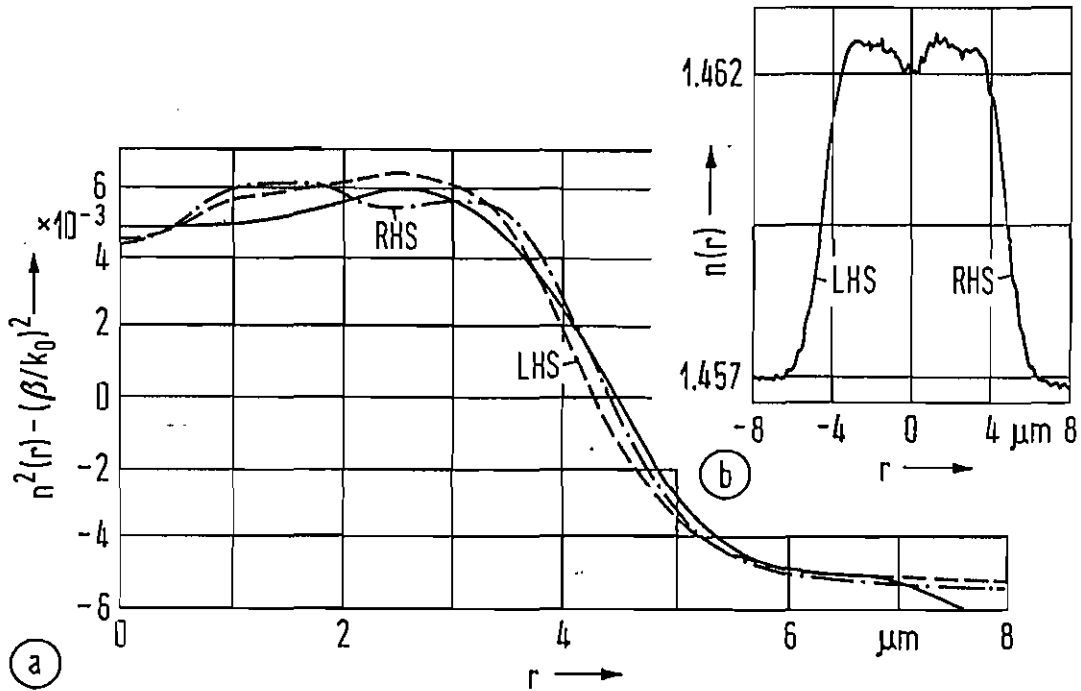


Bild 5. Brechzahlprofile (nach [22]).

a — berechnet aus den Fernfelddaten von Bild 4  
 b - - -, --- gemessen nach der Strahlungsfeldmethode bei  $\lambda = 633 \text{ nm}$

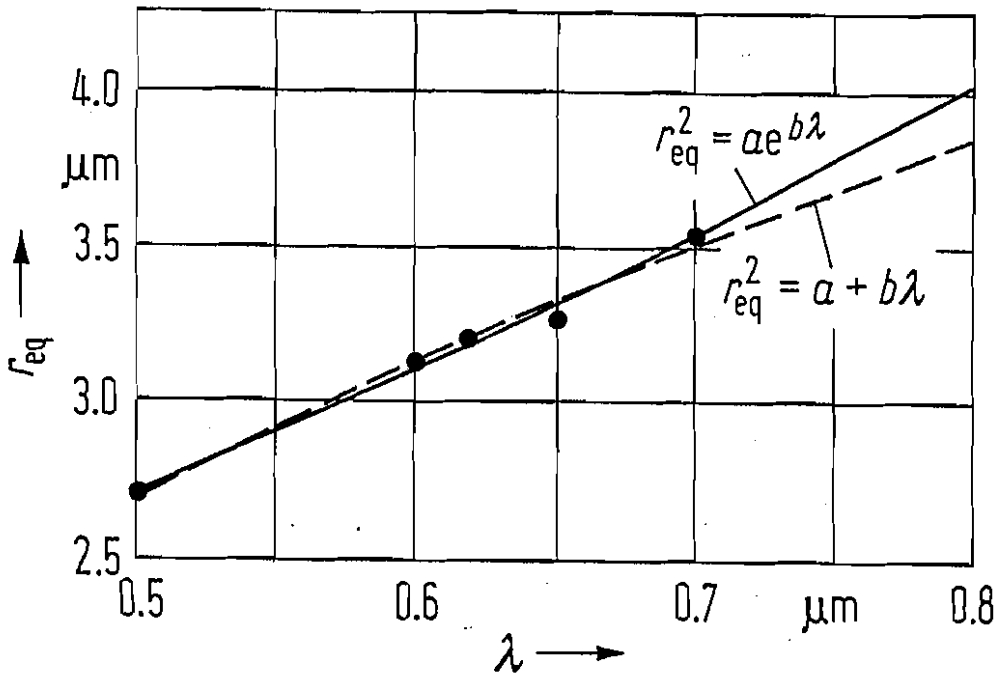


Bild 6. Äquivalenter Nahfeldradius als Funktion der Wellenlänge (nach [18]).

- gemessen aus der effektiven Fernfeldweite
- , - - - Anpasskurven an die Meßwerte

verschiedenen Wellenlängen registriert [18]. Als Lichtquelle genügt ein spektral gefilterter, inkohärenter Halogen-Strahler. Mit einer numerischen Integration Gl. (17), Gl. (16) wurden die zugehörigen effektiven Fernfeldweiten und damit die äquivalenten Fernfeldradien berechnet, Bild 6. Mit Hilfe der Fourier-Transformationen Gl. (15) lassen sich die korrespondierenden Nahfeldintensitäten ermitteln, Bild 3a. Aus  $r_{\text{eq}}(\lambda)$  in Bild 6 kann bereits der Faktor  $G_W = -8,1 \text{ ps}/(\text{km ns})$  der Wellenleiterdispersion nach Gl. (8), Gl. (18) berechnet werden, während die Ausbreitungskonstante  $\beta = k_0 n_{\text{eff}}$  nach Gl. (20) durch  $r_{\text{eq}}$  nur bis auf einen konstanten Faktor bekannt ist.

Die Messung eines Absolutwerts der Ausbreitungskonstante über die Dämpfung einer Faserschleife Gl. (21)–Gl. (23) ist nicht weiter schwierig. Bild 7 zeigt die Meßwerte des Leistungs-Transmissionsfaktors  $Y$  bei vier Wellenlängen [18]. In Bild 8 sind die resultierenden vier differentiellen Ausbreitungskonstanten mit gefüllten Kreisen • markiert [18]. Die aus  $r_{\text{eq}}(\lambda)$  mit Gl. (20), Gl. (23) gewonnene Kurve wurde in der Höhe passend justiert; da sie näherungsweise durch alle vier Meßpunkte geht (nötig wäre nur ein Meßpunkt gewesen!), ist die Wellenlängenunabhängigkeit der so gewonnenen Integrationskonstante erwiesen. Die Lage des offenen Kreises o wurde aus einer Profilkurve ähnlich Bild 5a abgeschätzt [9] und ist entsprechend unsicherer.

## 5 Zusammenfassung

Nah- und Fernfeld sind ein Fourier-Paar. An einwelligen Lichtleitfasern ist das Fernfeld besonders einfach zu messen. Nach unkomplizierten numerischen Manipulationen läßt sich daraus

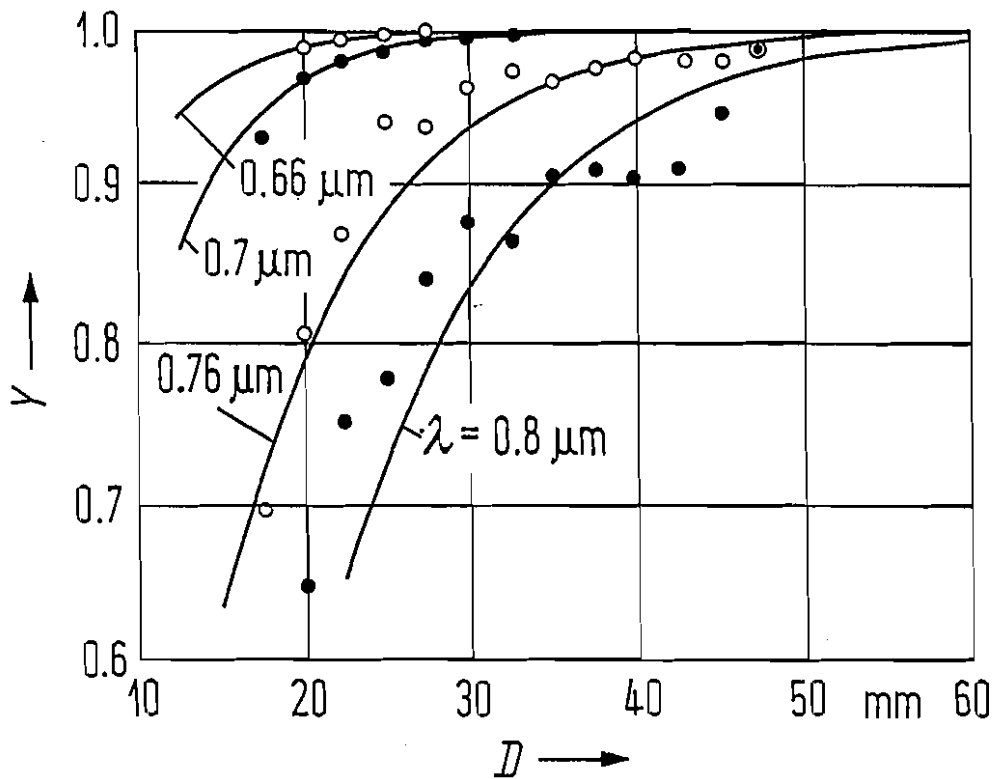


Bild 7. Leistungs-Transmissionsfaktor  $Y$  einer kreisförmigen Faserschleife als Funktion des Schleifendurchmessers  $D$  (nach [18]).

o, • Meßwerte

— Anpaßfunktion Gl. (21)

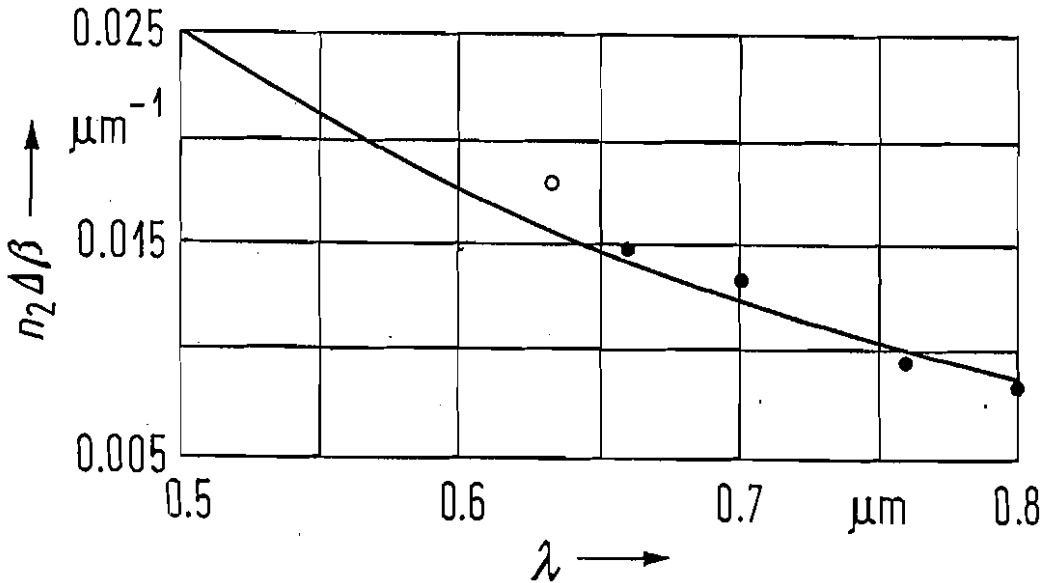


Bild 8. Differentielle Ausbreitungskonstante.

- gemessen über die Schleifendämpfung
- geschätzt vom Brechzahlprofil [9]
- , - - - Anpassfunktionen

das Brechzahlprofil gewinnen.

Aus der Messung von Nah- bzw. einfacher von Fernfeldweiten als Funktion der Wellenlänge kann man Informationen über die Spleißdämpfung bei radialem und bei Winkelversatz gewinnen, sowie über die Dämpfung durch Mikrokrümmungen.

Die Ableitung der effektiven Fernfeldweite liefert den Faktor der Wellenleiterdispersion; zusammen mit gewöhnlich verfügbaren Materialdaten gestattet er eine Aussage über die Übertragungsbandbreite der Faser.

Eine Integration der effektiven Fernfeldweite liefert den Verlauf der Ausbreitungskonstante als Funktion der Wellenlänge bis auf eine Integrationskonstante; diese kann man sich über eine etwas kompliziertere Absolutmessung der Ausbreitungskonstante bei nur einer Wellenlänge verschaffen, indem man die Dämpfung einer Faserschleife als Funktion des Schleifendurchmessers auswertet. Sogenannte longitudinale Feldweiten charakterisieren diese Makrokrümmungs-Verluste.

## Literaturverzeichnis

- [1] Stolen, R. H. and Leibolt, W. N.: 'Optical fiber modes using stimulated four photon mixing,' *Appl. Opt.*, 1976, 15, pp. 239-243
- [2] Freude, W.: 'Far-field profiling of multimode optical fibres', *Electron. Lett.*, 1981, 17, pp. 385-387
- [3] Freude, W.: 'Impulse dispersion in a multimode optical fiber from its far-field radiation pattern', *Appl. Opt.*, 1984, 23, pp. 4209-4211

- [4] Shigesawa, H., Matsuo, T., and Takiyama, K.: 'Measurements of excitation condition and quantitative mode analysis in optical fibers', *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, 1978, MTT-26, pp. 992-997
- [5] Bartelt, H. O., Lohmann, A. W., Freude, W., and Grau, G. K.: 'Mode analysis of optical fibres using computer-generated matched filters', *Electron. Lett.*, 1983, 19, pp. 247-249. Printer's correction: *ibid.*, 19, p. 560. Please note the following additional typesetting error: In (3) the numerator  $2\pi a$  should read  $2\pi a^2$ .
- [6] Freude, W., Grau, G., and Wüppermann, B.: 'Computer-generated holograms for mode excitation and measurement of the modal power distribution in multimode fibres (invited paper)', *J. Inst. Elect. Telecomm. Engin.*, 1986, 32, pp. 243-252
- [7] Freude, W., Grau, G. K., Liebler, W., and Wüppermann, B.: 'Computer-generated holograms with error compensation', *Appl. Opt.*, 1988, 27, pp. 138-146
- [8] Freude, W. and Chen He-ming: 'Computer-generated holograms with error compensation for recording phase-shifted DFB-laser corrugations', *Appl. Opt.*, 1988, 27, pp. 5103-5110
- [9] Freude, W. and Sharma, A.: 'Refractive-index profile and modal dispersion prediction for a single-mode optical waveguide from its far-field radiation pattern', *J. Lightwave Technol.*, 1985, LT-3, pp. 628-634. Printer's correction: *ibid.*, 1986, LT-4, p. 375. Please note the following additional typesetting errors: Two equations above (18),  $\dots = \sum_{\mu=1}^M c_{\mu} \chi^2 \dots$  should read  $\dots = - \sum_{\mu=1}^M c_{\mu} \chi^2 \dots$ ; in (19) replace  $8\pi^2$  by  $4\pi^2$ .
- [10] Petermann, K.: 'Constraints for fundamental-mode spot size for broadband dispersion-compensated single-mode fibres,' *Electron. Lett.*, 1983, 19, pp. 712-714
- [11] Freude, W.: *Analyse von Lichtwellenleitern aus dem Nah- und Fernfeld*. Habilitationsschrift, Universität Karlsruhe, 1986
- [12] Brown, J.: 'Electromagnetic momentum associated with waveguide modes,' *Proc. IEE*, 1966, 113, pp. 27-34
- [13] Kuester, E. F.: 'Generalisation of the partial-power law (Brown's identity) to waveguides with lossy media,' *Electron. Lett.*, 1984, 20, pp. 456-457
- [14] Stark, H.: *Application of Fourier Transforms*. New York: Academic Press, 1982
- [15] Born, M. and Wolf, E.: *Principles of Optics*. Oxford: Pergamon Press, 1980
- [16] Pask, C.: 'Physical interpretation of Petermann's strange spot size for single-mode fibres,' *Electron. Lett.*, 1984, 20, pp. 144-145
- [17] Freude, W., Yao Hui-hai, and He Zhi-jian: 'Propagation constant and waveguide dispersion of single-mode fibers measured from the far-field', *J. Lightwave Technol.*, 1988, LT-6, pp. 318-321
- [18] Freude, W., Sharma, E. K., and Sharma, A.: 'Propagation constant of single-mode fibers measured from the mode-field radius and from the bending loss', *J. Lightwave Technol.*, 1989, LT-7, pp. 225-228

- [19] Wilczewski, F.: 'Relation between new "field radius"  $w_{\infty}$  and Petermann II field radius  $w_d$  in single-mode fibres with arbitrary refractive index profile', *Electron. Lett.*, March 1988, **24**, pp. 411-412
- [20] Snyder, A. W. and Love, J. D.: *Optical Waveguide Theory*. London: Chapman and Hall, 1983
- [21] Tewari, R. and Petermann, K.: 'Mode field characteristics of dispersion shifted segmented core fibres,' *Proc. 13<sup>th</sup> European Conf. Opt. Commun.*, Helsinki 1987, pp. 215-218
- [22] Freude, W. and Richter, H.: 'Refractive-index profile determination of single-mode fibres by far-field power measurements at 1300 nm', *Electron. Lett.*, 1986, **22**, pp. 945-947



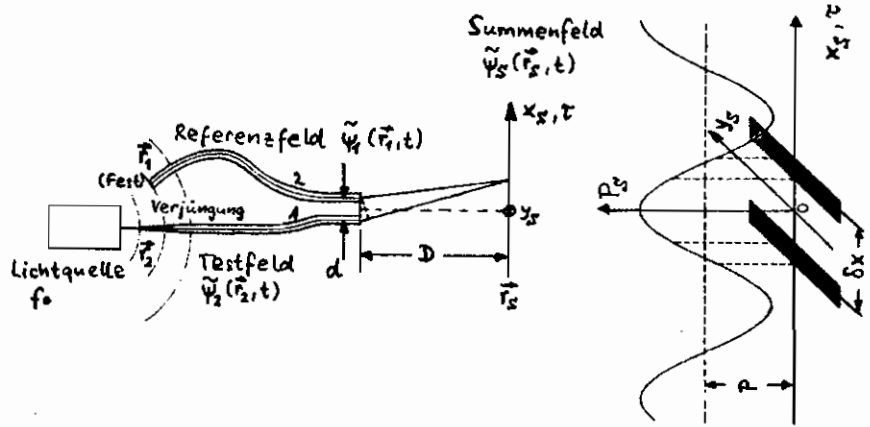


Bild 6.3 . Messung des Betrags und der Phase optischer Felder (nach [Iijima, L2208]). Das Referenzfeld wird von einer ortsfesten, das Testfeld von einer verjüngten ortsvariablen einwelligen Faser aufgeföhrt. Das abgestrahlte Summenfeld wird von zwei Detektoren (schwarze Balken) ausgewertet.

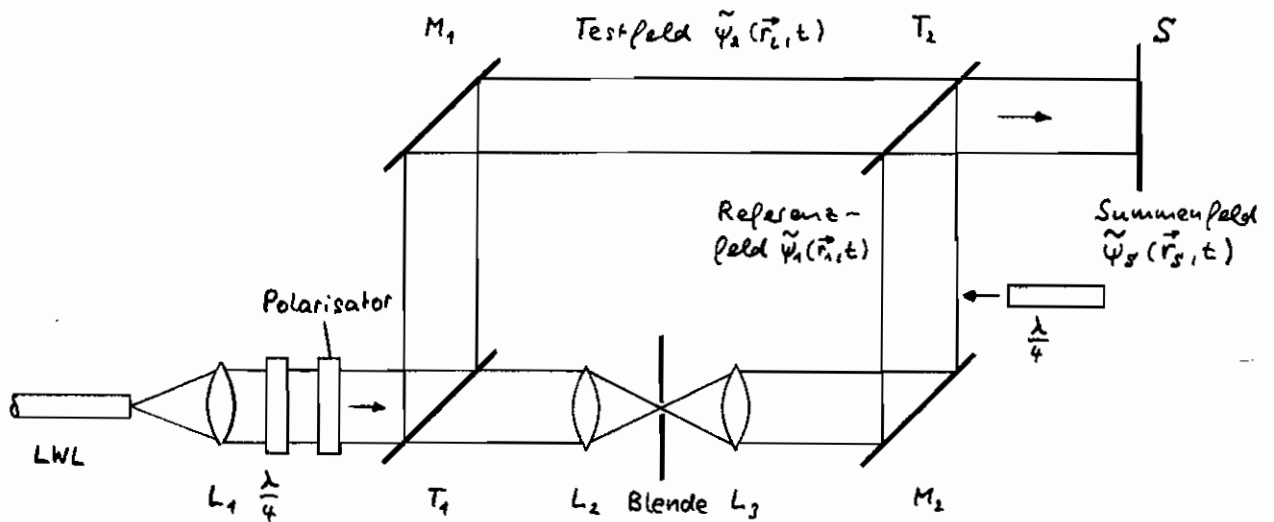


Bild 6.4 . Messung des Betrags und der Phase optischer Felder (nach [Shigesawa, L2406]). Aus dem Testfeld wird durch Ausblenden eine Kugelwelle erzeugt und mit der Linse  $L_3$  in die ebene Referenzwelle umgewandelt.

Faser nimmt das Feld an Ort  $\vec{r}_1$ , eine bewegliche einwellige verjüngte Testfaser an Ort  $\vec{r}_2$  auf. Beide LWL seien gleich lang und vom selben Typ. Am Ende sind sie in der Zeilenachse parallel ausgerichtet und um  $d$  voneinander getrennt. Die Beobachtungsebene ist um  $D$  von den Fasern entfernt. An der Stelle  $x_0, y_0 = 0$  überlagern sich die abgestrahlten nahezu ebenen Wellen mit der Laufzeitverzögerung

$$\vec{r}_1 = \vec{r}_2 : \quad \tau \approx \frac{x}{c} \cdot \frac{d}{D}, \quad d \ll x \ll D. \quad (6-5)$$

Folglich wird das Summenfeld  $\tilde{\Psi}_S(\vec{r}_S, t)$  durch Gl. (FS-12) (mit positiven Vorzeichen) beschrieben, so daß entlang  $x_0$  die Leistung  $P_S$  des Summenfeldes entsprechend Gl. (FS-16a) (mit positiven Vorzeichen) periodisch moduliert ist. Sind Test- und Referenzfaser nicht am selben Ort,  $\vec{r}_1 \neq \vec{r}_2$ , wird sich eine zeitliche Phasenverschiebung ergeben, die das Interferenzmuster Bild 6.3 im Ort um  $\Delta x = \Delta c D/d$  verschiebt, dies läßt sich messen, und daraus kann man die Phasenphase  $\varphi$  der Felder bei  $\vec{r}_1$  und  $\vec{r}_2$  bestimmen. Zwei Detektoren, die schwarzen Streifen in Bild 6.3, sind um eine halbe Periode  $\omega_0 \Delta t = \pi$ ,  $\Delta x = \pi \frac{c}{\omega_0} D/d$  versetzt angeordnet und werden so positioniert, daß sie in streifenförmigen Bereich des Interferenzmusters messend, gerade jeweils gleiche Werte der Leistung anzeigen. Ist  $\varphi$  auf diese Weise ermittelt, können mit einem Verrast der Detektoren um eine viertel Periode die Extremalwerte  $P_{Smax}$ ,  $P_{Smin}$  und damit der Kontrast  $V(\Delta t)$  nach Gl. (FS-26) sowie das Bandspektrum der Quelle gemessen werden. Für die Punkte  $\vec{r}_1, \vec{r}_2$  auf einer Phasenfläche  $\Delta t = 0$  kann  $V(0)$  gewonnen werden. Da man sich auch leicht die Leistungen  $P_1, P_2$  an den Fasern messen veranlassen kann, läßt sich die räumliche Kohärenz  $k_{12}(0)$  bestimmen.  $P_2$  liefert gleichmäßig die Amplitude des Testfeldes, das somit nach Betrag und Phase bekannt ist. Allgemein kann man mit 4 Leistungsmessungen das Testfeld danach erfassen, Gl. (FS-43). Statt den Detektor um eine viertel Periode des Interferenzmusters zu verschieben, kann auch das Interferenzmuster über den Detektor hin bewegt werden, indem man z.B. im Referenzkanal die optische Phase mit einer  $\lambda/4$ -Platte um  $\pi/2$  verschiebt.

Bild 6.4 zeigt eine solche äquivalente Anordnung nach [Shigezawa, L2406]. Das von dem LWL abgestrahlte Testfeld  $\Psi$  wird von  $L_1$  kollimiert und durchsetzt wahrweise  $\lambda/4$ -Platte und Polarizador zur Selektion eines bestimmten Polarizationszustandes, vgl. Abschnitt 5. Der Strahlleiter  $T_1$  spaltet ein Referenzfeld ab, das mit der Raumfilteranordnung  $L_2$ , Blende,  $L_3$  in eine ebene Referenzwelle konvertiert wird, da nur ein transversaler Modus, Gl. (FS-29), die Blende passieren kann. Umlenkspiegel  $M_1, M_2$  und Strahlleiter  $T_2$  sorgen für eine Überlagerung der Felder in der Beobachtungsebene  $S$ . Zur Verknüpfung mit Gl. (FS-37) gilt für eine monochromatische Quelle

$$|A_1| e^{-j\vec{k}\vec{r}_1} e^{j\omega_0 t} = a_1(\vec{r}_1, \vec{r}_2) \tilde{\Psi}_1(\vec{r}_1, t), \quad |A_2| e^{j\omega_0 t} = a_2(\vec{r}_1, \vec{r}_2) \tilde{\Psi}_2(\vec{r}_2, t) \quad (6-6)$$

für die Felder  $\tilde{\Psi}_1, \tilde{\Psi}_2$ , die über bekannte komplexe Propagatoren  $a_1, a_2$  in die Ebene  $S$  transportiert werden.  $\vec{k}$  ist der Ausbreitungsvektor der ebenen Referenzwelle, der auf den Transversalkoordinaten  $\vec{r}_2$  der Ebene  $S$  senkrecht stehen soll.  $|A_1|^2$  mißt man bei abgedecktem Testfeld,  $|A_2(\vec{r}_2)|^2$  bei abgedecktem Referenzfeld. Die Phase  $\varphi = \arg[A_2(\vec{r}_2)]$  gewinnt man, wenn die Leistung  $P_S, P_{S\pi/2}$  des Summenfeldes  $\tilde{\Psi}_S$  ohne bzw. mit Phasenverschiebung um  $\pi/2$  gemessen und mit  $|A_1|^2, |A_2|^2$  zusammen in Gl. (FS-43) eingesetzt wird. Das Testfeld  $\tilde{\Psi}_2$  kann auf das von LWL abgestrahlte Feld  $\Psi$  rückproduziert werden, so daß man  $\Psi$  numerisch nach beliebiger orthogonaler Modensystemen entwickeln kann, Gl. (F6-1,3).

Genügt es, die Leistungskopplungskoeffizienten  $|C_{opt}|^2 \equiv |C_i|^2$  zu kennen, wobei der Index  $i$  die Koeffizienten alternierend zu  $v_n$  durchgezogen numeriert, so ist kein Interferenzexperiment nötig. Der zu untersuchende LWL wird mit einer inkohärenten Quelle er-

regt und die abstrahlte Leistung  $P(\kappa, y) = \langle |\Psi(\kappa, y)|^2 \rangle$ , vgl. Gl. (F2-10), registriert. Mit Gl. (F6-1) gilt für den Erwartungswert der Leistung

$$P(\kappa, y) = \langle |\Psi(\kappa, y)|^2 \rangle = \sum_{\nu, \mu} \langle |c_{\nu\mu}|^2 \rangle |\Phi_{\nu\mu}(\kappa, y)|^2 + \sum_{\substack{\nu, \mu, \nu', \mu' \\ \nu, \mu \neq \nu', \mu'}} \langle c_{\nu\mu} c_{\nu'\mu'}^* \rangle \Phi_{\nu\mu}(\kappa, y) \Phi_{\nu'\mu'}^*(\kappa, y). \quad (6-7)$$

Da Licht aus einem Raumpunkt der Quelle in beschränkt viele Moden  $\Phi_{\nu\mu}$  gekoppelt wird, ist das am Ende des LWL abstrahlte Feld räumlich kohärenter als das der Lichtquelle. Bei wellenlängenfarner kann eine minimale Laufzeitdispersion der Größenordnung  $M_\lambda = 100 \text{ fs } \mu\text{m}^{-1} \text{ nm}^{-1}$  absorbiert werden. Nimmt man mit Gl. (2-1) als Lichtquelle eine LED der Spektralbreite  $\Delta\lambda_0 = 30 \text{ nm}$  und der Kohärenzzeit  $\tau_k = 80 \text{ fs}$ , so ist für Beobachtungszeiten  $\tau > \tau_k$  keine räumliche Kohärenz mehr feststellbar, wenn der Wellenleiter eine Länge  $L > \tau_k / (\Delta\lambda_0 M_\lambda) \approx 27 \text{ mm}$  hat. Für die Leistungskopplungskoeffizienten folgt in diesem Fall

$$\langle |c_{\nu\mu}|^2 \rangle = \iint_{-\infty}^{+\infty} |\Psi(\kappa, y)|^2 |\Phi_{\nu\mu}(\kappa, y)|^2 d\kappa dy. \quad (6-8)$$

Dabei wurde  $\Psi(\kappa, y) = A(\kappa, y) e^{j\psi(\kappa, y, t)}$  unterstellt, d.h. daß das emittierte Lichtfeld konstanten Betrag  $A(\kappa, y)$ , aber eine örtlich und zeitlich fluktuierende Phase hat, deren Erwartungswert  $\langle e^{j\psi(\kappa, y, t)} e^{-j\psi(\kappa', y', t)} \rangle = \delta(\kappa - \kappa', y - y')$  eine  $\delta$ -Funktion entspricht.

Der Erwartungswert  $\langle |c_{\nu\mu}|^2 \rangle$  und das Betragsquadrat  $|c_{\nu\mu}|^2$  wird in Zukunft nicht unterschieden werden.

Propagieren  $M_0$  Eigenwellen in der Faser und sind entsprechend viele  $\Phi_i$  eines orthogonalen Funktionensystems bekannt, so genügen  $M_0/2$  Messungen der Leistung  $P(\kappa, y)$  an verschiedenen Ortspunkten in einer Polarisationsrichtung, um die Leistungskopplungskoeffizienten  $|c_i|^2$  nach Gl. (6-7) für  $M_0/2$  Fasermode  $\Phi_i$  zu bestimmen. Die Anzahl der erforderlichen Messwerte läßt sich verringern, wenn man die der Eigenwellen angepassten Funktionen  $\Phi_i$  zu Hauptmodengruppen  $|\Phi_{\nu}(\kappa, y)|^2 = \sum_i |a_i|^2 |\Phi_i(\kappa, y)|^2$  zusammenfaßt und die  $|c_i|^2$  als MLV bezüglich der Hauptmodengruppe interpretiert. Eine solche weitläufige Unternehmung wurde von [Kitayama, 1979], [Ohashi, 1990] durchgeführt. Die Empfindlichkeit der Leistungsmessung konnte verbessert werden durch Integration der Fernfeldleistung in einem zentral zu Faserausgang liegenden Ringsektor. Unter den Funktionen  $|\Phi_i(\kappa, y)|^2$  sind Integrale über den jeweiligen Ringsektor  $R_i$  zu verstehen,  $|\Phi_i(R_i)|^2 \sim \int_{R_i} |\Phi_i(\kappa, y)|^2 dR_i$ . Entwicklungsfunktionen waren die in Nah- und Fernfeld gleich strukturierten Gauß-Laguerre-Moden der idealen Parabelfaser, Gl. (F3-7, 14). [Spano, 1974] regt esenfalls inkohärenter und mißt mit einem speziellen Interferometer (reversing front interferometer) die Kohärenzfunktion  $|k_{12}(\vec{r}_1, \vec{r}_2, 0)| \sim V(0)$ , Gl. (F5-4, 26), die dem Kontrast  $V(0)$  proportional ist. Die Punkte  $\vec{r}_1, \vec{r}_2$  liegen symmetrisch zu einer Meridianlinie in der Faserausgangsebene. Wegen Gl. (F5-3, F6-1) gilt  $|k_{12}(\vec{r}_1, \vec{r}_2, 0)| \sim \sum_i |c_i|^2 \Phi_i(\vec{r}_1) \Phi_i^*(\vec{r}_2)$  für inkohärente Anregung analog zu Gl. (6-7), so daß man aus Messungen des Kontrasts des Interferenzsummers der Felder von  $\vec{r}_1 = (r, \varphi)$  und  $\vec{r}_2 = (r, \varphi + \pi)$  die Koeffizienten  $|c_i|^2$  bestimmen kann. Die direkte Messung der Leistungen  $P(\kappa, y)$  ist allerdings wesentlich einfacher und dürfte daher genauere  $|c_i|^2$  liefern.

Die numerische Feld- oder Leistungsanalyse nach Gl. (F6-3) oder Gl. (6-8) erfordert neben der experimentellen Apparatur zusätzliche Aufwand. Der Gedanke liegt nahe, die erforderlichen Rechnungen mit analogen optischen Mitteln durchzuführen [Lugt, 1956, 5442], [Kapany, 1970]. Insbesondere dient eine Linse der zweidimensionalen Fourier-Transformation, Abschnitt F2. Optische Referenzfelder können in Hologrammen nach Betrag und Phase gespeichert werden, Abschnitt F5. Eine Faltungsoption wie in Gl. (F6-3, 6-8)

kann man durch doppelte Fourier-Transformation mit Filterung im Faries-Bereich ausführen. Das Ergebnis erhält man aus einer Messung des resultierenden Feldes.

Bild 6.5 zeigt einen geeigneten Aufbau [Bartelt, Freude et al., L3318].  $x, y$  bzw.  $x_k, y_k$  sind die kartesischen bzw. polaren Koordinaten in den Ebenen  $O$  und  $K$ ,  $\xi, \eta$  bzw.  $\rho, \varphi$  die in der Fourier-Ebene  $F$ ;  $\rho, \varphi$  sind auf den Kernradius  $a$  des LWH normiert. Das Objektfeld  $\Psi(x, y)$ , das die Textläser in der vorderen Brennebene  $O$  der Linse  $L_2$  mit der Brennweite  $f_2$  abstrahlt, wird von  $L_2$  Fourier-transformiert, [l. (F2-13) mit  $w^2 = w_1^2$ , und geht in das Feld  $\Psi(\xi, \eta)$  der hinteren Brennebene von  $L_2$  über. Ein auf/abaxiales, symmetrisches Fourier-Hologramm speichert das Referenzfeld  $\Phi_{\text{ref}}^*(\xi, \eta)$  in Betrag und Phase seiner Transparent, vgl. [l. (F5-41, 42) und den ungesamten Text;  $\Phi_{\text{ref}}^*(\xi, \eta)$  kann man viel als eingeprozierte Fourier-Transformierte eines Referenzfeldes  $\Phi_{\text{ref}}^*(x, y)$  in der Ebene  $O$  vorstellen. Objekt und Referenzfeld werden als Fourier-Transformierte in der Ebene  $F$  multipliziert und von einer zweiten Linse  $L_3$  der Brennweite  $f_3 = f_2$  erneut Fourier-transformiert, so daß man in der Korrelationsebene  $K$  nach [l. (F5-42) das Ergebnisfeld

$$K_{\text{obj}}(x_k - x_0, y_k) = \iint_{-\infty}^{+\infty} \Psi(x, y) \Phi_{\text{ref}}^*(x + x_k - x_0, y + y_k) dx dy \quad (6-9)$$

erhält. (In [l. (F5-42) transformiert die Linse Objektfunktionen, in [l. (6-9) jedoch die Fourier-Transformierten von Objektfunktionen, vgl. [l. (F2-16) für die Transformation durch ein telezentrisches System wie in Bild 6.5.) Ein Vergleich mit [l. (F6-3) zeigt, daß die gesuchten Koeffizienten  $c_{\text{obj}} = K_{\text{obj}}(0, 0) \equiv K_{\text{obj}}$  als Betrag und Phase der Feldstärke im Punkt  $x_k = x_0, y_k = 0$  gemessen werden können;  $|c_{\text{obj}}|^2 = |K_{\text{obj}}(0, 0)|^2 = |K_{\text{obj}}|^2$  ist der Leistung in diesem Punkt proportional. Die Phase des Feldes gewinnt man aus Leistungsmessungen bei überlagertem Referenzfeld, das bevorzugt eine ebene Welle sein wird, vgl. Bild 6.4, [l. (6-6) und den nachfolgenden Text. Sind die Funktionen  $\Psi, \Phi_{\text{ref}}$  reell, das ist in der Praxis der Fall, dann können nicht die Kopplungskoeffizienten, weil sie reell sind, nur im Vorzeichen unterschieden. Die relativen Vorzeichen lassen sich aus einem verhalten Interferenzexperiment in den Korrelationspunkten  $x_k = x_0, y_k = 0$  daraus bestimmen, ob  $c_{\text{obj}}$  in Relation  $\pm c_{\text{obj}}$  größer oder kleiner geworden ist. Wird  $c_{\text{obj}}$  größer, aber  $c_{\text{obj}}$  kleiner, dann sind die Vorzeichen verschieden. Werden  $c_{\text{obj}}$  und  $c_{\text{obj}}$  zusammen größer oder kleiner, sind die Vorzeichen identisch.

Werden in der Ebene  $K$  ausschließlich Leistungen registriert, so ist die Entfernung  $l$  in Bild 6.5 beliebig, was die Justage erleichtert. In [l. (F2-13) ist dann  $w^2 \neq w_1^2$ . Der quadratische nichtverschwindende Phasenfaktor müßte zum Feld der [l. (6-9) hinmultipliziert werden, hat jedoch bei reiner Leistungsmessung keinen Einfluß, vgl. Text nach [l. (2-17). Wird insbesondere  $l \rightarrow 0$  gewählt, so braucht die Linse  $L_3$  keine besonders große numerische Apertur zu haben.

Prinzipiell könnten beliebige Referenzfunktionen  $\Phi_{\text{ref}}$  gewählt werden. Gradientenprofil-Fasen angepaßt ist die Wahl der Gauß-Laguerre-Funktionen  $\Phi_{\text{ref}}(\rho, \varphi)$ , [l. (F3-2, 7) für das ideale Parabelprofil, die eine Fourier-Transformierte  $\Phi_{\text{ref}}(\rho, \varphi) \sim \Phi_{\text{ref}}(\rho, \varphi)$  haben, [l. (F3-14). Die Parameter  $a$  und  $w_0$  bzw.  $V$  wählt man so, daß sie den Werten des realen Textlogos entsprechen. Die Fragestellung lautet dann, welche Modanverteilung die Textläser in einer gleichwertigen idealen Parabelbrille anzeigen würde.

Als Beispiel werde die Überlagerung der vier niedrigsten Moden  $\Phi_{\text{ref}}(x - x_{\text{obj}}, y - y_{\text{obj}})$  einer idealen Parabelbrille betrachtet mit  $v \leq 1, p \leq 2$  und  $|x_{\text{obj}} - x_{\text{obj}}|, |y_{\text{obj}} - y_{\text{obj}}| \geq 2a$ . Diese Eigenmoden sind räumlich getrennt überlagert und in Form eines auf/abaxialen Fourier-Hologramms in der Ebene  $F$  gespeichert, Bild 6.5. Beleuchtet man dieses Filter mit einer ebenen Welle, so rekonstruiert  $L_3$  in der Ebene  $K$  das Originalfeld. Bild 6.6 a zeigt eine solche Rekonstruktion. Die vier Eigenwellen sind um die Koordinaten  $x_{\text{obj}}, y_{\text{obj}}$  aus der Mitte  $x = x_0, y = 0$  gerichtet. Der helle Lichtfleck in der Bildmitte

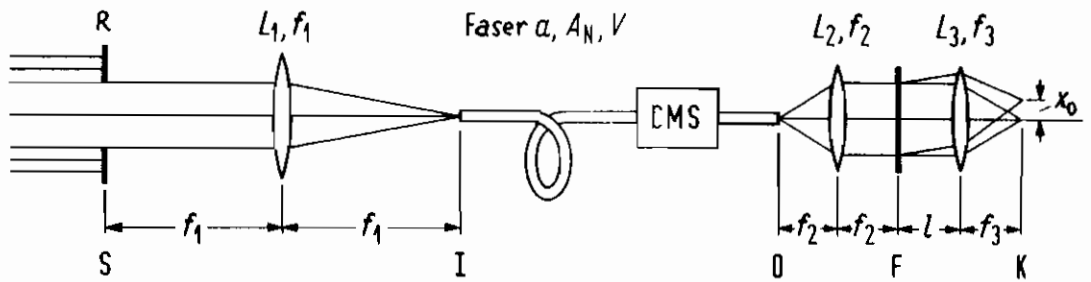


Bild 6.5. Messung des Betrags und der Phase optischer Felder, Modalanalyse in LWL (nach [Bartelt, Freude et al., L3318]).  
 CMS: Mantelmodenfilter;  $f_1 = 0,1 \text{ m}$ ;  $f_2 = f_3 = 30 \text{ mm}$

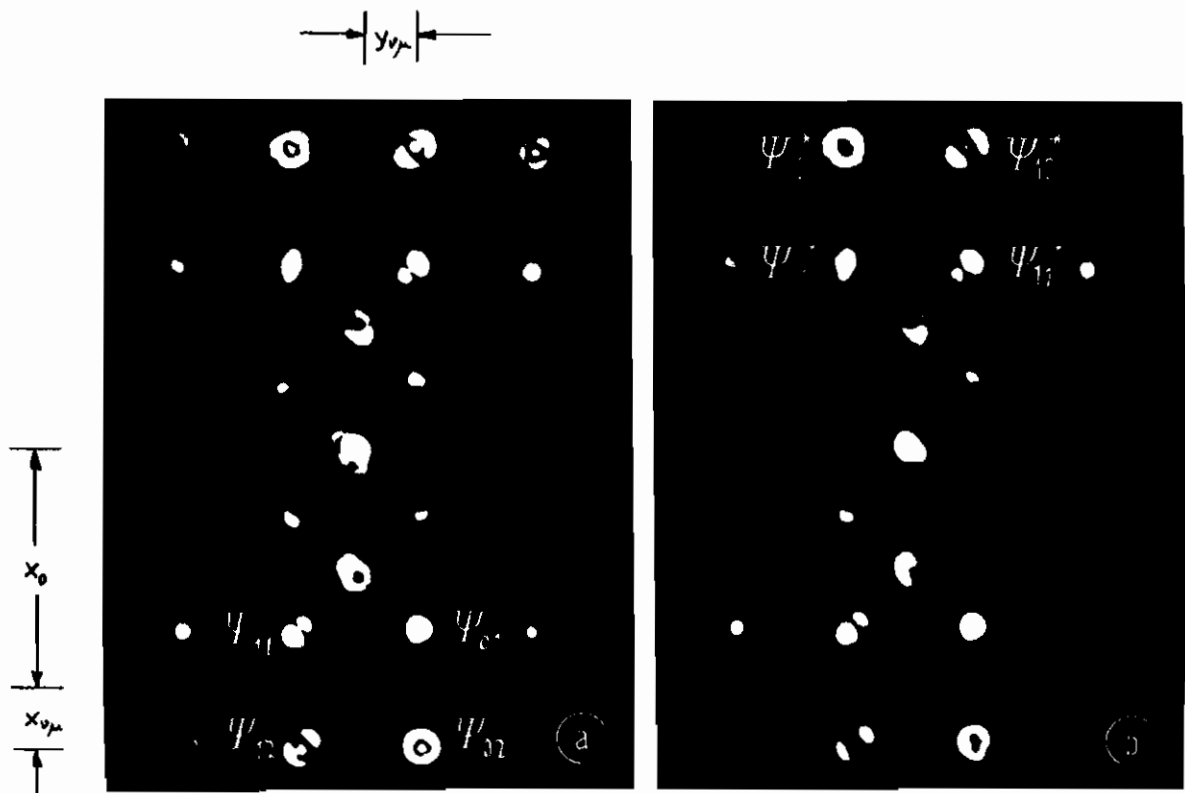


Bild 6.6 Lichtleitung in der Korrelationssebene K des Bildes 6.5, wenn die Ebenen I und O zusammenfallen (nach [Bartelt, Freude et al., L3318]).  
 a  $\xi = 1,4$   
 b  $\xi = \xi_0 = 1,121$

entspricht der Bayenij 0-ter Ordnung, das Moden quartett darübers und darunter hat die Bayenijordnung -1 und +1. Diese Felder korrespondieren den zweiten und dritten Term in Gl. (F5-41) und sind deshalb konjugiert komplex zueinander. Das Hologramm wurde numerisch im Rechner generiert [Brown, E317, E319], [Lohmann, E318] und ist binär, d.h. es besteht aus transparenten und absorbierenden Streifen unterschiedlicher Länge, Breite und Position, in denen die Amplituden- und Phaseninformation des Referenzfeldes codiert ist. Wegen des binären Aufbaus

ist das Hologramm periodisch in jeder Bayenijordnung.

Wohldefinierte Einkoppelbedingungen stellt eine Anordnung aus Blende mit Radius R in der Ebene S und Linse L<sub>1</sub> mit der Brennweite f<sub>1</sub> her. Die Blende wird mit einer monochromatischen ebenen Welle beleuchtet; näherungsweise kann das z.B. ein aufgeweiteter Laserstrahl sein, vgl. Abschnitt 2.2. Die Entwicklungskoeffizienten des Bayenijfeldes der Blende in der Fernzonenzone I werden für ein ebenerweiter-tes Feld in Gl. (F6-11) angegeben im Parisystem der Gauß-Laguerre-Moden. Bild 6.7 zeigt einige der Leistungs-Kopplungskoeffizienten |C<sub>01</sub>|<sup>2</sup> als Funktion des normierten Blendenradius  $\xi = \frac{\pi R w_0}{\lambda f_1}$ , wobei w<sub>0</sub> der Strahlradius der Referenzfunktion  $\Phi_{01}(\rho, \varphi)$  ist, Gl. (F3-7). Um das Hologramm zu konstruieren, wurden diese Koeffizienten gemessen. Dann läßt man die Ebenen I und O in Bild 6.5 verschieben und wählt f<sub>1</sub> = f<sub>2</sub>, so daß in Gl. (F6-11)  $\xi = \frac{\pi R w_0}{\lambda f_2}$  wird; f<sub>2</sub> ist ein Parameter des Hologramms. Jetzt sind nach Gl. (F2-16) die Linsen aber überflüssig und können entfernt werden. Die relative Leistung in der Korrelationsebene K wurde mit einer Fernkamera gemessen und auf die Gesamtleistung hinter der Blende normiert. Der so gemessene Maximalwert |K<sub>01</sub>|<sup>2</sup> wurde dem theoretischen Wert |C<sub>01</sub>(ξ<sub>0</sub>)|<sup>2</sup>, ξ<sub>0</sub> = 1,121 angepaßt, ohne das Verhältniß |K<sub>01</sub>|<sup>2</sup>/|C<sub>01</sub>|<sup>2</sup> zu ändern. Die Messwerte in Bild 6.7a liegen dicht bei der theoretischen Kurve, wobei der Fehler für |C<sub>01</sub>|<sup>2</sup> wegen der geringen Signalpegel höher ist. Die Pfeile bei zwei ξ-Werten be-zeichnen sich auf die entsprechenden ξ in Bild 6.6, wobei zu beachten ist, daß der helle Fleck im Zentrum des Φ<sub>01</sub>-Modus in Bild 6.6b vollständig verschwunden ist. Aus dem Fernfeld der Gauß-Laguerre-Moden Gl. (F3-14) sieht man, daß alle C<sub>0j</sub> für paraxiales v reell sind. Für diese Funktionen sind die Ordnungen -1 und +1 des Hologramms identisch, wenn man von paraxialen Moden in Bild 6.6 abstrahiert.

Bild 6.7b zeigt gemessene Leistungs-Kopplungskoeffizienten an einem 48cm Bayenij LWL, dessen Brechzahlprofil [Freunde, L1743] und die daraus berechneten Eigenwellen [Freunde, E22] bekannt waren. Die Einkopplung nach Bild 6.5 versuchte, den Grundmodus des LWL möglichst stark anzuregen, was theoretisch mit Wirkungsgrad nahe |C<sub>01</sub>(ξ<sub>0</sub>)|<sup>2</sup> ≈ 82% möglich ist. Der aus der Anregung berechenbare Leistungs-Kopplungskoeffizient |K<sub>01</sub>|<sup>2</sup>, der bei Ankopplung des realen LWL an eine ideale Parabolfibre beobachtet werden würde, liegt weit unter dem Maximalwert |C<sub>01</sub>(ξ<sub>0</sub>)|<sup>2</sup>, weil das reale Feld des Ferngrundmodus bei der Wellenlänge λ = 0,6328µm der verwendeten Lichtquelle einen Einbruch von 20% des Maximalwertes aufweist. Gemessene und gerechnete Werte unterscheiden sich in Bild 6.7b stärker als in Bild 6.7a, woraus man schließen kann, daß die Anregungsbedingungen nicht die des absoluten Maximums waren. Wie nach Gl. (2-6) erwähnt, kann mit einer lateralen Verschiebung der Blende der Einstrahlwinkel des Lichts in der Ebene I variiert werden, ohne die Fleckposition zu verändern.

Systemtechnisch gesehen verändert das Filter-Hologramm die optische Übertragungsfunktion G<sup>(1)</sup>, Gl. (F2-21), des Linsensystems L<sub>2</sub>, L<sub>3</sub> in Bild 6.5. Weil kohärente Felder mit Filtern unterteilt werden, die dem Eigenwellensystem des LWL (näherungsweise) entsprechen, spricht man von kohärenter angepaßter Filterung. Bei räumlich inkohärenten Feldern, wie sie von inkohärent, nahezu monochromatisch erregten LWL abgestrahlt werden, folgt mit den Annahmen nach Gl. (6-8) aus Gl. (6-9)

$$|K_{0j}(x_k - x_0, y_k)|^2 = \iint_{-\infty}^{+\infty} |\Psi(x, y)|^2 |\Phi_{0j}(x + x_k - x_0, y + y_k)|^2 dx dy, \quad (6-10)$$

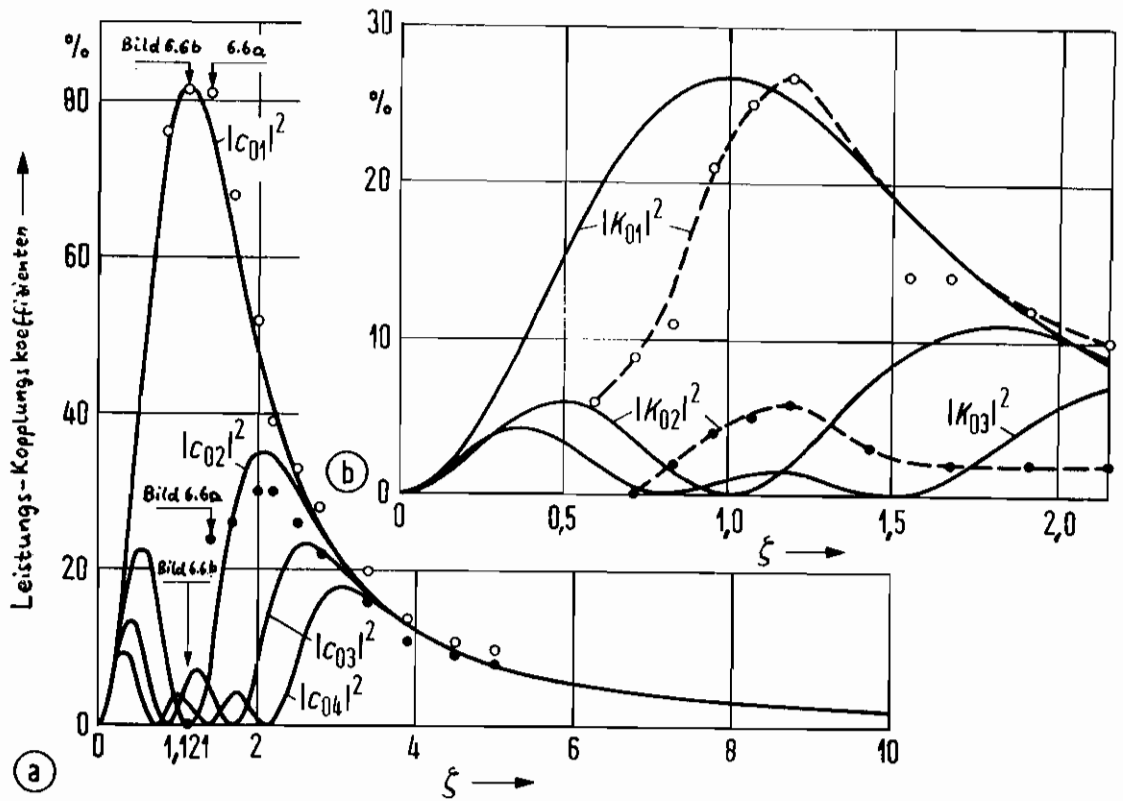


Bild 6.7. Leistungs-Kopplungskoeffizienten von Gauß-Loguerre-Moden Gl. (F3-7) bei  $\lambda = 0,6328 \mu\text{m}$ ;  $a = 23 \mu\text{m}$ ;  $A_N = 0,2$ ;  $V = 46$  (nach [Bartelt, Freude et al., L3318]).

- a Anregung durch zentriertes Beugungsbild einer Irisblende
- b Anregung durch reales LWL-Feld, das reinheits durch das Beugungsbild einer Irisblende verursacht wird.

— berechnet;  $\circ \bullet$  — gemessen

vgl. Gl. (F2-23). Die Leistung in der Korrelationsebene ergibt sich aus einer Faltung der vom LWL abgestrahlten Leistung  $|V|^2$  mit der inkohärenten Impulsantwort  $|D_{\text{opt}}|^2$  des Filterhologramms, in dem nach Gl. (F2-24b) die Faltung der kohärenten Übertragungsfunktion an  $D_{\text{opt}}$  gespeichert ist, Bild 6.5. Ein Vergleich von Gl. (6-8) mit Gl. (6-10) ergibt, daß die Leistungs-Kopplungskoeffizienten  $|C_{\text{opt}}|^2 = |K_{\text{opt}}(0,0)|^2 \equiv |K_{\text{opt}}|^2$  aus der Leistung  $|K_{\text{opt}}|^2$  an Ort  $x_k = x_0, y_k = 0$  in der Korrelationsebene gemessen werden können. Man spricht von inkohärenter angepaßter Filterung. Die nach Gl. (6-8) beschriebenen Methoden von [Kitayama, 1959], [Ohashi, 1990] führten diese Art Filterung numerisch aus.

### 6.3 Präparierte Lichtwellenleiter

Eigenwellen unterscheiden sich nicht nur in den transversalen Ortsfunktionen  $x_k$  der Feldstärke, sondern auch in der Ausbreitungskonstante  $\beta$ . Zwar ist die Entartung der Hauptmodengruppe  $m = v + 2j - 1$  idealer Parabolwellen für reale LWL aufgegeben, dennoch sind bei Gradientenprofil-LWL in einer solchen Hauptmodengruppe  $\beta = \beta_m$  die Ausbreitungskonstanten noch sehr ähnlich [Froude, 1982]. Proton  $\beta$  ist eine effektive Brechzahl nach  $\beta = k_0 n_{\text{eff}}$  zuzurechnen. Trifft ein Forenmodus auf eine schräge Grenzfläche, wird das Feld entsprechend gebrochen. [Iga, 1986] stellte einen nach diesem Prinzip gebauten Strahlenschliff-Analysator vor, Bild 6.8, dessen schräge Endfläche mit einer Kontaktflächigkeit an ein Hochbrechendes Prisma gekoppelt wird. Die Moden treffen räumlich getrennt auf einen Schirm, auf dem längs der Gerade AA' das Modenspektrum  $P_{\beta}(\delta)$  betrachtet wird, vgl. Text vor Gl. (F4-19). Anschliffwinkel des Faser und Prismas eigenständig bestimmen die Auflösung, die nach Bild 6.8 c für die Moden niedrigster Ordnung ausreicht. Entsprechend aber mit  $\delta$  bzw. in wachsenden Modenordnungen  $m(\delta)$ , Gl. (F4-5), wird für größere Hauptmodenindizes  $m$  nur noch ein Modenkontinuum registriert, das dann in den Bereich der Mantelwellen übergeht. Die  $m, \delta$ -Achse muß mit einem gut auspeilbaren Spektrum  $P_{\beta}(\delta)$  eines bekannten Faser kalibriert werden. Dimensionierungshinweise und Anwendungsbeispiele findet man bei [Iga, 1986].

Die normierten Grenzfrequenzen  $V_{\text{gr},v}$  sind für die Eigenwellen ebenfalls verschieden. Wird der Kernradius  $a$  eines LWL dabei kleiner als ein modenabhängiger Grenzwert, dann wächst die untere Grenzfrequenz des  $v$ -Modus so weit an, daß er vom LWL nicht mehr geführt, sondern abgestrahlt wird. Ist dieser Grenz-Kernradius bekannt und wurde die numerische Apertur des LWL gemessen, kann  $V_{\text{gr},v}$  berechnet werden. Bild 6.9 a zeigt eine bikonische Verjüngung, eingebettet in ein Indexöl mit höherer Brechzahl als das Mantelglas. Die Verjüngung ist soart, daß die Eigenwellen sich dem immer kleineren Kernradius adiabatisch anpassen können, d.h. daß die Differenz der Kernradien verhältnismäßig klein ist als die Länge der Verjüngung. An der Spitze  $t$  Strahlungsmoden gilt nach Gl. (F3-5)  $\delta = \Delta(1 + v^2/V^2)$ . Folglich beträgt die Brechzahl dieses Modus  $n_{\beta}^2 = n_1^2 - (n_1^2 - n_2^2)(1 + v^2/V^2) \approx n_2^2$ , so daß diese nahezu parallel zur Faserachse abgestrahlt und an der Mantel-indexöl-Grenze in einem Winkel gebrochen wird. Wegen des  $n_{\beta}$ -Bereichs für  $v \neq 0$  können die Kerne des Bildes 6.9 b nicht überlappen, was eine Analyse verhindern würde. Eine Entfernung von 2 bis 5 cm ist ausreichend. Bild 6.9 c ordnet die normierten Grenzfrequenzen zu. Geprüftes [Ozeki, 1907] wurden die ungestrichelten Modenfarben vertauscht, vgl. Text nach Gl. (F3-21).

Soll quantitativ die MLV  $|C_{\text{opt}}|^2$  gemessen werden, so muß man die in die einzelnen Strahlen abgestrahlte Leistung vor eventueller Überkreuzung der Strahlen erfassen. Das könnte



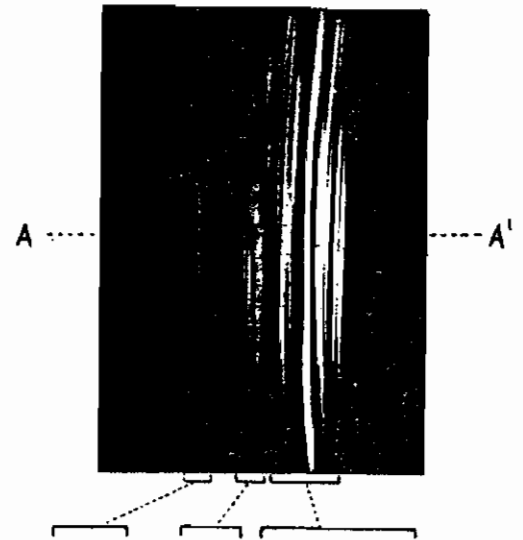
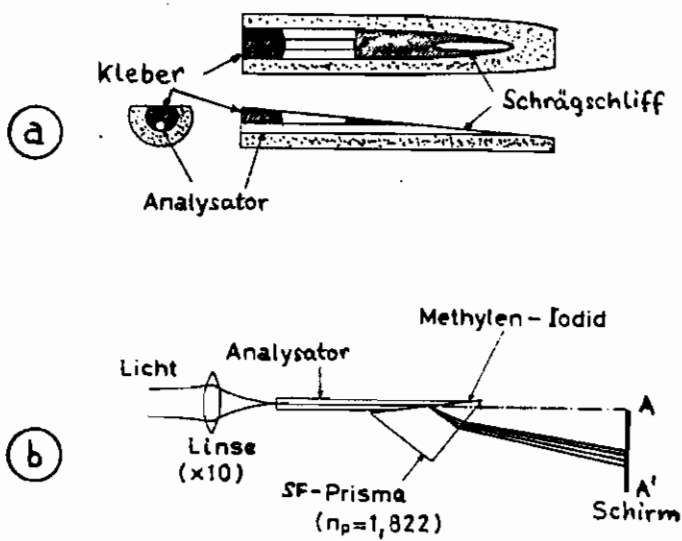


Bild 6.8.

Schrägpolier - Analysator (nach [Iga, 1986])

- a Aufriß und Schnitt der schrägpolierten Faser
- b Analysator mit Schwefelkohlenstoff-Prisma und Kontaktflüssigkeit Methylen-Iodid
- c Schirmbild und Mikroanalytometeraufnahme, in ihr die Hauptmodanzahl. Analysator ist eine Gradientenfaser.

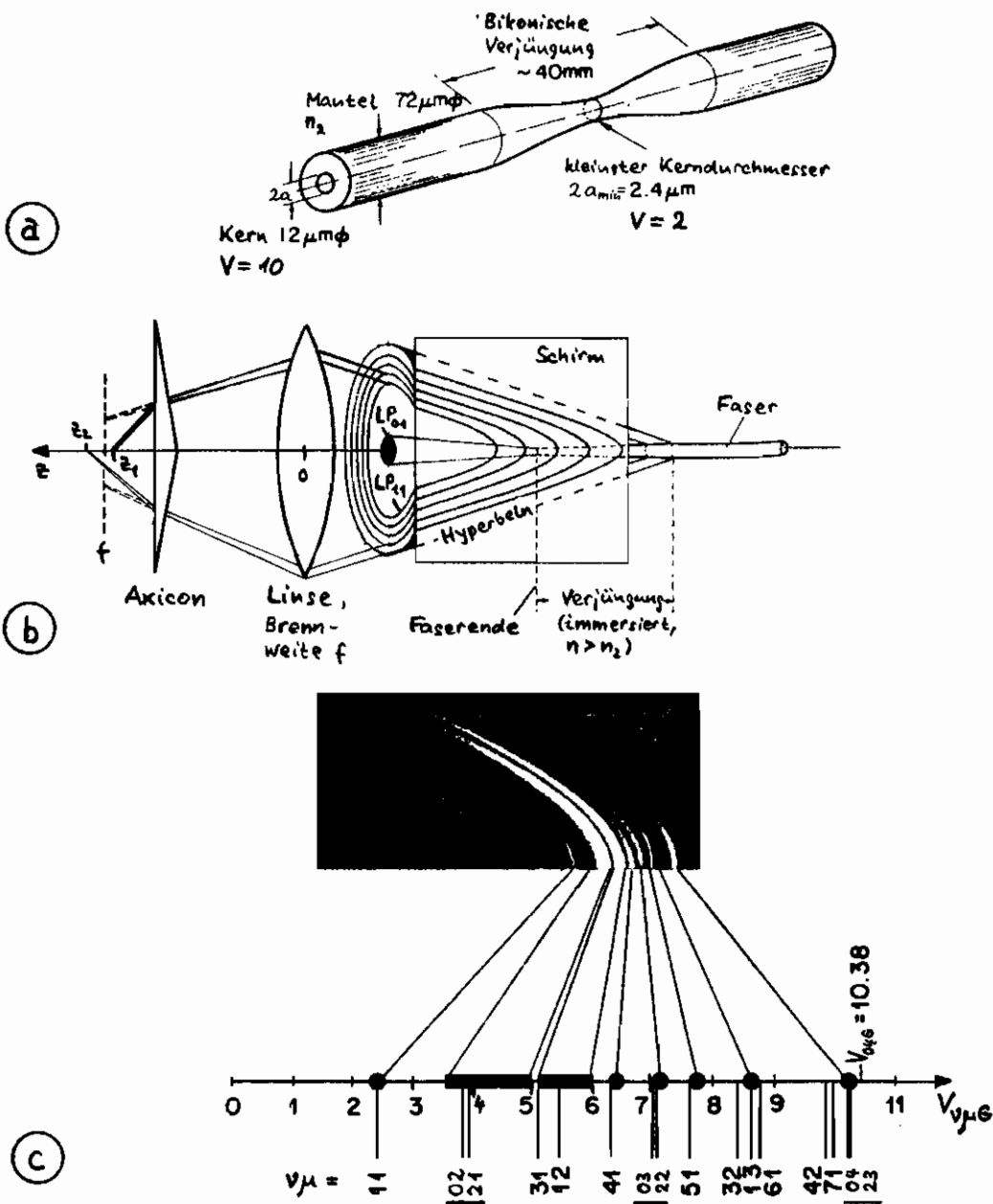


Bild 6.9. Bikonischer Analyator (nach [Ozeki, 1907])

- a Vielwellige Faser mit bikonischer Verjüngung
- b Analyator mit an der Taille lokalierter bikonischer Verjüngung, immerniert in ein Medium  $n > n_2$ .
- c Schirmbild der abstrahlenden Moden samt normierten Grenzfrequenzen  $V_{\mu s} = j_{\nu-1, \mu} \sqrt{1+2/\alpha}$

man eine Linse mit nachfolgendem Axicon verwenden. Ein Axicon [McLeod, LP37, LP34], [Rayces, LP32], [Fujiwara, LP33], [Katzmann, LP31], [Lit, LP36, LP35, LP35], [Riouk, LP29], [Fiuk, LP30], [Fantone, LP103] besteht aus einem rotations-symmetrischen Kegel, nicht als ähnlich einem Prisma. Parallel einfallende Strahlen werden nicht auf der z-Achse sondern weiter beim Axicon schneiden, je weiter der Parallelstrahl der Achse ist. Ein Ringstrahl wird also transformiert in eine Folge von Intensitätsmaxima auf der z-Achse. Entsprechend positionierte Detektoren (z.B. LWL mit Photoplänen am Ende) könnten die MLV unmittelbar messen.

Mit einem zur Fokussierung verdrahteten Prismakoppler konnte [Saczepanek, LP77] einzelne  $L_{pm}$ -Moden eines Gradientenprofil-LWL mit Wirkungsgraden von 0,1...1% anregen. Die Justierung ist allerdings aufwendig.

#### 6.4 Vergleichende Wertung

Strahlenoptische Verfahren sind unkompliziert, aber in der Antriebskraft prinzipiell beschränkt. Sie können nur verwendet werden, so lange in einem LWL viele Moden propagieren, und sie liefern Aussagen nur über die Leistungs-Kopplungskoeffizienten. Die Messung von NaF- und Farfeld nach Bild 6.1 kann die Moden nicht besser rezelektieren, als dies bei Anregung mit einem  $\beta$ -Strahl möglich wäre; für Hauptmoden indices  $m > 3$  ist nach Gl. (F6-10) der entsprechende Leistungs-Kopplungskoeffizient  $p_m < 25^{m^2}$ . Das NaF-Feld-Verfahren nach Gl. (F4-19) und Bild 6.2 läßt sich bequem automatisieren. Vorausgesetzt wird zusätzlich, daß die MLV  $P(d, \nu) = P_f(d)$ , was je nach Modenkopplung und Länge des LWL erfüllt sein kann oder auch nicht.

Wellenoptische Verfahren für numerisch oder analog-optisch das Kopplungsintegral  $c_{pm}$  Gl. (F6-3) für ein beliebiges, vollständiges, orthogonales Funktionensystem  $\Phi_{pm}$  aus. Dazu ist die Phaseninformation, d.h. kohärente Anregung, notwendig. Die analog-optische Auswertung bedient sich kohärenten angepaßter Filter. Die relativen Vorzeichen der  $c_{pm}$  können mit einem verschieblichen Interferenzexperiment bestimmt werden. Die Aussage ist umfassender, das optische Aufwand höher als bei der NaF-Feld-Analyse. Regt man den LWL inkohärent an, so sind nur die Leistungs-Kopplungskoeffizienten  $|c_{pm}|^2$  definiert. Die Analyse kann wiederum numerisch oder analog-optisch durchgeführt werden. Im zweiten Fall spricht man von inkohärenter angepaßter Filterung.

Die Modenanalyse mit präparierten LWL erfordert für jeden LWL-Typ einen eigenen Analytator. Der bikonvexe Analytator ist einfacher herzustellen und hat nach bisher publizierten Ergebnissen eine höhere Auflösung als der Schrägstrahl-Analytator. Prismakoppler erfordern in der Praxis zu hohen Justieraufwand.

Mit Ausnahme des NaF-Feld-Verfahrens kann eine Umkehr des Strahlengangs die bestehenden Analytoren in eine Anordnung zur selektiven Modenanregung verwandeln.

## 7 Brechzahlprofil

Das Brechzahlprofil eines LWL-Querschnitts ist von größter Bedeutung für die Beurteilung der Übertragungseigenschaften, vgl. Abschnitt 5. Das gewünschte Profil muß durch geeignete Steuerung des Herstellungsprozesses nachgeformt werden. Untersuchungsobjekte sind Rohlinge und die daraus gezogenen Fasern.

Die Bedeutung geeigneter Meßmethoden für die Praxis erweist sich am besten aus der hohen Anzahl von ca. 100 Arbeiten, die in den Jahren 1979 bis 1983 eine Vielzahl von Verfahren entwickelten oder verbesserten. Dem Wissensstand bis zum Jahre 1980 lassen [Marchese, L1110] (vgl. [Gron, L1937]), [Marchese, L1942] in überblicksartiger Weise zusammen. Von besonderem Wert ist die Fülle auch technischer Hinweise, mit denen insbesondere die Beschreibung des universellsten Verfahrens [Presby, L2080], der Fokussierungsmethode, aufgetaucht wurde. Sehr ausführliche Informationen findet man bei [Marchese, L1942] und über die Reflexionsmethode bei Oberabbeugung der Faser, die zwar auch zur Brechzahlprofilmessung eingesetzt werden kann [Sackeay, L184], vornehmlich aber zur Untersuchung von Geometriedaten wie Durchmesser des Mantelkerns, Elliptizität des Kerns oder Exzentrizität der Fasern - Achse bezüglich des Mantels verwendet wird. Verfahren zur Messung des Mantelradius [Sackeay, L690], [van der Molen, L701], [Watkins, L1277, L1953], [Ashkin, L1884], [Smithgall, L2189], [Cohen, E328] reifen der Faser-Herstellung, vgl. auch [Marchese, L1942] und [Gagnaire, L1456, L2518].

Rasche Diagnoseverfahren bei Rohlingen beschreiben [Presby, L675], [Sasaki, L2063]. Häufig ist es nützlich, die begrenzte Spatonauflösung von Faserkern durch Farbcodierung zu erweitern [Presby, L2448].

### 7.1 Längsbetrachtung

Bei Längsbetrachtungsverfahren fällt das Meßlicht parallel zur Faserachse ein. Bis auf die Reflexionsmethode verlangen die Meßprinzipien, daß beide Faserenden empfindlich sind. Der Präparation der Endflächen, vgl. Abschnitt 2.2, kommt große Bedeutung zu.

#### 7.1.1 Reflexion

Nach Gl. (F9-2) ist die an Dielektrikum der Brechzahl  $n(r)$ , Gl. (F1-1), ins Vakuum reflektierte Leistung dem Quotienten  $[n(r)-1]^2/[n(r)+1]^2$  proportional, wenn man senkrechtes Incidenz des Lichtes voraussetzt. Mißt man die im Kern - bzw. im Mantel bereich eines LWL reflektierte Lichtleistung  $P_1(r < a)$  bzw.  $P_2(r > a)$  und bildet diesen Quotienten, so erhält man für das Brechzahlprofil

$$n(r) - n_2 = \frac{(n_2^2 - 1)(\sqrt{P_1/P_2} - 1)}{n_2 + 1 - (n_2 - 1)\sqrt{P_1/P_2}} \quad (7-1)$$

Meint man die Brechzahl der undotierten Mantelkerns (oder die des undotierten Kerns) bekannt. Das Verfahren hat eine Gutsauflösung  $\delta n$  nach Gl. (F1-19), die durch die numerische Apertur des betrachteten Lichtbündels gegeben ist. Zu hohe Divergenz verleiht die Voraussetzung senkrechtes Incidenz. Das Verfahren wurde erstmals von [Eickhoff, L2021], [Ikeda L2030] beschrieben. Die Bruchflächen Bor-dotierter Fasern ändern an der Luft ihr Reflexionsverhalten stark [Stone, E323]. Bevorzugt wird zirkular polarisiertes Licht einstrahlt. Die Meßempfindlichkeit kann man durch Ölimmersion steigern [Caltavara, E330].

7.1.2 Nahfeld

Regt man mit einem Lambert-Strahler  $\mathcal{J}_L$  (F4-10) alle Moden einer vielschichtigen Faser (Glas)lösung an und mißt die örtliche Nahfeldintensität  $I_{No}(r)$ , vgl. Abschnitt 6.1 und Bild 6.1, so kann man mit  $\mathcal{J}_L$  (F4-14, F1-1) das Brechzahlprofil

$$n^2(r) - n_2^2 = A_N^2 I_{No}(r) / I_{Nm} \quad (7-2)$$

berechnen [Sladen, L1417]. Die Ortsauflösung beträgt  $\delta r$  nach  $\mathcal{J}_L$  (F2-19), hängt also von der lokalen numerischen Apertur  $A_N(r)$  ab und wird bei Gradientenprofil-Fasern zur Kern-Mantel-Grenze hin prinzipiell in Umkehrung des Strahlensparres kann man auch mit einem fokussierten Lichtsüßel der Apertur  $A_F > A_N$  anregen und die im Kern geführte Leistung detektieren [Arnaud, L894]. Wie bei der Reflexionsmethode muß die Brechzahl des Mantelglases, zusätzlich aber auch  $A_N$  bekannt sein.  $A_N$  kann aus dem Fernfeld, Abschnitt 7.1., oder nach  $\mathcal{J}_L$  (5-11) gemessen werden; das zweite Verfahren ist genauer. Leckwellen sind in  $\mathcal{J}_L$  (7-2, F4-14) nicht berücksichtigt und verfälschen die Messung. [Sladen, L1417], [Adams, L2177, L1537] führen deswegen einen Korrekturfaktor ein, in den allerdings zunächst unbekannte Faserparameter eingehen. Da jedoch Leckwellen bei technischen Fasern stark gedämpft werden [Petersmann, L1924, L1550], [Krauskov Hansen, L799], verschlechtert ein solches Korrekturfaktor häufig die Messwerte; besser ist dann die Verwendung eines Leckwellenfilters, Abschnitt 2.4.

Der Einfluß von Leckwellen läßt sich bei gleichzeitiger Schätzung der Ortsauflösung drastisch verringern, wenn bei der modifizierten Nahfeldmethode die untersuchten Fasern eine niedrig brechende Schutzschicht auf dem Mantelglas tragen oder mit dem nackten Mantel in einem Immersionsbad liegen, dessen Brechzahl niedriger als die des Mantelglases ist [Zwick, E321], [Sabine, L1219], [Irving, L1647, L1972, L3341]. Eine häufig verwendete, gut geeignete Schutzschicht ist ein Silikon-Kautschuk (Sylgard 182), dessen Brechzahl bei  $\lambda_0 = 1 \mu m$   $n_4 = 1,405$  beträgt; Dispersionsdaten im Bereich  $0,5 \mu m \leq \lambda_0 \leq 1,6 \mu m$  wurden von [Cooper, L3157] angegeben. Bild 7.1 a zeigt die Schichtenfolge einer solchen Faser nach [Sabine, L1219]. Man erkennt eine Stufenprofil-Faser mit dem Mantel der Brechzahl  $n_4$ , deren Kern durch das eigentliche Faserprofil gestört erscheint. Wegen der großen numerischen Apertur von  $A_{NS} = \sqrt{n_1^2 - n_4^2} \approx 0,4$  steigt die Auflösung auf  $\delta r = 1,5 \mu m$  bei  $\lambda_0 = 1 \mu m$  nach  $\mathcal{J}_L$  (F2-19) um den Faktor 2 über das Standardwert von  $A_N = \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \approx 0,2$  der eigentlichen Wellenleiterstruktur. Leckwellen lösen vornehmlich an der  $n_2$ - $n_4$ -Grenze Einfluß; da jedoch dort das Profil ohnehin nicht interessiert, stören sie kaum. Für den Fall, daß  $A_{NS} \geq 2 A_N$  gilt, kann man nach [Irving, L1647] näherungsweise schreiben

$$n^2(r) - n_4^2 \approx A_{NS}^2 \sqrt{1 - r^2/b^2} I_{No}(r) / I_{Nm}, \quad A_{NS} \geq 2 A_N, \quad (7-3)$$

wobei  $b$  der Radius bis zur Schutzschicht ist. Wiederum ist die Anregung einer flächförmigen MLV wie in  $\mathcal{J}_L$  (7-2) vorausgesetzt. Der Wurzelfaktor erfährt den Einfluß von Leckwellen, der jedoch für  $b \gg a$ ,  $a$  ist der Kernradius, niedriger nicht dominiert. Bild 7.1 b zeigt nach [Irving, L1647] berechnete Nahfeldintensitäten für ein Potentioprofil mit  $\alpha = 20$ ,  $\mathcal{J}_L$  (F1-4), mit der Brechzahl  $n_4$  der Schutzschicht als Parameter. Der Leckwelleneinfluß verschwindet im zentralen Kernbereich mit abnehmendem  $n_4$ . Bild 7.1 c ist eine Messkurve. Die Anregungsapertur kann mit Vorteil auch kleiner als  $A_{NS}$  gewählt werden [Irving, L3341],  $A_N \leq A_F \leq A_{NS}$ , da auf Kosten verringertes Auflösungsvermögens der Leckwelleneinfluß weiter reduziert wird, so daß selbst einwellige Fasern mit Brechzahlprofilen von  $\leq 10^{-3}$  zu messen sind.

Genauer als in  $\mathcal{J}_L$  (7-3) berücksichtigt [Irving, L2513] den Einfluß von Leckwellen und entwickelt einen profilunabhängigen Korrekturfaktor. Messungen an Stufenprofil-Fasern be-

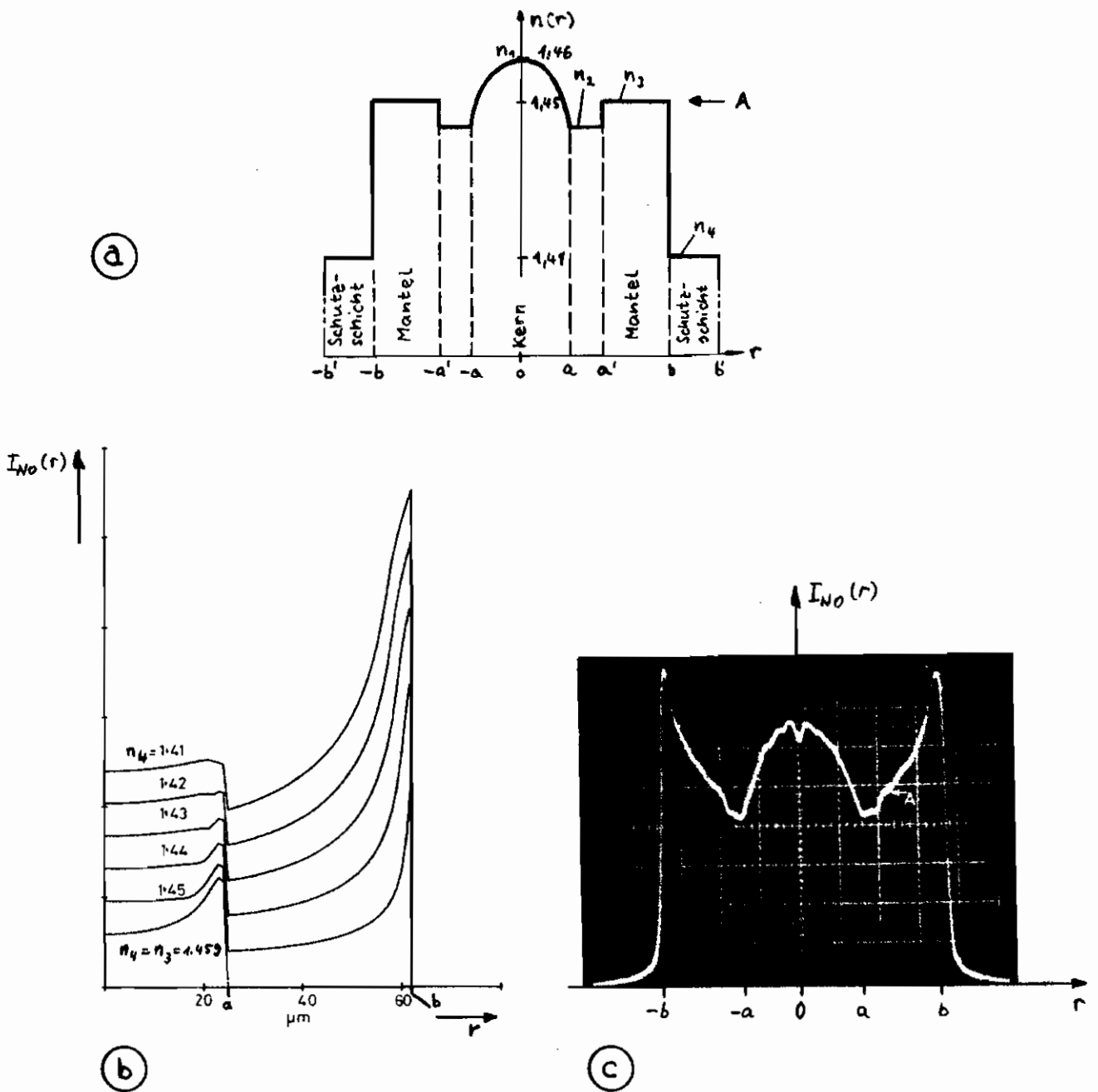


Bild 7.1.

Modifiziertes Nahfeldverfahren (nach [Zwick, E321] und [Sabine, L1219])

- a Schematisiertes Brechzahlprofil einer Gradientenlinse mit Silikonkautschuk-Schutzschicht, Brechzahl  $n_4 = 1.41$
- b Berechnete Nahfeldintensität für ein Potenzprofil mit  $\alpha = 20$ ,  $n_1 = 1.475$ ,  $n_2 \approx n_3 = 1.459$ ,  $n_4$  als Parameter. Kernradius  $a = 25 \mu\text{m}$ , Mantelradius  $b = 62.5 \mu\text{m}$ . Belichtungsapertur  $AF = 0.95$  (nach [Irving, L1647])
- c Gemessene Nahfeldintensität einer Gradientenlinse  $L = 15 \text{cm}$ ,  $a = 25 \mu\text{m}$ ,  $a' = 34 \mu\text{m}$ ,  $b = 62.5 \mu\text{m}$ ,  $b' = 112.5 \mu\text{m}$

nötigen die Genauigkeit der Methode [Sabine, L2516]. Sehr kurze Testwellenlängen von  $L = 15 \text{ cm}$  sind nicht unüblich, während bei ungewöhnlichen Wellenlängen ein Kompromiß zu schließen ist: Mit wachsender Wellenlänge nimmt die Störung durch Leckwellen, aber die in Gl. (7-2) nicht eingezeichnete selektive Modendämpfung macht sich bemerkbar, so daß Längen  $2a \leq L \leq 4a$  beschränkt sind.

Sorgt man bei einwelligen Fasern durch geeignete Modenfilter, Abschnitt 2.4, dafür, daß Mantelwellen stark gedämpft werden, so kann man die Nahfeldintensität  $I_N(r)$  des Grundmodus wie in Bild 6.1 messen. Danach  $I_N(r) \sim |D_{01}(r)|^2$  ist, wobei  $D_{01}(r)$  das skalare Feld des Grundmodus darstellt, kann mit Gl. (F3-3) und  $v=0$  das Brechzahlprofil berechnet werden [Coppa, L3373]. Ist ferner die Brechzahl des Mantelmaterials bekannt, resultiert der Absolutwert von  $n(r)$  und der Ausbreitungscharakter  $\beta_{01}$ . Von Nachteil ist, daß Ableitungen der Meßgröße  $D_{01}(r) \sim \sqrt{I_N(r)}$  zu bilden sind, die Details der notwendigen Rüttungstechnik wurden von [Coppa, L3373] nicht erörtert. Sehr günstig wäre es, die Meßdaten einer der beiden 2-Parameter-Näherungen für den Grundmodus anzupassen, die Parameter mit einer Optimierungsprozedur zu bestimmen und die benötigten Ableitungen analytisch zu bilden, Gl. (3-22, 23), vgl. auch Abschnitt 7.1.3 und 7.3. Die Einpassung eines  $g$ -Profils Gl. (F3-24a) wäre bei weitem ungenauer. Mit der 2-Parameter-Approximation wäre das Brechzahlprofil ebenfalls durch 2 Parameter fixiert, aus denen alle Eigenschaften des Wellenleiters berechnet werden können,

$$n_{\text{eff}}^2(r) - n_2^2 = \frac{\beta^2 - k_2^2}{k_0^2} + \begin{cases} \frac{1}{k_0^2} \left[ \frac{4}{(aG)^2} - \frac{4}{(aG)^4} r^2 \right] & 0 \leq r \leq aA \\ \frac{1}{k_0^2} \left[ \frac{2}{(aG)^2} \frac{aA}{r} - \frac{4}{(aG)^4} (aA)^2 \right] & aA \leq r \leq \infty \end{cases} \quad (7-4)$$

Der Verlauf ist monoton. Die Parabelfunktion springt an der Stelle  $r = aA$  auf den um  $2/(k_0 aG)^2 = 2/(2\pi w_0/\lambda)^2$  niedrigeren Wert für  $0 \leq aG \leq aA$ ;  $n_{\text{eff}}$  nähert sich asymptotisch einem Wert, für den  $n_{\text{eff}}(r \rightarrow \infty) = n_2$  ist. Aus der Anpassung des Gl. (F3-23a) an gemessene Nahfelder  $\sqrt{I_N(r)}$  erhält man die Parameter  $aA, aG$ . Ist die Brechzahl des Mantels bekannt, kann  $\beta^2 = k_2^2 + 4(aA)^2/(aG)^4$  berechnet werden.

Die Abweichung guter Gradientenprofile vielwelliger Fasern von einem Potenzprofil läßt sich leicht erkennen, wenn man mit Gl. (F4-14, F1-4) schreibt [Hazan, L1635]

$$\left(\frac{r}{a}\right)^\alpha = 1 - \frac{I_{N0}(r)}{I_{Nm}}, \quad \alpha = \frac{\log \left[ 1 - \frac{I_{N0}(r)}{I_{Nm}} \right]}{\log \frac{r}{a}} \quad (7-5)$$

Verschiedenen Ortsbereichen können nun verschiedene Potenzen zugeordnet werden.

[Kim, L3158] berichtet über Versuchsmessungen des Kernradius, der bei 5% der Maximalintensität definiert wird, die Abweichung gegenüber Strahlungsprofil- und quer belichteter Interferenzmethode betrug  $1 \mu\text{m}$  bei  $a = 25 \mu\text{m}$  und flachem Profil und bis zu  $4 \mu\text{m}$  für Stufenprofile.

### 7.1.3 Fernfeld

Fernfeldintensitäten sind außerordentlich einfach zu messen, vgl. Abschnitt 6.1, weil keine Linsensysteme benötigt werden. Nach Gl. (F2-46) mißt man im Abstand  $z \gg 2a^2/\lambda$  einer Faser des Kernradius  $a$  das Fernfeld; ein praktischer Wert ist  $z \geq 20a^2/\lambda$  d.h. bei  $a = 25 \mu\text{m}$ ,  $\lambda = 1 \mu\text{m}$   $z \geq 12 \text{ mm}$ . Man registriert die Fernfeldintensität mit einem Detektor hinreichend kleine Fläche, indem man die angezeigte Leistung auf dem erfaßten Raumwinkel bezieht. Wird in der Faser eine güldförmige MLV nach Abschnitt 2.2 angeregt, kann aus der Fernfeldleistung  $P_{F0}(z)$  Gl. (F4-15) die numerische Apertur bestimmt werden [Jennhonne, L858], z.B. aus demjenigen Winkel  $\gamma_M = \sin^{-1} A_N$ , bei dem die

Leistung auf 5% der Nominalwert gesunken ist. Diese recht willkürliche Festlegung hat sich in der Praxis bewährt und resultiert, wenn die Normung von verschiedenen Experimentatoren durchgeführt wird, in einer Standardabweichung von 2% bei 5 Fasern [Frauen, L1651]. Ein genaueres Messverfahren für die numerische Apertur ist in Abschnitt 5.6 beschrieben.

Ähnlich wie bei Auswertungen des Nadelstrahlens müssen Loch- und Nadelwellen berücksichtigt werden, vgl. Abschnitt 2.4.

Bei gleichförmiger MGV im LML kann aus der Fernfeldintensität das Brechzahlprofil berechnet werden [Fraude, L1743], Gl. (F4-15, 18), welches bei nichtmonotonen Verlauf der physikalischen Brechzahl als monotonen äquivalentes Profil  $n_{\text{äq}}(r)$  definiert ist. Man erhält

$$n_{\text{äq}}^2(r) - n_z^2 = \sin^2 \gamma, \quad \frac{P_{F0}(\gamma)}{P_{Fm} \cos \gamma} = \left(\frac{r}{a}\right)^2, \quad \gamma \approx P_{F0}^{-1} \left[ \left(\frac{r}{a}\right)^2 P_{Fm} \right]. \quad (7-6)$$

Die Näherungslösung für  $\gamma$  gilt, wenn  $\cos \gamma \approx 1$  gesetzt wird. Mit Gl. (F4-29) kann aus dem Fernfeld die Gruppenlaufzeit jedes Hauptmodus  $m = v + 2p - 1$  berechnet werden, wenn intensive Kopplung innerhalb von Hauptmodengruppen angenommen werden darf, vgl. Abschnitt 5; Gl. (F4-29) gilt auch bei Brechzahlrennen auf der Faserachse.

Zur Ergänzung zur Nadelstrahlmethode, bei der die numerische Apertur Gl. (7-2, 3) getrennt bestimmt werden muß, ist die Fernfeldmethode selbstkonsistent.

Auch bei der Untersuchung einwelliger Brechzahlprofile kann man von dem einfallenden optischen und mechanischen Versuchs Aufbau Nutzen ziehen. Man wählt eine der 2-Parameter-Näherungen für den Grundmodus, Gl. (F3-12, 23), formen-transformiert diese Feldverteilung und berechnet daraus die Fernfeldleistung, z.B. Gl. (F3-29) [Tewari, L3269], [Shatak, L3267], [Boucouvalas, L3302] (für Schichtwellenleiter). Aus den Meßwerten berechnet man im nach Gl. (F3-29) beschriebenen Verfahren die beiden Parameter  $aA, aB$  oder verwendet eine numerische nichtlineare Anpassprozedur. Damit ist das Nadelstrahl gegeben, so daß zur Berechnung der Brechzahl das bei Gl. (7-4) erläuterte Verfahren angewandt werden kann. Wie bei der geometrisch-optischen Fernfeldmethode werden physikalisch nichtmonotone Profile durch äquivalente monotone Funktionen ersetzt.

#### 7.1.4 Strahlungsfeld

Bei den üblichen technischen Lichtkopplungen mit ortsunabhängiger Apertur des Lichtbündels ist es unmöglich, die Anregung von Leckwellen zu vermeiden, dagegen ist die Grenze zwischen Leckwellen und Strahlungsmoden gut definiert. Mit Gl. (F3-5, F4-8) treten Leckwellen mit Nominalwinkeln

$$\sin^2 \gamma_{\text{em}} = \frac{A_N^2(r)}{1 - \left(\frac{r}{a}\right)^2} = A_N^2 \frac{1 - \left(\frac{r}{a}\right)^\alpha}{1 - \left(\frac{r}{a}\right)^2}, \quad \psi = \frac{\pi}{2} \quad (7-7)$$

aus einem Flächenelement der Faser bei  $r$  ins Vakuum. Der zweite Teil der Ableitung spezialisiert zur vereinfachten Behandlung auf Potanzprofile. Mit Annahme des Referenzprofils  $\alpha \rightarrow \infty$  an der Stelle  $r=a$  ist die Leckwellengrenze  $\gamma_{\text{em}}$  bestimmt. Ist in der Leistung, die im Kern bei ortsabhängiger punktförmiger Anregung transportiert wird, nach Abschnitt 7.1.2 eine Information über das Brechzahlprofil enthalten, dann muß dieselbe Information in ihrer hier) Darstellung aus dem Leistungsanteil zu gewinnen sein, der nicht im Kern fließt wird, son-



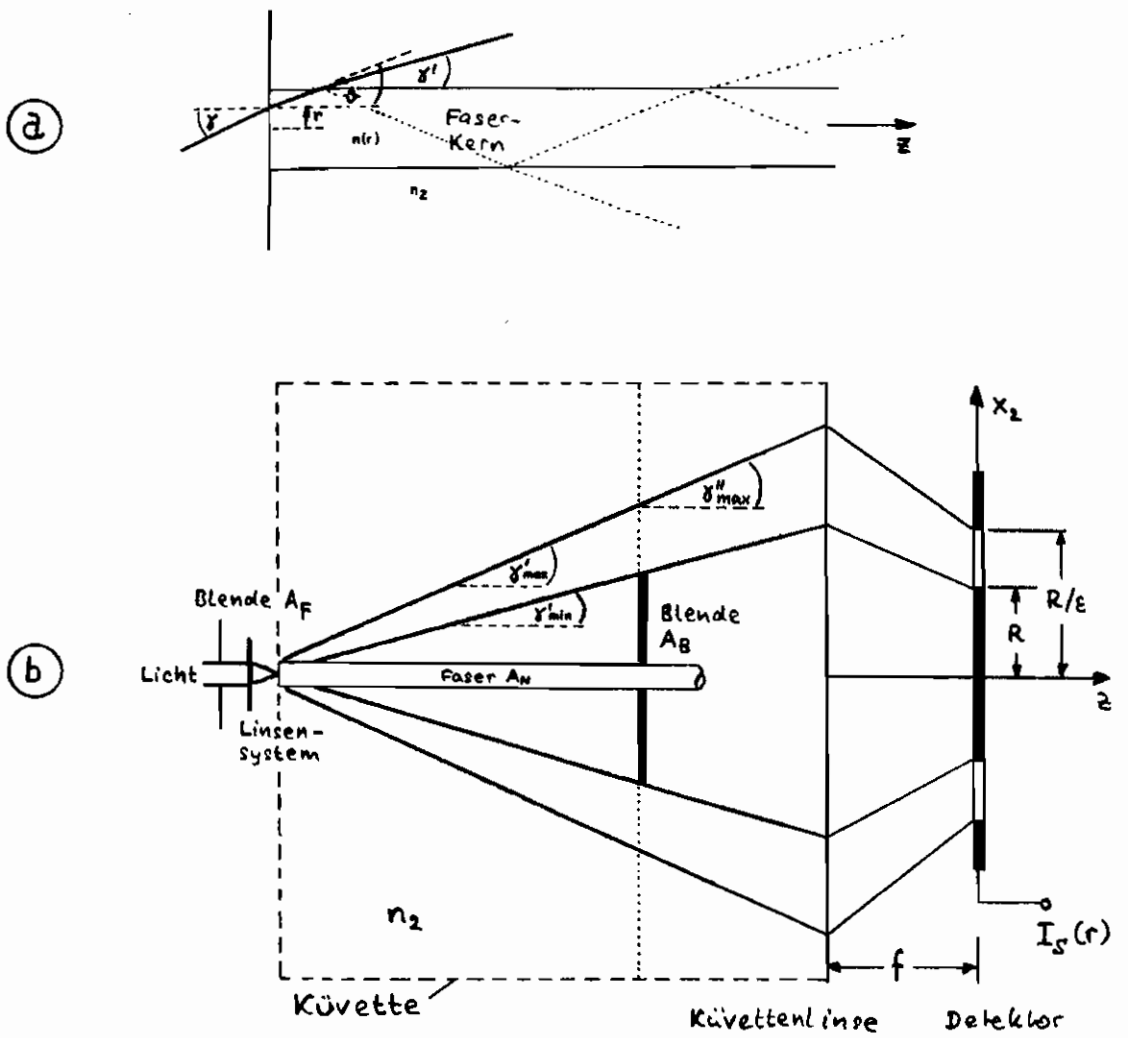


Bild 7.2.

Strahlungsfeldmethode

- a Winkelzuordnung. Licht fällt aus dem Vakuum unter dem Winkel  $\gamma$  zur Faserachse ein und trifft an der Stelle  $r$  auf die Stirnfläche. Der Faserkern ist vom Medium der Brechzahl  $n_2$  umgeben.
- b Prinzipanordnung des Meßsystems

desen abstrahiert. Dieser Gedanke ist die Grundlage der Strahlungsprofilmethode, die von [Stewart, L2011] entwickelt und von [White, L662], [Saunders, L1726], [Young, L2038] diskutiert wurde. Weil eine klare Trennung von Leck- und Strahlungswellen unzulänglich ist, werden die Profilverhältnisse der Maßfeldmethode vermieden.

Bild 7.2 a zeigt die Prinzipanordnung. Aus dem Vakuum fällt ein Lichtstrahl unter dem Winkel  $\gamma$  zur Faserachse ein, vgl. Bild F10, 11. Der Strahl wird in der Faser gebrochen. Übersteigt er den Grenzwert für Totalreflexion, so wird Strahlung in das umgebende Medium unter dem Winkel  $\gamma'$  emittiert. Mit dem Brechungssatz (7-7) und wegen des Erhalts der Tangentialkomponente  $n_1(r) \cos \gamma = n_2 \cos \gamma'$  des Ausbreitungsvektors erhält man

$$n_2^2 \sin^2 \gamma' = n_1^2 \gamma - A_N^2(r). \quad (7-8)$$

Wird Licht aus dem Winkelbereich  $\gamma'_{\min} \leq \gamma' \leq \gamma'_{\max}$  über den Mantel in den Kern eingekoppelt, und ist in der Faser jeder Modus mit gleicher Leistung  $P_0$  angeregt, dann mißt man nach Gl. (7-12) eine Maßfeldintensität

$$I_N(r) = \left(\frac{k_0}{2\pi}\right)^2 2\pi P_0 [A_F^2 - A_N^2(r) - n_2^2 \sin^2 \gamma'_{\min}], \quad n_2^2 \sin^2 \gamma'_{\max} = A_F^2 - A_N^2(r). \quad (7-9)$$

Der vorausgesetzte Zusammenhang für  $\gamma'_{\max}$  läßt sich dadurch einstellen, daß man im Maßfeld die austretende Strahlung auf Aperturen  $\leq A_F$  mit einer Blende beschränkt. Technisch ist es einfacher, den Strahlengang umzukehren, d.h. die Strahlpläne des Fasereingangs mit einem Lichtbündel der numerischen Apertur  $A_F$  zu beleuchten und die über den Mantel austretende Strahlung für Winkelbereiche  $\gamma' \geq \gamma'_{\min}$  zu messen. Der Zusammenhang Gl. (7-9) bleibt erhalten. Um die günstigsten Vermeßbedingungen anzudeuten, wird  $I_N(r) \equiv I_F(r)$  umbenannt. Strahlt man nicht nur im Kernbereich, sondern auch in Regionen konstanter Brechzahl bei  $r \geq a$  ein, so erhält man aus Gl. (7-9)

$$n_1^2(r) - n_2^2 = (A_F^2 - A_B^2) \frac{I_F(a) - I_F(r)}{I_F(a)}, \quad n_2^2 \sin^2 \gamma'_{\min} = A_B^2 \quad (7-10)$$

das gesuchte Brechzahlprofil. Bild 7.2 b zeigt die Vermeßanordnung. Die Testfaser ist in einer Küvette zimmertrock, die mit einer Indexflüssigkeit der Mantelbrechzahl  $n_2$  gefüllt ist, deren Brechzahl wird mit der Temperatur justiert. Eine Blende der numerischen Apertur  $A_B$  läßt Lichtwellen fallen. An der vertikalen gepunkteten Anstrichsfläche der Küvette wird  $\gamma'$  auf  $\gamma''$  vergrößert. Das Linsensystem, welches die Strahlung auf den Detektor fokussiert, muß eine entsprechende Öffnung haben. Für die Acrylglas-Fresnel-Linse, die mit Brennweiten von  $f = 200$  mm und  $A_N = 0,64$  kommerziell erhältlich ist [Spindler & Hoyer, E325]. Von [Müller, E324] wurde vorgeschlagen, die Küvettenanstrichsfläche als Sammellinse anzubilden, den Detektor in die Brennebene zu stellen und so zu markieren, daß die richtige Apertur blockiert wird. Die gepunktete Vertikale und die Blende muß man sich dann in Bild 7.2 b vorstellen. Die Licht-Abstrahlung ist, wie die gepunkteten Strahlen in Bild 7.2 a andeuten, entlang der Faser ausgedehnt, wenn man Mehrfachreflexionen berücksichtigt. Nur wenn die Blende in der Detektorebene liegt, ist ihre numerische Apertur für alle austretenden Lichtstrahlen dieselbe, anderenfalls treten Felder auf, die bei der angestrebten Genauigkeit des Meßverfahrens sehr wohl von Einfluß sind, bei bisherigen Felderabschätzungen aber nicht beachtet wurden.

Die Differenz  $A_F^2 - A_B^2$  in Gl. (7-10) ist klein; daher ist die genaue Bestimmung der Größen nicht sinnvoll. Nach [Young, L2038] ist eine Eichenrinne mit reinem Quarzglasbrechzahl zweckmäßig, da deren Brechzahl auch bei verschiedenen Herstellern sehr genau übereinstimmt [Maitson, E269], vgl. Abschnitt 3, Tabelle F7. Die Indexflüssigkeit der Küvette kann der Mantel ersetzen. [White, L662] kalibriert weniger elegant durch Anheben Verschieben der Blende  $A_B$  in Bild 7.2 b, die bei konstantem Radius dann ihre numerische Apertur ändert.

Die Apertur der Blende muß mit Gl. (7-10, 8, 7) so gewählt werden,

$$A_B^2 = A_N^2(r) \frac{\left(\frac{r}{a}\right)^L}{1 - \left(\frac{r}{a}\right)^L} = A_N^2 \left(\frac{r}{a}\right)^L \frac{1 - \left(\frac{r}{a}\right)^\alpha}{1 - \left(\frac{r}{a}\right)^L}, \quad (7-11)$$

daß Lechwellen nicht zum Detektor gelangen. Für  $r=a$  werden bei Potenzprofilen keine gefüllten Moden mehr angeregt, das Lechwellenkegel öffnet sich auf

$$A_B^2 = \frac{\alpha}{2} A_N^2, \quad 2 \leq \alpha \leq 2 \frac{A_F^2 - A_N^2}{A_B^2} = 2 \frac{A_B^2}{A_N^2}, \quad (7-12)$$

so daß für Potenzprofil-Fasern Lechwellen nur bis zum Radius  $r_2$  ausbreitet werden,

$$\frac{A_N^2}{A_F^2} \frac{1 - \left(\frac{r_2}{a}\right)^{\alpha+2}}{1 - \left(\frac{r_2}{a}\right)^L} = 1, \quad A_B^2 = A_F^2 - A_N^2. \quad (7-13)$$

Die Beziehung für  $A_B$  resultiert aus der Forderung, daß für Potenzprofile, die nach Gl. (7-8) bei  $r=0$  unter dem Minimalwinkel  $n_2 \sin \gamma' = A_B^2 = A_F^2 - A_N^2$  Strahlungsmoden emittieren, dieses Licht überhaupt noch zum Detektor gelangt. Bei Fila-Profile-Fasern mit  $A_N = 0,2$  und einer Anregungsparameter  $A_F = 0,15$  wird das Profil demnach bis zum Radius  $r_2 = 0,92 a$  korrekt wiedergegeben. In einer gegebenen Apparatur kann man Potenzprofile mit  $\alpha$  nach Gl. (7-12) im gesamten Kernbereich unverfälscht messen.

In Gl. (7-10) war die keilförmige Anregung aller Moden mit einem Lambert-Strahler Gl. (F4-10), Abschnitt 2.2 vorausgesetzt. Da zur Fokussierung Profildarstellung bei hoher Ortsauflösung  $A_F$  groß gewählt werden sollte, darf der Lambert-Strahler nicht mehr durch eine konstante Fernfeldintensität ersetzt werden. Die örtliche Auflösung  $d_F$  wird nach Gl. (F2-19) von der Fleckapertur  $A_F$  abhängen,  $d_F \approx 0,610 \lambda / A_F$ , aber auch von  $A_B$ , wofür man aus Bild 7.2 b unter Berücksichtigung der Krümmung und Gl. (F11-1, 2, 4, 5),  $x_2 = \tan \gamma' \cdot f / n_2$ ,  $\tan \gamma'_{\min} = n_2 R / f$

$$A_B = n_2 \sin \gamma'_{\min} \approx n_2 \frac{R}{f}, \quad A_F = n_2 \sin \gamma'_{\max} \approx n_2 \frac{R/\epsilon}{f} \quad (7-14)$$

erhält. Die Auflösung wird gegenüber  $d_F \approx 0,610 \lambda / A_F$  verringert, da nur Licht aus einem Ringbereich des Strahlungskegels empfangen wird, d.h. Beugung an einer Ringblende des inneren Radius  $R$  und des äußeren Radius  $R/\epsilon$  mit  $\epsilon < 1$  ist maßgebend. Nach [Born, 1938], [White, 1962], [Auge, 1982] ändert sich die Ortsauflösung im Bereich  $0 \leq \epsilon \leq 0,7$  nur wenig, und nimmt für größere  $\epsilon$  stark ab. Nach Stewart, zitiert in [Young, 1938], ist  $\epsilon \approx 0,7$  bzw.  $A_F = \sqrt{2} A_B$ , Gl. (7-14), optimal und führt mit Fleckaperturen von  $A_F = 1,5$  zu einer Auflösung von  $d_F = 0,35 \mu\text{m}$ . Die Qualitätsanprüche an das Mikroskopobjektiv der Einkopplung sind dementsprechend hoch. Die Schärfentiefe des Einkopplungskegels für 20-%-ige Reduktion der Maximalleistung beträgt nach Gl. (F2-19)  $d_{zF} \approx 0,5 \lambda / A_F^2$ , d.h. für  $\lambda = 0,63 \mu\text{m}$ ,  $A_F = 1,5$   $d_{zF} = 0,14 \mu\text{m}$ . Hat man auf die Mitte der Faser, darf eingestellt und will einen Ortsbereich von  $\pm 150 \mu\text{m}$  erfassen, darf die Endfläche nur um  $0,16^\circ$  gegen die Faserachse geneigt sein. Für  $A_F = 0,5$  lockert sich der Toleranzwinkel auf  $1,5^\circ$ . Eine interferometrische Ebenheitskontrolle ist als unumgänglich, Abschnitt 2.2, und kann im Aufbau integriert werden. Die Position der Aperturblende ist kritisch. Ist der eingestrahlte Lichtkegel nicht zentrisch zur Faserachse, ändert sich ein physikalisch hartes Profil bei der Messung mit dem Radius, was durch Justage auszugleichen ist.

Die Detailschärfe der Messung gestattet auch die Untersuchung von einwelligen Fasern. Die mit der Beugungstheorie erzielten Überlegungen der geometrischen Optik gelten pünktlich, solange  $d_F \ll a$  und das Objekt des lateralen Asymmetrie zu also noch nicht aufgelöst werden kann. Die Anordnung ähnelt stark der Apparatur für Dunkelfeldmikroskopie, wo nur das vom Objekt abgestrahlte Licht zum Betrachter gelangt. Je nach Beugungsbildern - bei einwelligen Fasern gibt es nur keine Lechwellen, aber auch keinen scharf begrenzten Akzeptanzwinkel des Lichts - werden ausbreitet. Statt "Lechwellen" ist bei einwelligen Fasern "Beugungsschärfe" zu setzen und dementsprechend  $A_B$  über den

reduzierten Wert  $A_B^2 = A_N^2 = n_1^2 - n_2^2$  für Parabelgrenzen zu erhöhen. In dieser Weise publizierten die Strahlungsfeldmethode geometrisch-optisch erklären, bis es häufig unklar, ob die Anwendung auf einwellige Fasern zutrifft. In der Sprache des Mikroskopikers besteht jedoch die Aufgabe, ein Plasmenobjekt abzubilden. Ein Kondensator der Öffnung  $A_p$  strahlt Licht in das Plasmenobjekt. Vom Detektor wird die Beugung 0-ter Ordnung - das gestreute Licht - abgefaßt. Höhere Beugungsordnungen werden am Detektor blockiert; dazu gehören die Leckwellen eines vielwelligen Fasres. Daß gerade die Beugung 0-ter Ordnung registriert wird, unterscheidet die Strahlungsfeldmethode von der Dunkelfeldmikroskopie, welche die Beugungen höherer Ordnung verarbeitet.

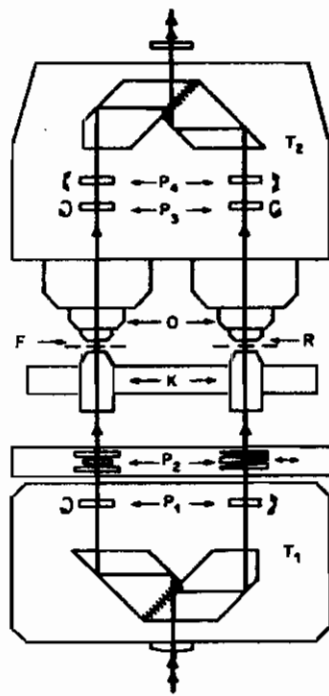
Für größtmögliche örtliche Auflösung kann man die Beugungslinje der Ringblende messen und mit einer Faltungoperation die registrierte zweidimensionale Brechtzählverteilung auf die tatsächliche Verteilung umrechnen [White, 1971].

### 7.1.5 Interferenz

Brechtzählprofile von dünnen Fasernabschnitten können in Längsbestrahlung mit einem Interferenzmikroskop Bild 7.3 a gemessen werden. Es besteht aus zwei symmetrisch aufgesetzten Mikroskopzeilen, die von einer gemeinsamen Quelle über den Strahlteiler  $T_1$  Licht durch die Kondensatoren  $K$  erhalten. Zwei identische Objektive  $O$  vergrößern Referenz- ( $R$ ) und Testfaserscheibchen ( $F$ ) mit einer Dicke  $t < 2\lambda$ . Das planparallel polierte Testfaserscheibchen ist in einer Flüssigkeit des Mantelbrechzahl  $n_2$  immersiert, als Referenzscheibchen dient ein Tropfen derselben Flüssigkeit. Das transmittierte Licht durchläuft, nachdem vor den Kondensatoren eine Reihe von Plasmaverstärkungsplatten  $P$ , wird in  $T_2$  vereinigt und interferiert im Auge des Betrachters. Ohne  $R$  und  $F$  würde man, je nach Plasmaverstärkung, einen gleichförmig hellen oder dunklen Fleck sehen. Tatsächlich sind die Wellenfronten gegeneinander leicht verschippt, und es entsteht ein Interferenzstreifenmuster. Bringt man  $R$  und  $F$  in den Strahlengang ein, so wird das Streifenmuster (kurven gleiches optisches Phasen) gestört, Bild 7.3 b. Im Kern betrifft die Phasendifferenz  $\Delta\phi = [n(r) - n_2] \cdot t \cdot \cot$ . Das am Rand sichtbare, ungestörte Streifenmuster hat einen Streifenabstand  $S$ , den ein Phasenerchied  $\Delta\phi = 2\pi$  entspricht. Bezeichnet man mit  $D(r)$  die Streifenverschiebung am Ort  $r$  und beachtet, daß wie in Gl. (6-5) Ort  $x$  und Phase  $\phi$  einer gegen die Flächennormale verschippten ebenen Welle proportional sind,  $\phi = \omega t = kx \frac{d}{S}$ , gilt  $[n(r) - n_2] \cdot t \cdot \cot / D(r) = 2\pi / S$ . Orte konstanter Phase sind in Bild 7.3 b durch zwei eingetragene Kreise markiert. Man läßt durch paralleles Verschieben von  $F$  einen Interferenzstreifen durch die Kennlinie laufen, die man wegen der Brechtzählbeziehung auf der Achse durch einen hellen oder dunklen Punkt markiert. Bei jeweils verschiedenen Radien wird im Schnittpunkt des Radiuskreises mit der ausgewählten Interferenzlinie die Streifenverschiebung  $D(r)$  gemessen und daraus,  $G(r,t) = 1$ ,

$$n(r) - n_2 = \frac{\lambda}{t \cdot S} D(r) / G(r,t) \tag{7-15}$$

berechnet. Für gute Plasmanalyse, d.h. hohen Kontrast  $V(\lambda)$  Gl. (F5-26), muß die spektrale Breite der Quelle gering und ihre räumliche Kohärenz groß sein; wählt man die Kondensatorapertur möglichst klein und approximiert eine ebene Welle, dann ist die Ortsauflösung nach Gl. (F2-19) gering. Als Kompromiß wählt man einen  $\omega$  von 0,5. Tiefe Brechtzählbeziehung und flache Profilkörnungen werden nicht aufgelöst; kleinste erkennbare Details sind  $5\mu$  groß. Routine-mäßig kann die Brechtzähl-differenz auf  $\delta[n(r) - n_2] = 10^{-4}$ , mit besonderen Anstrengungen auf  $10^{-5}$

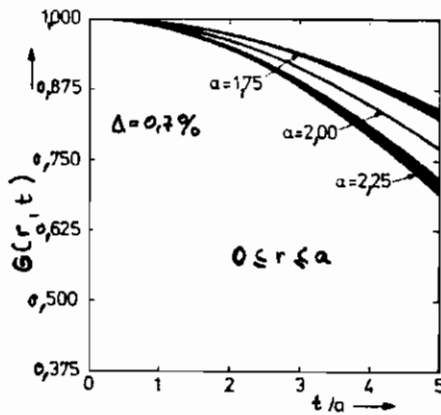


(a)

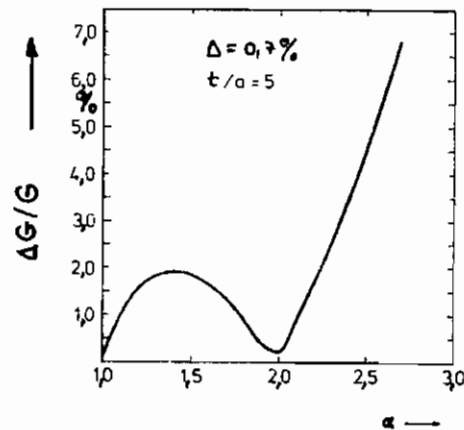


(b)

(c)



(d)



(e)

Bild 7.3.

Interferenzmethode mit Längsbetrachtung

- a Leitze-Interferenzmikroskop  
 $T_1, T_2$  Strahlteiler  $P_1 - P_4$  Phasenkomparatoren  
 $K$  Kondensorlinsen  $R$  Referenzplatte  
 $O$  Objektivlinsen  $F$  Testbremsleiste
- b Interferenzfigur bei verkippten ebenen Wellen (nach [Miller, L775])  
 c Interferenzfigur ohne Verkipfung (nach [Miller, L775])  
 d Fokussierungsfaktor  $G(r, t)$  als Funktion des relativen  
 Scheibchendicke  $t/a$ . Parameter ist der Profilexponent  $\alpha$ .  
 e Prozentuale Variationsbreite des Fokussierungsfaktors  
 als Funktion des Profilexponenten  $\alpha$ .  
 (d und e nach [Nicia, L2017])

[Presby, E320] genau bestimmt werden. Mit dieser Genauigkeit muß die Schichtdicke  $t$  bekannt sein, eine wesentliche Fehlerquelle bei unzureichender Ausstattung zur Messung dünner Schichten.

Bild 7.3 c wurde bei parallel ausgerichteter Wellenfronten in beiden Mikroskopern aufgenommen. Elliptische Deformationen lassen sich auf diese Weise leicht erkennen.

Untersucht man Gradienten-Foren, so passieren Lichtstrahlen des Schichtes auf gekrümmten Pfaden, erfaßt durch den Fokussierungsfaktor  $G(r,t)$  in Gl. (7-15) [Nicia, L2017]. Für  $\Delta n = 0,2$ ,  $a = 25 \mu m$ ,  $n_1 - n_2 = 1,5\%$ ,  $\alpha = 2$  muß  $t < 2a$  sein, damit die Brechzahl differenz noch auf  $2 \cdot 10^{-4}$  genau gemessen wird, Bild 7.3 d. Für  $t = 5a$  wächst der Fehler auf  $2 \cdot 10^{-2}$ , Bild 7.3 e, was viel zu hoch ist.

Stellt kein Interferenzmikroskop zur Verfügung, kann man ein Kerzinterferometer nach [Stone, L97] verwenden. Der Streifenabstand ist allerdings gering. Da das Scheitel zweimal durchstrahlt wird, ist  $t < a$  zu wählen, was in der Herstellung schwierig ist.

Über die automatisierte Auswertung von Interferogrammen informieren [Wonsiewicz, L2020], [Hayslett, L1148] und [Marcuse, L1982], das sind relevante Originalarbeiten hierzu.

### 7.1.6 Kohärenz

Nicht nur elektromagnetische Störungen breiten sich nach der Wellengleichung aus, sondern auch Korrelationsfunktionen Gl. (F5-3) [Born, L1938]. Bereits aus Gl. (6-7) war zu erkennen, daß die Wellenausbreitung in einem LWH den aufgeführten Kohärenzgrad der Lichtquelle verändert. Folglich müssen Messungen der Autokorrelationsfunktion Rückschlüsse auf die Struktur des Wellenleiters, also auf das Brechzahlprofil, gestatten. Ein solches Verfahren wurde von [Daino, L561] angegeben. Es liefert Informationen wie die Nahfeldmethode in ihrer einfachsten Version Gl. (7-2) mit den dort gültigen Einschränkungen. Zusätzlich reduziert der allein Interferenzverfahren gemeinsame Nachteile, nicht gleichzeitig Ort und Phase genau messen zu können, die Mittelbarkeit des Theorems hochinteressanten Verfahrens: Nach Gl. (F5-13) bestimmt man Kohärenzfunktionen wie z.B.  $K_{12}(t)$  gerade interferometrisch.

### 7.1.7 Laufzeit

Die Laufzeitmethode mißt nicht das physikalische Brechzahlprofil, sondern die Abweichungen von einem hypothetischen optimalen Profil der geometrischen Optik, für das unter Voraussetzung interner Kopplung von Wellen derselben Modengruppe alle Gruppenlaufzeiten nach Gl. (F4-27) identisch werden. Nach Abschnitt 5 trifft dies selbst für stark gestörte Gradientenprofile zu. Das optimale Profil  $n_{opt}$  ist das Potentialprofil mit  $\alpha \approx \alpha_{opt}$ , vgl. Gl. (F4-26). Das tatsächliche physikalische Profil wird geringfügig von diesem Idealprofil ab,

$$n(r) = n_{opt}(r) + \bar{n}(r), \quad \bar{n}(r) \ll n_{opt}(r). \quad (7-16)$$

Da  $\Delta n \ll 1$ ,  $dn_g/dn \approx n_g/n_s \approx 1$ ,  $\bar{n}(0) = \bar{n}(a) = 0$  vorausgesetzt. Dann erhält man nach [Petermann, L839], [Jenkinson, L849], [Stoltz, L2082] aus Gl. (F4-27)

$$\bar{n}(r) = -T(r) + \frac{r^2}{a^2} T(a) + 4r^2 \int_r^a \frac{T(r_1)}{r_1^3} dr_1, \quad (7-17)$$

$$T(r) = \Delta t_g(r) \cdot c/L, \quad \Delta t_g(r) = t_g(r) - t_g(0), \quad r = r_j.$$

Die Differenz  $\Delta t_g(r)$  zur Laufzeit des Grundmodus  $t_g(0)$  mißt man nach Gl. (F4-9) und Abschnitt 6.1 durch selektive Anregung mit einem dünnen achsenparallelen Lichtstrahl, so daß mit Gl. (F4-8)  $\beta(r) = \text{konst.}$  wird. Wie nach der Erläuterung zu Gl. (F4-27) verständlich ist, wird das gemessene Profil  $n(r)$  wie in Abschnitt 7.1.3 monoton verlaufen. Es ist also nicht gestattet, diese Messung nachträglich durch eine Brechzahlkurve zu ergänzen, um mit der WKB-Methode, vgl. Text nach Gl. (F4-1), im Anschluß Impulsverbreiterungen zu berechnen, wie das von [Stoltz, 1982] versucht wurde.  $n(r)$  ist im Sinne des Abschnitts 7.1.3 ein äquivalentes monoton verlaufendes Profil, das zu denselben Laufzeitdifferenzen führt wie das tatsächliche physikalische Profil.

Geht man von Gl. (F4-21) aus, so kann man aus der Halbwertsbreite des Davisson-Lièbrestragungspektrums die Ausweitung  $\varepsilon$  von optimalen Profilerponenten kopfsymmetrisch,  $\alpha = \alpha_{\text{opt}} + \varepsilon$ , wenn die relative Brechzahl-Differenz  $\Delta$  bekannt ist. Diese Methode nach [Takeda, 1982] ist einfacher, man gewinnt aber auch weniger Informationen.

## 7.2 Querbestrahlung

Querbestrahlung einer Faser oder eines Rohlings entbehrt der Notwendigkeit, ebene und rechteckig zur Werkstückachse stehende Querschnittsflächen zu präparieren. Das ist vor allem für die Beurteilung von Faseroberflächen wichtig, da diese nur unter Schwierigkeiten poliert werden können. Über ein Messverfahren für Rohlinge, die schräg durch Mantel und Endflächen illuminiert werden, berichtet [Sasaki, 1981]. [Shibata, 1965] nutzt den photoelastischen Effekt von Restspannungen in Rohlingen aus und bezieht quer zur Faserachse.

Beim Reflexionsverfahren wird die Faser oder der Rohling mit einem parallelen kohärenten Lichtstrahl beleuchtet. Das Licht dringt an der vorderen, zur Quelle hin liegenden Grenzfläche ein und wird zum Teil reflektiert. An der hinteren Grenzfläche findet erneut eine Reflexion statt. Dieser Anteil überlagert sich dem ersten. Die Lage der Extrema des antihelmholtz'schen Reflexionsinterferogramms gestattet es, auf den Strahlverlauf im Inneren der Faser und damit auf das Brechzahlprofil des Kerns zu schließen [Sackert, 1984]. Primärschichtschichten müssen auftreten, die Faser braucht aber nicht immer existieren. Insbesondere bei Rohlingen ist das zugegen, da durch die notwendige Reinigung die Oberflächenschichten zerstört werden kann, was die Anfertigung der späteren Faser reduziert.

Anwendungen auf das Messen von Geometriedaten sind in [Maruse, 1982] ausführlich beschrieben.

## 7.2.1 Fokussierung

Bei der Fokussierungsmethode liegt die Beobachtungsebene nicht wie beim Reflexionsverfahren zwischen Lichtquelle und Phasenobjekt, sondern hinter dem Rohling oder der Faser, die als Zylinderlinse fungiert und ein zentriert auftreffendes kohärentes oder inkohärentes Lichtbündel fokussiert. Nicht die Amplitude der Wellenfront trägt hier die Informationen über die Brechzahl des Kerns, sondern die Lichtintensität in der Beobachtungsebene, weswegen bevorzugt inkohärente Strahlung verwendet wird. Grundsätzlich läßt sich mit entsprechendem Aufwand nach Art der Computer-Tomographie auch eine völlig irreguläre Kernstruktur aufschreiben [Chu, 1982, 477, 520], [Watkins, 1974], [Okoshi, 1984, 1129], [Saekeang, 1951], [Brinkmeyer, 2013, 2050], [François, 2112], wobei teilweise, etwa bei einer holographischen Aufzeichnung [Chu, 1218], auch kohärentes Licht verwendet wird. Die Fokussierungsmethode [Marcuse, 1972, 1973], [Presby, 1974, 1976] kann bei Fasern und Rohlingen angewendet werden; häufig wird bei der Untersuchung von Rohlingen aber mit dünnen Laserstrahlen gearbeitet [Peri, 1987]. Die Auflösung der Fokussierungsmethode läßt sich bei dem Messen von Rohlingen durch die Wahl spezieller Raumfilter steigern [Sasaki, 1985, 148, 218], [Chu, 1464], [Peri, 1977] und [Okoshi, 1989], [François, 2112], die auch asymmetrische Profile rekonstruieren. Verwendet man kohärentes Licht, so empfiehlt es sich, ein Raumfrequenz-Tiefpassfilter in Form eines Schlitzes zu verwenden, damit Fraunhofer-Phänomene unterdrückt werden [Okoshi, 1989].

Die folgenden Ausführungen beschränken sich darauf, die Fokussierungsmethode bei elliptischer Kernsymmetrie darzustellen. Das Verfahren ist einfach anzuwenden und benötigt nur kurze Zeit zur Datenerfassung, ist also für Routineuntersuchungen geeignet. Bild 7.4a zeigt die Geometrie einer inhomogenen Faser mit elliptischem Kern, der die Halbachsen  $a, b$  habe. Die Brechzahl  $n$  auf einer Ellipse konstant,

$$n^2 = x^2 + \left(\frac{b}{a}z\right)^2. \quad (7-18)$$

Aus der Differentialgleichung für Lichtstrahlen [Frau, ONT],  $\frac{d}{ds} \left( n \frac{d\vec{r}}{ds} \right) = \text{grad} n$  mit der Lichtstrahltrajektorie  $\vec{r}$ , dem Linienelement  $ds = |d\vec{r}|$  und der ortsabhängigen Brechzahl  $n$ , erhält man in paraxialer Näherung für schwach gebogene Fasern  $n_2 \frac{d^2 x(z)}{dz^2} = \frac{\partial n}{\partial x}$ , wodurch die Koordinaten  $x_1, x_1'$  in der Schrägweise von Gl. (F11-1) in die Werte  $x_2, x_2'$  der Ausgangsebene transformiert werden. Integriert man diese Beziehung einmal, setzt Gl. (7-18) ein und verwendet für die sehr geringe Neigung des Strahls im Kern, so kann man  $x = x_1$ ,  $z^2 = \frac{a^2}{b^2} (\sigma^2 - x_1^2)$ ,  $dz = \frac{a}{b} \sigma d\sigma / \sqrt{\sigma^2 - x_1^2}$  setzen. Berücksichtigt man ferner, daß  $\frac{\partial n}{\partial x} = 0$  für  $|z| > b$ , daß wegen  $x = x_1$  das Integral symmetrisch in  $z$  ist und daß in der Beobachtungsebene  $z = z_2$  der Strahl im Punkt  $x_2 = x_1 + z_2 x_1'$  auftrifft, so resultiert die Integralgleichung

$$\int_{x_1}^{\infty} \frac{\partial}{\partial \sigma} [n(\sigma) - n_2] \frac{d\sigma}{\sqrt{\sigma^2 - x_1^2}} = n_2 \frac{x_2 - x_1}{2z_2 x_1} \frac{b}{a} \quad (7-19)$$

mit der Lösung [Marcuse, 1972, 1942]

$$n(\sigma) - n_2 = \frac{n_2}{\pi z_2} \frac{b}{a} \int_{\sigma}^b \frac{x_1 - x_2(x_1)}{\sqrt{x_1^2 - \sigma^2}} dx_1. \quad (7-20a)$$

Es bleibt, die Funktion  $x_2(x_1)$  zu bestimmen. Arbeitet man bei Rohlingen mit dünnen Lichtstrahlen, so sind die Positionen  $x_1$  vorgegeben, die Auftreffpunkte werden gemessen und  $n(\sigma)$  ist bekannt. Bei Fasern wählt man stattdessen als Beleuchtung eine ebene Wellenfrontförmige Intensitätsverteilung  $I_1$  in der Eingangsebene  $z_1$ . Überschneidet sich die Lichtstrahlen vor der Ausgangsebene  $z_2$  nicht, dann bleibt die zwischen beobachteten Strahlen transportierte Lichtleistung konstant [Frau, 15], d.h. es gilt für die Lichtleistung  $I_2$  in der Ausgangsebene



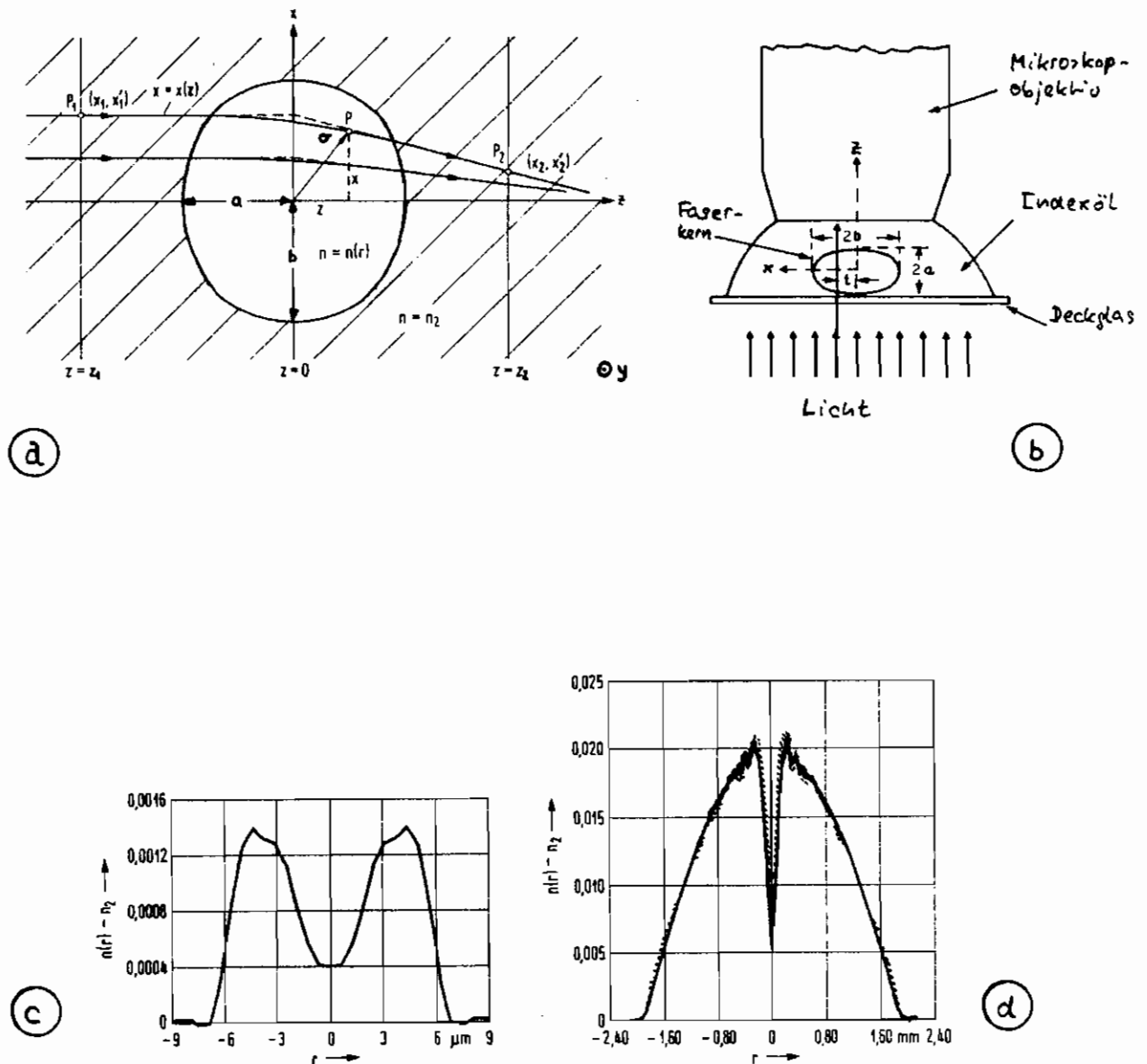


Bild 7.4 . Fokussierungsmethode (nach [Marcuse, L672])

- a Strahlenweg
- b Meßapparat für Fasern (nach [Marcuse, L1942]). Bei Rohlingen schließt eine Kirsche den Prüfling ein, das Mikroskopobjektiv wird durch ein Kameraobjektiv geringer Schärfentiefe ersetzt.
- c Profil eines Monomodal Lasers (nach [Marcuse, L1110])
- d Profil eines Rohlings. Die gepunktete Kurve wurde in Längsbestrahlung aus dem Interferogramm einer dünnen Rohlingsplatte errechnet (nach [Marcuse, L1110]).

$$I_1 dx_1 = I_2(x_2) dx_2, \quad x_1(x_2) = \frac{1}{I_1} \int_0^{x_2} I_2(x_2) dx_2, \quad (7-20b)$$

woraus die gesuchte Umkehrfunktion  $x_2(x_1)$  berechnet werden kann.

Bild 7.4 b zeigt eine typische Vermeßanordnung für Fasern, die durch geeignetes Drehen so ausgerichtet werden, daß der selektbare Kernradius extremal wird. Das Verhältnis  $b/a$  muß getrennt bestimmt werden, z.B. mit dem Köpfbestrahlenden Interferenzverfahren, Abschnitt 7.1.5, Bild 7.3 c. Durch parallele Fokussierung des Mikroskopobjektivs ist die Beobachtungsebene so zu wählen, daß nicht möglichst wenige Strahlen überkreuzen, mindestens gilt  $z_2 = a < b$ . Trotzdem wird die Brechung an einer Brechzahlsecke in Kernmitte so stark sein, daß sich Überschneidungen nicht vermeiden lassen; bei starken Brechzahlsschwankungen ist das Verfahren also ungenau, ähnlich wie bei den interferometrischen Verfahren. Bei typischen Brechzahlerrückläufen auf der Achse vielwelliger LWL beträgt die Auflösung in Kernmitte 2...5 µm. Einwellige Fasern haben geringere Brechzahl-differenzen  $n_1 - n_2$ , daher wächst die Auflösung der Brechzahlsecke, Bild 7.4 c. [Chu, L3052] berichtet über die Messung von Momenten der sogenannten Ablenkungsfunktion  $x_1 - x_2(x_1)$  (deflection function) in Gl. (7-20a), die ihrerseits Momente der Profilmomente definieren; eine solche Beschreibung ist insbesondere einwellige Fasern angemessen. Bild 7.4 d zeigt die Profilmessung an einem Rohling; die gepunktete Verlaufs-kurve wurde mit dem Köpfbestrahlenden Interferenzverfahren gewonnen. Da Vorformen zwar auch immerisiert, die notwendige Optik aber gewöhnlich in Luftarsen, muß auf der rechten Seite von Gl. (7-20a) in diesem Falle  $n_2 = 1$  substituiert werden, während die linke Seite unverändert bleibt.

Die Beobachtungsebene sollte möglichst zentral definiert sein, deswegen verwendet man auf der Seite des Ausganges ein Linsensystem möglichst hoher Apertur, vgl. Gl. (F2-19), so daß letztlich die Strahldivergenz des aus der Faser tretenden Bündels den Umkehrbereich von  $z_2$  festlegt. Fokussiert man auf die Faserachse, so verschwindet praktisch die gesamte Feinstruktur der Intensitätsverteilung. Ist der Mittelpunkt bekannt, erkennbar z.B. an einer Brechzahlsecke, kann man die Beobachtungsebene um die mechanisch meßbare Strecke  $z_2$  zurückverlegen und die Messung beginnen. Ausführliche technische Details sind bei [Marcuse, L1942] zusammengefaßt.

Die Immersion von Rohlingen vor allem einwelliger LWL kann man vermeiden, wenn man eine zylindrische Anpasslinse vor das Untersuchungsobjekt setzt [Presby, L3211]. Diese kompensiert gerade die Brechung der Lichtstrahlen an der Luft-Mantelglas-Grenzfläche.

Besonders günstig bei der Fokussierungsmethode ist, daß keine Ableitungen von Meßdaten gebildet werden müssen, was die Genauigkeit reduzieren würde, vgl. Abschnitt 7.1.2.

### 7.2.2 Interferenz

Die Interferenzverfahren in Längs- und Querschnittsbeobachtung ähneln sich in vielen Punkten. Man mißt mit einem Interferenzmikroskop oder einem Scherungsinferenzinterferometer. Bei Querschnittsbeobachtung brauchen allerdings keine Schreibepräparate zu werden. Es genügt, von Schutzschichten freie Proben senkrecht zur optischen Achse des Interferenzmikroskops Bild 7.3 a zu immerisieren. Die Methode wurde von [Marhic, L2016], [Hunter II, L985], [Saunders, L2019], [Kokubun, L982, L969, L2397], [Boggs, L312], [Presby, L313] entwickelt. Auch eine Keilinterferenzanordnung nach [Stone, L97] kann verwendet werden; ist allerdings im Kontrast der Interferenz unterlegen, vgl. Abschnitt 7.1.5. Das Inter-

ferentzteil nicht ähnlich aus wie in Bild 7.3 b, nur verändert sich das Streifenystem vertikal, in Richtung der Faserachse, nicht, sondern bleibt in einer Konfiguration wie beim mit D markierten Streifen erhalten. Mit entsprechendem Aufwand können auch beliebige dreidimensionale Brechzahlverteilungen erzeugt werden, man ist jedoch die einfach zu behandelnde elliptische Kernsymmetrie der Faser, Gl. (7-18).

Entlang einem Weg parallel zur optischen Achse der Meßapparatur in Bild 7.3 a verändert sich die Brechzahl im Kernbereich. Der Mantel wird wegen der Immersion in Indexöl der Brechzahl  $n_2$  nicht sichtbar. Die Differenzphase ergibt sich aus der Integration  $\varphi(\kappa_1) = k_0 \int_{z_1}^{z_2} [n(\kappa_1, z) - n_2] dz$ , wobei die Koordinaten des Bildes 7.4 a zugrunde liegen und Krümmungen der Phasenfronten durch einen Brechzahlgradienten ignoriert wurden, vgl. Abschnitt 7.1.5. Damit wird aus Gl. (7-15) mit  $G(r, t) = 1$

$$\int_{z_1}^{z_2} [n(\kappa_1, z) - n_2] dz = \frac{\lambda}{2\pi} D(\kappa_1). \quad (7-21)$$

Die Bezeichnungen für die Streifenverlöbungen sind denen von Bild 7.3 b gleich. Substitution von Gl. (7-18) mit  $x \approx \kappa_1$  liefert analog zu Gl. (7-19),  $n(\sigma \geq b) = n_2$  in Bild 7.4 a,

$$\int_{\kappa_1}^{\infty} [n(\sigma) - n_2] \frac{\sigma d\sigma}{\sqrt{\sigma^2 - \kappa_1^2}} = \int_{\kappa_1}^b [n(\sigma) - n_2] \frac{\sigma d\sigma}{\sqrt{\sigma^2 - \kappa_1^2}} = \frac{b}{a} \frac{\lambda}{2\pi} D(\kappa_1), \quad (7-22)$$

eine Abel'sche Integralgleichung mit der Standardlösung [Marcese, 1942]

$$n(\sigma) - n_2 = -\frac{\lambda}{\pi} \frac{b}{a} \int_{\sigma}^b \frac{dD(\kappa_1)}{d\kappa_1} \frac{d\kappa_1}{\sqrt{\kappa_1^2 - \sigma^2}}. \quad (7-23a)$$

Wie in Gl. (7-20a) ist vorausgesetzt, daß die Ellipsenkerphachse  $b$  parallel zur einfallenden Wellenfront steht. Das Achsenverhältnis muß wiederum präzise gemessen werden, vgl. Abschnitt 7.1.5 Bild 7.3 c. Eine Fehleranalyse von Gl. (7-23a) ist bei [Marcese, 1942] angeführt. Die verschärfte Krümmung der Phasenfronten wirkt sich gegenüber der Notwendigkeit, Meßdaten  $D(\kappa_1)$  differenzieren zu müssen, kaum aus; die Genauigkeit wird vor allem von der Güte des notwendigen Glättungsalgorithmus diktiert.

In ganz anderem Zusammenhang löste [Deutsch, 1952] die Abel'sche Integralgleichung, ohne Ableitungen zu bilden. Man erhält das Ergebnis

$$n(\sigma) - n_2 = -\frac{\lambda}{\pi} \frac{b}{a} \left[ \frac{D(b) - D(\sigma)}{\sqrt{b^2 - \sigma^2}} + \int_b^{\sigma} \frac{D(\kappa_1) - D(\sigma)}{(\kappa_1^2 - \sigma^2)^{3/2}} \kappa_1 d\kappa_1 \right], \quad (7-23b)$$

Die integrierbare Singularität des Integranden bei  $\kappa_1 = \sigma$  kann dadurch unschädlich gemacht werden, daß ein numerisches Verfahren gewählt wird, das den Integranden an den Integrationsgrenzen nicht benötigt, z.B. ein 3-Punkt-Saup-Verfahren [Robinson, 1969]. Andere Methoden zur Entfernung von Singularitäten sind in [Davies, 1970] empfohlen. [Deutsch, 1952] demonstriert die Genauigkeit von Gl. (7-23b) gegenüber Gl. (7-23a) mit zirkulären Meßdaten, aus denen im Bereich  $0.5 \leq \sigma/b \leq 0.7$  ein Fehler von 7,5% für Gl. (7-23b) und ein Fehler von 31,2% für  $n(\sigma) - n_2$  nach Gl. (7-23a) zu errechnen ist. Kann  $D(\kappa_1)$  durch eine plattenförmige Kurve, zentriert bei  $\kappa_1 = 0$ , ersetzt werden, ist sogar eine vereinfachte analytische Behandlung möglich [Deutsch, 1952].

Beim Interferenzverfahren mit Längseinstrahlung konnte eine Brechzahlstrecke nicht aufgelöst werden: Bei einer so starken Brechzahländerung hätte der Interferenzstreifen weit ausweichen müssen, wäre aber sofort in Bereiche höherer Brechzahl gekommen und folglich "hängen" geblieben. Bei lateraler Betrachtung dagegen kann sich der Streifen ungetrübt auf der y-Achse von Bild 7.4 a der in Längsrichtung homogenen Faser verhalten. Dies ist der besondere Vorteil der Methode. Hohe Orts- und Brechzahlauflösung schließen einander nicht aus. Ortsauflösungen von 0,25  $\mu\text{m}$  sind möglich [Chu, 1977].

Nennenswerte Entwicklungen der transversalen Interferenzmethode sind der Phasenkon-

Perzentbild nicht ähnlich aus wie in Bild 7.3 b, nur verändert sich das Streifen system vertikal, in Richtung der Faserachse, nicht, sondern bleibt in einer Konfiguration wie beim mit D markierten Streifen erhalten. Mit entsprechendem Aufwand können auch beliebige dreidimensionale Brechzahlverteilungen erzeugt werden, man benötigt jedoch die einfach zu behandelnde elliptische Keimgeometrie der Fasern, Gl. (7-18).

Entlang einem Weg parallel zur optischen Achse der Meßapparatur in Bild 7.3 a verändert sich die Brechzahl im Kernbereich. Der Mantel wird wegen der Immersion in Indexöl der Brechzahl  $n_2$  nicht sichtbar. Die Differenzphase ergibt sich aus der Integration  $\varphi(\kappa_1) = k_0 \int_{z_1}^{z_2} [n(\kappa_1, z) - n_2] dz$ , wobei die Koordinaten des Bildes 7.4 a zugrunde liegen und Krümmungen der Phasenfronten durch einen Brechzahlgradienten ignoriert werden, vgl. Abschnitt 7.1.5. Damit wird aus Gl. (7-15) mit  $G(r, t) = 1$

$$\int_{z_1}^{z_2} [n(\kappa_1, z) - n_2] dz = \frac{\lambda}{2S} D(\kappa_1). \quad (7-21)$$

Die Bezeichnungen für die Streifenverschiebungen sind denen von Bild 7.3 b gleich. Substitution von Gl. (7-18) mit  $x \approx x_1$  liefert analog zu Gl. (7-19),  $n(\sigma \geq b) = n_2$  in Bild 7.4 a,

$$\int_{\kappa_1}^{\infty} [n(\sigma) - n_2] \frac{\sigma d\sigma}{\sqrt{b^2 - \kappa_1^2}} = \int_{\kappa_1}^b [n(\sigma) - n_2] \frac{\sigma d\sigma}{\sqrt{\sigma^2 - \kappa_1^2}} = \frac{b}{a} \frac{\lambda}{2S} D(\kappa_1), \quad (7-22)$$

eine Abel'sche Integralgleichung mit der Standardlösung [Marchese, 1942]

$$n(\sigma) - n_2 = -\frac{\lambda}{\pi S} \frac{b}{a} \int_{\sigma}^b \frac{dD(\kappa_1)}{d\kappa_1} \frac{d\kappa_1}{\sqrt{\kappa_1^2 - \sigma^2}}. \quad (7-23a)$$

Wie in Gl. (7-20a) ist vorausgesetzt, daß die Ellipsenlängsachse  $b$  parallel zur einfallenden Wellenfront steht. Das Achsenverhältnis muß wiederum getrennt gemessen werden, vgl. Abschnitt 7.1.5 Bild 7.3 c. Eine Feldanalyse von Gl. (7-23a) ist bei [Marchese, 1942] angeführt. Die verschärfte Krümmung der Phasenfronten wirkt sich gegenüber der Notwendigkeit, Meßdaten  $D(\kappa_1)$  differenzieren zu müssen, kaum aus; die Genauigkeit wird vor allem von der Güte des notwendigen Ächtungsalgorithmus diktiert.

In ganz anderem Zusammenhang löste [Dantsch, 1952] die Abel'sche Integralgleichung, ohne Ableitungen zu bilden. Man erhält das Ergebnis

$$n(\sigma) - n_2 = -\frac{\lambda}{\pi S} \frac{b}{a} \left[ \frac{D(b) - D(\sigma)}{\sqrt{b^2 - \sigma^2}} + \int_{\sigma}^b \frac{D(\kappa_1) - D(\sigma)}{(\kappa_1^2 - \sigma^2)^{3/2}} \kappa_1 d\kappa_1 \right], \quad (7-23b)$$

Die integrierbare Singularität des Integranden bei  $\kappa_1 = \sigma$  kann dadurch unschädlich gemacht werden, daß ein numerisches Verfahren gewählt wird, das den Integranden an den Integrationsgrenzen nicht benötigt, z.B. ein 3-Punkt-Saup-Verfahren [Robinson, 1969]. Andere Methoden zur Entfernungen von Singularitäten sind in [Davies, 1970] empfohlen. [Dantsch, 1952] demonstriert die Genauigkeit von Gl. (7-23b) gegenüber Gl. (7-23a) mit einem Meßdaten, aus denen im Bereich  $0 \leq \sigma/b \leq 0,7$  ein Fehler von 7,5% für Gl. (7-23b) und ein Fehler von 312% für  $n(\sigma) - n_2$  nach Gl. (7-23a) zu errechnen ist. Kann  $D(\kappa_1)$  durch eine plattenförmige Kurve, zentriert bei  $\kappa_1 = 0$ , gemessen werden, ist sogar eine vereinfachte analytische Behandlung möglich [Dantsch, 1952].

Beim Meßverfahren mit Längslichtstrahlung konnte eine Brechzahlstrecke nicht aufgelöst werden: Bei einer so starken Brechzahländerung hätte der Meßperzentstreifen weit ausweichen müssen, wäre aber sofort in Bereiche höherer Brechzahl gekommen und folglich "hängen" geblieben. Bei lateraler Betrachtung dagegen kann sich der Streifen ungetrübt auf der y-Achse von Bild 7.4 a der in Längsrichtung homogenen Faser verschieben. Dies ist der besondere Vorteil der Methode. Hohe Orts- und Brechzahlauflösung schließen sich nicht aus. Ortsauflösungen von 0,25  $\mu$ m sind möglich [Chu, 1977].

Neueste Entwicklungen der transversalen Meßperzentmethode sind der Phasenkon-

transversal [Takekura, L3133] und die Auswertung des Integrals [l. (7-23a) mit einer Fourier-Transformations-Technik [Takekura, L3272].

Mit der Kombination von Fokussierungs- und transversal interferometrischer Methode konnte [Chu, L3117] die Ortsauflösung auf  $0,125 \mu\text{m}$  verbessern, was für die Untersuchung einwelliger Fasern mit typischen Kernradien um  $5 \mu\text{m}$  von Vorteil ist.

Ebenfalls bei einwelligen Fasern umgeht [Chu, L3052] das Problem, die Ableitungen von  $D(r_1)$  in l. (7-23a) bilden zu müssen dadurch, daß er die Momente des Profils berechnet, so daß die Messdaten nur integriert werden brauchen.

### 7.2.3 Fluoreszenz

$\text{GeO}_2$  hat ein Absorptionsmaximum bei  $\lambda = 0,24 \mu\text{m}$  mit Ausläufern bis hin zu  $\lambda = 0,38 \mu\text{m}$  und läßt sich mit ultraviolettem Licht, z.B. einem HeCd-Laser bei  $\lambda = 0,325 \mu\text{m}$ , zur Emission von Fluoreszenzstrahlung bei  $\lambda = 0,42 \mu\text{m}$  anregen. Absorption bzw. Reemission sind der  $\text{GeO}_2$ -Dosisung in LWL proportional, so daß aus der Fluoreszenzlichtleistung das Brechzahlprofil gemessen werden kann [Presby, L1491, L1499, L2212]. Eine Immersion ist weder bei Rohlingen, noch bei Fasern nötig. Der Mantel wirkt als zusätzliche zylindrische Linse und ist bis zur Kernmitte in die Abbildungsoptik mit einbezogen.

Behandelt man mit einer Hg-Linie bei  $\lambda = 0,254 \mu\text{m}$ , so wird das gesamte Licht zwar vom Quarzglasmantel transmittiert, beim Eintritt in den Kern aber auf sehr kurzer Distanz vollständig absorbiert. Bringt man zwei Hg-Lampen im rechten Winkel zur Achse des Beobachtungsobjekts zu beiden Seiten des Rohlings an, so ermöglicht es die scharf lokalisierte Fluoreszenzstrahlung, den Kerndurchmesser des Rohlings mit hoher Präzision zu bestimmen [Presby, L2212]. Auch Elliptizitäten lassen sich ablesen. Das Verfahren ist nur bei Rohlingen anwendbar, die nicht immerisiert sein brauchen. Immerisiert man andererseits den Rohling in fluoreszierendem Indersöl, kann der Aufwandsfaktor des Rohlings mit 1% Genauigkeit bestimmt werden [Presby, L3168].

Noch nicht bekannt ist, wie weit auf vergleichbare Weise andere Dosisungskomponenten oder Mischdosisungen erregt werden. Möglich wäre vielleicht eine Unterscheidung nach der Wellenlänge der Fluoreszenzstrahlung.

### 7.3 Kennproben einwelliger Fasern

Bei einwelligen Fasern ist die genaue Struktur des Brechzahlprofils nicht wesentlich, obwohl sie aus dem Nat- und Femfeld, mit der Strahlungsfeld- und der Fokussierungsmethode sowie mit transversaler Interferometrie bestimmt werden kann. Stattdessen charakterisiert man den LWL durch die Grenzwellenlänge  $\lambda_{110}$ , vgl. l. (F3-21), bei der die Ausbreitung des nächsthöheren  $L_{11}$ -Modus beginnt, durch den Strahlradius  $w_0$  des Grundmodus, bei dem das Feld auf den ersten Teil des Maximalwertes abgesunken ist, Tabelle F4-6, und durch den Farbdispersionsfaktor 1. Ordnung  $M_1$  unter Einschluss von Material- und Wellenleiterdispersion, vgl. l. (F3-33, 34).

Wäre das Brechzahlprofil gegeben, so könnte die normierte Grenzfrequenz  $V_{110}$  mit ein-

fachen numerischen Methoden auf Mikrorechnern ermittelt werden [Sharma, 1984, 1987], [Meunier, 1989], [Boucouvalas, 1991], [Chen, 1994]. Es wurden Momentenverläufe entwickelt, um nicht zylindrischsymmetrische einwellige Fasern zu beschreiben [Hussey, 1985], [Sammut, 1985], vgl. [Chu, 1982] am Ende von Abschnitt 7.2.2. Weiter geben [Kosain, Sharma et al., 1988] Kenngrößen zweiwelliger Fasern an auf der Basis von Approximationsfeldern nach Gl. (F3-22, 23).

Für die Grenzwellenlänge gibt es verschiedene direkte Messverfahren. Man kann einen bikonvexen Modalanalysator [Ozeki, 1987] verwenden, Abschnitt 6.3, Bild 6.9, bzw. aus dem Mal-, Fern- oder Strahlungsfeld und aus Krümmungsverhalten die benötigte Information gewinnen. Besonders die letztgenannte Methode ist recht ungenau, da an Krümmungen geprüfte Moden in Lichtwellen umgewandelt werden und nie dadurch die Grenzwellenlänge ändert [Katsuyama, 1991]. Beobachtet man das Malfeld, so wird unterhalb der Grenzwellenlänge der  $LP_{01}$ - und der  $LP_{11}$ -Modus zu einer Überlagerung führen, die sich nach Bild F8 durch eine Intensitätsablenkung in der Faserachse auszeichnet. Verschärft diese Ablenkung, ist der  $LP_{11}$ -Modus nicht mehr ausstrahlungsfähig [Murakami, 1979]. Eine modifizierte Malfeldmethode empfiehlt [Kato, 1987]. Wie vor Gl. (F3-44) erläutert, führt asymmetrische Anregung zu einer elliptischen Polarisationsempfindlichkeit beim  $LP_{11}$ -Modus, während das  $LP_{01}$ -Feld entsprechend der Anregung einseitig linear polarisiert bleibt. Mit einem einfachen Analysator zur Faserausgang kann dann die Leistung des Grundmodus blockiert werden, während ein Leistungsanteil des  $LP_{11}$ -Modus zum Detektor gelangt, bei dessen Verschiebung die Grenzwellenlänge untersuchte ist. Die Faserbreite darf wegen der zu erwartenden Modenkopplung nicht über 50  $\mu\text{m}$  sein. Die Genauigkeit ist wesentlich höher als bei der Malfeldmethode nach [Murakami, 1979].

Am zweckmäßigsten mißt man die Grenzwellenlänge mit der Strahlungsfeldmethode Abschnitt 7.1.4, die drei Jahre nach der Erntewölflentheilung von [Stewart, 1981] für einwellige Fasern von [Bhagavatula, 1981] neu erfunden wurde. Die Apparatur entspricht Bild 7.2 b, nur daß die Blende in etwas undefinierte Weise durch ein un-durchdrichtiges Röhrchen ersetzt wurde, das die Faser bis auf ein kurzes Stück nach der Einkoppelstelle abdeckt. Man mißt die normierte Leistungsdifferenz  $[I_T(a) - I_T(0)] / I_T(a)$  in Gl. (7-10) als Funktion der Wellenlänge. Wird die Grenzwellenlänge unterschritten, so strahlt der  $LP_{11}$ -Modus nicht mehr ab, die Leistung  $I_T(0)$  sinkt und die normierte Leistungsdifferenz wächst, dieser Anstieg definiert  $\lambda_{gg}$ . Die beispielhafte Wellenlänge uncharakteristische Änderung der normierten Leistungsdifferenz versucht [Bhagavatula, 1981] durch Abweichungen des realen Dreieckprofil vom idealen Stufenprofil zu erklären. Vermutlich würde der Übergang weitaus abrupter, wenn statt der Faserhülse zur definierten Abblende eine Blende wie in Bild 7.2 b verwendet und deren Radius  $R$  zusammen mit der Apertur  $A_F$  des beleuchtenden Lichtbündels groß genug gewählt würde. Die Zuverlässigkeit des Verfahrens wurde kürzlich durch Vergleichsmessungen bestätigt [Wang, 1986].

Aus der Halbwertsbreite des Fernfelds kann man nach Gl. (F3-28) die äquivalente normierte Frequenz  $V_{gg}$  einer Stufenprofil-Faser messen, wenn deren äquivalenter Kernradius  $a_{eq}$  bekannt ist, dieses kann mit Hilfe von Gl. (F3-25) aus dem Leistungsminimum eines transversalen Beugungsexperiments bestimmt werden [Brinkmayer, 1982], [Streckert, 1984]. Für  $V_{gg} = j_{0,1} \approx 2,405$  nach Gl. (F3-17) ist  $V = V_{gg}$  und  $\lambda = \lambda_{gg}$ .

Der Strahlradius  $w_0$  des Grundmodus bestimmt die Skala der zulässigen Stecker- und Splittkollimator. Er läßt sich am einfachsten messen, wenn man zwei Endflächen derselben durchtrennten Faser mit parallelen Achsen in geringem longitudinalen Abstand aneinander vorbeibewegt und die transmittierte Leistung als Funktion des Versatzes  $x_0$  mißt [Streckert, 1984]. Nach Gl. (F6-8) und mit  $\sigma = 1$  wegen der identischen Faserhülse ist die Leistung bei  $x_0 = w_0$  auf den ersten Teil abgesunken. Macht man mit einer Blenden-Linsen-Anordnung wie im linken Teil von Bild 6.5 ein Einkoppelexperiment, indem das Beugungsbild der Blende zentral einstrahlt und der Blendenradius  $R$  verändert wird, so läßt sich aus einem Maximum der eingekoppelten Leistung bezogen auf die Leistung nach der

Bestand der Strahlradius  $w_0 = w_{0g} \approx 1,121 \cdot \frac{\lambda F_1}{\pi R}$  nach Gl. (F6-12) bestimmen, wenn die Brennweite der Linse bekannt ist. Ähnlich gilt [Alard, L3393] vor, wenn die Einkoppelapertur verändert ist.

Auch aus der transmittierten Leistung bei veränderlichem konzentrischen Abstand zweier gleicher LWL kann man  $w_0$  bestimmen [Masuda, L2192]. Misst man  $w_0$  als Funktion der Wellenlänge [Alard, L2184], kann man aus einer Parameteranpassung in Gl. (F3-27) den äquivalenten Kernradius  $a_{eq}$  und die äquivalente normierte Frequenz  $V_{eq} = j_{0,1} \lambda_{110} / \lambda$  nach Gl. (F3-25) berechnen. Die Wellenlängevariation sollte so sein, daß die Fasereigenschaften gleich bleiben. Ist dies nicht der Fall, treten Unregelmäßigkeiten der transmittierten Lichtleistung auf [Miller, L1843].

Bisher wurde mehr die Gauß-Approximation des Grundmodus untersucht, Gl. (F3-24a), die jedoch schon für einfach unmanipulierte einfallige Fasern keine Prognose des Fernfeldes mehr gestattet. Wesentlich besser sind die Näherungen Gl. (F3-22, 23). Misst man wiederum die transmittierte Lichtleistung bei transversal versetzten Fasern, so kann man aus einer numerischen Anpassung an die Funktion  $|C_{01}|^2$ , Gl. (F6-13), die Parameter  $a_A$ ,  $a_G$  der Approximationsfunktion Gl. (F3-23a) gewinnen und den Strahlradius  $w_0$  aus Gl. (F3-23b) wesentlich genauer messen. Natürlich kann man auch das Nahfeld direkt analysieren und die Anpaßparameter bestimmen, jedoch muß dann die Vergrößerung des erforderlichen Mikroskopobjektivs genau bekannt sein, was unter Umständen die direkte Ortsmessung bei der Transversal-Verdichtemethode günstiger erscheinen läßt. Am elegantesten ist es, das Fernfeld zu messen, vgl. Gl. (F3-29), und entweder mit der dort beschriebenen Methode die Feldparameter der analytischen Funktion zu errechnen, oder die Meßdaten mit einer Fourier-Transformation auf das Nahfeld umzurechnen (die Phase ist im Fernfeld die einer Kugelwelle) und dort anzupassen, oder das jeweilige analytische Feld (numerisch) ins Fernfeld zu transformieren, möglicherweise in Form einer mehrdimensionalen Tabelle, in der für die Anpaßparameter ohne große Aufwand interpoliert werden kann. Wie präzise die Funktionen Gl. (F3-22, 23) nach Fourier-Transformation des tatsächlichen Fernfeldes reproduzieren, wurde von [Hosain, Starna et al., L326P] und [Shatak, L3267] für 1-Modus-Fasern gezeigt.

Misst man die Nahfeldcharakteristika als Funktion der Wellenlänge, so kann man daraus  $dt_g/d\omega$  berechnen, wenn die normierte (äquivalente) Frequenz durch andere Messungen gegeben ist, Gl. (F3-38d). Die Beziehung wird besonders einfach für ein Gauß-förmiges Feld, dessen Strahlradius jedoch möglicherweise aus einer 2-Parameter-Näherung Gl. (F3-22, 23) gewonnen wurde; [Sansonetti, L2354, L3022] gab diesen Zusammenhang erstmals an. Für die 2-Parameter-Näherung des Feldes nach Gl. (F3-23a) spezifiziert Gl. (F3-42a) den Farbdispersionsfaktor des Grundmodus ohne Berücksichtigung von Materialdispersion.

In Fasern mit elliptischen Kern gibt es, da der  $LP_{11}$ -Modus 4-fach entartet ist, statt einer 4 benutzbare Frontwellenlängen, über deren Messung nach der Polarisationsmethode von [Murakami, L679] (siehe oben) von [Klein, L3019] berichtet wurde.

### 7.4 Vergleichende Wertung

Die folgenden Aussagen stützen sich, soweit nicht anders vermerkt, auf [Presby, 1980] und eigene Erfahrungen. Fehleranalysen und Vergleichsvergleiche werden von [Marquet, 1942] und [Presby, 1980] gelöst.

#### Messgenauigkeit von $\Delta n = n(r) - n_z$

Für die Reflexionsmethode gibt [Eickhoff, 1981] einen Absolutfehler der Brechzahl von  $\delta n = 2 \cdot 10^{-3}$  an entsprechend  $\delta(\Delta n) = 20\%$  für  $\Delta n \approx 1,5\%$ , jedoch lassen Präparation und Zustand der Endflächen einen etwas zu kontrollierenden Einfluß.

Aus der Messung des Na- und Fernfeldes kann die Brechzahl-Differenz bis auf  $\delta(\Delta n) = 10^{-2}$  genau bestimmt werden. Für die Strahlungsfeldmethode erwartet man  $\delta(\Delta n) = 6 \cdot 10^{-4}$  [Young, 1988].

Bei den Interferenzverfahren mit Längs- und Quersstrahlung beträgt  $\delta(\Delta n) = 10^{-4}$ , kann aber mit besonderen Anstrengungen auf  $\delta(\Delta n) = 10^{-5}$  reduziert werden [Presby, 1980].

#### Örtliche Auflösung $\delta_F$

Die Ortsauflösung  $\delta_F$  der Naufeldmethode hängt wegen  $\delta_F = 0,610 \lambda / A_N(r)$  von der lokalen numerischen Apertur der Fore ab und wächst am Rand von Gradientenprofilen beliebig. Bei der modifizierten Naufeldmethode wird  $A_N(r) \approx 0,4$ , wenn die Schutzschicht aus Nickelkontaktschicht besteht, so daß  $\delta_F \approx 1,5 \lambda$ .

Für das Fernfeldprofil limitiert der Randpegel der Nachordnung zum einen den kleinsten Raumwinkelbereich, der im Fernfeld noch auflösbar ist, zum anderen gibt die erlaubte Fernfeld-Leistungsdynamik in die Auflösung ein; allerdings enthält das äquivalente monochrome Fernfeldprofil keine Feinstruktur, was die Frage nach der Auflösung belanglos macht.

Bei der Reflexions- und Strahlungsfeldmethode können Objektivaperturen mit Aperturen von  $A_F = 1,5$  verwendet werden, woraus  $\delta_F \approx 0,4 \lambda$  folgt.

Quersstrahlende Interferenzverfahren bieten  $\delta_F \approx 0,25 \mu\text{m}$  bei einem Interferenzmikroskop mittlerer Größe [Chu, 1987], was sich bis auf  $\delta_F \approx 0,125 \mu\text{m}$  verbessern läßt.

Die Ortsauflösung der Fokussierungsmethode hängt von der Äußerung der Dreifachabstimmung ab. Typisch ist  $\delta_F \approx 2 \mu\text{m}$ .

Das längsstrahlende Interferenzverfahren gibt Strukturen ab  $\delta_F \approx 5 \mu\text{m}$  wieder.

#### Handhabung und Kosten

Am einfachsten in Aufbau und Handhabung ist die Fernfeldmethode, gefolgt vom Naufeldverfahren und, in größerem Abstand, von der Reflexionsmethode. Strahlungsfeld-Messungen erfordern, der Präzision des Verfahrens entsprechend, größere Sorgfalt, sind aber noch ohne Kleinrechnerunterstützung durchzuführen.

Die Implementierung der Fokussierungsmethode erfordert bedeutend größere Investitionen für ein lineares Video-Meßkanalsystem mit Digitalausgängen zur Verarbeitung der Signale in einem Trichtercomputer. Die Schwierigkeiten sind eher auf die Konstruktion der geeigneten Programme als auf die Meßapparatur selbst verlagert. Einmal aufgebaut, gestaltet das System Routineuntersuchungen.

Kostenarme Interferenzverfahren benötigen eine optische Präzisionsanfertigung und eine Meßkanal-Rechner-Anrüstung wie bei der Fokussierungsmethode, um die Interferogramme anzuerkennen. Allein für ein geeignetes Interferenzmikroskop sind über 120 000 DM zu investieren.



### Eignung für Rohlinge

Gut geeignet zur Untersuchung von Glasfaserrohlingen ist das Interferenzverfahren mit Gitterscheinung und, in ganz besonderer Weise, die Fokussierungsmethode. Sehr eignet sich die Fluoreszenzmethode für Diagnosezwecke.

### Eignung für einseitige Fasern

Reflexions-, modifizierte Nahfeld-, Fokussierungs- und vor allem die Strahlungsfeldmethode sind gut geeignet. Ein großes, noch nicht ausgeschöpftes Potential haben die Methoden, die aus der Feldverteilung des Grundmodus auf das Brechzahlprofil rückschließen, wobei man von Nah- oder bevorzugt vom Fernfeld ausgehen kann.

Das Kohärenzverfahren ist von geringem praktischen Interesse. Eine Sonderstellung nimmt das Laufzeitverfahren ein, das der Fernfeldmethode verwandt ist. Das gemessene Profil dient als Voraussetzung, aber nicht mehr als Rechenfundament für das Dispersionsverhalten des LWL.

Anhang F Zusammenstellung von Formeln und Fakten

F1 Basisdefinitionen

Rotationsymmetrische Lichtwellenleiter (LWL) werden in Zylinderkoordinaten  $r = \rho a$ ,  $\varphi$ ,  $z$  durch ein von  $\rho$  und  $z$  unabhängiges Brechzahlprofil charakterisiert,

$$\begin{aligned} n^2(\rho) &= n_1^2 [1 - 2\Delta g(\rho)] = n_2^2 + A_N^2 [1 - g(\rho)], & g(\rho_M) &= 0, & 0 \leq \rho < 1, \\ n^2(\rho) &= n_2^2, & g(\rho) &\equiv 1, & 1 \leq \rho \leq \infty. \end{aligned} \quad (F1-1)$$

Dabei ist  $g(\rho)$  die Profilfunktion,  $n_1$  die maximale Brechzahl im Kern bei  $\rho = \rho_M$ ,  $a$  der Kernradius, auf den die Radiuskoordinate  $r$  normiert wird, und  $n_2$  die Brechzahl des Mantels.

$$A_N^2(\rho) = n^2(\rho) - n_2^2 = A_N^2 [1 - g(\rho)] = \sin^2 \gamma_N, \quad A_N^2 = n_1^2 - n_2^2 = \sin^2 \gamma_M \quad (F1-2)$$

wird als lokale bzw. maximale numerische Apertur bezeichnet.  $\gamma_N$  bzw.  $\gamma_M$  sind die zugehörigen maximalen halben Öffnungswinkel des vom LWL im Vakuum erlaubten Kegels, gerechnet von der Faserachse aus.

$$\Delta = \frac{n_1^2 - n_2^2}{2n_1^2} \approx \left\{ \Delta \ll 1 \right\} \approx \frac{n_1 - n_2}{n_1} \approx \frac{n_1 - n_2}{n_2}, \quad A_N = n_1 \sqrt{2\Delta} \quad (F1-3)$$

ist die relative Brechzahl-differenz, wosa' die Näherung für schwach führende LWL gilt. Häufig wird für das Brechzahlprofil eine Potenzfunktion angesetzt,

$$g(\rho) = \rho^\alpha, \quad 0 \leq \alpha \leq \infty. \quad (F1-4)$$

Heraustragende Spezialfälle sind das Stufenprofil  $\alpha \rightarrow \infty$  und das Parabelprofil  $\alpha = 2$ , welches auch in der Form eines unendlich ausgedehnten, sogenannten idealen Parabelprofils

$$n^2(\rho) = n_1^2 (1 - 2\Delta \rho^2), \quad 0 \leq \rho \leq \infty \quad (F1-5)$$

benötigt wird. Unphysikalische Bereiche  $n^2(\rho) < 1$  dürfen keine wesentlichen Feldkomponenten mehr enthalten. Für die Frequenz  $f = \omega / (2\pi)$  der anregenden Lichtwelle hat sich eine zweckmäßige Normierung eingebürgert,

$$V = a k_0 A_N, \quad k_i = k_0 n_i = n_i \omega / c, \quad k_0 = \frac{\omega}{c} = \frac{2\pi}{\lambda}, \quad (F1-6)$$

genannt V-Parameter oder normierte Frequenz.  $c = (\epsilon_0 \mu_0)^{-1/2}$  ist die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum,  $k_0$  die Vakuum-Ausbreitungskonstante bei der Wellenlänge  $\lambda$ ,  $k_i$  die Ausbreitungskonstante im Medium der Brechzahl  $n_i$ . Wird  $k$  ohne jealen Index  $\rho$  geschrieben, so sei darunter die Ausbreitungskonstante  $k = k_0 n$  im allgemeinen Medium der Brechzahl  $n$  verstanden,  $\lambda_n$  ist die zugehörige Wellenlänge.

F2 Beugung, Fresnel- und Fourier-Transformation

Die Maxwell-Gleichungen im ladungs- und stromfreien, unmagnetischen, isotropen und homogenen Raum  $\nabla \cdot \vec{H} = 0$ ,  $\nabla \cdot \vec{E} = 0$  lauten  $\nabla \times \vec{H} = n^2 \epsilon_0 \partial \vec{E} / \partial t$ ,  $\nabla \times \vec{E} = -\mu_0 \partial \vec{H} / \partial t$ . Die magnetischen bzw. elektrischen Feldstärkevektoren haben die Komponenten  $\vec{H} = (H_x, H_y, H_z)$ ,  $\vec{E} = (E_x, E_y, E_z)$  im kartesischen Koordinatensystem  $\vec{r} = (x, y, z)$ . Allgemein stellt  $\Phi_u(\vec{r}, t)$  für die Komponenten  $H_u(\vec{r}, t)$  bzw.  $E_u(\vec{r}, t)$  mit  $u = X, Y$  oder  $Z$ . Man erhält mit dem Ansatz

$$\Phi_u(\vec{r}, t) = \Phi_u(\vec{r}) e^{j(\omega t - kz)} \quad , \quad k = \text{konst} \quad (F2-1)$$

aus den allgemeinen Maxwell-Gleichungen näherungsweise die Wellengleichung für die beiden Transversalkomponenten und eine dritte Näherungsbeziehung für die longitudinalen Komponenten aus den Stoffgleichungen,

$$\left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} - j2k \frac{\partial}{\partial z} \right) \Phi_{X,Y}(\vec{r}) = 0 \quad , \quad \Phi_Z(\vec{r}) = -\frac{j}{k} \left[ \frac{\partial \Phi_X(\vec{r})}{\partial x} + \frac{\partial \Phi_Y(\vec{r})}{\partial y} \right] \quad (F2-2)$$

Gl. (F2-2) gilt unter den Voraussetzungen [Lewinger, E43P], daß sich die Strukturfunktion  $\Phi_u(\vec{r})$  nur über Entfernungen von vielen Wellenlängen ändert, daß  $\Phi_Z(\vec{r}) \ll \Phi_{X,Y}(\vec{r})$ , und daß sich eine Inhomogenität des Mediums erst nach vielen Wellenlängen bemerkbar macht.

Für den vollständig homogenen Raum  $n = \text{const}$  ergibt sich die Lösung

$$\Phi_z(\xi, \eta, z) = j e^{-jk(z-z_0)} \iint_{-\infty}^{+\infty} \Phi_{z_0}(x, y, z_0) e^{-j\pi \frac{(x-\xi)^2 + (y-\eta)^2}{\lambda(z-z_0)}} \frac{dx dy}{\lambda(z-z_0)} \quad (F2-3a)$$

Fresnel:  $z - z_0 \gg \sqrt{\xi^2 + \eta^2}$  (F2-3b)

aus dem Anfangswert  $\Phi_{X,Y}(x, y, z_0) = \Phi_{z_0}(x, y, z_0) \neq 0$  bei endlicher Gesamtleistung des Feldes. Die Umpleitung definiert den Bereich, in welchem  $\Phi_z(\xi, \eta, z)$  die Lösung der exakten Maxwell-Gleichungen approximiert. Gl. (F2-3) beschreibt die Fresnel-Beugung. Für sehr große Entfernungen von der Anlaufverteilung gilt

$$\Phi_z(\xi, \eta, z) = j e^{-jk(z-z_0)} e^{-j\pi \frac{\xi^2 + \eta^2}{\lambda(z-z_0)}} \iint_{-\infty}^{+\infty} \Phi_{z_0}(x, y, z_0) e^{j2\pi \frac{x\xi + y\eta}{\lambda(z-z_0)}} \frac{dx dy}{\lambda(z-z_0)} \quad (F2-4a)$$

Fraunhofer:  $z - z_0 \gg 2(x_M^2 + y_M^2) / \lambda$  (F2-4b)

$x_M, y_M$  bestimmen die maximale transversale Ausdehnung des (physikalischen) Anlauffeldes, das außerhalb dieses Bereiches praktisch verschwindet. Ist die Ungleichung erfüllt, dann nähert Gl. (F2-4a) die Lösung der exakten Maxwell-Gleichungen und formuliert die Fraunhofer-Beugung. Bedingung Gl. (F2-4b) kennzeichnet das Fernfeld.

Die Integraltransformation in Gl. (F2-3a) wird Fresnel-Transformation genannt [Mere, E43P],

$$\Phi^{(w^2)}(\xi, \eta) = \frac{1}{w^2} \iint_{-\infty}^{+\infty} \Phi(x, y) e^{-j\pi [(x-\xi)^2 + (y-\eta)^2] / w^2} dx dy \quad (F2-5a)$$

$$\Phi^{(w^2)}(\xi, \eta) = \frac{1}{w^2} \iint_{-\infty}^{+\infty} \Phi(x, y) e^{j\pi [(x-\xi)^2 + (y-\eta)^2] / w^2} dx dy \quad (F2-5b)$$

$$\Phi^{(w^2)}(\xi, \eta) = \Phi^{(w^2)}(\xi, \eta) = \Phi^{(w^2)}(x, y) \quad (F2-5c)$$

	$\varphi(x,y) = \mathcal{F}^{-1}\{\varphi^{(w)}(\xi,\eta)\}$ $= \mathcal{FR}^{-1}\{\varphi^{(w)}(\xi,\eta)\}$	$\varphi^{(w)}(\xi,\eta) = \mathcal{F}\{\varphi(x,y)\}$	$\varphi^{(w)}(\xi,\eta) = \mathcal{FR}\{\varphi(x,y)\}$
1	$\mathcal{F}^{-1}\{\varphi(\xi,\eta) e^{j\pi(x^2+y^2)/w^2}\} = \mathcal{FR}^{-1}\{\varphi(\xi,\eta) e^{-j\pi(\xi^2+\eta^2)/w^2}\}$	$\mathcal{FR}\{\varphi(x,y) e^{j\pi(x^2+y^2)/w^2}\} = \mathcal{F}\{\varphi(x,y) e^{-j\pi(\xi^2+\eta^2)/w^2}\}$	$\mathcal{F}\{\varphi(x,y) e^{-j\pi(x^2+y^2)/w^2}\} = \mathcal{FR}\{\varphi(x,y) e^{j\pi(\xi^2+\eta^2)/w^2}\}$
2	$\varphi^{(w)}(x,y)$	$\frac{w_x^2}{w^2} \varphi(-\frac{w_x^2}{w^2} \xi, -\frac{w_y^2}{w^2} \eta)$	-
3	$\varphi^*(x,y)$	$\varphi^*(-\xi, -\eta) \equiv [\varphi]^*, \varphi(\xi,\eta) \equiv \varphi(-\xi,-\eta)$	$\varphi^*(\xi, \eta) \equiv [\varphi]^* \equiv \varphi$
4	$\varphi(x,y) + \psi(x,y)$	$\varphi(\xi,\eta) + \psi(\xi,\eta)$	$\varphi(\xi,\eta) + \psi(\xi,\eta)$
5	$a \varphi(x,y)$	$a \varphi(\xi,\eta)$	$a \varphi(\xi,\eta)$
6	$\varphi(ax, by)$	$\frac{1}{ ab } \varphi(\xi/a, \eta/b)$	-
7	$\varphi(x-a, y-b)$	$\varphi(\xi,\eta) e^{j2\pi(a\xi+b\eta)/w^2}$	$\varphi(\xi-a, \eta-b)$
8	$\varphi(x,y) e^{j2\pi(ax+by)/w^2}$	$\varphi(\xi+a, \eta+b)$	$\varphi(\xi+a, \eta+b) e^{j\pi(a^2+2a\xi+b^2+2b\eta)/w^2}$
9	$\varphi(x,y) e^{j\pi(x^2+y^2)/w^2}$	-	$\varphi(\xi,\eta) e^{-j\pi(\xi^2+\eta^2)/w^2}$
10	$\varphi(x,y) e^{-j\pi(x^2+y^2)/w^2}$	$\varphi(\xi,\eta) e^{j\pi(\xi^2+\eta^2)/w^2}$	-
11	$\delta(x-a, y-b)$	$e^{j2\pi(a\xi+b\eta)/w^2}$	$e^{-j\pi[(\xi-a)^2+(y-b)^2]/w^2}$
12	$e^{j2\pi(ax+by)/w^2}$	$\delta(\xi+a, \eta+b)$	$e^{-j\frac{\pi}{w^2} [j\pi(a^2+2a\xi+b^2+2b\eta)/w^2]}$
13	$e^{j\pi[(x-a)^2+(y-b)^2]/w^2}$	-	$\delta(\xi-a, \eta-b) e^{-j\pi[(\xi-a)^2+(y-b)^2]/w^2}$
14	$\frac{1}{ab} e^{-\pi(x^2/a^2+y^2/b^2)}$	$\frac{1}{w^2} e^{-\pi(a^2\xi^2+b^2\eta^2)/w^4}$	$\frac{1}{\sqrt{w_x^2/a^2} \sqrt{w_y^2/b^2}} e^{-j\pi[\frac{\xi^2}{w_x^2/a^2} + \frac{\eta^2}{w_y^2/b^2}]}$
15	$\frac{1}{\sqrt{w_x^2/a^2} \sqrt{w_y^2/b^2}} e^{j\pi[\frac{x^2}{w_x^2/a^2} + \frac{y^2}{w_y^2/b^2}]}$	-	$\frac{1}{ab} e^{-\pi(\xi^2/a^2 + \eta^2/b^2)}$
16	$\frac{1}{w^2} e^{-\pi(a^2x^2+b^2y^2)/w^4}$	$\frac{1}{ab} e^{-\pi(\xi^2/a^2 + \eta^2/b^2)}$	-
17	$\frac{1}{w^2} \iint_{-\infty}^{\infty} \varphi(x_1, y_1) \psi(x-x_1, y-y_1) dx_1 dy_1$	$\varphi(\xi,\eta) \psi(\xi,\eta)$	-
18	$\frac{1}{w^2} \iint_{-\infty}^{\infty} \varphi(x_1, y_1) \psi^*(x-x_1, y-y_1) dx_1 dy_1$	$\varphi(\xi,\eta) \psi^*(\xi,\eta)$	-
19	$\varphi(x,y) \psi(x,y)$	$\frac{1}{w^2} \iint_{-\infty}^{\infty} \varphi(\xi_1, \eta_1) \psi(\xi-\xi_1, \eta-\eta_1) d\xi_1 d\eta_1 \equiv \frac{1}{w^2} \varphi(\xi,\eta) * \psi(\xi,\eta)$	-
20	$\varphi(x,y) \psi^*(x,y)$	$\frac{1}{w^2} \iint_{-\infty}^{\infty} \varphi(\xi_1, \eta_1) \psi^*(\xi-\xi_1, \eta-\eta_1) d\xi_1 d\eta_1 \equiv \frac{1}{w^2} \varphi(\xi,\eta) \otimes \psi(\xi,\eta)$	-

Tabelle F1.

Fourier- und Fresnel-Transformation für Ortsfunktionen. Für Zeitfunktionen ist die Tabelle in umgekehrter Richtung zu lesen oder j durch -j, v durch 1 und w durch ~ zu ersetzen.

	<u>PARSEVAL</u>	
1	$\iint_{-\infty}^{+\infty} f(x,y) g^*(x,y) dx dy = \iint_{-\infty}^{+\infty} f(\xi,\eta) g^*(\xi,\eta) d\xi d\eta = \iint_{-\infty}^{+\infty} f(\xi,\eta) g^*(\xi,\eta) d\xi d\eta$	
	<u>PLANCHAREL</u>	
2	$\iint_{-\infty}^{+\infty}  f(x,y) ^2 dx dy = \iint_{-\infty}^{+\infty}  f(\xi,\eta) ^2 d\xi d\eta = \iint_{-\infty}^{+\infty}  f(\xi,\eta) ^2 d\xi d\eta$	
	<u>WIENER - KHINTCHINE</u>	
3	$\frac{1}{w^2} \iint_{-\infty}^{+\infty}  f(x,y) ^2 e^{j2\pi(x\xi+y\eta)/w^2} dx dy = \frac{1}{w^2} \iint_{-\infty}^{+\infty} f^*(\xi_1,\eta_1) f(\xi_2-\xi_1,\eta_2-\eta_1) d\xi_1 d\eta_1$	
4	$= \frac{1}{w^2} \iint_{-\infty}^{+\infty} f^*(\xi_1-\xi_2,\eta_1-\eta_2) f(\xi_2,\eta_2) e^{-j\pi(\xi_1^2+2\xi_1\xi_2+\eta_1^2+2\eta_1\eta_2)/w^2} d\xi_1 d\eta_1$	
	Speziell $w^2=1$ , $K(x,y) =  f(x,y) ^2 = K^*(x,y)$ :	
5	$\Theta(\xi,\eta) = \iint_{-\infty}^{+\infty} K(x,y) e^{j2\pi(x\xi+y\eta)} dx dy$	Spektrum
6	$K(x,y) = \iint_{-\infty}^{+\infty} \Theta(\xi,\eta) e^{-j2\pi(x\xi+y\eta)} d\xi d\eta$	Kovariant
	Speziell $w^2=1$ , Zeitfunktion $K(t) = K^*(t)$ :	
7	$\Theta(f) = \int_{-\infty}^{+\infty} K(t) e^{-j2\pi ft} dt$	Spektrum
8	$K(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \Theta(f) e^{j2\pi ft} df$	Kovariant

Tabelle F2. Theoreme zur Fourier- und Fresnel-Transformation

	$\phi(x, y)$	- FS -	$\phi(\xi, \eta)$
1	$\text{sign}(x/a) \text{sign}(y/b)$ $\text{sign}(x/a) = \begin{cases} +1 & x > 0 \\ 0 & x = 0 \\ -1 & x < 0 \end{cases}$		$\frac{1}{\pi} \frac{j}{\xi/w} \cdot \frac{j}{\eta/w} \text{sign} a \text{sign} b$
2	$\frac{1}{\pi} \cdot \frac{-j}{x/w} \cdot \frac{-j}{y/w} \text{sign} a \text{sign} b$		$\text{sign}(\xi/a) \text{sign}(\eta/b)$
3	$\text{rect}(x/a) \text{rect}(y/b)$ $\text{rect}(x/a) = \begin{cases} 1 &  x  \leq a/2 \\ 0 & \text{sonst} \end{cases}$		$\frac{ab}{w^2} \text{sinc}(a\xi/w^2) \text{sinc}(b\eta/w^2)$ $\text{sinc} \xi = \frac{\sin \pi \xi}{\pi \xi}$
4	$\frac{ab}{w^2} \text{sinc}(ax/w^2) \text{sinc}(by/w^2)$		$\text{rect}(\xi/a) \text{rect}(\eta/b)$
5	$\text{trian}(x/a) \text{trian}(y/b)$ $\text{trian}(x/a) = \begin{cases} 1 -  x /a & x \leq a \\ 0 & \text{sonst} \end{cases}$		$\frac{ab}{w^2} \text{sinc}^2(a\xi/w^2) \text{sinc}^2(b\eta/w^2)$
6	$\frac{1}{2a} \frac{1}{2b} e^{-[ x /a +  y /b]}$		$\frac{1}{w^2} \frac{1}{1 + (2\pi a \xi/w^2)^2} \frac{1}{1 + (2\pi b \eta/w^2)^2}$
7	$\frac{1}{2\pi a^2} e^{-r/a}, \quad r = \sqrt{x^2 + y^2}$		$\frac{1}{w^2} \frac{1}{[1 + (2\pi a \rho/w^2)^2]^{3/2}}, \quad \rho = \sqrt{\xi^2 + \eta^2}$
8	$\text{circ}(r/a), \quad r = \sqrt{x^2 + y^2}$ $\text{circ}(r/a) = \begin{cases} 1 & r \leq a \\ 0 & \text{sonst} \end{cases}$		$\frac{a}{\rho} J_1(2\pi a \rho/w^2), \quad \rho = \sqrt{\xi^2 + \eta^2}$

Tabelle F3.

Fourier-Transformation spezieller Ortsfunktionen.  
 Für Zeitfunktionen ist die Tabelle in umgekehrter Richtung  
 zu lesen oder  $j$  durch  $-j$  und  $w$  durch  $\omega$  zu ersetzen.

1	<p>Gauß-Funktion</p> $G(x, x_0, x_w) = \frac{1}{x_w} e^{-\pi(x-x_0)^2/x_w^2} \quad \tilde{G}^{(1)}(\xi, x_0, x_w) = e^{-\pi x_w^2 \xi^2} e^{-j2\pi x_0 \xi}$
2	<p>Mittelwert</p> $\bar{x} = \int_{-\infty}^{+\infty} x G(x, x_0, x_w) dx = x_0$
3	<p>Varianz und Streuung</p> $\sigma^2 = \int_{-\infty}^{+\infty} (x - \bar{x})^2 G(x, x_0, x_w) dx = \bar{x}^2 - \bar{x}^2 = \overline{\delta x^2} = \frac{x_w^2}{2\pi}, \quad \sigma = \frac{x_w}{\sqrt{2\pi}}$
4	<p>Effektivbreite, Abfall auf <math>1/\sqrt{e} \approx 0,607</math></p> $x_{1/\sqrt{e}} = \sigma = \frac{x_w}{\sqrt{2\pi}} \approx 0,399 x_w \approx \frac{1}{2,51} x_w \quad x_{1/\sqrt{e}} = \frac{1}{2\pi} / \xi_{1/\sqrt{e}} \approx 0,159 / \xi_{1/\sqrt{e}}$
5	<p>Halbwertsradius, Abfall auf 0,5</p> $x_{1/2} = x_w \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} \approx 0,470 x_w \approx \frac{1}{2,13} x_w \quad x_{1/2} = \frac{\ln 2}{\pi} / \xi_{1/2} \approx 0,221 / \xi_{1/2}$
6	<p>Radius der Strahltaile, Abfall auf <math>1/e \approx 0,368</math></p> $x_{1/e} = w_0 = \frac{x_w}{\sqrt{\pi}} \approx 0,564 x_w \approx \frac{1}{1,77} x_w \quad x_{1/e} = \frac{1}{\pi} / \xi_{1/e} \approx 0,318 / \xi_{1/e}$
7	<p>Halbwertsbreite, Abfall auf 0,5</p> $X_{1/2} = 2x_w \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} \approx 0,939 x_w \approx \frac{1}{1,06} x_w \quad X_{1/2} = \frac{2\ln 2}{\pi} / \Xi_{1/2} \approx 0,441 / \Xi_{1/2}$ <p><math>X_{1/2} = 2x_{1/2}, \quad \Xi_{1/2} = \xi_{1/2} (!)</math></p>
8	<p>Verbindungsbeziehungen</p> $X_{1/e} = 2\sqrt{\ln 4} \sigma \approx 2,35 \sigma \approx \frac{1}{0,425} \sigma$
9	$X_{1/2} = 2\sqrt{\ln 2} w_0 \approx 1,67 w_0 \approx \frac{1}{0,601} \sigma$
10	$w_0 = \sqrt{2} \sigma \approx 1,41 \sigma \approx \frac{1}{0,707} \sigma$
11	<p>Produkt von Gauß-Funktionen</p> $\tilde{G}^{(1)}(\xi, x_0, x_w) = \tilde{G}^{(1)}(\xi, x_{01}, x_{w1}) \tilde{G}^{(1)}(\xi, x_{02}, x_{w2}) = e^{-\pi x_w^2 \xi^2} e^{-j2\pi x_0 \xi}$ <p><math>x_0 = x_{01} + x_{02}</math></p> <p><math>x_w^2 = x_{w1}^2 + x_{w2}^2</math></p>

Tabelle F4. Eigenschaften von Gauß-Funktionen

und entwickelt  $\Phi(x, y)$  nach in  $z$ -Richtung divergierendem ( $\Phi$ ) oder konvergierendem ( $\Phi$ ) Paraboloidwellen, vgl. Abschnitt F6. In Polarkoordinaten  $r, \varphi$  schreibt man für eine rotationsymmetrische Funktion  $\Phi(r, \varphi) = \Phi(r)$

$$\Phi^{(w^2)}(\rho) = \frac{2\pi}{w^2} \int_0^{\infty} \Phi(r) J_0(2\pi r \rho / w^2) e^{-j\pi(r^2 + \rho^2)/w^2} r dr, \quad (F2-6a)$$

$$\Phi^{(w^2)}(\rho) = \frac{2\pi}{w^2} \int_0^{\infty} \Phi(r) J_0(2\pi r \rho / w^2) e^{+j\pi(r^2 + \rho^2)/w^2} r dr. \quad (F2-6b)$$

$\rho$  darf hier nicht verwechselt werden mit dem normierten Radius von Abschnitt F1.

Die Integraltransformation von Gl. (F2-4a) heißt Fourier-Transformation,

$$\Phi^{(w^2)}(\xi, \eta) = \frac{1}{w^2} \iint_{-\infty}^{+\infty} \Phi(x, y) e^{j2\pi(x\xi + y\eta)/w^2} dx dy, \quad (F2-7a)$$

$$\Phi^{(w^2)}(\xi, \eta) = \frac{1}{w^2} \iint_{-\infty}^{+\infty} \Phi(x, y) e^{-j2\pi(x\xi + y\eta)/w^2} dx dy, \quad (F2-7b)$$

$$\Phi^{(w^2)}(\xi, \eta) = \Phi^{(w^2)}(\xi, \eta) = \Phi(x, y), \quad (F2-7c)$$

und entwickelt  $\Phi(x, y)$  nach ebenen Wellen, die in  $z$ -Richtung ( $\Phi$ ) oder  $-z$ -Richtung ( $\Phi$ ) propagieren, vgl. Abschnitt F6. In Polarkoordinaten erhält man für eine rotationsymmetrische Funktion  $\Phi(r, \varphi) = \Phi(r)$

$$\Phi^{(w^2)}(\rho) = \frac{2\pi}{w^2} \int_0^{\infty} \Phi(r) J_0(2\pi r \rho / w^2) r dr = \Phi^{(w^2)}(\rho). \quad (F2-8)$$

$\Phi, \Phi$  wird Hankel-Transformierte erster Ordnung oder auch Bessel-Transformierte genannt [Korn, E440], [Castleman, L3343].

Tabelle F1 zählet einige Eigenschaften von Fourier- und Fresnel-Transformationen auf. Die Tabelle kann unmittelbar für die Ortsabhängigkeit der Gl. (F2-1) benutzt werden. Die Reduktion auf eine Ortsvariable ist möglich durch die Letzung  $\Phi(x, y) \rightarrow \Phi(x)$ ,  $\exp\{-j\pi[(x-\xi)^2 + (y-\eta)^2]/w^2\} \rightarrow \exp\{-j\pi(x-\xi)^2/w^2\}$  bzw.  $\exp\{j2\pi(x\xi + y\eta)/w^2\} \rightarrow \exp\{j2\pi x\xi/w^2\}$  und durch Auftrennung aller konstanten Terme in das Produkt aus  $x$ -Faktor und  $y$ -Faktor, also z.B. in Tabelle F1-12  $\exp\{-j\pi/2\} \rightarrow \exp\{-j\pi/4\}$  oder in Tabelle F1-15  $\frac{1}{ab} \rightarrow \frac{1}{a}$ . Sind Zeitfunktionen  $\Phi(x) \rightarrow \Phi(t)$  in der Vorzeichenkonvention Gl. (F2-1) gegeben, so ist die Tabelle F1 entweder in umgekehrter Richtung zu lesen, oder jedes  $j$  ist durch  $-j$  zu ersetzen. In Tabelle F2 sind verschiedene Theoreme notiert. Tabelle F3 führt Fourier-Transformationen spezieller Funktionen an, während Tabelle F4 die Eigenschaften von Gauß-Funktionen diskutiert.

Für das Gauß-Profil mit der Amplitudenverteilung  $P_0$  und den Strahlweiten  $w_{x,y} = w_{x,y} / \sqrt{\pi}$ ,

$$\Phi(x, y, z_0) = \sqrt{\frac{4P_0/\pi}{w_x w_y}} e^{-\pi \left[ \frac{(x-x_0)^2}{w_x^2} + \frac{(y-y_0)^2}{w_y^2} \right]}, \quad P_0 = \iint_{-\infty}^{+\infty} P(x, y) dx dy, \quad (F2-9)$$

$$P(x, y) = \frac{\pi}{2} |\Phi(x, y)|^2 \quad (F2-10)$$

gilt nach Gl. (F2-3a) und Tabelle F1-14 die Fresnel-Transformation

$$\Phi^{(w^2)}(\xi, \eta, z) = \Phi_0(\xi, \eta, z) = \sqrt{\frac{4P_0/\pi}{\pi w_{0x} w_{0y}}} \sqrt{\frac{q_x(z_0) q_y(z_0)}{q_x(z) q_y(z)}} e^{-j\pi \left[ \frac{(\xi-x_0)^2}{\lambda q_x(z)} + \frac{(y-y_0)^2}{\lambda q_y(z)} \right]} e^{-jk(z-z_0)}$$

$$\lambda q_{x,y}(z) = w^2 + j w_{x,y}^2, \quad w^2 = \lambda_n(z-z_0), \quad w_{x,y}^2 = w_{0x,y}^2 \cdot \pi = \lambda_n b_{x,y}(z), \quad (F2-11a)$$

$$\gamma_{0x,y} = \arctan \frac{z}{k w_{0x,y}} \approx \frac{z}{k w_{0x,y}}; \quad w_{0x,y} > 1,59 \lambda_n, \quad \gamma_0 < 11,5^\circ.$$



$q_{x,y}(z)$  ist der komplexe Strahlparameter;  $b_{x,y}$  wird konfokaler Parameter genannt und definiert den maximalen Krümmungsradius  $b_{x,y}$  der Phasenflächen an der Stelle  $z-z_0 = b_{x,y}/2$ ;  $w_{x,y}$  ist der Radius der Strahltaile bei  $z = z_0$  in  $x$ - bzw.  $y$ -Richtung;  $\gamma_{x,y}$  gibt den asymptotischen halben Kepleroffnungswinkel an, der durch  $\lim_{z \rightarrow \infty} [\phi(\xi, \eta, z) - \phi(0, \eta, z)] = e^{-1} \phi(0, 0, z)$  festgelegt wird. Gl. (F2-11a) gilt voraussetzungsgemäß in paraxialer Näherung, was nach [Wencker, E441] für die angegebenen Bereiche von  $w_{x,y}$  und  $\gamma_{x,y}$  derart erfüllt ist, daß die maximale relative Betragsabweichung des paraxialen Feldes vom exakten Wert, die bei  $z-z_0 = \pm b_{x,y}/2$  auftritt, 1% beträgt.

Wendet man auf Gl. (F2-9) die Fourier-Transformation Gl. (F2-7a) an, so erhält man nach Tabelle F1-14

$$\phi^{(w^2)}(\xi, \eta, z) = j \sqrt{4P_0/n} \frac{\sqrt{w_x w_y}}{\lambda_n(z-z_0)} e^{-j\pi \frac{\xi^2 + \eta^2}{\lambda_n(z-z_0)}} e^{-\pi \frac{w_x^2 \xi^2 + w_y^2 \eta^2}{\lambda^2(z-z_0)^2}} e^{-jk(z-z_0)} \quad (F2-11b)$$

$$w_{x,y} = \frac{1}{\pi} \sqrt{\frac{1}{2} \ln 2} \lambda_n / \sin \gamma_{x,y} \approx 0,187 \lambda_n / \sin \gamma_{x,y}$$

Sowohl bei Fresnel- als auch bei Fraunhofer-Biegung bleibt die gauß-förmige Feldstärkeverteilung in den Ebenen  $z = \text{const}$  erhalten. Mit  $\phi$  kann der Strahlradius  $w_{x,y}$  aus der Halbwertsbreite  $2\gamma_{x,y}$  des Fernfeldes bestimmt werden. durch ein Kepleroffnungswinkel

Der Exponentialfaktor  $\exp[-j\pi(\xi^2 + \eta^2)/\lambda(z-z_0)]$  beschreibt eine divergierende Kugelwelle. Phasenfronten wie bei  $z_0$  können am Ort  $z$  nur dann beobachtet werden, wenn ein optisches System diesen Fernkomplexiert. Nach Tabelle F1-9 gilt

$$\phi_L(x, y) = e^{j\pi \frac{x^2 + y^2}{w^2}}, \quad \phi_L^{(w^2)}(\xi, \eta) = \delta(\xi, \eta) e^{-j\pi \frac{\xi^2 + \eta^2}{w^2}}, \quad w^2 = \lambda f \quad (F2-12)$$

$\phi_L(x, y)$  beschreibt die Wirkung einer dünnen Linse der Brennweite  $f = z - z_0$ . Die Sammellinse  $f > 0$  fokussiert ein Feld mit ebener Phasenfront in einem Punkt, der in der hinteren Brennebene bei  $z = z_0 + f$  liegt. Breitet sich daher ein Feld  $\phi_0(x, y)$  an der Stelle  $z = 0$  aus, und verändert die Linse von Gl. (F2-12) die Phase des Feldes am Ort  $z = z_1$ , so erhält man in der hinteren Brennebene  $z = z_1 + f$  das Feld

$$\phi_{z_1+f}(\xi, \eta) = j e^{-j[k(z_1+f)]} e^{-j\pi \frac{\xi^2 + \eta^2}{w^2} (w^2 - w_1^2)} \phi_0^{(w^2)}(\xi, \eta) \quad (F2-13)$$

$$w_1^2 = \lambda_n z_1, \quad w^2 = \lambda_n f, \quad k = 2\pi/\lambda_n, \quad k_1 = 2\pi/\lambda_n$$

Die Beziehung wurde mit Gl. (2-3) und Tabelle F1 abgeleitet und gilt für alle  $w_1, w$ ; insbesondere kann die Wellenlänge vor und nach der Linse verschieden sein, wenn mit holographischen Methoden das Feld am Ort der Linse eingefroren und mit unterschiedlicher Wellenlänge  $\lambda_n$  weitertransportiert wird. Ist  $\lambda_n = \lambda_{n1}$ , dann führt die Bedingung  $z_1 = f$  zum Verschwinden des von  $\xi, \eta$  abhängigen quadratischen Phasenfaktors: Die Felder in den beiden Brennebenen einer Linse sind, bis auf einen transversal konstanten Phasenfaktor, ein Fourier-Paar. Eine Koordinaten-Transformation liefert die Beziehung

$$\phi_{2f}(k_x, k_y) = j e^{-j2kf} \phi_0^{(w^2)}(k_x, k_y), \quad \phi_0^{(w^2)}(k_x, k_y) = \iint_{-\infty}^{\infty} \phi_0(x, y) e^{j2\pi(xk_x + yk_y)} dx dy \quad (F2-14)$$

mit den Raumfrequenzen ( $\lambda_n = \lambda_{n1} = \lambda$ )

$$k_x = \xi/w^2 = \frac{1}{\lambda} \sin \gamma_x, \quad k_y = \eta/w^2 = \frac{1}{\lambda} \sin \gamma_y \quad (F2-15)$$

wobei die Winkel  $\gamma_{x,y}$  der Richtungsriech von der  $z$ -Achse aus gezählt werden.

Zweifache Fourier-Transformation mit zwei Linsen der Brennweiten  $f_1, f_2$  ergibt, wenn die hintere Brennebene der vorderen mit der vorderen Brennebene der hinteren Linse zusammenfällt, nach Tabelle F1-2 mit den Bezeichnungen der  $\beta$ . (F2-13)

$$\Phi_{\beta_1+\beta_2}(\xi, \eta) = -\frac{w_1^2}{w_2^2} e^{-j2(k_1 f_1 + k_2 f_2)} \Phi_0\left(-\frac{w_1^2}{w_2^2} \xi, -\frac{w_1^2}{w_2^2} \eta\right). \quad (F2-16)$$

Ein solcher 4f-Anbau invertiert also und vergrößert im Verhältnis  $w_2^2/w_1^2$ , was im unkonventionellen Fall der holographischen Registrierung eines Röntgenlichtfeldes bei  $\lambda_1 = 1 \text{ nm}$  und der Rekonstruktion mit  $\lambda_2 = 1 \mu\text{m}$  zu einer Linienvergrößerung von 1000 führt, wenn  $f_1 = f_2$  gilt, vgl. Abschnitt F5 und  $\beta$ . (F11-11).

Auch eine andere Anordnung zur Fourier-Transformation ist gebräuchlich. In Ausbreitungsrichtung hinter eine Linse der Brennweite  $f$ , positioniert bei  $z=0$ , stehe bei  $z=z_1$  ein Transparent mit der komplexen Amplitudenverteilung  $\Phi_{z_1}(x, y)$ . Eine punktförmige monochromatische Lichtquelle in beliebigem Abstand vor der Linse beleuchtet durch die Linse das Transparent und werde in die Beobachtungsebene  $S$  abgebildet, wenn das Transparent weggenommen ist. Die Feldverteilung in der Beobachtungsebene lautet dann

$$\Phi_S(\xi, \eta) = -j \frac{\Phi_0}{1-w_1^2/w_2^2} e^{-jkf} e^{-j\pi \frac{\xi^2+\eta^2}{w_2^2-w_1^2}} \Phi_{z_1}\left(\frac{w_2^2}{w_1^2} \xi, \frac{w_2^2}{w_1^2} \eta\right), \quad (F2-17)$$

$$w_1 = \lambda z_1, \quad w = \lambda f, \quad k_x = \frac{1}{\lambda} \frac{\xi}{f-z_1} = \frac{1}{\lambda} \sin \alpha_x, \quad k_y = \frac{1}{\lambda} \frac{\eta}{f-z_1} = \frac{1}{\lambda} \sin \alpha_y$$

und ist sowohl für Sammel- als auch für Bestreuungslinsen gültig; die Beobachtungsebene kann dann virtuell sein. Liegt die Punktquelle im Unendlichen und ist  $f > 0$ , dann wird die Beobachtungsebene bei  $z=f$  liegen. Mit der Wahl der Transparentebene  $z_1$  kann der Maßstab der Fourier-Transformation leicht geändert werden, vgl. Gl. (F2-15).

Bei Aufbauten nach  $\beta$ . (F2-13) ist die Lage der Linse bei  $z=z_1$  in Bezug auf die Objektfunktion bei  $z=0$  dann ohne Belang, wenn nur Intensitäten nach  $\beta$ . (F2-10) registriert werden, da die Phasenfaktoren verschwinden. Entsprechend ist die Fourier-Transformation nach  $\beta$ . (F2-17) mit konvergentem oder divergentem Licht besonders bei reiner Leitungsdetektion gültig.

Mit  $\beta$ . (F2-8, 14) und Tabelle F3-8 kann man die Beugungsfigur in der hinteren Brennebene einer endlich ausgedehnten Linse des Radius  $R$  und der Brennweite  $f$  berechnen. Beleuchtet man die Linse mit einer ebenen Welle, so erhält man

$$\Phi_R(\rho) = \Phi_{2f}^{(\lambda f)}(\rho) = F^{(\lambda f)} \{ \Phi_0 \text{circ}(\rho/R) \} = \Phi_0 \frac{R}{\rho} J_1\left(2\pi \frac{R\rho}{\lambda f}\right). \quad (F2-18)$$

Nach Gl. (F3-17) liegt die erste Nullstelle der Bessel-Funktion bei  $J_1(j_{1,1})=0$ ,  $j_{1,1} = 3,83$ , so daß mit der numerischen Apertur  $A_R = R/f$  die beugungsbegrenzte Auflösung  $\delta_f$  der Linse zu definieren ist, während  $\delta_{RF}$  nach [Born, 1938] die Schärfentiefe des Fokus in axiale Richtung beschreibt, wenn man eine 20-%-ige Reduktion der Maximalleistung zuläßt,

$$\delta_f = \frac{1,41}{2\pi} \frac{\lambda}{A_R} \approx 0,610 \lambda / A_R, \quad \delta_{RF} \approx 0,5 \lambda / A_R^2. \quad (F2-19)$$

Für die Praxis nicht uninteressant ist die Operatorformulierung der Beugung [Lugt, 5442], [Hagler, 1338] nach Art der Vierpoltheorie auf der Grundlage von Gl. (F2-4a).

Die aus der Elektrotechnik bekannte Systemtheorie formuliert Übertragungsprobleme mit Hilfe der Impulsantwort. Diese Technik läßt sich auch auf räumlich invariante (isoplanetische) und lineare optische Systeme anwenden, die zwischen einer Eingangsebene  $E_1, z_1 = z_0$ , und einer Ausgangsebene  $E_2, z_2 = z$  nahezu monochromatische Strahlung übertragen [Born, 1938], [Goodman, 1950], vgl. Abschnitt 11 und Bild F 21, 22. Als Impulsantwort  $G(x, y)$  definiert man die Feldverteilung  $\Phi_2(x, y)$  in  $E_2$ , die von einer Punktquelle  $\delta(x'-x, y'-y)$  in  $E_1$  erzeugt würde.

Haben die Feldstärken  $\Phi_{20}(x', y')$  eine Objektfunktion in  $E_1$  in jedem Punkt  $x', y'$  eine feste Phasenbeziehung, ist also  $\Phi_{20}(x', y')$  räumlich vollständig kohärent (vgl. Abschnitt 5), dann ergibt die Summation aller mit  $\Phi_{20}$  gewichteten Impulsantworten das Ausgangsfeld  $\Phi_2(x, y)$  in der Ebene  $E_2$ ,

$$\Phi_2(x, y) = \iint_{-\infty}^{+\infty} \Phi_{20}(x', y') G(x'-x, y'-y) dx' dy' \quad (F2-20)$$

Im homogenen Raum formuliert die Fresnel-Beugung (F2-3a) gerade diese Faltungsoperation. Mit Gl. (F2-7a),  $w^2 = 1$ , und Tabelle F1-17 schreibt man

$$\Phi_2^{(1)}(k_x, k_y) = \underline{G}^{(1)}(k_x, k_y) \Phi_{20}^{(1)}(k_x, k_y) \quad (F2-21)$$

$k_x, k_y$  sind die Raumfrequenzen von Gl. (F2-15),  $\underline{G}^{(1)}$  heißt Übertragungsfunktion des optischen Systems.

Sind die Phasen des Objektfeldes  $\Phi_{20}(x', y')$  nicht stark verkoppelt, sondern besteht zwischen zwei Punkten in  $E_1$  eine zeitlich rein  $n$ -fällige Phasenbeziehung, so kann für dieses räumlich inkohärente Feld nur der zeitliche Erwartungswert der Leistung

$$K_2(x', y') = \langle |\Phi_{20}(x', y', t_0)|^2 \rangle \quad (F2-22)$$

registriert werden, vgl. Abschnitt 5. Dementsprechend darf in  $E_2$  nicht über die Feldamplituden, sondern nur über die Leistungen der Impulsantwort summiert werden,

$$K_2(x, y) = \iint_{-\infty}^{+\infty} K_{20}(x', y') H(x'-x, y'-y) dx' dy' \quad (F2-23a)$$

$$H(x, y) = |G(x, y)|^2 \quad (F2-23b)$$

Mit Tabelle F1-17, F2-5, 6 lautet die Spektral

$$\underline{K}_2(k_x, k_y) = \underline{H}^{(1)}(k_x, k_y) \underline{K}_{20}(k_x, k_y) \quad (F2-24a)$$

$$\underline{H}^{(1)}(k_x, k_y) = \iint_{-\infty}^{+\infty} \underline{G}(k_x', k_y') \underline{G}^*(k_x - k_x', k_y - k_y') dk_x' dk_y' \quad (F2-24b)$$

$\underline{H}^{(1)}$  ist die inkohärente Übertragungsfunktion,  $|\underline{H}^{(1)}|$  die Modulations-Transferfunktion (MTF). Da  $H(k_x, k_y)$  reell ist, gilt  $\underline{H}^{(1)}(k_x, k_y) = \underline{H}^{(1)*}(-k_x, -k_y)$ .

Die Raumfrequenz-Bandbreite  $k_{pm}$  einer idealen Linse (F2-12) mit dem Radius  $R$ , (F2-18, 19) beträgt bei kohärenter Abbildung,  $k_p^2 = k_x^2 + k_y^2$ ,

$$\underline{G}(k_x, k_y) = \underline{G}(k_p) \sim \text{circ}\left(\frac{k_p}{k_{pm}}\right), \quad k_{pm} = \frac{R}{\lambda f} = \frac{A_R}{\lambda} \approx 0,610 / \delta_f \quad (F2-25)$$

Im Fall inkohärenter Übertragung erhält man die Bandbreite  $k_{pmi} = 2k_{pm}$ ,

$$\underline{H}(k_x, k_y) = \underline{H}(k_p) \sim \underline{G}(k_p) * \underline{G}^*(k_p), \quad k_{pmi} = 2 \frac{R}{\lambda f} = 2 \frac{A_R}{\lambda} \approx 1,220 / \delta_f \quad (F2-26)$$

die wegen der Faltungsoperation doppelt so groß ist wie bei kohärenter Übertragung.

### F3 Skalare Optik rotationssymmetrischer Lichtwellenleiter

Für ein längs  $z$  homogenes, rotationssymmetrisches Medium gilt mit  $\rho$ . (F2-1) die skalare Wellen- oder Helmholtz-Gleichung in Polarkoordinaten  $r = \rho a, \varphi, z$  mit  $\Phi_u(\vec{r}) = \Phi_u(r, \varphi, z) = \Phi_{\nu\mu}(r, \varphi, z)$  als Transversalkomponenten,

$$[\nabla^2 + k^2(r)] \Phi_{\nu\mu}(r, \varphi, z) = 0 \quad (F3-1)$$

$\nabla$  ist der Nabla-Operator in Zylinderkoordinaten. Longitudinalkomponenten werden vernachlässigt. Das ist für schwach leitende LWL mit  $\Delta \ll 1$  zulässig,  $\rho$ . (F1-3). Separiert wird  $\rho$ . (F3-1) durch den Ansatz

$$\Phi_{\nu\mu}(r, \varphi, z) = \Phi_{\nu\mu}(r, \varphi) e^{-j\beta_{\nu\mu} z} = \Phi_{\nu\mu}(r) \frac{1}{\sqrt{\epsilon(1+\delta_{0\nu})}} \begin{cases} \cos \nu\varphi \\ \sin \nu\varphi \end{cases} e^{-j\beta_{\nu\mu} z} \quad (F3-2)$$

mit dem Ergebnis

$$\frac{d^2 \Phi_{\nu\mu}(r)}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{d\Phi_{\nu\mu}(r)}{dr} + k_r^2(r) \Phi_{\nu\mu}(r) = 0, \quad (F3-3a)$$

$$k_r^2 = k_0^2 n^2(r) - \beta_{\nu\mu}^2 - k_\varphi^2, \quad |k_\varphi| = \frac{\nu}{r}, \quad (F3-3b)$$

$$k_T^2 = k_r^2 + k_\varphi^2.$$

$k_r, k_\varphi, k_T$  und  $\beta_{\nu\mu}$  sind die Ausbreitungskonstanten in radialer, azimuthaler, transversaler und axialer Richtung. In der Näherungslösung  $\rho$ . (F3-2) herrscht eine einheitliche lineare Polarisation im Querschnitt des LWL vor, daher werden die Eigenwellen auch  $L P_{\nu\mu}$ -Moden genannt.

Es ist zweckmäßig, normierte Ausbreitungskonstanten  $\delta, \beta$  zu definieren, wobei in Zukunft die Modenindizes  $\nu, \mu$  häufig weggelassen,

$$\frac{\delta}{\Delta} = \frac{k_r^2 - \beta^2}{k_1^2 - k_2^2}, \quad \beta = 1 - \frac{\delta}{\Delta}, \quad \beta = k_1 \sqrt{1 - 2\delta} = \sqrt{k_2^2 + \beta V^2 / a^2}. \quad (F3-4)$$

Für geführte Moden gilt es bei unendlichen Profilen maximal zwei, für Leckwellen im allgemeinen drei Kantikradialen aus der Lösung der Gleichung

$$0 \leq \frac{\delta_2}{\Delta} \leq 1, \quad 1 \leq \frac{\delta_1}{\Delta} \leq 1 + \frac{V^2}{V_2^2}, \quad 1 + \frac{V^2}{V_1^2} \leq \frac{\delta_0}{\Delta} \leq \frac{1}{2\Delta}. \quad (F3-5)$$

Bei Leckwellen fallen zwei sogenannte Kantikradialen  $r_2 = r_1$  mit  $n(r_2) > n_2, n(r_1) = n_2$  aus der Lösung der Gleichung

$$k_r(r_i) = \sqrt{k_0^2 n^2(r_i) - \beta^2 - V^2 / r_i^2} = 0. \quad (F3-6)$$

Leckwellen als Grenzfall geführter Moden können sehr dämpfungsarm sein. In gekrümmten LWL gibt es nur Leckwellen, keine im strengen Sinn geführte Moden mehr. Wird  $k_r$  imaginär, so kann die Welle nicht mehr geführt werden und strahlt ab.

Für ein ideal parabolisches Medium  $\rho$ . (F1-5) erhält man die Lösung [Gran, L5, L57f, ONT], [Ulmer, L31]

$$\Phi_{\nu\mu}(\rho) = \sqrt{2\rho_{\nu\mu}} \sqrt{2V} \frac{(\mu-1)!}{(\mu-1+\nu)!} (\rho^2 V)^{\nu/2} e^{-\rho^2 V/2} L_{\mu-1}^{(\nu)}(\rho^2 V) = a \Phi_{\nu\mu}(r), \quad (F3-7)$$

$$\rho = r/a, \quad a^2/w_0^2 = V/2, \quad \nu = 0, 1, 2, \dots, \quad \mu = 1, 2, 3, \dots$$

Es gelten die Orthogonalitätsrelationen

$$\frac{1}{2} \int_0^{\infty} \Phi_{\nu\mu}(p) \Phi_{\nu\mu}^*(p) p dp = \frac{1}{2} \int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} \Phi_{\nu\mu}(r, \varphi, z) \Phi_{\nu\mu}^*(r, \varphi, z) r dr d\varphi = P_{\nu\mu} \delta_{\nu\nu'} \delta_{\mu\mu'}, \quad (F3-8)$$

wobei die Querschnittsleistung  $P_{\nu\mu}$  analog zu Gl. (F2-9, 10) definiert ist.  $L_{\mu-1}^{(\nu)}$  sind die Laguerre-Polynome mit den Eigenschaft [Abramowitz, L270]

$$L_{\mu-1}^{(\nu)}(x) = \sum_{n=0}^{\mu-1} \binom{\mu-1+\nu}{\mu-1-n} \frac{(-x)^n}{n!}, \quad \nu = 0, 1, 2, \dots, \quad \mu = 1, 2, 3, \dots,$$

$$L_0^{(\nu)}(x) = 1, \quad L_1^{(\nu)}(x) = -x + \nu + 1, \quad L_2^{(\nu)}(x) = \frac{1}{2} [x^2 - 2(\nu+2)x + (\nu+1)(\nu+2)],$$

$$L_3^{(\nu)}(x) = -\frac{1}{6} [x^3 - 3(\nu+3)x^2 + 3(\nu+2)(\nu+3)x - (\nu+1)(\nu+2)(\nu+3)],$$

$$\lim_{x \rightarrow \infty} \frac{L_{\mu-1}^{(\nu)}(x)}{x^{\mu-1}} = \frac{(-1)^{\mu-1}}{(\mu-1)!}.$$

(F3-9)

Auch für die Linearkombination

$$\Phi_{\nu\mu}(r, \varphi) = \Phi_{\nu\mu}(r) \frac{1}{\sqrt{2\pi}} (\cos \nu\varphi + \sin \nu\varphi) e^{-j\beta z} \quad (F3-10)$$

gilt die Orthogonalitätsrelation Gl. (F3-8).

Nach Tabelle F4-6 ist  $w_0$  der Radius der Strahltaille. Das ideale Parabelprofil liefert eine gute Approximation der tatsächlichen Moden eines beim Kernradius  $r=a$  abgeschnittenen Brechzahlverlaufs, wenn die betrachteten Wellen an der Kern-Mantel-Grenze  $r=a$  keine wesentlichen Feldanteile mehr besitzen. Nach Einsetzen von Gl. (F3-2, 7) in Gl. (F3-1) folgt

$$\beta_{\nu\mu} = k_1 \sqrt{1 - 2\Delta \frac{m}{M_2}}, \quad m = \nu + 2\mu - 1, \quad M_2 = \frac{V}{2}, \quad \frac{f}{\Delta} = \frac{m}{M_2} \quad (F3-11)$$

$m$  ist die Hauptmodenzahl,  $M_2$  deren Maximalwert für das quadratische Profil. Aus Gl. (F3-5) folgt für geprüfte Moden die normierte Grenzfrequenz

$$V_{\nu\mu c} = 2m = 2(\nu + 2\mu - 1); \quad (F3-12)$$

nur wenn  $V > V_{\nu\mu c}$ , ist der  $\nu\mu$ -Modus ausbreitungsfähig. Also muß  $V \gg V_{\nu\mu c}$  gelten, wenn das tatsächliche, bei  $r=a$  abgeschnittene Parabelprofil näherungsweise Eigenwellen der Form Gl. (F3-7) haben soll. Typische Gradientenbarren mit  $a = 23 \mu\text{m}$ ,  $\Delta n = 0,2$ ,  $V = 34,6$  bei  $\lambda = 0,85 \mu\text{m}$  präzisieren dies für den weitaus größten Teil der verlustarm geführten Wellen. Gl. (F3-12) liefert auch für abgeschnittene Parabelprofile mit Ausnahme des Grundmodus  $m=1$ , für den  $V_{01c} = 0$  ist, eine akzeptable Approximation der Grenzfrequenzen, deren Abweichung gegenüber der genaueren Beziehung im Text nach Gl. (F3-21) für die niedrigsten 13 Wellen zum Teil deutlich unter 18% liegt.

Das Fernfeld der Verteilung Gl. (F3-2, 7)

$$\Phi_{\nu\mu}(r, \varphi) = \Phi_{\nu\mu}(r) \frac{1}{\sqrt{\pi(1+\delta_{\nu\nu'})}} \begin{cases} \cos \nu\varphi \\ \sin \nu\varphi \end{cases} \quad (F3-13)$$

berechnet sich mit der Transformation Gl. (F2-7a) und  $w^2 = \lambda z$  zu [Kitayama, L559]

$$\Phi_{\nu\mu}^{(\lambda z)}(\gamma, \Phi) = \frac{2\pi a^2}{V\lambda z} j^{\nu} (-1)^{\mu-1} \Phi_{\nu\mu}\left(\frac{\sin \gamma}{\Delta n}, \Phi\right), \quad (F3-14)$$

$$\sin \gamma = \rho_F a / z, \quad \rho_F = r_F / a.$$

$\rho_F$  ist der auf  $a$  normierte Fernfeldradius  $r_F$ . Die Fernfeldwinkel  $\gamma$  und  $\Phi$  sind in Bild F11 definiert.

Ein weiteres wichtiges Medium ist durch das axial homogene, ab  $r=a$  konstante Profil der Brechzahl gegeben, (F1-1). Für das Stufenprofil mit  $a \rightarrow \infty$  in (F1-4) sind auch die Vektorlösungen der Maxwellgleichungen analytisch bekannt. Setzt man zur Berechnung der Eigenwellen  $\rho$  an der skalaren Helmholtz-Gleichung (F3-1) mit dem Ansatz (F3-2) aus, so schreibt man Gl. (F3-3a) im Kern- (oberes Vorzeichen) bzw. im Mantelbereich (unteres Vorzeichen)

$$\frac{d^2 \phi_{\nu\rho}}{d\rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{d\phi_{\nu\rho}}{d\rho} + (x_{\nu\rho}^2 \mp \frac{v^2}{\rho^2}) \phi_{\nu\rho} = 0, \quad x_{\nu\rho} = \begin{cases} u_{\nu\rho} & \text{im Kern} \\ w_{\nu\rho} & \text{im Mantel} \end{cases}, \quad \rho = r/a \quad (F3-15a)$$

mit den Plasmaparametern  $u$  und  $w$  im Kern bzw. Mantel, vgl. (F3-3b),

$$u_{\nu\rho}^2 = a^2 k_T^2 = a^2 k_{T\pm}^2 = a^2 (k_1^2 - \beta_{\nu\rho}^2), \quad w_{\nu\rho}^2 = a^2 k_T^2 = a^2 k_{T\pm}^2 = a^2 (\beta_{\nu\rho}^2 - k_2^2), \quad (F3-15b)$$

$$u_{\nu\rho}^2 + w_{\nu\rho}^2 = V^2, \quad B_{\nu\rho} = \frac{w_{\nu\rho}^2}{V^2} = 1 - \frac{u_{\nu\rho}^2}{V^2} = 1 - \frac{d_{\nu\rho}}{\Delta}.$$

Für das Stufenprofil heißt die Lösung [Snyder, E443]

$$\phi_{\nu\rho}(\rho) = \begin{cases} C \cdot J_\nu(u_{\nu\rho} \rho) / J_\nu(u_{\nu\rho}), & 0 \leq \rho \leq 1, \\ C \cdot K_\nu(w_{\nu\rho} \rho) / K_\nu(w_{\nu\rho}), & 1 \leq \rho \leq \infty, \end{cases} \quad (F3-16)$$

$$C = \sqrt{2 \frac{u_{\nu\rho}}{V} K_\nu(w_{\nu\rho}) / \sqrt{K_{\nu+1}(w_{\nu\rho}) K_{\nu-1}(w_{\nu\rho})}},$$

mit den Orthogonalitätsrelationen (F3-8).  $J_\nu(x)$  ist die Bessel-Funktion mit der  $k$ -ten Nullstelle  $j_{\nu,k}$ ; die Nullstelle  $k=0$  wird nur für  $k=-1$ ,  $J_{-1}(x) = -J_1(x)$  mitgezählt. Die niedrigsten 13 Nullstellen sind, aufsteigend geordnet [Abramowitz, L270],

$$j_{-1,1} = 0, \quad j_{0,1} = 2,405, \quad j_{1,1} = j_{-1,2} = 3,832, \quad j_{2,1} = 5,136, \quad j_{0,2} = 5,520, \quad j_{3,1} = 6,380, \\ j_{1,2} = j_{-1,3} = 7,016, \quad j_{4,1} = 7,588, \quad j_{2,2} = 8,417, \quad j_{0,3} = 8,654, \quad j_{5,1} = 9,771. \quad (F3-17)$$

$K_\nu(z) = j_{\frac{\pi}{2}}^\nu e^{j\frac{\pi}{2}\nu} H_\nu^{(2)}(ze^{j\pi/2})$  heißt modifizierte Hankel-Funktion. Charakteristisch ist ihr Abfall mit der komplexen Variablen  $z$ . Ihre asymptotische Entwicklung für große  $|z|$  [Abramowitz, L270]

$$K_\nu(z) \approx \sqrt{\frac{\pi}{2z}} e^{-z} \left( 1 + \frac{4\nu^2 - 1}{8z} + \frac{(4\nu^2 - 1)(4\nu^2 - 9)}{2!(8z)^2} + \dots \right), \quad (\arg z < 3\pi/2, \quad (F3-18)$$

läßt sich recht gut durch eine Exponentialfunktion näher. Eine Exponentialnäherung für kleine  $|z|$  wurde von [Kuno, L281] angegeben.

Die Ausbreitungskonstante  $\beta$  errechnet man mit Hilfe von Gl. (F3-15b) aus der Dispersionsrelation

$$u_{\nu\rho} \frac{J_{\nu+1}(u_{\nu\rho})}{J_\nu(u_{\nu\rho})} = -w_{\nu\rho} \frac{K_{\nu-1}(w_{\nu\rho})}{K_\nu(w_{\nu\rho})}. \quad (F3-19)$$

Ist für allgemeine Brechzahlprofile der Kernradius  $a$  hinreichend klein, so propagiert das LWL nur den Grundmodus  $0_{01}$ . Dieses Feld hat die höchste radiale Konzentration und läßt bei maximal werden. Bis zur Grenzfrequenz  $V_{10}$  des nächsthöheren Modus bleibt das LWL einwellig,

$$\begin{array}{ll} 0 \leq V \leq V_{10} & \text{einwellig,} \\ 1,5 \leq V \leq V_{10} & \Delta = 0,2\% \\ 2 \leq V \leq V_{10} & \Delta = 0,1\% \end{array} \quad \left. \vphantom{\begin{array}{l} 0 \leq V \leq V_{10} \\ 1,5 \leq V \leq V_{10} \\ 2 \leq V \leq V_{10} \end{array}} \right\} \text{technisch einwellig,} \quad (F3-20)$$

wobei die Angaben für den technisch einseitigen Betrieb berücksichtigen, daß mit gewissen Größen  $\lambda, A$  der Kernradius nicht zu klein werden sollte; dann bleibt das Feld nahe der Achse konzentriert, und man vermeidet Schwierigkeiten bei der Einkopplung und zu hohe Verluste durch Mikrokrümmungen [Katsuyama, E47]. Der numerische Wert der Grenzfrequenz  $V_{HG}$  hängt von der Profilstärke ab,

Stufenprofil, Gl. (F1-1,4) $\alpha \rightarrow \infty$	$V_{HG} = 2,405,$	
Gauß-Profil ( $a$ ist $1/e^2$ -Radius) [Snyder, L1478]	$V_{HG} = 2,59,$	(F3-21)
Bei $r = a$ abgezeichnetes Parabelprofil, $\alpha = 2$	$V_{HG} = 3,401.$	

Die Beziehung  $V_{HG} = j_{\nu-1, \mu} \sqrt{1+2/\alpha}$  für Potenzprofile, berechnet nach einem skalaren Variationsverfahren [Okamoto, E44], gibt nicht die richtige Reihenfolge der Grenzfrequenzen  $V_{HG}$  wieder, vgl. Gl. (F3-17): Die Entartung für z.B. die Eigenwellen  $(\nu, \mu) = (2,1), (0,2)$  oder  $(2,2), (0,3)$  besteht nur für das ideale Parabel- und das Stufenprofil. Wie von [Oyamada, L1258], [Okoshi, E451 Fig. 5.11], [Hosain, Sharma et al., L2268] gezeigt wurde, ist entgegen den sonst publizierten Bildern die Grenzfrequenz des  $LP_{02}$ -Modus niedriger als die des  $LP_{21}$ -Modus. Dies gilt für die anderen entarteten Grenzfrequenzen ungefähr. Die Originalarbeit [Slope, L1067 Fig.] zeigt die relevanten Bereiche nur sehr undeutlich. Die genaue Abfolge ist aber insbesondere für zweiwellige LWL [Cohen, L445], [Kitayama, L446] von Bedeutung.

Die Felder allgemeiner Profile können durch analytische Funktionen produziert werden. Von [Sharma, L2517] wurde am Beispiel eines Potenzprofils gezeigt, daß für den Grundmodus eine sehr genaue 2-Parameter-Approximation  $\phi_{01}$  stationär macht [Snyder, L1478],

$$\phi_{01}(p) = \begin{cases} \phi_0 e^{-\frac{H}{2D}(p^2 + D^2 - 2D)} & 0 \leq p \leq D \\ \phi_0 e^{-H(p-1)} & D \leq p \leq 1 \\ \phi_0 K_0(\eta p) / K_0(\eta) & 1 \leq p \leq \infty \end{cases} \quad (F3-22a)$$

$$H = \eta K_1(\eta) / K_0(\eta), \quad \eta \approx \omega a, \quad 0 \leq D \leq 1, \quad p = r/a.$$

$\eta, D$  sind Anpassparameter,  $\eta$  entspricht in guter Näherung dem Phasenparameter  $\omega a$  im Mantel, Gl. (F3-15b), [Sharma, E449]. Für den Strahlradius (Abfall des Feldes auf den  $1/e$ -ten Teil, Tabelle F4-6) erhält man

$$\omega_0 = \begin{cases} a \sqrt{2D(\frac{1}{H} - 1) - D^2} & \frac{1}{2+1} \leq H \leq \frac{2}{2+2} \\ a(\frac{1}{H} - 1) & \frac{1}{2} \leq H \leq \frac{2}{2+1} \\ a K_0^{-1}[K_0(\eta)/e] / \eta & 0 \leq H \leq \frac{1}{2} \end{cases}, \quad (F3-22b)$$

$x = K_0^{-1}(y)$  ist die Umkehrfunktion zu  $y = K_0(x)$ .

Auch die 2-Parameter-Näherung [Sharma, E447]

$$\phi_{01}(p) = \begin{cases} \phi_0 e^{-p^2/G^2} & 0 \leq p \leq A \\ \phi_0 e^{-A(2p-A)/G^2} & A \leq p \leq \infty \end{cases} \quad (F3-23a)$$

mit dem Strahlradius

$$\omega_0 = \begin{cases} aG & 0 \leq G \leq A \\ a(A + G^2/A)/2 & A \leq G \leq \infty \end{cases} \quad (F3-23b)$$

und den Anpassparametern  $G$  und  $A$  gestattet eine wesentlich präzisere Bestimmung des äquivalenten Nahfelds aus dem Fernfeld [Ghatak, L2267] als die alte Approximation [Marcuse, L560]

$$\phi_{01}(p) = \phi_0 e^{-p^2 / \left(\frac{W_0}{a}\right)^2} \quad (F3-24a)$$

mit den empirischen Näherungen für den Strahlradius [Marcuse, L560, E273], [Pocholle, L2384]

Stufenprofil  $\frac{W_0}{a} = 0,65 + 1,619 V^{-3/2} + 2,879 V^{-6}, \quad V \geq 1,5,$   
 abgeschnittenes Parabelprofil  $\frac{W_0}{a} = \sqrt{\frac{2}{V}} + 0,23 V^{-3/2} + 18,01 V^{-6}, \quad V \geq 1,5.$  (F3-24b)

Dass die numerischen Approximationen (F3-22, 23) so viel besser sind als die Gauß-Näherung liegt daran, daß gemäß (F3-18) die evaneszenten Felder wesentlich langsamer als eine Gauß-Funktion abklingen; [Brinkmeyer, L1502] wies darauf hin, daß reale Fernfelder um bis zu 50% von der Fernfeldgröße eines dem Nahfeld angepassten Gauß-Strahls abweichen.

Ausgehend von (F3-24a) ist die Definition eines äquivalenten Stufenprofils mit Kernradius  $a_{\text{äq}}$  und normierter Frequenz  $V_{\text{äq}}$  gebräuchlich [Stewart, L1012], [Brinkmeyer, L1502],

$$a_{\text{äq}} = 2a \int_0^{\infty} A_{\text{N}}^2(p) p dp / \int_0^{\infty} A_{\text{N}}^2(p) dp = a \frac{\alpha+1}{\alpha+2} \approx a \sqrt{\frac{0,5+\alpha}{2,5+\alpha}} = \frac{j_{4,1} \lambda}{\sin \Theta_{\text{min}}} = 0,610 \frac{\lambda}{\sin \Theta_{\text{min}}},$$

$$V_{\text{äq}}^2 = 2 \frac{V^2}{A_{\text{N}}^2} \int_0^{\infty} A_{\text{N}}^2(p) p dp = \left( V \frac{j_{4,1}}{V_{110}} \right)^2, \quad p = r/a,$$
(F3-25)

wobei für das reelle (Potenz-) Profil die Besseldefinitionen des Abschnitts F1 gelte und  $j_{4,1}$  in (F3-17) angegeben ist. Der Winkel  $\Theta_{\text{min}}$  wird aus dem ersten Beugungsminimum der Leistung bei transversaler kohärenter Behandlung des Wellenleiters bestimmt [Brinkmeyer, L1502]. Die Feldverteilung des äquivalenten Stufenprofils entspricht (F3-16) und approximiert das reelle Feld, wenn das reelle Profil keine extremen Brechzahländerungen aufweist. Der aus  $\Theta_{\text{min}}$  bestimmte Wert für  $a_{\text{äq}}$  ist für Potenzprofile  $\alpha > 1,5$  auf 1% identisch mit dem von [Stewart, L1012] berechneten Ausdruck links des  $\approx$ -Zeichens in (F3-25). Nach [Rudolph, E448] gilt ferner für den Phasenparameter des Munkals

$$W_{0, \text{äq}} \approx 1,14 V_{\text{äq}}^{-1}, \quad W_{0, \text{äq}}^2 + W_{0, \text{äq}} = V_{\text{äq}}^2. \quad (F3-26)$$

[Streckert, L2494] bestimmt unabhängig vom realen Profil eine Beziehung analog zu (F3-24b), die für äquivalente Stufenprofile gilt,

äquivalentes Stufenprofil  $\frac{W_0}{a_{\text{äq}}} = 0,6043 + 1,755 V_{\text{äq}}^{-3/2} + 2,78 V_{\text{äq}}^{-6}, \quad 1,5 \leq V_{\text{äq}} \leq 3. \quad (F3-27)$

Für eine Vielzahl von Profilen zwischen Parabel- und Stufenprofil mit und ohne Brechzahländerung auf der Achse beträgt die Abweichung von (F3-27) weniger als  $\pm 2\%$ . Unter denselben Bedingungen führt die Berechnung des Winkelhalbwegsbreite  $2\gamma_{1/2}$  des Fernfelds zur empirischen Näherung

$$k_0 a_{\text{äq}} \sin \gamma_{1/2} \equiv \Theta_h \approx -0,7525 + 0,9614 V_{\text{äq}} - 0,109 V_{\text{äq}}^2 \quad (F3-28a)$$

mit der Umkehrung

$$V_{\text{äq}} = 0,7436 + 1,9623 \Theta_h - 0,946 \Theta_h^2 + 0,8174 \Theta_h^3. \quad (F3-28b)$$

Profiländerisse ändern  $V_{\text{äq}}$  um ebenfalls nicht mehr als  $\pm 2\%$ . Die Profilabhängigkeit



der Ableitung  $dn_0/d\lambda$  von  $\beta$ . (F3-27) ist beträchtlich und sollte daher nicht zur Bestimmung von  $V_g$  herangezogen werden.

Aus  $\beta$ . (F3-23a) kann man mit Hilfe von  $\beta$ . (F2-4a, 8) die Fernfeldleistung  $P_F(\gamma)$  als Funktion des Winkels  $\gamma$  zur Fernachse berechnen [Tewari, L3269], [Shatak, L3267], [Boucouvalat, L3302]

$$P_F(\gamma) = P_{Fm} \frac{16C^4}{(2C + e^{-C})^2} \left[ \frac{2Ce^C}{(4C^2 + V_g^2)^{3/2}} + \int_0^1 \gamma_0(\rho V_g) (e^{-C\rho^2} - e^{-C(2\rho-1)}) \rho d\rho \right]^2 \quad (F3-29)$$

$$C = A^2/G^2, \quad V_g = a k_0 A n_{12} \gamma.$$

$P_{Fm} = P_F(0)$  ist die Maximalleistung. [Tewari, L3269] gibt Tabellen und passende Interpolationsformeln, mit denen aus dem Halbwertswinkel  $\gamma_{1/2}$  und dem Winkel  $\gamma_{min}$  des ersten Intensitätsminimums die Parameter  $C, V_g$  bestimmt werden können. Dafür gelten die Korrespondenzen:  $\Theta_h \Rightarrow \gamma_{1/2}$ ,  $\Theta_x \Rightarrow \gamma_{min}$ ,  $\tilde{\gamma} \Rightarrow (a k_0 G)^{-2}$ ,  $\tilde{d} \Rightarrow a k_0 A$ ,  $\gamma \Rightarrow (a G)^{-2}$ ,  $d \Rightarrow a A$ ,  $\alpha \Rightarrow G^{-2}$ ,  $D \Rightarrow A$ ,  $q \Rightarrow \alpha$ ,  $V \Rightarrow V$ . Das Symbol  $\Rightarrow$  zeigt Datenhilität und Transferierbarkeit von Variablen der genannten Arbeit zu den hier verwendeten Größen.  $W_0$  kann dann aus  $\beta$ . (F3-23b) leicht bestimmt werden.

Phasen- und Gruppengeschwindigkeit sowie Phasen- und Gruppenlaufzeit sind definiert als

$$v_{ph} = \frac{\omega}{\beta}, \quad v_g = \frac{d\omega}{d\beta}, \quad t_{ph} = z \frac{\beta}{\omega}, \quad t_g = z \frac{d\beta}{d\omega} = z \frac{n_g}{c}, \quad n_g = \frac{d\beta}{dk_0}. \quad (F3-30)$$

$n_g$  ist die Gruppenbrechzahl. Im homogenen Medium mit  $\beta = k_0 n$  gilt

$$n_g = \frac{d(k_0 n)}{dk_0} = n \left( 1 + \frac{\omega}{n} \frac{dn}{d\omega} \right) = n \left( 1 - \frac{\lambda}{n} \frac{dn}{d\lambda} \right), \quad \frac{dn_g}{d\lambda} = -\lambda \frac{d^2 n}{d\lambda^2}. \quad (F3-31)$$

Häufig werden Potenzreihenentwicklungen für  $\beta$  um eine Mittelfrequenz  $\omega_0$  benötigt,

$$\beta(\omega) = \beta_0 + \dot{\beta}_0 (\omega - \omega_0) + \frac{1}{2} \ddot{\beta}_0 (\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{6} \dddot{\beta}_0 (\omega - \omega_0)^3 + \dots,$$

$$t_g(\omega) = t_{g0} + \dot{t}_{g0} (\omega - \omega_0) + \frac{1}{2} \ddot{t}_{g0} (\omega - \omega_0)^2 + \dots, \quad (F3-32)$$

$$t_g(\omega) = z \left[ \beta_0 + \dot{\beta}_0 (\omega - \omega_0) + \frac{1}{2} \ddot{\beta}_0 (\omega - \omega_0)^2 + \dots \right],$$

$$x_0 = x \left( \frac{\omega = \omega_0}{\lambda = \lambda_0} \right), \quad \dot{x}_0 = \frac{dx}{d\omega} \Big|_{\omega_0}, \quad x'_0 = \frac{dx}{d\lambda} \Big|_{\lambda_0}, \quad \frac{d}{d\omega} = -\frac{\lambda_0^2}{2\pi c} \frac{d}{d\lambda}.$$

Für die maximale Gruppenlaufzeitdispersion  $\Delta t_g$  bei einem maximalen  $\Delta\omega$  bzw.  $\Delta\lambda$  verschiedenen Trägern erhält man

$$\Delta t_g = \dot{t}_{g0} \Delta\omega + \frac{1}{2} \ddot{t}_{g0} (\Delta\omega)^2 = z \left[ M_f \Delta f + 4 N_f (\Delta f)^2 \right], \quad (F3-33)$$

$$\Delta t_g = \dot{t}'_{g0} \Delta\lambda + \frac{1}{2} \ddot{t}''_{g0} (\Delta\lambda)^2 = z \left[ M_\lambda \Delta\lambda + 4 N_\lambda (\Delta\lambda)^2 \right].$$

Die Koeffizienten

$$M_f = \frac{2\pi}{z} \dot{t}_{g0} = -\frac{\lambda_0^2}{c} M_\lambda, \quad M_\lambda = \frac{1}{z} \dot{t}'_{g0}, \quad M_f / \frac{ps}{km THz} = -3,34 (\lambda_0 / \mu m)^2 \cdot M_\lambda / \frac{ps}{km nm}, \quad (F3-34)$$

$$N_f = \frac{(2\pi)^2}{z^2} \ddot{t}_{g0} = \left( \frac{\lambda_0^2}{c} \right)^2 N_\lambda, \quad N_\lambda = \frac{1}{z^2} \ddot{t}''_{g0}, \quad N_f / \frac{ps}{km THz^2} = 11,1 (\lambda_0 / \mu m)^4 N_\lambda / \frac{ps}{km nm^2}$$

werden Farbdispersionsfaktoren 1. Ordnung ( $M$ ) bzw. 2. Ordnung ( $N$ ) genannt.

Bild F5 stellt den Brechzahl- und Gruppenindexverlauf von reinem Quarz dar, die sogenannte "Nullstelle der Materialdispersion"  $M=0$  liegt bei  $\lambda_{min} = 1,273 \mu m$ . Bild F6

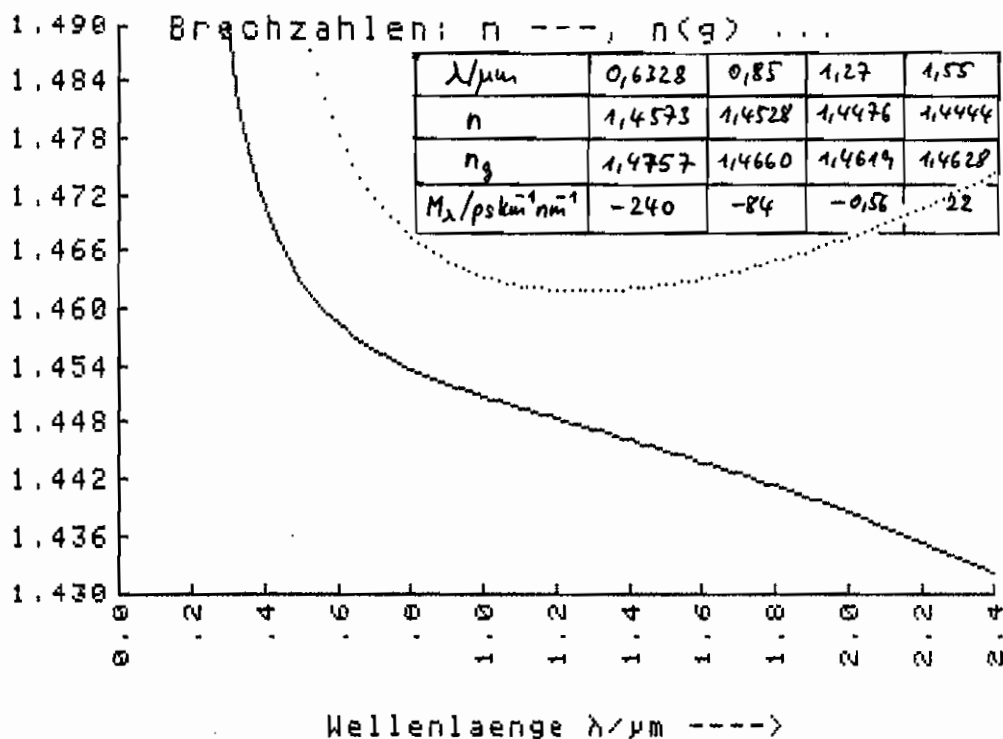


Bild F5. Brechzahl  $n$  und Gruppenindex  $n_g$  von undotiertem Quarzglas, Tabelle F7 nach [Fleming, E254] und [p. (F3-35)].

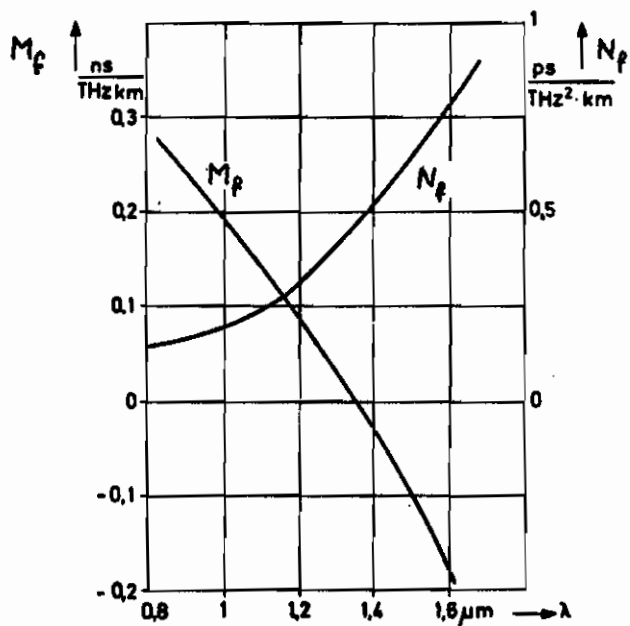


Bild F6. Farbdispersionsfaktor 1. Ordnung  $M_1$  und 2. Ordnung  $N_2$  für typisch dotiertes  $\text{GeO}_2$ -Quarzglas (nach [Timmermann, E16]).

zeigt die Farbdispersionsfaktoren für reine Materialdispersion im homogenen Medium. Für  $M_f = 0$  bleibt  $M_f \neq 0$ , und der Dispersionsfaktor 2. Ordnung dominiert.

Aus der klassischen Theorie der Dispersion [Born, L1938] stammt die J-Tern-Sellmeier-Reihe mit Resonanznummern zur Approximation des Frequenzverhaltens der Brechzahl,

$$n^2 = 1 + \sum_{i=1}^3 \frac{a_i \lambda^2}{\lambda^2 - \rho_i^2} \approx \sum_{i=2}^3 b_i \lambda^{2i}, \quad (F3-35a)$$

für die manchmal auch eine Polynomdarstellung zweckmäßig ist. Mit Gl. (F3-31) erhält man für die Gruppenbrechzahl im homogenen Medium

$$n_g = n \left[ 1 + \frac{\lambda^2}{n^2} \sum_{i=2}^3 \frac{a_i \rho_i^2}{(\lambda^2 - \rho_i^2)^2} \right] \approx n \left[ 1 - \frac{1}{n^2} \sum_{i=2}^3 i b_i \lambda^{2i} \right]. \quad (F3-35b)$$

Tabelle F7 listet nach [Kobayashi, L51] und [Fleming, E251] die Sellmeier-Koeffizienten für verschiedene optische Quarzplättchen, dabei ist zu beachten, daß [Fleming, E251] schockpoliertes Material verwendet hat. Die Abweichungswirkung der aus Tabelle F7 und Gl. (F3-35) errechneten Brechzahlen  $n$  ist bei beiden Anordnungen mit  $n_g = \pm 5 \cdot 10^{-5}$  gering und entspricht der Meßunsicherheit. Die Daten geben reine Materialdispersion wieder ohne Wellenleiteranpassungen. Für  $\lambda_0 = 0,85 \mu\text{m}$  resultiert bei reinem Quarzglas  $M_\lambda = -84 \text{ ps km}^{-1} \text{ nm}^{-1}$ ,  $M_f = 205 \text{ ps km}^{-1} \text{ THz}^{-1}$  [Fleming, E251] und für  $\lambda_0 = \lambda_{\text{min}} = 1,27 \mu\text{m}$   $N_\lambda = 6,3 \text{ fs km}^{-1} \text{ nm}^{-2}$ ,  $N_f = 0,18 \text{ ps km}^{-1} \text{ THz}^{-2}$  [Kapron, E250], was in der Größenordnung mit den Werten des qualitativen Bildes F6 übereinstimmt. Weitere Dispersionsdaten verschiedener dotierter Plättchen findet man bei [Mathison, E269], [Shibata, L2468] und [Nassan, L2476].

Die Ausbreitungskonstante  $\beta$  wird nicht nur von den Material-, sondern auch von den Wellenleiterigenschaften des Mediums beeinflusst. Mit Gl. (F3-30, 35b, 4) erhält man für einen LWL der Länge  $z=L$  in der Näherung  $\Delta \ll 1$ ,  $\delta \ll 1$ ,  $\beta \approx k_1(1-\delta) = k_1[1-\Delta(1-\theta)]$ ,  $n_1 - n_2 \approx n_{1g} - n_{2g}$

$$\frac{c}{L} t_g = n_{2g} + (n_{1g} - n_{2g}) \frac{d(VB)}{dV} \approx n_{2g} \left[ 1 + \frac{n_2}{n_{2g}} \Delta \frac{d(VB)}{dV} \right]. \quad (F3-36)$$

Der erste Summand beschreibt die Laufzeit im homogenen Medium, also eine Materialdispersion, der zweite die von der Wellenleitung abhängige Laufzeit.  $n_2 d(VB)/dV$  wird normierte Gruppenlaufzeit des  $\nu_p$ -Modus genannt. Versucht läßt man Materialdispersion, so wird der Farbdispersionsfaktor 1. Ordnung für den  $\nu_p$ -Modus

$$M_f = \frac{2\pi}{L} t_g' = \frac{n_2 \Delta}{f} V \frac{d^2(VB)}{dV^2}, \quad M_\lambda = \frac{1}{L} t_g' = -\frac{n_2 \Delta}{c\lambda} V \frac{d^2(VB)}{dV^2}. \quad (F3-37)$$

Die Ausbreitungskonstante des orthonormierten Modus  $\beta_{0p}(g)$ ,  $\frac{1}{2} \int_0^\infty \beta_{0p}^2(p) p dp = 1$  erhält man aus Gl. (F3-3a, 4, 1) nach Multiplikation mit  $\beta_{0p}(p)$  und Integration über den feld erfüllten Querschnitt,

$$\beta_{0p} = -\frac{1}{2V_2} \int_0^\infty \left( \frac{d\beta_{0p}}{dp} \right)^2 p dp + \frac{1}{2} \int_0^1 [1-g(p)] \beta_{0p}^2 g dp, \quad (F3-38a)$$

oder aus Gl. (F3-15a) im Mantelbereich

$$\beta_{0p} = -\frac{1}{V_2} \left\{ \left[ \beta_{0p} \frac{d\beta_{0p}}{dp} \right]_{p=1} + \int_1^\infty \left( \frac{d\beta_{0p}}{dp} \right)^2 p dp \right\} / \int_1^\infty \beta_{0p}^2 p dp. \quad (F3-38b)$$

In dieser Beziehung ist das Brechzahlprofil bemerkenswerterweise nicht explizit enthalten. Aus Gl. (F3-38a) berechnet man die normierte Gruppenlaufzeit [Krumholtz, E450] ([Kosain, Sharma et al., L2268] geben für Potenzprofile die allgemeinen Ausdrücke für  $L_{p0p}$ -Moden sowie die Beziehung für den Phasenparameter  $\nu_{p0}$ )

$$\frac{d(V\beta_{0p})}{dV} = \frac{1}{V_2} \int_0^\infty \left( \frac{d\beta_{0p}}{dp} \right)^2 p dp + \beta_{0p} \quad (F3-38c)$$

Drehung Sellmeier- Mol% Koeffizienten		(nach [Kobayashi, LS1])					
		undotiert $\lambda_{\text{min}} = 427 \mu\text{m}$	3,1 GeO <sub>2</sub> $\lambda_{\text{min}} = 1,285 \mu\text{m}$	3,5 GeO <sub>2</sub> $\lambda_{\text{min}} = 1,273 \mu\text{m}$	5,8 GeO <sub>2</sub> $\lambda_{\text{min}} = 1,294 \mu\text{m}$	7,9 GeO <sub>2</sub> $\lambda_{\text{min}} = 1,302 \mu\text{m}$	3,0 B <sub>2</sub> O <sub>3</sub> $\lambda_{\text{min}} = 1,308 \mu\text{m}$
a <sub>1</sub>	Absolutfehler $n_0 = \pm 0,00005$	0,6961663	0,7028554	0,7042038	0,7088896	0,7136824	0,6938408
a <sub>2</sub>		0,4079426	0,4146307	0,4160032	0,4206803	0,4254807	0,4052977
a <sub>3</sub>		0,8974994	0,8974540	0,9074049	0,8956551	0,8964226	0,911432
$b_1^2/\mu\text{m}^2$		0,004679148	0,00529584	0,00264623	0,00370945	0,00380882	0,00514195
$b_2^2/\mu\text{m}^2$		0,01351206	0,01306644	0,0166823	0,01573806	0,01614969	0,01578530
$b_3^2/\mu\text{m}^2$		97,934002	97,93400	97,93390	97,93402	97,93401	97,93387

Drehung Sellmeier- Mol% Koeffizienten		(nach [Fleming, E251])					
		undotiert $\lambda_{\text{min}} = 4,276 \mu\text{m}$	13,5 GeO <sub>2</sub> $\lambda_{\text{min}} = 1,372 \mu\text{m}$	9,1 P <sub>2</sub> O <sub>5</sub> $\lambda_{\text{min}} = 1,266 \mu\text{m}$	1,0 F $\lambda_{\text{min}} = 1,277 \mu\text{m}$	16,9 Na <sub>2</sub> O, 32,5 B <sub>2</sub> O <sub>3</sub> $\lambda_{\text{min}} = 1,276 \mu\text{m}$	13,3 B <sub>2</sub> O <sub>3</sub> $\lambda_{\text{min}} = 1,220 \mu\text{m}$
a <sub>1</sub>	Absolutfehler $n_0 = \pm 0,00005$	0,696750	0,711040	0,695790	0,691116	0,796468	0,690618
a <sub>2</sub>		0,408218	0,451885	0,452497	0,399166	0,497614	0,401996
a <sub>3</sub>		0,890815	0,704048	0,712513	0,890423	0,358924	0,898817
$b_1^2/\mu\text{m}^2$		0,0047701	0,00413063	0,0037906	0,0046549	0,0089036	0,0038316
$b_2^2/\mu\text{m}^2$		0,0133777	0,0167464	0,0143810	0,0135629	0,0087209	0,0152923
$b_3^2/\mu\text{m}^2$		98,02107	98,83964	74,93743	99,87418	35,99582	82,79407

Tabelle F7. Sellmeier-Koeffizienten verschieden dotierter Gläser

sowie deren Ableitung [Sansone, L3022], ein Maß für die Impulsbreite,

$$V \frac{d^2(VB_{01})}{dV^2} = \frac{d}{dV} \left( \frac{1}{V} \int_0^\infty \left( \frac{d\phi_{01}(r)}{dr} \right)^2 r dr \right) = a^2 \frac{d}{dV} \left( \frac{1}{V} \int_0^\infty \left( \frac{d\phi_{01}(r)}{dr} \right)^2 r dr \right), \quad (F3-38d)$$

die im Rahmen der paraxialen Optik exakt ist. Bei bekannten Feldverläufen kann entweder Gl. (F3-38d) numerisch ausgewertet werden, oder auch analytisch nach Anpassung empirischer Funktionen Gl. (F3-22, 23, 24). Die Approximation Gl. (F3-24a) für den Grundmodus  $\phi_{01}$  mit  $\phi_0 = 2\sqrt{2}/w_0$  führt zu [Sansone, L3022]

$$V \frac{d^2(VB_{01})}{dV^2} = - \left( \frac{2a}{Vw_0} \right)^2 \left[ 1 + 2V \frac{a}{w_0} \frac{d}{dV} \left( \frac{w_0}{a} \right) \right] \quad (F3-39)$$

mit dem Endergebnis

$$M_{\lambda,01} = - \frac{1}{\pi^2 n_2 c} \frac{\lambda}{w_0^2} \left( \frac{\lambda}{w_0} \frac{dw_0}{d\lambda} - \frac{1}{2} \right), \quad \text{Fehler} \begin{cases} < 20\% \text{ für } 1.5 \leq V \leq 2 \\ < 7\% \text{ für } 2 \leq V \leq V_{116} \end{cases} \quad (F3-40)$$

Die angegebenen maximalen Fehler wurden für ein Gaußprofil und ein Potentprofil  $\alpha=6$  berechnet und verwendet den bei ideal parabolischen Profilen.

Mit einer besseren Approximation des Grundmodus, Gl. (F3-23a), erhält man [Sharma, E449]

$$B_{01} = \begin{cases} - \left( \frac{2}{VG} \right)^2 \frac{1 - 4C/A}{1 + 4C/A}, & 0 \leq A \leq 1, \\ - \left( \frac{2}{VG} \right)^2 \frac{2e^{-2C/A^2} - \frac{4C}{A^2} e^{-2C/A^2} - e^{-2C}}{4C e^{-2C/A^2} + e^{-2C}}, & 1 \leq A \leq \infty, \end{cases} \quad (F3-41a)$$

$$\frac{d(VB_{01})}{dV} = \left( \frac{2}{VG} \right)^2 F(C) + B_{01}, \quad F(C) = 2C \frac{2 - e^{-2C}}{4C + e^{-2C}}, \quad C = A^2/G^2, \quad (F3-41b)$$

$$V \frac{d^2(VB_{01})}{dV^2} = - \left( \frac{2}{VG} \right)^2 F(C) \left\{ 1 + 2V \frac{1}{G} \frac{dG}{dV} - 2V \frac{1}{C} \frac{dC}{dV} \left[ 1 - \frac{1}{F(C)} \frac{d[F(C)]}{dC} \right] \right\}, \quad (F3-41c)$$

$$\frac{d[F(C)]}{dC} = 4C \frac{4C(1 + Ce^{-2C}) + (2 - e^{-2C})e^{-2C}}{(4C + e^{-2C})^2}.$$

Es folgt mit Gl. (F3-37) das Ergebnis

$$M_{\lambda,01} = - \frac{1}{\pi^2 n_2} \frac{\lambda}{(aG)^2} F(C) \left\{ \frac{\lambda}{aG} \frac{d(aG)}{d\lambda} - \frac{1}{2} - \frac{\lambda}{C} \frac{dC}{d\lambda} \left[ 1 - \frac{1}{F(C)} \frac{d[F(C)]}{dC} \right] \right\}, \quad (F3-42a)$$

das für  $A, C \rightarrow \infty$ ,  $G = w_0/a$  mit Gl. (F3-40) identisch wird.

Die Fehler in Gl. (F3-41, 42) sind im Vergleich zu exakten Lösungen eines abgeschnittenen Parabelprofils [Sharma, E449]

$$2.2 \leq V \leq V_{116} \quad \text{Fehler} < \begin{cases} 5\% & \text{für } B_{01} \\ 4\% & \text{für } d(VB_{01})/dV \\ 1\% & \text{für } d^2(VB_{01})/dV^2. \end{cases} \quad (F3-42b)$$

Die gezeigten Werte sind kleiner als die exakten.

Noch genauere Annäherungen kann man mit dem Approximationsfeld der Gl. (F3-22a) machen, allerdings werden die Ausdrücke für  $d(VB_{01})/dV$ ,  $d^2(VB_{01})/dV^2$  sehr unhandlich. Dafür ist die Formulierung für die Ausbreitungskonstante sehr einfach, Gl. (F3-15b),

$$B_{01} = \eta^2/V^2, \quad \text{Fehler} < 1.3\% \text{ für } 2.2 \leq V \leq V_{116}. \quad (F3-43)$$

Die Felder der skalaren Optik sind im Querschnitt einheitlich polarisierte Näherungslösungen für den schwach leitenden LWL und stellen in Wirklichkeit Linearkombinationen von Vektorlösungen dar, deren Feldbilder mit praktisch identischer Geschwindigkeit propagieren. Bild F8 zeigt Beispiele.  $HE_{21}$ - und  $TE_{01}$ - bzw.  $TM_{01}$ -Modus überlagern sich zum  $LP_{11}$ -Modus. Wegen der zwei orthogonalen Polarisationsrichtungen ist also jeder LP-Modus mit Ausnahme des Grundmodus vielfach entartet. Der Grundmodus entspricht einem Vektormodus und ist daher nur zweifach entartet.

Vermutet man, daß  $LP_{11}$ -Modus axial mit einer fokussierten, ebenen, polarisierten Welle anzuregen, so wird sich die Ankopplung an den  $HE_{21}$ -Modus nur wenig gegenüber der axialen Einstrahlung verändern, da das E-Feld z.B. parallel zur Winkelhalbierenden recht gleichmäßige Tangentialkomponenten im Querschnitt aufweist,  $TE_{01}$ - bzw.  $TM_{01}$ -Modus jedoch haben entlang dem Radius größere Variationen der transversalen Felder, so daß diese Wellen stark radiusabhängig angeregt werden. Folglich konstruiert sich nicht ein über den ganzen Kern hin einheitlich linear polarisierter  $LP_{11}$ -Modus, sondern es wird eine wesentlich elliptische Polarisationskomponente vorhanden sein. Der gleichmäßig angeregte Grundmodus dagegen ist rein und bleibt einheitlich linear polarisiert. Daher kann der Grundmodus von einem Analyzer am Forende zurückgehalten werden, während ein Teil des  $LP_{11}$ -Leistung passiert. Somit können die von  $LP_{01}$ - und  $LP_{11}$ -Modus abgestrahlten Leistungen unterschieden werden.

Überlagern sich zwei LP-Wellen mit identischen Modanzahlen und orthogonalen Polarisationen, so können sich in doppelbrechenden Medien die Ausbreitungskonstanten  $\beta_x, \beta_y$  der in x- bzw. y-Richtung polarisierten Welle unterscheiden. Der resultierende Polarisationszustand ändert sich periodisch mit der LWL-Länge. Man definiert als Doppelbrechung  $\beta_p$  bzw. als normierte Doppelbrechung  $B_p$

$$\beta_p = \beta_x - \beta_y, \quad B_p = \beta_p / k_0 = \lambda_p / L_p \quad L_p = 2\pi / |\beta_p|, \quad (F3-44)$$

wobei  $\beta_p$  die LWL-Wellenlänge  $\lambda_p$  in Einheiten der Schwabungslänge  $L_p$  mißt. Als Gruppengeschwindigkeitsdifferenz erhält man mit  $\beta$ . (F3-30) auf der Länge  $z=L$

$$\frac{c}{L} \Delta t_{gp} = c \frac{d\beta_p}{d\omega} = B_p + k_0 \frac{dB_p}{dk_0} = B_p - \lambda \frac{dB_p}{d\lambda}, \quad (F3-45)$$

$$\frac{c}{L} \Delta t_{gp} \approx B_p, \quad 1,5 \leq V \leq V_{HE}$$

Die Näherung gilt für den typischen technischen Bereich der Einwelligkeit  $\beta$ . (F3-20), da sich dort die Ausbreitungskonstanten nur wenig ändern [Unger, LZ1], [Frau, ONT]. Muß  $d\beta_p/d\lambda$  berücksichtigt werden, können sich beide Summanden kompensieren.

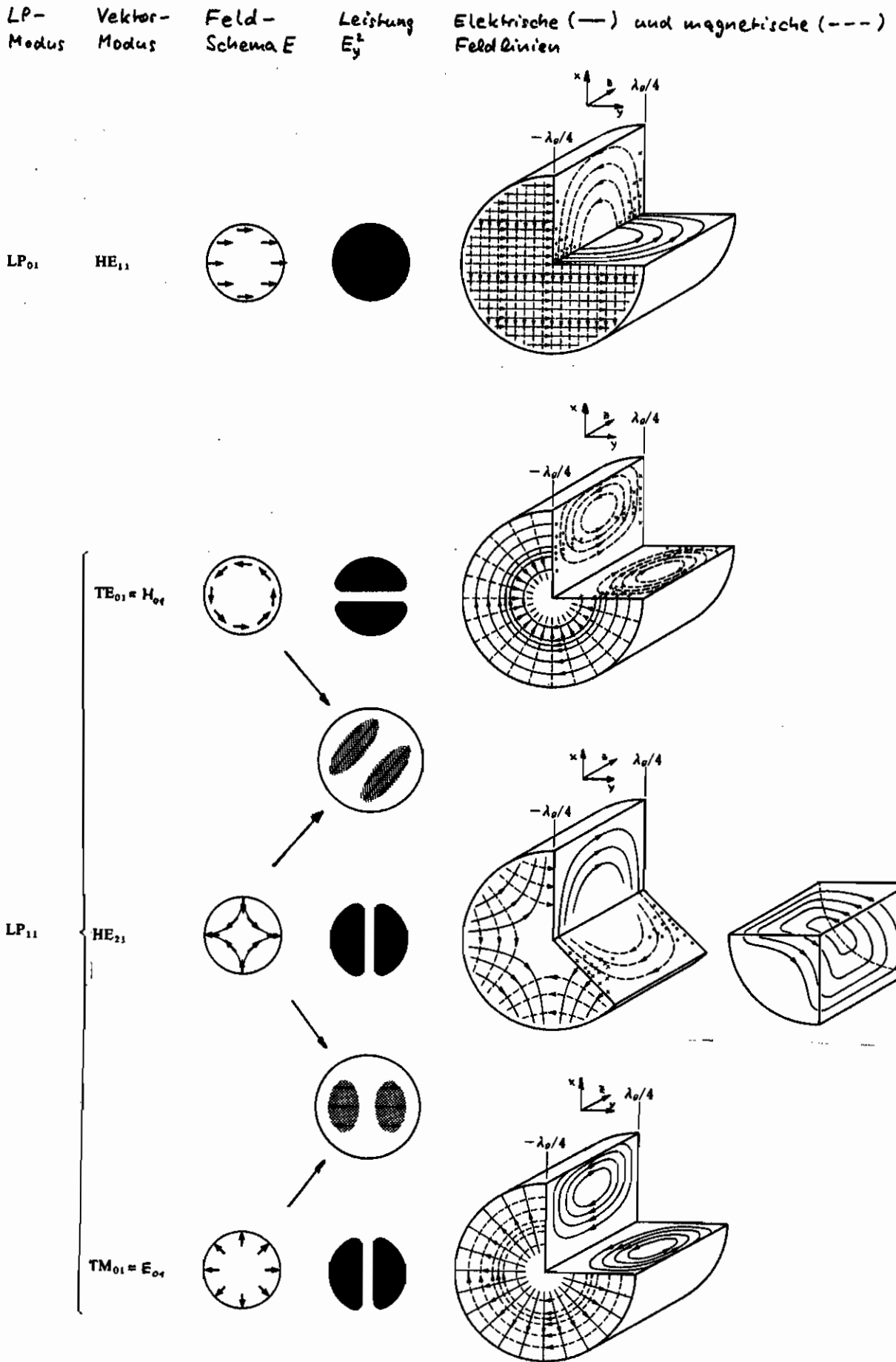


Bild F8. Wellenformen und Intensitätsmuster für LP- und Vektormoden (nach [Okoshi, E451])

F4 Geometrische Optik rotationsunsymmetrischer Lichtwellenleiter

Die geometrische Optik operiert mit Lichtstrahlen, einer mathematischen Fiktion, die Beugung ignoriert und bei LWL nur für  $V \gg 1$  näherungsweise gilt. Für die radiale Ausbreitungskonstante  $k_r$ , Gl. (F3-3b), erhält man beim Durchlaufen des Radius von einem inneren Kaustikradius  $r_1$ , Gl. (F3-6), bis zu einem äußeren Kaustikradius  $r_2$  und wieder zurück die Bildenheitsbedingung, auch Dispersionrelation [Floge, L847] genannt,  $\mu = 1, 2, 3, \dots$ ,

$$2\mu\pi \approx 2 \int_{r_1}^{r_2} k_r(r) dr, \quad D(\beta, \omega) \equiv \int_{r_1}^{r_2} \sqrt{k_0^2 n^2(r) - \beta^2 - v^2/r^2} dr - \mu\pi = 0, \quad (F4-1)$$

wenn die Welle geflüht wird,  $\beta > k_2$ . Phasenverschiebungen an den Kaustiken bzw. an der Kern-Mantel-Grenze bei Parabelprofil-LWL sind vernachlässigbar, Gl. (F4-1) läßt man auch als Näherungslösung der Helmholtz-Gleichung Gl. (F3-3a) mit dem Ansatz  $\psi_{\mu\mu}(r) = F(r)e^{-j k_0 \delta(r)}$  nach der WKB-Methode [Morse, E17], [Marcuse, L1942, L748], [Okoshi, E451] erhalten mit der Ersetzung  $\mu \rightarrow \mu - \frac{1}{2}$ . Zur Berechnung der Modanzahl  $M_\beta$  mit Ausbreitungskonstanten bis  $\beta$  wird das Integral  $M_\beta = 4 \int_0^{\mu} dv \int_0^{\mu(v)} d\mu = \frac{4}{\pi} \int_{r_1}^{r_2} \int_0^{\mu(v)} k_r(r) dv dr$  gebildet. Der Faktor 4 berücksichtigt die Entartung der Moden, deren Modenindizes  $v, \mu$  als kontinuierliche Variable aufzufassen werden.  $v_m = r \sqrt{k_0^2 n^2(r) - \beta^2}$  ist das zu gegebenen  $r, \beta$  maximale  $v$ -Wert. Mit der Substitution  $y = v/v_m$ ,  $dv = v_m dy$ ,  $\frac{4}{\pi} \int_0^{\mu} \int_0^{\mu(v)} d\mu dv = (v_m/r)^2 r \int_0^{\mu} \int_0^1 \sqrt{1-y^2} dy dv = (v_m/r)^2 r \frac{\pi}{4}$  erhält man

$$M_\beta = \int_{r_1}^{r_2} [k_0^2 n^2(r) - \beta^2] r dr, \quad k_0^2 n^2(r_{1,2}) - \beta^2 = 0, \quad (F4-2)$$

Für Potenzprofile Gl. (F1-1.4) wird daraus analog zu Gl. (F3-11)

$$\beta_{\mu\mu} = k_1 \sqrt{1 - 2\Delta \left(\frac{m_\alpha}{M_\alpha}\right)^{\frac{2k}{2+k}}}, \quad M_\beta = m_\alpha^2, \quad \frac{\delta}{\Delta} = \left(\frac{m_\alpha}{M_\alpha}\right)^{\frac{2k}{2+k}}, \quad M_\beta = M_\alpha^2 = \frac{\alpha}{\alpha+2} \frac{V^2}{2}, \quad (F4-3)$$

wobei  $M_\beta$  die Anzahl geflühter Moden bis  $\delta/\Delta = 1$  ist,  $m_\alpha$  an die Hauptmodenzahl  $m$  erinnert und  $M_\alpha = M_\alpha^2 (k=2)$  gilt. Als Modendichte wird die Jacobi-Determinante  $m(\delta, v)$  bzw.  $m(\delta)$  im Ausdruck

$$M_\beta = \int_0^\delta d\delta \int_0^{v_m} m(\delta, v) dv = \int_0^\delta m(\delta) d\delta \quad (F4-4)$$

bedeutet. Differentiation von  $M_\beta$  nach  $\delta$  und Auswertung des Integrals liefert die Modendichte  $m(\delta)$ . Bei nichtparabolischen Profilen mit mehreren Kaustiken auch für Meridionalstrahlen  $v=0$  darf das Integral Gl. (F4-2) nur über die lichterfüllten Bereiche  $r_1 \leq r \leq r_2$  in Gl. (F3-6) erreicht werden, also in Bild F9 beispielsweise nur im Bereich  $g_1 \leq g \leq g_2$ . Man erhält für die Modendichte allgemein

$$m(\delta) = \frac{V^2}{2\Delta} \sum_i [g_{m,i}^2(\delta) - g_{m,i}^2(\delta)], \quad \frac{\delta}{\Delta} - g(g_{m,i}) = 0, \quad g_{m,i} = r_{m,i}/a. \quad (F4-5)$$

Für ideale Parabelprofile gilt  $m(\delta) = \frac{V^2}{2\Delta^2} \delta$ , wobei die Anzahl von Wellen in jeder Hauptmodengruppe  $m \gg 1$   $m(m) \approx 2m$  beträgt.

Mit Bild F10 gilt für den Ausbreitungsvektor  $\vec{k}$  einer lokal ebenen Welle im Punkt  $r, \varphi, z$  die Zerlegung

$$k_r = k_0 n(r) \sin \theta \cos \varphi, \quad |k_\varphi| = \frac{v}{r} = k_0 n(r) \sin \theta |\sin \varphi|, \quad \beta = k_0 n(r) \cos \theta. \quad (F4-6)$$

Tritt ein Lichtstrahl aus dem Vakuum-Halbraum  $z < 0$  an der Stelle  $r, \varphi, 0$  unter dem Winkel  $\gamma$  zur LWL-Achse in das Medium ein, so ist mit dem Snelli'schen Brechungsgesetz

$$1 \cdot \sin \gamma = n(r) \sin \theta \quad (F4-7)$$



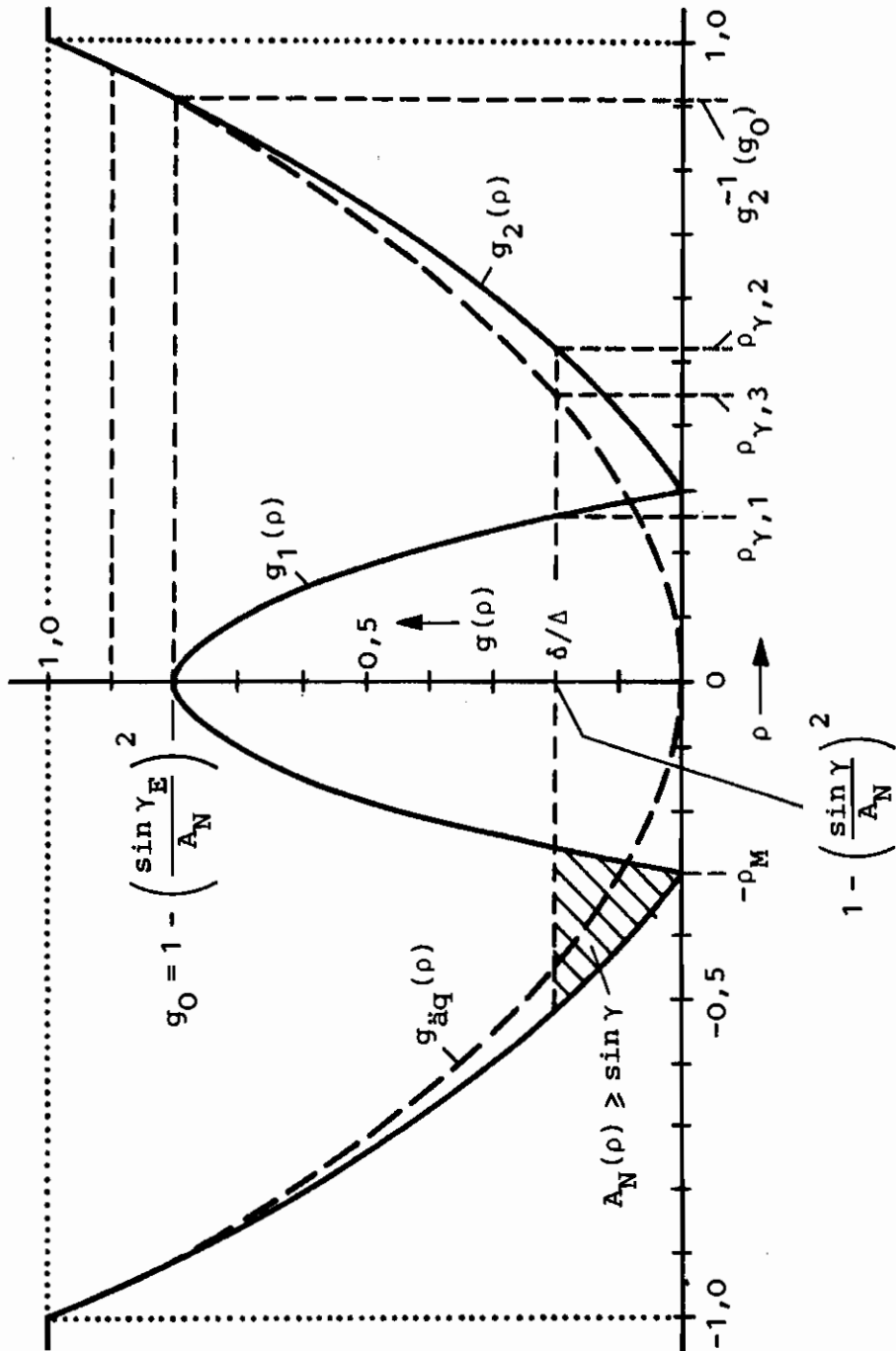


Bild F9. Beispiel einer nichtmonotonen Profilfunktion

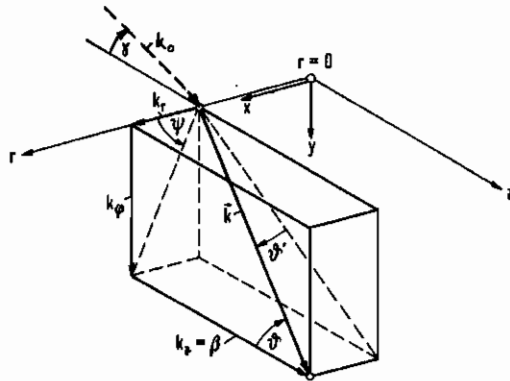


Bild F10. Komponentenzerlegung des Ausbreitungskonstanten  $k = k_0 n$ .  
 $n(z < 0) = 1$ ,  $n(z > 0) = n$

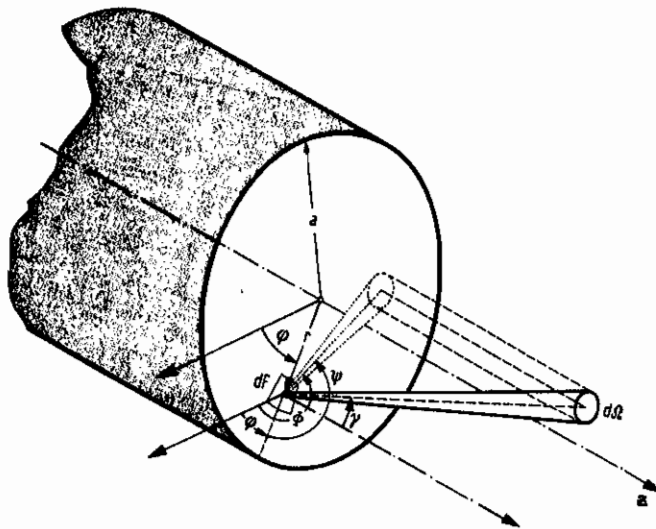


Bild F11. Koordinaten der Endfläche eines hohlwellenleiters

für die Komponenten von  $\vec{k}$  zu schreiben

$$k_r = k_0 \sin \gamma \cos \psi, \quad |k_\varphi| = \frac{v}{r} = k_0 \sin \gamma |\sin \psi|, \quad \beta = k_0 n_0 \sqrt{1 - 2\delta},$$

$$\frac{\delta}{\Delta} = g(\rho) + \left(\frac{\sin \gamma}{A_N}\right)^2, \quad \frac{v}{V} = g \frac{\sin \gamma}{A_N} |\sin \psi|. \quad (F4-8)$$

Bei einem Stufenprofil werden durch Ausleuchten einer Kugelfläche des halben Öffnungswinkels  $\gamma$  Strahlen nur einer Ausbreitungsrichtung angeregt. Für das Potenzprofil sind Position  $g$  und Schiefe  $\frac{\sin \gamma}{A_N}$  austauschbar; an der Stelle  $\rho=1, g(1)=1$  werden nur Leckwellen angeregt, für  $\psi = \pm \pi/2$  im vollen Akzeptanzwinkelbereich  $0 < \sin \gamma \leq A_N$ . Wie die mit den via Normalkomponenten verknüpften ebenen Wellen durch Superposition einer Wellenleitermodusformieren, ist in [Grau, ONT] ausführlich erklärt; hier ist wesentlich, daß einem in Gl. (F4-8) definierten Strahl zwei korrespondierende LWL-Moden mit  $\sin \psi$  bzw.  $\cos \psi$  Abhängigkeit beiproduziert werden können, indem man vier ebene Wellen  $\pm k_r, \pm k_\varphi, \beta$  überlagert. Berücksichtigt man die beiden orthogonalen Polarisationen, so ergeben sich die vierfachen LP<sub>01</sub>-Wellen.

Für Potenz- bzw. Parabelprofile erhält man aus Gl. (F4-8, 3, F3-11)

$$\left(\frac{m_0}{M_0}\right)^{2+u} = \left(\frac{r}{a}\right)^k + \left(\frac{\sin \gamma}{A_N}\right)^2 \approx \frac{m}{M_k}, \quad \frac{m}{M_2} = \left(\frac{r}{a}\right)^k + \left(\frac{\sin \gamma}{A_N}\right)^2. \quad (F4-9)$$

Die Näherung gilt für technisch interessante parabelähnliche Profile.

Nat.feldintensität  $I_N$  in  $W/m^2$  und Fernfeldintensität  $P_F$  in  $W/sr$  vielerwelliger LWL können mit Methoden der geometrischen Optik berechnet werden. Mit Bild F11 ist die Strahlstärke  $L$  in  $Wm^2sr^{-1}$  von einem Flächenelement  $dF = r dr d\psi$  in ein Raumwinkel-element  $d\Omega = \sin \gamma d\gamma d\psi$

$$L(r, \varphi, \gamma, \psi) = \frac{dP_F}{dF \cos \gamma}, \quad dP_F = \frac{dP}{d\Omega}, \quad P_{FL}(\gamma) = P_{FM} \cos \gamma, \quad (F4-10)$$

wobei  $dP_F$  die pro Raumwinkel-element  $d\Omega$  abgestrahlte Leistung  $dP$  ist. Beim idealen Lambert-Strahler  $P_{FL}(\gamma)$  wird  $L$  von  $\gamma$  und  $\psi$  unabhängig; er wird von allen kugelförmig inkohärent leuchtenden Flächen bereichsweise angewärmt. Diese Eigenschaft geht nach optischen Transformationen mit Maßstabsveränderung verloren, Gl. (F5-32).

Da  $\int dP = \int L dF \cos \gamma d\Omega = \int m(\delta, \nu) P(\delta, \nu) d\delta d\nu$  ist mit der Modenleistungsverteilung (MLV)  $P(\delta, \nu)$  im Modus  $\delta\nu$ , andererseits aber  $(k_0/2\pi)^2 dF \cos \gamma d\Omega = u(\delta, \nu) d\delta d\nu$  die differentielle Anzahl von Freiheitsgraden in einer Polarisation  $M$ , vgl. Gl. (F5-29), gilt für rotationsymmetrische Medien mit  $\psi = \psi - \varphi$

$$L(r, \gamma, \psi) = 2 \left(\frac{k_0}{2\pi}\right)^2 P[\delta(r, \gamma), \nu(r, \gamma, \psi)], \quad (F4-11)$$

und man erhält für die Nat- bzw. Fernfeldintensität

$$I_N(r) = 2 \left(\frac{k_0}{2\pi}\right)^2 \int_{\gamma=0}^{\pi/2} \int_{\psi=0}^{2\pi} P(\delta, \nu) \cos \gamma \sin \gamma d\gamma d\psi, \quad (F4-12)$$

$$P_F(\gamma) = 2 \left(\frac{k_0}{2\pi}\right)^2 \int_{\nu=0}^a \int_{\psi=0}^{2\pi} P(\delta, \nu) \cos \gamma r dr d\psi \quad (F4-13)$$

mit den Transformationsgleichungen Gl. (F4-8) für  $\delta$  und  $\nu$ . Die allgemeine Lösung dieser Integrale wurde von [Leninger, L10P2], [Grau, L933, ONT] angegeben, bei Gl. (F4-13) allerdings nur für den Fall monotoner Profilfunktionen  $g(\rho)$ . Nichtmonotone  $g(\rho)$  erfordern ähnlich wie in Gl. (F4-5) die getrennte Behandlung der einzelnen Strahlbereiche. Sind

alle Wellen gleichförmig angeregt,  $P(\delta, \nu) = P_0$ , erhält man [Gloge, L847]

$$I_{N0}(r) = I_{Nm} \frac{A_N^2(r) \pi}{A_N^2 \pi} = I_{Nm} [1 - g(\rho)], \quad I_{Nm} = \frac{V^2 P_0}{2 A_N^2 \pi}, \quad (F4-14)$$

$$P_{F0}(y) = P_{Fm} \cos y \frac{r_y^2 \pi}{a^2 \pi} = P_{Fm} \cos y \left\{ g^{-1} \left[ 1 - \left( \frac{\sin y}{A_N} \right)^2 \right] \right\}^2, \quad P_{Fm} = \frac{V^2 P_0}{2 A_N^2 \pi}. \quad (F4-15a)$$

Die Maximalwerte  $I_{Nm}$ ,  $P_{Fm}$  geben die Gesamtleistung eines Stufenprofil-LWL mit Kernradius  $a$  bezogen auf die gleichförmig erleuchtete Kernfläche bzw. auf die gleichförmig erleuchteten Akzeptanzraumwinkel.  $r_y$ ,  $\rho_y$  wird durch die Umkehrfunktion

$$\rho_{y,i} = \frac{r_{y,i}}{a} = g_i^{-1} \left[ 1 - \left( \frac{\sin y}{A_N} \right)^2 \right] \quad (F4-15b)$$

definiert und gilt nur für monotone Profile [Frende, L1743]. Zum Fernfeld bei  $y$  tragen alle Flächenelemente bei, deren lokale numerische Apertur  $A_N(r) \geq \sin y$  ist, d.h. die Summe aller Ringflächen, für die  $g_i(\rho) \leq g_i(\rho_{y,i})$  gilt, müssen bei nichtmonotonen Profilen ins Verhältnis zur Gesamtfläche des Kerns gesetzt werden, also

$$P_{F0}(y) = P_{Fm} \cos y \sum_i (\rho_{y,i+1}^2 - \rho_{y,i}^2), \quad P_{Fm} = \frac{V^2 P_0}{2 A_N^2 \pi}. \quad (F4-15c)$$

Für eine Profilfunktion wie in Bild F9 erhält man das Fernfeld

$$P_{F0}(y) = P_{Fm} \cos y \cdot \begin{cases} \left\{ g_2^{-1} \left[ 1 - \left( \frac{\sin y}{A_N} \right)^2 \right] \right\}^2, & 0 \leq y \leq y_0, \\ \left\{ g_2^{-1} \left[ 1 - \left( \frac{\sin y}{A_N} \right)^2 \right] \right\}^2 - \left\{ g_1^{-1} \left[ 1 - \left( \frac{\sin y}{A_N} \right)^2 \right] \right\}^2, & y_0 \leq y \leq \sin^{-1} A_N, \end{cases} \quad (F4-16)$$

$$y_0 = \sin^{-1} (A_N \sqrt{1 - g_0}).$$

Der innere Bereich des Fernfeldes  $y < y_0$  wird also ungestört von der Brechzahlstörung auf der Foreachse durch den äußeren Teil der Profilfunktion bestimmt, die für  $y > y_0$  registrierte Leistungsverteilung wird jedoch durch die axiale Störung vermindert.

Eine eindeutige Beziehung zwischen Fern- und Nahfeldintensität besteht (mit Ausnahme des parabolischen Profils) im allgemeinen nicht. Insbesondere läßt sich für beliebige Brechzahlprofile  $n(r)$  ein äquivalentes monotonen Profil  $n_{\text{äq}}(r)$  eindeutig nachweisen, welches zum selben Fernfeld führt wie das Original.

Mit dem Profil von Bild F9 erhält man aus Gl. (F4-15c)

$$P_{F0}(y) = P_{Fm} \cos y \cdot 2 \int_{\rho_{y,1}}^{\rho_{y,2}} g \, d\rho = P_{Fm} \cos y \cdot 2 \int_0^{\rho_{y,2}} g' \, d\rho' = P_{Fm} \cos y \rho_{y,2}^2, \quad (F4-17)$$

$$g'^2 = g^2 - \rho_{y,1}^2, \quad \rho_{y,2}^2 = \rho_{y,2}^2 - \rho_{y,1}^2$$

und somit,  $n_{\text{äq}}^2(r) - n_2^2 = A_N^2 [1 - g_{\text{äq}}(\rho)]$ ,

$$n_{\text{äq}}(r) = n(\sqrt{r^2 + r_{y,1}^2}),$$

$$\rho_{y,1} = g_1^{-1} \left[ 1 - \left( \frac{\sin y}{A_N} \right)^2 \right], \quad \rho_{y,1} \leq \rho \leq g_2^{-1}(g_0), \quad (F4-18)$$

$$\rho_{y,1} = 0, \quad g_2^{-1}(g_0) \leq \rho \leq 1.$$

Formale Anwendung von Gl. (F4-15a) hätte dasselbe ergeben.

Wellen gleicher oder ähnlicher Ausbreitungskonstanten werden durch unverschiebte Ortoparitätäten des LWL besonders gut verknüpft, vgl. Abschnitt F10. In diesem Fall kann die Annahme  $P(\delta, \nu) = P_0(\delta)$  gerechtfertigt sein. Gl. (F4-12) läßt sich dann eindeutig umkehren

[Daido, L460], [Piatolla, L524], [Di Vita, E276], [Leminger, L1082], und man erhält

$$P_g[g(p)] = P_0 \left[ \frac{dI_{\text{ref}}(p)}{dp} / \frac{dI_{\text{act}}(p)}{dp} \right], \quad p = g^{-1}\left(\frac{\delta}{\Delta}\right), \quad (F4-19)$$

wobei gemäß Gl. (F4-14)  $I_{\text{ref}}(p)$  eine Referenzverteilung für den Fall gleichförmiger MLV  $P(\delta, \nu) = P_0$  ist und  $I_{\text{act}}(p)$  die aktuelle Nachfeldintensität. Die Beziehung für  $P_g[g(p)]$  gilt auch für nichtmonotone Profile, während die Identität  $P_g(\delta) \equiv P_g[g(p)]$  nur bei monotonen Brechzahlverläufen zutrifft. Näherungsweise gilt jedoch für technisch interessante, nahezu parabolische Profile  $g(p) \approx p^2$ ,  $g^{-1}(\delta/\Delta) \approx \sqrt{\delta/\Delta}$ , es verbleiben durch diese Approximation möglicherweise gravierende Fehler.

Aus  $P_f(y)$  kann man bei Potenzprofilen eine analytische Beziehung für  $P_g(\delta)$  angeben [Gru, L933], unter der Annahme  $P(\delta, \nu) = P_g(\delta)$  kann Gl. (F4-13) allgemein umgekehrt werden. Nimmt die sogenannte MLV mit der aus Gl. (F4-19) bestimmten überein, ist die Hypothese  $P(\delta, \nu) = P_g(\delta)$  bestätigt [Gru, L933].  $g(p)$  sollte für diesen Zweck monoton und  $g(p) \neq p^2$  sein.

$I_{\text{ref}}$  und  $P_f$  sind zwar durch  $P(\delta, \nu)$  und  $g(p)$  eindeutig bestimmt, jedoch kann von  $I_{\text{ref}}$  bzw.  $P_f$  nicht eindeutig auf  $P(\delta, \nu)$  rückgeschlossen werden, da die Phaseninformation der Felder verloren gegangen ist. Mittel zur Restaurierung der Phase sind von [Fiziev, L2135, L3032], [Walker, L1936] beschrieben, aber nur mit einigem Aufwand anzuwenden. Singulär verhält sich das abgeschnittene Parabelprofil in der Näherung geometrischer Optik. Es gilt eindeutig bei beliebigen  $P(\delta, \nu)$  [Gru, L933]

$$P_f(y) = P_{f0} \cos y \cdot \left[ 1 - \left( \frac{\sin y}{A_N} \right)^2 \right] = \left( \frac{a}{A_N} \right)^2 \cos y I_{\text{ref}}\left( \frac{a}{A_N} \sin y \right), \quad (F4-20)$$

d.h.  $P_f \sim I_{\text{ref}}$ . Dies wurde bereits für das ideale parabolische Profil mit Gl. (3-14) festgelegt.

Implizite Differentiation der Dispersionsrelation  $D(\beta, \omega) = 0$  [Gl. (F4-1)] liefert mit Gl. (F3-30) die Gruppenlaufzeit [Floz, L847]

$$\frac{c}{L} t_g = -c \frac{\partial D(\beta, \omega) / \partial \omega}{\partial D(\beta, \omega) / \partial \beta} = \frac{n_{g1}}{\sqrt{1-2\delta}} \cdot \frac{\int_{r_1}^{r_2} n(r) n_g(r) \frac{dr}{kr}}{\int_{r_1}^{r_2} n_1 n_{g1} \frac{dr}{kr}}, \quad k_0^2 n^2(r_{1,2}) - \beta^2 - \frac{\nu^2}{r_{1,2}^2} = 0. \quad (F4-21)$$

$r_{1,2}$  sind die Kurvenradien eines monoton angenommenen Profils. Für Potenzprofile erhält man mit  $n_g(r) \approx n(r)$ ,  $\delta \ll 1$

$$\kappa \rightarrow \infty: \quad \frac{c}{L} t_g = \frac{n_{g1}}{\sqrt{1-2\delta}} \approx n_{g1} (1 + \delta), \quad (F4-22)$$

$$\kappa = 2: \quad \frac{c}{L} t_g = n_{g1} \frac{1-\delta}{\sqrt{1-2\delta}} \approx n_{g1} \left( 1 + \frac{1}{2} \delta^2 \right).$$

In diesen Beziehungen wurde die lineare Profildispersion [Jockeler, L633]

$$P = - \frac{k_0 n_1}{\Delta} \cdot \frac{d\Delta}{d(k_0 n_1)} = \frac{n_1}{n_{g1}} \cdot \frac{\lambda}{\Delta} \cdot \frac{d\Delta}{d\lambda}, \quad (F4-23)$$

vernachlässigt, ebenso die nichtlineare Profildispersion [Jockeler, L952, L2024, L1749, L2025],

$$P_n = - \frac{k_0 n_1}{g(p)} \cdot \frac{dg(p)}{d(k_0 n_1)} = \frac{n_1}{n_{g1}} \cdot \frac{\lambda}{g(p)} \cdot \frac{dg(p)}{d\lambda}. \quad (F4-24)$$

Hasen alle Wellen gleiches Ausbreitungscharaktere dieselbe Laufzeit, dann gilt [Marcati, L2347]

$$\frac{c}{L} t_g = n_{g1} \frac{1-2\delta/D(\lambda)}{\sqrt{1-2\delta}}, \quad D(\lambda) = \frac{1 + \frac{P}{2g(p)} \frac{\partial g(p)}{\partial p}}{1 - \frac{P+P_n}{2}}. \quad (F4-25)$$

Ist  $P_n = 0$ , dann sind Potenzprofile, Vielfach- $\alpha$ -Profile [Olshausky, L1538] und zusammengesetzte Potenzprofile [Marcantoni, L2347], [Weierholt, L1519] mögliche Lösungen  $g(\rho)$  zur Erfüllung der Bedingung  $\beta(\lambda)$  in Gl. (F4-25). Bei einem Potenzprofil erhält man [Olshausky, L908] für  $\alpha$  bzw.  $\alpha_{opt}$  mit  $P(\delta, \nu) = P_0$  und minimaler Gruppenlaufzeitdifferenz  $\Delta t_g$ , Gl. (F3-33),

$$\alpha = 2(\lambda)(2-P) - 2, \quad \alpha_{opt} = 2 - 2P - \Delta \frac{(4-2P)(3-2P)}{5-4P} \quad (F4-26)$$

Gilt Gl. (F4-25) oder sorgt Modenkopplung innerhalb von Hauptmodengruppen für gleiche Laufzeit aller Moden innerhalb der Hauptmodengruppe  $m = \nu + 2\mu - 1$ , vgl. Abschnitt F10, dann kann man, von Gl. (F4-2) statt von Gl. (F4-1) ausgehend, wiederum durch implizite Differentiation wie in Gl. (F4-21) die Beziehung gewinnen [Petersmann, LP39]

$$\frac{c}{L} t_{gm} = \frac{n_{p1}}{\sqrt{1-2\delta}} \frac{\int_{r_1}^n n(r) n_g(r) r dr}{\int_{r_1}^n n_1 n_{g1} r dr} = \frac{n_{p1}}{\sqrt{1-2\delta}} \frac{\int_0^1 n_{\tilde{g}}(r) n_{\tilde{g}g}(r) r dr}{\int_0^1 n_1 n_{g1} r dr} \quad (F4-27)$$

Dabei ist

$$n_{\tilde{g}}(r) = n(\sqrt{r^2 + r_1^2}),$$

$$g_1 = g_1^{-1}\left(\frac{d}{\Delta}\right), \quad f_m \leq \rho \leq g_2^{-1}(g_0), \quad (F4-28)$$

$$g_1 = 0, \quad g_2^{-1}(g_0) \leq \rho \leq 1$$

für das Beispiel des Bildes F9. Offensichtlich gilt  $f_{g,i} \equiv g_i$ . Damit ist klar, daß aus dem äquivalenten Faserfaserprofil Gl. (F4-15a, 18) auch bei real nicht unvollkommen Profilen  $g(\rho)$  Laufzeit und damit Impulsverbreiterung berechnet werden können. Sind bei komplizierteren Profilen zu vorgegebenem  $\beta$  mehrere lichteffiziente Ringflächen im LWL-Querschnitt vorhanden, so sind die Integrale in Gl. (F4-2) durch Summen von Integralen über die lichteffizienten Bereiche  $r_1 \leq r \leq r_{m1}$  zu ersetzen; die Summanden sind mit den Ausbreitungswahrscheinlichkeiten des Lichtstrahls in den einzelnen Bereichen  $t$  gewichtet.

Nähert man

$$n_{\tilde{g}}(r) n_{\tilde{g}g}(r) \approx n_1 n_{p1} [1 - 2\Delta g_{\tilde{g}g}(\rho)], \quad g_{\tilde{g}g}(\rho) = 1 - \left(\frac{2 \sin \gamma}{A\sqrt{1-\delta}}\right)^2 \rho^2 = P_{Fn}(\gamma), \quad P_{Fn}(\gamma) = \frac{P_F(\gamma)}{P_{Fn, \cos \gamma}} \quad (F4-29a)$$

so kann man nach Einsetzen von Gl. (F4-15a, 29) in Gl. (F4-27) schreiben

$$\frac{c}{L} t_{gm} = \frac{n_{p1}}{\sqrt{1-2\delta}} \left[ 1 - 2\delta + \frac{2\Delta \int_0^{\delta/\Delta} P_{Fn} [\sin^{-1}(A\sqrt{1-\delta})] d\delta}{P_{Fn} [\sin^{-1}(A\sqrt{1-\delta/\Delta})]} \right] \quad (F4-29b)$$

Gl. (F4-29) ist für Potenzprofile mit Gl. (F4-25) identisch, wenn  $P = P_n = 0$  und unter den Voraussetzungen der Gl. (F4-27).

Zur Berechnung der effektiven Impulsbreite  $\sigma_{\tilde{t}_g}$ , vgl. Tabelle F4-3, müssen die  $P_{Fn}$  da  $\nu \mu$  und damit die Laufzeiten  $t_{g\nu\mu}$  mit physikalisch relevanten Gewichtungen versehen werden,

$$\sigma_{\tilde{t}_g}^2 = \frac{\sum_{\nu=0}^M \sum_{\mu=1}^{M(\nu)} (t_{g\nu\mu} - \bar{t}_g)^2 P_{\nu\mu}}{\sum_{\nu=0}^M \sum_{\mu=1}^{M(\nu)} P_{\nu\mu}}, \quad \bar{t}_g = \frac{\sum_{\nu=0}^M \sum_{\mu=1}^{M(\nu)} t_{g\nu\mu} P_{\nu\mu}}{\sum_{\nu=0}^M \sum_{\mu=1}^{M(\nu)} P_{\nu\mu}} \quad (F4-30a)$$

$$\sigma_{\tilde{t}_m}^2 = \frac{\sum_{m=1}^M (t_{gm} - \bar{t}_g)^2 P_m}{\sum_{m=1}^M P_m}, \quad t_{gm} = \frac{\sum_{\nu+2\mu-1=m} t_{g\nu\mu}}{\sum_{\nu+2\mu-1=m} 1} \quad (F4-30b)$$

Gl. (F4-30b) gilt bei intensiven Leistungsverlust in Hauptmodengruppen  $m$ . Die Koeffizienten  $P_{\nu\mu}$  bzw.  $P_m$  indizieren den prozentualen Leistungsanteil pro (Haupt-)Modus. Gl. (F4-30) setzt voraus, daß die Impulse der Modenleistungen linear überlagert werden dürfen, vgl. Abschnitt F9.

FS Kohärenz, Polarisation, Interferenz und Holographie

Für quasimonochromatische Größen definiert man ein komplexes analytisches Signal im Raumpunkt  $\vec{r}$ , das ausschließlich positive Frequenzanteile hat [Born, L1938], [Gran, L5], [Rice, L3014],

$$\tilde{\psi}_i(\vec{r}, t) = A_i(\vec{r}, t) e^{j\omega_0 t}, \quad (FS-1)$$

mit der im Betrag und Phase langsam veränderlichen komplexen Amplitude  $A_i(\vec{r}, t)$ . Dem zugehörige reelle Signal

$$\psi_i(\vec{r}, t) = \text{Re} \{ \tilde{\psi}_i(\vec{r}, t) \} = |A_i(\vec{r}, t)| \cos \{ \omega_0 t + \arg [A_i(\vec{r}, t)] \} \quad (FS-2)$$

sei als abgeschnittene Funktion nur im Zeitintervall  $-T/2 \leq t \leq T/2$  von null verschieden. Zufallsprozesse werden ergodisch und stationär vorausgesetzt, also sind Zeit- und Ensemblemittelungen vertauschbar. Als Kohärenztensor (erster Ordnung) wird definiert

$$\tilde{K}_{ij}(\vec{r}_1, \vec{r}_2, t) = \langle \tilde{\psi}_i(\vec{r}_1, t_0) \tilde{\psi}_j^*(\vec{r}_2, t_0 - t) \rangle = \tilde{K}_{ji}^*(\vec{r}_2, \vec{r}_1, -t), \quad (FS-3)$$

$$K_{ij}(\vec{r}_1, \vec{r}_2, t) = 2\langle \psi_i(\vec{r}_1, t_0) \psi_j(\vec{r}_2, t_0 - t) \rangle = \text{Re} \{ \tilde{K}_{ij}(\vec{r}_1, \vec{r}_2, t) \}.$$

Die spitzen Klammern bedeuten eine Mittelung über  $t_0$ . Der normierte Kohärenztensor lautet

$$\tilde{k}_{ij}(\vec{r}_1, \vec{r}_2, t) = \frac{\tilde{K}_{ij}(\vec{r}_1, \vec{r}_2, t)}{\sqrt{\tilde{K}_{ii}(\vec{r}_1, \vec{r}_1, 0) \tilde{K}_{jj}(\vec{r}_2, \vec{r}_2, 0)}} = \tilde{k}_{ji}^*(\vec{r}_2, \vec{r}_1, -t). \quad (FS-4)$$

Informationen über den Polarisationzustand eines Feldes enthält die Kohärenzmatrix [Born, L1938], [Gran, L5]

$$\tilde{K}_{ij}(\vec{r}, \vec{r}, 0) = \langle A_i(\vec{r}, t_0) A_j^*(\vec{r}, t_0) \rangle = \tilde{K}_{ji}^*(\vec{r}, \vec{r}, 0). \quad (FS-5)$$

$A_{i,j}$  seien die Amplituden des transversal angenommenen Feldes in orthogonalen Polarisationrichtungen. Die Kohärenzmatrix ist hermitesch und hat die reellen Eigenwerte [Korn, E440]

$$\kappa_{1,2} = \frac{1}{2} \left[ \tilde{K}_{11} + \tilde{K}_{22} \pm \sqrt{(\tilde{K}_{11} - \tilde{K}_{22})^2 + 4\tilde{K}_{12}\tilde{K}_{21}} \right], \quad \tilde{K}_{ij} \equiv \tilde{K}_{ij}(\vec{r}, \vec{r}, 0) \quad (FS-6)$$

für eine  $2 \times 2$ -Matrix. Die Feldkomponenten in Richtung der Achsen eines Koordinatensystems, in dem  $\tilde{K}_{ij}(\vec{r}, \vec{r}, 0)$  diagonal ist, sind daher unkorreliert. Als Polarisationsgrad gilt

$$P_p = \frac{\kappa_1 - \kappa_2}{\kappa_1 + \kappa_2} = \frac{\sqrt{(\tilde{K}_{11} - \tilde{K}_{22})^2 + 4\tilde{K}_{12}\tilde{K}_{21}}}{\tilde{K}_{11} + \tilde{K}_{22}}. \quad (FS-7)$$

Vollständig unpolarisiertes Licht  $P=0$  erfordert  $\kappa_1 = \kappa_2$ , d.h.  $\tilde{K}_{11} = \tilde{K}_{22}$ ,  $\tilde{K}_{12} = \tilde{K}_{21} = 0$ , vollständig polarisiertes Licht  $P=1$  wird durch  $\kappa_2 = 0$ , d.h.  $\det(\tilde{K}_{ij}) = 0$  erreicht. Vollständige Kohärenz (erster Ordnung)  $k_{ij}(\vec{r}_1, \vec{r}_2, t) = 1$  impliziert daher vollständige Polarisation und für stationäre Felder auch Monochromie; aus vollständiger Polarisation kann jedoch nicht auf vollständige Kohärenz geschlossen werden [Gran, L5].

Werden zwei orthogonal polarisierte Feldkomponenten  $\tilde{\psi}_1(\vec{r}, t)$ ,  $\tilde{\psi}_2(\vec{r}, t)$  um die Phasen  $\delta_1$ ,  $\delta_2$  z.B. im doppelbrechenden Medium verzögert, so lautet die Feldstärke  $\tilde{\psi}(\vec{r}_p, t)$  parallel bzw. senkrecht zu einer Richtung mit dem Winkel  $\varphi$  zur 1-Komponente

$$\tilde{\psi}_\parallel(\vec{r}_p, t) = a(\vec{r}, \vec{r}_p) [A_1(\vec{r}, t) \cos \varphi e^{j\delta_1} + A_2(\vec{r}, t) \sin \varphi e^{j\delta_2}] e^{j\omega_0 t}, \quad (FS-8)$$

$$\tilde{\psi}_\perp(\vec{r}_p, t) = a(\vec{r}, \vec{r}_p) [-A_1(\vec{r}, t) \sin \varphi e^{j\delta_1} + A_2(\vec{r}, t) \cos \varphi e^{j\delta_2}] e^{j\omega_0 t}.$$

$a(\vec{r}, \vec{r}_p)$  ist ein Propagator, welcher die Felder von  $\vec{r}$  nach  $\vec{r}_p$  transformiert. Für die

Leistungen  $P_{\pm} = \frac{1}{2} \text{Re} \{ \tilde{\Psi}_1 \tilde{\Psi}_2^* \}$  erhält man mit  $\beta_1$  (F5-3) und  $|a(\vec{r}_1, \vec{r}_2)| = 1$

$$P_{\pm}(\varphi, \delta_1 - \delta_2) = K_{11} \cos^2 \varphi + K_{22} \sin^2 \varphi \pm \frac{1}{2} \sin 2\varphi \text{Re} \{ \tilde{K}_{12} e^{j(\delta_1 - \delta_2)} \}, \quad (F5-9)$$

$$P_0(\varphi) = P_{11}(\varphi, \delta_1 - \delta_2) + P_{22}(\varphi, \delta_1 - \delta_2) = 2K_{11} \cos^2 \varphi + 2K_{22} \sin^2 \varphi.$$

Mit z.B.  $P_0$  können die Komponenten  $K_{ij}$  der Kohärenzmatrix berechnet werden. Man verwendet häufig die Stokes-Parameter

$$\begin{aligned} s_0 &= K_{11} + K_{22} = P_H(0, \text{beliebig}) + P_H\left(\frac{\pi}{2}, \text{beliebig}\right), \\ s_1 &= K_{11} - K_{22} = P_H(0, \text{beliebig}) - P_H\left(\frac{\pi}{2}, \text{beliebig}\right) = s_0 \cos 2\chi \cos 2\psi, \\ s_2 &= \text{Re} \{ \tilde{K}_{12} \} = P_H\left(\frac{\pi}{4}, 0\right) - P_H\left(\frac{3\pi}{4}, 0\right) = s_0 \cos 2\chi \sin 2\psi, \\ s_3 &= \text{Im} \{ \tilde{K}_{12} \} = P_H\left(\frac{\pi}{4}, -\frac{\pi}{2}\right) - P_H\left(\frac{3\pi}{4}, -\frac{\pi}{2}\right) = s_0 \sin 2\chi, \\ s_0^2 &\geq s_1^2 + s_2^2 + s_3^2, \quad P_0 = \frac{1}{s_0} \sqrt{s_1^2 + s_2^2 + s_3^2}, \end{aligned} \quad (F5-10)$$

$$\tan \chi = \pm \frac{b}{a}, \quad \sin \chi = \frac{s_3}{\sqrt{s_1^2 + s_2^2 + s_3^2}} \geq \frac{s_3}{s_0}, \quad \tan 2\psi = \frac{s_2}{s_1}.$$

Bild F12 veranschaulicht die Beziehungen geometrisch an der Poincaré-Kugel [Born, L193P].  $a, b$  sind die große bzw. kleine Halbachse der Polarisationsellipse, deren große Hauptachse einen Winkel  $\chi$  zur Richtung des  $\tilde{\Psi}_1$ -Komponente hat.

In den weiteren Ausführungen wird, abweichend von der Notierung in  $\beta_1$  (F5-6), die Abkürzung

$$\tilde{K}_{ij}(\vec{r}_i, \vec{r}_j, t) \equiv \tilde{K}_{ij}(t), \quad \tilde{k}_{ij}(\vec{r}_i, \vec{r}_j, t) \equiv \tilde{k}_{ij}(t) \quad (F5-11)$$

verwendet [Born, L193P].

Betrachtet werde das allgemeine Interferenzexperiment Bild F13. Zwei Felder  $\tilde{\Psi}_i(\vec{r}_i, t)$  nach  $\beta_1$  (F5-1), von einer Quelle  $Q$  der Mittelfrequenz  $f_0$  und der Bandbreite  $\Delta f$  mit Strahlkleiner  $T_1$  gewonnen, propagieren auf unterschiedlich langen Wegen, z.B. über die Spiegel  $M_1, M_2$  umgeleitet, und summieren sich nach Strahlkleiner  $T_2$  in den Ebenen  $S, S'$  mit den Ortskoordinaten  $\vec{r}_2, \vec{r}_2'$ . Der verschleppte angenommene Strahlkleiner ist ein Vektor mit unitärer Streumatrix, so daß in den geeigneten gewählten Bezugsebenen  $S, S'$  allgemein gilt [Matthaei, E452], [Freude, L405]

$$\tilde{\Psi}_S(\vec{r}_S, t) = a_1(\vec{r}_1, \vec{r}_S) \tilde{\Psi}_1(\vec{r}_1, t) \pm a_2(\vec{r}_2, \vec{r}_S) \tilde{\Psi}_2(\vec{r}_2, t - \tau). \quad (F5-12)$$

Die Funktionen  $a_1, a_2$  sind Propagatoren wie in  $\beta_1$  (F5-8). Das obere Vorzeichen gilt für die Ebene  $S'$ , das untere für  $S$ .  $\tau$  ist die Laufzeitdifferenz des Pfades von  $\vec{r}_1$  nach  $\vec{r}_S$  und von  $\vec{r}_2$  nach  $\vec{r}_S$ . Mit  $\beta_1$  (F5-4) erhält man allgemein für die normierte Kohärenzfunktion  $k_{SS}(t)$

$$\begin{aligned} P_S \tilde{k}_{SS}(t) &= P \left[ \tilde{k}_{11}(t) \pm \frac{\sqrt{P_1 P_2}}{P} a_1 a_2^* \tilde{k}_{12}(t + \tau) \pm \frac{\sqrt{P_1 P_2}}{P} a_1^* a_2 \tilde{k}_{21}(t - \tau) \right], \\ P_S &= P \left( 1 \pm \frac{1}{P} \text{Re} \{ a_1 a_2^* \tilde{K}_{12}(t) \} \right), \end{aligned} \quad (F5-13)$$

$$P = |a_1|^2 P_1 + |a_2|^2 P_2,$$

$$P_i = \tilde{K}_{ii}(0), \quad \tilde{k}_{11}(t) = \tilde{k}_{22}(t).$$

$P_S$  ist die Gesamtleistung im Punkt  $\vec{r}_S$ ,  $P$  die Summe der in  $\vec{r}_S$  ankommenden Einzelleistungen  $|a_1|^2 P_1$  und  $|a_2|^2 P_2$  die am Ort  $\vec{r}_i$  registrierten Leistungen der Felder  $\Psi_i$ .



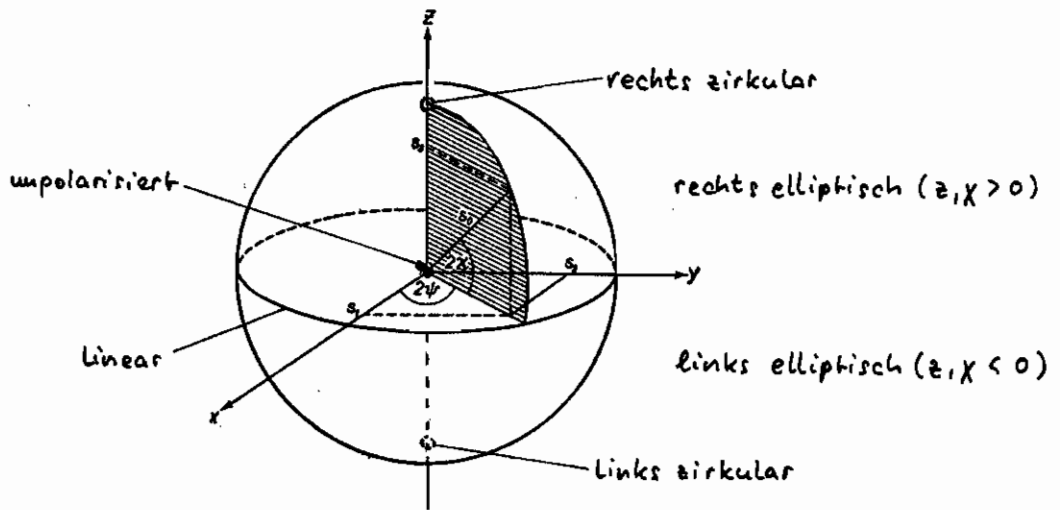


Bild F12. Poincaré - Kugel und Stokes - Parameter

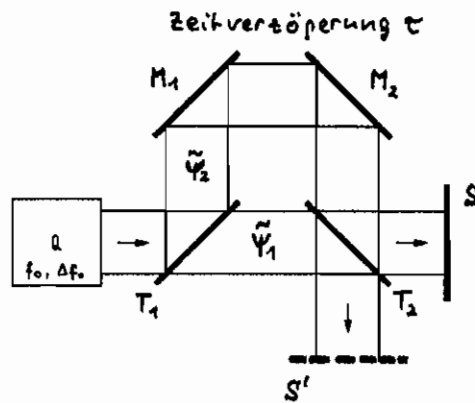


Bild F13. Interferenz zeitverschobener Teilwellen

Vereinfachungen ergeben sich, wenn  $k_{12}(t)$  der Quelle spektral rein ist, d.h. wenn bei einem Überlagerungsexperiment wie in Bild F13 an einer Quelle  $Q$  der Mittenfrequenz  $f_0$  und der Bandbreite  $\Delta f_0$  das Summenspektrum in  $S$  ununterscheidbar vom Quellspektrum  $Q$  bleibt, vorausgesetzt, daß  $\tau \ll 1/\Delta\omega_0$  gilt [Mandel, L1247, L3271]. Dies ist für ideal kohärente und ideal inkohärente Lichtquellen mehr der Fall sowie dann, wenn in den Überlagerungspfaden keine spektrale Filterung vorgenommen wurde. Nach Gl. (F5-13) hat  $Q$  ein von Ort unabhängiges Spektrum,  $k_{ij}(t) = k_{ji}(t)$ . Die Kreuzkohärenzfunktion kann dann als Produkt

$$\tilde{k}_{ij}(t) = k_{ij}(0) \tilde{k}_{ii}(t) = k_{ij}(0) \tilde{k}_{jj}(t), \quad k_{ij}(0) = k_{ji}(0) \quad (F5-14)$$

geschrieben werden. Aus Gl. (F5-13,3) resultiert

$$P_S \vartheta_{SS}(t) = P \left\{ k_{11}(t) \pm \frac{\sqrt{P_1 P_2}}{P} k_{12}(0) [k_{11}(t+\tau) + k_{11}(t-\tau)] \right\}. \quad (F5-15a)$$

Die gewählte Spezialisierung  $a_m = 1$  enthält die Allgemeingültigkeit nicht ein: Ungleiche Dämpfungen und Phasenverschiebungen der Überlagerungswege sind in  $P_1$  und  $\tau$  berücksichtigt. Nach dem Wiener-Khinchine-Theorem (Tabelle F2-7,8) sind die Fourier-Transformierten der Kohärenzfunktionen  $K_{ij}(t), k_{ij}(t)$  (Kovarianzen) die Leistungsspektren  $\vartheta_{ij}(f), \vartheta_{ij}(f)$ . Es gilt  $\int_{-\infty}^{+\infty} \vartheta_{ij}(f) df = 1$ . Man erhält also allgemein für die Indexanordnung Bild F13

$$P_S \vartheta_{SS}(f) = P \vartheta_{11}(f) \left[ 1 \pm \frac{2\sqrt{P_1 P_2}}{P} k_{12}(0) \cos \omega \tau \right],$$

$$P_S = P \left[ 1 \pm \frac{2\sqrt{P_1 P_2}}{P} k_{12}(0) k_{11}(\tau) \right]; \quad (F5-15b)$$

$$P_S \approx P \left[ 1 \pm \frac{2\sqrt{P_1 P_2}}{P} k_{12}(0) \hat{k}_{11}(\tau) \cos \omega_0 \tau \right], \quad \Delta f_0 \ll f_0.$$

In Schmalbandnäherung kann  $P_S$  mit Hilfe der Einhüllenden  $\hat{k}_{11}(\tau)$  von  $k_{11}(\tau)$  approximiert werden.

Zwei Spezialfälle sind besonders wichtig, nämlich die kohärente und die inkohärente Quelle.

kohärent,  $\Delta\omega_0 \tau \ll 1$  :  $\vartheta_{SS}(f) = \vartheta_{11}(f),$  (F5-16a)

$$P_S = P \left[ 1 \pm \frac{2\sqrt{P_1 P_2}}{P} k_{12}(0) \cos \omega_0 \tau \right],$$

inkohärent,  $\Delta\omega_0 \tau \gg 1$  :  $\vartheta_{SS}(f) = \vartheta_{11}(f) \left[ 1 \pm \frac{2\sqrt{P_1 P_2}}{P} k_{12}(0) \cos \omega \tau \right],$  (F5-16b)

$$P_S = P = |a_1|^2 P_1 + |a_2|^2 P_2.$$

Die Modulation des Leistungsspektrums inkohärenter Quellen durch filternde Anordnungen wird Alford-Job-Effekt genannt [Alford, L1246], [Mandel, L1248], [Crosignani, L2187], [Fran, ONT].

Zwischen den Frontblenden der kohärenten bzw. inkohärenten Quelle liegt die Situation, daß bei einem Laser viele axiale Moden des spektralen Effektivbreites  $\sigma_f = \sigma_\omega / 2\pi$  mit dem gleichförmigen Frequenzabstand  $\Delta f_{MS} \gg \sigma_f$  gleichzeitig oszillieren. Für das normierte Band-Spektrum einer solchen Quelle kann man mit Tabelle F4-1,7 näherungsweise

$$\hat{\vartheta}_{11}(f) = \frac{1}{\sqrt{25\sigma_f^2}} \frac{\cosh T - 1}{\sinh T} \sum_{k=-\infty}^{\infty} e^{-|k|T} e^{-\frac{(f-k\Delta f_{MS})^2}{2\sigma_f^2}}, \quad T = \ln 4 \frac{\Delta f_{MS}}{\Delta f_0} \quad (F5-17)$$

schreiben.  $\Delta f_0$  ist die Halbwertsbreite des Trägerband-Spektrums  $\vartheta_{11}(f)$ . Mit  $\hat{k}_{11}(\tau)$  nach Tabelle F2-8 erhält man aus Gl. (F5-15b) für die Autokorrelationsfunktion der Lichtquelle

in der Ebene  $S'$  am Ort  $\vec{r}_s'$

$$P_s = P \left[ 1 \pm \frac{2\sqrt{P_1 P_2}}{P} k_{12}(0) \frac{\cosh T - 1}{\cosh T - \cos \Delta\omega_{MS} T} e^{-\frac{(\sigma_0 T)^2}{2}} \cos \omega_0 T \right]. \quad (F5-18)$$

Die Summation der unendlichen Reihe erfolgt nach [Gradstein, L523]. Die Einhüllende der raschen Änderung  $\cos \omega_0 T$  ist wegen der Periodizität des Nenners langsam mit der Periode  $T^{(P)} = 1/\Delta\omega_{MS}$  moduliert, und wegen der nichtverschwindenden Einheitskreisbreite zusätzlich aperiodisch mit der Halbwertszeit  $\tau_{1/2}^{(AP)} = \sqrt{\ln 4}/\sigma_0$ . Meist gilt  $\Delta\omega_0 \gg \Delta\omega_{MS}$ , also  $T \ll 1$ . Als Halbwertsbreite der periodischen Modulationsfunktion erhält man  $\tau_{1/2}^{(P)} \approx \ln 16 \cdot \Delta\omega_{MS}/\Delta\omega_0$ , ihre Extremwerte sind 1 bei  $\Delta\omega_{MS} T = \pm 2n\pi$  und  $T^2/4$  bei  $\Delta\omega_{MS} T = \pm (2n+1)\pi$  für  $n=0,1,2,\dots$ .

Für manche Zwecke, z.B. zur Umwandlung von Amplitudenschwankungen der Quelle und zur Empfindlichkeitssteigerung, wenn der Aufbau Bild F12 als Frequenzdiskriminator verwendet wird, ist es nützlich, die Signale in beiden Ebenen  $S, S'$  zu verarbeiten. Die Differenzbildung  $P_s - P_{s'} \approx 4\sqrt{P_1 P_2} k_{12}(0) k_{11}(T) \cos \omega_0 T$  von Gl. (F5-15b) resultiert in einem Seitenflankendiskriminator, dessen Empfindlichkeit bezüglich Veränderungen von  $\omega_0 T$  im Arbeitspunkt  $\omega_0 T = \pi/2$  doppelt so groß ist wie die des Signals  $P_s$  allein [Frende, L405].

Zur Leistungsanzeige muß das optische Feld parallelisiert werden;  $S'$  (nicht zu verwechseln mit der Ebene  $S$  in Bild F12) ist die Detektorempfindlichkeit. Bei vollwertiger Parallelisierung liefert der Detektor einen Strom  $i = S' |\tilde{\psi}_s|^2$ . Hat  $\tilde{\psi}_s$  die Statistik eines stationären gauß-Prozesses, das ist für inkohärente Quellen der Fall, dann gilt nach [Middleton, L515] für die Korrelationsfunktion des Detektorstroms mit Gl. (F5-15b)

$$K_{ii}^{(D)}(t) = \frac{1}{\pi} S'^2 \Gamma^2\left(\frac{\kappa+1}{2}\right) (2P_s)^\kappa {}_2F_1\left[-\frac{\kappa}{2}, -\frac{\kappa}{2}; \frac{1}{2}; k_{SS}^2(t)\right]. \quad (F5-19)$$

$\Gamma(x)$  ist die gamma-Funktion,  ${}_2F_1(a, b; c; z)$  die hypergeometrische Funktion [Abramowitz, L270],  $k_{SS}(t)$  wie in Gl. (F5-15a). Der Fall linearer Parallelisierung wurde für Schmalbandprozesse von [Frende, L1007] durchgerechnet. Die in der Optik übliche quadratische Detektion führt mit Tabelle F2-7, F1-19 zu

$$K_{ii}^{(D)}(t) = S'^2 P_s^2 [1 + 2k_{SS}^2(t)], \quad (F5-20)$$

$$\Theta_{ii}^{(D)}(f) = S'^2 P_s^2 \left[ \delta(f) + 2 \int_{-\infty}^{+\infty} \vartheta_{SS}(f_1) \vartheta_{SS}(f-f_1) df_1 \right].$$

Nimmt man ein gauß-förmiges Bandband-Spektrum der Quelle an,

$$\hat{\vartheta}_{11}(f) = \Theta_{11}(f)/A_0^2 = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_f} e^{-\frac{f^2}{2\sigma_f^2}}, \quad \Delta\omega_0 = 2\sqrt{\ln 4} \sigma_f, \quad \sigma_0 = 2\sigma_f, \quad (F5-21)$$

die um  $f=f_0$  zentriert ist mit einer Halbwertsbreite  $\Delta\omega_0$ , Tabelle F4-8, und beachtet, daß  $\int_{-\infty}^{+\infty} \vartheta_{11}(f_1) \vartheta_{11}(f-f_1) df_1 \approx \int_{-\infty}^{+\infty} \hat{\vartheta}_{11}(f_1) \hat{\vartheta}_{11}(f-f_1) df_1 = \exp[-f^2/(2\sigma_f^2)] / (2\sqrt{4\pi}\sigma_f^2)$  für  $\Delta\omega_0 \ll \rho_0$ , dann ergibt man analog zu Gl. (F5-16a,b) an der Stelle  $\vec{r}_s'$

$$\sigma_0 T \ll 1 : \Theta_{ii}^{(D)}(f) \approx S'^2 P_s^2 \left[ 1 \pm \frac{2\sqrt{P_1 P_2}}{P} k_{12}(0) \cos \omega_0 T \right]^2 \left[ \delta(f) + \frac{1}{4\pi\sigma_f^2} e^{-\frac{f^2}{4\sigma_f^2}} \right], \quad (F5-22a)$$

$$\sigma_0 T \gg 1 : \Theta_{ii}^{(D)}(f) \approx S'^2 P_s^2 \left\{ \delta(f) + \left[ 1 \pm \frac{2\sqrt{P_1 P_2}}{P} k_{12}(0) \cos \omega_0 T \right] \frac{1}{4\pi\sigma_f^2} e^{-\frac{f^2}{4\sigma_f^2}} \right\}. \quad (F5-22b)$$

Parasit der Detektorstrom  $i$  ein elektronischer Schmalbandfilter der Mittelfrequenz  $f \ll \rho_0$ ,  $f \neq 0$  mit der Halbwertsbreite  $\Delta f \ll \sigma_f$ , dann gilt für die relative Leistung  $P_{i,\Delta f}^{(D)}(f) \approx 2 \Theta_{ii}^{(D)}(f) \Delta f$

$$\sigma_0 T \ll 1 : P_{i,\Delta f}^{(D)}(f) \approx \frac{2S^2 P_s^2}{\pi \ln 4} \cdot \frac{\Delta f}{\Delta\omega_0} e^{-\frac{f^2}{4\sigma_f^2}} \left[ 1 \pm \frac{2\sqrt{P_1 P_2}}{P} k_{12}(0) \cos \omega_0 T \right]^2, \quad (F5-23a)$$

$$\sigma_0 T \gg 1 : P_{i,\Delta f}^{(D)}(f) \approx \frac{2S^2 P_s^2}{\pi \ln 4} \cdot \frac{\Delta f}{\Delta\omega_0} \left[ 1 \pm \frac{2\sqrt{P_1 P_2}}{P} k_{12}(0) \cos \omega_0 T \right]. \quad (F5-23b)$$

Im Fall  $\sigma_0 \tau \ll 1$  wird im Detektorpektrum die Linienform der Quelle sichtbar, für  $\sigma_0 \tau \gg 1$  reproduziert sich die Periodizität des Spektrums (gl. (F5-16b)). Das obere (untere) Vorzeichen bezieht sich wieder auf Detektion in der Ebene  $S(S')$ .

Für eine Mehrwege - Überlagerung

$$\tilde{\Psi}_S(\vec{r}_S, t) = \sum_{m=0}^M a_m(\vec{r}_m, \vec{r}_S) \tilde{\Psi}_m(\vec{r}_m, t - \tau_m) \quad (F5-24)$$

ergibt sich allgemein bei spektral reinen Quellen, (gl. (F5-14)), und mit  $a_m a_m^* = a_m^* a_m = 1$

$$\begin{aligned} P_S k_{SS}(t) &= P \left\{ k_{11}(t) + \sum_{m=1}^M \sum_{n=0}^{m-1} \frac{\sqrt{P_m P_n}}{P} k_{mn}(0) [k_{11}(t - \tau_m + \tau_n) + k_{11}(t + \tau_m - \tau_n)] \right\}, \\ P_S \mathcal{D}_{SS}(f) &= P \mathcal{D}_{11}(f) \left[ 1 + \sum_{m=1}^M \sum_{n=0}^{m-1} \frac{2\sqrt{P_m P_n}}{P} k_{mn}(0) \cos \omega(\tau_m - \tau_n) \right], \\ P_S &= P \left[ 1 + \sum_{m=1}^M \sum_{n=0}^{m-1} \frac{2\sqrt{P_m P_n}}{P} k_{mn}(0) k_{11}(\tau_m - \tau_n) \right], \quad P = \sum_{m=0}^M P_m; \\ k_{11}(t) &\approx \hat{k}_{11}(t) \cos \omega_0 t, \quad \Delta f_0 \ll f_0. \end{aligned} \quad (F5-25)$$

Als Kontrast  $V(\tau)$  (nicht + verwechseln mit der normierten Frequenz) wird von (gl. (F5-15b)) definiert

$$V(\tau) = \frac{P_{Smax} - P_{Smin}}{P_{Smax} + P_{Smin}}, \quad (F5-26)$$

$$V(\tau) = V(0) \hat{k}_{11}(\tau) = V(0) \int_{-\infty}^{+\infty} \mathcal{D}_{11}(f) e^{j\omega\tau} df, \quad V(0) = \frac{2\sqrt{P_1 P_2}}{P} k_{12}(0).$$

Bandbreiten-Spektrum und Kontrast sind bis auf kontraste Faktoren ein Fourier-Paar. Für das Bandbreiten-Quellenspektrum der (gl. (F5-21)) erhält man als Zeitverzögerung  $\tau_p$ , bei der  $V(\tau_p)$  auf  $V(0)/p$  gesunken ist,

$$\begin{aligned} \tau_p &= \frac{\sqrt{\ln 1/p}}{\pi} \sqrt{\ln 1/p} / \Delta f_0 \approx 0,5300 \sqrt{\ln 1/p} / \Delta f_0, \\ \tau_p / p_s &\approx 1,769 \sqrt{\ln 1/p} \frac{(\lambda_0 / \mu m)^2}{\Delta \lambda_0 / nm}. \end{aligned} \quad (F5-27)$$

Als Kohärenzzeit bzw. -länge wird mit der Phasengeschwindigkeit  $v_{ph}$  (gl. (F3-30)) definiert

$$\tau_k \Delta f_0 = 1, \quad L_k = v_{ph} \tau_k. \quad (F5-28)$$

$\tau_k = \tau_p$  ( $p = 2,84\%$ ) ist diejenige Zeitverzögerung, bei welcher der Kontrast auf rund 3% des Nominalwerts gesunken ist. Die Definition  $\tau_k \Delta \omega_0 = 1$  hätte  $p = 78,6\%$  ergeben.

Die Anzahl longitudinaler bzw. transversaler Fraunhofer-Moden eines Feldes der Zeitdauer  $\tau$  und der Bandbreite  $\Delta f$ , abgestrahlt von Flächenelement  $dF$  unter dem Winkel  $\gamma$  zur Flächennormalen in das Raumwinkелеlement  $d\Omega$  beträgt nach [Fraun, L5]

$$dM_L = \tau df, \quad dM_T = \left(\frac{k}{2\pi}\right)^2 dF \cos \gamma d\Omega, \quad dM = 2 dM_L dM_T. \quad (F5-29)$$

$dM$  ist die gesamte Modenanahl. Der Faktor 2 berücksichtigt die möglichen Polarisationsrichtungen.  $M_L = \int \tau df = \tau \Delta f_0$  kann mit (gl. (F5-28)) verglichen werden. Inwieweit die Kohärenzzeit  $\tau = \tau_k$  ist die Anzahl longitudinaler Moden eines Kohärenzflächens  $F_k$  und -raumwinkel  $\Omega_k$  werden durch die analoge Forderung  $M_T = 1$  definiert,

$$F_k \cos \gamma \Omega_k = (\lambda/n)^2. \quad (F5-30)$$

Ist bei verlustfreien optischen Transformationen  $M_T = \text{const}$ , so muß auch das Phasenraum- oder Modenvolumen

$$W = k_0^2 \iint_{F\Omega} n^2 dF \cos \vartheta d\Omega \approx k^2 \Delta F \Delta \Omega, \quad M_T \approx \frac{W}{(2\pi)^2} \quad (F5-31)$$

konstant bleiben. Gl. (F5-31),  $W = \text{const}$ , wird Liouville-Theorem genannt. Bildet man z. B. einen Lambert-Strahler  $P_{FL}(\gamma)$ , Gl. (F4-10), um den Faktor  $1/p$  verkleinert ab, so erhält man für das Fernfeld mit der Winkelkoordinaten  $\gamma' = p\gamma$ ,  $p > 1$ ,

$$P_{FL}^{(p)}(\gamma') = P_{FL} \cos(\gamma'/p) \approx P_{FL} \cos^{1/p} \gamma'; \quad (F5-32)$$

die Halbwertsbreite  $2\gamma_{1/2} = 120^\circ$  des Lambertstrahler-Fernfeldes vergrößert sich also nach der Abbildung.

Rept man einen LWL mit einem gleichförmig leuchtenden Lichtfleck des Radius  $w_F$  an und erfüllt mit der Strahlung gleichförmig ein Kegelvolumen des halben Öffnungswinkels  $\gamma_F = \sin^{-1} A_F$ , so erhält man mit Gl. (F5-31) die Anzahl geführter Moden

$$M_{GF} = 2 \left( \frac{k_0}{2\pi} \right)^2 \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{w_F} r dr \int_0^{\gamma_N(r)} d\vartheta \cos \gamma \sin \gamma d\gamma = a^2 k_0^2 \int_0^{\gamma_N} \sin^2 \gamma_N(\vartheta) p d\vartheta, \quad \gamma_N(\vartheta) \leq \gamma_F \quad (F5-33)$$

mit den Koordinaten des Bildes  $F11$  und dem maximalen örtlichen Akzeptanzwinkel  $\gamma_N$  des LWL von Gl. (F1-2). Für Potentprofile  $n$  der Einkoppelwirkungsgrad

$$\eta_F \approx \frac{M_{GF}}{M_g} \approx \frac{\alpha+2}{\alpha} \left( \frac{w_F}{a} \right)^2 \left[ 1 - \frac{2}{\alpha+2} \left( \frac{w_F}{a} \right)^\alpha \right] - \left[ 1 - \left( \frac{A_F}{A_N} \right)^2 \right] \frac{2+\alpha}{\alpha} \quad (F5-34)$$

mit der Anzahl geführter Moden  $M_g$  von Gl. (F4-3). Für Fernfelder  $P_F(\gamma) \sim \cos^2 \gamma$  und Parabelprofil wurde  $\eta_F$  von [Sharma, L3324] berechnet. Als Empfindlichkeit von  $\eta_F$  erhält man nach Gl. (F5-34)

$$\frac{\partial \eta_F}{\partial (w_F/a)} = 2 \frac{\alpha+2}{\alpha} \frac{w_F}{a} \left[ 1 - \left( \frac{w_F}{a} \right)^\alpha \right], \quad \frac{\partial \eta_F}{\partial (A_F/A_N)} = 2 \frac{\alpha+2}{\alpha} \frac{A_F}{A_N} \left[ 1 - \left( \frac{A_F}{A_N} \right)^2 \right] \frac{2}{\alpha}. \quad (F5-35)$$

Für  $w_F = \frac{2}{3} a$ ,  $A_F = \frac{1}{3} A_N$  erhält man bei  $\alpha=2$   $\eta_F = 0,393$ ; die Anzahl der eingestrahelten Freiraummoden beträgt in der Näherung des Gl. (F5-31) pro Polarisationsrichtung

$$M_T \approx 2 \left( \frac{a A_N}{\lambda} \right)^2, \quad \alpha=2, \quad w_F = \frac{2}{3} a, \quad A_F = \frac{1}{3} A_N. \quad (F5-36)$$

Das allgemeine Interferenzexperiment Gl. (5-12) soll nochmals unter einem anderen Gesichtspunkt betrachtet werden.  $\tilde{\psi}_1(\vec{r}_1, t) = |A_1| e^{i\omega_0 t}$  und  $\tilde{\psi}_2(\vec{r}_2, t) = |A_2(\vec{r}_2)| e^{i\omega_0 t}$  werden von derselben, streng monochromatischen und räumlich kohärenten Quelle abgestrahlt. Die ebene Welle  $\tilde{\psi}_1$  mit dem Ausbreitungsvektor  $\vec{k}$  falle unter einem bestimmten Winkel zur Beobachtungsebene  $S$  ein; deren Transversalkoordinaten sind  $\vec{r}_S = (x, y, 0)$ . In  $S$  werde ferner das Feld  $\tilde{\psi}_S(\vec{r}_S, t) = A_S(\vec{r}_S) e^{i\omega_0 t}$  beobachtet. Die Überlagerung ergibt

$$\tilde{\psi}_S(\vec{r}_S, t) = \left[ |A_1| e^{-i\vec{k}\vec{r}_S} + A_S(\vec{r}_S) \right] e^{i\omega_0 t}. \quad (F5-37)$$

Für die Leistung  $P_S(\vec{r}_S)$  erhält man analog zu Gl. (F5-16a) mit  $k_{zL}(0) = 1$

$$P_S(\vec{r}_S) = |A_1|^2 + |A_S(\vec{r}_S)|^2 + 2 |A_1 A_S^*(\vec{r}_S)| \cos \left\{ \arg [A_S(\vec{r}_S)] + \vec{k}\vec{r}_S \right\}. \quad (F5-38)$$

Eine Photoplatte in  $S$  registriert dieses Interferenzgramm. Die Leistungstransparenz  $T_S$  der entwickelten Platte sei, abhängig von Materialeigenschaften und Belichtungszeit,

$$T_S = c_T P_S^{-2\gamma}. \quad (F5-39)$$

Es sei  $|A_1| \gg |A_2|$ . Dann erhält man bei Betrachtung der entwickelten Platte mit dem Feld  $\tilde{\psi}(\vec{r}_2, t) = A(\vec{r}_2) e^{j\omega t}$  die Feldverteilung in der Plattenebene,  $\vec{k}_{\vec{r}_2} = k_x x + k_y y$ ,

$$\tilde{\psi}_T(\vec{r}_2, t) = c_T |A_1|^{-2(\gamma+1)} \left[ |A_1|^2 - \gamma |A_2(\vec{r}_2)|^2 - \gamma |A_1| e^{j\vec{k}_{\vec{r}_2}} A_2(\vec{r}_2) - \gamma |A_1| e^{-j\vec{k}_{\vec{r}_2}} A_2^*(\vec{r}_2) \right] \tilde{\psi}(\vec{r}_2, t) \quad (F5-40)$$

Ist  $\tilde{\psi}$  eine ebene Welle wie  $\tilde{\psi}_1$ , so wird gerade die Feldverteilung  $\tilde{\psi}_2$  an Ort und Stelle  $S$  reproduziert. Ein zylindrisches Hologramm, das speziell zu solchen amplituden- und phasenrichtigen Rekonstruktionen aufgenom-  
men wurde, nennt man Hologramm [Gabor, E453, E454], [Leith, Upatniets, E455-E457], [Meier, E459].  $\tilde{\psi}_1$  ist die Referenzwelle,  $\tilde{\psi}_2$  die Objektwelle. Bei Belichtung des Hologramms mit einer ebenen Welle stünde der Summand  $|A_1|^2 - \gamma |A_2|^2$  für die Beugung 0ter Ordnung, der Term  $A_2(\vec{r}_2) e^{j\vec{k}_{\vec{r}_2}}$  für die divergierende und  $A_2^*(\vec{r}_2) e^{-j\vec{k}_{\vec{r}_2}}$  für die konvergierende Objektwelle, Beugung 1ter und (-1)ter Ordnung. Fällt  $\tilde{\psi}_0$  ins Auge, so kann das Objekt, von dem  $\tilde{\psi}_2$  ausgeht, durch die Hologrammplatte wie durch ein Fenster betrachtet werden;  $\tilde{\psi}_0$  formt ein virtuelles Bild, das orthoskopisch genannt wird.  $\tilde{\psi}_2$  kann auf einem Schirm aufgefangen werden, ist also ein reelles Bild, das  $\tilde{\psi}_2^*$  repräsentiert und deshalb pseudoskopisch genannt wird. Dieses Bild vertauscht den Eindruck der Tiefeninformation: Was im Original, dem orthoskopischen Bild, auf dem Betrachter zu geht, geht im pseudoskopischen Bild von ihm weg. Dies ist daran zu sehen, dass  $A_2^* e^{j\omega t} = (A_2 e^{-j\omega t})^*$  ist und somit  $\psi_2^*(\vec{r}_2, -t)$  entspricht; die Zeit wird gerade invertiert, was im Originalfeld bereits längere Zeit zum Betrachter lief, propagiert scheinbar vom Betrachter weg. Unvermeidlich sind das Vorzeichen der Krümmung der Phasefront von  $\tilde{\psi}(\vec{r}_2, t)$  von dem der Referenzwelle  $\tilde{\psi}_1(\vec{r}_2, t)$ , so kann das pseudoskopische Bild virtuell, das orthoskopische reell werden [Meier, E458]. Die Verskipfung der Referenzwelle zur Flächennormalen des Hologramms  $\vec{k}_{\vec{r}_2} \neq 0$  trennt ortho- und pseudoskopisches Bild räumlich; solche Hologramme werden axial (off-axis) genannt. Werden spezielle Fourier-Transformationen von Objektfeldern registriert, spricht man von Fourier-Hologrammen. Natürlich Hologramme rekonstruieren die Abbildung eines Objekts in die Hologrammebene.

Fourier-Transformation mit einer Linse, Gl. (F2-14) und Tabelle F1-19, 8, 3, liefert in der hinteren Brennebene  $K$  mit den Koordinaten  $\xi, \eta$  für  $w^2 = w_1^2 = \lambda f$ ,  $\tilde{\psi}(\vec{r}_2, t) = A(\vec{r}_2) e^{j\omega t}$

$$\tilde{\psi}_K(\xi, \eta, t) = j c_T |A_1|^{-2(\gamma+1)} e^{-j2k\xi} \left[ |A_1|^2 A(\xi, \eta) - \frac{j}{\lambda f} \iint_{-\infty}^{+\infty} F^{(H)} \{ |A_2(\vec{r}_2)|^2 \} \cdot A(\xi - \xi_1, \eta - \eta_1) d\xi_1 d\eta_1 - \frac{j\lambda |A_1|}{\lambda f} \iint_{-\infty}^{+\infty} A_2(\xi + \frac{\lambda f}{2f} k_x - \xi_1, \eta + \frac{\lambda f}{2f} k_y - \eta_1) A(\xi_1, \eta_1) d\xi_1 d\eta_1 - \frac{j\lambda |A_1|}{\lambda f} \iint_{-\infty}^{+\infty} A_2^*(\xi - \frac{\lambda f}{2f} k_x - \xi_1, \eta - \frac{\lambda f}{2f} k_y - \eta_1) A(\xi_1, \eta_1) d\xi_1 d\eta_1 \right] e^{j\omega t} \quad (F5-41)$$

Das dritte Integral von Gl. (F5-41) formuliert die Korrelationsfunktion

$$K(\xi_K - \xi_0, \eta_K - \eta_0) = \iint_{-\infty}^{+\infty} \varrho_S^*(\xi_K - \xi_0 - \xi_1, \eta_K - \eta_0 - \eta_1) \varrho_S(\xi_1, \eta_1) d\xi_1 d\eta_1 \quad (F5-42)$$

Diese analysiert Funktionen  $\varrho_S(\xi, \eta)$  in der Hologrammebene nach Funktionen  $\varrho_S(\xi - \xi_0, \eta - \eta_0)$ , die im Hologramm gespeichert sind. Bildet die  $\varrho_S$  ein orthogonales Funktionensystem, dann sind die Zahlen  $K(0,0)$  die Entwicklungskoeffizienten von  $\varrho$  nach  $\varrho_S$ , vgl. Gl. (F2-5, 7) und Abschnitt F6.

Amplitude und Phase der Objektwelle kann man messen, wenn die Phase der Referenzwelle bekannt und um  $\pi/2$  verschiebbar ist,  $\vec{k}_{\vec{r}_2} \rightarrow \vec{k}_{\vec{r}_2} + \frac{\pi}{2}$ .  $|A_1|^2$  und  $|A_2(\vec{r}_2)|^2$  sind direkt bestimmbar.  $P_0$  und  $P_{\pi/2}$  bei Phasenverschiebung der Referenzwelle ergeben nach Umformung der beiden Gl. (F5-38) für die Phase  $\arg[A_2(\vec{r}_2)]$

$$2|A_1 A_2|^2 \sin [2 \arg(A_2) + 2 \vec{k}_{\vec{r}_2}] = (P_0 - |A_1|^2 - |A_2|^2)(P_{\pi/2} - |A_1|^2 - |A_2|^2) \quad (F5-43)$$

Die zusätzliche Messung von  $P_{\pi/2}$  verbessert die Genauigkeit: Ist  $P_0$  in Gl. (F5-38) gerade extremal, kann die Phasendifferenz nur sehr ungenau bestimmt werden.

F6 Spezielle Kopplungsintegrale und Anregung von Eigenwellen

Das Feld  $\Psi(x,y)$  mit der Leistung  $P$  werde in eine Reihe

$$\Psi(x,y) = \sum_{\nu,\mu} c_{\nu\mu} \Phi_{\nu\mu}(x,y), \quad P = \frac{1}{2} \iint_{-\infty}^{+\infty} \Psi(x,y) \Psi^*(x,y) dx dy \quad (F6-1)$$

entwickelt. Das Funktionensystem  $\Phi_{\nu\mu}$  sei orthonormiert,

$$\frac{1}{2} \iint_{-\infty}^{+\infty} \Phi_{\nu\mu}(x,y) \Phi_{\nu'\mu'}^*(x,y) dx dy = P_{\nu\mu} \delta_{\nu\nu'} \delta_{\mu\mu'}, \quad (F6-2)$$

wobei die Klammer-Symbole  $\delta$  noch mit einem dimensionsbepfletzten Faktor  $P_{\nu\mu}$  multipliziert sein können. Sind die Funktionen  $\Phi$  z.B. elektrische Feldstärkeamplituden, dann steht, wegen des Faktors  $\frac{1}{2}$  vor dem Integral, auf der rechten Seite die Leistung des Feldes im Definitionsbereich von  $\Phi$ , vgl. Gl. (F2-10, F3-8). Multipliziert man beide Seiten der Gl. (F6-1) mit  $\Phi_{\nu\mu}^*$  und integriert über  $x$  und  $y$ , dann ergibt man mit Gl. (F6-2) für die Kopplungskoeffizienten das Kopplungsintegral

$$c_{\nu\mu} = \frac{1}{2 P_{\nu\mu}} \iint_{-\infty}^{+\infty} \Psi(x,y) \Phi_{\nu\mu}^*(x,y) dx dy, \quad \sum_{\nu,\mu} P_{\nu\mu} |c_{\nu\mu}|^2 = P. \quad (F6-3)$$

Betrachtet werde ein LWL mit idealem Parabelprofil, dessen Eigenwellen die Gauß-Laguerre-Moden von Gl. (F3-7) mit  $P_{\nu\mu} = 1$  sind. Auf die Stirnseite dieses LWL treffe aus dem Vakuum ein rotations-symmetrischer Gauß-Strahl  $\Phi_0(r, \varphi, z_0)$  auf, Gl. (F2-11a) mit  $r^2 = \xi^2 + \eta^2$ ,  $r_0^2 = \xi_0^2 + \eta_0^2$ ,  $w_0 = w_{0x} = w_{0y}$ ,  $P_0 = 1$ ; Auftreffstelle ist in den Polarkoordinaten des LWL, Bild F11, der Ort  $r_0, \varphi_0$ . Der Winkel zur Faserochse sei  $\varphi_0$ , der Winkel der Strahlprojektion  $\psi_0$ . Die Eigenwellen  $\Phi_{\nu\mu}(r, \varphi)$  treten als cos- und als sin-Terme  $\Phi_{\nu\mu}^{(\cos)}$ ,  $\Phi_{\nu\mu}^{(\sin)}$  auf, wobei nur deren Überlagerung  $|\Phi_{\nu\mu}^{(\cos)} + \Phi_{\nu\mu}^{(\sin)}|^2 = |\Phi_{\nu\mu}^{(\cos)}|^2 + |\Phi_{\nu\mu}^{(\sin)}|^2$  zu detektieren ist, wenn nicht besondere Maßnahmen getroffen werden. Daher werden die Leistungs-Kopplungskoeffizienten

$$p_{\nu\mu} = |c_{\nu\mu}^{(\cos)}|^2 + |c_{\nu\mu}^{(\sin)}|^2, \quad \sum_{\nu=0}^{\infty} \sum_{\mu=1}^{\infty} p_{\nu\mu} = 1 \quad (F6-4)$$

definiert. Sie geben den Bruchteil der Leistung an, der von der Gesamtleistung des Gauß-Strahls in die  $\nu$ -te bzw.  $\mu$ -te entarteten  $L_{\nu\mu}$ -Moden eingekoppelt wird. Die normierten Parameter

$$\sigma = \left(\frac{w_0}{w_0}\right)^2, \quad \beta w = \frac{r_0}{w_0}, \quad \gamma = \sqrt{1 - \frac{\sin^2 \psi_0}{\sigma}}, \quad \psi_0 \quad (F6-5)$$

charakterisieren die Einkopplungsbedingungen. Nach Ausführung der Integrale erhält man, unabhängig von der Lage der Polarisationssebene im einfallenden Strahl [Gran, L572]

$$p_{\nu\mu} = \frac{1}{1 + \delta_{\nu\nu}} \frac{(\nu-1)!}{(\nu+\mu-1)!} \frac{4\sigma}{(1+\sigma)^2} \exp\left(-\frac{2\beta w + \sigma\gamma^2}{1+\sigma}\right) \left(\frac{\sigma}{1+\sigma}\right)^{2\nu} \left(\frac{1-\sigma}{1+\sigma}\right)^{2(\mu-1)} \cdot \left[ \left(\frac{2\beta w}{\sigma^2} + \gamma^2 + 2\sqrt{2} \frac{\beta w}{\sigma} \gamma \sin \psi_0\right)^\nu + \left(\frac{2\beta w}{\sigma^2} + \gamma^2 - 2\sqrt{2} \frac{\beta w}{\sigma} \gamma \sin \psi_0\right)^\nu \right] \cdot \left| L_{\mu-1}^{(\nu)} \left[ \frac{\sigma\gamma^2}{1-\sigma^2} \left( \frac{2\beta w}{\sigma^2} - \gamma^2 + 2\sqrt{2} \frac{\beta w}{\sigma} \gamma \cos \psi_0 \right) \right] \right|^2 \quad (F6-6a)$$

mit dem Geltungsbereich

$$\begin{aligned} A_N^2 &\ll 1 && \text{schwach führende LWL, skalare Optik,} \\ 1 &\leq V \ll k_0 n_1^2 w_0^2 / 2 && \text{Krümmung der Phasenflächen des gebrochenen} \\ &&& \text{Gauß-Strahls vernachlässigbar,} \\ \nu + 2\mu - 1 &\leq V/2 && \text{nur gefüllte Moden, Gl. (F3-11),} \end{aligned} \quad (F6-6b)$$

$$2\Delta \ll \sigma \leq (\sqrt{V} - \sqrt{2\beta w})^2 / 2 \quad \text{Feld des Gauß-Strahls übertrifft nicht den Akzeptanz-Bereich einer Faser mit Kernradius } a \text{ und Apertur } A_N.$$

$$0 \leq \beta w \leq \frac{\sigma}{w_0}, \quad 0 \leq \sigma \leq \sqrt{V}$$

Die Anregungsparameter  $\sigma' = 1/\sigma$ ,  $\sqrt{2}p_w' = 1$ ,  $s' = \sqrt{2}p_w$ ,  $\psi_0$  führen zu identischen  $p_{\mu\nu}$  wie in Gl. (F6-6a), Verkippung und Versatz sind austauschbar, vgl. die Bemerkung nach Gl. (F4-8). Ein technischer Lichtstrahl wird gut durch den angepassten Gauß-Strahl  $\sigma=1$  mit konstanten Strahlbreite im parabolischen Medium approximiert. Ohne Strahlverkippung  $\sigma=0$  erhält man dann mit der Hauptmodenzahl  $m = \nu + 2\mu - 1$  von Gl. (F3-11)

$$p_m = \left(\frac{p_w'}{2}\right)^{m-1} e^{-\frac{p_w'}{2}} \sum_{\mu=1}^{\lfloor \frac{m+1}{2} \rfloor} \frac{2}{1 + \delta_{\mu, \lfloor \frac{m+1}{2} \rfloor}} \frac{1}{(\mu-1)!} \frac{1}{(m-\mu)!} \quad (F6-7)$$

für die Leistungs-Kopplungskoeffizienten der Hauptmoden.  $\lfloor \frac{m+1}{2} \rfloor$  ist der ganzzahlige Anteil des Quotienten,  $m=1$ , also  $\nu=0$  und  $\mu=1$  gibt gerade die Kopplung zweier Gauß-Strahlen wieder. Aus Gl. (F6-6a) erhält man

$$P_1 = P_{01} = |C_{01}|^2 = \frac{4\sigma}{(1+\sigma)^2} e^{-\frac{2g_w}{1+\sigma}}, \quad g_w = r_0/W_0, \quad \sigma = (W_{00}/W_0)^2 \quad (F6-8)$$

$r_0$  ist der radiale Versatz beider Strahlachsen. Aus der Differentiation  $dp_m/dg_w$  läßt sich aus Gl. (F6-7) der Radius  $g_{wmax}$  für maximales  $p_m$  berechnen,

$$g_{wmax}^2 = m-1, \quad \frac{m}{M_2} = \left(\frac{r_0}{a}\right)^2 + \frac{1}{M_2}, \quad M_2 = \nu/2, \quad (F6-9)$$

wobei  $M_2$  aus Gl. (F3-11) übernommen wurde, ein Vergleich mit Gl. (F4-9) zeigt für  $\nu \gg 1$  Übereinstimmung mit den Aussagen der geometrischen Optik, jedoch ist die in die Hauptmodengruppe  $m$  gekoppelte Leistung keineswegs ein, sondern

$$p_m(g_{wmax}) = \left(\frac{m-1}{2e}\right)^{m-1} \sum_{\mu=1}^{\lfloor \frac{m+1}{2} \rfloor} \frac{2}{1 + \delta_{\mu, \lfloor \frac{m+1}{2} \rfloor}} \frac{1}{(\mu-1)!} \frac{1}{(m-\mu)!} \quad (F6-10)$$

wobei nur  $p_1(g_{wmax}) = 1$  wird. Für  $m > 3$  ist  $p_m(g_{wmax}) < 25\%$ . Als Bandbreite der Anregung wird die bezogene Differenz  $\Delta m/m$  der Hauptmodenzahlen definiert, die um  $m$  herum zu  $p_{m \pm \Delta m}(g_{wmax}) = p_m(g_{wmax})/2$  führt. Ist  $1 < m \leq 6$ , bleibt  $\Delta m/m > 50\%$  und  $p_m < 25\%$ .

Analog für das axial einstrahlige Beugungsbild  $\Phi(x,y) = \Phi_R(\rho)$  einer Blende, Gl. (F2-18), kann man die Entwicklung nach Gauß-Lapierre-Moden des idealen Parabelprofil-LWL analytisch berechnen [Bartelt, Frenckel et al., L3318].

Man erhält für die Koeffizienten  $c_{0\mu}$  nach Gl. (F6-3) mit  $p_{0\mu} = \delta_{0\mu} = 1$

$$c_{01} = \sqrt{2} (1 - e^{-\xi^2}) / \xi, \quad \xi = \frac{\pi R W_0}{\lambda f}, \quad c_{0\mu} = 0 \text{ für } \nu \neq 0, \quad (F6-11)$$

$$c_{0\mu} = \frac{2\mu-3}{\mu-1} c_{0\mu-1} - \frac{\mu-2}{\mu-1} c_{0\mu-2} - \frac{2\sqrt{2}}{\mu-1} \xi e^{-\xi^2} \sum_{n=0}^{\mu-2} \binom{\mu-2}{n} (-2)^n L_n^{(1)}(\xi^2).$$

Der Maximalwert von  $c_{01}$  beträgt an der Stelle  $\xi_0 \approx 1,121$   $c_{01}(\xi_0) \approx 0,9025$  mit  $c_{02}(\xi_0) = 0$ . Folglich approximiert dieses Beugungsbild einen Gauß-Strahl mit dem Strahlradius, vgl. Gl. (F41-12),

$$W_{00} = \frac{\xi_0 \lambda f}{\pi R} \approx 1,121 \frac{\lambda f}{\pi R}. \quad (F6-12)$$

Für den Leistungs-Kopplungskoeffizienten  $|C_{01}|^2$  zweier identischer einseitiger LWL verwendet Gl. (F6-8) die Gauß-Approximation des Grundmodus von Gl. (F3-24a). [Hosain, Sharma et al., L3036] geben  $c_{01}$  für Winkel- und transversalen Versatz an, wobei sie die Gauß-Exponential-Hankel- bzw. Gauß-Exponential-Näherung der Gl. (F3-22, 23) verwenden. Für einen radialen Versatz  $g_0 = r_0/a$ ,  $g_0 < 1$  kann in Gauß-Exponential-Näherung das Kopplungsintegral in Form einer Reihe analytisch entwickelt werden. Man erhält



$$c_{01} \approx 1 - \frac{A_1}{A_0} \left(\frac{p_0}{2}\right)^2 + \frac{A_2}{A_0} \left(\frac{p_0}{2}\right)^4 - \frac{A_3}{A_0} \left(\frac{p_0}{2}\right)^6, \quad C = A^2/G^2, \quad p_0 = r_0/a,$$

$$A_0 = 4C + e^{-2C}, \quad A_1 = \frac{4C}{6^2} (2 - e^{-2C}),$$

$$A_2 = \frac{4C}{6^4} [2 - (2-C)e^{-2C} + 4Ce^{2C} E_1(4C)], \quad E_1(x) = \int_x^\infty \frac{e^{-t}}{t} dt, \quad (F6-13)$$

$$A_3 = \frac{16C}{36^6} \left\{ 1 - \frac{3}{2} \left(1 - \frac{4}{3}C^2 + \frac{8}{3}C^3\right) e^{-2C} + \frac{4}{3}C^2 e^{2C} [(1+4C)e^{-2C} - 12E_1(4C)] \right\}.$$

$E_1(x)$  ist das tabellierte Exponential-Integral [Abramowitz, L210]. Für  $C \rightarrow \infty$  wird Gl. (F6-13) mit Gl. (F6-8) identisch. Der Halbwellenwert von  $p_{01}$  ist  $p_w = \sqrt{\ln 2} \approx 0,83$ . Für LWL mit abgeschnittener Parabelprofil berechneten [Hosain, Sharma et al., L3036] im Vergleich zu den exakten Lösungen einen maximalen Fehler für  $c_{01}$  von 7% bei der Gauß-Näherung Gl. (F6-8) gegenüber 0,5% bei der Gauß-Exponentialnäherung Gl. (F6-13) im Verstrahlungsbereich  $p_0 \leq 0,18$ ; bei  $p_0 = 0,2$  sind die entsprechenden Fehler 0,3% bzw. 0,0002%, bei  $p_0 = 1,2$  25% bzw. 2%. Die Gauß-Exponential-Näherung mit einer 4-Term-Reihe für  $c_{01}$  liefert selbst für  $p_0 > 0,18$  wesentlich genauere  $c_{01}$  als die einfache Gauß-Approximation der Felder. In jedem Falle wird  $|c_{01}|$  unterschätzt.

## F7 Dämpfung

Innerhalb eines Wellenleitersmodus nimmt die Feldstärke  $E$  bzw. die Mittelleistung  $P$  entlang der Ausbreitungsrichtung exponentiell ab gemäß

$$E(z) = E_0 e^{-\alpha z}, \quad P(z) = P_0 e^{-2\alpha z} \quad (F7-1)$$

Die Dämpfungskonstante  $\alpha$  in  $m^{-1}$ , nicht zu verwechseln mit den Profilerponenten in Gl. (F1-4), wird häufig auch durch das Dämpfungsmaß  $a$  ausgedrückt, nicht zu verwechseln mit dem Kennradius in Gl. (F1-1),

$$a = 10 \log \frac{P_0}{P(z)} = 2\alpha z \cdot 10 \log e \approx 4,34 \cdot 2\alpha z, \quad (F7-2)$$

und in dB angegeben. Als längenunabhängiges Maß wird  $a/z$  in dB/km verwendet. Sollen bei vielwelligen LWL die globale Leistungsabnahme wie in Gl. (F7-1) beschrieben werden, so muß man die Einflüsse differentieller Modendämpfung [Olshansky, L927], [Daido, L460], [Piazzola, L524], [Kitayama, L559], [Petersmann, L2023], [Varell, L2306], [Cohen, L1725] und der Modenkopplung, vgl. Abschnitt F10, berücksichtigen.  $\alpha, a$  wird von diesen Einflüssen stark geändert. Ist andererseits der unermittelte LWL lang genug, so daß sich an den Verhältnissen der Modenleistungen zueinander nicht mehr ändert [Marone, L86P], dann hat sich unabhängig von den Anregungsbedingungen eine stationäre MLV eingestellt. Vergleicht man dann in den Querschnitten  $z_1, z_2, \dots$  die Leistungen  $P(z_1), P(z_2), \dots$ , so wird man den Zusammenhang der Gl. (F7-1) beobachten können. Damit eine Dämpfungskonstante als  $\alpha$  überhaupt sinnvoll definiert werden kann, muß man bei kürzeren LWL die Einflußbedingungen kontrollieren. Nach [Olshansky, L2332, L90P], [Sauer, L113P], [Okamoto, L582] erhält man für die Leistungs-Kopplungskoeffizienten der Gl. (F6-4) bei Gradientenprofilen näherungsweise die stationäre MLV

$$1,5 \leq \alpha \leq 3: \quad p_{\alpha} \approx (1 - \frac{m}{M_0}) / M_0, \quad m = \nu + 2j - 1 \leq M_0, \quad M_0 \approx 0,9 \sqrt{M_2}, \quad (F7-3)$$

wobei  $p_{\alpha} (m \geq M_0) = 0$  gilt.  $M_0$  ist die maximale Hauptmodenzahl, die nach einer Laufstrecke von  $L = 1$  km beobachtet wurde.  $M_2$  ist die Anzahl geführter Wellen von Gl. (F4-3). Wegen der in Gl. (F7-3) impliziten Verluste an geführten Moden gilt  $\sum_{\alpha} p_{\alpha} = 1$  nicht mehr. Kriterium für eine stationäre MLV ist in jedem Fall, daß sich die Fernfeldintensität in der Ferne nicht ändert, unabhängig von der Hinterrückkopplung und der Faserlänge. Eine Standardisierung der Einkoppelbedingungen macht die Messungen verschiedener Experimentatoren vergleichbar, liefert jedoch keine universellen Absolutzahlen.

Die bedeutendsten Verlustmechanismen bei LWL sind Absorption und Rayleigh-Strreuung. Nichtlineare Effekte [Labadie, L819], [Stolen, L944, L1110, L224P], [Hill, L1630], [Lin, L1660, L2321, L3027], [Uesugi, L1751], [Ohmori, L1991, L2064, L2164], [Gran, L5], [Miller, L775], [Kitayama, L3112], [Cotter, L3020] wie Raman- oder Brillouin-Strreuung werden ebenso wie Selbstphasenmodulation (an Stellen hoher Intensität ist die Brechzahl höher als an Orten niedriger Leistung) in LWL hier nicht weiter betrachtet: Bei Laserquellen mit Bandbreiten von  $\Delta f_0 \leq 15$  THz (Raman) bzw.  $\Delta f_0 \leq 39,4$  MHz (Brillouin) werden Dämpfungserhöhungen vermieden, wenn die kritischen Leistungen um 20% unterschritten werden; für Selbstphasenmodulation ist das dreifache Eingangsleistung, für die an LWL-Ende das Spektrum des Eingangs doppelt so breit geworden ist. Bei einwelligen LWL mit  $2a = 10 \mu m$  sind diese ( $\lambda = 1 \mu m$ ) [Miller, L775], [Gran, ONT] für Raman-, Brillouin-Effekt und Selbstphasenmodulation 3,3 W, 9,8 mW und 185 mW, bei vielwelligen LWL mit  $2a = 50 \mu m$  dagegen 150 W, 440 mW und 5 W. Sind die Lichtquellen spektral breiter als angegeben, erhöhen sich die kritischen Leistungen im Verhältnis der aktuellen zur oben spezifizierten Bandbreite. Die Zahlenwerte gelten für sehr kurze LWL mit einer Dämpfung von 1 dB/km.

Weitlin unbeachtet, aber für die Praxis von großer Bedeutung, ist der starke Einfluss radioaktiver Strahlung auf die Dämpfung von LWL [Friebele, L2042, L2346, L3319], [Sigel, L1311], [West, L2472]. Auch [Jaebler, E460] berichtet über das Anwachsen der Dämpfung allein unter dem Einfluss der natürlichen Radioaktivität; übliche Fasern haben danach bei 820 nm Dämpfungserhöhungen um 10 dB/50 Jahre zu erwarten, bei hohen numerischen Aperturen bis 100 dB/50 Jahre.

Unter Absorption wird die Umwandlung von Lichtleistung in Wärme verstanden, verursacht hauptsächlich durch Ausläufer der infraroten und ultravioletten Absorptionsspektren des Dielektrikums Quarzglas. Wesentlich sind auch die Resonanzlinien des OH-Radikal, von Wasser, die bei  $\lambda = 2,8; 1,33; 0,95; 0,725 \mu\text{m}$  das Dämpfungsverhalten wesentlich mitbestimmen. Mit dem MCDV- [Miyagi, L262] bzw. VAD-Verfahren [Morigama, E488] konnte die OH-Konzentration auf Werte unter  $10^{-9}$  reduziert werden; gemessene Dämpfungen von 0,2 dB/km bei  $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$  erreichen da theoretischen Grenzwert.

Auch durch Streuung an den irregulär verteilten Atomen der Glasmatrix wird Licht der Wellenführung entzogen. Bei dieser Rayleigh-Streuung führt die erzwungene Schwingung von Elektronen der Glasmoleküle zur Abstrahlung von Leistung mit  $1/\lambda^4$  entsprechend der Theorie klassischer Dipole [Marcuse, L15, L1942]. Für das Dämpfungsmaß bzw. die Dämpfungshorizontale durch Rayleigh-Streuung gelten die Näherungen

$$\frac{\alpha_R/\lambda}{\text{dB/km}} \approx 0,622 \left( \frac{n^2}{2,123 \lambda/\mu\text{m}} \right)^4 = 4,34 \frac{2\alpha_S}{N\rho/\text{km}} \quad \text{reiner Quarz [Heilmann, E249], (F7-4a)}$$

$$\frac{\alpha_R/\lambda}{\text{dB/km}} \approx 0,8(1+100\Delta)/(\lambda/\mu\text{m})^4 = 4,34 \frac{2\alpha_S}{N\rho/\text{km}} \quad \text{GeO}_2\text{-dotiertes Quarz [Miller, L775], (F7-4b)}$$

Bild F14 zeigt den Verlauf von  $\rho$  (F7-4b). Ebenfalls eingezeichnet sind die IR- und UV-Absorptionsspektren, deren eine Dämpfungsmessung [Zwick, L267], bei der deutliche OH-Absorptionsmaxima erkennbar sind.

Der Rückstrahlfaktor  $S$  gibt an, welcher Bruchteil der auf einen LWL-Stück der differenziellen Länge  $dz$  gestrahlte Leistung  $dP_S$  in geführte Moden mit der Leistung  $dP$  umgewandelt wird,

$$dP_S = S dP_S, \quad dP_S = P_0 2\alpha_S dz = -dP. \quad (F7-5)$$

Die Strahlleistung  $dP_S$  wurde aus  $\rho$  (F7-1) unter Vernachlässigung der Absorption berechnet. Wie im Abschnitt F10 und Bild F20 erläutert, bildet sich in Querschnitt eines welligen LWL ein Strahlungsmodell aus. Jeder Fleck ist unidirektional polarisiert, wegen der unidirektionalen Modenkopplung und der anhaltenden Randstrahlung.

Jeder Fleck ist unidirektional polarisiert, wegen der unidirektionalen Modenkopplung und der anhaltenden Randstrahlung. Jedes Lichtquant bleibt in dem anfänglichen Polarisationszustand nicht erhalten [Karr, E4]. Jeden Fleck von der Größe einer Kohärenzfläche ist ein Rückstrahl-Dipol zuordnen, wobei sich dann die Fernfeldleistung wegen der statistischen Polarisation dieser Dipole aus der Summe der Einzelleistungen ergibt. Folglich ist das Strahlungsdiagramm der Rückstrahlung äquivalent der Leistungssumme zweier orthogonal polarisierter Hertz-Dipole,

$$f^2(\vartheta, \psi) = 1 + \cos^2 \vartheta, \quad \Omega_S = \int_{4\pi} f^2 d\Omega = \frac{4}{3} \cdot 4\pi \quad (F7-6)$$

mit der Winkelordnung des Bildes F10. Die Integration von  $f^2$  über den gesamten Raumwinkel  $4\pi$  ergibt den gewichteten Strahlraumwinkel  $\Omega_S$ . Die Abweichung von  $4\pi$  stammt von der leichten Anisotropie der Rayleigh-Streuung. Für einen Stufenprofil-LWL ist  $\Omega_S$  bezogen auf das Integral von  $f^2$  über den Akzeptanzraumwinkel  $\Omega_A \approx \pi(A/\lambda)^2$ , gerade der reziproke Rückstrahlfaktor  $1/S$ , wenn man eine gleichförmige MLV unterstellt. Für das Potenzprofil muß die Leistung durch den lokalen Akzeptanzraumwinkel  $\Omega_{LW}$  kommen, der Rückstrahlfaktor wird kleiner. Man erhält [Neumann, L971]

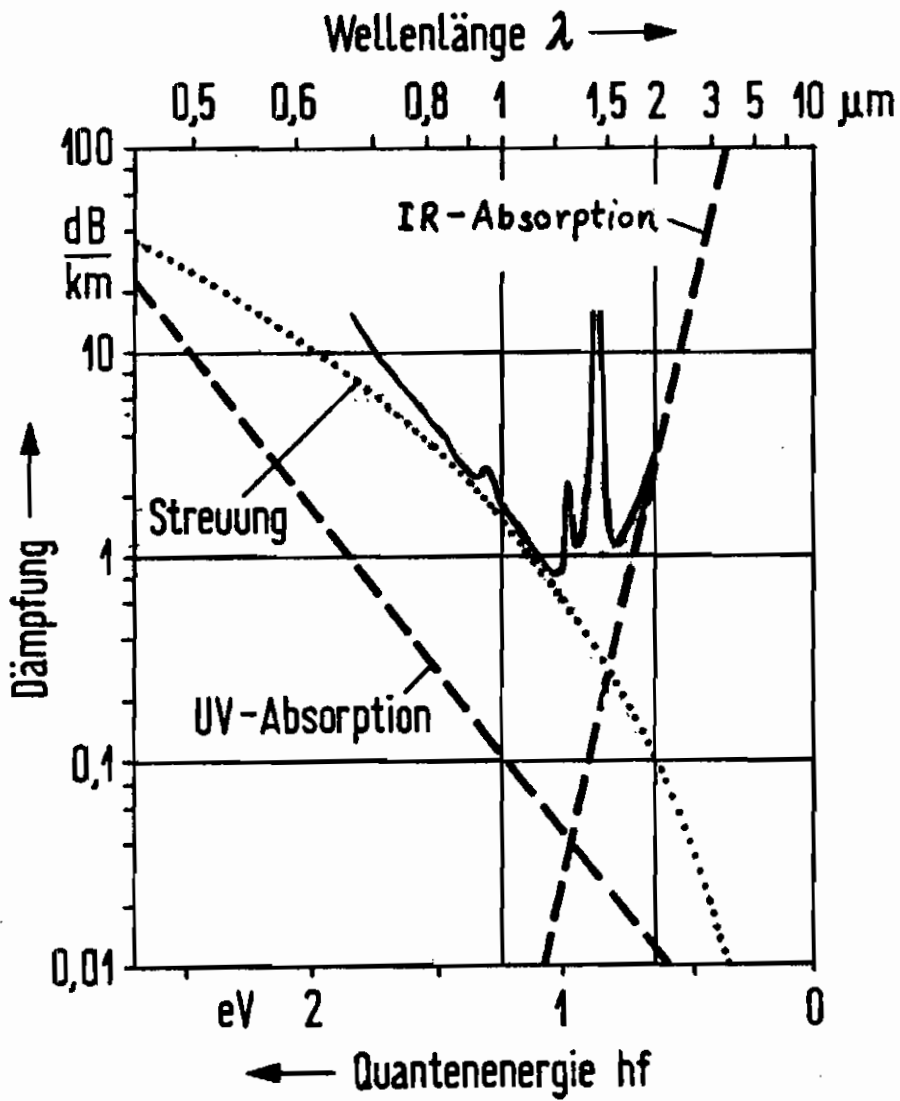


Bild F14. Dämpfung eines Ge-dotierten vielwelligen LWL mit  $n_1 - n_2 = 1,3\%$  (nach [Zwick, L267]),  $\Delta \approx 0,9\%$ . Die gepunktete Kurve entspricht  $\alpha$ . (F7-4b).

$$S_{\alpha} = \frac{2}{\alpha} \frac{\alpha}{\alpha+1} \left( \frac{A_N}{2n_1} \right)^2, \quad \text{gleichförmige MLV.} \quad (\text{F7-7})$$

Die Berechnung des Rückstrahlkoeffizienten  $S_0$  für einwellige LWL erfordert grundsätzlich eine Feldanalyse. [Brinkmeyer, EF] nutzt das Feld durch die  $J_0$ -Funktion  $J_0$  (F3-24a) und erhält

$$S_0 = \frac{2}{\alpha} \left( \frac{w_0}{a} \right)^2 \left( \frac{A_N}{2n_1} \right)^2 \approx 0,85 \left( \frac{A_N}{2n_1} \right)^2; \quad \text{Näherung für } 1,5 \leq V \leq 2,4 \quad (\text{F7-8})$$

Mit  $\frac{w_0}{a}$  nach  $J_0$  (F3-24b) ist 0,85 der Mittelwert des Vorkoeffizienten für die Extreme des angegebenen  $V$ -Bereichs, die Abweichung ist maximal 1,5%.  $J_0$  (F7-8) hätte man sich nach Division des Akzeptanzraumwinkels  $\pi \gamma_0^2$ ,  $J_0$  (F2-11a), eines  $J_0$ -Strahls durch  $J_0$  von  $J_0$  (F7-6) erhalten, allerdings mit einem Zahlenfaktor  $\frac{2}{\alpha}$  statt  $\frac{2}{\alpha}$  wegen der nichtkonstanten Querschnittsleistung. Der Polarisationszustand bleibt bei der Rückstreuung erhalten.

Die Zahlenfaktoren von  $S_{\alpha}$ ,  $S_0$  liegen im Bereich 0,85 bis 1,5 und unterscheiden sich somit nur wenig, wenn man davon absieht, daß  $A_N$  bei einwelligen Fasern kleiner ist als bei vielwelligen, vgl. die  $A$ -Werte von  $J_0$  (F3-20) und Bild F14. Würde man aber bei einem vielwelligen LWL nur die rückgestraute Leistung im Grundmodus erheben, so wäre mit  $J_0$  (F3-7) und dem typischen Wert  $V=30$  in einer Gradientenfaser  $S_0 = 0,015 \left( \frac{A_N}{2n_1} \right)^2$ , was die starke Abhängigkeit des Rückstrahlkoeffizienten von der MLV demonstriert, vgl. Abschnitt F9. Die Kopplung der rückgestrauten Leistung wird an diejenigen Moden intensiv sein, deren Feldverteilung der des einfallenden Lichtes entspricht [Payne, 1968].

F8 Impulsantwort und Übertragungsfunktion

Nach Gl. (F3-2) ist die Übertragungsfunktion eines ungedämpften LWL-Modus  $m=(\nu, n)$   $e^{-j\beta_m L}$ , wobei  $L$  die LWL-Länge ist und  $m$  ein allegerader Modenindex. Jede Eigenwelle wird mit der Modendämpfungskonstante  $\alpha_m$  abgeschwächt; diese sei im Frequenzbereich um  $\omega_0$  herum konstant [Stewart, E103]. Wird z.B. in der Entwicklung Gl. (F3-32)  $\beta_{m0} = 5 \text{ ns/m}$  und betrifft die Änderung von  $\alpha_m$   $1 \text{ dB/km}^{-1} \text{ nm}^{-1}$ , so ist  $\alpha_m = 4 \cdot 10^{-8} \text{ ns/m}$  [Kapron, E138] und wird zu Recht vernachlässigt. Man erhält also für die einseitige Trägerband-Übertragungsfunktion im Modus  $m$ , auch kurz Übertragungsfunktion genannt, bei vernachlässigter Dämpfung

$$\tilde{g}_m(f) = e^{-j\beta_m(\omega)L}, \quad \tilde{g}_m(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{g}_m(f) e^{j2\pi f t} df. \quad (\text{F8-1})$$

Die Subskript-Schleife indiziert die Fourier-Transformierte in der Vorzeichenkonvention für Zeitfunktionen, Gl. (F2-7b). Der Maßstabfaktor  $w^2=1$  wird nicht angeschrieben. Die Superkript-Schleife erinnert daran, daß  $\tilde{g}_m(f)$  die Fourier-Transformierte des analytischen Signals  $\tilde{g}_m(t)$  ist, vgl. Gl. (F5-12); dieses wird Trägerband-Impulsantwort, kurz Impulsantwort, genannt.

Verwandelt man die Entwicklung Gl. (F3-32) und bricht nach dem linearen Term ab, so wird  $g_m(t) = \delta(t-t_{gmo}) \cos(\omega_0 t_{gmo} - \beta_{m0} L)$ , die Impulsfläche hängt von der Ausbreitungskonstanten ab. Dieses unphysikalische Ergebnis kommt aus der widersprüchlichen Voraussetzung, daß ein Feldstärkeimpuls der Breite  $T_{eff} \ll 1/f_0 \approx 1/300 \text{ THz} \approx 3,3 f_0$  (z.B. Laserdioden) ein verschwindend schmales Spektrum hätte, was die Notwendigkeit für  $\alpha_m, \beta_m$  rechtfehligen könnte. Tatsächlich beträgt die Verstärkerbandbreite von z.B. GaAs ca.  $300 \text{ \AA} \approx 9 \text{ THz}$ , so daß die power-begrenzte Impulsbreite  $100 f_0$  beträgt. Literaturhinweise über die Erzeugung besonders kurzer Impulse bis zu  $30 f_0$  sind in Abschnitt 2.1 zu finden.

Die Lichtquelle strahlt an der Stelle  $z=0$  mit den Querschnittskoordinaten  $\vec{r}=(r, \varphi)$  das Feld

$$\tilde{\Psi}_1(\vec{r}, t) = \sqrt{M_0 + m(t)} \Psi_0(\vec{r}) \tilde{\Psi}_0(t), \quad \tilde{\Psi}_0(t) = A_0(t) e^{j\omega_0 t} \quad (\text{F8-2})$$

als komplexes analytisches Signal in den LWL ein;  $\Psi_0(\vec{r})$  ist die transversale Feldverteilung in der Faserquerschnittsfläche,  $\tilde{\Psi}_0(t)$  ist wie in Gl. (F5-12) definiert und  $\sqrt{M_0 + m(t)}$  ist eine gegenüber  $\omega_0 t$  langsam veränderliche Modulation. Mit den  $M$  transversalen Eigenwellen  $\phi_m(\vec{r})$  und Gl. (F6-1) sowie  $P_{\nu\nu} = P_m = 1$  gilt die Entwicklung

$$\tilde{\Psi}_1(\vec{r}, t) = \sqrt{M_0 + m(t)} A_0(t) e^{j\omega_0 t} \sum_{m=1}^M c_m \phi_m(\vec{r}), \quad z=0. \quad (\text{F8-3})$$

Am Ende des LWL erhält man mit Gl. (F8-1) und Tabelle F1-17 für  $w^2=1$

$$\tilde{\Psi}_2(\vec{r}, t) = e^{j\omega_0 t} \sum_{m=1}^M c_m \phi_m(\vec{r}) \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{g}_m(t_1) \sqrt{M_0 + m(t-t_1)} A_0(t-t_1) e^{-j\omega_0 t_1} dt_1, \quad z=L. \quad (\text{F8-4})$$

Bildet man durch Mittelung über die statistischen Größen  $A_0(t-t_1) A_0^*(t-t-t_2)$  die Korrelationsfunktion  $\tilde{K}_{22}(\vec{r}, \vec{r}', t')$  nach Gl. (F5-3), integriert über den Querschnitt im gesamten  $r, \varphi$ -Bereich und berechnet die Leistung nach  $P_L(t) = \frac{1}{2} \tilde{K}_{22}(\vec{r}, \vec{r}, 0)$ , so erhält man

$$P_L(t) = \sum_{m=1}^M |c_m|^2 \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{g}_m(t_1) \tilde{g}_m^*(t_2) \sqrt{M_0 + m(t-t_1)} \sqrt{M_0 + m(t-t_2)} \tilde{K}_{AA}(t_2-t_1) e^{-j\omega_0(t_1-t_2)} dt_1 dt_2. \quad (\text{F8-5})$$

Zur Abkürzung wird eingeführt, vgl. Tabelle F2-7, 8,

$$\tilde{K}_{AA}(t) = \langle A_0(t_0) A_0^*(t_0-t) \rangle, \quad \tilde{\Theta}_{AA}(f) = \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{K}_{AA}(t) e^{-j2\pi f t} dt, \\ \tilde{K}_{00}(t) = \langle \tilde{\Psi}_0(t_0) \tilde{\Psi}_0^*(t_0-t) \rangle, \quad \tilde{\Theta}_{00}(f) = \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{K}_{00}(t) e^{-j2\pi f t} dt. \quad (\text{F8-6})$$

Das Amplituden der Basisband-Korrelationsfunktion  $\tilde{K}_{AA}(t)$  in Gl. (F8-5) zeigt an, daß die

Phaseninformation über die Quelle verlorengegangen ist, insbesondere also die stets vorhandenen Seitenbandkorrelationen eines Lasers nicht erfaßt werden, so daß die ganze Theorie eigentlich nur für inkohärente Sender wie LED gilt; allerdings wird von [Ettan, L2128] gesagt, daß auch ein Laserstrahl mit Phasensprünge episodisch ist bezüglich der Autokorrelationsfunktion des Prozesses, was bedeutet, daß die Versuchslämpfungen durch die ausschließliche Verwendung plasmenempfindlicher Funktionen wie z.B. die Kohärenzfunktion derart sind, daß sich eine kohärente von einer inkohärenten Quelle nicht mehr unterscheiden läßt.

§l. (F8-5) zeigt weiter, daß die Leistungen der  $m$  Moden linear überlagert werden, wenn der gesamte Feldbereich detektiert wird. Aus den §l. (F8-4,5) sollen noch weitere Folgerungen gezogen werden. Für einen einwelligen LWL gelte in §l. (F8-2,4)  $M=1, M_0=1, m(t)=0$  und folglich für die Kreuzkohärenzfunktion zwischen  $\tilde{\Psi}_1$  und  $\tilde{\Psi}_2$  nach Integration über den gesamten Feldbereich an der Stelle  $t$ ,  $\tilde{P}_{21}(t) = \frac{1}{2} \int_{\mathcal{F}} \tilde{K}_{21}(\vec{r}, \vec{r}, t) d\vec{r}, |c_m|^2 = 1,$

$$\tilde{P}_{21}(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{g}_1(t_1) \tilde{K}_{00}(t-t_1) dt_1, \quad \tilde{P}_{21}(f) = \tilde{g}_1(f) \tilde{G}_{00}(f). \quad (F8-7)$$

Die Übertragungsfunktion kann also aus dem Quotienten des Kreuzspektrums  $\tilde{P}_{21}(f)$  und des Quellenspektrums  $\tilde{G}_{00}(f)$  berechnet werden, bzw. aus den zugehörigen Kohärenzfunktionen. Das ist ein aus der Hochfrequenztechnik vertrautes Sachverhalt.

In §l. (F8-5) kann das Integral mit alternativen Näherungen vereinfacht werden: Entweder gelte  $m(t) \ll M_0$  (kleinsignalmodulation), oder die Impulsantwort  $\text{Re}\{\tilde{g}_m(t)\}$  sei so schmal, daß unabhängig von der Modulationsamplitude bei zeitunterschieden  $t_1, t_2$  für die noch  $m(t_1) \approx m(t_2)$  gilt, das Produkt  $\tilde{g}_m(t_1) \tilde{g}_m^*(t_2)$  so klein geworden ist, daß der Integrand keinen Beitrag mehr leistet. In beiden Fällen kann das Doppelprodukt linear gemittelt werden, und man erhält [Ettan, L2128]

$$P_L(t) \approx \sum_{m=1}^M |c_m|^2 \text{Re} \left\{ \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{g}_m(t_1) \tilde{g}_m^*(t_2) \left[ M_0 + \frac{m(t-t_1)}{2} + \frac{m(t-t_2)}{2} \right] \tilde{K}_{AA}(t_2-t_1) e^{-j\omega_0(t_1-t_2)} dt_1 dt_2 \right\} \quad (F8-8)$$

woraus folgt

$$\begin{aligned} P_L(t) &= h_0 + \int_{-\infty}^{+\infty} h(t_1) m(t-t_1) dt_1, & P_L(f) &= h_0 + h(f) \tilde{m}(f), \\ h_0 &= M_0 \sum_{m=1}^M |c_m|^2 \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{g}_m(t_1) \tilde{g}_m^*(t_2) \tilde{K}_{AA}(t_2-t_1) e^{-j\omega_0(t_1-t_2)} dt_1 dt_2, & h_0 &= h_0^*, \\ h(t) &= \text{Re} \{ \tilde{h}(t) \}, & \tilde{h}(t) &= \sum_{m=1}^M |c_m|^2 \tilde{h}_m(t), \\ \tilde{h}_m(t) &= \tilde{g}_m(t) \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{g}_m^*(t') \tilde{K}_{AA}(t'-t) e^{-j\omega_0(t-t')} dt' \end{aligned} \quad (F8-9)$$

Die Basisband-Impulsantwort  $\tilde{h}_m(t)$  des Modus  $m$  ist wohl zu unterscheiden von der Trägerband-Impulsantwort  $\tilde{g}_m(t)$ :  $\tilde{g}_m(t)$  beschreibt den LWL allein, während in  $\tilde{h}_m(t)$  die Eigenschaften der Lichtquelle mit enthalten sind. Ferner sind die Bemerkungen nach §l. (F8-6) zu beachten.  $\tilde{h}(f)$  wird Basisband-Übertragungsfunktion genannt; sie enthält zusätzlich wegen der  $|c_m|^2$  Anzeigen über die MLV.

Setzt man in §l. (F8-1) die §l. (F3-32) ein und bricht nach dem quadratischen Term in  $\omega$  ab, so erhält man mit  $\omega^2 = 1$  nach §l. (F2-7)

$$\tilde{g}_m(t) = \frac{e^{-j\pi/4}}{\sqrt{2\pi\beta_{mol}}} e^{-j\beta_{mol}t} e^{j(t-\beta_{mol}L)^2/(2\beta_{mol})} e^{j\omega_0 t}, \quad (F8-10)$$

so daß für  $\tilde{\Psi}_1(\vec{r}, t) = \Psi_0(\vec{r}) \tilde{\Psi}_1(t), \tilde{\Psi}_1(t) = \sqrt{M_0+m(t)} A_0(t) e^{j\omega_0 t}$  aus §l. (F8-4) folgt

$$\tilde{\Psi}_2(\vec{r}, t) = \sum_{m=1}^M c_m \Psi_m(\vec{r}) \frac{e^{-j\pi/4}}{\sqrt{2\pi\beta_{mol}}} e^{-j(\beta_{m0} - \omega_0 \beta_{m0} + \omega_0^2 \beta_{m0}^2/2)L} \tilde{\Psi}_1(t - \beta_{m0}L + \omega_0 \beta_{m0}L). \quad (F8-11)$$

Nach Gl. (F2-5b) ist das Integral Gl. (F8-4, 10) eine Fresnel-Transformation für die Funktion  $\tilde{\Psi}_1(t_1 - \beta_{m0}L) e^{-j\omega_0(t_1 - \beta_{m0}L)}$ . Gl. (F8-11) gibt besonders dann übersichtliche Resultate, wenn die Lichtquelle nicht mit konstanter Phase wie in Gl. (FP-2) moduliert wird, sondern mit zeitlich linear wachsender Frequenz,

$$\tilde{\Psi}_1(t) = \sqrt{M_0 + u(t)} e^{j\frac{\Delta\omega}{T}t^2} \tilde{\Psi}_0(t), \quad \tilde{\Psi}_0(t) = A_0(t) e^{j\omega_0 t} \quad (F8-12)$$

Bei Laserdioden tritt während der Intensitätsmodulation über der Injektionsstrom ein solches Zerschern (Chirp) der Frequenz auf [Wright, 25], [Marcone, 2091], [Iwashita, 23445], [Giles, 23231], [Nikolaus, 23220], [Lin, 23258], [Olesen, 23266]. Unter der Bedingung  $-2\Delta\omega\beta_{m0}L = T$  gilt nach Tabelle F1-9

$$\begin{aligned} \tilde{\Psi}_1^{(2\pi\beta_{m0}L)}(\xi) &= \Theta^{(2\pi\beta_{m0}L)}(\xi - \omega_0\beta_{m0}L) e^{j\pi\xi^2/(2\pi\beta_{m0}L)}, \\ \Theta^{(2\pi\beta_{m0}L)}(\xi) &= \frac{1}{\sqrt{2\pi\beta_{m0}L}} \int_{-\infty}^{+\infty} \sqrt{M_0 + u(t)} A_0(t) e^{-j2\pi t\xi/(2\pi\beta_{m0}L)} dt, \quad -2\Delta\omega\beta_{m0}L = T. \end{aligned} \quad (F8-13)$$

$\Theta$  ist offenbar die Fourier-Transformierte der Einhüllenden des Signals und bestimmt, in einem Modus, die zeitliche Breite des Ausgangssignals  $\tilde{\Psi}_2$  bei impulsförmiger Modulation; für ideal stabiles Laserlicht  $A_0(t) = A_0$  wird allein das Fourier-Spektrum von  $\sqrt{M_0 + u(t)}$ . Gl. (FP-13) beschreibt in Analogie zu Gl. (F2-3a) eine Fresnel-Beugung entlang der Zeitachse. Der Chirp der Lichtquelle bewirkt eine äquivalente Phasendrehung bezüglich der Zeit, wie eine Linse Gl. (F2-12) dies bezüglich des Orts vermag. Dabei kann, wenn der Beobachter im zeitlichen Fokus nach Durchlaufen der Strecke  $L_f = -T/(2\Delta\omega\beta_{m0})$  sich befindet, ein wesentlich geringerer Wert der Impulsbreite beobachtet werden als am LWL-Anfang; dies trifft natürlich für alle dispersiven Medien, die quadratisch in  $\omega$  sind, genau so zu, z.B. für Beugungsgitter. Bild F15 zeigt das qualitative Verhalten der Impulsbreitenverbreiterung  $T_{1/2}$  als Funktion der LWL-Länge  $L$ . Anstelle der Fokallänge  $L_f$  wählst die Impulsbreite an; für  $L > L_f$  sogar unbeschränkt. Bei  $L = 2L_f$  ist  $T_{1/2}$  gleich dem Anfangswert. Auf dieses Verhalten wie kürzlich [Bahaa, 23208] hin. Das Minimum der Abweichung bedingt sich leicht begründen, wenn man aus Bild F5  $d\mu/d\omega \sim \beta_{m0} > 0$  annimmt für  $\lambda < \lambda_{min} \approx 1,3 \mu m$ . Damit eine Impulshüllende bei variierender Trägerfrequenz zeitlich komprimiert wird während ihrer Laufzeit, muß die zeitliche Impulsverbreiterung langsamer proportional als die Rückplanke und dabei die höheren Frequenzkomponenten enthalten, d.h.  $\Delta\omega/T < 0$ . Klarerweise ist an der Nullstelle der Materialdispersion, bei  $\beta_{m0} = 0$  also, keine Impulskompression zu erwarten. Wird  $\beta$  mit Termen höherer als zweiter Ordnung gemindert, dann ist Gl. (FP-11) durch eine Beziehung zu ersetzen, die der Theorie von Linsenaberrationen [Born, 1938] entspricht; vgl. auch [Mehta, 23200] für die Aberrationen holographischer Linsen bis zur zweiten Ordnung.

Unter Beachtung von  $t_{gmo} = \beta_{m0}L$ , Gl. (F3-32) und mit  $\omega \ll \omega_0$  erhält man nach längerer Rechnung aus Gl. (FP-9) mit dem einseitigen Lichtquellerspektrum  $\tilde{G}_M(f)$  wie in Gl. (F5-21) die Bandband-Übertragungsfunktion unter Berücksichtigung relativer Modendämpfung

$$\tilde{h}(f) = \frac{1}{2} [\tilde{h}(f) + \tilde{h}^*(-f)], \quad (F8-14)$$

$$\tilde{h}(f) = \frac{A_0^2 e^{-\frac{\sigma_h^2 \omega^2}{2}}}{[1 + (\omega\sigma_h)^2]^{1/4}} e^{j\frac{\sigma_h^2}{2} \omega^2} e^{-j\frac{1}{2} \tan(\omega\sigma_h)} \sum_{m=1}^M |c_m|^2 e^{-2\alpha_m L} e^{-j\omega t_{gmo}} = \tilde{h}(f), \quad (F8-15)$$

$$\sigma_h^2 = \frac{\sigma_\omega^2 t_{g0}^2}{1 + (\omega t_{g0} \sigma_\omega^2)^2}, \quad \sigma_h = \sigma_\omega^2 t_{g0}, \quad \omega \ll \omega_0.$$

$\omega \ll \omega_0$  ist wegen der Bandbreite verfügbarer Detektoren immer erfüllt. Profildispersion wurde vernachlässigt, so daß die Modenlängen bei  $t_{g0}, \dot{t}_{g0}$  entfallen: Veränderungen des Profilverhaltens



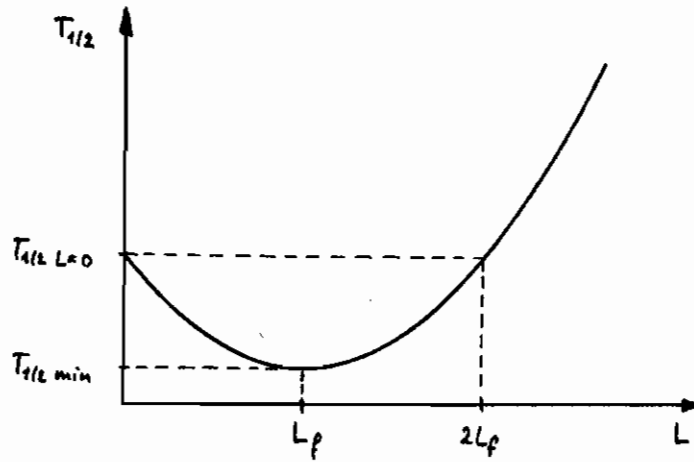


Bild F15. Längenabhängige Änderung der Impulshalbwertsbreite  $T_{1/2}$  bei Variation der Trägerfrequenz während des Modulationsimpulses (Chirp).

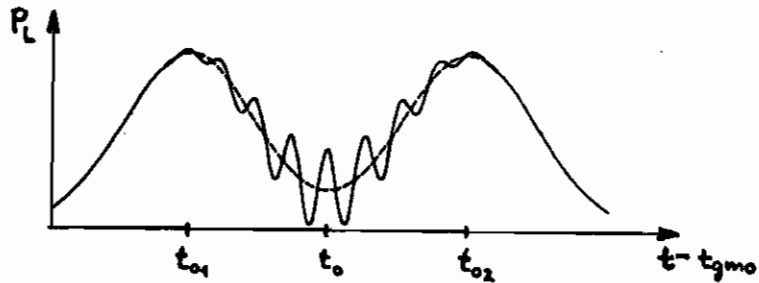


Bild F16. Interferenz beobachteter Impulse im selben Fasermodus  $m$  (nach [Jürgensen, L2213])  
 ---- Material- und Wellenleiterdispersion vernachlässigt,  $t_g = 0$   
 ——— Material- und Wellenleiterdispersion berücksichtigt,  $t_g \neq 0$

hätte die Moden in unterschiedlicher Weise betroffen, vgl. Gl. (F4-25). Der Betrag der Breitband-Übertragungsfunktion kann also in zwei Teile aufgespalten werden,

$$|\tilde{h}(f)| = A_0^2 e^{-\frac{\sigma_h^2 \omega^2}{2}} \cdot |\tilde{h}_Z(f)|, \quad (F8-16)$$

wobei der pass-Tiefpass chromatische und die zweite Tiefpassfunktion Moden dispersion charakterisiert; man kann auch  $|\tilde{h}_Z(f)|$  durch einen pass-Tiefpass approximiert werden, so dass nach Tabelle F4-11 die reziproke Gesamtbandbreite durch quadratische Addition der reziproken Einzelbandbreiten gewonnen werden kann. In Gl. (F8-16) wurde die Näherung

$$\sigma_h \approx \sigma_0 t_{g0}, \quad \omega^2 \ll 1/\sigma_h^2, \quad (F8-17)$$

$$L = 1 \text{ km} : \quad \Delta\lambda_0 = 90 \text{ nm} \quad f \leq 1,3 \text{ GHz} \\ \Delta\lambda_0 = 4 \text{ nm} \quad f \leq 150 \text{ GHz}$$

impliziert, die Werte von  $\lambda_{\text{min}} \approx 1,3 \mu\text{m}$  für  $M_f \neq 0$  gilt und für die angegebenen Grenzen der Modulationsfrequenz. Für die Fallweise wurden  $t_g = 4LM_f/(2\sigma)^2 = 8 \cdot 0,18 \text{ ps THz}^{-2}/(2\sigma)^2$  bei  $\lambda_0 = 1,27 \mu\text{m}$  als ungünstigster Wert vom Text nach Gl. (F3-35b) übernommen.  $\Delta\lambda_0$  ist die spektrale Breite des Senders. Der Operator  $\ll$  wurde durch  $\leq 0,1$  ersetzt. Größere LWL-Längen und größere  $\Delta\lambda_0$  verkleinern die zulässige Modulationsfrequenz in der Näherung der Gl. (F8-17).

Gilt für die Modulationsfunktion der Gl. (F8-2)

$$M_0 = 0, \quad \overline{m(t)} \approx \sqrt{\frac{m_0}{2\pi\sigma^2}} \left( e^{-\frac{(t-t_{01})^2}{4\sigma^2}} + e^{-\frac{(t-t_{02})^2}{4\sigma^2}} \right), \quad t_0 = \frac{t_{01} + t_{02}}{2}, \quad (F8-18)$$

wobei in  $m(t)$  sich die beiden pass-Impulse der Effektivbreite  $\sigma$ , Tabelle F4-4, nur wenig überlappen sollen, so erhält man als Ausgangsimpuls mit den Gl. (F8-8, 6, F5-21, F8-17) [Jürgensen, L2213]

$$P_L(t) = \frac{m_0 A_0^2}{\sqrt{2\pi\sigma^2(1+\sigma_h^2/2)}} \sum_{m=1}^M |c_m|^2 e^{-2\alpha c_m L} \left\{ e^{-\frac{(t-t_{gmo}-t_{01})^2}{2\sigma^2(1+\sigma_h^2/2)}} + e^{-\frac{(t-t_{gmo}-t_{02})^2}{2\sigma^2(1+\sigma_h^2/2)}} + 2 e^{-\frac{(t_{01}-t_{02})^2}{2\sigma^2(1+\sigma_h^2/2)}} e^{-\frac{(t-t_{gmo}-t_0)^2}{2\sigma^2(1+\sigma_h^2/2)}} \cos \left[ \frac{(t_{01}-t_{02}) t_{gmo}}{4\sigma^2(1+\sigma_h^2/2)} (t-t_{gmo}-t_0) \right] \right\} \quad (F8-19)$$

Der Einfluss der Modulation dominiert im Spektrum der modulierten Lichtquelle. Zwischen beiden Impulsen entsteht durch Interferenz der Felder in einem Modus ein oszillierender Leitungsanteil, der wegen der schlechten Impulsdefinition die Übertragungsbandbreite begrenzt. Bei Analogmodulation entstehen Oberwellen [Kapron, F138]. Ist die Spektralbreite der Quelle hinreichend groß oder sind die Modulationsimpulse weit genug getrennt, dann tritt keine Interferenz in der Zeit auf, vgl. Gl. (F5-16b), bzw. längs der Ausbreitungsrichtung  $z$ , wozu aber wird das Ortsfrequenzspektrum von  $P_L(t)$  modifiziert. Bild F16 zeigt die Verhältnisse mit und ohne Berücksichtigung von Material- und Wellenleiterdispersion.

F9 Rückstreuung

Im LWL propagierende Leistung kann z.B. durch Rayleigh-Streuung, Abschnitt F7, oder geometrische Störungen rückreflektiert werden. Wenn Details wie Modaldispersion keine Rolle spielen und nur die mittlere Gruppenlaufzeit von Bedeutung ist, gelten die folgenden Betrachtungen für ein- und vielwellige Fasern. Diese werden durch die Übertragungsfunktion  $\tilde{g}_{hr}(f, z)$  unter Berücksichtigung der Dämpfung

$$\tilde{g}_{hr}(f, z) \approx \sum_A(z) e^{-2\alpha z} e^{-j2\gamma z}, \quad \gamma = \beta, \quad (F9-1)$$

$$\sum_A(z) = \alpha_S(z) S_A(z), \quad \alpha = \frac{\alpha_h + \alpha_r}{2}, \quad \gamma_e = \beta_0 + \frac{\Delta\omega_0}{T} \beta_0 t$$

bezieht sich auf bei  $z=0$  injiziertes und detektiertes Signal beschrieben. An der Stelle  $z$  gebe es einen frequenzunabhängigen Strahlungsstrom  $\alpha_S(z)$ ,  $\beta$  (F7-4).  $S_A$  ist das reell angenommene Rückstrahlungsfeld für die Feldamplitude,  $\sum_A$  der Strukturparameter für Amplituden. Mehrfachreflexionen werden vernachlässigt; ihr Einfluß auf das Rauschen einwelliger Fasern wurde von [Eickhoff, S.10] behandelt.  $\alpha$  ist das Mittel der Dämpfungskonstanten in Vorwärts- und Rückwärtsrichtung, die wegen unterschiedlicher MCV verschieden sein können, Abschnitt F7,  $\beta$  (F5-33,34). Die allgemeine Phasenkonzente  $\gamma$  deutet an, daß  $\gamma \approx \beta_0 \approx \omega/v_g$  sowohl über die Trägerfrequenz als auch über Brechzahländerungen, z.B. bei Verspannung der Faser, beeinflusst werden kann. Eine spezielle Form der Variation ist durch  $\gamma_e$  definiert, vgl.  $\beta$  (F8-12), was z.B. durch lineare Frequenzmodulation der Lichtquelle erreicht werden kann. Am Ende des LWL bei  $z=L$  erfolgt eine Fresnel-Reflexion mit dem Amplitudenreflexionskoeffizienten

$$r_F = \frac{n_1 - n_0}{n_1 + n_0} = \sqrt{\sum(L) \Delta L}, \quad n_0 = 1 \text{ im Vakuum} \quad (F9-2)$$

für senkrechte incidence [Born, 1938].  $r_F$  definiert  $\sum(L) \Delta L$ . Überlappt man für  $\gamma = \gamma_e$  das Rückstrahlungsfeld  $\tilde{\Psi}_r(t, z)$  der Fresnel-Reflexion  $\tilde{\Psi}_{rF}$  und detektiert quadratisch, dann erhält man  $|\tilde{\Psi}_r + \tilde{\Psi}_{rF}|^2 = |\tilde{\Psi}_r|^2 + |\tilde{\Psi}_{rF}|^2 + P_2$ ,  $P_2 = 2 \operatorname{Re} \{ \tilde{\Psi}_r \tilde{\Psi}_{rF}^* \}$ , so daß ein Zwischenfrequenzsignal

$$P_2(t, z) = 2 r_F A_0^2 \sum_A(z) \Delta z e^{-2\alpha(z+L)} \cos(\omega_2 t + \varphi), \quad (F9-3)$$

$$\omega_2 = 2 \frac{\Delta\omega_0}{T} \beta_0 \cdot (L-z), \quad \varphi = 2\beta_0 \cdot (L-z), \quad \Delta L = \frac{v_g T}{2\Delta f_0} \cdot \Delta f_2$$

resultiert.  $\beta$  (F9-3) gilt für  $\Delta\omega_0 \ll \omega_0$  im Intervall  $|t| \leq T/2$  bei  $\beta_0 t \leq T$ ,  $\alpha \Delta z \ll 1$ ,  $\gamma_e \Delta z \ll 1$  und repräsentiert das von der Stelle  $z$  aus einem differentiellen Bereich  $\Delta z$  nach  $z=0$  rückgestraute Feld.  $A_0$  ist die Amplitude des anliegenden Feldes. Das Detektor-signal enthält also eine Zwischenfrequenzkomponente, deren Amplitude von Dämpfung und lokaler Streuung des LWL bestimmt ist und deren Frequenz der Ort der Streuung,  $z$ -rechnet von  $z=L$  aus, widerspiegelt. Liegt die Bandbreite  $\Delta f_2$  des Empfängers fest, so definiert  $\Delta L$  die Ortsauflösung. Durch die (Raum-) Frequenzmodulation der allgemeinen Ausbreitungskonstanten und nach folgende Spektralanalyse des Amplitudenreflexionsfaktors  $\Gamma_A(z)$

$$\Gamma_A(z) = \sum_A(z) \Delta L e^{-2\alpha z}, \quad \tilde{\Gamma}_A\left(\frac{\gamma}{\pi}\right) = \int_{-\infty}^{+\infty} \Gamma_A(z) e^{-j2\gamma z} dz, \quad \gamma \approx \frac{\omega}{v_g} \quad (F9-4)$$

wird im Grunde nur die Fourier-Transformierte  $\tilde{\Gamma}_A\left(\frac{\gamma}{\pi}\right)$ , der frequenzabhängige Reflexionsfaktor, dargestellt, denn als eine Summation aller Felder  $\tilde{\Psi}_r(f, z) \sim \tilde{g}_{hr}(f, z)$  im Intervall  $-\infty < z < +\infty$  ergibt,  $\beta$  (F9-1). Da  $0 \leq z \leq L$  gilt, kann  $\tilde{\Gamma}_A$  nicht exakt dargestellt werden. Analoge Aussagen gelten für  $\tilde{\Gamma}_A$  wegen der endlichen Breite  $\Delta f_0$  der Modulation ist  $\tilde{\Gamma}_A(\gamma) = \text{const}$ , so wird nach Integration über das begrenzte Ortsintervall mit Tabelle F3-4  $\tilde{\Gamma}_A(\gamma/\pi) \sim \text{sinc}(\gamma L/\pi)$  bzw. für konstantes  $\tilde{\Gamma}_A(\gamma/\pi)$  und Tabelle

F3-3  $\Gamma(z) \sim \text{sinc}(\Delta y_f z / \pi)$ , was zu einer Unschärferelation

$$\Delta L_F \Delta y_f = \pi, \quad \Delta L = \Delta L_F T \Delta f_z \quad (F9-5)$$

führt.  $\Delta L_F$  ist die Ortsauflösung bei einer (Raum-) Frequenzbandbreite  $\Delta y_f$ .  $\Delta L > \Delta L_F$  ist die aktuelle Ortsauflösung, die von der Bandbreite des Empfängers bis zur auflösbaren Grenze abhängt. Diese Beziehungen sind schon mit Bayen aus der Mikrowellen-Technik bekannt [Kollway, E9], [Detlaf, E6, E7], [Somlo, E8], [Sander, E11], [Yamaura, E10]; sie wurden kürzlich von [Eickhoff, L2093] unabhängig abgeleitet.

Die Lichtquelle muß eine Kohärenzlänge deutlich größer als die doppelte Laufzeit  $2L$  bei einer LWL-Länge von  $L$  haben, sonst nicht der Kontrast  $V(2L)$  der Interferenz nach ab, [l. (F5-26, 27, 28)].

Diese Forderung kann durch Modulation im Basisband umgangen werden. Analog zu [l. (F9-1)] erhält man aus [l. (F8-15, 17)],  $\sigma_n \omega \ll 1$ ,  $\alpha_i = \alpha_j$ ,  $t_{gmo} = t_{gjo}$ ,  $\sum_{m=1}^M |C_m|^2 = 1$

$$\tilde{h}_{hr}(f) \approx A_0^2 \sum(t) e^{-4\alpha z} e^{-j2\gamma z} \quad , \quad \gamma = \omega \beta, \quad (F9-6)$$

$$\Sigma(t) = 2\alpha_y(t) S(t) \quad , \quad \alpha = \frac{\alpha_h + \alpha_r}{2} \quad , \quad \gamma = \omega \beta_0 + \frac{\Delta \omega}{T} \beta_0 t.$$

$2\alpha_y(t)$  ist der Strombelag,  $S$  der Rückstrahlungsfaktor,  $\Sigma(t)$  der Strukturparameter, vgl. [l. (F7-4, 5, 7, 8)]. Die allgemeine Phasenkonstante  $\gamma$  kann über die Modulationsfrequenz  $\omega = \omega_y$ , über die Brechzahl oder über geringfügige Änderungen der Trägerfrequenz  $\omega_0$  verändert werden, z.B. durch eine lineare Modulation im Basisband, [l. (F9-6)]. Mischt man das Detektorignal der rückgestrahlten Leistung mit dem Modulationsignal  $M_0 = 0$ ,  $\tilde{h}^*(t)$  von [l. (F8-9)], so erhält man wie in [l. (F9-3)] ein Zwischenfrequenzsignal

$$P_z(t, z) = m_0^2 A_0^2 \Sigma(t) \Delta t e^{-4\alpha z} \cos(\omega_y z t + \varphi_y), \quad (F9-7)$$

$$\omega_y z = \frac{2\Delta\omega}{T} \beta_0 z \quad , \quad \varphi = 2\omega_y \beta_0 z \quad , \quad \Delta L = \frac{v_g T}{2\Delta f_y} \Delta f_{y2}$$

der Mischer - Ausgangsspannung.  $m_0$  ist die Amplitude der sinusförmigen Modulation. Gl. (F9-7) gilt für  $\beta_0 z \ll T$  im Intervall  $|t| \leq T/2$ ,  $2\alpha \Delta t \ll 1$ ,  $2\gamma \Delta z \ll 1$  und repräsentiert die von der Stelle  $z$  aus einen differenziellen Bereich  $\Delta z$  nach  $z=0$  rückgestrahlte optische Leistung. Wie in [l. (F9-4)] gilt

$$\Gamma(z) = \Sigma(z) \Delta L e^{-4\alpha z} \quad , \quad \tilde{\Gamma}\left(\frac{\gamma}{\beta}\right) = \int_{-\infty}^{+\infty} \Gamma(z) e^{-j2\gamma z} dz \quad , \quad \gamma = \omega \beta \quad (F9-8)$$

mit der Unschärferelation durch die begrenzten Bereiche  $0 \leq z \leq L$ ,  $\omega_y - \frac{\Delta\omega}{2} \leq \omega \leq \omega_y + \frac{\Delta\omega}{2}$

$$\Delta L_F \Delta \gamma_f = \pi, \quad \Delta L = \Delta L_F T \Delta f_{y2}. \quad (F9-9)$$

$\tilde{\Gamma}\left(\frac{\gamma}{\beta}\right)$  entspricht dem Quotienten des rückgestrahlten zum modulierenden Basisband-Signals und ist daher dem Mikrowellen-Reflexionsfaktor äquivalent.

Will man die Auflösung über  $\Delta L_F$  hinaus verbessern, so müssen die Frequenzspektren, die nur in begrenzten (Raum-) Frequenzbereichen bekannt sind, günstig gewichtet werden. Nebenmaxima von  $\tilde{\Gamma}(z)$  lassen sich dann unterdrücken [Willis, E65], [Kollway, E9]. Allerdings muß  $\tilde{\Gamma}_A$ ,  $\tilde{\Gamma}$  nach Betrag und Phase bekannt sein, was bei optischen Frequenzen schwierig, im Mikrowellenbereich jedoch leicht zu machen ist.

Wird im Basisband rechteckförmig moduliert,  $M_0 = 0$ ,  $m(t) = m_0 \text{rect}(t/T)$  nach Tabelle F3-3, so erhält man mit [l. (F9-6)] in einem Empfangsleiter der zeitlichen Breite  $\tau$  an der Stelle  $z=0$  mit  $\frac{\tau}{\beta} (T+\tau) \ll 1$

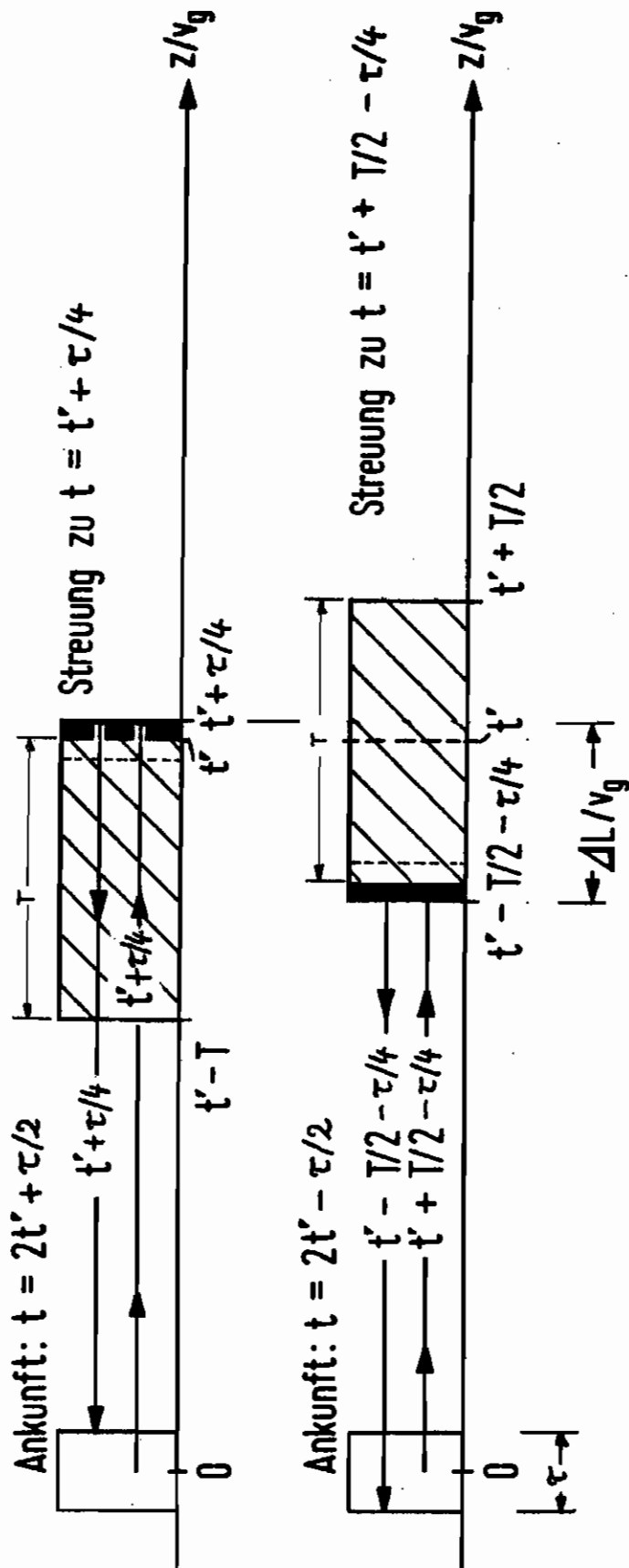


Bild F17. Rückstreuung bei impulsförmiger Anregung im Demisband.  $T$  ist die Impulsbreite,  $\tau$  die Integrationszeit des Empfängers,  $\Delta L$  die Extraufziehung. Die Impulsflächen werden mit einer Orientierbarkeit von  $\pm \sqrt{\epsilon} \tau/4$  registriert.

$$P_{tr}(t, z) = m_0 A_0^2 \Sigma(z) \Delta L e^{-4\alpha z}, \quad \Delta L = v_g \frac{T+\tau}{2}, \quad z = v_g t / 2 \quad (F9-10)$$

mit den Barisband - Reflexionsfaktoren  $\Gamma, \bar{\Gamma}$  wie in Gl. (F9-8). Bild F17 illustriert diese Art der Rückstreuung und legt fest, welche Ortsbereiche  $\Delta L$  zu Leistungen im Integrationsbereich  $T$  des Empfängers beitragen.

Bild F18 zeigt einen Prinzipverlauf des örtlichen Reflexionsfaktors  $\Gamma(z)$ . Ist der Fresnel - Reflexionsfaktor für Leistungen  $r_F^2$  am Fasende bekannt, Gl. (F9-2), und demnach der Barisband - Reflexionsfaktor  $\Gamma_B(L) = r_F^2 e^{-4\alpha L}$ , und ist weiter der unmittelbar benachbarte Wert  $\Gamma_B(L) = \Sigma(L) \Delta L e^{-4\alpha L}$  gemessen, dann kann bei bekannter Auflösung  $\Delta L$  des Strukturfaktor

$$\Sigma(L) = \frac{\Gamma_B(L)}{\Gamma_F(L)} \cdot \frac{r_F^2}{\Delta L} \quad (F9-11)$$

berechnet werden [Neumann, L971]. Ist z.B. im Bereich  $z_1 \leq z \leq L$  des Bildes F18  $\Sigma(z)$  konstant, kann aus einer Quotientenbildung die Dämpfungskonstante

$$\alpha = \frac{1}{4(z'' - z')} \ln \frac{\Gamma(z')}{\Gamma(z'')} \quad (F9-12)$$

bestimmt werden.

Im allgemeinen werden weder  $\Sigma$  noch  $\alpha$  örtlich konstant sein. Insbesondere ist  $\alpha$  durch

$$\alpha = \frac{\alpha_L + \alpha_R}{2} = \frac{1}{2} \int_0^z \frac{\alpha_L(z') + \alpha_R(z')}{2} dz' \quad (F9-13)$$

genauer als bisher zu spezifizieren. Zweckmäßig wäre die Einführung des Reflexionsfaktors  $\Gamma_h(z) \equiv \Gamma(z)$  für die Messung von  $z=0$  aus bzw.  $\bar{\Gamma}_r(z)$ , wenn das Licht bei  $z=L$  eingespeist und detektiert wird. Aus Gl. (F9-8) erhält man allgemein [Di Vita, 561]

$$\sqrt{\Gamma_h(z) / \bar{\Gamma}_r(z)} = e^{2\alpha L} e^{-4\alpha z}, \quad \sqrt{\Gamma_h(z) \cdot \bar{\Gamma}_r(z)} = \Sigma(z) \Delta L e^{-2\alpha L} \quad (F9-14)$$

unter der Voraussetzung, daß  $\Sigma(z)$  für Hin- und Rückmessung identisch ist. Gl. (F9-14) trennt die Einflüsse von  $\Sigma$  und  $\alpha$  und gestattet daher weniger restriktive Einschränkungen der Gültigkeit als Gl. (F9-12).

Die MLV im ausfallenden und im rückgestreuten Licht hat bei vielwelligen Fasen gravierenden Einfluß. Darauf wies Conduit [Conduit, E143], in der Folge auch [Eriksrud, L1645], [Conduit, L1671, L2045], [Payne, L1868], [Mickelson, L1959, L2495], [Di Vita, L 2127, L3025] mit theoretischen und experimentellen Arbeiten hin. [Coppa, L3075] versucht eine allgemeine Theorie der Streuung.

Bild F19 erklärt den Einfluß der MLV qualitativ. Das ausfallende Licht wird nur in Moden niedriger Ordnung transportiert. Dann geht bei geringfügigen Kernradiusabweichungen kein Licht durch Abstrahlung verloren. Die Rückstreuung im erweiterten Kern des Bildes F19a regt aber alle geführten Wellen an, die dann zum Teil an der Verjüngung abstrahlen und das Rückstreuungsniveau reduzieren. Bei Streuung im verengten Kernbereich des Bildes F19b kann der komplementäre Prozess auftreten, wenn eine geeignete Primärbeschichtung Mantelwellen verlustarm führen kann. Effektives Akzeptanzniveau und damit Rückstrefaktor des verjüngten Faserbereichs ist vergrößert, da die Randmoden bei der Verjüngung in geführte Wellen konvertiert werden. Das Rückstreuungsniveau wird vergrößert. Folgt wie in Bild F19c der Kernverengung eine Verjüngung und berücksichtigt man, daß in der Regel Wellen niedriger Ordnung dämpfungärmer propagieren als solche hoher Ordnung, dann folgt, daß Strahllicht aus  $z > z_1$  im Bereich  $z_0 \leq z \leq z_1$  geringere Dämpfung erfährt als Strahllicht aus  $z_0 \leq z \leq z_1$  und somit das Rückstreuungsniveau aus  $z > z_1$  größer ist im Vergleich zu dem aus  $z_0 \leq z \leq z_1$ . Dieses qualitative Verhalten kann man auch quantitativ beschreiben unter der Voraussetzung adiabatischer Übergänge bei Veränderungen des Kernradius  $a$  und der

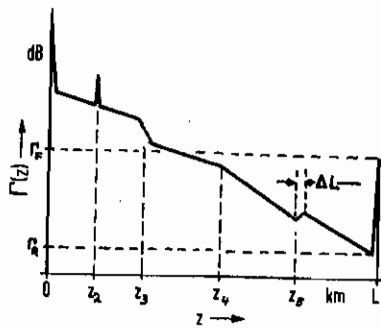


Bild F18. Pegel des empfangenen Rückstreusignals;  $z_1$  Reflexionsstelle,  $z_2$  erniedrigte Rückstreuung oder Absorptionsstelle,  $z_3$  Änderung der Faserdämpfung,  $z_4$  Faser mit erhöhter Rückstreuung,  $z_5$  Faser mit erniedrigter Rückstreuung,  $z=0$ ,  $z=L$  Reflexionen an den Faserenden,  $\Delta L$  ist die Ortsauflösung.

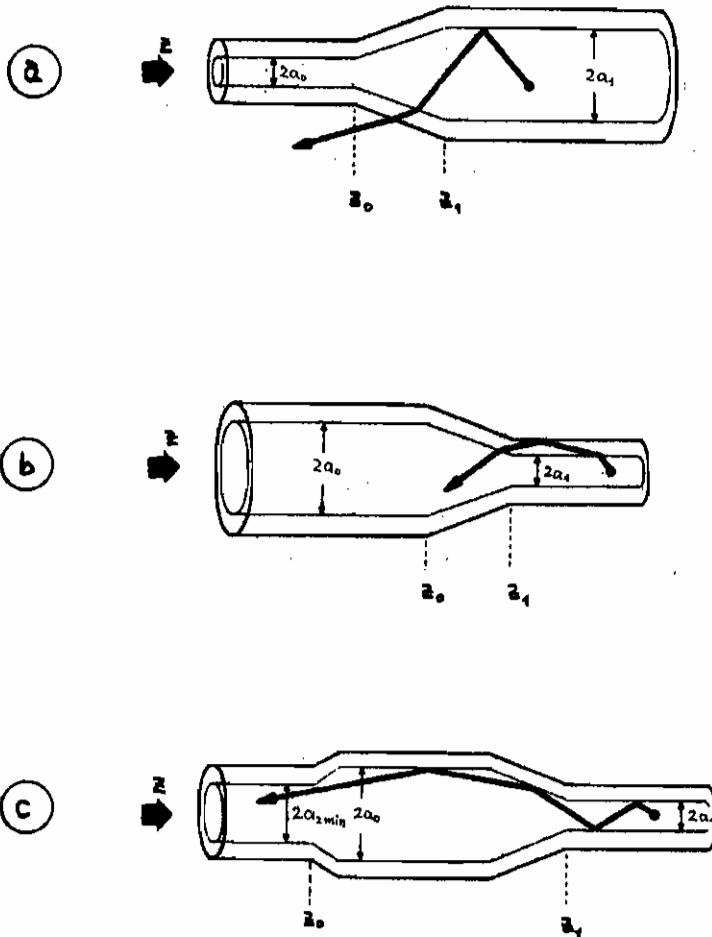


Bild F19. Einfluß des Modenleistungsverteilung und differentieller Modendämpfung (nach [Conduit, L1671])

- a Erweiterung des Kerns in Ausbreitungsrichtung
- b Verengung des Kerns in Ausbreitungsrichtung
- c Kernverengung und differentielle Modendämpfung

relativen Brechzahl-differenz  $\Delta$ . Jeder Modus eines Potentioprofils mit der Modenanzahl  $m_\alpha$  bleibt in seiner Struktur erhalten, ändert aber den Radius des Kernbereichs, den er erfüllt. Der größte Kernbereich  $r_m$  für festes  $m_\alpha$  erfüllt der Meridionalstrahl  $v=0$ , daher erhält man mit Gl. (F4-8, 9)

$$\left(\frac{r_m}{a}\right)^\alpha = \left(\frac{m_\alpha}{M_\alpha}\right)^{\frac{2\alpha}{\alpha+2}}, \quad M_\alpha^2 = \frac{\alpha}{\alpha+2} V^2/2. \quad (F9-15)$$

Die rückgestrahlte Leistung werde für  $z < z_0$  in Bild F19 nur in dem Volumen detektiert, das der in  $z$ -Richtung laufende einfallende Strahl im Phasenraum erfüllt, da eine verlustfreie Rücktransformierung der expandierten Moden in Bild F19a nicht möglich ist, andererseits sich aber die Querschnitte und möglicherweise die Akzeptanzwinkel bei  $z = z_0$  und  $z = z_1$  unterscheiden, wird die Rückstreuung  $\Gamma_1$  aus  $z > z_1$  im Vergleich zu der Rückstreuung  $\Gamma_0$  aus  $z < z_0$  bei ortsunabhängiger Dämpfungskonstante auf den Brechzahl

$$\frac{\Gamma_1}{\Gamma_0} = \frac{\pi r_{m0}^2}{\pi r_{m1}^2} \cdot \frac{2\alpha_{S1}(\Delta_1)}{2\alpha_{S0}(\Delta_0)} = \left(\frac{a_0}{a_1}\right)^{\frac{2\alpha}{\alpha+2}} \left(\frac{\Delta_1}{\Delta_0}\right)^{\frac{2}{\alpha+2}} \frac{2\alpha_{S1}(\Delta_1)}{2\alpha_{S0}(\Delta_0)} \quad (F9-16)$$

reduziert. Änderungen in  $\Delta$  verändern nach Gl. (F7-7, 8) den Rückstreuwert  $S \sim \Delta$  ebenso wie die größere Fokalkonzentration im Bereich  $z > z_1$  des Bildes F19a S erlaubt, da dann bei Gradienten Grenzen die Leistung im Bereich des größten Akzeptanzwinkels propagiert. Eine Erhöhung von  $S$  im Bereich  $z > z_1$  wird aber nicht wirksam, da die Vergrößerung durch Anschließung des Raumwinkelbereichs zutage kam und folglich dieses (sowie durch die Transmissionsverluste in Rückwärtsrichtung) gerade kompensiert wird [Mickelson, 1959], [DiVita, 1977]. Zu beachten ist, daß Gl. (F9-16) nur gilt, wenn die einfallende Lichtleistung in niedrigen Moden konzentriert ist. Eine allgemeine Behandlung des Problems ist bei [DiVita, 1977], [Mickelson, 1975] zu finden.

Doppelbrechende einwellige Fasern zeigen bei Messung des Rückstreuwertes in einer Polarisationsrichtung gemäß Gl. (F5-9) eine Periodizität der Rückstreuung  $P_p$  mit der halben Schwundlänge  $L_p/2$ , wobei  $\delta_1 - \delta_2 = (\rho_x - \rho_y)2z = 2/L_p z$ , Gl. (F3-44). Die Periodizität verschwindet, wenn polarisationsunempfindlich gemessen wird,  $P_p$  in Gl. (F5-9). Eine Analyse mit Kohärenzmatrizen wurde von [Lubman, 1973] angegeben, vgl. Abschnitt 5.



F10 Kopplung und Überlagerung von Eigenwellen

Orthogonale Eigenwellen eines idealen LWL propagieren unabhängig voneinander. Reale Führungsmedien bewirken Störungen und koppeln die Moden des idealen Wellenleiters [Unger, L31], [Petermann, E20]. Elliptische Störungen des Kernquerschnitts koppeln Eigenwellen mit  $\Delta v = \pm 1$ , während Mikrokrümmungen Leitungen zwischen Moden mit  $\Delta v = \pm 1$  auslösen. Raumfrequenzen  $\frac{2\pi}{\Lambda}$  von Mikrokrümmungen längs der Achse koppeln Moden mit  $\Delta \beta \approx 2\pi/\Lambda$ . Parabelparven reagieren ganz besonders empfindlich bei elliptischen Störungen, da nach Gl. (F3-11) Moden mit  $\mu \rightarrow \mu \pm 1, \nu \rightarrow \nu \pm 1$  dieselbe Ausbreitungscharaktere haben. Je weiter der Profilparameter  $\alpha$  von 2 abweicht, desto geringer wird diese Verkopplung, beeinflusst aber ihren starken Einfluss [Petermann, L1924]. Schon auf kurzen Strecken im Meterbereich können mehrere orthogonale Eigenwellen ihre Leistung aus, so daß Leistung und Gruppenlaufzeit von Mitglieder einer Hauptmodengruppe nur wenig voneinander abweichen, dies war in Gl. (F4-27, 29) vorausgesetzt worden. Auch der Polarisationzustand wird durch Überlagerung und Kopplung von Eigenwellen beeinflusst, so daß der Gesamtfeld einer im langen Strahlengang bei Beleuchtung mit HeNe-Licht bereits depolarisiert ist [Fritzsche, E252], vgl. Text nach Gl. (F7-5). Bei einem Gradientenprofil-LWL ist der  $\beta$ -Abstand benachbarter Moden nahezu konstant. Mit Gl. (F3-11)

$$\Delta \beta = \frac{2\pi}{\Lambda} \approx k_1 2\Delta/V = \frac{\sqrt{2\Delta'}}{a} \quad (F10-1)$$

Zur gezielten Modenkopplung sind diese Strukturen mit monochromatischem Raumfrequenzspektrum  $\Delta \beta = 8 \text{ mm}^{-1} \dots 2,5 \text{ mm}^{-1}$  entsprechend Periodenlänge  $\Lambda = 0,78 \text{ mm} \dots 2,5 \text{ mm}$  für  $a = 25 \mu\text{m}, \Delta = 2\% \dots 0,2\%$  gut geeignet. Stufenprofil-LWL haben nach Gl. (F4-3) auch nicht annähernd konstantes  $\Delta \beta$ . Zur Modenkopplung muß ein Raumfrequenzspektrum ähnlich dem von weißen Rauhen angesehen werden.

Die theoretische Beschreibung der Modenkopplung folgt drei Ansätzen. Der erste [Marcuse, L15, E259, L968, L2022] leitet aus der Theorie der Wellenausbreitung verkoppelte Leistungsflussgleichungen ab, bestimmt aus dem Spektrum der Wellenleiterstörungen die Kopplungskoeffizienten, wählt die Hauptmodenzahl als kontinuierliche Variable an und erhält eine Differentialgleichung für die Ausbreitung der optischen Leistung im Bereich der gebrochenen Wellen. Auf einer Lösung dieser zeitabhängigen Fokker-Planck-Gleichung mit Methoden der Störungsrechnung beruhen die Ergebnisse von [Olshansky, L2332].

Der zweite Ansatz bedient sich der geometrischen Optik, verwandelt die zeitunabhängige Fokker-Planck-Gleichung [Rousseau, E255] und liefert Ergebnisse, die mit denen von [Olshansky, L2332] übereinstimmen. Beide Verfahren führen zu einem stationären Zustand der MLV. Interessiert dieses asymptotische Verhalten für große LWL-Längen, führen beide Ansätze zu einer Differentialgleichung zusammen, die nach [Cancellieri, L1730] gelöst werden kann.

Als dritte Möglichkeit propagieren [Kajioka, L1719] eine Streumatrix-Formalismus, bei dem diskrete Streuzentren in differenzialen Forward-Scatter-Moden verknüpfen. Die Multiplikation der Einzel-Streumatrizen ergibt die Gesamt-Streumatrix, die einen Modenleistungsvektor am Eingang in den am Ausgang transformiert.

Neueste Ergebnisse über den Einfluss von Modenkopplung und die Wirkung von Spalten sind von [Cancellieri, L2224] und [Coppa, L2326, L2327] publiziert worden.

In jedem Falle lassen sich die Kopplungskoeffizienten aus der stationären MLV, der ihr nach Abschnitt F7 zugeordnete Dämpfung und der differenzialen Dämpfung einzelner Moden berechnen [Kitayama, L994]. Setzt man diese zusammen mit gemeinsamen Gruppenlaufzeiten  $t_{gm}$  der Hauptmoden in die Leistungsflussgleichungen bei t.D. [Olshansky, L2332] ein, so resultiert nach Integration des Differentialgleichungssystems über die Länge des LWL eine Matrix [Kodha, L1528], welche das Barisand-Ausgangssignal  $\tilde{P}_{im}(\rho)$  jedes Hauptmodus  $m$  am Forwardende liefert, Gl. (F8-9), wenn das jedem Hauptmodus zugeordnete

Modulationssignal  $\tilde{m}_m(f)$  bekannt ist. Allgemein kann man schreiben

$$\tilde{P}_L(t) = \tilde{H}(t) * \tilde{m}(t) \quad , \quad \tilde{P}_L(f) = \tilde{H}(f) \cdot \tilde{m}(f) \quad (F10-2a)$$

mit der ausführlicheren Formulierung

$$\begin{pmatrix} \tilde{P}_{L1}(f) \\ \vdots \\ \tilde{P}_{Lm}(f) \\ \vdots \\ \tilde{P}_{LM}(f) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \tilde{h}_{11}(f) & \dots & \tilde{h}_{1m}(f) & \dots & \tilde{h}_{1M}(f) \\ \vdots & & \vdots & & \vdots \\ \tilde{h}_{m1}(f) & \dots & \tilde{h}_{mm}(f) & \dots & \tilde{h}_{mM}(f) \\ \vdots & & \vdots & & \vdots \\ \tilde{h}_{M1}(f) & \dots & \tilde{h}_{Mm}(f) & \dots & \tilde{h}_{MM}(f) \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \tilde{m}_1(f) \\ \vdots \\ \tilde{m}_m(f) \\ \vdots \\ \tilde{m}_M(f) \end{pmatrix} \quad (F10-2b)$$

Der Operator  $*$  symbolisiert die Faltungsoperation wie in Tabelle F1-19. Der Modenindex  $m$  steht nicht mehr notwendig für die Hauptmoden, sondern numeriert allgemein die Eigenwellen der Faser, oder auch beliebige Orthogonalfunktionen im Sinne von Gl. (F5-42, F6-1), nach denen die realen Felder des LWL entwickelt werden können. Für einen bestimmten Anregungsfall  $\tilde{m}(f)$  lautet das Normband-Signal am Ausgang

$$\tilde{P}_L(t) = \sum_{i=1}^M \tilde{P}_{Li}(t) \quad , \quad \tilde{P}_L(f) = \sum_{i=1}^M \tilde{P}_{Li}(f) \quad (F10-3)$$

da mit Gl. (F8-5) lineare Überlagerung der Modenleistungen gestattet ist. Kohärente Verstärkungen wie in Gl. (F8-19) sind nicht vorhanden. Ohne Modenkopplung ist  $\tilde{H}(f)$  diagonal und man erhält  $\tilde{h}_{ii}(f) = \sum_{i=1}^M \tilde{h}_{ii}(f)$ , wie von Gl. (F8-9, 15) impliziert, wenn  $\tilde{m}_i(f) = m(f)$ .

Die Messung der Matrix  $\tilde{H}(f)$ , die zudem noch von der LWL-Länge  $L$  abhängt, ist möglich, aber nicht einfach. Von [Kawakami, 1949], [Fleckerl, 1985] wurden jedoch für ein zwei-Moden-Modell Charakteristika angegeben, welche auch bei vielwelligen Fasern die globalen Einflüsse der Modenkopplung auf die Impulsverbreiterung übersichtlich darstellen. Die Lagestrreuung  $\sigma_s$  der Impulsschwerpunkte in den einzelnen Eigenwellen und die Effektivrate  $\sigma_e$  des Gesamtimpulses sind demnach

$$\begin{aligned} \sigma_s(L) &= \sigma_{s0} e^{-2L/L_c} + \sigma_{s\infty} (1 - e^{-2L/L_c}) \quad , \\ \sigma_e^2(L) &= \sigma_e^2(0) + 2\sigma_{s0}\sigma_{s\infty} (1 - e^{-2L/L_c}) + 2\sigma_{s\infty}^2 \left( \frac{2L}{L_c} - 1 + e^{-2L/L_c} \right) \quad . \end{aligned} \quad (F10-4)$$

Dabei ist  $\sigma_e(0)$  die Effektivrate des eingekoppelten Lichtimpulses, und  $\sigma_{s0}, \sigma_{s\infty}$  sind die Lagestrreuungen der Impulsschwerpunkte in den Moden am Anfang des LWL und nach unendlich langer Laufzeit. Bei direkter Einkopplung von einer Lichtquelle, ohne vorgeschaltete Faser, ist  $\sigma_{s0} = 0$ , und die beiden Parameter Kopplungslänge  $L_c$  und asymptotische Schwerpunktstrreuung  $\sigma_{s\infty}$  charakterisieren das LWL. Bei verschwindender Eingangsimpulsbreite  $\sigma_e(0) \rightarrow 0$  wird Gl. (F10-4) durch die Asymptote

$$\begin{aligned} \sigma_e(L \ll L_c) &= \frac{2\sigma_{s\infty}}{L_c} L \quad , \quad \sigma_e(L \gg L_c) = \frac{2\sigma_{s\infty}}{\sqrt{L_c}} \sqrt{L} \quad , \\ \sigma_e(L_c) &= \sqrt{2(1+e^{-2})} \sigma_{s\infty} \approx 1,51 \sigma_{s\infty} \approx 0,753 \cdot \sigma_e(L \ll L_c) \Big|_{L=L_c} \end{aligned} \quad (F10-5)$$

beschrieben. [Personick, E260] machte erstmals darauf aufmerksam, daß Modenkopplung die Bandbreite vielwelliger LWL erhöht; für  $L \gg L_c$  stellt sich analog zur statischen MGV des Abschnitts F7 ein dynamisches Gleichgewicht ein,  $\sigma_s(L) \approx \sigma_{s\infty}$ .

Zur Charakterisierung von Splittern, dargestellt durch eine Faser  $L \rightarrow 0, \sigma_{s\infty} = 0, L/L_c$  endlich, dient der Splittfaktor  $C_{SP}$  [Fleckerl, 1985],

$$\sigma_s(SP) = \sigma_{s0} C_{SP} \quad , \quad \sigma_e(SP) = \sigma_e(0) \quad , \quad -1 \leq C_{SP} \leq +1 \quad (F10-6)$$

Die Gleichsetzung  $C_{sp} \approx e^{-2L/L_c}$  ist nicht erlaubt, da  $C_{sp}$  keine physikalische Prinzipien einfließt, die in Gl. (F10-6) nicht adäquat eingebracht sind.

Häufig wird die Bandbreite von Übertragungsketten verschiedener LWL auch mit einem einfachen statistischen Modell ausgedrückt [Eve, E78, E175, L789], [Matsumoto, E106], [Tanifuji, L2088], [Cohen, L1307], [Kapron, E73], [Leminger, L3286]. Die Laufzeit  $t_{gi}$  in jedem Wellenleiterabschnitt  $i$  sei eine Zufallsvariable. Werden  $N$  Abschnitte hintereinandergeschaltet, so resultiert die Zufallsvariable  $t_g = \sum_{i=1}^N t_{gi}$ . Deren Varianz ist  $\sigma_t^2 = \overline{t_g^2} - \overline{t_g}^2 = \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N \overline{t_{gi} t_{gj}} - (\sum_{i=1}^N \overline{t_{gi}})^2$ . Mit den Korrelationskoeffizienten  $-1 \leq k_{ij} \leq +1$  wird beschrieben, ob auf eine kurze Impulsantwort eine lange folgt oder umgekehrt, also

$$\sigma_t^2 = \sum_{i=1}^N \sigma_i^2 + \sum_{i=1}^N \sum_{j=1, j \neq i}^N k_{ij} \sigma_i \sigma_j \approx \sum_{i=1}^N \sigma_i^2 + 2 \sum_{i=1}^{N-1} k_{i,i+1} \sigma_i \sigma_{i+1}, \quad (F10-7)$$

wobei näherungsweise  $|k_{i,i+1}| \gg |k_{i,i+2}|, |k_{i,i+3}|, \dots$  angenommen wurde. Für  $k_{ij}$  gilt die Definition Gl. (F5-4,3), wobei  $\tilde{\psi}_i(\tau, t_0)$  durch die reelle Größe  $t_{gi} - \overline{t_{gi}}$  ersetzt ist. Die  $\sigma_i$  sind die Laufzeitstreuungen, d.h. die effektiven Breiten der Impulsantworten in den Einzelabschnitten  $i$ , vgl. Tabelle F4-4 für  $\mu\alpha$ -Funktionen. Für  $N=2$  gilt

$$k_{12} = \frac{\sigma_t^2 - (\sigma_1^2 + \sigma_2^2)}{2\sigma_1 \sigma_2}, \quad (F10-8)$$

so daß aus Messwerten  $\sigma_t, \sigma_1, \sigma_2$  der Korrelationskoeffizient berechnet werden kann [Cohen, L1307]. Gilt  $\sigma_t^2 \sim L$ , Gl. (F10-5), dann ist  $\sigma_t^2 \approx \sigma_1^2 + \sigma_2^2$  und  $|k_{12}|$  wird klein bei starker Modenkopplung. Negative  $k_{ij}$  deuten auf Laufzeitkompensation hin, vgl. Gl. (F10-6), verursacht durch Phasenkonstanten  $\alpha_i, \alpha_j$ , die oberhalb bzw. unterhalb des optimalen Wertes  $\alpha_{opt}$  von Gl. (F4-26) liegen. [Tanifuji, L2088] wertet Gl. (F10-7) analytisch durch

$$\sigma_t^\gamma = \sum_{i=1}^N \sigma_i^\gamma, \quad 0,5 \leq \gamma \leq 1, \quad (F10-9)$$

für den  $\gamma$ -Bereich vgl. Gl. (F10-5). [Leminger, L3286] gibt zulässige Bandbreite-Toleranzen der Einzel-LWL an für eine vorgegebene minimale Streckenbandbreite. Auch durch Bestimmung der Laufzeitkorrelationen  $k_{ij}$  und Messung der Farbdispersion gelingt eine zuverlässige Bandbreiteprognose [Matsumoto, L2498], [Love, E385].

Für die Mitglieder einer Hauptmodengruppe gab [Petermann, E20] eine Beziehung für die Kopplungslänge an,

$$L_m = \left( \frac{\Delta\beta_m}{\Delta\beta} \right)^2 L_c, \quad (F10-10)$$

wobei  $\Delta\beta_m$  die maximale  $\beta$ -Differenz innerhalb der Hauptmodengruppe  $m$  ist und  $\Delta\beta$  die maximale  $\beta$ -Differenz aller geführten Wellen. Die die Umkehrung auch stark gestörte Profile zeigte [Frende, E22], sind bei technischen Gradientenprofil-LWL Maximalwerte von  $\Delta\beta_m / \Delta\beta = 1 \dots 5\%$  typisch. Globale Kopplungslängen Gl. (F10-4) von  $L_c = 0,7 \dots 1,7$  km führen dann auf  $L_m = 0,08 \dots 4,2$  m, so daß bereits nach Längen im Meterbereich eine gute Homogenisierung der Leistung in den Hauptmodengruppen erwartet werden darf, vgl. Gl. (F4-27,28) und Text vor Gl. (F10-1). Ist  $L < L_m$ , kann Modenkopplung vernachlässigt werden und  $\sigma_t \sim L$ . Für  $L_m < L < L_c$  wächst die Effektivbreite der Hauptmoden-Impulsantwort  $\sigma_m \sim \sqrt{L}$ , während die Laufzeitdifferenzen zwischen den Hauptmodengruppen linear wachsen,  $\sigma_t \sim L$ . Für  $L > L_c$  wird schließlich  $\sigma_t \sim \sqrt{L}$ . Dominiert schließlich Materialdispersion, wächst wieder  $\sigma_t \sim L$  für  $L \rightarrow \infty$ .

Die Überlagerung sehr vieler kohärent angeregter Eijawellen führt bei Registrierung mit einem quadratischen Detektor wie z.B. dem Auge zu einem komplizierten Interferenzbild, dem Granulationsmuster. Über das Ansehen veränderbaren Granulationsmusters in Nat- und Fernfeld sowie bei Betrachtung schräg zur Ausbreitungsrichtung s. pormisch [Schiffner, E21] sehr ausführlich. Neuere Darstellungen sind in [Dainty, L1152], [Takai, L3263] zu finden. In Bild F20 sind Nat.feldaufnahmen der Granulation zweier LWL gezeigt, links jeweils mit zeitlich und räumlich kohärentem, rechts mit zeitlich weniger kohärentem Licht am Fasereingang. Gradienten- und Strahlenprofil-LWL haben bei veränderbarem V-Parameter deutlich unterschiedene Fleckgrößen, die im Mittel so groß wie die Kohärenzfläche  $F_k$  des  $\beta$ . (F5-30) sind. Für Lotzprofile erhält man mit dem Kohärenzwinkel  $\Omega_k = \pi \Delta \tilde{N}(r)$ ,  $\cos \gamma \approx 1$ ,  $n = 1$

$$F_k = \frac{\lambda^2}{\pi \Delta \tilde{N}(r)} = \frac{\pi a^2}{\frac{\alpha+2}{\alpha} M_T [1 - (\frac{r}{a})^\alpha]} = \pi w_k^2, \quad M_T = \frac{1}{2} M_g = \frac{\alpha}{\alpha+2} (V/2)^2. \quad (F10-11)$$

$w_k$  ist der Kohärenzradius der Kohärenzfläche  $F_k$ ,  $M_T$  als Anzahl transversaler Freiheitsgrade in einer Polarisationsrichtung,  $\beta$ . (F5-29), entspricht der Summe von hellen und dunklen Flecken sowie der halben Anzahl geleitete Wellen, Gl. (F4-3), die für zwei orthogonale Polarisationen berechnet wurden. Entsprechend dem Ansatz der geometrischen Optik ist Densung vernachlässiglich, so daß Gl. (F10-11) nicht mehr anwendbar ist, wenn  $F_k$  in der Strahlenordnung vieler  $\lambda^2 M$ , für  $\Delta \tilde{N} = 0,2$ ,  $\pi \Delta \tilde{N} = 0,13$ , besteht diese Gefahr entfernt von der Kern-Mantel-Grenze nicht. Die Grenze  $r=a$  wird nicht benannt wirken. Die Zunahme des Kohärenzradius  $w_k$  für die Strahlenform zum Rand hin wird in Bild F20 kompensiert durch die geringere Lichtleistung am Rand, vgl.  $\beta$ . (F4-14), so daß der photographische Film nahezu konstante Fleckgrößen aufzeichnet.

Werden bei Verbiegung des LWL oder Frequenzmodulation der Lichtquelle die Phasendifferenzen der Moden untereinander zeitvariabel, so verändert das Granulationsmuster Position und Form der Flecken, während die Anzahl heller und dunkler Bereiche im Mittel konstant bleibt. Ein Beobachter kann nie von diesen  $M_A$  Flecken eine Anzahl  $M_B$  auswählen, z.B. mit einer Blende. Registriert werde mittleres Schwankungsquadrat  $\overline{\delta P_B^2}$  und quadratischer Mittelwert  $\overline{P_B^2}$  der Leistung aller  $M_B$  Flecken. Der Quotient

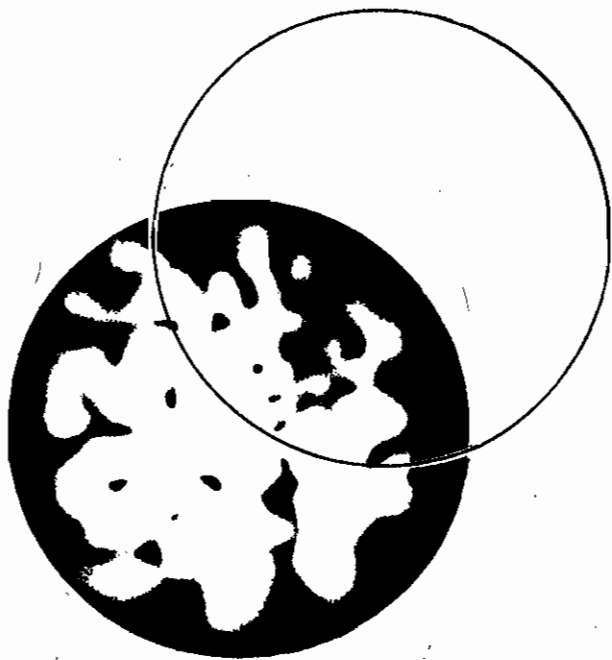
$$C^2 = \frac{\overline{\delta P_B^2}}{\overline{P_B^2}} = \frac{M_A - M_B}{M_B (M_A - 1)}, \quad \frac{\overline{\delta I_A^2}}{I_A^2} = 1 \quad (F10-12)$$

wurde in [Gran, OUT], [Frende, L2758] als quadratischer Kontrast  $C$  des Granulationsmusters definiert und aus Berechnungen der Stichproben Theorie [Fist, L2193] mit  $M_A$  und  $M_B$  verknüpft. Der Kontrast eines einzelnen Flecks bleibt entsprechend seiner exponentiellen Wahrscheinlichkeitsdichte der Leistung  $I_A$  in einem Muster maximalen Kontrast immer gleich eins [Dainty, L1152], [Gran, OUT]. Die Anzahlen  $M_A, M_B$  unabhängiger Flecke

$$M_A = 2 M_{TA} M_{LA}, \quad M_B = 2 M_{TB} M_{LB} \quad (F10-13)$$

sind das Produkt der transversalen  $M_{TA}, M_{TB}$  und der longitudinalen  $M_{LA}, M_{LB}$  Freiheitsgrade,  $\beta$ . (F5-29). Transversale Flecken unterscheiden sich in ihrer transversalen Position auf der LWL-Endfläche. Longitudinale Flecken differenzieren in der Frequenz der sie konstituierenden Felder. Ihre Anzahl hängt ab vom Verhältnis der Lichtquellenbandbreite  $\Delta f_0$  zur Bandbreite des LWL, die hier Korrelationsbandbreite  $\Delta f_k$  genannt wird,

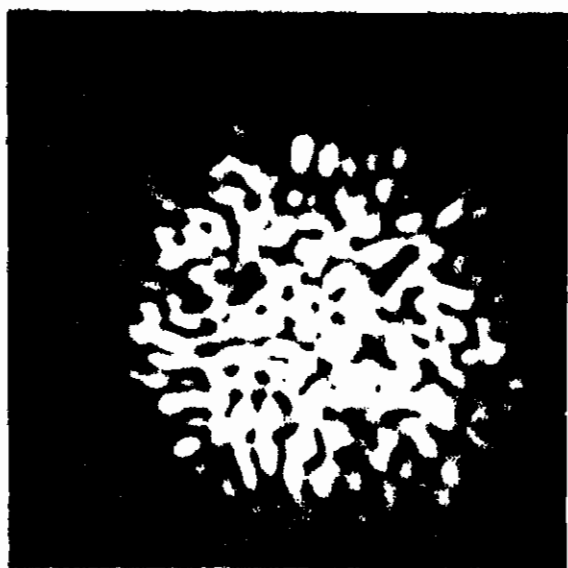
$$M_L = \begin{cases} \Delta f_0 / \Delta f_k & \Delta f_0 \gg \Delta f_k, \\ 1 & \Delta f_0 \leq \Delta f_k. \end{cases} \quad (F10-14)$$



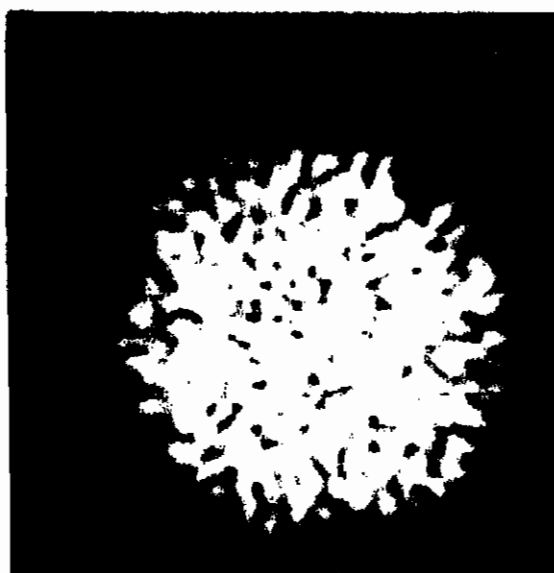
(a)



(b)



(c)



(d)

Bild F20. Granulation im Natfeld, ohne Polarisator.  
a, b Gradientenprofil-LWL mit maximalem, geringem Kontrast ( $V=34$ )  
c, d Stufenprofil-LWL mit maximalem, geringem Kontrast ( $V=29$ )

$\Delta f_k$  bezeichnet diejenige Frequenzverschiebung der Lichtquelle, bei der sich wegen der unterschiedlichen Gruppenlaufzeiten der einzelnen Moden eine maximale Phasendifferenz von  $2\pi$  ergeben hat,  $\Delta t_{gmax} \Delta \omega_k = 2\pi$ , vgl. Gl. (F4-22). Zwei Lichtquellen  $\Delta f_0 \ll \Delta f_k$ , die mit einem spektralen Abstand von  $\Delta f_k$  dasselbe Phasenraumvolumen des LWL erfüllen, erlangen dann gerade zwei unabhängige Granulationsmuster, was den Kontrast verringert.  $M_L = 1$  impliziert ein Granulationsmuster maximalen Kontrasts.

Für  $M_{Tg} = 1$  und vielwellige Fasern  $M_{TA} \gg 1$  erhält man aus Gl. (F10-12) nach [Freunde, L2358]

$$\frac{\Delta f_0}{\Delta f_k} = \frac{1}{2G^2} = M_{LA} \quad (F10-15)$$

Quellen- und Faserbandbreite sind also über den Granulationskontrast verknüpft. Von [Rawson, L1058, L949, L1057] wurde die Korrelationsbandbreite  $\Delta \nu = 0,75 \Delta f_k$  mit einem Schichtwellenleitermodell für Stufenprofilfasern berechnet. Wesentlich eleganter läßt sich  $\Delta f_k$  aus der maximalen Laufzeitdifferenz  $\Delta t_{gmax}$  angeben. Für Stufen- bzw. Parabelprofilfasern erhält man [Gruen, ONT], [Freunde, L2358, L3394], vgl. Gl. (F4-22),

$$\begin{aligned} \text{Stufenprofil:} \quad \Delta f_k &= 2 \frac{c n_{gr}}{L \Delta n} \quad , \quad F_{1/2} \approx 0,42 \Delta f_k \\ \text{Parabelprofil:} \quad \Delta f_k &= 8 \frac{c n_{gr}^3}{L \Delta n} \end{aligned} \quad (F10-16)$$

Die Halbwertsbreite  $F_{1/2}$  der Basisband-Übertragungsfunktion wurde dabei von [Mozelich, L3356] übernommen und in Beziehung zu  $\Delta f_k$  gestellt. Für Parabelprofile liegen ähnliche Rechnungen noch nicht vor, doch kann man erwarten, daß die Beziehung

$$F_{1/2} \approx \Delta f_k / 2 \quad (F10-17)$$

im Rahmen der bei Kontrastmessungen erzielbaren Genauigkeit von 10...20% eine akzeptable Näherung für alle praktischen Fälle sein wird.

11 Abbildung

Zur übersichtlichen Beschreibung der Abbildungseigenschaften optischer Systeme in paraxialer Näherung, vgl. Text nach Gl. (F1-2, 11a), dient der Strahlmatrix-Formalismus [Kogelnik, LP15], [Gron, LF]. Bild F21 zeigt den Verlauf eines Strahls, der bei  $P_1$  in die EingangsEbene  $E_1$  des optischen Systems unter dem Winkel  $\alpha_1$  zur Ausbreitungsrichtung  $z$  eintritt und bei  $P_2$  in der AusgangsEbene  $E_2$  des System unter dem Winkel  $\alpha_2$  verläßt.  $x$  ist die Längskoordinate des rotations-symmetrisch angenommenen Systems.  $F_1, F_2$  sind die Brennpunkte,  $H_1, H_2$  die Hauptpunkte in den Hauptebenen  $z = \text{const}$ , von denen aus die Brennweite  $f$  aufgetragen wird. Die Hauptebenen liegen um  $h_1, h_2$  von den Ebenen  $E_1, E_2$  entfernt im Inneren des Systems, wenn  $h_i > 0$ , und außerhalb, wenn  $h_i < 0$  ist. Man definiert die

$$\begin{array}{l} \text{Eingangsgrößen in } E_1 \quad x_1, x_1' = \tan \alpha_1 \quad \text{und die} \\ \text{Ausgangsgrößen in } E_2 \quad x_2, x_2' = \tan \alpha_2. \end{array} \quad (\text{F11-1})$$

Eingangsgrößen werden in Ausgangsgrößen umgeformt nach der Transformationsgleichung

$$\begin{pmatrix} x_2 \\ x_2' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_1 \\ x_1' \end{pmatrix}. \quad (\text{F11-2})$$

Die Determinante der Strahlmatrix  $AD - BC = 1$  ist eins für ideale Brechzahlen in den Bereichen  $z < z_1, z > z_1$ . Besteht ein optisches System aus der Aufeinanderfolge von Teilsystemen in Richtung  $z$  der Lichtausbreitung, so ist die resultierende Strahlmatrix das Produkt der Teilmatrizen in umgekehrter Reihenfolge.

Die wichtigsten, in Vakuum eingebetteten Strahlmatrizen sind die planparallele Platte der Dicke  $d$  und der Brechzahl  $n$ ,

$$\begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & d/n \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (\text{F11-3})$$

und die

dicke Linse der Brennweite  $f$  mit den Hauptebenenabständen  $h_1, h_2$

$$\begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 - h_2/f & h_1 + h_2 - h_1 h_2 / f \\ -1/f & 1 - h_1/f \end{pmatrix} \quad \begin{array}{l} f > 0: \text{ Sammellinse} \\ f < 0: \text{ Zerstreuungslinse.} \end{array} \quad (\text{F11-4})$$

Ein Brechzahlssprung  $n(z < 0) = n_1, n(z > 0) = n_2$  wird durch die Matrix

$$\begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & n_1/n_2 \end{pmatrix} \quad (\text{F11-5})$$

beschrieben. Ein- und AusgangsEbene des Systems liegen bei  $z = \pm \epsilon, \epsilon \rightarrow 0$ . Es gilt  $AD - BC \neq 1$ .

Ebene Spiegel werden durch Gl. (F11-3), sphärische Spiegel durch Gl. (F11-4) ersatzweise dargestellt. Nützlich ist ferner die Strahlmatrix für ein teleskopisches System aus zwei dünnen Linsen der Brennweiten  $f_1, f_2$ , die eine Brennweite gemeinsam haben. Die Systemebenen  $E_1, E_2$  der Zusammenhang werden in den resultierenden Brennebenen definiert. Einbettungsmedium sei das Vakuum,  $AD - BC = 1$ . Man erhält

$$\begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -f_2/f_1 & 0 \\ 0 & -f_1/f_2 \end{pmatrix} \quad (\text{F11-6})$$

$f_2$  ist die Brennweite der in Strahlrichtung hinteren Linse.

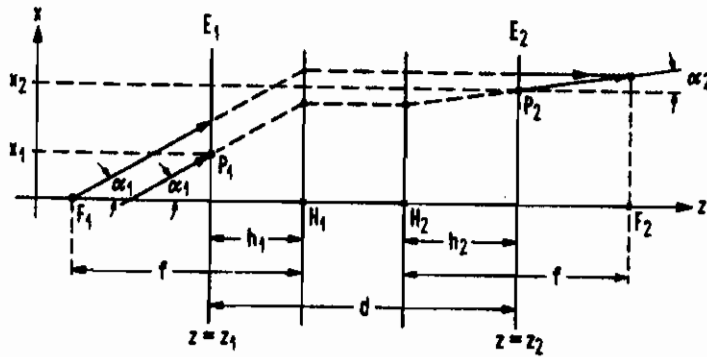


Bild F21. Transformation von Strahlen durch ein optisches System

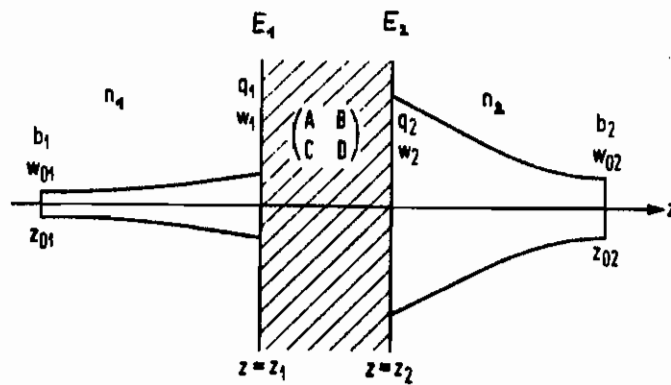


Bild F22. Transformation eines Gauß-Strahls durch ein optisches System



Bild F22 zeigt die Umwandlung von Gauß-Strahlen [Self, L3330] des Gl. (F2-11a) durch optische Systeme. Auch diese Transformation wird durch die Elemente der Strahlmatrix charakterisiert. Ist für rotationsymmetrische Systeme im Medium der Brechzahl  $n = n_1$ ,  $z \in z_1$  der Grundmodus eines Gauß-Strahl der Amplitude  $A_1$  und dem Strahlparameter  $q_1$  gegeben ( $w_{01}$ ,  $i=1,2$ , ist der Strahlradius, nicht der Plasmenparameter),

$$A_1 = \sqrt{\frac{4P_0/n_1}{\pi w_{01}^2}}, \quad q_1 \equiv q_1(z_1) = (z_1 - z_{01}) + j \frac{b_1}{2}, \quad \pi w_{01}^2 = \lambda \frac{b_1}{2}, \quad (F11-7)$$

so erhält man im Bereich  $z \in z_2$  mit der Brechzahl  $n_2$  die entsprechenden Größe  $z$  [Grau, 45]

$$A_2 = \frac{1}{n_2} \sqrt{\frac{4P_0 n_2}{\pi w_{02}^2}} \frac{\sqrt{1 + 4(b_1 - z_{01})^2/b_1^2}}{\sqrt{1 + 4(z_2 - z_{02})^2/b_2^2}}, \quad (F11-8)$$

$$q_2 \equiv q_2(z_2) = (z_2 - z_{02}) + j \frac{b_2}{2}, \quad \pi w_{02}^2 = \lambda \frac{b_2}{2}.$$

Zwischen den komplexen Strahlparametern  $q_1, q_2$  in den Eintrittsebenen  $E_1, E_2$  gilt die Beziehung

$$q_2 = \frac{Aq_1 + B}{Cq_1 + D}, \quad q_1 = \frac{q_2 D - B}{-q_2 C + A} \quad (F11-9)$$

Da die Parameter  $z_0, w_0$  eines Gauß-Strahls mit guter Genauigkeit gemessen werden können, läßt sich aus den über Gl. (F11-7, 8) gewonnenen Zahlen  $q_1, q_2$  die Strahlmatrix eines Systems berechnen [Freunde, E30].

Gilt für ein beliebiges Linsensystem, daß die Taillenzelle  $z = z_{01}$  eines Gauß-Strahls in der Eintrittsebene  $E_1$  liegt, die mit der vorderen Brennebene identisch ist, so wird  $q_1 = j b_1/2$  und man erhält, wenn  $AD - BC = 1$  angewendet werden darf, aus Gl. (F11-9)

$$q_2 = \frac{AC(b_1/2)^2 + BD}{C^2(b_1/2)^2 + D^2} + j \frac{b_1/2}{C^2(b_1/2)^2 + D^2}, \quad AD - BC = 1. \quad (F11-10)$$

Für das teleskopische System des Gl. (F11-6) folgt daraus die Transformation, Bild F22,

$$z_{01} = z_1, \quad w_{01} \iff z_{02} = z_2, \quad w_{02} = \frac{f_2}{f_1} w_{01}. \quad (F11-11)$$

Für ein System mit dünner Linse, deren Eintrittsebenen  $E_1, E_2$  und deren Brennebenen zusammenfallen sollen, erhält man mit  $f_1 = f_2 = f$  aus Gl. (F11-4)

$$z_{01} = z_1, \quad w_{01} \iff z_{02} = z_2, \quad w_{02} = \frac{\lambda f}{\pi w_{01}}. \quad (F11-12)$$

Über die Transformations-eigenschaften eines Mediums mit transversal parabolischer, längs  $z$  variabler Brechzahl unterrichtet [Ronchi, L3207].

12 Verbesserung des Signal-Rausch-Verhältnisses bei Messungen

Messwerte sind stets mehr oder weniger durch überlagernde Zufallsprozesse gestört und werden deshalb durch Zufallsvariable  $x_i$  repräsentiert. Diese  $x_i$  seien unabhängig und hätten identische Mittelwerte  $x$  und Streuungen  $\sigma_i = \sigma$ .  $x$  ist die Meßgröße, die möglichst genau gemessen werden soll. Gebildet werde die Zufallsvariable  $X = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x_i$ . Wegen der Annahme statistischer Unabhängigkeit gilt [Papoulis, L307]

$$\bar{X} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \bar{x}_i = x, \quad \Sigma = \sqrt{\frac{1}{N^2} \sum_{i=1}^N \sigma_i^2} = \frac{\sigma}{\sqrt{N}}, \quad (F12-1)$$

daß also der gesuchte Wert  $x$  dem Mittelwert  $\bar{X}$  entspricht und die Streuung dieser Zufallsgröße um den Faktor  $1/\sqrt{N}$  gegenüber der Streuung  $\sigma$  des Meßwertes  $x_i$  abnimmt. Mittelungen von Meßwerten werden im einfachsten Fall mit einer integrierenden Anzeige durchgeführt, oder auch numerisch.

Auch die digitale Nachbildung einer Tiefpaßfunktion ist beliebt, indem man die Operation

$$X_N = X_{N-1} + \frac{1}{b} (x_N - X_{N-1}) = \frac{1}{b} \sum_{i=1}^N \left(1 - \frac{1}{b}\right)^{N-i} x_i \quad (F12-2)$$

auf  $N$  Meßwerten  $x_i$  anwendet. Für große  $b$  gilt der Grenzwert

$$\lim_{b \rightarrow \infty} X_N = \frac{1}{b} \sum_{i=1}^N e^{-\frac{N-i}{b}} x_i, \quad \Sigma = \sqrt{K_{XX}(0)} = \frac{\sigma}{\sqrt{2b}} \quad (N \gg 1), \quad (F12-3)$$

so daß aktuellere Werte mit größerem Index  $i$  stärker gewichtet werden als alte. Gl. (F12-2) ist eine Differenzgleichung. In kontinuierlichen Variablen gedacht erhalte man  $dX/dt + (b\Delta t)^{-1}X = x_i/(b\Delta t)$  mit der gestörten Meßgröße  $x_i$  als Kraftterm. Die Fluktuationen in  $x_i$ , die im Spektrum als frequenzunabhängig angenommen seien, werden also durch die Tiefpaßfunktion  $1/(1+j\omega b\Delta t)$  gefiltert. Da  $\Delta t$  der Zeitabstand zwischen zwei Messungen  $x_i, x_{i+1}$  ist, fungiert  $b\Delta t$  als Zeitkonstante des Prozesses. Nach Tabelle F3-6 hat Tiefpaßgefiltertes weißes Rauschen mit einem Effektivwert  $\sigma \sim 1/\sqrt{B\Delta t}$  bis zur Eckfrequenz  $1/(b\Delta t)$  mit  $B \gg b$  die Kovarianz  $K_{XX}(t) = \frac{\sigma^2}{2b} \exp[-|t/(b\Delta t)|]$ . Da der zugehörige Effektivwert  $\Sigma = \sqrt{K_{XX}(0)} = \sigma/\sqrt{2b}$  ist, (s. (F12-3)), wird in der kontinuierlichen Darstellung für große  $N$  das Signal-Rausch-Verhältnis um den Faktor  $\sqrt{2b}$  verbessert,  $X_N/\Sigma = \sqrt{2b} x/\sigma \sim \sqrt{\frac{b}{B}} x$ . Dieser Quotient von NF- und HF-Bandbreite entspricht gerade dem Vorfaktor  $\frac{\Delta f}{\Delta f_0}$  in Gl. (F5-23), einem Ausdruck für die spektrale Leistung des Detektorstroms, der HF-Rauschen der Bandbreite  $\Delta f_0$  in einer Detektorbandbreite  $\Delta f$  anzeigt, während  $X_N, x$  ein Maß für Amplituden ist und daher die Wurzel der Bandbreitenverhältnisse einpaßt.

Anhang L Literaturverzeichnis

Eine gute einfuehrende und zusammenfassende Darstellung von Problemen der optischen Nachrichtentechnik bietet (Grau, ONT), dessen Schreibweise soweit wie moeglich uebernommen wurde.

Die Bilder F5, F10, F11, F13, F14, F17, F18 und F21, F22 wurden unter Verwendung von Vorlagen aus (Grau, ONT) und (Grau, L5) ausgefuehrt.

1 UEBERSICHT

- Born, M., Wolf, E., Principles of optics. (L1938)  
Pergamon Press, 6th edition, 1980, Oxford.
- Grau, G.K., Quantenelektronik. (L 5)  
Vieweg-Verlag, Braunschweig 1978.
- Grau, G.K., Optische Nachrichtentechnik. (ONT )  
Springer-Verlag, Berlin 1981
- Marcuse, D., Theory of dielectric optical waveguides. (L 15)  
Academic Press, New York 1974
- Marcuse, D., Light transmission optics. (L1005)  
Van Nostrand Reinhold Company, New York 1972
- Marcuse, D., Principles of optical fiber measurements. (L1942)  
Academic Press, New York 1981
- Miller, S.E., Chynoweth, A.G., Optical fiber communication. Academic Press, New York 1979 (L 775)
- Unger, H.-G., Planar optical waveguides and fibres. (L 31)  
Oxford University Press, Oxford 1977

2.1 LICHTQUELLEN

- Akiba, S., Williams, G.E., Haus, H.A., High rate pulse generation from InGaAsP laser in selfoc lens external resonator. Electron. Lett. 17(1981),527-529 (L1859)
- Alping, A., Andersson, T., Tell, R., Eng, S.T., 20 Gbit/s optical time multiplexing with TJS GaAs lasers. Electron. Lett. 18(1982),422-424 (L2449)
- Aspin, G.J., Carrol, J.E., The effect of cavity length on picosecond pulse generation with highly RF modulated AlGaAs double heterostructure lasers. (L2132)
- Au Yeung, J.C., Picosecond optical pulse generation at gigahertz rates by direct modulation of a semiconductor laser. Appl. Phys. Lett. 38(1981),308-310 (L1619)
- Au Yeung, J.C., Johnston, A.R., Picosecond pulse generation from a synchronously pumped mode-locked semiconductor laser diode. (L2335)  
Appl. Phys. Lett. 40(1982),112-114
- Baack, C., Elze, G., Enning, B., Walf, G., Modal noise and optical feedback in high-speed optical systems at 0.85 micron. Electron. Lett. 16(1980),592-593 (L1042)
- Bear, P.D., Microlenses for coupling single-mode fibers to single-mode thin-film waveguides. (L1104)  
Appl. Optics 19(1980), 2906-2909
- Brackett, C.A., On the efficiency of coupling light from stripe-geometry GaAs lasers into multimode optical fibers. J. Appl. Phys. 45(1974),2636-2637 (E 46)
- Chen, F.S., Transverse coupling and front-mirror monitoring for feedback control of laser transmitters. (L 695)

- Appl. Optics 18(1979),4095-4100
- Cohen, L.G., Lin, C., An universal fiber-optic (UFO) measurement system based on a near IR fiber Raman laser. IEEE J. QE-14(1978),855-859 (E 94)
- Cohen, L.G., Astle, H.W., Kaminow, I.P., Frequency domain measurements of dispersion in multimode optical fibers. Appl. Phys. Lett. 30(1977),17-19 (L 516)
- Cohen, L.G., Kaminow, I.P., Astle, H.W., Stulz, L.W., Profile dispersion effects on transmission bandwidth in graded index optical fibers. IEEE J. QE-14(1978),37-41 (L 517)
- Cohen, L.G., Astle, H.W., Kaminow, I.P., Wavelength dependence of frequency-response measurements in multimode optical fibers. Bell Syst. Tech. J. 55(1976),1509-1523 (L2157)
- Conduit, A.J., Payne, D.N., Hartog, a.H., Optical fibre backscatter-loss signatures: Identification of features and correlation with known defects using the two-channel technique. 6th European Conference on Optical Communication, York, 1980, 152-155 (E 143)
- Conduit, A.J., Hartog, A.H., Payne, D.N., Spectral- and length-dependent losses in optical fibres investigated by a two-channel backscatter technique. Electron. Lett. 16(1980),77-78 (L 796)
- Copeland, J.A., Abbott, S.M., Holden, W.S., Triggerable semiconductor lasers. IEEE J. QE-16(1980),388-391 (L 990)
- D'Auria, L., Combemale, Y., Noronvalle, C., High index microlenses for GaAlAs laser-fibre coupling. Electron. Lett. 16(1980),322-324 (L 965)
- Dakss, M.L., Kim, B., Simple self-centering technique for mounting microsphere coupling lens on a fibre. Electron. Lett. 16(1980),421-422 (L1030)
- Dandridge, A., Miles, R.O., Spectral characteristics of semiconductor laser diodes coupled to optical fibres. Electron. Lett. 17(1981),273-275 (L1664)
- Dandridge, A., Tveten, A.B., Electronic phase-noise suppression in diode lasers. Electron. Lett. 17(1981),937-938 (L2180)
- Duguay, M.A., Damen, T.C., Stone, J., Wiesenfeld, J.M., Burrus, C.A., Picosecond pulses from an optically pumped ribbon-whisker laser. Appl. Phys. Lett. 37(1980),369-370 (L1074)
- Figueroa, L., Study of mode locking in (GaAl)As injection lasers. IEEE J. QE-17(1981),1074-1085 (L1074)
- Freude, W., Monomode operation of direct modulated GaAlAs DHS injection lasers from 260 Mbit/s up to 1.4 Gbit/s. AEU 32(1978),105-110 (L 412)
- Go(e)bel, E.O., Veith, G., Kuhl, J., Habermeier, H.-U., Lu(e)bke, K., Perger, A., Direct gain modulation of a semiconductor laser by a GaAs picosecond optoelectronic switch. Appl. Phys. Lett. 42(1983),25-27 (L3221)
- Goodfellow, R.C., Carter, A.C., Griffith, I., Bradley, R.R., GaInAsP:InP fast, high radiance, 1.05-1.3 micron wavelength LED's with efficient lens coupling to small numerical aperture silica optical fibers. IEEE Trans. ED-26(1979),1215-1220 (L 765)
- Grau, G.K., Ja(e)hnig, L., Sauter, E.A., Continuous optical parametric oscillation in Ba(2)NaNb(5)O(15). AEU 28(1974),340-341 (L 571)
- Harder, C., Lau, K.Y., Yariv, A., Bistability and pulsations in CW semiconductor lasers with a controlled

- amount of saturable absorption.  
Appl. Phys. Lett. 39(1981),382-384
- Hirota, D., Suematsu, Y., Kwok, K.-S., Laser diode noise (L2225)  
due to reflection from single-mode optical fibers.  
IEEE J. QE-17(1981),Part I,72-75
- Ho, P.T., Coherent pulse generation with a GaAlAs laser (L 617)  
by active mode locking.  
Electron. Lett. 15(1979),590-591
- Holbrook, M.B., Sleat, W.E., Bradley, D.J., (L1070)  
Bandwidth-limited picosecond pulse generation in an  
actively mode-locked GaAlAs diode laser.  
Appl. Phys. Lett. 37(1980),73-75
- Horiguchi, M., Ohmori, Y., Miya, T., Evaluation of (L 581)  
material dispersion using a nanosecond optical pulse  
radiator. Appl. Optics 18(1979),2223-2228
- Horiguchi, M., Ohmori, Y., Edahiro, T., Takata, H., (L1713)  
Measurement of material dispersion in GeO(2)-P(2)O(5) -  
doped silica optical fibres.  
Trans. IECE Jp. E64(1981),49-56
- Horimatsu, T., Sasaki, M., Aoyama, K., Stabilization of (L1048)  
diode laser output by beveled-end fiber coupling.  
Appl. Optics 19(1980),1984-1986
- Ikeda, M., Sugimura, A., Ikegami, T., Multimode optical (L2021)  
fibers: steady state mode exciter.  
Appl. Optics 15(1976),2116-2120
- Ippen, E.D., Eilenberger, D.J., Dixon, R.W., Picosecond (L1075)  
pulse generation by passive mode locking of diode  
lasers. Appl. Phys. Lett. 37(1980),267-269
- Ito, H., Onodera, N., Gen-Eei, K., Inaba, H., (L1436)  
Self-Q-switched picosecond optical pulse generation  
with tandem type AlGaAs TJS laser.  
Electron. Lett. 17(1981),15-17
- Kaygoun, P., Puech, C., Papuchon, M., Ardity, H.J., (L1818)  
Improved coupling between laser diode and single-mode  
fibre tipped with a chemically etched self-centered  
diffracting element.  
Electron. Lett. 17(1981),400-402
- Kikuchi, K., Okoshi, T., Kawanishi, S., Achievement of (L1925)  
1 MHz frequency stability of semiconductor lasers by  
double-loop AFC scheme.  
Electron. Lett. 17(1981),515-516
- Klein, K.-F., Heinlein, W.E., Witte, K.-H., (L2320)  
Excitation-dependent material dispersion in graded-index  
fibres. Electron. Lett. 18(1982),100-102
- Krumpholz, O., Westermann, F., Power coupling between (E 209)  
monomode fibres and semiconductor lasers with strong  
astigmatism. 7th European Conference on Optical  
Communication, Copenhagen, 1981, 7.7.-1 - 7.7.-4
- Kuhn, M.H., Imaging properties of parabolic glass rods (L1416)  
and fibres. AEU 31(1977),163-166
- Kurokawa, K., Becker, E.E., Laser fiber coupling with a (L 948)  
hyperbolic lens. IEEE Trans. MTT-23(1975),309-311
- Lambda Physik GmbH, Hans-Bo(e)ckler-Str. 12, 3400 (E 461)  
Go(e)ttingen. Preisliste 1983
- Lin, C., Cohen, L.G., French, W.G., Presby, H.M., (L 977)  
Measuring dispersion in single-mode fibers in the  
1.1-1.3 micron spectral region - a pulse synchronisation  
technique. IEEE J. QE-16(1980),33-36
- Lin, C., Liu, P.L., Lee, T.P., Burrus, C.A., Stone, F.T., (L1849)  
Ritger, A.J., Measuring high-bandwidth fibres in the  
1.3 micron region with picosecond InGaAsP injection

- lasers and ultrafast InGaAs detectors.  
Electron. Lett. 17(1981),438-440
- Lin, C., Reed, W.A., Pearson, A.D., Shang, H.-T., Glodis, P.F., Designing single-mode fibres for near-IR (1.1-1.7 micron) frequency generation by phase-matched four-photon mixing in the minimum chromatic dispersion region. Electron. Lett. 18(1982),87-89 (L2321)
- Lin, C., Glodis, P.F., Tunable fibre Raman oscillator in the 1.32 - 1.41 micron spectral region using a low-loss, OH(-) single-mode fibre. Electron. Lett. 18(1982),696-697 (L3027)
- Maeda, M., Ikushima, I., Nagano, K., Tanaka, N., Nakashima, H., Itoh, R., Hybrid laser-to-fiber coupler with cylindrical lens. (E 47)  
Appl. Optics 16(1977),1966-1970
- Marchand, E.W., Gradient-index imaging optics today. (L2398)  
Appl. Optics 21(1982),983
- Moore, D.T., Gradient-index optics: a review. (E 43)  
Appl. Optics 19(1980),1035-1038
- Murakami, Y., Yamada, J.-I., Sasaki, J.-I., Kimura, T., Microlense tipped on a single-mode fibre end for InGaAsP laser coupling improvement. (L 964)  
Electron. Lett. 16(1980),321-322
- NEC Nippon Electric Co., Ltd, vertrieben von Microscan, Gesellschaft fuer Mikrowellen- und Systemtechnik m.b.H., Ueberseering 31, 2000 Hamburg 60 (E 45)
- Nicia, A., Lens coupling in fiber optic devices: efficiency limits. Appl. Optics 20(1981),3136-3145 (L1996)
- Olsson, A., Tang, C.L., Active mode locking of linear and ring external-cavity semiconductor lasers. (L2098)  
IEEE J. QE-17(1981),1977-1978
- Onodera, N., High-peak-power picosecond optical pulse generation from highly RF-modulated InGaAsP DH diode laser. Electron. Lett. 18(1982),811-812 (L3049)
- Oriel Corporation, Catalog of optical systems and components 1981. 6100 Darmstadt, Im Tiefen See 58 (E 40)
- Park, R.E., Garside, B.K., Regenerative diode laser pulser. Appl. Optics 21(1982),5-7 (L2233)
- Sakaguchi, H., Seki, N., Yamamoto, S., Power coupling from laser diodes into single-mode fibres with quadrangular pyramid-shaped hemiellipsoidal ends. (L1822)  
Electron. Lett. 17(1981),425-426
- Sakai, J.-I., Kimura, T., Design of miniature lens for semiconductor laser to single-mode fiber coupling. (L1295)  
IEEE J. QE-16(1980),1059-1067
- Saruwatari, M., Nawata, K., Semiconductor laser to single-mode fiber coupler. (L 586)  
Appl. Optics 18(1979),1847-1856
- Saruwatari, M., Sugie, T., Efficient laserdiode-single-mode-fibre coupling using two confocal lenses. (L1344)  
Electron. Lett. 16(1980),955-956
- Schro(e)der, J., Optimierung eines Daempfungsmessplatzes fuer Lichtwellenleiter. Diplomarbeit am Institut fuer Hochfrequenztechnik und Quantenelektronik, Universitaet Karlsruhe, 1983 (E 463)
- Shank, C.V., Fork, R.L., Yen, R., Stolen, R.H., Tomlinson, W., Compression of femtosecond optical pulses. Appl. Phys. Lett. 40(1982),761-763 (L2450)
- Sharma, A.B., La(e)hteenoja, M., Halme, S.J., Hubach, E.J.R., Technique for reducing spatial and wavelength variations of launch spot in fibre attenuation measurement. Electron. Lett. 18(1982),244-246 (L2395)

- Sharma, A.B., Halme, S.J., La(e)chteenoja, M., Hubach, E.J.R., A study of multimode fibre attenuation measurement using a precision spectral radiometer and the near-field filtration technique. Opt. Quant. Elect. 15(1983),95-111 (L3321)
- Spectra-Physics GmbH, Siemensstr. 20, 6100 Darmstadt Datenblaetter 1983 (E 462)
- Stolen, R.H., Fiber Raman lasers. Fiber Integr. Optics 3(1980),21-51 (E 353)
- Stone, J., Cohen, L.G., Tunable InGaAsP lasers for spectral measurements of high bandwidth fibers. IEEE J. QE-18(1982),511-513 (E 282)
- Sugie, T., Saruwatari, M., Nonreciprocal circuit for laser-diode-to-single-mode-fibre coupling employing a YIG-sphere. Electron. Lett. 18(1982),1026-1028 (L3180)
- Sugimura, A., Daikoku, K., Imoto, N., Miya, T., Wavelength dispersion characteristics of single-mode fibers in low-loss region. IEEE J. QE-16(1980),215-225 (L 982)
- Suzuki, Y., Sato, T., 7 Gbit/s coherent pulse generation in an actively mode-locked GaAlAs diode-laser. Electron. Lett. 18(1982),821-823 (L3047)
- Tanifuji, T., Horiguchi, T., Tokuda, M., Miyake, K., Fukuzawa, T., Laser stabilisation for baseband frequency response measurement of multimode optical fibers. Trans. IECE Jp. E64(1981),426-430 (L1935)
- Tsang, D.Z., Walpole, J.N., Q-switched semiconductor diode lasers. IEEE J. QE-19(1983),145-156 (L3331)
- Tsuchida, H., Ohutsu, M., Tako, T., Improvements in the short-term frequency stability of AlGaAs DH laser. Trans. IECE Jp. E65(1982),65-66 (L2365)
- Weidel, E., New coupling method for GaAs-laser-fibre coupling. Electron. Lett. 11(1975),436-437 (L 853)
- Weidel, E., Light coupling problems for GaAs laser-multimode fibre coupling. Opt. Quant. Elect. 8(1976),301-307 (E 49)
- White, I.H., Aspin, G.J., Carroll, J.E., Plumb, R.G., Picosecond pulse generation by lateral mode switching of (GaAl)As-heterostructure stripe lasers. Electron. Lett. 17(1981),541-543 (L1861)
- Wiesenfeld, J.M., Charplyvy, A.R., Stone, J., Burrus, C.A., Measurement of very-high-speed photodetectors with picosecond InGaAsP film lasers. IEEE J. QE-18(1982),22-24 (L3230)
- Yamada, J.-I., Marakami, Y., Sasaki, J.-I., Kimura, T., Characteristics of a hemispherical microlens for coupling between a semiconductor laser and single-mode fiber. IEEE J. QE-16(1980),1067-1073 (L1296)
- Yokohame, H., Ito, H., Inaba, H., Generation of subpicosecond coherent optical pulses by passive mode locking of an AlGaAs diode laser. Appl. Phys. Lett. 40(1982),105-107 (L2324)
- van der Ziel, J.P., Tsang, W.T., Logan, R.A., Augustyniak, W.M., Pulsating output of separate confinement buried optical guide lasers due to the deliberate introduction of saturable loss. Appl. Phys. Lett. 39(1981),376-378 (L1960)
- van der Ziel, J.P., Tsang, W.T., Logan, R.A., Mikulyak, R.M., Augustyniak, W.M., Subpicosecond pulses from passively mode-locked GaAs buried optical guide semiconductor lasers. Appl. Phys. Lett. 39(1981),525-527 (L2054)

- van der Ziel, J.P., Logan, R.A., Mikulyak, R.M., (L2131)  
Generation of subpicosecond pulses from an actively mode  
locked GaAs laser in an external ring cavity.  
Appl. Phys. Lett. 39(1981),867-869
- van der Ziel, J.P., Logan, R.A., Generation of short (L3062)  
optical pulses in semiconductor lasers by combined DC  
and microwave current injection.  
IEEE J. QE 18(1982),1340-1350
- van der Ziel, J.P., Logan, R.A., Dispersion of the group (L3334)  
velocity refractive index in GaAs DH-lasers.  
IEEE J. QE-19(1983),164-168

-----  
2.2 EINKOPPLUNG  
-----

- Caspers, F., Neumann, E.-G., Optical-fibre and prepa- (E 48)  
ration by spark erosion.  
Electron. Lett. 12(1976),443-444
- Domergue, J.P., Richin, P., Pocholle, J.P., Methode de (L2386)  
clivage d'une fibre optique: definition et  
experimentation.  
Rev. Techn. Thomson-CSF 13(1981),1085-1104
- Gloge, D., Smith, P.W., Bisbee, D.L., Chinnock, E.L., (E 42)  
Optical fiber and preparation for low-loss splices.  
Bell Syst. Techn. J. 52(1973),1579-1588
- Gordon, K.S., Rawson, E.G., Nafarrate, A.B., Fiber-break (L 828)  
testing interferometry: a comparison of tow breaking  
methods. Appl. Optics 16(1977),818-819
- Jinguji, K., Horiguchi, M., Manabe, T., Spectral loss (L2367)  
measurement system for IR optical fibers.  
Appl. Optics 21(1982),571-572
- Khoe, G.D., Kuyt, G., Luijendijk, J.A., Optical fiber and (L1516)  
preparation: A new method for producing perpendicular  
fractures in glass fibers, coated-glass fibers, and  
plastic-clad fibers. Appl. Optics 20(1981),715-718
- Millar, C.A., A measurement technique for optical fibre (L1526)  
break angles. Opt. Quant. Elect. 13(1981),153-156
- Olshansky, R., Oaks, S.M., Differential mode attenuation (L 827)  
measurements in graded-index fibers.  
Appl. Optics 17(1978),1830-1835
- Olshansky, R., Propagation in glass optical waveguides. (L 929)  
Rev. Mod. Phys. 51(1979),341-367
- Olshansky, R., Mode coupling effects in graded-index (L2332)  
optical fibers. Appl. Optics 21(1982),935-945
- Saunders, M.J., Torsion effects on fractured fiber ends. (L 681)  
Appl. Optics 18(1979),1480-1481
- Sauter, E.G., Grau, G.K., Excitation of steady-state (L1138)  
power distribution in parabolic-index fibres by  
Gaussian TEM(00)-beam.  
Electron. Lett. 16(1980),748-749

-----  
2.3 MODENMISCHER  
-----

- Endersz, G., Laser module for fiber transmission and (E 173)  
measurement purposes. 4th European Conference on Optical  
Communication, Genova, 1978,470-474
- Freude, W., Messung der Faserdispersion mit Lichtimpulsen (L 422)  
geringer spektraler Breite. Vortrag bei der Diskussions-  
sitzung der NTG "Messtechnik an optischen Uebertragungss-  
ystemen" auf dem Ottilienberg, 26.-28.10. 1978
- Ikeda, M., Sugimura, A., Ikegami, T., Multimode optical (L2021)  
fibers: steady state mode exciter.



Appl. Optics 15(1976),2116-2120  
Ikeda, M., Murakami, Y., Kitayama, K., Mode scrambler (L2059)  
for optical fibers. Appl. Optics 16(1977),1045-1049  
Love, W.F., Novel mode scrambler for use in optical-fib (E 28)  
bandwidths measurements. Conf. Opt. Fiber Commun.,  
Washington, D.C., 1979, Conf. Digest, S.122  
Namihira, Y., Kudo, M., Mushiake, Y., Transmission (L1113)  
characteristics of optical waveguide with periodic  
external force. Trans. IECE E63(1980),429-436  
Versluis, J.W., Peelen, J.G.J., Optical communication (L 667)  
fibres. Manufacture and properties.  
Philips Telecommunication Review 37(1979),215-230

\*\*\*\*\*  
2.4 MODENFILTER  
\*\*\*\*\*

Agarwal, A.K., Unrau, U., Novel component to approximate (L3224)  
steady-state mode power distribution in graded-index  
fibres. IEEE J. QE-18(1982),57-58  
Cargille Laboratories, Inc., 55 Commerce Road, (E 27)  
Cedar Grove, N.J. 07009, USA. Lieferant fein gestufter  
Brechungsindex-Fluessigkeiten.  
Cherin, A.H., Head, E.D., Velace, C.R., Gardner, W.B., (L2404)  
Selection of mandrel wrap mode filters for optical fiber  
loss measurement. Fiber and Integr. Optics 4(1982),9-21  
Fox, M., Dennis, M.R., Comment on "Index matching fluids (L1078)  
for long wavelength (1.2 - 1.6 micron) fibre-optic  
applications". Electron. Lett. 16(1980),651  
Gardner, W.B., Nagel, S.R., Schwartz, M.I., Dimarcello, (L1966)  
F.V., Lovelace, C.R., Brownlow, D.L., Santana, M.R.,  
Sigety, E.V., The effect of optical fibre core and  
cladding diameter on the loss added by packaging and  
thermal cycling. Bell Syst. Techn. J. 60(1981),659-864  
Irving, D.H., Karboviak, A.E., Power coupling between (L1972)  
core and cladding of an optical fibre and its effects  
on measurements. Opt. Quant. Elect. 13(1981),385-392  
Katsuyama, Y., Single-mode propagation in 2-mode region (L 326)  
of optical fibre by using modal filter.  
Electron. Lett. 15(1979),442-444  
Kitayama, K.I., Seikai, S., Uchida, N., Impulse response (L 994)  
prediction based on experimental mode coupling  
coefficient in a 10-km-long graded-index fiber.  
IEEE J. QE-16(1980),356-362  
Krause, D., Falta, P., Antony, N., Anregung von (E 322)  
Leckwellen durch Mantelanregung und ihr Einfluss  
auf die Impulsform. Vortrag beim 3. Kolloquium der  
Deutschen Forschungsgemeinschaft, Muenchen,  
23. -24.4. 1979  
Miller, S.E., Chynoweth, A.G., Optical fiber (L 775)  
communication. Academic Press, New York 1979  
Miller, C.M., Kummer, R.B., Direct measurement of (E 142)  
mode coupling effects using a mandrel wrap mode filter.  
6th European Conference on Optical Communication,  
York, 1980  
Ozeki, T., Ito, T., Tamura, T., Tapered selection of (L 907)  
multimode cladded fibers as mode filters and mode  
analyzers. Appl. Phys. Lett. 26(1975),386-388  
Sharma, A.B., Hubach, E.J.R., La(e)hteenoja, M., Halme, (L2316)  
M.J., Technique for minimising effect of detector  
inhomogeneity on fibre attenuation measurements.  
Electron. Lett. 18(1982),56-57  
Stone, F.T., Krawarik, P.H., Mode elimination in fiber (L2194)

- loss measurements. Appl. Optics 18(1979),756-758 (L 689)  
Tateda, M., Horiguchi, T., Tokuda, M., Uchida, N.,  
Optical loss measurement in graded-index fiber using a  
dummy fiber. Appl. Optics 18(1979),3272-3275  
Tokuda, M., Seikai, S., Yoshida, K., Uchida, N., (L1523)  
Measurement of the baseband frequency response of  
multimode fibre using a new type of mode scrambler.  
Electron. Lett. 13(1977),146-147  
Winkler, C., Love, J.D., Ghatak, A.K., Loss calculations (L1616)  
in bent multimode optical waveguides.  
Opt. Quant. Elect. 11(1979),173-183  
\*\*\*\*\*  
2.5 DETEKTOREN  
\*\*\*\*\*  
Basano, L., Ottonello, P., Triggering techniques in (L3099)  
triggered photon-counting.  
Appl. Optics 21(1982),3677-3680  
Basano, L., Ottonello, P., Measurement of zero-count (L3100)  
probability in photelectron statistics.  
Appl. Optics 21(1982),3673-3676  
Bassi, P., Zoboli, M., Increasing the sensitivity of (L1434)  
time-domain techniques for measuring fiber transfer  
functions. Appl. Optics 20(1981),3-4  
Bergh, A.A. (Ed.), LED light sources and detectors. (L1732)  
IEEE Trans. ED-28(1981),363-455  
Botez, D., Herskowitz, G.J., Components for optical (L1111)  
communication systems: A review.  
Proc. IEEE 68(1980),666-688. Erratum: 69(1981),753  
Brain, M.C., Comparison of available detectors for (L2378)  
digital optical fiber systems for the 1.2 - 1.55 micron  
wavelength range. IEEE J. QE-18(1982),219-224  
Brain, M.C., Smith, D.R., Phototransistors in digital (L3140)  
optical communications systems for 1 - 1.6 micron  
wavelength. Electron. Lett. 18(1982),772-774  
CSELT, Technical staff of, Optical fibre communication. (E 465)  
Torino, Italy. McGraw-Hill Book Co. 1981  
Chen, C.Y., Cho, A.Y., Garbinsky, P.A., Bethea, C.G., (L1967)  
Levine, B.F., Modulated barrier photodiode: A new  
majority-carrier photodetector.  
Appl. Phys. Lett. 39(1981),340-342  
Chen, C.Y., Cho, A.Y., Garbinsky, P.A., Bethea, C.G., (L2191)  
An ultrahigh speed modulated barrier photodiode made on  
p-type gallium arsenide substrates.  
IEEE EDL-2 11(1981),290-292  
Chen, C.Y., Theory of a modulated barrier photodiode. (L2239)  
Appl. Phys. Lett. 39(1981),979-981  
Chin, R., Law, H.D., Nakano, K., Milano, R.A., (L1164)  
Schottky-barrier Ga(1-x)Al(x)As(1-y)Sb(y) alloy  
avalanche photodetectors.  
Appl. Phys. Lett. 37(1980),550-551  
Cohen, L.G., Astle, H.W., Kaminow, I.P., Wavelength (L2157)  
dependence of frequency-response measurements in  
multimode optical fibers.  
Bell Syst. Opt. J. 55(1976),1509-1523  
Daniel, H.-U., Schottky diode mixer for visible laser (L3045)  
light and microwave harmonics up to 0.43 THz.  
Appl. Phys. Lett. 41(1982),313-315  
DiDomenico, M., Svelto, O., Solid-state photodetection: (L 480)  
A comparison between photodiodes and photoconductors.  
Proc. IEEE 52(1964),136-144  
Drullinger, R.E., Evenson, K.M., Jennings, D.A., Petersen, (L3257)

- F.R., Bergquist, J.C., Burkins, L., 2,5-THz frequency difference measurements in the visible using metal-insulator-metal diodes.  
Appl. Phys. Lett. 42(1983),137-138
- Fichtner, W., Hacker, W., Time resolution of Ge avalanche photodiodes operating as photon counters in delayed coincidence. Rev. Sci. Instrum. 47(1976),374-377 (E 70)
- Freude, W., Wideband analyser for measurement of probability densities and distributions. (L 409)  
Electron. Lett. 12(1976),630-631. Auf der rechten Seite von Gl.(3) ist ausserhalb der Wurzel der Buchstabe  $x$  durch den griechischen Buchstaben klein  $\pi$  zu ersetzen. Die aeusserst rechte Vertikale in Bild 3 sollte statt durch  $x/A = 1.1$  durch  $x/A = 1.025$  definiert werden. Auf der Ordinate ist das  $\%$ -Zeichen zu entfernen.
- Freude, W., Performance of packaged fast silicon photodetectors in a broadband coaxial mount. (L 410)  
AEU 31(1977),167-170. Erratum: AEU 34(1981),130
- Georgoulas, N., The camel diode as photodetector with high internal gain. IEEE EDL-3(1982),61-63 (L2432)
- Green, S.I., 50 picosecond detector laser pulse monitor. (L1449)  
Rev. Sci. Instrum. 47(1976),1083-1085
- Halbout, J.-M., Tang, C.L., Femtosecond interferometry for nonlinear optics. (L2451)  
Appl. Phys. Lett. 40(1982),765-767
- Healey, P., OTDR in monomode fibres at 1.3 micron using a semiconductor laser. Electron. Lett. 17(1981),62-63 (L1463)
- Healey, P., Multichannel photon-counting backscatter measurements on monomode fibre. (L2046)  
Electron. Lett. 17(1981),751-752
- Healey, P., Optical orthogonal pulse compression codes by hopping. Electron. Lett. 17(1981),970-971 (L2205)
- Healey, P., Optical time domain reflectometry by photon counting. 6th European Conference on Optical Communication, York, 1980, 156-159 (E 144)
- Healey, P., Pulse compression code in optical time domain reflectometry. 7th European Conference on Optical Communication, Copenhagen, 1981, 5.2-1 - 5.2-4 (E 208)
- Huber, H.-P., Krumpholz, O., Maslowski, S., Vollmer, H.-P., Neue Komponenten der optischen Nachrichtentechnik. Wiss. Ber. AEG-Telefunken 53(1980),17-22 (L1279)
- Kimura, T., Single-mode systems and components for longer wavelengths. IEEE Trans. CAS-26(1979),987-1010 (L 956)
- Law, H.D., Nakano, K., Tomasetta, L.R., III-V alloy heterostructure high speed avalanche photodiodes. (L 713)  
IEEE J. QE-15(1979),549-558
- Lin, C., Liu, P.L., Lee, T.P., Burrus, C.A., Stone, F.T., (L1849)  
Ritger, A.J., Measuring high-bandwidth fibres in the 1.3 micron region with picosecond InGaAsP injection lasers and ultrafast InGaAs detectors.  
Electron. Lett. 17(1981),438-440
- Mu(e)ller, J., Fast and sensitive thin film pin-photodiodes. 1st European Conference on Optical fibre Communication, London, 1975 (E 88)
- Okada, K., Hashimoto, K., Shibata, T., Nagaki, Y., (L1039)  
Optical cable fault location using correlation technique. Electron. Lett. 16(1980),629-630
- Oriel Corporation, Catalog of optical systems and components 1981. 6100 Darmstadt, Im Tiefen See 58 (E 40)
- Pearsall, T.P., Long wavelength photodetectors. (L3265)  
Fiber and Integr. Optics 4(1982),107-127

Schlachetzki, A., Mu(e)ller, J., Photodiodes for optical communication. Frequenz 33(1979),283-290 (L 671)

Schulz-Dubois, E.O., Rehberg, I., Structure function in lieu of correlation function. Vorabdruck vom 27.11.1980 (E 62)

Sharma, A.B., Hubach, E.J.R., La(e)hteenoja, M., Halme, M.J., Technique for minimising effect of detector inhomogeneity on fibre attenuation measurements. Electron. Lett. 18(1982),56-57 (L2316)

Sim, S.P., The reliability of silicon avalanche photodiodes for use in optical-fiber transmission systems. IEEE Trans. ED-29(1982),1611-1616 (L3223)

Smith, R.G., Photodetectors for fiber transmission systems. Proc. IEEE 68(1980),1247-1253 (L1313)

Spectra-Physics GmbH, Siemensstr. 20, 6100 Darmstadt. Datenblaetter 1983 (E 462)

Spenke, E., Elektronische Halbleiter. Springer-Verlag, Berlin 1965 (E 339)

Stillman, G.E. (Ed.), Quaternary compound semiconductor materials and devices - sources and detectors. IEEE J. QE-17(1981),118-288 (L1731)

Sze, S.M., Fisica dei dispositivi a semiconduttore. Tamburinieditore, Milano 1973 (E 464)

Tabataie-Alavi, K., Fonstad, C.G., Performance comparison of heterojunction phototransistors, p-i-n FET's and APD-FET's for optical fiber communication systems. IEEE J. QE-17(1981),2259-2261 (L2226)

Trommer, R., Kunkel, W., In(0.53)Ga(0.47)As-InP PIN and avalanche photodiodes for the 1 micron to 1.6 micron wavelength range. Siemens Forsch.- u. Entw.-Ber. 11(1982),216-220 (L3016)

Wang, S.Y., Bloom, D.M., Collins, D.M., 20-GHz bandwidth GaAs photodiode. Appl. Phys. Lett. 42(1983),190-192 (L3260)

Webb, P.P., et al., Single photon detection with avalanche photodevices, Bull. Am. Phys. Soc. II(1970),813 (E 69)

Wei, C.J., Klein, H.J., Beneking, H., Symmetrical MOTT barrier as a fast photodetector. Electron. Lett. 17(1981),688-690 (L1994)

van der Ziel, J.P., Logan, R.A., Mikulyak, R.M., Generation of subpicosecond pulses from an actively mode locked GaAs laser in an external ring cavity. Appl. Phys. Lett. 39(1981),867-869 (L2131)

\*\*\*\*\*  
3.1 EINFUEGUNGSDAEMPfung  
\*\*\*\*\*

Midwinter, J.E., Optical fibers for communication. (E 55)  
John Wiley & Sons, New York 1979

Siemens Katalog MP51.1981 (E 54)  
Elektrische Messgeraete.

\*\*\*\*\*  
3.2 ZWEIPUNKTMETHODE  
\*\*\*\*\*

Born, M., Wolf, E., Principles of optics. (L1938)  
Pergamon Press, 6th edition, 1980

Ealing Corporation. (E 58)  
Optics Catalog, 1981

Namihira, Y., Wakabayashi, H., Yamamoto, H., (L2352)  
High-stability measuring equipment for very small variations of optical-fibre loss.  
Electron. Lett. 18(1982),124-126

Schott & Gen., Glaswerk Mainz, Optisches Glas. (E 57)

- Katalog 1981
- Sharma, A.B., Hubach, E.J.R., La(e)hteenoja, M., Halme, M.J., Technique for minimising effect of detector inhomogeneity on fibre attenuation measurements. Electron. Lett. 18(1982),56-57 (L2316)
- Sharma, A.B., Halme, S.J., Hubach, E.J.R., La(e)hteenoja, M., Effect of source near- and far-field variations on the accuracy of multimode fibre attenuation measurements. Electron. Lett. 18(1982),49-50 (L2322)
- Sharma, A.B., La(e)hteenoja, M., Halme, S.J., Hubach, E.J.R., Technique for reducing spatial and wavelength variations of launch spot in fibre attenuation measurements. Electron. Lett. 18(1982),244-246 (L2395)
- Sharma, A.B., Halme, S.J., La(e)hteenoja, M., Hubach, E.J.R., A study of multimode fibre attenuation measurement using a precision spectral radiometer and the near-field filtration technique. Opt. Quant. Elect. 15(1983),95-111 (L3321)
- Sharma, A.B., Hubach, E.J.R., Halme, S.J., An accurate method for the measurement of fiber attenuations. Symposium Opt. Fiber Measurements, Boulder (USA), 1980, 15-18 (E 59)
- Sharma, A.B., Hubach, E.J.R., Saijonmaa, J., Halme, S.J., Accurate measurement of fiber attenuation by near-field filtration. 7th European Conf. Opt. Commun., Copenhagen, 1981, 6.2.1-6.2.4 (E 60)
- Weisser, M., Aufbau eines Daempfungsmessplatzes fuer optische Wellenleiter. Diplomarbeit am Institut fuer HF-Technik und Quantenelektronik, Universitaet Karlsruhe, 1981 (E 56)

\*\*\*\*\*  
4 RUECKSTREUUNG  
\*\*\*\*\*

- Conduit, A.J., Hartog, A.H., Payne, D.N., Spectral- and length-dependent losses in optical fibres investigated by a two-channel backscatter technique. Electron. Lett. 16(1980),77-78 (L 796)
- Conduit, A.J., Payne, D.N., Hartog, A.H., Optical fibre backscatter-loss signatures: Identification of features and correlation with known defects using the two-channel technique. 6th European Conference on Optical Communication, York, 1980, 152-155 (E 143)
- Detlefsen, J., Frequency response of input impedance implies the distribution of discontinuities of a transmission line system. Electron. Lett. 6(1970), 67-69 (E 6)
- Detlefsen, J., Reflexionsstellenortung an Messobjekten mit Leitungscharakter durch Fouriertransformation des Reflexionsfaktors. NTZ 25(1972),269-274 (E 7)
- Eickhoff, W., Ulrich, R., Optical frequency time domain reflectometry in single-mode fiber. Appl. Phys. Lett. 39(1981),736-738 (L2093)
- Eickhoff, W., Multiple-scattering noise in single-mode fiber systems. 7th European Conference on Optical Communication, Copenhagen, 1981, 84-1 - 84-4 (E 210)
- Hollway, D.L., The comparison reflectometer. IEEE Trans. MTT-15(1967),250-259 (E 9)
- Noguchi, K., Murakami, Y., Yamashita, K., Ashiya, F., 52-km-long single-mode optical fibre fault location using the stimulated Raman scattering effect. (L2231)

- Sauder, R., Untersuchung eines FM-Radarsystems zur Ortung von Reflexionsstellen. Diplomarbeit am Institut fuer HF-Technik u. Quantenelektronik, Universitaet Karlsruhe, 1974 (E 11)
- Somlo, P.I., The locating reflectometer. IEEE Trans. MTT-20(1972),105-112 (E 8)
- Yamaura, I., Hidaka, T., The double-swept-frequency locating reflectometer. IEEE Trans. MTT-23(1975),316-317 (E 10)
- Yuguchi, H., Ashida, T., Masuyama, K., Fault location method for submarine cable using nonlinear distortion characteristics of repeaters. Trans. IECE Jp. E64(1981),740-741 (L2238)
- \*\*\*\*\*
- 4.1 SINUSFOERMIGE ANREGUNG
- \*\*\*\*\*
- Eickhoff, W., Ulrich, R., Optical frequency time domain reflectometry in single-mode fiber. Appl. Phys. Lett. 39(1981),736-738 (L2093)
- MacDonald, R.I., Frequency domain optical reflectometer. Appl. Optics 20(1981),1845-1847 (L1738)
- Stolen, R.H., Ramaswamy, V., Kaiser, P., Pleibel, W., Linear polarization in birefringent single-mode fibers. Appl. Phys. Lett. 33(1978),699-701 (E 64)
- \*\*\*\*\*
- 4.2 IMPULSFOERMIGE ANREGUNG
- \*\*\*\*\*
- Arnold, G., Berlec, F.-J., V-Nut-Laser als Sender mit hohen Puls-Ausgangsleistungen. NTG-Fachberichte "Messtechnik in der optischen Nachrichtentechnik" 75(1980),29-32 (E 66)
- Asawa, C.K., Yad, S.K., Stearns, R.C., Mota, N.L., Downs, J.W., High-sensitivity fibre-optic strain-sensors for measuring structural distortion. Electron. Lett. 18(1982),362-364 (L2435)
- Barnoski, M.K., Jensen, S.M., Fiber waveguides: a novel technique for investigating attenuation characteristics. Appl. Optics 15(1976),2112-2115 (L 850)
- Barnoski, M.K., Rourke, M.D., Jensen, S.M., Melville, R.T., Optical time domain reflectometer. Appl. Optics 16(1977),2375-2379 (L 892)
- Chen, H.B., On minimum step response rise time of linear low-pass systems under the constraint of a given noise bandwidth. Proc. IEEE 70(1982),404-406 (L2465)
- Conduit, A.J., Hullet, J.L., Hartog, A.H., Payne, D.N., An optimized technique for backscatter attenuation measurements in optical fibres. Opt. Quant. Elect. 12(1980),169-178 (L 838)
- Fritzsche, C., Untersuchung der Kohaerenzeigenschaften optischer Wellenleiter. Diplomarbeit am Institut fuer HF-Technik und Quantenelektronik, Universitaet Karlsruhe 1982 (E 252)
- Fritzsche, C., Persoenliche Mitteilung, 1983 (E 466)
- Guttman, J., Krumpholz, O., Location of imperfections in optical glass-fibre waveguides. Electron. Lett. 13(1975),216-217 (L1923)
- Healey, P., Multichannel photon-counting backscatter measurements on monomode fibre. Electron. Lett. 17(1981),751-752 (L2046)
- Healey, P., Malyon, D.J., OTDR in single-mode fibre at 1.5 micron using heterodyne detection. (L3146)

- Electron. Lett. 18(1982),862-863  
Hillerich, B., Pulse-reflection method for transmission loss measurement of optical fibres. (E 90)  
Electron. Lett. 12(1976),92-93  
Hullett, J.L., Jeffery, R.D., Noise in optical fibre backscatter measurement. (L1525)  
Opt. Quant. Elect. 13(1981),117-124  
Hullett, J.L., Jeffery, R.D., Long-range optical fibre backscatter loss signatures using two-point processing. (L2514)  
Opt. Quant. Elect. 14(1982),41-49  
Jeffery, R.D., Hullett, J.L., N-point processing of optical fibre backscatter signals. (L1169)  
Electron. Lett. 16(1980),822-823  
Kappeler, F., Mettler, K., Leistungsgrenzen und Stabilitaet von 880 nm-Oxidstreifenlasern im Pulsbetrieb. Vortrag beim 6. Kolloquium der Deutschen Forschungsgemeinschaft, Braunschweig, 21.-22.4 1982 (E 67)  
Nakahira, M., Tokuda, M., Omote, K., Uchida, N., Fukutomi, H., Measurement of optical fiber loss and splice loss by backscatter method. (L1410)  
Trans. IECE Jp. E63(1980),762-767  
Nakazawa, M., Tanifuji, T., Tokuda, M., Uchida, N., Photon probe fault locator for single-mode optical fiber. IEEE J. QE-17(1981),1264-1269 (L1879)  
Piccari, L., Optical fibre attenuation measurement by the backscattering method: Effect of noise. (L1096)  
Opt. Quant. Elect. 12(1980),413-418  
Schlaak, H.F., Gwiazdowski, M., Optical fiber length measurement by pulreflectometry. (L1979)  
Frequenz 35(1981),243-246  
D'Auria, L., Biet, M., Chevalier, G., Combemale, Y., Maillot, P., Caracterisation de fibres optiques par retrodiffusion. Rev. Techn. Thomson-CSF 13(1981),943-989 (L2385)

\*\*\*\*\*  
4.3 EINFLUSS DER POLARISATION  
\*\*\*\*\*

- Asawa, C.K., Yad, S.K., Stearns, R.C., Mota, N.L., Downs, J.W., High-sensitivity fibre-optic strain-sensors for measuring structural distortion. (L2435)  
Electron. Lett. 18(1982),362-364  
Kim, B.Y., Choi, S.S., Backscattering measurement of bending-induced birefringence in single-mode fibres. (L1644)  
Electron. Lett. 17(1981),193-194  
Nakazawa, M., Horiguchi, T., Tokuda, M., Uchida, N., Measurement and analysis on polarization properties of backward Rayleigh scattering for single-mode optical fibers. IEEE J. QE-17(1981),2326-2334 (L2228)  
Rogers, A.J., Polarization optical time domain reflectometry. Electron. Lett. 16(1980),489-490 (L1033)  
Rogers, A.J., Polarization optical time domain reflectometry: A technique for the measurement of field distributions. Appl. Optics 20(1981),1060-1074 (L1629)  
Ross, J.N., Measurement of magnetic field by polarisation optical time reflectometry. (L1951)  
Electron. Lett. 17(1981),596-597

\*\*\*\*\*  
4.4 STRUKTURPARAMETER  
\*\*\*\*\*

- Conduit, A.J., Hartog, A.H., Hadley, N.R., Payne, D.N., Gold, M.P., Mansfield, R.J., Tarbox, E.J., High-resolution measurement of diameter variations in (L2045)

- optical fibres by the backscatter method.  
Electron. Lett. 17(1981),742-744
- Eriksrud, M., Mickelson, A.R., Anderson-Gott, T., (L1645)  
Backscattering signatures from graded-index fibres  
with diameter variations.  
Electron. Lett. 17(1981),200-201
- Shibata, N., Tateda, M., Seikai, S., Uchida, N., (L1555)  
Measurements of waveguide structure fluctuation in a  
multimode optical fiber by backscattering technique.  
IEEE J. QE-17(1981),39-44

\*\*\*\*\*  
5 IMPULSANTWORT UND UEBERTRAGUNGSFUNKTION  
\*\*\*\*\*

- Arnaud, J., Desage, A.M., Optimisation of a graded-index (L1721)  
fibre over a wavelength range.  
Electron. Lett. 17(1981),339-341
- Chu, P.L., Witbread, T., Measurement of refractive-index (L 519)  
profile of optical-fibre preform.  
Electron. Lett. 15(1979),295-296
- Cohen, L.G., Kaminow, I.P., Astle, H.W., Stulz, L.W., (L 517)  
Profile dispersion effects on transmission bandwidth in  
graded index optical fibers.  
IEEE J. QE-14(1978),37-41
- Freude, W., Leminger, O., Gemessene Bandbreite einer (E 22)  
Gradientenfaser im Vergleich zu Prognosen aus dem Nah-  
und Fernfeldprofil. Vortrag beim 6. Kolloquium der  
Deutschen Forschungsgemeinschaft, Braunschweig,  
21.-22.4. 1982
- Georg, O., Use of the orthogonal system of Laguerre- (L2241)  
Gaussian functions in the theory of circularly symmetric  
optical waveguides. Appl. Optics 21(1982),141-146
- Irving, D.H., Karboviak, A.E., Method of calculating the (L 268)  
modal delay for optical fibres with arbitrary  
refractive-index profiles.  
Electron. Lett. 15(1979),160-162
- Leminger, O.G., Glasfasertheorie, gegenwaertiger Stand (L 345)  
und zukuenftige Entwicklung. Seminarvortrag am Institut  
fuer HF-Technik u. Quantenelektronik, Universitaet  
Karlsruhe, 5.7.1979
- Leminger, O., Genaues Variationsverfahren zur Berechnung (L3387)  
der Ausbreitungseigenschaften vielwelliger Gradienten-  
fasern mit unregelmassigen Brechzahlprofilen.  
Techn. Bericht Deutsche Bundespost Dez. 1982
- Marcuse, D., Calculation of bandwidth from index profiles (L 522)  
of optical fibers 1: Theory.  
Appl. Optics 18(1979),2073-2080. Erratum:  
Appl. Optics 19(1980),188-189
- Marcuse, D., Presby, H.M., Effects of profile (L 693)  
deformations on fiber bandwidth. Appl. Optics 18(1979),  
3758-3763. Erratum: Appl. Optics 19(1980),188-189
- Marcuse, D., Calculation of bandwidth from index profiles (L 934)  
of optical fibers: Correction.  
Appl. Optics 19(1980),188-189
- Marcuse, D., Principles of optical fiber measurement. (L1942)  
Academic Press, New York 1981
- Marcuse, D., Multimode delay compensation in fibers with (L1986)  
profile distortions. Appl. Optics 18(1979),4003-4005
- Marcuse, D., Presby, H.M., Fiber bandwidth-spectrum (L1987)  
studies. Appl. Optics 18(1979),3242-3248
- Marcuse, D., Presby, H.M., Calculation of bandwidth from (E 107)



- fiber index profiles. 5th European Conference on Integrated Optics and Optical Fiber Communication, Amsterdam, 1979,17.3-1 - 17.3-4
- Meunier, J.P., Pigeon, J., Massot, J.N., A general approach to the numerical determination of modal propagation constants and field distributions of optical fibres. Opt. Quant. Elect. 13(1981),71-83 (L1508)
- Okamoto, K., Edahiro, T., Nakahara, M., Transmission characteristics of VAD multimode optical fibers. Appl. Optics 20(1981),2314-2318 (L1886)
- Olshansky, R., Effect of the cladding on pulse broadening in graded-index optical waveguides. Appl. Optics 16(1977),2171-2174 (L 47)
- Olshansky, R., Propagation in glass optical waveguides. Rev. Mod. Phys. 51(1979),341-367 (L 929)
- Olshansky, R., Multiple-alpha index profiles. Appl. Optics 18(1979),683-689 (L1538)
- Pocholle, J.P., Combemale, Y., Chevalier, G., Muller, B., D'Auria, L., Gallou, O., Biet, M., Mesure des caracteristiques frequenielles des fibres optiques multimodes. Rev. Techn. Thomson-CSF 13(1981),859-914 (L2383)
- Presby, H.M., Marcuse, D., Cohen, L.G., Calculation of bandwidth from index profiles of optical fibers 2: Experiment. Appl. Optics 18(1979),3249-3255 (L 523)
- Weierholt, A., Modal dispersion of optical fibres with a composite alpha-profile graded-index core. Electron. Lett. 15(1979),733-734 (L1519)

\*\*\*\*\*  
5.1 BASISBAND  
\*\*\*\*\*

- Cohen, L.G., Astle, H.W., Kaminow, I.P., Wavelength dependence of frequency-response measurements in multimode optical fibers. Bell Syst. Opt. J. 55(1976),1509-1523 (L2157)
- Cohen, L.G., Lin, C., An universal fiber-optic (UFO) measurement system based on a near IR fiber Raman laser. IEEE J. QE-14(1978),855-859 (E 94)
- Cohen, L.G., Shuttle pulse measurements of pulse spreading in an optical fiber. Appl. Optics 14(1975),1351-1356 (E 96)
- Cohen, L.G., Personick, S.D., Length dependence of pulse dispersion in a long multimode optical fiber. Appl. Optics 14(1975),1357-1360 (E 97)
- Cohen, L.G., Presby, H.M., Shuttle pulse measurements of pulse spreading in a low-loss graded-index fiber. Appl. Optics 14(1975),1361-1363 (E 98)
- Franzen, D.L., Day, G.W., Measurement of propagation constants related to material properties in high-bandwidth optical fibers. IEEE J. QE-15(1979),1409-1414 (L 791)
- Guillemin, E.A., Theory of linear physical systems. John Wiley & Sons, New York 1963 (E 100)
- Ito, T., Nakagawa, K., Transmission experiments in the 1.2-1.6 micron wavelength region using graded-index optical fiber cable. Fiber Integr. Opt. 3(1980),1-20 (L1093)
- Korpe, A., Acousto-optics - a review of fundamentals. Proc. IEEE 69(1981),48-53 (L1512)
- Machida, S., Imoto, N., Ohmori, Y., Multimode fibre baseband frequency response measurement with single-frequency output extracted from modulated InGaAsP laser. Electron. Lett. 15(1979),607-609 (L 620)

- Marcuse, D., Principles of optical fiber measurements. (L1942)  
Academic Press, New York 1981
- Nicolaisen, E., Ramskov Hansen, J.J., A novel technique (E 177)  
for investigating dispersion characteristics of fiber  
waveguides. 4th European Conf. on Opt. Commun.,  
Genova, 1978,171-178
- Okoshi, T., Chang, J.C., Saito, S., Measuring the complex (L1707)  
frequency response of multimode optical fibers.  
Appl. Optics 20(1981),1414-1417
- Presby, H.M., Marcuse, D., Cohen, L.G., Calculation of (L 523)  
bandwidth from index profiles of optical fibers 2:  
Experiment. Appl. Optics 18(1979),3249-3255
- Tanifuji, T., Tokuda, M., Amplitude fluctuation in laser (L2138)  
signal transmitted through a long multimode fiber.  
IEEE J. QE-17(1981),2228-2233
- Tanifuji, T., Ikeda, M., Pulse circulation measurement (E 99)  
of transmission characteristics in long optical fibers.  
Appl. Optics 16(1977),2175-2179
- \*\*\*\*\*
- 5.2 TRAEGERBAND
- \*\*\*\*\*
- Arnold, G., Petermann, K., Weidel, E., Polarisations- (E 243)  
messungen an einwelligen Fasern mit einer  
superstrahlenden Diode. Vortrag beim 6.Kolloquium der  
Deutschen Forschungsgemeinschaft, Braunschweig,  
21.-22.4. 1982
- Barthelemy, A., Facq, P., Froehly, C., Arnaud, J. (L2394)  
New method for precise characterisation of multimode  
fibres. Electron. Lett. 18(1982),247-249
- Bomberger, W.D., Burke, J.J., Interferometric measurement (L1852)  
of dispersion of a single-mode optical fibre.  
Electron. Lett. 17(1981),495-496
- Bosselmann, T., Ulrich, R., Faseroptisches System zur (E 102)  
Uebertragung von Positionen und Laengen. Vortrag beim  
6. Kolloquium der Deutschen Forschungsgemeinschaft,  
Braunschweig, 21.-22.4. 1982
- Cohen, L.G., Mammel, W.L., Lin, C., Freund, W.G., (L1083)  
Propagation characteristics of double-mode fibers.  
Bell Syst. Techn. J. 59(1980),1061-1072
- Crosignani, B., Daino, B., Di Porto, P., Measurement of (L2186)  
very short optical delays in multimode fibers.  
Appl. Phys. Lett. 27(1975),237-239
- Hosain, S.I., Sharma, E.K., Sharma, A., Ghatak, A.K., (L3268)  
Analytical approximations for the propagation  
characteristics of dual mode fibers.  
IEEE J. QE-19(1983),15-21
- Kato, Y., Kitayama, K., Seikai, S., Uchida, N., (L2440)  
Modal equalisation for two-mode fibre link using a  
step-index fibre. Electron. Lett. 18(1982),356-358
- Mochizuki, K., Autokorrelation function measurements with (L3138)  
fibre interferometers. Electron. Lett. 18(1982),820-821
- Piasecki, J., Subpicosecond measurement of response of (L1023)  
optical fibres. Electron. Lett. 16(1980),498-500
- Piasecki, J., Colombeau, B., Vampouille, M., Froehly, C., (L1255)  
Arnaud, J.A., Nouvelle methode des mesure de la response  
impulsionnelle des fibre optiques.  
Appl. Optics 19(1980),3729-3734
- Shajenko, P., Remote sensing with white light. (L2522)  
Appl. Optics 21(1982),2095
- Shang, H.-T., Chromatic dispersion measurement by (L1952)  
white-light interferometrie on metre-length single-mode

optical fibres. Electron. Lett. 17(1981),603-605  
Shibata, N., Tateda, M., Seikai, S., Uchida, N., Spatial (L1000)  
technique for measuring modal delay differences in a  
dual-mode optical fiber.  
Appl. Optics 19(1980),1489-1492  
Steel, W.H., How to represent a cube corner. (L3337)  
Appl. Optics 22(1983),761  
Stone, J., Cohen, L.G., Minimum-dispersion spectra of (L3026)  
single-mode fibres measured with subpicosecond resolution  
by white-light crosscorrelation.  
Electron. Lett. 18(1982),716-718  
Yao, S.K., Asawa, C.K., Secure communication system using (E 214)  
short coherent length sources. 7th European Conf, on  
Opt. Commun., Copenhagen, 1981,P29-1 - P29-4

\*\*\*\*\*  
5.3 KORRELATIONSBANDBREITE  
\*\*\*\*\*

Crosignani, B., Daino, B., Di Porto, P., Speckle-pattern (L 870)  
visibility of light transmitted through a multimode  
optical fiber. J. Opt. Soc. Am. 66(1976),1312-1313  
Crosignani, B., Daino, B., Di Porto, P., Interference of (L2169)  
mode patterns in optical fibers.  
Optics Commun. 11(1974),178-179  
Crosignani, B., Di Porto, P., Coherence of an electroma- (L2187)  
gnetic field propagating in a weakly guiding fiber.  
J. Appl. Phys. 44(1973), 4616-4617  
Dainty, J.C., Goodman, J.W., Parry, G., McKechnie, T.S., (L1152)  
Francon, M., Ennos, A.E., Laser speckle and related  
phenomena. Springer Verlag, New York 1975  
Efremov, E.L., Determining the coherence of a field in a (L1912)  
regular multimode optical glass fiber.  
Radiophys. Quant. Elect. 23(1980),302-309  
Freude, W., Grau, G., Estimation of modal noise for (L2358)  
arbitrary connectors, fibres and sources. AEU 36(1982),  
91-93  
Freude, W., Fritzsche, C., Grau, G., Bandwidth estimation (L3391)  
for multimode optical fibers using the frequency  
correlation function of speckle patterns: comments.  
Appl. Optics 22(1983),Nov.1  
Fritzsche, C., Untersuchung der Kohärenzeigenschaften (E 252)  
optischer Wellenleiter. Diplomarbeit am Institut fuer  
HF-Technik und Quantenelektronik, Universitaet  
Karlsruhe 1982  
Goodman, J.W., Some fundamental properties of speckle. (L 950)  
J. Opt. Soc. Am. 66(1976),1145-1150  
Grau, G.K., Optische Nachrichtentechnik. (ONT )  
Springer-Verlag, Berlin 1981  
Hill, K.O., Tremblay, Y., Kawasaki, B.S., Modal noise in (L1688)  
multimode fiber links: Theory and experiment.  
Opt. Lett. 5(1980),270-272  
Imai, M., Ohtsuka, Y., Speckle-pattern contrast of (L1695)  
semiconductor laser propagating in multimode optical  
fiber. Opt. Comm. 33(1980),4-8  
Tremblay, Y., Kawasaki, B.S., Hill, K.J.O., Modal noise (L1727)  
in optical fibers: Open and closed speckle pattern  
regimes. Appl. Optics 20(1981),1652-1655

\*\*\*\*\*  
5.4 CHROMATISCHE DISPERSION  
\*\*\*\*\*

Cohen, L.G., Lin, C., An universal fiber-optic (UFO) (E 94)  
measurement system based on a near IR fiber Raman

laser. IEEE J. QE-14(1978),855-859

Cohen, L.G., Kaiser, P., Lin, C., Experimental techniques (L1307)  
for evaluation of fiber transmission loss and  
dispersion. Proc. IEEE 68(1980),1203-1209

Cohen, L.G., Mammel, W.L., Jang, S.J., Low-loss (L3175)  
quadruple-clad single-mode lightguides with dispersion  
below 2 ps/kmm over the 1.28 to 1.65 micron wavelength  
range. Electron. Lett. 18(1982),1023-1024

Costa, B., Morsa, P.A., Sordo, B., Factors affecting (E 217)  
accuracy and interpretation of DMD measurements.  
7th European Conf. on Opt, Commun., Copenhagen, 1981,  
5.5-1 - 5.5-4

Franzen, D.L., Day, G.W., Measurement of propagation (L 791)  
constants related to material properties in  
high-bandwidth optical fibers.  
IEEE J. QE-15(1979),1409-1414

Freude, W., Messung der Faserdispersion mit Lichtimpulsen (L 422)  
geringer spektraler Breite. Vortrag bei der Diskussions-  
sitzung der NTG "Messtechnik an optischen Uebertragungs-  
systemen" auf dem Ottilienberg, 26.-28.10. 1978

Gloge, D., Chinnok, E.L., GaAs twin-laser setup to (L 49)  
measure mode and material dispersion in optical fibers.  
Appl. Optics 13(1974),261-263

Jang, S.J., Cohen, L.G., Mammel, W.L., Saifi, M.A., (L2444)  
Experimental verification of ultra-wide bandwidth  
spectra in double-clad single-mode fiber.  
Bell Syst. Techn. J. 61(1982),385-388

Mochizuki, K., Namihira, Y., Wakabayashi, H., Dispersion (L1957)  
measurements in single-mode fibres using sum-frequency  
mixing as a picosecond shutter.  
Electron. Lett. 17(1981),646-648

Ozeki, T., Watanabe, A., Measurements of wavelength (E 265)  
wavelength dependence of group delay in a multimode  
silica fiber. Appl. Phys. Lett. 28(1976),382-383

Seikai, S., Fus(s)ga(e)nger, K., Experimental method for (E 77)  
the seperation of material and modal dispersion of  
optical fibres. NTG Fachberichte "Messtechnik in der  
optischen Nachrichtentechnik" 7581980),98-101

Seikai, S., Fus(s)ga(e)nger, K., Experimental method for (E 146)  
the seperation of material and modal dispersion of  
optical fibres. 6th European Conf. on Opt. Commun.,  
York, 1980,173-176

Sugimura, A., Daikoku, K., Imoto, N., Miya, T., (L 982)  
Wavelength dispersion characteristics of single-mode  
fibers in low-loss region. IEEE J. QE-16(1980),215-225

Sugimura, A., Daikoku, Wavelength dispersion of optical (E 263)  
fibres directly measured by 'difference method' in  
0.8 - 1.6 micron range.  
Rev. Sci. Instrum. 50(1979),343-346

Tanifuji, T., Ikeda, M., Simple method for measuring (L 52)  
material dispersion in optical fibres.  
Electron. Lett. 14(1978),367-369

\*\*\*\*\*

5.5 POLARISATIONSDISPERSION

\*\*\*\*\*

Arnold, G., Petermann, K., Weidel, E., Polarisation- (E 243)  
messungen an einwelligen Fasern mit einer  
superstrahlenden Diode. Vortrag beim 6.Kolloquium der  
Deutschen Forschungsgemeinschaft, Braunschweig,  
21.-22.4. 1982

Bergmann, L., Schaefer, C., Lehrbuch der Experimental- (E 29)

- physik Band III: Optik. Walter de Gruyter, Berlin 1974  
Born, M., Wolf, E., Principles of optics. (L1938)  
Pergamon Press, 6th edition, 1980  
Imoto, N., Ikeda, M., Polarisation dispersion measurement (L1836)  
in long single-mode fibers with zero dispersion  
wavelength at 1.5 micron.  
IEEE J. QE-17(1981),542-545  
Mochizuki, K., Namihira, Y., Wakabayashi, H., Polarisation (L1501)  
mode dispersion measurements in long single mode  
fibres. Electron. Lett. 17(1981),153-154  
Shibata, N., Tateda, M., Seikai, S., Polarisation mode (L2349)  
dispersion measurement in elliptical core single-mode  
fibers by a spatial technique. IEEE J. QE-18(1982),53-58

\*\*\*\*\*  
5.6 PROFILDISPERSION UND NUMERISCHE APERTUR  
\*\*\*\*\*

- Gloge, D., Kaminov, I.P., Presby, H.M., Profile (E 268)  
dispersion in multimode fibres: Measurement and  
analysis. Electron. Lett. 11(1975),469-471  
Presby, H.M., Kaminov, I.P., Binary silica optical (L2057)  
fibers: Refractive index and profile dispersion  
measurements. Appl. Optics 15(1976),3029-3036  
Sladen, F.M.E., Payne, D.N., Adams, M.J., Measurement of (E 267)  
profile dispersion in optical fibres - difference  
method. Electron. Lett. 13(1977),212-213

\*\*\*\*\*  
5.7 VERGLEICHENDE WERTUNG  
\*\*\*\*\*

- Haag, H., Nothofer, K., Thalen, T., Aufbau und Messung (E 467)  
von Breitbandkabelanlagen mit Gradientenfasern. Vortrag  
beim 7. Kolloquium der Deutschen Forschungsgemeinschaft  
"Optische Nachrichtentechnik", Ludwigsburg, 4. - 5.5.1983

\*\*\*\*\*  
6 MODENANALYSE  
\*\*\*\*\*

- Fienup, J.R., Reconstruction of an object from the modu- (L2135)  
lus of its Fourier transform. Opt. Lett. 3(1978),27-29  
Fienup, J.R., Phase retrieval algorithms: a comparison. (L3032)  
Appl. Optics 21(1982),2758-2769  
Imai, M., Average intensity distribution of far-field (L1112)  
radiation patterns in a multimode optical fiber.  
Trans. IECE Jp. E63(1980),16-23  
Ouchi, K., Statistics of image plane speckle. (L2201)  
Opt. Quant. Elect. 12(1980),237-243  
Walker, J.G., The phase retrieval problem. A solution (L1936)  
based on zero location by exponential apodization.  
Opt. Acta 28(1981),735-738

\*\*\*\*\*  
6.1 STRAHLENOPTIK  
\*\*\*\*\*

- Calzavara, M., Di Vita, P., Rossi, U., Reliability of a (L1862)  
new method for measurements of modal power distribution  
in optical fibres with application to mode scrambler  
testing. Electron. Lett. 17(1981),543-545  
Cancellieri, G., Mezetti, M., Someda, C.G., Zoboli, M., (L 289)  
Simplified procedure for indirect tests of optical-fibre  
transfer functions. Electron. Lett. 15(1979),234-236  
Kawakami, S., Tanji, H., Evolution of power distribution (L3301)  
in graded-index fibres. Electron. Lett. 19(1983),81-82  
Kitayama, K.-I., Ohashi, M., Seikai, S., Mode conversion (L1197)

- at splices in multimode graded-index fibers.  
IEEE J. QE-16(1980),971-978
- Pocholle, J.P., D'Auria, L., Muller, B., Combemale, Y., (L2384)  
Fleury, B., Chevalier, G., Caracterisation des fibres  
optiques multimodes fondee sur l'exitation du l'analyse  
selectives de modes.  
Rev. Techn. Thomson-CSF 13(1981),915-942
- Unrau, U., Agarwal, A.K., Modenkontrollierte Messungen (E 275)  
an Verzweigungsgliedern fuer optische Nachrichtensysteme.  
NTG-Fachberichte "Messtechnik in der optischen Nachricht-  
tenteknik" 75(1980),173-175
- Weidel, E., Guttman, J., Rode, M., Optische (L 529)  
Verzweigungsglieder fuer Datenbus-Systeme mit  
Lichtleitfasern. Elektronikpraxis H 11(1979),34-39

\*\*\*\*\*  
6.2 WELLENOPTIK  
\*\*\*\*\*

- Bartelt, H.O., Lohmann, A.W., Freude, W., Grau, G.K., (L3318)  
Mode analysis of optical fibres using computer-  
generated matched filters.  
Electron. Lett. 19(1983),247-249. Printer's correction:  
19(1983),560
- Brown, B.R., Lohmann, A.W., Complex spatial filtering (E 317)  
with binary masks. Appl. Optics 5(1966),967-969
- Brown, B.R., Lohmann, A.W., Computer-generated binary (E 319)  
holograms. IBM J. Res. Develop. 10(1969),160-168
- Freude, W., Far-field profiling of multimode optical (L1743)  
fibres. Electron. Lett. 17(1981),385-387
- Freude, W., Leminger, O., Gemessene Bandbreite einer (E 22)  
Gradientenfaser im Vergleich zu Prognosen aus dem Nah-  
und Fernfeldprofil. Vortrag beim 6. Kolloquium der  
Deutschen Forschungsgemeinschaft, Braunschweig,  
21.-22.4. 1982
- Iiyama, M., Kamiya, T., Yanai, H., Automated optical (L2208)  
field mapping using a single-mode fiber interferometer.  
Appl. Optics 20(1981),4296-4301
- Kapany, N.S., Burke, J.J., Sawatari, T., (L2200)  
Fiber optics. XIII. Mode detection and discrimination  
in optical waveguides and resonators.  
J. Opt. Soc. Am. 60(1970),1350-1358
- Kitayama, K.-I., Tateda, M., Seikai, S., Uchida, N., (L 559)  
Determination of mode power distribution in a  
parabolic-index optical fiber: Theory and application.  
IEEE J. QE-15(1979),1161-1165
- Lohmann, A.W., Paris, D.P., Binary Fraunhofer holograms, (E 318)  
generated by computer. Appl. Optics 6(1967),1739-1748
- vander Lugt, A., A review of optical data-processing (E 256)  
techniques. Optica Acta 15(1968),1-33
- vander Lugt, A.W., Operational station for the analysis (E 442)  
and synthesis of optical data-processing systems.  
Proc. IEEE 54(1966),1055-1063
- Ohashi, M., Kitayama, K.-I., Seikai, S., Mode coupling (L1890)  
effects in a graded-index fiber cable.  
Appl. Optics 20(1981),2433-2438
- Shigesawa, H., Matsuo, T., Takiyama, K., Measurements of (L2406)  
excitation condition and quantitative mode analysis in  
optical fibers. IEEE MTT-26(1978),992-997
- Spano, P., Connection between spatial coherence and modal (L2174)  
structure in optical fibers and semiconductor lasers.  
Optics Commun. 33(1980),265-270

\*\*\*\*\*  
6.3 PRAEPARIERTE LICHTWELLENLEITER  
\*\*\*\*\*

- Fantone, S.D., Simple method for testing an axicon. (L2103)  
Appl. Optics 20(1981),3685-3686
- Fink, D., Polarization effects of axicons. (L 830)  
Appl. Optics 18(1979),581-582
- Freude, W., Leminger, O., Gemessene Bandbreite einer (E 22)  
Gradientenfaser im Vergleich zu Prognosen aus dem Nah-  
und Fernfeldprofil. Vortrag beim 6. Kolloquium der  
Deutschen Forschungsgemeinschaft, Braunschweig,  
21.-22.4. 1982
- Fujiwara, S., Optical properties of conic surfaces. I: (L 833)  
Reflecting cone. J. Opt. Soc. Am. 52(1962),287-292
- Iga, K., Kokubun, Y., An optical fiber mode analyser (L 986)  
using the refraction from oblique section.  
Trans. IECE Jp. E60(1977),1-7
- Katzenstein, J., The Axicon-scanned Fabry-Perot (L 831)  
spectrometer. Appl. Optics 4(1965),263-266
- Lit, J.W.Y., Tremblay, R., Focal depth of a transmitting (L 835)  
axicon. J. Opt. Soc. Am. 63(1973),445-449
- Lit, J.W.Y., Brannen, E., Optical properties of a (L 836)  
reflecting cone. J. Opt. Soc. Am. 60(1970),370-371
- Lit, J.W.Y., Image formation of a reflecting cone for an (L 935)  
off-axis source. J. Opt. Soc. Am. 60(1970),1001-1006
- McLeod, J.H., Axicons and their uses. (L 834)  
J. Opt. Soc. Am. 50(1960),166-169
- McLeod, J.H., The axicon: A new type of optical element. (L 837)  
J. Opt. Soc. Am. 44(1954),592-597
- Ozeki, T., Ito, T., Tamura, T., Tapered section of (L 907)  
multimode clad fibers as mode filters and mode  
analysers. App. Phys. Lett. 26(1975),386-388
- Rayces, J.L., Formation of axicon images. (L 832)  
J. Opt. Soc. Am. 48(1958),576-578
- Rioux, M., Tremblay, R., Belanger, P.A., Linear, annular (L 829)  
and radial focussing with axicons and applications to  
laser machining. Appl. Optics 17(1978),1532-1536
- Szczepanek, P.S., Berthold III, J.W., Side launch (L 877)  
excitation of selected modes in graded-index optical  
fibers. Appl. Optics 17(1978),3245-3247

\*\*\*\*\*  
7 BRECHZAHLPROFIL  
\*\*\*\*\*

- Ashkin, A., Dziedzic, J.M., Stolen, R.H., Outer diameter (L1884)  
measurement of low birefringence optical fibers by a  
new resonant backscatter technique.  
Appl. Optics 20(1981),2299-2303
- Cohen, L.G., Glynn, P., Dynamic measurement of optical (E 328)  
fiber diameter. Rev. Sci. Instrum. 44(1973),1749-1752
- Gagnaire, H., Meunier, J.P., Goure, J.P., Massot, J.N., (L1456)  
Definitions of centres and deformation ratios for a  
noncircular optical fiber cross section.  
Appl. Optics 20(1981),5-6
- Gagnaire, H., Daniere, J., Variation in the diameter of (L2518)  
an optical fibre: A simple experiment.  
Opt. Quant. Elect. 14(1982),89-91
- Grau, G.K., Comments on "Index profile measurement of (L1937)  
fibers and their evaluation".  
Proc. IEEE 69(1981),753-754
- Marcuse, D., Presby, H.M., Index profile measurements (L1110)

of fibers and their evaluation.  
Proc. IEEE 68(1980),666-688 + 69(1981),753  
Marcuse, D., Principles of optical fiber measurements. (L1942)  
Academic press, Inc., New York 1981  
van der Meulen, A., Strackee, L., Accurate determination (L 701)  
of fiber radii in the hypermicrometer range by  
multiwavelength laser light scattering.  
Appl. Optics 18(1979),3751-3757  
Presby, H.M., Marcuse, D., Optical fiber preform (L 675)  
diagnostics. Appl. Optics 18(1979),23-30  
Presby, H.M., Chang, R., Video colorization diagnostics (L2448)  
in optical telecommunications.  
Bell Syst. Techn. J. 61(1982),267-282  
Saekeang, C., Chu, P.L., Diameter determination of (L 690)  
graded-index optical fibers from backward-scattered  
pattern. Appl. Optics 18(1979),3276-3281  
Sasaki, I., Payne, D.N., Simple visual inspection (L2063)  
technique for optical fibre preforms.  
Electron. Lett. 17(1981),805-807  
Smithgall, D.H., Frazee, R.E., High-speed measurement and (L2189)  
control of fiber coating concentricity.  
Bell Syst. Techn. J. 60(1981),2065-2080  
Watkins, L.S., Frazee, R.E., Jr., High speed measurement (L1277)  
of the core diameter of a step-index optical fiber.  
Appl. Optics 19(1980),4259-4265  
Watkins, L.S., Krawarik, P.H., Spatial power spectrum (L1953)  
characteristics of the core diameter of furnace drawn  
and laser drawn step-index optical fibers.  
Appl. Optics 20(1981),2856-2860

=====

7.1.1 REFLEXION

=====

Calzavara, M., Costa, B., Sordo, B., Stability and noise (E 330)  
improvement in reflectometric index measurement.  
Symp. Opt. Fiber Meas., Boulder (USA), 1980,  
Supplement,5-8  
Eickhoff, W., Weidel, E., Measuring method for the (L2031)  
refractive index profile of optical glass fibres.  
Opt. Quant. Elect. 7(1975),109-113  
Ikeda, M., Tateda, M., Yoshikito, H., Refractive index (L2030)  
profile of a graded-index fiber: Measurement by  
reflection method. Appl. Optics 14(1975),814-815  
Stone, J., Earl, H.E., Surface effects and reflection (E 323)  
refractometry of optical fibers.  
Opt. Quant. Elect. 8(1976),459-463

=====

7.1.2 NAHFELD

=====

Adams, M.J., Payne, D.N., Sladen, F.M.E., Length (L1537)  
dependent effects due to leaky modes on multimode  
graded-index optical fibres.  
Opt. Commun. 17(1976),204-209  
Adams, M.J., Payne, D.N., Sladen, F.M.E., Correction (L2177)  
factors for the determination of optical-fibre  
refractive-index profiles by the near-field scanning.  
Electron. Lett. 12(1976),281-283. Erratum: P.348  
Arnaud, J.A., Derosier, R.M., Novel technique for (L 894)  
measuring the index profile of optical fibers.  
Bell Syst. Techn. J. 55(1976),1489-1508  
Cooper, P.R., Refractive-index measurements of paraffin, (L3157)  
a silicone elastomer, and an epoxy resin over the



500 - 1500 nm spectral range.  
Appl. Optics 21(1982),4313-4315

Coppa, G., di Vita, P., Rossi, U., Characterisation of (L3373)  
single-mode fibres by near-field measurement.  
Electron. Lett. 19(1983),293-294

Hazan, J.P., Cabanie, J.P., Bernard, J.J., Method of (L1635)  
assessing index profile data.  
Electron. Lett. 14(1978),416-418

Irving, D.H., Donaghy, F.A., Sabine, P.V.H., Fibre light (L1647)  
acceptance for modified near field technique.  
Electron. Lett. 17(1981),250-252

Irving, D.H., Karboviak, A.E., Power coupling between (L1972)  
core and cladding of an optical fibre and its effects  
on measurements. Opt. Quant. Elect. 13(1981),385-392

Irving, D.H., Sabine, P.H.V., Donaghy, F.A., A tunneling (L2513)  
correction factor for the modified near-field  
technique. Opt. Quant. Elect. 14(1982),17-24

Irving, D.H., Near-field scanning technique for (L3341)  
profiling single-mode fibers.  
Electron. Lett. 19(1983),191-193

Kim, E.M., Franzen, D.L., Measurement of the core (L3158)  
diameter of graded-index optical fibers: an inter-  
laboratory comparison.  
Appl. Optics 21(1982),3443-3450

Petermann, K., Uncertainties of the leaky mode (L1550)  
correction for near-square-law optical fibres.  
Electron. Lett. 13(1977),513-514

Petermann, K., Leaky mode behaviour of optical fibres (L1924)  
with non-circular symmetric refractive-index profile.  
AEU 31(1977),201-204

Ramskov Hansen, J.J., Ankiewicz, A., Adams, M.J., (L 799)  
Attenuation of leaky modes in graded noncircular  
multimode fibres. Electron. Lett. 16(1980),94-96

Sabine, P.V.H., Donaghy, F., Irving, D., Fibre (L1219)  
refractive-index profiling by modified near-field  
scanning. Electron. Lett. 16(1980),882-883

Sabine, P.V.H., Irving, D.H., Donaghy, F., Modified (L2516)  
near-field intensity scanning of step-index fibres.  
Opt. Quant. Elect. 14(1982),73-76

Sladen, F.M.E., Payne, D.N., Adams, M.J., Determination (L1417)  
of optical fiber refractive index profiles by a  
near-field scanning technique.  
Appl. Phys. Lett. 28(1976),255-258

Zwick, U., Kimmich, K., Modifizierte Anwendung der (E 321)  
Nahfeldmethode zur Messung des Brechungsindexprofils  
einer Glasfaser. Vortrag beim 3. Kolloquium der  
Deutschen Forschungsgemeinschaft, Muenchen,  
23.-24.4.1979

=====  
7.1.3 FERNFELD  
=====

Boucouvalas, A.C., Use of far-field radiation pattern to (L3302)  
characterise single-mode symmetric slab waveguides.  
Electron. Lett. 19(1983),120-121

Franzen, D.L., Kim, E.M., Interlaboratory measurement (L1651)  
comparison to determine the radiation angle (N.A.) of  
graded-index optical fibres.  
Appl. Optics 20(1981),1221-1229

Freude, W., Far-field profiling of multimode optical (L1743)  
fibres. Electron. Lett. 17(1981),385-387

Ghatak, A.K., Srivastava, B., Faria, I.F., Thyagarajan, (L3267)

- K., Tiwari, R., Accurate method for characterising single-mode fibres: theory and experiment. Electron. Lett. 19(1983),97-99
- Jeunhomme, L., Pocholle, J.P., Measurement of the numerical aperture of a step-index optical fibre. Electron. Lett. 12(1976),63-64 (L 858)
- Tewari, R., Thyagarajan, K., Pal, B.P., Ghatak, A.K., Estimation of the modal field profile of single-mode graded-index fibers from the far-field pattern. Optics Commun. 44(1982),94-99 (L3269)

=====

7.1.4 STRAHLUNGSFELD

=====

- Auge, J., Gauthier, F., Dubois, C., Galais, A., Wehr, M., Blaison, S., Ottenheimer, A., Mesure de profils d'indice de refraction sur fibres et preformes. Rev.Tech. Thomson-CSF 13(1981),833-857 (L2382)
- Born, M., Wolf, E., Principles of optics. Pergamon Press, 6th edition, 1980 (L1938)
- Malitson, I.H., Interspecimen comparison of the refractive index of fused silica. J. Opt. Soc. Am. 55(1965),1205-1209 (E 269)
- Mu(e)ller, T., Messung von Brechzahlprofilen an Monomodenfasern mit Hilfe der verbesserten Strahlungsfeldmethode. Vortrag beim 5. Kolloquium der Deutschen Forschungsgemeinschaft, Ulm, 11.-12.5.1981 (E 324)
- Saunders, M.J., Optical fiber profiles using the refracted near-field technique: A comparison with other methods. Appl. Optics 20(1981),1645-1651 (L1726)
- Spindler & Hoyer, Goettingen, Feinoptische Bauelemente. Katalog SH 31,1982 (E 325)
- Stewart, W.J., A new technique for measuring the refractive index profiles of graded optical fibres. Tech. Digest: Int. Conf. Integr. Opt. Opt. Fiber Comm., Paper C2-2, PP.395-398, IOOC, Tokyo, 1977 (L2011)
- White, K.I., Practical application of the refracted near-field technique for the measurement of optical fibre refractive index profiles. Opt. Quant. Elect. 11(1979),185-196 (L 662)
- White, K.I., Nelson, B.P., Wright, J.V., Brierley, M.C., Beaumont, A., Characterisation of single-mode fibres. Symp. Opt. Fiber Meas., Boulder (USA), 1980,89-92 (E 331)
- Young, M., Optical fiber index profiles by the refracted-ray method (refractive near-field scanning). Appl. Optics 20(1981),3415-3422 (L2038)

=====

7.1.5 INTERFERENZ

=====

- Hayslett, C.R., Swantner, W.H., Wave front derivation from interferograms by three computer programs. Appl. Optics 19(1980),3401-3406 (L1148)
- Marcuse, D., Principles of optical fiber measurements. Academic Press, New York 1981 (L1942)
- Miller, S.E., Chynoweth, A.G., Optical fiber communication. Academic Press, New York 1979 (L 775)
- Nicia, A., Interference patterns from very thick samples for determining the profile of graded-index fibres. Electron. Lett. 13(1977),309-310 (L2017)
- Presby, H.M., Astle, H.W., Optical fiber index profiling by video analysis of interference fringes. Rev. Sci. Instrum. 49(1978),339-344 (E 320)

Stone, J., Earl, H.E., Optical fiber refractometry by interference microscopy: a simplified method. (L 97)  
Appl. Optics 17(1978),3647-3652

Wonsiewicz, B.C., French, W.G., Lazay, P.D., Simpson, J.R., Automatic analysis of interferograms: Optical waveguide refractive index profiles. (L2020)  
Appl. Optics 15(1976),2116-2120

=====

### 7.1.6 KOHAERENZ

=====

Born, M., Wolf, E., Principles of optics. (L1938)  
Pergamon Press, 6th Edition, 1980

Daino, B., Piazzolla, S., Sagnotti, A., Spatial coherence and index-profiling in optical fibres. (L 561)  
Optical Acta 26(1979),923-928

=====

### 7.1.7 LAUFZEIT

=====

Jeunhomme, L., Lamouler, P., Intermodal dispersion measurements and interpretation in graded-index optical fibres. Opt. Quant. Elect. 12(1980),57-64 (L 849)

Petermann, K., Simple relationship between differential mode delay in optical fibres and the deviation from optimum profile. Electron. Lett. 14(1978),793-794 (L 839)

Stoltz, B., Yevick, D., Some comparisons between theoretical and measured differential mode delay responses in graded-index fibres. (L2082)  
Opt. Quant. Elect. 13(1981),487-492

Tateda, M., Seikai, S., Uchida, M., Frequency characteristics of graded-index fibres. (L 812)  
Appl. Optics 19(1980),765-769

=====

## 7.2 QUERBESTRAHLUNG

=====

Marcuse, D., Principles of optical fiber measurements. (L1942)  
Academic Press, New York 1981

Saekeang, C., Chu, P.L., Nondestructive determination of refractive index profile of an optical fiber: Backward light scattering method. (L 184)  
Appl. Optics 18(1979),1110-1116

Sasaki, I., Payne, D.N., Mansfield, R.J., Endface index profiling of optical fiber preforms. (L3210)  
Appl. Optics 21(1982),4246-4252

Shibata, N., Kawachi, M., Edahiro, T., Refractive-index profiling of preform rods by a photoelastic method: Application to VAD single-mode fiber preforms. (L3165)  
Appl. Optics 21(1982),3507-3510

=====

### 7.2.1 FOKUSSIERUNG

=====

Brinkmeyer, E., Refractive-index profile determination of optical fibers from the diffraction pattern. (L2013)  
Appl. Optics 16(1977),2802-2803

Brinkmeyer, E., Refractive-index profile determination of optical fibers by spatial filtering. (L2050)  
Appl. Optics 17(1978),14-15

Chu, P.L., Whitbread, T., Nondestructive determination of refractive index profile of an optical fiber: Fast Fourier transform method. (L 182)  
Appl. Optics 18(1979),1117-1122

Chu, P.L., Saekeang, C., Nondestructive determination (L 473)

- of refractive-index profile and cross-sectional geometry of optical-fibre preform.  
Electron. Lett. 15(1979),635-637
- Chu, P.L., Whitbread, T., Nondestructive determination of refractive-index profile of an optical fiber: Fast Fourier Transform method. (L 520)  
Appl. Optics 18(1979),1117-1122
- Chu, P.L., Peri, D., Holographic measurement of refractive-index profile of optical fibre preform. (L1218)  
Electron. Lett. 16(1980),876-877
- Chu, P.L., Peri, D., Application of focusing method of index profiling to transition region of optical fibre preform. Electron. Lett. 17(1981),64-65 (L1464)
- Chu, P.L., Relations between moments of index profile and moments of deflection function and phase function of optical fibre or preform. (L3052)  
Electron. Lett. 18(1982),832-833
- Francois, P.L., Sasaki, I., Adams, M.J., Three-dimensional fibre preform profiling. (L2112)  
Electron. Lett. 17(1981),876-878
- Francois, P.L., Sasaki, I., Adams, M.J., Practical three-dimensional profiling of optical fiber preforms. (E 283)  
IEEE J. QE-18(1982),524-535
- Grau, G.K., Optische Nachrichtentechnik. (ONT )  
Springer-Verlag, Berlin 1981
- Grau, G.K., Quantenelektronik. (L 5)  
Vieweg-Verlag, Braunschweig 1978.
- Marcuse, D., Refractive index determination by the focusing method. Appl. Optics 18(1979),9-13 (L 672)
- Marcuse, D., Presby, H.M., Focusing method for nondestructive measurement of optical fiber index profile. Appl. Optics 18(1979),14-22 (L 673)
- Marcuse, D., Presby, H.M., Index profile measurements of fibers and their evaluation. (L1110)  
Proc. IEEE 68(1980),666-688 + 69(1981),753
- Marcuse, D., Principles of optical fiber measurements. (L1942)  
Academic press, Inc., New York 1981
- Okoshi, T., Hotate, K., Refractive-index profile of an optical fiber: Its measurement by the scattering-pattern method. Appl. Optics 15(1976),2756-2764 (L 984)
- Okoshi, T., Nishimura, M., Kosuge, M., Nondestructive measurement of axially nonsymmetric refractive-index distribution of optical fibre preforms. (L1129)  
Electron. Lett. 16(1980),722-724
- Okoshi, T., Nishimura, M., Measurement of axially nonsymmetrical refractive-index distributions of optical fiber preforms by a triangular mask method. (L1889)  
Appl. Optics 20(1981),2407-2411
- Peri, P., Chu, P.L., Measurement of refractive-index profile of optical-fibre preform by means of spatial filtering. Electron. Lett. 17(1981),371-372 (L1747)
- Peri, P., Chu, P.L., Whitbread, T., Direct display of the deflection function of optical fiber preforms. (L2387)  
Appl. Optics 21(1982),809-814
- Presby, H.M., Marcuse, D., French, W.G., Refractive-index profiling of single-mode optical fibers and preforms. (L 674)  
Appl. Optics 18(1979),4006-4011
- Presby, H.M., Marcuse, D., Preform index profiling (PIP) (L 676)  
Appl. Optics 18(1979),671-677
- Presby, H.M., Marcuse, D., Immersionless single-mode preform index profiling. (L3211)

- Appl. Optics 21(1982),4253-4259  
Saekeang, C., Chu, P.L., Witbread, T.W., Nondestructive measurement of refractive-index profile and cross-sectional geometry of optical fiber preforms. (L1051)  
Appl. Optics 19(1980),2025-2030  
Sasaki, I., Payne, D.N., Adams, M.J., Measurement of refractive-index profiles in optical-fibre preforms by spatial-filtering technique. (L 805)  
Electron. Lett. 16(1980),219-221  
Sasaki, I., Payne, D.N., Mansfield, R.J., Adams, M.J., Variation of refractive-index profiles in single-mode fibre preforms measured using an improved high-resolution spatial-filtering technique. 6th European Conf. on Opt. Commun., York, 1980,140-143 (E 148)  
Sasaki, I., Francois, P.L., Payne, D.N., Accuracy and resolution of preform index-profiling by the spatial-filtering method. 6th European Conf. on Opt. Commun., Copenhagen, 1981,6.4-1 - 6.4-4 (E 218)  
Watkins, L.S., Effect of noncircular cross section on the forwardscattering pattern of side-illuminated unclad fibers. Appl. Optics 18(1979),4089-4094 (L 694)  
=====
- 7.2.2 INTERFERENZ  
=====
- Boggs, L.M., Presby, H.M., Marcuse, D., Rapid automatic index profiling of whole fiber samples: Part I. (L 312)  
Bell Syst. Techn. J. 58(1979),867-882  
Chu, P.L., Relations between moments of index profile and moments of deflection function and phase function of optical fibre or preform. (L3052)  
Electron. Lett. 18(1982),832-833  
Chu, P.L., Single-mode optical-fibre index profiling with improved resolution. (L3117)  
Electron. Lett. 18(1982),911-913  
Davies, P.J., Rabinowitz, P., Methods of numerical integrations. Academic Press, New York 1975 (E 370)  
Deutsch, M., Beniaminy, I., Derivative-free inversion of Abel's integral equation. (L2521)  
Appl. Phys. Lett. 41(1982),27-28  
Deutsch, M., Abel inversion with a simple analytic representation for experimental data. (L3299)  
Appl. Phys. Lett. 42(1983),237-239  
Hunter II, A.M., Schreiber, P.W., Mach-Zehnder interferometer data reduction method for refractively inhomogeneous test objects. (L 985)  
Appl. Optics 14(1975),634-639  
Kokubun, Y., Iga, K., Refractive-index profile measurement of preform rods by a transverse differential interferogram. Appl. Optics 19(1980),842-845 (L 969)  
Kokubun, Y., Iga, K., Precise measurement of the refractive index profile of optical fibers by a nondestructive interference method. (L 983)  
Trans. IECE Jp. E60(1977),702-707  
Kokubun, Y., Iga, K., Index profiling of distributed-index lenses by a shearing interference method. (L2397)  
Appl. Optics 21(1982),1030-1034  
Marcuse, D., Principles of optical fiber measurements. (L1942)  
Academic Press, New York 1981  
Marhic, M.E., Ho, P.S., Epstein, M., Nondestructive refractive-index profile measurements of clad optical fibers. Appl. Phys. Lett. 26(1975), 574-575 (L2016)

Presby, H.M., Marcuse, D., Astle, H.W., Boggs, L.M., (L 313)  
Rapid automatic index profiling of whole fiber samples:  
Part II. Bell Syst. Techn. J. 58(1979),883-902

Robinson, I.G., Adaptive Gaussian integration. (E 369)  
Austral. Comp. J. 3(1971),126-129

Saunders, M.J., Gardner, W.B., Nondestructive interfero- (L2019)  
metric measurement of the DELTA and alpha of clad  
optical fibers. Optics 16(1977),2368-2371

Stone, J., Earl, H.E., Optical fiber refractometry by (L 97)  
interference microscopy: a simplified method.  
Appl. Optics 17(1978),3647-3652

Tatekura, K., Index profile determination of single-mode (L3133)  
fiber at n wavelengths. Appl. Optics 21(1982),4264-4270

Tatekura, K., Determination of the index profile of (L3272)  
optical fibers from transverse interferograms using  
Fourier theory. Appl. Optics 21(1982),460-462

\*\*\*\*\*

7.2.3 FLUORESZENZ

\*\*\*\*\*

Presby, H.M., Fluorescence profiling of single-mode (L1491)  
optical fibre preforms. Appl. Optics 20(1981),446-450

Presby, H.M., Ultraviolet-excited fluorescence in optical (L1499)  
fibers and preforms. Appl. Optics 20(1981),701-706

Presby, H.M., Marcuse, D., Preform core diameter (L2212)  
measurement by fluorescence.  
Appl. Optics 20(1981),4342-4328

Presby, H.M., Geometric measurement of preform rods and (L3168)  
starting tubes. Appl. Optics 21(1982),3528-3530

\*\*\*\*\*

7.3 KENNGROESSEN EINWELLIGER FASERN

\*\*\*\*\*

Alard, F., Jeunhomme, L., Sansonetti, P., Fundamental (L2184)  
mode spot-size measurement in single-mode optical  
fibres. Electron. Lett. 17(1981),958-960

Alard, F., Sansonetti, P., Derivation of fundamental mode (L3393)  
electric field and modal properties of single-mode  
fibres from variable-aperture launch method.  
Electron. Lett. 19(1983),313-314

Bhagavatula, V.A., Love, W.F., Keck, D.B., Westwig, R.A., (L1101)  
Refracted power technique for cutoff wavelength  
measurement in single-mode waveguides.  
Electron. Lett. 16(1980),695-696

Boucoulas, A.C., Papageorgiu, C.D., Cutoff frequencies (L3216)  
in optical fibers of arbitrary refractive index profile  
using the resonance technique.  
IEEE J. QE-18(1982),2027-2031

Brinkmeyer, E., Spot size of graded-index single-mode (L1502)  
fibers: Profile-independent representation and new  
determination method. Appl. Optics 18(1979),932-937

Chu, P.L., Relations between moments of index profile (L3052)  
and moments of deflection function and phase function  
of optical fibre or preform.  
Electron. Lett. 18(1982),832-833

Ghatak, A.K., Srivastava, R., Faria, I.F., Thyagarajan, (L3267)  
K., Tewari, R., Accurate method for characterising  
single-mode fibres: theory and experiment.  
Electron. Lett. 19(1983),97-99

Hosain, S.I., Sharma, E.K., Sharma, A., Ghatak, A.K., (L3268)  
Analytical approximations for the propagation characte-  
ristics of dual-mode fibers.  
IEEE J. QE-19(1983),15-21

Hussey, C.D., Pask, C., Single-mode fibres in a few moments. Electron. Lett. 17(1981),644-645 (L1955)

Kato, Y., Kitayama, K.-I., Seikai, S., Uchida, N., Novel method for measuring cutoff wavelength of HE(21)-, TE(01)- and TM(01)-modes. Electron. Lett. 15(1979),410-417 (L 347)

Katsuyama, Y., Tokuda, M., Uchida, N., Nakahira, M., New method for measuring V-value of a single-mode optical fibre. Electron. Lett. 12(1976),669-670 (L 891)

Klein, K.-F., Heinlein, W.E., Orientation- and polarisation-dependent cutoff wavelengths in elliptical-core single-mode fibres. Electron. Lett. 18(1982),640-641 (L3019)

Masuda, S., Iwama, T., Daido, Y., Nondestructive measurement of core radius, numerical aperture, and cutoff wavelength for single-mode fibers. Appl. Optics 20(1981),4035-4038 (L2192)

Meunier, J.P., Pigeon, J., Massot, J.N., Comments on "A simple numerical method for the cutoff frequency of a single-mode fiber with an arbitrary index profile". IEEE Trans. MTT-30(1982),108-109 (E 329)

Millar, C.A., Direct method of determining equivalent-step-index profiles for monomode fibres. Electron. Lett. 17(1981),458-460 (L1843)

Murakami, Y., Kawana, A., Tsuchida, H., Cut-off wavelength measurements for single-mode optical fibers. Appl. Optics 18(1979),1101-1105 (L 679)

Ozeki, T., Ito, T., Tamura, T., Tapered selection of multimode cladde fibers as mode filters and mode analyzers. Appl. Phys. Lett. 26(1975),386-388 (L 907)

Sammut, R.A., Momentary look at noncircular monomode fibres. Electron. Lett. 18(1982),221-222 (L2375)

Sansonetti, P., Prediction of modal dispersion in single-mode fibres from spectral behaviour of mode spot size. Electron. Lett. 18(1982),136-138 (L2354)

Sansonetti, P., Modal dispersion in single-mode fibres: Simple approximation issued from mode spot size spectral behaviour. Electron. Lett. 18(1982),647-648 (L3022)

Sharma, A., Ghatak, A.K., A simple numerical method for the cutoff frequency of a single-mode fiber with an arbitrary index-profile. IEEE Trans. MTT-29(1981),607-610 (L1814)

Sharma, A., Hosain, S.I., Ghatak, A.K., The fundamental mode of graded-index fibres: Simple and accurate variational methods. Opt. Quant. Elect. 14(1982),7-15 (L2517)

Stewart, W.J., A new technique for measuring the refractive index profiles of graded optical fibres. Tech. Digest: Int. Conf. Integr. Opt. Opt. Fiber Comm., Paper C2-2, PP.395-398, IOOC, Tokyo, 1977 (L2011)

Streckert, J., New method for measuring the spot size of single-mode fibers. Opt. Lett. 5(1980),705-706 (L1689)

Streckert, J., Brinkmeyer, E., Characteristic parameters of monomode fibers. Appl. Optics 21(1982),1910-1913 (L2494)

Wang, C.C., Villarruel, C.A., Burns, W.K., Comparison of cutoff wavelength measurements for single-mode waveguides. Appl. Optics 22(1983),985-999 (L3356)

=====  
7.4 VERGLEICHENDE WERTUNG  
=====

Chu, P.L., Single-mode optical-fibre index profiling with improved resolution. (L3117)

- Electron. Lett. 18(1982),911-913  
Eickhoff, W., Weidel, E., Measuring method for the refractive index profile of optical glass fibres. (L2031)  
Opt. Quant. Elect. 7(1975),109-113  
Marcuse, D., Principles of optical fiber measurements. (L1942)  
Academic Press, New York 1981  
Presby, H.M., Profile characterization of optical fibers - a comparative study. (L2080)  
Bell Syst. Techn. J. 60(1981),1335-1362  
Presby, H.M., Astle, H.W., Optical fiber index profiling by video analysis of interference fringes. (E 320)  
Rev. Sci. Instrum. 49(1978),339-344

\*\*\*\*\*  
F2 BEUGUNG, FRESNEL- UND FOURIER-TRANSFORMATION  
\*\*\*\*\*

- Born, M., Wolf, E., Principles of optics. (L1938)  
Pergamon Press, 6th edition, 1980  
Castleman, K.R., Digital image processing. (L3343)  
Prentice-Hall, Inc., New Jersey, 1979  
Goodman, J.W., Introduction to Fourier optics. (L1150)  
McGraw-Hill Book Co., New York 1968  
Hagler, M.O., Application of van der Lugt's operational notation to finite aperture lens system. (L3338)  
Appl. Optics 22(1983),678-679  
Korn, G.A., Korn, T.M., Mathematical Handbook for scientists and engineers. McGraw-Hill Book Co., New York 1961 (E 440)  
Leminger, O.G., Symmetrische optische Resonatoren mit anisotropen Medien. Dissertation, Universitaet Karlsruhe, 1974 (E 438)  
vander Lugt, A., Operational station for the analysis and synthesis of optical data-processing systems. (E 442)  
Proc. IEEE 54(1966),1055-1063  
Merz, L., Transformations in optics. (E 439)  
John Wiley & Sons, New York 1965  
Wencker, G., Ein Beitrag zur Theorie Gausscher Strahlen. (E 441)  
Dissertation, Technische Hochschule Aachen, 1968

\*\*\*\*\*  
F3 SKALARE OPTIK ROTATIONSSYMMETRISCHER LICHTWELLENLEITER  
\*\*\*\*\*

- Abramowitz, M., Stegun, I.A., Handbook of mathematical functions. Dover Publications, Inc., New York 1970 (L 270)  
Boucoulalas, A.C., Use of far-field radiation pattern to characterise single-mode symmetric slab waveguides. (L3302)  
Electron. Lett. 19(1983),120-121  
Born, M., Wolf, E., Principles of optics. (L1938)  
Pergamon Press, 6th edition, 1980  
Brinkmeyer, E., Spot size of graded-index single-mode fibers: Profile-independent representation and new determination method. Appl. Optics 18(1979),932-937 (L1502)  
Cohen, L.G., Mammel, W.L., Lin, C., French, W.G., Propagation characteristics of double-mode fibers. (E 445)  
Bell Systems Techn. J. 59(1980),1061-1072  
Fleming, J.W., Material Dispersion in lightguide glasses. (E 251)  
Electron. Lett. 14(1978),326-328  
Ghatak, A.K., Srivastava, R., Faria, I.F., Thyagarajan, K., Tewari, R., Accurate method for characterising single-mode fibres: theory and experiment. (L3267)  
Electron. Lett. 19(1983),97-99



- Gloge, D., Weakly guiding fibers. (L1087)  
Appl. Optics 10(1971),2252-2258
- Grau, G.K., Quantenelektronik. (L 5)  
Vieweg-Verlag, Braunschweig 1978.
- Grau, G.K., Leminger, O.G., Sauter, E.G., Mode excitation (L 572)  
in parabolic index fibres by Gaussian beams.  
AEU 34(1980),259-265
- Grau, G.K., Optische Nachrichtentechnik. (ONT )  
Springer-Verlag, Berlin 1981
- Hosain, S.I., Sharma, E.K., Sharma, A., Ghatak, A.K., (L3268)  
Analytical approximations for the propagation character-  
istics of dual-mode fibers.
- Kapron, F.P., Maximum information capacity of fibre-optic (E 250)  
waveguides. Electron. Lett. 13(1977),96-97.  
Erratum: 13(1977),272
- Kitayama, K., Kato, Y., Seikai, S., Uchida, N., Structural (E 446)  
optimization of two-mode fiber: Theory and experiment.  
IEEE J. QE-17(1981),1057-1063
- Kobayashi, S., Shibata, N., Izawa, T., Refractive index (L 51)  
dispersion of doped fused silica. IOOC 1978, Session B8-3
- Kapron, F.P., Maximum information capacity of fibre-optic (E 250)  
waveguides. Electron. Lett. 13(1977),96-97
- Kobayashi, S., Shibata, N., Izawa, T., Refractive index (L 51)  
dispersion of doped fused silica. IOOC 1978, Session B8-3
- Krumbholz, D., Brinkmeyer, E., Neumann, E.G., (E 450)  
Core/cladding power distribution, propagation constant,  
and group delay: simple relation for power-law graded-  
index fibers. J. Opt. Soc. Am. 70(1980),478-483
- Kunc, J.A., Exponential approximation of the modified (L3281)  
Bessel function. Appl. Optics 22(1983),382
- Malitson, I.H., Interspecimen comparison of the (E 269)  
refractive index of fused silica.  
J. Opt. Soc. Am. 55(1965),1205-1209
- Marcuse, D., Loss analysis of single-mode fiber splices. (L 560)  
Bell Syst. Techn. J. 65(1977),703-718
- Marcuse, D., Gaussian approximation of the fundamental (E 273)  
modes of graded-index fibers.  
J. Opt. Soc. Am. 68(1978),103-109
- Nassau, K., Wemple, S.H., Material dispersion slope in (L2476)  
optical-fibre waveguides.  
Electron. Lett. 18(1982),450-451
- Okamoto, K., Okoshi, f., Analysis of wave propagation (E 444)  
in optical fibers having core with alpha-power  
refractive-index distribution and uniform cladding.  
IEEE Trans. MTT-24(1976),416-421
- Okoshi, T., Optical fibers. (E 451)  
Academic Press, New York 1982
- Oyamada, K., Okoshi, T., High-accuracy numerical data on (L1258)  
propagation characteristics of alpha-power graded-core  
fibers. IEEE Trans. MTT-28(1980),1113-1118
- Pocholle, J.P., D'Auria, L., Muller, B., Combemale, Y., (L2384)  
Fleury, B., Chevalier, G., Caracterisation des fibres  
optiques multimodes fondee sur l'excitation du l'analyse  
selectives de modes.  
Rev. Techn. Thomson-CSF 13(1981),943-989
- Rudolph, H.D., Neumann, E.G., Approximation of the (E 448)  
eigenvalues of the fundamental mode of a step-index  
glass fiber waveguide. NTZ 29(1976),328-329
- Sansonetti, P., Modal dispersion in single-mode fibres: (L3022)  
Simple approximation issued from mode spot size  
spectral behaviour. Electron. Lett. 18(1982),647-648

- Sharma, A., Ghatak, A.K., A variational analysis of graded-index fibers. Opt. Commun. 36(1981),22-24 (E 447)
- Sharma, A., Sharma, E.K., Hosain, S.I., Tewari, R., Persoenliche Mitteilung, 1983 (E 449)
- Shibata, N., Edahiro, T., Refractive-index dispersion for GeO(2)-, P(2)O(5)- and B(2)O(3)-doped silica glasses in optical fibers. Trans IECE Jp. E65(1982),166-172 (L2468)
- Snyder, A.W., Understanding monomode optical fibers. Proc. IEEE 69(1981),6-13 (L1478)
- Snyder, A.W., Asymptotic expressions for eigenfunctions and eigenvalues of a dielectric or optical waveguide. IEEE Trans. MTT-17(1969),1130-1138 (E 443)
- Stewart, W.J., Simplified parameter-based analysis of single-mode optical guides. Electron. Lett. 16(1980),380-381 (L1012)
- Streckert, J., Brinkmeyer, E., Characteristic parameters of monomode fibers. Appl. Optics 21(1982),1910-1913 (L2494)
- Tewari, R., Thyagarajan, K., Pal, B.P., Ghatak, A.K., Estimation of the modal field profile of single-mode graded-index fibers from the far-field pattern. Optics Commun. 44(1982),94-99 (L3269)
- Timmermann, C.-C., Lichtwellenleiter. Vieweg-Verlag, Braunschweig 1981 (E 16)
- Unger, H.-G., Planar optical waveguides and fibres. Oxford University Press, Oxford 1977 (L 31)

=====

F4 GEOMETRISCHE OPTIK ROTATIONSSYMMETRISCHER LICHTWELLENLEITER

=====

- Daido, Y., Miyauchi, E., Iwama, T., Otsuka, T., Determination of modal power distribution in graded index optical waveguides from near-field patterns and its measurement. Appl. Optics 18(1979),2207-2213 (L 460)
- Di Vita, P., Rossi, U., Realistic evaluation of coupling loss between different optical fibres. J. Opt. Commun. 1(1980),26-32 (E 276)
- Fienup, J.R., Reconstruction of an object from the modulus of its Fourier transform. Opt. Lett. 3(1978),27-29 (L2135)
- Fienup, J.R., Phase retrieval algorithms: a comparison. Appl. Optics 21(1982),2758-2769 (L3032)
- Freude, W., Far-field profiling of multimode optical fibres. Electron. Lett. 17(1981),385-387 (L1743)
- Geckeler, S., Compensation of profile dispersion in graded-index optical fibres. Electron. Lett. 15(1979),682-683 (L 633)
- Geckeler, S., Dispersion in optical fibers: New aspects. Appl. Optics 17(1978),1023-1029 (L 952)
- Geckeler, S., Das Phasenraumdiagramm, ein vielseitiges Hilfsmittel zur Beschreibung der Lichtausbreitung in Lichtwellenleitern. Siemens Forsch.- u. Entw.-Ber. 10(1981),162-171 (L1749)
- Geckeler, S., Gruppenlaufzeitdifferenzen in Lichtwellenleitern mit Gradientenprofil. Frequenz 32(1978),68-75 (L2024)
- Geckeler, S., Nonlinear profile dispersion aids optimisation of graded-index fibres. Electron. Lett. 13(1977),440-442 (L2025)
- Gloge, D., Marcatali, E.A.J., Multimode theory of graded core fibers. Bell Syst. Techn. J. 52(1973),7563-1578 (L 847)
- Grau, G.K., Leminger, O.G., Relations between the near-field and far-field intensities, the radiance and the

- modal power distribution of multimode graded-index fibres. Appl. Optics 20(1981),457-459
- Grau, G.K., Optische Nachrichtentechnik. (ONT )  
Springer-Verlag, Berlin 1981
- Leminger, O.G., Grau, G.K., Near-field intensity and (L1082)  
modal power distribution in multimode graded-index  
fibres. Electron. Lett. 16(1980),678-679
- Marcatili, E.A.J., Modal dispersion in optical fibers (L2347)  
with arbitrary numerical aperture and profile  
dispersion. Bell Syst. Techn. J. 65(1977),49-63
- Marcuse, D., Light transmission optics. (L 748)  
Van Nostrand Reinhold Company, New York 1972
- Marcuse, D., Principles of optical fiber measurements. (L1942)  
Academic Press, New York 1981
- Morse, P.M., Feshbach, H., Methods of theoretical (E 17)  
physics. McGraw-Hill, New York 1953
- Okoshi, T., Optical fibers. (E 451)  
Academic Press, New York 1982
- Olshansky, R., Keck, D.B., Pulse broadening in graded- (L 908)  
index optical fibers. Appl. Optics 15(1976),483-491
- Petermann, K., Simple relationship between differential (L 839)  
mode delay in optical fibres and the deviation from  
optimum profile. Electron. Lett. 14(1978),793-794
- Piazolla, S., Demarchis, G., Analytical relations between (L 524)  
modal power distribution and near-field intensity in  
graded index fibres. Electron. Lett. 15(1979),721-722
- Walker, J.G., The phase retrieval problem. A solution (L1936)  
based on zero location by exponential apodization.  
Opt. Acta 28(1981),735-738
- Weierholt, A., Modal dispersion of optical fibres with a (L1519)  
composite alpha-profile graded-index core.  
Electron. Lett. 15(1979),733-734

=====

F5 KOHAERENZ, POLARISATION, INTERFERENZ UND HOLOGRAPHIE

=====

- Abramowitz, M., Stegun, I.A., Handbook of mathematical (L 270)  
functions. Dover Publications, Inc., New York 1970
- Alford, W.P., Gold, A., Laboratory measurements of the (L1246)  
velocity of light. Am. J. Phys. 26(1958),481-484
- Born, M., Wolf, E., Principles of optics. (L1938)  
Pergamon Press, 6th edition, 1980
- Crosignani, B., Di Porto, P., Coherence of an electroma- (L2187)  
gnetic field propagating in a weakly guiding fiber.  
J. Appl. Phys. 44(1973), 4616-4617
- Freude, W., Ein Ratiidetektor im Mikrowellenbereich. (L 405)  
AEU 27(1973),389-396. In der 5. Zeile nach Gl.(1) sollte  
S(12) durch S(21), S(23) durch S(32) ersetzt werden.  
In Gl.(13) ist AB durch  $AB/(A+B)$  zu ersetzen, in der  
Zeile danach ebenfalls, sowie in Gl.(17). In Gl.(34)  
muss S durch 2S ersetzt werden.
- Freude, W., Investigation of dark current shot noise in (L1007)  
CdS/CuInSe(2)-photodiodes with a lock-in technique.  
AEU 34(1980),305-312
- Gabor, D., A new microscopic principle. (E 453)  
Nature(Lond.) 161(1948),777-778
- Gabor, D., Microscopy by reconstructed wave-fronts. (E 454)  
Proc. R. Soc. A 197(1949),454-487
- Gradstein, I.S., Ryshik, I.M., Summen-, Produkt- und (L 533)  
Integraltafeln. Band 1 und 2. Verlag Harri Deutsch,  
Thun 1981

Grau, G.K., Quantenelektronik. (L 5)  
Vieweg-Verlag, Braunschweig 1978.  
Grau, G.K., Optische Nachrichtentechnik. (ONT )  
Springer-Verlag, Berlin 1981  
Leith, E.N., Upatnieks, J., Reconstructed wavefronts (E 455)  
and communication theory.  
J. Opt. Soc. Am. 52(1962),1123-1130  
Leith, E.N., Upatnieks, J., Wavefront reconstruction (E 456)  
with continuous-tone objects.  
J. Opt. Soc. Am. 53(1963),1377-1381  
Leith, E.N., Upatnieks, J., Wavefront reconstruction (E 457)  
with diffused illumination and three-dimensional  
objects. J. Opt. Soc. Am. 54(1964),1295-1301  
Mandel, L., Concept of cross-spectral purity in coherence (L1247)  
theory. J. Opt. Soc. Am. 51(1961),1342-1350  
Mandel, L., Interference and the Alford and Gold effect. (L1248)  
J. Opt. Soc. Am. 52(1962),1335-1340  
Mandel, L., Wolf, E., Correlation in the fluctuating (L3271)  
outputs from two square-law detectors illuminated by  
light of any state of coherence and polarization.  
Phys. Rev. 124(1961),1696-1702  
Matthaei, G.L., Young, L., Jones, E.M.T., Microwave (E 452)  
filters, impedance matching networks,, and coupling  
structures. McGraw-Hill Book Co., New York 1964, S.778  
Meier, R.W., Magnification and third-order aberrations (E 458)  
in holography. J. Opt. Soc. Am. 55(1965),987-992  
Meier, R.W., Holographic image types and their (E 459)  
aberrations. J. Opt. Soc. Am. 56(1966),1448  
Middleton, D., An introduction to statistical communi- (L 515)  
cation theory. McGraw-Hill Book Company, New York 1960  
Rice, S.O., Envelopes of narrow-band signals. (L3014)  
Proc. IEEE 70(1982),692-699  
Sharma, A.B., Halme, S.J., La(e)chteenoja, M., Hubach, (L3321)  
E.J.R., A study of multimode fibre attenuation  
measurement using a precision spectral radiometer and  
the near-field filtration technique.  
Opt. Quant. Elect. 15(1983),95-111

\*\*\*\*\*  
F6 SPEZIELLE KOPPLUNGSINTEGRALE  
\*\*\*\*\*

Bartelt, H.O., Lohmann, A.W., Freude, W., Grau, G.K., (L3318)  
Mode analysis of optical fibres using computer-  
generated matched filters.  
Electron. Lett. 19(1983),247-249. Printer's correction:  
19(1983),560  
Abramowitz, M., Stegun, I.A., Handbook of mathematical (L 270)  
functions. Dover Publications, Inc., New York 1970  
Grau, G.K., Leminger, O.G., Sauter, E.G., Mode excitation (L 572)  
in parabolic index fibres by Gaussian beams.  
AEU 34(1980),259-265  
Hosain, S.I., Sharma, A., Ghatak, A.K., Splice-loss (L3036)  
evaluation for single-mode graded-index fibers.  
Appl. Optics 21(1982),2716-2720

\*\*\*\*\*  
F7 DAEMPfung  
\*\*\*\*\*

Brinkmeyer, E., Analysis of the backscattering method for (E 5)  
single-mode optical fibres. J. Opt. Soc. Am. 70(1980),  
1010-1012

- Cohen, L.G., Jang, S.J., Interrelationship between water absorption loss and dispersion in multimode fiber. Appl. Optics 20(1981),1635-1639 (L1725)
- Cotter, D., Suppression of stimulated Brillouin scattering during transmission of high-power narrow-band laser light in monomode fiber. Electron. Lett. 18(1982),638-640 (L3020)
- Daido, Y., Miyauchi, E., Iwama, T., Otsuka, T., Determination of modal power distribution in graded index optical waveguides from near-field patterns and its measurement. Appl. Optics 18(1979),2207-2213 (L 460)
- Friebele, E.J., Gingerich, M.E., Photobleaching effects in optical fiber waveguides. Appl. Optics 20(1981),3448-3452 (L2042)
- Friebele, E.J., Gingerich, M.E., Long, K.J., Radiation damage of optical fiber waveguides at long wavelength. Appl. Optics 21(1982),547-553 (L2346)
- Friebele, E.J., Sigel, G.H., Gingerich, M.E., Radiation response of fiber optic waveguides. IEEE Trans. NS-25(1978),1261-1266 (L3319)
- Gaebler, W., Bra(ø)unig, D., Einfluss ionisierender Strahlung auf die Daempfung von Lichtwellenleitern. Vortrag beim 6. Kolloquium der Deutschen Forschungsgemeinschaft, Braunschweig, 21. - 22.4. 1982 (E 460)
- Grau, G.K., Quantenelektronik. Vieweg-Verlag, Braunschweig 1978. (L 5)
- Grau, G.K., Optische Nachrichtentechnik. Springer-Verlag, Berlin 1981 (ONT )
- Heitmann, W., Intrinsic attenuation in pure and doped silica for fibre optical waveguides. Nachrichtentechn. Z. 30(1977),503-506 (E 249)
- Hill, K.O., Johnson, D.C., Kawasaki, B.S., Efficient conversion of light over a wide spectral range by four photon mixing in a multimode graded-index fiber. Appl. Optics 20(1981),1075-1079 (L1630)
- Karr, A.M., Rich, T.C., and DiDomenico, M., jr., Lightwave fiber tap. Appl. Optics 17(1978),2215-2218 (E 4)
- Kitayama, K.-I., Tateda, M., Seikai, S., Uchida, N., Determination of mode power distribution in a parabolic index optical fiber: Theory and application. IEEE J. Quant. Electron. QE-15(1979),1161-1165 (L 559)
- Kitayama, K.-I., Ohashi, M., Frequency tuning for stimulated four-photon mixing by bending-induced birefringence in a single-mode fiber. Appl. Phys. Lett. 41(1982),619-621 (L3112)
- Labudde, P., Optisch nichtlineare Effekte in Glasfasern. Moeglichkeiten und Probleme fuer die optische Nachrichtentechnik. NTZ Archiv Heft 10(1979),231-234 (L 819)
- Lin, C., Bo(e)sch, M.A., Large-Stokes-shift stimulated four-photon mixing in optical fibres. Appl. Phys. Lett. 38(1981),479-481 (L1660)
- Lin, C., Reed, W.A., Pearson, A.D., Shang, H.-T., Glodis, P.F., Designing single-mode fibres for near-IR (1.1-1.7 micron) frequency generation by phase-matched four-photon mixing in the minimum chromatic dispersion region. Electron. Lett. 18(1982),87-89 (L2321)
- Lin, C., Glodis, P.F., Tunable fibre Raman oscillator in the 1.32 - 1.41 micron spectral region using a low-loss, low OH(-) single-mode fibre. Electron. Lett. 18(1982),696-697 (L3027)
- Marcuse, D., Theory of dielectric optical waveguides. (L 15)

- Academic Press, New York 1974
- Marcuse, D., Coupled power equations for lossy fibers. (L 868)  
Appl. Optics 17(1978),3232-3237
- Marcuse, D., Principles of optical fiber measurements. (L1942)  
Academic Press, New York 1981
- Miller, S.E., Chynoweth, A.G., Optical fiber (L 775)  
communication. Academic Press, New York 1979
- Miya, T., Terunuma, Y., Hosaka, T., Miyashita, T., (L 262)  
Ultimate low-loss single-mode fibre at 1.55 micron.  
Electron. Lett. 15(1979),106-108
- Moriyama, T., Fukuda, O., Sanada, K., Inada, K., (E 248)  
Ultimately low OH-content V.A.D. optical fibres.  
Electron. Lett. 16(1980),698-699
- Neumann, E.-G., Analysis of the backscattering method for (L 971)  
testing optical fiber cables. AEU 34(1980),157-160
- Ohmori, Y., Sasaki, Y., Characteristics of phase-matched (L1991)  
sum-frequency light in optical fibres.  
Electron. Lett. 17(1981),678-679
- Ohmori, Y., Sasaki, Y., Sum-frequency light generation in (L2064)  
optical fibres pumped by a Q-switched laser.  
Electron. Lett. 17(1981),781-782
- Ohmori, Y., Sasaki, Y., Kawachi, M., Edahiro, T., (L3164)  
Stimulated Raman Generation in two-mode long-length  
fibers pumped by a mode-locked laser.  
Appl. Optics 21(1982),3496-3501
- Okamoto, K., Comparison of calculated and measured (L 582)  
impulse responses of optical fibers.  
Appl. Optics 18(1979),2199-2206
- Olshansky, R., Oaks, S.M., Differential mode attenuation (L 827)  
measurements in graded-index fibers.  
Appl. Optics 17(1978),1830-1835
- Olshansky, R., Keck, D.B., Pulse broadening in graded- (L 908)  
index optical fibers. Appl. Optics 15(1976),483-491
- Olshansky, R., Mode coupling effects in graded-index (L2332)  
optical fibers. Appl. Optics 21(1982),935-945
- Payne, R., Modal distribution of backscattered light in a (L1868)  
step-index multimode fibre.  
Electron. Lett. 17(1981),568-570
- Petermann, K., The mode attenuation in general graded (L2023)  
core multimode fibres. AEU 29(1975),345-348
- Piazolla, S., Demarchis, G., Analytical relations between (L 524)  
modal power distribution and near-field intensity in  
graded index fibres. Electron. Lett. 15(1979),721-722
- Sauter, E.G., Grau, G.K., Excitation of steady-state (L1138)  
power distribution in parabolic-index fibres by Gaussian  
TEM(00) beam. Electron. Lett. 16(1980),748-749
- Sigel, Jr, G.H., Fiber transmission losses in (L1311)  
high-radiation fields. Proc. IEEE 68(1980),1236-1240
- Stolen, R.H., Leibolt, W.N., Optical fiber modes using (L 944)  
stimulated four photon mixing.  
Appl. Optics 15(1976),239-243
- Stolen, R.H., Nonlinearity in fiber transmission. (L1310)  
Proc. IEEE 68(1980),1232-1236
- Stolen, R.H., Bjorkholm, J.E., Parametric amplification (L3248)  
and frequency conversion in optical fibers.  
IEEE J. QE-18(1982),1062-1072
- Uesugi, N., Ikeda, M., Sasaki, Y., Maximum single (L1751)  
frequency input power in a long optical fibre determined  
by stimulated brillouin scattering.  
Electron. Lett. 17(1981),379-380
- Vassell, M.O., A theoretical analysis of mode-mixing in (L2306)

- optical waveguides with nearest-neighbour mode coupling.  
Opt. Quant. Elect. 8(1976)23-30
- West, R.H., Lenham, A.P., Characteristics of light induced annealing in irradiated optical fibres. (L2472)  
Electron. Lett. 18(1982),483-484
- Zwick, U., Auer, W., Riegl, I., Haupt, H., Heitmann, W. (L 267)  
Low-loss fibres for wavelengths beyond 1 micron.  
Electron. Lett. 15(1979),159-160

\*\*\*\*\*  
F8 IMPULSANTWORT UND UEBERTRAGUNGSFUNKTION  
\*\*\*\*\*

- Bahaa, E.A., Mansour, I., Transmission of pulse sequences through monomode fibers. Appl. Optics 21(1982),4219-4222 (L3208)
- Born, M., Wolf, E., Principles of optics. (L1938)  
Pergamon Press, 6th edition, 1980
- van Etten, W., The ergodicity of laser light in connection with optical fibre transmission. (L2128)  
Opt. Quant. Elect. 13(1981),519-521
- Giles, I.P., Uttam, D., Culshaw, B., Davies, D.E.N., Coherent optical-fibre sensors with modulated laser sources. IEEE J. QE-18(1982),14-15 (L3231)
- Iwashita, K., Nakagawa, K., Nakano, Y., Suzuki, Y., Chirp pulse transmission through a single-mode fibre. (L3145)  
Electron. Lett. 18(1982),873-874
- Ju(e)rgensen, K., Transmission of Gaussian pulses through monomode dielectric optical waveguides. (L2213)  
Appl. Optics 16(1977),22-23
- Kapron, F.P., Source and modulation effects in monomode fibres. 6th European Conference on Optical Communication, York, 1980 (E 138)
- Lin, C., Lee, T.P., Burrus, C.A., Picosecond frequency chirping and dynamic line broadening in InGaAsP injection lasers under fast excitation. (L3258)  
Appl. Phys. Lett. 42(1983),141-143
- Marcuse, D., Pulse distortion in single-mode fibers. 3: Chirped pulses. Appl. Optics 20(1981),3573-3579 (L2091)
- Mehta, P.C., Rao, K.S.S., Hradaynath, R., Higher order aberrations in holographic lenses. (L3200)  
Appl. Optics 21(1982),4553-4558
- Nikolaus, B., Grischkowsky, D., 12 x pulse compression using optical fibers. Appl. Phys. Lett. 42(1983),1-2 (L3220)
- Olesen, H., Nicolaisen, E., Linear wavelength sweep of a semiconductor laser and its consequence for dispersion measurements and interference noise in optical fibers. Fiber and Integr. Optics 4(1981),129-141 (L3266)
- Stewart, W.J., Wavelength filtering effects in multimode fibres. 5th European Conference on Integrated Optics and Optical Fiber Communication, Amsterdam, 1979 (E 103)
- Wright, J.V., Nelson, B.P., Pulse compression in optical fibres. Electron. Lett. 13(1977),361-363 (E 25)

\*\*\*\*\*  
F9 RUECKSTREUUNG  
\*\*\*\*\*

- Born, M., Wolf, E., Principles of optics. (L1938)  
Pergamon Press, 6th edition, 1980
- Conduit, A.J., Payne, D.N., Hartog, A.H., Gold, M.P., Optical fibre diameter variations and their effect on backscatter loss measurements. (L1671)  
Electron. Lett. 17(1981),308-310

- Conduit, A.J., Hartog, A.H., Hadley, N.R., Payne, D.N., Gold, M.P., Mansfield, R.J., Tarbox, E.J., High-resolution measurement of diameter variations in optical fibres by the backscatter method. Electron. Lett. 17(1981),742-744 (L2045)
- Conduit, A.J., Payne, D.N., Hartog, A.H., Optical fibre backscatter-loss signatures: Identification of features and correlation with known defects using the two-channel technique. 6th European Conference on Optical Communication, York, 1980, 152-155 (E 143)
- Coppa, G., di Vita, P., Potenza, M., Theory of scattering in multimode optical fibres. Opt. Quant. Electron. 14(1982),283-309 (L3075)
- Detlefsen, J., Frequency response of input impedance implies the distribution of discontinuities of a transmission line system. Electron. Lett. 6(1970), 67-69 (E 6)
- Detlefsen, J., Reflexionsstellenortung an Messobjekten mit Leitungscharakter durch Fouriertransformation des Reflexionsfaktors. NTZ 25(1972),269-274 (E 7)
- Di Vita, P., Mode power distribution in optical fibres with fluctuation in physical parameters and application to backscattering signal analysis. Electron. Lett. 17(1981),874-876 (L2127)
- Di Vita, P., Effects of mode conversation on back-scattering measurements of multimode optical fibres. Electron. Lett. 18(1982),637-638 (L3025)
- Di Vita, P., Rossi, U., Backscattering measurements in optical fibres: Separation of power decay from imperfection contribution. Electron. Lett. 15(1979),467-469 (E 61)
- Di Vita, P., Rossi, U., Realistic evaluation of coupling loss between different optical fibers. J. Opt. Commun. 1(1980),26-32 (E 71)
- Eickhoff, W., Ulrich, R., Optical frequency time domain reflectometry in single-mode fiber. Appl. Phys. Lett. 39(1981),736-738 (L2093)
- Eickhoff, W., Multiple-scattering noise in single-mode fiber systems. 7th European Conference on Optical Communication, Copenhagen, 1981, 84-1 - 84-4 (E 210)
- Eriksrud, M., Mickelson, A.R., Anderson-Gott, T., Backscattering signatures from graded-index fibres with diameter variations. Electron. Lett. 17(1981),200-201 (L1645)
- Hollway, D.L., The comparison reflectometer. IEEE Trans. MTT-15(1967),250-259 (E 9)
- Lubnau, D.G., Polarization backscatter analysis of field distributions using fiber optics. Appl. optics 22(1983),377-378 (L3273)
- Mickelson, A.R., Eriksrud, M., Role of modal distribution in determining power backscattered from fibres with diameter perturbations. Electron. Lett. 17(1981),658-659 (L1959)
- Mickelson, A.R., Eriksrud, M., Theory of the backscattering process in multimode optical fibers. Appl. Optics 21(1982),1898-1909 (L2495)
- Neumann, E.-G., Analysis of the backscattering method for testing optical fiber cables. AEU 34(1980),157-160 (L 971)
- Payne, R., Modal distribution of backscattered light in a step-index multimode fibre. Electron. Lett. 17(1981),568-570 (L1868)



- Sauder, R., Untersuchung eines FM-Radarsystems zur Ortung von Reflexionsstellen. Diplomarbeit am Institut fuer HF-Technik u. Quantenelektronik, Universitaet Karlsruhe, 1974 (E 11)
- Somlo, P.I., The locating reflectometer. IEEE Trans. MTT-20(1972),105-112 (E 8)
- Willis, J., Sinha, N.K., Non-uniform transmission lines as impedance transformers. Proc. IEE 103B(1956),166-172 (E 65)
- Yamaura, I., Hidaka, T., The double-swept-frequency locating reflectometer. IEEE Trans. MTT-23(1975),316-317 (E 10)

=====

F10 KOPPLUNG UND UEBERLAGERUNG VON EIGENWELLEN

=====

- Cancellieri, G., Fantini, P., Frequency dependent steady-state distribution of optical power in multimode fibers. Opt. Quant. Elect. 13(1981),229-239 (L1730)
- Cancielleri, G., Fantini, P., Mode coupling effects in optical fibres: perturbative solution of the time-dependent power flow equation. Opt. Quant. Elect. 15(1983),119-136 (L3324)
- Cohen, L.G., Kaiser, P., Lin, C., Experimental techniques for evaluation of fiber transmission loss and dispersion. Proc. IEEE 68(1980),1203-1209 (L1307)
- Coppa, G., di Vita, P., Effects of joints on mode power distribution and losses in multimode optical fibres. Opt. Quant. Elect. 15(1983),143-153 (L3326)
- Coppa, G., di Vita, P., Rossi, U., Statistical analysis of intrinsic joint losses in mismatched multimode fibres. Opt. Quant. Elect. 15(1983),155-171 (L3327)
- Dainty, J.C., Goodman, J.W., Parry, G., McKechnie, T.S., Francon, M., Ennos, A.E., Laser speckle and related phenomena. Springer Verlag, New York 1975 (L1152)
- Eve, M., Bandwidth of long monomode fibre links in the presence of weak mode coupling. Electron. Lett. 16(1980),80-81 (L 798)
- Eve, M., Statistical model for the prediction of bandwidth of an optical route. Electron. Lett. 13(1977),315-316. Erratum: Electron. Lett. 13(1977),591 (E 78)
- Eve, M., Hartog, A., Kashyap, R., Payne, D.N., Wavelength dependence of light propagating in long fibre links. 4th European Conf. on Opt. Commun., Genova, 1978,58-63 (E 175)
- Fisz, M., Wahrscheinlichkeitsrechnung und mathematische Statistik, VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften, Berlin 1971 (L2193)
- Freude, W., Grau, G., Estimation of modal noise for arbitrary connectors, fibres and sources. AEU 36(1982),91-93 (L2358)
- Freude, W., Fritzsche, C., Grau, G.K., Bandwidth estimation for multimode optical fibers using the frequency correlation function of speckle patterns: comments. Appl. Optics 22(1983),Nov.1 (L3391)
- Freude, W., Leminger, O., Gemessene Bandbreite einer Gradientenfaser im Vergleich zu Prognosen aus dem Nah- und Fernfeldprofil. Vortrag beim 6. Kolloquium der Deutschen Forschungsgemeinschaft, Braunschweig, 21.-22.4. 1982 (E 22)
- Fritzsche, C., Untersuchung der Kohärenzeigenschaften optischer Wellenleiter. Diplomarbeit am Institut fuer HF-Technik und Quantenelektronik, Universitaet (E 252)

- Karlsruhe 1982
- Geckeler, S., Pulse broadening in optical fibers with mode mixing. Appl. Optics 18(1979),2192-2198 (L 685)
- Grau, G.K., Optische Nachrichtentechnik. Springer-Verlag, Berlin 1981 (ONT )
- Kajioka, H., The theoretical and experimental study of mode-coupled graded index fibers based on scattering matrix method. Trans IECE Jp. E64(1981),203-209 (L1719)
- Kapron, F.P., Slade, F.M.E., Garel-Joues, P.M., Kneller, D.G., Attenuation and pulse broadening along concatenated fiber links. Symp. Opt. Fiber Measurement, Boulder (USA), 1980,81-84 (E 73)
- Kawakami, S., Ikeda, H., Transmission characteristic of a two-mode optical waveguide. IEEE J. QE-14(1978),608-614 (L 149)
- Kitayama, K.I., Seikai, S., Uchida, N., Impulse response prediction based on experimental mode coupling coefficient in a 10-km-long graded-index fiber. IEEE J. QE-16(1980),356-362 (L 994)
- Leminger, O., Zulaessige Bandbreitenschwankungen der Einzelfaserstuecke einer Uebertragungstrecke aus verspleissten vielwelligen Gradientenfasern. NTZ 4(1982),275-277 (L3286)
- Love, W.F., Statistical time delay equalization in multimode optical fibers. Techn. Digest of the Topical meeting on Opt. Fiber Commun., Phoenix, Arizona, USA, 13. - 15.4. 1982,26-28 (E 385)
- Marcuse, D., Theory of dielectric optical waveguides. Academic Press, New York 1974 (L 15)
- Marcuse, D., Coupled power equations for lossy fibers. Appl. Optics 17(1978),3232-3237 (L 868)
- Marcuse, D., Mode mixing with reduced losses in parabolic-index fibers. Bell Syst. Techn. J. 55(1976),777-802 (L2022)
- Marcuse, D., Pulse propagation in multimode dielectric waveguides. Bell Syst. Techn. J. 51(1972),1199-1232 (E 259)
- Matsumoto, T., Bandwidth estimation of multispliced grin fibers. Appl. Optics 21(1982),1956-1965 (L2498)
- Matsumoto, T., Sato, K., Nakagawa, K., Hashimoto, K., Estimation of bandwidths of long-distance graded-index fibers. 5th European Conference on Integr. Optics and Opt. Fiber Commun., Amsterdam, 1979,17.5-1 - 17.5-4 (E 106)
- Moslehi, B., Goodman, J.W., Rawson, E.G., Bandwidth estimation for multimode optical fibers using the frequency correlation function of speckle patterns. Appl. Optics 22(1983),995-999 (L3356)
- Olshansky, R., Mode coupling effects in graded-index optical fibers. Appl. Optics 21(1982),935-945 (L2332)
- Personick, S.D., Time dispersion in dielectric waveguides. Bell Syst. Tech. J. 51(1972),1199-1232 (E 260)
- Petermann, K., Leaky mode behaviour of optical fibres with non-circularly symmetric refractive index profile. AEU 31(1977),201-204 (L1924)
- Petermann, K., A generalized condition for the delay equalization in multimode optical fibers. 4th European Conference on Optical Communication, Genova,1978, 281-287 (E 20)
- Rawson, E.G., Norton, R.E., Temporal frequency dependence of modal noise in fibres. Electron. Lett. 16(1980),301-303 (L 949)
- Rawson, E.G., Goodman, J.W., Norton, R.E., Analysis and measurement of the modal-noise probability distribution (L1057)

for a step-index optical fiber.  
Opt. Lett. 5(1980),357-358

Rawson, E.G., Goodman, J.W., Norton, R.E., Frequency (L1058)  
dependence of modal noise in multimode optical fibers.  
J. Opt. Soc. Am. 70(1980),968-976

Rodhe, P.M., A matrix transfer function for an optical (L1528)  
fibre based coupled power theory.  
Opt. Quant. Elect. 13(1981),175-178. Erratum:  
Opt. Quant. Elect. 13(1981),352

Rousseau, M., Arnaud, J., Ray theory of the impulse (E 255)  
response of randomly bent multimode fibres.  
Opt. Quant. Elect. 10(1978),53-60

Schiffner, G., Die Granulation im diffus gestreuten (E 21)  
Laser-Licht. Dissertation, Technische Hochschule,  
Wien 1966

Takai, N., Iwai, T., Asakura, T., Correlation distance of (L3263)  
dynamic speckles.  
Appl. Optics 22(1983),170-171

Tanifuji, T., Horiguchi, T., Tokuda, M., Matsumoto, T., (L2088)  
Hashimoto, K., An empirical formula for estimating  
the passband bandwidth of spliced long optical fibers.  
Trans. IECE Jp. E63(1980),39-40

Unger, H.-G., Planar optical waveguides and fibres. (L 31)  
Oxford University Press, Oxford 1977

\*\*\*\*\*  
F11 ABBILDUNG  
\*\*\*\*\*

Freude, W., Messung der Strahlmatrizen verschiedener (E 30)  
Mikroskopobjektive und Linsen mit Gausstrahlen.  
Unveroeffentlichte Arbeiten, 1980

Grau, G.K., Quantenelektronik. (L 5)  
Vieweg-Verlag, Braunschweig 1978.

Kogelnik, H., Li, T., Laser beams and resonators. (L 815)  
Proc. IEEE 54(1966),1312-1329

Ronchi, L., Gaussian beams in a smooth transition between (L3207)  
two square-law media. Appl. Optics 21(1982),4189-4191

Self, S.A., Focusing of spherical Gaussian beams. (L3330)  
Appl. Optics 22(1983),658-661

\*\*\*\*\*  
F12 VERBESSERUNG DES SIGNAL-RAUSCH-VERHAELTNISSES BEI MESSUNGEN  
\*\*\*\*\*

Papoulis, A., Probability, random variables and (L 307)  
stochastic processes. McGraw-Hill Book Company,  
New York 1965

Anhang 5 Symbole und Abkürzungen

Groesse            S Y M B O L E   U N D   A B K U E R Z U N G E N        erstm.Gl.

( )	Argumentklammern	
[ ]	Subskript	
A	Parameter	(F3-23a)
A(r,t)	komplexe Amplitude des analytischen Signals	(F5-1)
APD	avalanche photo diode; Lawinenphotodiode	
A[B]	numerische Apertur einer Blende	Bild 7.2
A[F]	numerische Apertur des Lichtflecks	(F5-33)
A[N]	maximale numerische Apertur	(F1-2)
A[N](r)	lokale numerische Apertur	(F1-2)
A[i]	Parameter	(F6-13)
Al	Aluminium	
As	Arsen	
B	Blende	
B	= $1-b/\Delta$ normierte axiale Ausbreitungskonstante	(F3-4)
B[F]	normierte Doppelbrechung	(F3-44)
C	= $(A/G)^2$ Parameter; auch Konstante	(F3-29)
C	Kontrast eines irregulären Interferenzmusters	(F10-12)
CW	continuous wave; Dauerstrichbetrieb	
Cd	Cadmium	
D	Detektor	
D	Entfernung des Detektors	Bild 6.1
D	Parameter	(F3-22a)
D(r)	Streifenverschiebung	(7-15)
D( $\beta, \omega$ )	Dispersionsrelation	(F4-1)
DMLV	dynamische Modenleistungsverteilung	Absch. 1
E	elektrisches Feld	
E-Modus	siehe TM-Modus	Bild F8
EH-Modus	Hybrid-Modus	Bild F8
E[0]	elektrisches Feld an der Stelle z=0	(F7-1)
E[1](x)	Exponential-Integral	(F6-13)
F[1/2]	Halbwertsbreite Basisband-Übertragungsfunktion	(5-2)
F[k]	Kohärenzfläche	(F5-30)
G	Parameter	(F3-23a)
G(r,t)	Fokussierungsfaktor	(7-15)
G( $\kappa_x, \kappa_y$ )	Übertragungsfunktion eines optischen Systems	(F2-21)
GRIN-Linse	graded index; Gradienten-Linse	
Ga	Gallium	
Ge	Germanium	
H	Parameter	(F3-22a)
H	magnetisches Feld	
H( $\kappa_x, \kappa_y$ )	inkohärente Übertragungsfunktion eines optischen Systems	(F2-24b)
H-Modus	siehe TE-Modus	Bild F8
HE-Modus	Hybrid-Modus	Bild F8
HeNe	Helium-Neon	
Hg	Quecksilber	
I[NO]	Nahfeldintensität fuer gleichfoermige MLV	(F4-14)
I[N](r)	Nahfeldintensität in W/cm <sup>2</sup>	(F4-12)
I[Nm]	maximale Nahfeldintensität	(F4-14)
Im{z}	Imaginaerteil von z	

In	Indium	
$J[n](x)$	Besselfunktion n-ter Ordnung	
$K_{ij}(\vec{r}_1, \vec{r}_2, t)$	Kohaerenztensor 1. Ordnung, reelles Signal	(F5-3)
$\tilde{K}_{ij}(\vec{r}_1, \vec{r}_2, t)$	Kohaerenztensor 1. Ordnung, analytisches Signal	(F5-3)
$\tilde{K}_{ij}(\vec{r}, \vec{r}, 0)$	Kohaerenzmatrix, analytisches Signal	(F5-5)
$\tilde{K}[OO](t)$	Traegerband-Kohaerenzfunktion einer Lichtquelle	(F8-6)
$\tilde{K}[AA](t)$	Basisband-Kohaerenzfunktion einer Lichtquelle	(F8-6)
$\tilde{K}[ij](t)$	$= \tilde{K}_{ij}(\vec{r}_1, \vec{r}_2, t)$ Kohaerenztensor 1. Ordnung	(F5-11)
$K[n](x)$	modifizierte Hankel-Funktion	(F3-16)
$K_{\nu\mu}(x, y)$	Korrelationsfunktion	(6-9)
L	Laenge eines LWL	
L	Linse	
L	Strahldichte in $W/m^2sr$	(F4-10)
$L_{\mu-1}^{(\nu)}(x)$	Laguerre-Polynome	(F3-9)
LD	Laser-Diode	Absch. 2.1
LED	lichtemittierende Diode	Absch. 2.1
LP-Modus	einheitlich linear polarisiertes Feld	Bild F8
LWL	Lichtwellenleiter	
L[P]	Schwebungslaenge	(F3-44)
L[Pr]	$= L[P]/2$ Schwebungslaenge bei Rueckstreuung	(4-1)
L[c]	Kopplungslaenge von Moden	(F10-4)
L[k]	Kohaerenzlaenge	(F5-28)
L[m]	Kopplungslaenge innerhalb Hauptmodengruppe m	(F10-10)
M	Spiegel	Bild 6.4
M	Gesamtmodenanzahl in zwei Polarisierungen	(F5-29)
MLV	Modenleistungsverteilung	Absch. 1
M[L]	longitudinale Modenanzahl	(F5-29)
M[T]	transversale Modenanzahl	(F5-29)
M[A]	maximale Hauptmodenanzahl m fuer ein Potenzprofil	(F4-3)
M[f], M[A]	Farbdispersionsfaktor 1. Ordnung	(F3-34)
M[g]	Anzahl gefuehrter Moden in zwei Polarisierungen	(F4-3)
N[f], N[A]	Farbdispersionsfaktor 2. Ordnung	(F3-34)
Nd:YAG	Neodym-dotierter Yttrium-Aluminium-Granat	
OFDR	optical frequency domain reflectometry	Absch. 1
OTDR	optical time domain reflectometry	Absch. 1
P	Phosphor	
P	lineare Profildispersion	(F4-23)
P	Leistungssumme	(F5-13)
$P(z)$	Leistung im LWL als Funktion des Orts	(F7-1)
$P(\delta, \nu)$	Modenleistungsverteilung	(F4-11)
PD	Photodiode	
PIN	PIN-Photodiode	
POFDR	polarization optical frequency domain reflect.	Absch. 1
POTDR	polarization optical time domain reflectometry	Absch. 1
P[Q]	Querschnittsleistung eines Feldes	(F2-9)
P[Q]	Leistung an der Stelle $z=0$	(F7-1)
$\tilde{P}[21](f)$	mittleres Kreuzleistungsspektrum	(F8-7)
$\tilde{P}[21](t)$	mittlere Kreuzkohaerenzfunktion	(F8-7)
P[FO]	Fernfeldintensitaet fuer gleichfoermige MLV	(F4-15)
P[FL]	Lambert-Strahler	(F4-10)
P[F](y)	Fernfeldintensitaet in $W/sr$	(F4-13)
P[Fm]	maximale Fernfeldintensitaet	(F4-15)
P[L](t)	Leistung am Ausgang eines LWL der Laenge L	(F8-5)
P[P]	Polarisationsgrad	(F5-7)
P[S]	Leistung des analytischen Summensignals	(F5-13)
P[i]	Einzelleistungen	(F5-13)
P[n]	nichtlineare Profildispersion	(F4-24)
P[tr]	rueckgestreute optische Leistung	Bild 4.4
$P[\delta](\delta)$	Modenleistungsverteilung	(F4-19)
Pb	Blei	

Punkt	Ableitung nach der Kreisfrequenz	(F3-32)
Q	Lichtquelle	Bild F13
R	Radius einer Blende oder einer Linse	(F2-18)
Re(z)	Realteil von z	
S	Streifenabstand	(7-15)
S	Rueckstreufaktor	
S	optischer Sender	Bild 3.1
S	Referenzebene	Bild F13
S	Schwefel	
SMLV	statische Modenleistungsverteilung	Absch. 1
S[O]	Rueckstreufaktor fuer einwellige LWL	(F7-8)
S[α]	Rueckstreufaktor fuer Potenzprofile	(F7-7)
Sb	Antimon	
Si	Silizium	
Strich	Ableitung nach der Vakuumwellenlaenge	(F3-32)
T	absolute Temperatur	(2-1)
T	= Δf[MS]/Δf[O] Parameter	(F5-17)
T	Strahlteiler	Bild F13
T	Impulsbreite	(F9-10)
T(r)	normierte Laufzeitdifferenz bei Anregung in r	(7-17)
TDR	time domain reflectometry	Absch. 4
TE-Modus	transversales elektrisches Feld	Bild F8
TEM-Modus	transversales elektro-magnetisches Feld	
TM-Modus	transversales magnetisches Feld	Bild F8
T[1/2]	Impuls-Halbwertsbreite	(5-2)
T[S]	Leistungstransparenz einer Photoplatte	(F5-39)
Te	Tellur	
U[BR]	Durchbruchspannung	Absch. 2,5
V	normierte Frequenz	(F1-6)
V(τ)	Kontrast eines regulieren Interferenzmusters	(F5-26)
V[äq]	aequivalente normierte Frequenz	(F3-25)
V[γ]	Parameter	(F3-29)
V[νμB]	Grenzfrequenz des -Modus	(F3-12)
W	Phasenraum- oder Modenvolumen	(F5-31)
a	Radius des Faserkerns	(F1-1)
a	kleinere Ellipsenhalbachse	(7-18)
a	Daempfungsmass	(F7-2)
a(r <sub>a</sub> , r <sub>b</sub> )	Propagator	(F5-8)
a[äq]	aequivalenter Kernradius	(F3-25)
a[i]	Parameter	(F3-35)
b	groessere Ellipsenhalbachse	(7-18)
b	konfokaler Parameter	(F2-11a)
b[i]	Parameter	(F3-35)
c	= 2.997924562E8 m/s Lichtgeschwindigkeit im Vakuum	(F1-6)
c[m]	Kopplungskoeffizient	(F8-3)
c[νμ]	Kopplungskoeffizient	(F6-3)
f	Frequenz	
f	Brennweite einer Linse	
f[O]	mittlere Frequenz einer Lichtquelle	
g	Index fuer gefuehrte Moden	(F3-5)
g(r)	Profilfunktion	(F1-1)
g̃[m](f)	Traegerband-Uebertragungsfunktion des Modus m	(F8-1)
g̃[m](t)	Traegerband-Impulsantwort des Modus m	(F8-1)
h	= 6.6262E-34 Ws <sup>2</sup> Plancksches Wirkungsquantum	
h(f)	Basisband-Uebertragungsfunktion	(F8-14)
h̃(f)	analyt. Signal der Basisband-Uebertr.funktion	(F8-15)
h̃[L](f)	Basisband-Uebertr.funktion von LWL der Laenge L	(5-1)

$h[1](f)$	Basisband-Uebertr.funktion von LWL der Laenge 1	(S-1)
$\tilde{h}[\Sigma](f)$	analyt. Signal des Laufzeitanteils von $h(f)$	SS (F8-16)
$\tilde{h}$	$= h/(2\pi)$	
$j[n,m]$	m-te Nullstelle der Besselfunktion n-ter Ordnung	(F3-17)
$k$	$= 1.38062E-23$ Ws/K Boltzmann-Konstante	
$k$	ganzzahliger Index, $k=0, +1, +2, \dots$	
$\tilde{k}_{ij}(\vec{r}_1, \vec{r}_2, t)$	normierter Kohärenztensor, analytisches Signal	(F5-4)
$k_{ij}(\vec{r}_1, \vec{r}_2, t)$	normierter Kohärenztensor, reelles Signal	(F5-3)
$k[0]$	Ausbreitungskonstante im Vakuum	(F1-6)
$k[11](t)$	norm. Kohärenzfunktion der Lichtquelle	(F5-15a)
$k[SS](t)$	norm. Kohärenzfunktion des Summensignals	(F5-15a)
$k[T]$	transversale Ausbreitungskonstante	(F3-3b)
$k[i]$	Ausbreitungskonstante im Medium $n[i]$	(F1-6)
$\tilde{k}[ij](t)$	$= \tilde{k}_{ij}(\vec{r}_1, \vec{r}_2, t)$ norm. Kohärenztensor 1. Ordnung	(F5-11)
$k[r]$	radiale Ausbreitungskonstante	(F3-3b)
$k[v]$	azimutale Ausbreitungskonstante	(F3-3b)
$l$	Index fuer Leckwellen	(F3-5)
$l$	$< L$ Laenge eines LWL	(3-1)
$l[i]$	Parameter	(F3-35)
$m$	$= v+2\mu-1$ Hauptmodenzahl	(F3-11)
$m(t)$	reelles Modulationssignal	(F8-2)
$m(\delta)$	Modendichte	(F4-4)
$m(\delta, v)$	Modendichte	(F4-4)
$n$	Brechzahl	(F1-1)
$n[1]$	maximale Brechzahl im Faserkern	(F1-1)
$n[2]$	Brechzahl im Fasermantel	(F1-1)
$n[\text{äq}]$	äquivalentes monotones Fernfeldprofil	(F4-18)
$n[q]$	Gruppenbrechzahl	(F3-31)
$n[\text{opt}](r)$	optimales Brechzahlprofil der geometr. Optik	(7-16)
$p[v\mu]$	Leistungskopplungskoeffizient	(F6-4)
$q$	komplexer Strahlparameter	(F2-11a)
$r$	Radius in Zylinderkoordinaten	
$r[F]$	Fresnel-Reflexionsfaktor fuer Amplituden	(F9-2)
$s$	Index fuer Strahlungsfelder	(F3-5)
$s[i]$	Stokes-Parameter	(F5-10)
$\sin(\gamma[M])$	$= A[N]$ maximaler halber Kegelloeffnungswinkel	(F1-2)
$\sin(\gamma[N])$	$= A[N](r)$ halber Kegelloeffnungswinkel	(F1-2)
$t$	Zeit	(F2-1)
$t$	Scheibchendicke	(7-15)
$t[g]$	Gruppenlaufzeit	(F3-30)
$t[ph]$	Phasenlaufzeit	(F3-30)
$u$	Phasenparameter im Kern	(F3-15b)
$u[01 \text{ äq}]$	äquivalenter Phasenparameter des Kerns	(F3-26)
$v[g]$	Gruppengeschwindigkeit	(F3-30)
$v[ph]$	Phasengeschwindigkeit	(F3-30)
$w$	Phasenparameter im Mantel	(F3-15b)
$w$	Massstabsfaktor bei Fresnel- und Fourier-Transformation	(F2-5)
$w$		(F2-6)
$w[01 \text{ äq}]$	äquivalenter Phasenparameter des Mantels	(F3-26)
$w[0G]$	Strahlradius des äquivalenten Gauss-Strahls	(F6-12)
$w[0]$	Strahlradius, Abfall des Feldes auf $1/e$	Tab.F4-6
$w[F]$	Licht-Fleckradius	(F5-33)
$w[k]$	Kohärenzradius	(F10-11)
$x$	kartesische Transversalkoordinate	
$x[M]$	maximale transversale Ausdehnung eines Feldes	(F2-4b)
$y$	kartesische Transversalkoordinate	
$y[M]$	maximale transversale Ausdehnung eines Feldes	(F2-4b)
$z$	Ausbreitungsrichtung eines Feldes	

$\Gamma(f)$	frequenzabhaengiger Leistungs-Reflexionsfaktor	(F9-8)
$\Gamma(z)$	ortsabhaengiger Leistungs-Reflexionsfaktor	(F9-8)
$\Gamma_A(f)$	frequenzabhaengiger Amplituden-Reflexionsfaktor	(F9-4)
$\Gamma_A(z)$	ortsabhaengiger Amplituden-Reflexionsfaktor	(F9-4)
$\Gamma_h(z)$	Leistungs-Reflexionsfaktor fuer Hin-Messung	(F9-14)
$\Gamma_r(z)$	Leistungs-Reflexionsfaktor fuer Rueck-Messung	(F9-14)
$\Delta$	vor anderen Symbolen: kleine Groesse	
$\Delta$	normierte Brechzahldifferenz	(F1-3)
$\Delta F$	Flaechenelement	Bild F11
$\Delta L$	Ortsaufloesung	(F9-3)
$\Delta L_F$	fourier-begrenzte Ortsaufloesung	(F9-5)
$\Delta \Omega$	Raumwinkelelement	Bild F11
$\Delta f$	Empfangsbandbreite	Absch. 4
$\Delta f_0$	Bandbreite einer Lichtquelle der Frequenz $f[0]$	
$\Delta f_{LED}$	$\approx 12,5$ THz Spektralbreite einer LED	(2-1)
$\Delta f_{ms}$	Modenabstand axialer Lasermode	(F5-17)
$\Delta f_k$	Korrelationsbandbreite eines LWL	(F10-15)
$\Delta t_{gp}$	Gruppenlaufzeitdifferenz bei Doppelbrechung	(F3-45)
$\Delta t_g$	Gruppenlaufzeitdifferenz	(F3-33)
$\Delta \beta$	Differenz der Ausbreitungskonstanten benachbarter Moden	(F10-1)
$\Delta \beta$	maximale Differenz der Ausbreitungskonstanten aller gefuehrten Moden eines LWL	(F10-10)
$\Delta \lambda_{LED}$	Vakuum-Wellenlaengen-Spektralbreite einer LED	(2-1)
$\Delta \lambda_{ms}$	Vakuum-Wellenlaengenabstand axialer Lasermode	(2-2)
$\Delta \beta_m$	maximale Differenz der Ausbreitungskonstanten in einer Hauptmodengruppe $m$	(F10-10)
$\tilde{\Theta}_{oo}(f)$	Traegerband-Leistungsspektrum einer Quelle	(F8-6)
$\tilde{\Theta}_{AA}(f)$	Basisband-Leistungsspektrum einer Lichtquelle	(F8-6)
$\Theta_{min}$	Winkel minimaler Leistung, transv. Beleuchtung	(F3-25)
$\Lambda$	oertliche Periode	(F10-1)
$\Sigma(z)$	Strukturparameter	(F9-6)
$\Sigma_A(z)$	Strukturparameter fuer Amplituden	(F9-1)
$\phi$	Fernfeld-Projektionswinkel	Bild F11
$\phi_m(\vec{r})$	Moden eines LWL	(F8-3)
$\phi_{\nu\mu}(x, y)$	Referenzfeld	(F6-2)
$\Psi(x, y)$	optisches Feld	(F6-1)
$\tilde{\Psi}_o(t)$	analytisches Signal der Lichtquelle	(F8-2)
$\Psi_o(\vec{r})$	Feld der Lichtquelle	(F8-2)
$\tilde{\Psi}_s(\vec{r}, t)$	moduliertes analytisches Signal	(F8-2)
$\Omega_k$	Kohaerenzraumwinkel	(F5-30)
$2\alpha$	Leistungs-Daempfungskonstante	(F7-1)
$\alpha$	Amplituden-Daempfungskonstante	(F7-1)
$\alpha$	Exponent bei Potenzprofilen	(F1-4)
$\alpha_s$	Rayleigh-Daempfungskonstante	(F7-4)
$\alpha_{opt}$	optimaler Profilexponent	(F4-26)
$\beta$	axiale Ausbreitungskonstante	(F3-2)
$\beta_0$	axiale Ausbreitungskonstante fuer die Kreisfrequenz $\omega[0]$	(F3-32)
$\beta_D$	Doppelbrechung	(F3-44)
$\gamma$	Winkel zur Faserachse im Vakuum	Bild F10
$\gamma$	= $\beta$ axiale Ausbreitungskonstante	(F9-1)
$\gamma_0$	asymptotischer halber Oeffnungswinkel des Gauss-Strahls	(F2-11a)
$\gamma_{r/2}$	halbe Winkelhalbweitsbreite des Fernfelds	(F3-28a)
$\gamma_q$	axiale Ausbreitungskonstante im Basisband	(F9-6)
$\delta$	normierte axiale Ausbreitungskonstante	(F3-4)



$\delta_F$	Lateralaufloesung einer Linse	(F2-19)
$\delta_{zF}$	Schaerfentiefe im Brennpunkt einer Linse	(F2-19)
$\epsilon$	< 1 kleine Groesse	
$\epsilon_0$	= 8.85418E-12 As/Vm Dielektrizitaetskonstante des Vakuums	(F1-6)
$\xi$	= $\pi R w [0] / (\lambda f)$ normierter Blendenradius	(F6-11)
$\xi_0$	= 1.121... Konstante	(F6-12)
$\eta$	Parameter	(F3-22a)
$\eta$	kartesische Transversalkoordinate	
$\eta_F$	Einkoppelwirkungsgrad	(F5-34)
$\vartheta$	Winkel zur Faserachse im LWL	Bild F10
$\vartheta_{SF}(f)$	norm. Leistungsspektrum des Summensignals	(F5-15b)
$\vartheta_{SL}(f)$	norm. Leistungsspektrum der Lichtquelle	(F5-15b)
$\kappa$	Raumfrequenz	(F2-15)
$\lambda$	Wellenlaenge im Vakuum	(F1-6)
$\lambda_0$	mittlere Vakuumwellenlaenge einer Lichtquelle	
$\lambda_{min}$	Wellenlaenge minimaler Materialdispersion	Absch. F3
$\lambda_n$	Wellenlaenge im Medium n	(F1-6)
$\mu$	radialer Modenindex	(F3-3)
$\mu_0$	= 1.25664E-6 Vs/Am Permeabilitaetskonstante des Vakuums	(F1-6)
$\nu$	azimutaler Modenindex	(F3-3)
$\xi$	kartesische Transversalkoordinate	
$\rho$	= $r/a$ auf den Kernradius a normierter Radius r	(F1-1)
$\rho_M$	normierter Radius bei maximaler Brechzahl $n[1]$	(F1-1)
$\rho_w$	= $r[0]/w[0]$ auf Strahlradius normierter Radius	(F6-8)
$\sigma$	Streuung	Tab. F4-3
$\sigma$	Radius im elliptischen Querschnitt	(7-18)
$\sigma_{z0}$	Lagestreuung der Impulsschwerpunkte bei $z=0$	(F10-4)
$\sigma_z(z)$	Lagestreuung der Impulsschwerpunkte bei z	(F10-4)
$\sigma_f$	spektrale Frequenz-Effektivbreite	(F5-17)
$\sigma_h$	reziproke chromatische spektrale Effektivbreite	(5-5)
$\sigma_k$	Parameter	(5-5)
$\sigma_t$	effektive Impulsbreite	(F4-30)
$\sigma_{z\infty}$	Lagestreuung der Impulsschwerpunkte bei $z \rightarrow \infty$	(F10-4)
$\sigma_\omega$	= $2\pi\sigma[f]$ spektr. Kreisfrequenz-Effektivbreite	(F5-17)
$\sigma_z$	reziproke modale spektrale Effektivbreite	(5-5)
$\tau$	Zeitverzoeigerung	(F5-12)
$\tau$	Beobachtungszeit	(F9-10)
$\tau_k$	Kohaerenzzeit	(F5-28)
$\tau_p$	Zeitverzoeigerung fuer um $p < 1$ reduz. Kontrast	(F5-27)
$\varphi$	Winkel in Zylinderkoordinaten	
$\psi$	Fernfeld-Differenzwinkel	Bild F11
$\tilde{\psi}(\vec{r}, t)$	analytisches Signal, abgeschnittene Funktion	(F5-1)
$\tilde{\psi}_s(\vec{r}, t)$	analytisches Summsignal	(F5-12)
$\omega$	= $2\pi f$ Kreisfrequenz	(F1-6)