

Diss. ETH Nr. 9367

P. Leuthold
3. 4. 91

**DIE BEEINTRÄCHTIGUNG
BIDIREKTIONALER FASEROPTISCHER
ÜBERTRAGUNGSSYSTEME DURCH
RAYLEIGH-RÜCKSTREUUNG UND
REFLEXIONEN**

**ABHANDLUNG
zur Erlangung des Titels
DOKTOR DER TECHNISCHEN WISSENSCHAFTEN
der
EIDGENÖSSISCHEN TECHNISCHEN HOCHSCHULE
ZÜRICH**

vorgelegt von
ROLAND K. STAUBLI
dipl. El. Ing. ETH
geboren am 30. August 1959
von Bremgarten (AG)

Angenommen auf Antrag von
Prof. Dr. P. E. Leuthold, Referent
Prof. Dr. H. Melchior, Korreferent

Zürich 1991

*Für Gaby und
für meine Eltern !*

ABSTRACT

In this thesis work, the receiver sensitivity degradations in bidirectional optical single-mode fiber communication systems due to Rayleigh backscattered and backreflected light are investigated. An analytical model for the description of backscattered and backreflected signals which takes into account the coherence properties of the optical source and the polarization state changes during propagation along the fiber is presented.

It is shown that in systems using narrow linewidth laser diodes, crosstalk due to interferometric conversion of laser phase noise to intensity noise may cause receiver sensitivity degradations far exceeding the crosstalk penalties observed in bidirectional systems with low coherent optical sources. The interferometric noise can give rise to intermittent error bursts and bit-error-rate floors.

For an excitation with a typical distributed feedback laser diode, characterized by a linewidth in the range between 10 and 100 MHz, the components of the complex amplitude vector of the Rayleigh backscattered field from a single-mode fiber asymptotically become ergodic circular complex Gaussian random processes. The power spectral densities and the probability density functions of the backscattered and backreflected intensities are calculated. The probability density function of the Rayleigh backscattered intensity reveals to be independent of the source coherence but its power spectral density follows as the autocorrelation of the source field spectrum. An exact expression for the probability density function of the detector current due to Rayleigh backscattered light is derived. The theoretical results are in good agreement with the performed measurements.

Considering intensity and coherent modulation, the crosstalk penalties are calculated for single- and double-source bidirectional systems and compared with experimental results. Different approaches to reduce crosstalk as well as return loss requirements for connectors and splices in bidirectional optical systems are presented.

The experiments show that in systems employing commercially available oblique endface connectors and fusion splices, Rayleigh backscattering is the dominating crosstalk contribution. Thus, Rayleigh backscattering gives a fundamental limit for bidirectional transmission with narrow linewidth optical sources.

Leere Seite\nBlank

ÜBERSICHT

Die vorliegende Arbeit behandelt das durch die Rayleigh-Rückstreuung und diskrete Reflexionsstellen verursachte optische Übersprechen in bidirektionalen Singlemode-Glasfaserübertragungssystemen. Finden in einem bidirektionalen System optische Quellen mit grosser Kohärenz Verwendung, tritt zusätzlich zum direkten Intensitätsübersprechen ein Interferenzübersprechen auf. Die Umwandlung des inhärenten Laserphasenrauschens in Intensitätsrauschen aufgrund von verteilten Reflexionen bewirkt dieses Übersprechen. Das Interferenzübersprechen ist im Gegensatz zum Intensitätsübersprechen eine Funktion der Kohärenz des optischen Quellensignals und der Veränderungen, welche die Polarisationszustände der elektrischen Felder in der Glasfaser erfahren.

Es werden die statistischen Eigenschaften der von einer Singlemode-Glasfaserübertragungstrecke rückgestreuten und zurückreflektierten Signale untersucht. Die Wahrscheinlichkeitsverteilung der Intensität des rückgestreuten Lichtes ist von der Kohärenz des optischen Quellensignals unabhängig. Es wird gezeigt, dass bei Verwendung einer käuflichen Laserdiode mit einer Linienbreite im Bereich von 10 bis 100 MHz das von einer Singlemode-Glasfaser rückgestreute Signal die Eigenschaften eines ergodischen Zufallsprozesses besitzt und dass die Komponenten des rückgestreuten Feldvektors eine mittelwertfreie, zirkulärsymmetrische, komplexe Normalverteilung aufweisen. Das Leistungsdichtespektrum der Intensität des rückgestreuten Lichtes entspricht der Autokorrelation des Spektrums des anregenden optischen Signals. Die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion des vom rückgestreuten Licht verursachten Detektorstroms ist eine Funktion der Kohärenz des Quellensignals, der Detektorbandbreite und der Polarisationsänderungen, welche die Felder in der Glasfaser erfahren. Für die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion des Detektorstroms wird ein exakter Ausdruck hergeleitet.

Die Leistungsdichtespektren der Intensität des von mehreren Reflexionsstellen reflektierten Feldes und des Interferenzsignals von reflektiertem und rückgestreutem Licht weisen dieselbe Form auf wie das Leistungsdichtespektrum der Intensität des rückgestreuten Feldes. Die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion der Intensität des erwähnten Interferenzsignals wird bestimmt, und für die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion des resultierenden Detektorstroms lässt sich eine Näherungslösung angeben.

Die Messungen der Leistungsdichtespektren und der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen bestätigen die theoretisch ermittelten Beziehungen.

Die durchgeführten Experimente zeigen, dass es möglich ist, mit käuflichen Komponenten ein bidirektionales optisches Übertragungssystem zu realisieren, in welchem die Rayleigh-Rückstreuung das Übersprechen dominiert und die Leistungsfähigkeit des Systems erheblich beeinträchtigt. Es werden die infolge des Übersprechens auftretenden Empfängerempfindlichkeitsverluste für bidirektionale Ein- und Zweiquellen-Systeme mit konventioneller Intensitätsmodulation und mit kohärenter Modulation bestimmt. Aufgrund der Untersuchung ergeben sich verschiedene Methoden zur Reduktion der Übersprechverluste. Ausserdem werden Minimalanforderungen an die Rückflussdämpfung von optischen Steckern und Spleissen in bidirektionalen Systemen festgelegt.

INHALT

1	EINLEITUNG	1
1.1	VORWORT	1
1.2	INHALTSÜBERSICHT	3
2	BIDIREKTIONALE SYSTEME	5
2.1	SYSTEMKONFIGURATIONEN	5
2.1.1	Bidirektionale Systeme mit Intensitätsmodulation .	5
2.1.2	Bidirektionale Systeme mit kohärenter Modulation .	9
2.1.3	Hybride Systeme	15
2.2	OPTISCHES ÜBERSPRECHEN	15
2.3	DIE OPTISCHEN KOMPONENTEN	17
2.3.1	Optische Quellen	17
2.3.2	Optische Detektoren	18
2.3.3	Stecker und Spleisse	18
2.3.4	Optische Koppler	19
2.3.5	Optische Modulatoren	20
3	RAYLEIGH-RÜCKSTREUUNG	21
3.1	GRUNDLAGEN	23
3.2	DIE KOHÄRENTE RÜCKSTREUUNG	25
3.2.1	Das Fasermmodell	25
3.2.2	Das optische Quellensignal	26
3.2.3	Das elektrische Feld in der Glasfaser	31
3.2.4	Das rückgestreute Feld	32
3.2.5	Die Intensität des rückgestreuten Lichtes	35

3.2.6	Das Leistungsdichtespektrum (LDS) der Intensität des rückgestreuten Lichtes	37
3.2.7	Die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion der Intensität	38
3.3	INKOHÄRENTE INTERFERENZ	43
3.3.1	Statistische Eigenschaften des rückgestreuten Felds .	43
3.3.2	Zeitmittelwert der Intensität des rückgestreuten Feldes	45
3.3.3	Der Detektorstrom	46
3.3.4	Die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion des Detektorstromes	47
3.3.5	Berechnung der Wahrscheinlichkeitsverteilung des Detektorstromes	51
4	REFLEXIONEN UND RAYLEIGH-RÜCKSTREUUNG	57
4.1	SINGULÄRE REFLEXION	57
4.2	MEHRERE REFLEXIONEN	58
4.2.1	Inkohärente Interferenz	60
4.2.2	Die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion der Intensität des reflektierten Feldes	62
4.2.3	Der Detektorstrom	63
4.3	INTERFERENZ VON REFLEKTIERTEM UND RÜCKGESTREUTEM LICHT	65
4.3.1	Das gesamte Feld am Faseranfang	65
4.3.2	Die Gesamtintensität	66
4.3.3	Die Autokorrelationsfunktion der Gesamtintensität .	67
4.3.4	Die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion der Gesamtintensität	68
4.3.5	Inkohärente Interferenz	70
4.3.6	Der Detektorstrom	73
4.3.7	Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion des Detektorstroms	74
4.3.8	Berechnung der Wahrscheinlichkeitsverteilung	76
4.3.9	Approximation der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion	76

5	BEEINTRÄCHTIGUNG BIDIREKTIONALER SYSTEME DURCH ÜBERSPRECHEN	81
5.1	SYSTEME MIT INTENSITÄTSMODULATION	82
5.1.1	Leistungsfähigkeit von Systemen mit Intensitätsmodulation	82
5.1.2	Übersprechen in Zweiquellen-Systemen mit Intensitätsmodulation	85
5.1.3	Übersprechen in Einquellen-Systemen mit Intensitätsmodulation	103
5.2	SYSTEME MIT ANALOGER MODULATION	115
5.3	SYSTEME MIT KOHÄRENTER MODULATION	116
5.3.1	Der Heterodyn-Überlagerungsempfänger	117
5.3.2	Leistungsfähigkeit von Systemen mit Heterodyn-Überlagerungsempfang	119
5.3.3	Übersprechen in Zweiquellen-Systemen mit kohärenter Modulation	121
5.3.4	Der Homodyn-Überlagerungsempfänger mit Phasendiversifikation	126
5.3.5	Leistungsfähigkeit von Systemen mit Amplitudenmodulation und Homodyn-Überlagerungsempfang mit Phasendiversifikation	127
5.3.6	Übersprechen in Einquellen-Systemen mit kohärenter Modulation	128
5.4	REDUKTION DES ÜBERSPRECHENS	130
5.4.1	Massnahmen im optischen Bereich	130
5.4.2	Massnahmen im elektrischen Bereich	132
6	MESSUNGEN	135
6.1	MESSUNG DER RÜCKSTREUUNG	135
6.1.1	Der Rückstreuoeffizient	136
6.1.2	Der Polarisationsgrad	137
6.1.3	Messung der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen	137
6.2	MESSUNG DER ÜBERSPRECHVERLUSTE	140
7	ZUSAMMENFASSUNG	143

ANHÄNGE

A	POLARISATIONSZUSTÄNDE	147
A.1	DIE LINEARE DOPPELBRUCHUNG	147
A.2	MODENKOPPLUNG	148
A.3	JONES-VEKTOR UND JONES-MATRIX	149
A.4	EIGENSCHAFTEN IM FREQUENZBEREICH	152
B	KORRELATIONSFUNKTIONEN	153
B.1	DIE AUTOKORRELATIONSMATRIX DES RÜCKGESTREUTEN FELDES	153
B.2	DIE AUTOKORRELATIONSFUNKTION DER INTENSITÄT DES RÜCKGESTREUTEN FELDES	154
B.3	DIE AUTOKORRELATIONSFUNKTION DER GESAMTINTENSITÄT	158
C	WAHRSCHEINLICHKEITSDICHTEFUNKTION DER QUADRATISCHEN FORM VON NORMALVERTEILTEN ZUFALLSVARIABLEN	161
C.1	MITTELWERTFREIE ZUFALLSVARIABLEN	161
C.2	ZUFALLSVARIABLEN MIT MITTELWERT	163
	REFERENZEN	165
	SYMBOLVERZEICHNIS	173

Kapitel 1

EINLEITUNG

1.1 Vorwort

Die Kommunikations- und Informationsbedürfnisse unserer Gesellschaft nehmen stetig zu. Entsprechend wächst die Nachfrage nach neuen und leistungsfähigeren Kommunikationsdiensten. Die auf dem Gebiet der Nachrichtentechnik und Informationsverarbeitung erzielten Fortschritte bilden die Grundlage für die Einführung öffentlicher Breitbandkommunikationsnetze. Ein solches Netz soll in der Lage sein, dem Teilnehmer gleichzeitig vermittelte Breitbanddienste wie Bildfernsehen einschliesslich Videokonferenz, Austausch von Dokumenten und Bildern, Zugriff auf ortsfremde Rechnersysteme oder Datenbanken, sowie auch eine Verteilung qualitativ hochstehender Fernseh- und Rundfunkdienste anzubieten. Hierzu ist die Übertragung und Verarbeitung sehr grosser Datenmengen beziehungsweise sehr breitbandiger Signale erforderlich.

Während optische Übertragungssysteme in den Fernverkehrsnetzen bereits heute weit verbreitet sind, steht die Einführung von Glasfaserverbindungen im Teilnehmernetz kurz bevor. Die zum jetzigen Zeitpunkt eingesetzten Punkt-zu-Punkt-Verbindungen verwenden eine direkte Intensitätsmodulation des optischen Signals. Mit diesem einfachen Modulationsverfahren kann nur ein sehr kleiner Teil der enormen Übertragungskapazität der Glasfaser ausgenutzt werden. Die Verwendung von Wellenlängen- und Frequenzmultiplexverfahren sowie der Einsatz der Subträgermodulationstechnik erlauben es, gleichzeitig mehrere Nachrichtensignale über eine Glasfaser zu übertragen und damit die Ausnutzung zu verbessern. In Verbindung mit den erwähnten Multiplex- und Modulationsverfahren könnte anstelle eines Netzwerks in Sternkonfiguration mit optischen Punkt-zu-Punkt-Verbindungen auch ein rein optisches, passives Netzwerk in Stern- oder Buskonfiguration für die gleichzeitige Versorgung

mehrerer Teilnehmer mit vermittelten und verteilten Diensten eingesetzt werden.

Die meisten vermittelten Kommunikationsdienste erfordern eine gleichzeitige Datenübertragung in beide Richtungen. In herkömmlichen Systemen verwendet man für die bidirektionale Übertragung zwei voneinander getrennte Übertragungstrecken. Es besteht aber auch die Möglichkeit, die sich in entgegengesetzter Richtung ausbreitenden optischen Signale gleichzeitig über eine einzige Glasfaser zu übertragen und zwar sowohl im gleichen Wellenlängenbereich als auch in zwei verschiedenen Wellenlängenbereichen. Damit erreicht man eine bessere Ausnutzung der Übertragungskapazität und ermöglicht eine erhebliche Reduktion der Installationskosten. Vorausgesetzt, dass die Signalleistungen einen kritischen Wert nicht überschreiten, findet aufgrund nichtlinearer Effekte keine gegenseitige Beeinflussung optischer Signale in der Glasfaser statt. Es kann aber dennoch eine Beeinträchtigung der Zuverlässigkeit der Übertragung auftreten. Rayleigh-Rückstreuung in der Glasfaser, aber insbesondere Unzulänglichkeiten der Systemkomponenten wie z. B. Brechungsindexsprünge in optischen Steckern und Spleissen, sowie das Nebensprechen in optischen Kopplern bewirken, dass ein Teil des optischen Signals reflektiert und von der Glasfaser in Rückwärtsrichtung geführt wird. Das reflektierte Signal wird dem sich in entgegengesetzter Richtung ausbreitenden Signal als Störung überlagert. Finden in bidirektionalen Systemen optische Quellen mit grosser Kohärenz Verwendung, tritt zusätzlich zum direkten Intensitätsübersprechen, bedingt durch die interferometrische Umwandlung von Laserphasenrauschen in Intensitätsrauschen, ein Interferenzübersprechen auf. Mangels eines geeigneten Modells zur Beschreibung dieses Effekts wurde bis heute nur der Einfluss des Intensitätsübersprechens in bidirektionalen optischen Übertragungssystemen eingehend untersucht [CON81,STA86,BOH87].

Während es mit neuen Technologien möglich ist, die Reflexionen in optischen Steckern und Spleissen immer stärker zu unterdrücken, kann die Rayleigh-Rückstreuung nicht vermieden werden. Sie bestimmt daher eine fundamentale Grenze für die bidirektionale Übertragung über eine Glasfaser im gleichen Wellenlängenbereich. Eine Reduktion des Übersprechens lässt sich natürlich durch die Verwendung von zwei verschiedenen Wellenlängenbereichen für die beiden Übertragungsrichtungen erreichen. Bei dieser Technik werden Nutz- und Übersprechsignal mit Hilfe von optischen Filtern getrennt, was aber mit einem nicht zu unterschätzenden Aufwand verbunden ist.

Ziel der vorliegenden Arbeit ist die Herleitung eines Modells zur Beschreibung der rückgestreuten und reflektierten optischen Signale in Singlemode-Glasfasersystemen. Anhand dieses Modells soll die Beeinträchtigung bidirektionaler Systeme durch Intensitäts- und Interferenzübersprechen untersucht werden. Ferner geht es um den Nachweis, dass mit käuflichen optischen Komponenten (Stecker, Koppler) die Realisierung eines bidirektionalen Systems möglich ist, in welchem die Rayleigh-Rückstreuung das Übersprechen dominiert.

Sämtliche Betrachtungen basieren auf der Annahme, dass die Laserdioden vollständig optisch isoliert seien und dass deshalb zurückgeworfenes Laserlicht keine Veränderungen der spektralen Eigenschaften der Laserdioden bewirke.

1.2 Inhaltsübersicht

In Kapitel 2 werden verschiedene Strukturen für die Realisierung von bidirektionalen optischen Punkt-zu-Punkt-Übertragungssystemen vorgestellt. Die Ursachen für das Übersprechen werden untersucht und die Eigenschaften der optischen Komponenten im Hinblick auf den Einsatz in bidirektionalen Systemen diskutiert.

Das dritte Kapitel ist der Beschreibung der Rayleigh-Rückstreuung in Singlemode-Glasfasern (SM-Glasfasern) gewidmet. Das hergeleitete Modell erlaubt die Bestimmung der statistischen Eigenschaften der rückgestreuten optischen Signale in Funktion der Quellenfeldkohärenz und der Quellenfeldmodulation. Es wird gezeigt, dass die Rayleigh-Rückstreuung für eine Anregung mit einer käuflichen Singlemode-Laserdiode ("Single Longitudinal Mode"-Laserdiode, SLM-LD), Linienbreite im Bereich von 10 bis 100 MHz, ein ergodischer Zufallsprozess ist. In diesem Fall lässt sich ein exakter Ausdruck für die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion (WSK-Dichtefunktion) des resultierenden Detektorstroms angeben. Der letzte Teil dieses Kapitels behandelt eine Methode zur effizienten numerischen Berechnung der erwähnten WSK-Dichtefunktion.

In Kapitel 4 werden die statistischen Eigenschaften des reflektierten Lichtes und der Interferenzen von rückgestreutem und reflektiertem Licht untersucht und Ausdrücke für die zugehörigen Leistungsdichtespektren und die WSK-Dichtefunktionen hergeleitet. Ausserdem werden für die WSK-Dichtefunktionen der resultierenden Detektorströme Näherungslösungen in geschlossener Form angegeben.

Kapitel 5 behandelt die Beeinträchtigung bidirektionaler optischer Übertragungssysteme durch Intensitäts- und Interferenzübersprechen. Es werden sowohl herkömmliche Systeme mit direkter Intensitätsmodulation als auch kohärente Systeme und Systemkonfigurationen mit passivem Teilnehmeranschluss betrachtet. Als Beurteilungskriterien dienen die Bitfehlerwahrscheinlichkeit für Systeme mit digitaler Modulation beziehungsweise das relative Intensitätsrauschen für Systeme mit analoger Modulation. Die Resultate erlauben die Festlegung von Mindestanforderungen an die Rückflussdämpfung der optischen Stecker und Spleisse in bidirektionalen Systemen. Ausserdem werden sowohl optische als auch elektrische Massnahmen zur Reduktion des Übersprechens aufgezeigt.

Eine Beschreibung der verwendeten Messanordnungen und Versuchsaufbauten sowie ein Vergleich der Messresultate mit den theoretischen Ergebnissen erfolgt in Kapitel 6.

Das siebte Kapitel beinhaltet eine Zusammenfassung der Resultate dieser Arbeit. Aus einer abschliessenden Betrachtung über die bidirektionale Übertragung in rein optischen Netzwerken ergeben sich Anregungen für weiterführende Untersuchungen auf diesem Forschungsgebiet. Ausserdem wird auf zusätzliche Anwendungsmöglichkeiten der vorgestellten Theorie über die kohärente Rayleigh-Rückstreuung in SM-Glasfasern hingewiesen.

Die verwendeten Abkürzungen und Symbole sind am Schluss der Arbeit in einer Liste zusammengestellt.

Kapitel 2

BIDIREKTIONALE SYSTEME

2.1 Systemkonfigurationen

Eine bidirektionale optische Punkt-zu-Punkt-Verbindung kann mit sehr unterschiedlichen Systemkonfigurationen realisiert werden. Kennzeichen der verschiedenen Systeme sind die Eigenschaften der verwendeten optischen Koppler und elektrooptischen Wandler sowie die zum Einsatz gelangenden Modulationsverfahren (Fig. 2.1, 2.2 und 2.3).

2.1.1 Bidirektionale Systeme mit Intensitätsmodulation

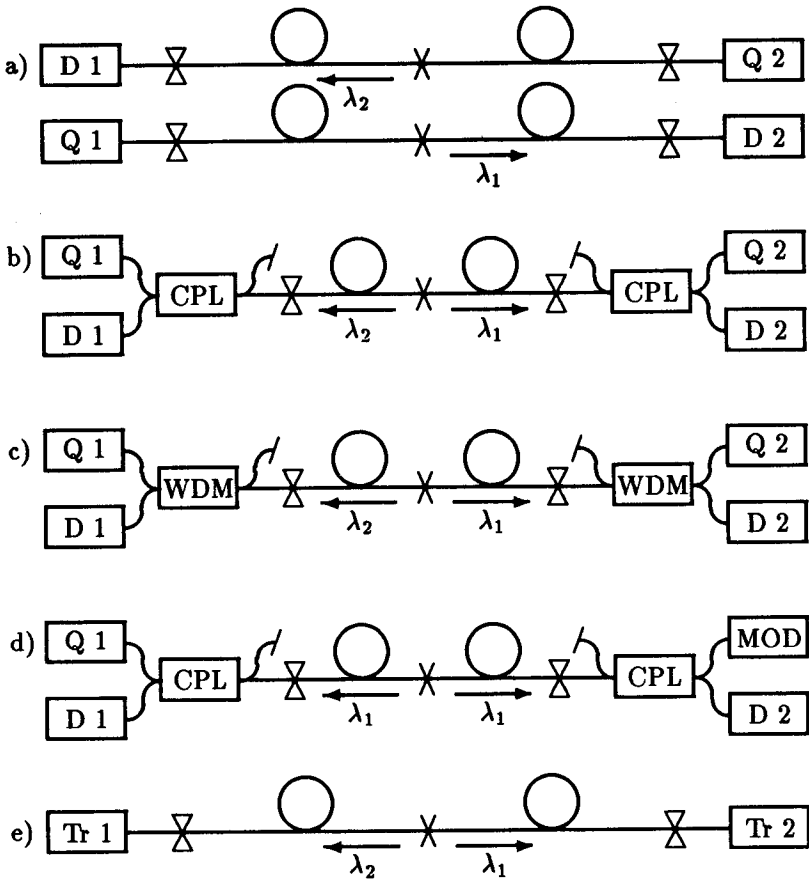
Bei Systemen mit *Intensitätsmodulation* wird im optischen Sender die Intensität des in die Faser eingekoppelten Lichtstrahls in Funktion des zu übertragenden elektrischen Nachrichtensignals verändert. Es lassen sich sowohl analog als auch digital modulierte Lichtsignale übertragen. Im Fall eines binären Datensignals wird also das abgestrahlte Licht entsprechend ein- und ausgeschaltet ("ON/OFF Keying", OOK). Bei der analogen Modulation ändert sich die Intensität der Strahlung proportional zum Momentanwert des Nachrichtensignals. Die Ausdehnung des optischen Spektrums ist im allgemeinen viel grösser als die elektrische Bandbreite des Modulationssignals. Es können sowohl inkohärente Quellen wie lichtemittierende Dioden (LED) als auch relativ kohärente Quellen wie Laserdioden (LD) als Sendeelemente verwendet werden. Im Empfänger erzeugt der optische Detektor wiederum eine zur Intensität des einfallenden Lichts proportionale elektrische Grösse.

Die Verwendung von optischen Quellen mit unterschiedlichen Emissionswellenlängen ermöglicht die Mehrfachausnutzung einer Glasfaserstrecke (Wellenlängenmultiplex, WDM). Über einen optischen Koppler werden mehrere intensitätsmodulierte Lichtsignale in dieselbe Glasfaser eingekoppelt. Nach der Übertragung erfolgt die Trennung der Signale mit wellenlängenabhängigen Kopplern (WDM-Kopplern). Die Wellenlängenselektivität der optischen Detektoren reicht im allgemeinen nicht aus, um die unerwünschten Signale genügend zu unterdrücken. Man unterscheidet zwischen den konventionellen WDM-Systemen, bei denen die Wellenlängen in verschiedenen optischen Fenstern (800, 1300, 1500 nm) liegen, und "Dense WDM"-Systemen (DWDM-Systemen), bei denen sich die Wellenlängen nur um Nanometer unterscheiden. Während für konventionelle WDM-Systeme auch LED oder Multimode-Laserdioden ("Multi Longitudinal Mode"-Laserdiode, MLM-LD) als Sendeelemente eingesetzt werden können, erfordern die geringen Kanalabstände in DWDM-Systemen eine Verwendung von Singlemode-Laserdioden mit schmalbandigen Emissionsspektren.

Auch mit Hilfe der Subträgermodulationstechnik (SCM-System) lassen sich gleichzeitig mehrere Nachrichtensignale über eine einzelne Glasfaser übertragen. Mehrere elektrische, digital oder analog modulierte Trägersignale fasst man in einem elektrischen Frequenzmultiplexsignal (FDM-Signal) zusammen. Dabei kann entweder die Amplitude oder die Frequenz der einzelnen Subträger in Funktion des entsprechenden Nachrichtensignals moduliert sein. Mit dem zumeist sehr breitbandigen FDM-Signal ($\approx 2\text{--}10$ GHz) wird die Intensität der Strahlung einer LD durch direkte Strommodulation verändert. Im Empfänger transformiert man das erwünschte Nachrichtensignal durch Mischen des Detektorstroms mit einem entsprechenden Lokaloszillatorsignal wiederum ins Basisband hinunter.

Die SCM-Technik weist den Vorteil auf, dass für die Übertragung mehrerer unabhängiger Nachrichtensignale nur ein optisches Sender/Empfängerpaar benötigt wird. Der Vorteil der WDM-Technik liegt darin, dass die elektronischen Komponenten sowie die Wandlerelemente nur Signale mit der Bandbreite des einzelnen Nachrichtensignals verarbeiten müssen.

Für die bidirektionale optische Übertragung mit Intensitätsmodulation wurden verschiedene Systemstrukturen vorgeschlagen (Fig. 2.1).



Figur 2.1: Bidirektionale optische Übertragungssysteme mit Intensitätsmodulation: a) Zweifaser-System, b) Zweiquellen-System, c) WDM-System, d) Einquellen-System, e) "Transceiver"-System.

Q x	Quelle (LD, LED)	CPL	Richtkoppler
D x	Detektor (PIN, APD)	WDM	WDM-Koppler
MOD	Optischer Modulator		Optischer Stecker
Tr x	"Transceiver" (LD, LED)		Spleiss

Zweifaser-Systeme: Es stehen zwei vollständig unabhängige optische Punkt-zu-Punkt-Verbindungen für die beiden Übertragungsrichtungen zur Verfügung.

Zweiquellen-Systeme: Diese Systeme arbeiten mit zwei unabhängigen optischen Quellen. An jedem Ende der Glasfaserstrecke befindet sich eine Quelle. Die abgestrahlten Signale durchlaufen die Glasfaser in entgegengesetzter Richtung. Das Teilungsverhältnis der Richtkoppler ist von der Wellenlänge der optischen Signale weitgehend unabhängig. Es erfolgt keine optische Trennung von Nutz- und Übersprechsignal vor der Detektion. Die Wellenlängen der beiden Quellen müssen keine bestimmten Anforderungen erfüllen.

WDM-Systeme: Die Emissionswellenlängen der beiden optischen Quellen sind verschieden ($\lambda_1 \neq \lambda_2$). Wellenlängenabhängige Koppler (WDM-Koppler) ermöglichen eine optische Trennung von Nutzsignal und Übersprechen. Die Anforderungen an die Differenz zwischen den beiden Wellenlängen hängt von der Trennschärfe der verwendeten WDM-Koppler ab.

Einquellen-Systeme: In diesen Systemen wird eine der beiden optischen Quellen durch einen optischen Modulator ersetzt. Der Modulator reflektiert einen Teil des einfallenden optischen Signals in die Glasfaser zurück. Durch Veränderung der Reflexionsstärke kann das reflektierte Signal moduliert werden. Die beiden sich in entgegengesetzter Richtung ausbreitenden Signale weisen überlappende Spektren auf. Eine optische Trennung von Nutzsignal und Übersprechen ist nicht möglich.

“Transceiver“-Systeme: Hierbei handelt es sich nicht um bidirektionale Systeme im eigentlichen Sinn. Die Glasfaserstrecke wird im Zeitmultiplexverfahren für die Übertragung in die beiden Richtungen genutzt. Die Übertragung erfolgt nicht gleichzeitig in beide Richtungen. Die elektrooptischen Wandler arbeiten abwechslungsweise als Sender und Empfänger. Die erforderliche Zwischenspeicherung der Daten und die Einhaltung von Totzeiten lässt nur sehr begrenzte Übertragungsgeschwindigkeiten zu [HEI86].

WDM- und “Transceiver“-Systeme werden im Rahmen der vorliegenden Arbeit nicht näher untersucht.

Durch Kombination des Wellenlängenmultiplexverfahrens und der Subträgermodulation mit der bidirektionalen Übertragungstechnik ist es möglich, gleichzeitig mehrere unabhängige Signale in beide Richtungen über eine einzelne Glasfaser zu übertragen.

2.1.2 Bidirektionale Systeme mit kohärenter Modulation

In Systemen mit *kohärenter* Modulation werden die Amplitude (AM, "Amplitude Shift Keying" ASK), die Frequenz (FM, "Frequency Shift Keying" FSK), oder die Phase (PM, "Phase Shift Keying" PSK, "Differential Phase Shift Keying" DPSK) des optischen Trägers in Funktion des zu übertragenden Nachrichtensignals verändert. Es können sowohl analoge als auch digitale Basisbandsignale als Modulationssignale verwendet werden. Aus der konventionellen Nachrichtentechnik ist bekannt, dass die Verfügbarkeit von spektral sehr reinen Trägersignalen eine Voraussetzung für den Einsatz dieser Modulationsverfahren ist. Aus diesem Grund eignet sich nur die SLM-LD als Quelle für optische Übertragungssysteme mit kohärenter Modulation. Die Ausdehnung der optischen Spektren ist vergleichbar mit der Bandbreite der Modulationssignale. Aufgrund der kleinen optischen Bandbreite kohärent modulierter Signale ist der Einfluss der Faserdispersion auf die Übertragungseigenschaften kohärenter Systeme sehr gering.

Eine Änderung des Laserdiodenstroms bewirkt—abgesehen von einer Intensitätsänderung—auch eine sehr starke Änderung der Frequenz des emittierten Lichts. Eine direkte Intensitäts- (OOK) oder Amplitudenmodulation (ASK) über den Laserdiodenstrom hat daher Frequenzfluktuationen ("Chirping") über einen Bereich von mehreren GHz zur Folge. Die damit verbundene Verbreiterung des optischen Spektrums verunmöglicht eine kohärente Detektion. Verwendet man hingegen Intensitätsmodulatoren (z. B. "Mach-Zehnder"-Modulatoren), um das abgestrahlte Licht einer LD zu modulieren, lässt sich eine Amplitudenmodulation ohne Frequenzfluktuationen realisieren. Der Einsatz von optischen Modulatoren ist immer mit mehr Aufwand und zusätzlichen Verlusten verbunden. Eine Frequenzmodulation des abgestrahlten Lichts kann ebenfalls—wie bereits erwähnt—durch eine direkte Modulation des Laserdiodenstroms erreicht werden. Der Modulationsindex von "Distributed Feedback"-Laserdioden (DFB-LD) beträgt ungefähr 2 GHz/mA für Modulationsfrequenzen im MHz-Bereich und ungefähr 100–500 MHz/mA für Modulationsfrequenzen im GHz-Bereich. Wird eine der beiden Frequenzmarken eines Grosshub-FSK-Signals vor der Einkopplung in die Glasfaser durch ein optisches Filter ausgeblendet, lässt sich mit direkter Strommodulation ein ASK-Signal ohne "Chirping" erzeugen. Schliesslich kann eine Phasenmodulation des Laserdiodenlichts mit Hilfe eines optischen Phasenmodulators oder für sehr grosse Übertragungsgeschwindigkeiten auch durch eine direkte Strom-

modulation realisiert werden.

Das beim Empfänger eintreffende kohärent modulierte Lichtsignal wird durch das elektrische Feld

$$e_s(t) = \sqrt{2}E_s(t) \cos(2\pi\nu_s t + \theta_s(t)) \quad (2.1)$$

beschrieben, wobei $E_s(t)$ und $\theta_s(t)$ die modulierte Amplitude beziehungsweise Phase und ν_s die Frequenz des optischen Trägersignals bezeichnen. Das empfangene optische Signal kann entweder von einem optischen Überlagerungs- oder einem optischen Geradeausempfänger detektiert werden.

Im Überlagerungsempfänger wird dem empfangenen Signal $e_s(t)$ vor der Detektion ein unmoduliertes Lokaloszillatorsignal

$$e_{LO}(t) = \sqrt{2}E_{LO} \cos(2\pi\nu_{LO}t + \phi_{LO}) \quad (2.2)$$

überlagert. Liegt die Zwischenfrequenz

$$f_{IF} = \nu_s - \nu_{LO} \quad (2.3)$$

innerhalb der Bandbreite des optischen Detektors, erzeugt die Summe der beiden elektrischen Felder einen Detektorstrom

$$i_d(t) \sim E_s^2(t) + E_{LO}^2 + 2E_s(t)E_{LO} \cos(2\pi f_{IF}t + \theta_s(t) - \phi_{LO}) . \quad (2.4)$$

Die Überlagerung des Lokaloszillatorsignals und die Nichtlinearität des Detektionsvorgangs bewirken eine Verstärkung und eine gleichzeitige Transformation des zu übertragenden Signals vom optischen Frequenzbereich in ein elektrisches Zwischenfrequenzband. Mit den aus der konventionellen Nachrichtentechnik bekannten Demodulationsverfahren kann dann aus dem Detektorstrom $i_d(t)$ das ursprüngliche Basisbandsignal zurückgewonnen werden.

Ein kohärent modulierte Signal kann aber auch von einem optischen Geradeausempfänger detektiert werden. Ist das Signal amplitudenmoduliert, erfolgt die Detektion wie in herkömmlichen Systemen mit Intensitätsmodulation durch Messung der Intensität des einfallenden Signals. Da frequenz- oder phasenmodulierte Signale eine konstante Amplitude und damit verbunden auch eine konstante Intensität aufweisen, muss der Detektion dieser Signale durch einen Geradeausempfänger eine

Umwandlung von Frequenz- beziehungsweise Phasenänderungen in Intensitätsänderungen vorausgehen. Als optische Frequenzdiskriminatoren eignen sich "Fabry-Perot"-Filter und optische Verzögerungsleitungen.

Da die optischen Spektren von kohärent modulierten Signalen schmal sind, lassen sich mit diesen Modulationsverfahren sehr dicht gepackte DWDM-Systeme beziehungsweise optische Frequenzmultiplexsysteme (FDM-Systeme) realisieren. In Überlagerungsempfängern erfolgt die Selektion eines Kanals durch eine geeignete Wahl der Lokaloszillatorfrequenz und durch eine elektrische Bandpassfilterung des Detektorstroms. In Systemen mit Geradeausempfang müssen die Signale der unerwünschten Nachbarkanäle vor der Detektion mit Hilfe von optischen Filtern ausgeblendet werden.

Ein wesentlicher Vorteil der Überlagerungsempfänger ist die Verstärkung des empfangenen Signals durch das Lokaloszillatorsignal und die damit verbundene Verbesserung der Empfängerempfindlichkeit. Mit Überlagerungsempfängern kann die theoretische Quantengrenze ("Quantum Limit") der optischen Übertragungstechnik beinahe erreicht werden. Systeme mit kohärenter Modulation und Geradeausempfänger weisen jedoch eine erheblich geringere Komplexität auf. Obwohl der Vorteil der Verstärkung des empfangenen Signals entfällt, sind sie den Systemen mit Intensitätsmodulation in bezug auf die Beeinträchtigung der Übertragungseigenschaften durch die Faserdispersion und im Hinblick auf die Realisierung von Mehrkanalsystemen überlegen.

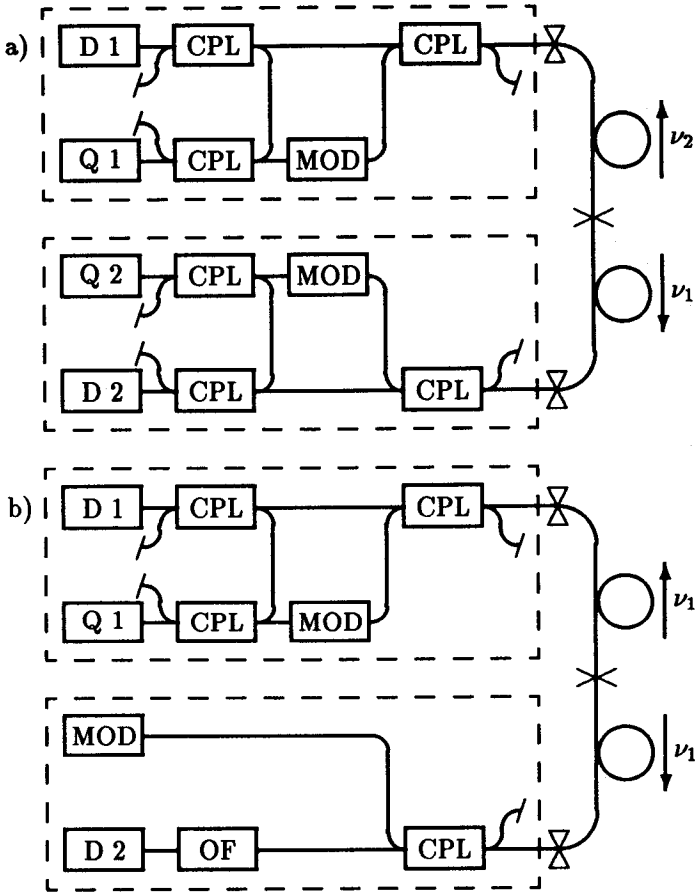
Abgesehen von Zweifaser-Systemen wurden auch für die bidirektionale Übertragung mit kohärenter Modulation verschiedene Systemstrukturen mit nur einer Glasfaser vorgeschlagen (Fig. 2.2).

Kohärentes Zweiquellen-System (Fig. 2.2 a): Es ist in beiden Stationen je eine LD zur Erzeugung des optischen Trägersignals vorhanden. Die Signale können mit Überlagerungsempfängern oder nach optischer Filterung mit Geradeausempfängern detektiert werden. Zwischen den Trägerfrequenzen für die beiden Übertragungsrichtungen muss im allgemeinen keine feste Beziehung bestehen. Je grösser der Abstand der Trägerfrequenzen ist, umso besser erfolgt die Trennung von Nutz- und Übersprechsignal durch den kohärenten Empfänger [YAM90]. Es ist auch möglich, die Laserdioden gleichzeitig als Quelle für das Sendesignal und als Lokaloszillator für den Überlagerungsempfänger zu verwenden [HEY89].

Die Modulation des Sendesignals erfolgt mit Hilfe eines optischen Intensitäts- oder Phasenmodulators. Es eignen sich daher nur die Amplituden- oder die Phasenmodulation für dieses System. Die optischen Trägerfrequenzen der beiden sich in entgegengesetzter Richtung ausbreitenden Signale unterscheiden sich um die Zwischenfrequenz $f_{IF} = \nu_1 - \nu_2$ des Überlagerungsempfängers. Die Frequenzselektivität des Überlagerungsempfängers bewirkt eine Trennung des um die Zwischenfrequenz verschobenen Übersprechsignals vom Nutzsignal.

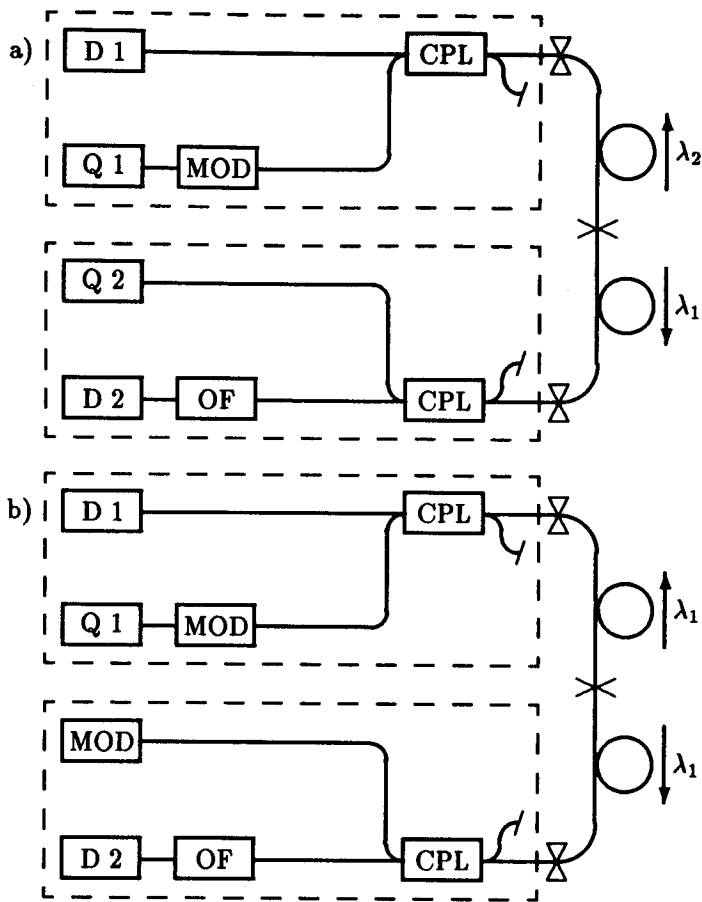
Kohärentes Einquellen-System (Fig. 2.2 b): Bei dieser Konfiguration kommt nur in einer Station eine LD zum Einsatz [POR89]. In der passiven Station wird ein Teil des ankommenden Signals nach einer optischen Filterung von einem Geradeausempfänger detektiert. Der zweite Signalanteil gelangt zu einem optischen Modulator und wird nach einer erneuten Modulation in die Glasfaser zurückreflektiert. Die beiden sich in entgegengesetzter Richtung ausbreitenden Signale weisen exakt dieselbe optische Trägerfrequenz auf. Das reflektierte Signal wird von einem Überlagerungsempfänger detektiert. Bei dieser Konfiguration sind die Trägerfrequenzen von Nutz- und Übersprechsignal identisch. Es erfolgt keine Trennung von Nutzsignal und Übersprechen durch den kohärenten Empfänger.

Kohärentes "Transceiver"-System: Bei diesem System arbeitet eine Halbleiterlaserdiode gleichzeitig als Sender und als Überlagerungsempfänger. Die Überlagerung des empfangenen Nutzsignalfelds und des von der Laserdiode erzeugten Felds innerhalb der Kavität verursacht eine vom empfangenen Signal abhängige, detektierbare Veränderung des Laserdiodenstroms. Es ist im Gegensatz zum konventionellen "Transceiver"-System eine gleichzeitige Übertragung in beide Richtungen möglich. Da bei dieser Konfiguration eine optische Isolation der LD nicht in Frage kommt, wirkt sich die Rayleigh-Rückstreuung sehr störend auf die spektralen Eigenschaften des von der Laserdiode emittierten Lichts aus [LIN89]. Mit der heute verfügbaren Technologie ist es noch nicht möglich, ein leistungsfähiges kohärentes "Transceiver"-System zu realisieren.



Figur 2.2: Bidirektionale optische Übertragungssysteme mit kohärenter Modulation: a) Zweiquellen-System, b) Einquellen-System.

OF Optisches Filter ("Fabry-Perot"-Filter, Verzögerungsleitung)



Figur 2.3: Hybride bidirektionale Übertragungssysteme:
 a) Zweiquellen-System, b) Einquellen-System.

2.1.3 Hybride Systeme

In hybriden Systemen werden gleichzeitig kohärent modulierte Signale und Signale mit konventioneller Intensitätsmodulation übertragen (Fig. 2.3).

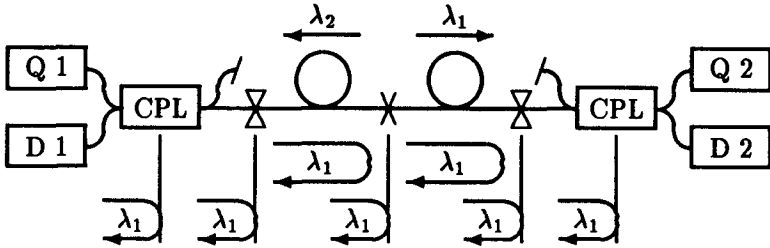
Hybrides Zweiquellen-System (Fig. 2.3 a): Für die eine Übertragungsrichtung findet ein System mit kohärenter Modulation und Geradeausempfänger mit optischer Filterung und für die entgegengesetzte Übertragungsrichtung ein konventionelles System mit Intensitätsmodulation und Geradeausempfänger Verwendung.

Hybrides Einquellen-System (Fig. 2.3 b): Anstelle einer zusätzlichen Quelle für das System mit Intensitätsmodulation wird von einem optischen Modulator ein Teil des einfallenden Lichts zurückreflektiert. Das reflektierte Licht wird in der aktiven Station von einem konventionellen Geradeausempfänger detektiert.

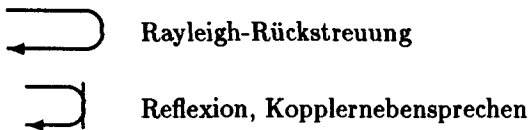
2.2 Optisches Übersprechen

Wenn in einem bidirektionalen System nicht nur das Nutzsignal von der gegenüberliegenden Station, sondern zusätzlich auch ein vom Sender der eigenen Station verursachtes Störsignal zum Empfänger gelangt, bezeichnet man diesen Vorgang als optisches Übersprechen.

Überschreitet die Signalleistung den Grenzwert für das Auftreten nichtlinearer Effekte nicht, findet in der Glasfaser keine gegenseitige Beeinflussung von zwei sich in entgegengesetzter Richtung ausbreitenden Lichtsignalen statt. Die inhärente Rayleigh-Rückstreuung in der Glasfaser, die Reflexionen in optischen Steckern, Spleissen und an Faserendflächen sowie das Kopplernebensprechen haben zur Folge, dass ein Teil des sich ausbreitenden optischen Signals reflektiert und von der Glasfaser in der entgegengesetzten Richtung geführt wird (Fig. 2.4). Bei einer Glasfaserübertragungsstrecke handelt es sich um ein verteiltes optisches System. Die von den einzelnen Störstellen entlang der Strecke reflektierten elektrischen Felder überlagern sich. Der Ausgangsstrom des optischen Detektors ist proportional der über eine Schwingung der optischen Frequenz gemittelten Intensität des gesamten einfallenden elektrischen Feldes. Die gesamte Intensität setzt sich aus den Beiträgen von den einzelnen Reflexionsstellen und den Interferenzsignalen zusammen. Ist die Bandbreite des optischen Spektrums viel grösser als die Detektorbandbreite, vermag der Detektorstrom den mit grosser Geschwindigkeit variierenden Interferenzsignalen nicht zu folgen. In diesem Fall ist der Detektorstrom pro-



Figur 2.4: Übersprechen in bidirektionalen optischen Übertragungssystemen.



portional der Summe der Intensitäten (Intensitätsübersprechen), d. h. die *Intensitäten* dürfen addiert werden. In optischen Übertragungssystemen mit grossen Datenraten und sehr kohärenten optischen Quellen sind die Detektorbandbreite und die Bandbreite des optischen Spektrums in derselben Grössenordnung. Die Interferenzen zwischen den einzelnen reflektierten Feldern bewirken eine Umwandlung des inhärenten Laserphasenrauschens in Intensitätsrauschen, das teilweise in die Detektorbandbreite fällt. Das resultierende Interferenzübersprechen wird dem Intensitätsübersprechen überlagert. Hier müssen die *elektrischen Felder* addiert werden. Überschneiden sich die Spektren der sich in entgegengesetzter Richtung ausbreitenden optischen Signale nicht, was in Zweiquellen-Systemen im allgemeinen der Fall ist, fallen die Interferenzen von Nutzsignal und Übersprechen nicht in die Detektorbandbreite. Das Übersprechen ist eine additive, vom Nutzsignal unabhängige Störung. Findet eine Überlappung der Spektren statt (Einquellen-System), fallen die Interferenzsignale in die Detektorbandbreite. Es resultiert eine multiplikative, signalabhängige Störung.

Das optische Übersprechen beeinträchtigt die Übertragungseigenschaften von bidirektionalen Systemen mit nur einer Glasfaser. Es hängt

von den spektralen Eigenschaften der optischen Signale ab. Unter den Einfaser-Systemen mit Intensitätsmodulation weisen die WDM-Systeme die geringste Empfindlichkeit gegenüber optischem Übersprechen auf. Die Filtereigenschaften der wellenlängenabhängigen Koppler (WDM-Koppler) bewirken vor der Detektion eine optische Trennung von Nutzsignal und Übersprechen. Dieser Vorgang findet auch in kohärenten Zweiquellen-Systemen mit Überlagerungsempfang statt. Infolge der Interferenz von Nutzsignal und Übersprechen reagieren die Einquellen-Systeme am empfindlichsten auf optisches Übersprechen.

2.3 Die optischen Komponenten

In diesem Abschnitt werden die Eigenschaften der aktiven (Quellen, Detektoren) und der passiven optischen Komponenten (Stecker, Spleisse, Koppler, Modulatoren) diskutiert. Eine eingehende Behandlung der Eigenschaften der SM-Glasfaser, insbesondere der Rayleigh-Rückstreuung in SM-Glasfasern, erfolgt in Kapitel 3. Im Hinblick auf die Verwendung in bidirektionalen Systemen ist der Rückflussdämpfung von passiven optischen Komponenten besondere Bedeutung beizumessen.

2.3.1 Optische Quellen

Laserdioden und lichtemittierende Dioden sind heute die am weitest verbreitetsten optischen Quellen in Glasfaserübertragungssystemen [STA88a]. Die Lichterzeugung in der LED basiert auf spontaner Emission. Die emittierte Strahlung ist inkohärent und weist eine grosse spektrale Breite auf (50...150 nm). Die in eine SM-Glasfaser einkoppelbare Leistung (-30...-20 dBm) und die typische Modulationsbandbreite (100...500 MHz) sind relativ gering. Die LD emittiert eine nahezu monochromatische Strahlung. Man unterscheidet zwischen Multimode- und Singlemode-Laserdioden. Die MLM-LD weist ein optisches Spektrum mit mehreren Emissionslinien auf. Es erstreckt sich über einen Wellenlängenbereich von 1-5 nm. Das Spektrum der SLM-LD besitzt nur eine Emissionslinie. Während im 800 nm-Wellenlängenbereich auch mit Fabry-Perot-Laserdioden ein Singlemode-Betrieb möglich ist [STA88b], ist dieser bei 1300 und 1500 nm Wellenlänge nur mit "External Cavity"-Laserdioden, "Distributed Feedback"-Laserdioden (DFB-LD) oder "Distributed Bragg Reflector"-Laserdioden (DBR-LD) zu erreichen. Das infolge der spontanen Emission entstehende Phasenrauschen des emittierten Feldes bewirkt, dass die spektrale Breite der Emissionslinie einer SLM-LD vom Wert Null

abweicht. Käufliche DFB-Laserdioden weisen Linienbreiten im Bereich von 10 bis 100 MHz auf. Mit Laserdioden lassen sich bis 10 dBm optische Leistung in eine SM-Glasfaser einkoppeln, und es können Modulationsbandbreiten von bis zu 10 GHz erreicht werden.

2.3.2 Optische Detektoren

Als optische Detektoren finden die PIN-Photodiode ("p-intrinsic-n"-PD, PIN-PD) und die Avalanche-Photodiode (APD) Verwendung. Die Photodiode erzeugt einen der Intensität ¹ I_d des empfangenen optischen Signals proportionalen Detektorstrom

$$i_d = \mathcal{D} \mathcal{M} I_d . \quad (2.5)$$

Die Wandlerkonstante \mathcal{D} des Detektors weist die Einheit $[\text{Am}^2/\text{V}^2]$ auf, und die Grösse \mathcal{M} gibt den internen Verstärkungsfaktor der Photodiode an ($\mathcal{M} = 1$ für PIN-Photodioden und $\mathcal{M} \geq 1$ für Avalanche-Photodioden). Dem Detektorstrom ist ein mittelwertfreier Rauschstrom i_n mit der Rauschleistung

$$\sigma_{i_n}^2 = 2e(i_D + \mathcal{D} I_d) \mathcal{M}^2 F(\mathcal{M}) B + \sigma_{i_n}^2 \quad (2.6)$$

überlagert, wobei e die Elementarladung, i_D den Dunkelstrom der Photodiode, $F(\mathcal{M}) \approx \mathcal{M}^x$ den Zusatzrauschfaktor der APD und B die Detektorbandbreite bezeichnen [MEL70]. Die Grösse x ist eine empirische Konstante ($x \approx 0.5$ für eine Si APD, $x \approx 0.7$ für eine InGaAs APD und $x \approx 0.95$ für eine Ge APD). Der erste Term in (2.6) beschreibt das signalabhängige Schrotrauschen, und der zweite Term $\sigma_{i_n}^2$ entspricht der vom Signal unabhängigen thermischen Rauschleistung des Lastwiderstands und des nachgeschalteten Vorverstärkers.

2.3.3 Stecker und Spleisse

Die Dämpfung \mathcal{L}_o ("Loss") beschreibt den Intensitätsverlust, den das optische Signal beim Durchlaufen eines Steckers oder Spleiss erfährt.

¹In dieser Arbeit wird die Norm des komplexen Amplitudenvektors des elektrischen Feldes als Intensität des optischen Signals definiert: $I \equiv \|\vec{\mathcal{E}}\|^2$. Bei der Detektion findet eine Integration der flächenbezogenen Grössen Feldstärke und Intensität über die Faser- beziehungsweise Detektorfläche A statt. Mit der Einheit $[\text{V}/\text{m}]$ der elektrischen Feldstärke erhält man für die Intensität die Einheit $[\text{V}^2/\text{m}^2]$ und für die Wandlerkonstante des Detektors \mathcal{D} die Einheit $[\text{Am}^2/\text{V}^2]$. Der Zusammenhang zwischen der optischen Leistung P_{opt} und der Intensität I des Signals ist durch die Beziehung $P_{opt} = \sqrt{\epsilon_o/\mu_o} I A$ gegeben, wobei ϵ_o die elektrische und μ_o die magnetische Feldkonstante bezeichnen.

	Dämpfung typisch	Rückflussdämpfung	
		minimal	typisch
Stecker			
“Physical Contact”	0.1...0.2 dB	25...30 dB	25...40 dB
“Oblique Endface”	0.5...1 dB	55...60 dB	60...65 dB
Spleiss			
“Mechanical Splice”	0.05...0.2 dB	30...45 dB	40...60 dB
“Fusion Splice”	0.05 dB	60 dB	60...70 dB

Tabelle 2.1: Dämpfung und Rückflussdämpfung von optischen Steckern und Spleissen.

Die Rückflussdämpfung \mathcal{L}_R (“Return Loss”) gibt die Dämpfung des an den Brechungsindexübergängen im Stecker oder Spleiss reflektierten und von der Glasfaser in der entgegengesetzten Richtung geführten Signals an. In der Tabelle 2.1 sind typische Werte für diese Kenngrößen von verschiedenen Stecker- und Spleisstypen zusammengefasst [JUD89,HAA89,KEC89,PAT89,SHA89,SUG89,YOU89].

2.3.4 Optische Koppler

Der optische Koppler dient dazu, in Glasfasern geführte optische Signale zusammenzufassen oder aufzuteilen.

Richtkoppler: Zur Charakterisierung von optischen Richtkopplern verwendet man drei Größen. Der Kopplungsverlust hängt vom Kopplungsfaktor ab. Der Kopplungsfaktor gibt an, welcher Anteil der einfallenden Leistung an einem der gegenüberliegenden Kopplerarme abgegriffen werden kann. Für einen idealen Koppler, der die optische Leistung je zur Hälfte auf die beiden Arme aufteilt, beträgt der Kopplungsverlust 3 dB. Der Zusatzverlust entspricht der zusätzlichen Dämpfung der Signale im Koppler infolge von Nichtidealitäten (≈ 0.5 dB). Das Kopplernebensprechen bezeichnet den Anteil der einfallenden Leistung, der am benachbarten Kopplerarm erscheint. Moderne Koppler weisen eine Nebensprechdämpfung (“Directivity”) von mehr als 50 dB auf [KEC89].

WDM-Koppler: Bei WDM-Kopplern verwendet man zur Charakterisierung anstelle des Kopplungsverlustes die Wellenlängen-Isolation. Diese Grösse gibt an, welche Dämpfung ein Signal erfährt, dessen Wellenlänge ausserhalb des Durchlassbereichs des Kopplers liegt. Typische Werte für die Wellenlängen-Isolation von "Fused Taper"-WDM-Kopplern liegen im Bereich von 10...40 dB [BAS89,KEC89]. Die Zusatzverluste betragen ebenfalls ungefähr 0.5 dB und die Nebensprechdämpfung ist etwas geringer als bei Richtkopplern (≈ 45 dB).

2.3.5 Optische Modulatoren

Aufgrund des elektrooptischen Effekts können die optischen Eigenschaften eines geeigneten Kristalls (LiNbO_3) durch Anlegen eines externen elektrischen Felds relativ stark verändert werden. Mit Wellenleitern und Richtkopplern aus derartigen Kristallen lassen sich Phasen- und Intensitätsmodulatoren ("Mach-Zehnder"-Modulatoren) realisieren. Als Reflexionsmodulator kann ein Richtkoppler mit variablem Kopplungsverhältnis ($\Delta\beta$ -Koppler) eingesetzt werden. Ein Teil des von der Glasfaser in den Koppler eingespeisten Lichtes durchläuft den Koppler, wird an einem Ausgang der gegenüberliegenden Kopplerarme von einem Spiegel reflektiert, durchläuft den Koppler ein zweites Mal und gelangt wiederum in die Glasfaser zurück. Durch Veränderung des angelegten elektrischen Feldes wird das Kopplungsverhältnis verändert und damit gleichzeitig die Intensität des reflektierten Lichts moduliert [DUT86,WOO86]. Ersetzt man den Richtkoppler durch einen Phasenmodulator, kann mit derselben Anordnung auch nur die Phase des reflektierten optischen Signals moduliert werden [POR89].

Kapitel 3

RAYLEIGH- RÜCKSTREUUNG

Die Ursachen für die Dämpfung, welche sich in der Glasfaser ausbreitende optische Signale erfahren, sind die innere Absorption im Fasermaterial, die zusätzliche durch Verunreinigungen hervorgerufene Absorption, die an Störstellen auftretende Streuung und die sogenannte Rayleigh-Streuung. Lichtwellenleiter werden vorwiegend aus amorphen Stoffen wie z. B. Glas hergestellt. Amorphe Stoffe weisen eine regellose Molekularstruktur auf. Bei der Erstarrung frieren die molekularen Wärmebewegungen und die momentanen Brechzahlabweichungen ein. Aufgrund der regellosen Brechzahlschwankungen wird das einfallende Licht gestreut. Sind die Ausdehnungen der die Streuung verursachenden Raumbezirke im Vergleich zur Lichtwellenlänge klein, spricht man von einer Rayleigh-Streuung.

Dank stark verbesserter Herstellungsverfahren konnten die Zusatzverluste infolge von Verunreinigungen und Störstellen im Bereich der sogenannten optischen Fenster (800, 1300 und 1550 nm) für Silikatglas auf Werte reduziert werden, die im Vergleich zu den inhärenten, durch die Rayleigh-Streuung verursachten Verlusten sehr gering sind. Die innere Absorption bewirkt im betrachteten Wellenlängenbereich eine viel kleinere Dämpfung als die Rayleigh-Streuung. Mit der heute verfügbaren Technologie ist es möglich, SM-Glasfasern herzustellen, welche das durch die Rayleigh-Streuung bestimmte theoretische Dämpfungsminimum für Quarzglas bei 1300 und 1550 nm Lichtwellenlänge beinahe erreichen.

Ein Teil der Leistung, welche das optische Signal durch Streuung verliert, kann von der Glasfaser wiederum gesammelt und in der zur Ausbreitungsrichtung des primären Signals entgegengesetzten Richtung geführt werden. Das rückgestreute Signal wird beim Rückstremessverfahren ausgewertet. Diese Messmethode erlaubt es, die gesamte Glasfaserstrecke von

einem Ende her auszumessen und ihr Dämpfungsprofil aufzuzeichnen; sie ist daher heute bei der Installation und beim Unterhalt optischer Übertragungstrecken von grosser Bedeutung.

Die Rayleigh-Rückstreuung kann aber auch dazu führen, dass spektral sehr reine optische Quellen gestört werden. Die schmalbandige SLM-LD reagiert sehr empfindlich, wenn ein Teil des abgestrahlten Lichts wieder auf sie zurückfällt [MAR85,CHR86]. In faseroptischen Sensorsystemen verursacht die Rayleigh-Rückstreuung eine Verschlechterung des Geräuschabstands und damit verbunden eine Abnahme der Messgenauigkeit [BUR83]. In bidirektionalen optischen Übertragungssystemen bewirkt sie ein Kanalübersprechen zwischen den beiden Übertragungsrichtungen, was wiederum die Zuverlässigkeit der Verbindung beeinträchtigen kann [WOO88,STA90a].

Um den Einfluss der Rayleigh-Rückstreuung in bidirektionalen optischen Übertragungssystemen quantitativ erfassen zu können, müssen die statistischen Eigenschaften des rückgestreuten Lichts bekannt sein. Zuerst wurde die Rayleigh-Rückstreuung in SM-Glasfasern für vollkommen inkohärentes Licht als deterministischer Prozess behandelt [MAR81,HAR84]. Für Licht, dessen Kohärenzlänge im Vergleich zur Faserlänge sehr gross ist, findet man die Herleitung der statistischen Eigenschaften des rückgestreuten Signals in [EIC81]. Die Berechnung der WSK-Dichtefunktion der Intensität des rückgestreuten Lichts ist in [HEA85] für die Anregung mit einem kurzen, quasimonochromatischen optischen Puls und in [HEA87] für die Anregung mit einem durch eine stückweise konstante Funktion angenäherten kontinuierlichen Signal beschrieben.

In optischen Übertragungssystemen mit käuflichen Laserdioden, Linibreite im Bereich von 10 bis 100 MHz, ist die Kohärenzlänge des Lichtes im Vergleich zur Faserlänge klein. Sie ist aber dennoch so gross, dass das rückgestreute Signal als stochastischer Prozess zu betrachten ist. Für diesen Fall wird ein Modell hergeleitet, mit dessen Hilfe es möglich ist, das Leistungsdichtespektrum (LDS) und die WSK-Dichtefunktion der Intensität des rückgestreuten Lichts und des resultierenden Detektorstroms in Funktion der Autokorrelationsfunktion (AKF) des optischen Quellenfeldes zu bestimmen. Das beschriebene Modell berücksichtigt auch die Modulation des Lichts und die Veränderungen, welche der Polarisationszustand eines sich ausbreitenden optischen Signals in der Glasfaser erfährt.

3.1 Grundlagen

In der klassischen Theorie [MAR81] betrachtet man die Rayleigh-Rückstreuung von vollkommen inkohärentem Licht als deterministischen Prozess. Sie kann anhand des Dipol-Modells erklärt werden. Die Wechselwirkung zwischen dem elektrischen Feld und dem Dielektrikum wird durch Strahlungsquellen beschrieben, deren Stärke und örtliche Lage von den Brechzahlfluktuationen im Fasermaterial abhängen.

Es kann davon ausgegangen werden, dass die Brechzahlabweichungen Δn klein sind und dass die Korrelationsdistanz d_n dieser regellosen Änderungen im Vergleich zur optischen Wellenlänge λ kurz ist [MAR81]. Diese Annahmen erlauben die Beschreibung des Fasermaterials durch Würfel der Seitenlänge d_n mit konstanter und nur wenig vom Mittelwert n_o abweichender Brechzahl. Das Strahlungsfeld eines Hertzschen Dipols beschreibt das von einem derartigen Streuzentrum gestreute elektrische Feld. In einem isotropen Dielektrikum ist das abgestrahlte Feld rotationssymmetrisch zur Polarisationsrichtung der anregenden Welle. Da es sich bei der Rayleigh-Streuung um einen elastischen Streuprozess handelt, sind die Wellenlängen der anregenden und der gestreuten Welle identisch. Aufgrund der Voraussetzungen sind die Brechzahlabweichungen unterschiedlicher Würfel der Grösse d_n^3 als unkorreliert zu betrachten. Sie strahlen unabhängig voneinander. Die Leistung unkorrelierter Streustrahlung geht dem sich ausbreitenden optischen Signal verloren. Der Rayleigh-Dämpfungskoeffizient

$$\alpha_s = \frac{8\pi^3}{3\lambda^4} n_o^8 p^2 \beta_T T_e k_B \quad (3.1)$$

beschreibt die von der Rayleigh-Streuung verursachte Dämpfung. Sie ist umgekehrt proportional zur vierten Potenz der optischen Wellenlänge λ und hängt ausserdem von der mittleren Brechzahl n_o , vom photoelastischen Koeffizienten p , von der isothermischen Kompressibilität β_T , von der Erstarrungstemperatur T_e und von der Boltzmann Konstante k_B ab.

Im Faser-Dämpfungskoeffizient α sind alle Verluste berücksichtigt, welche ein optisches Signal bei der Ausbreitung in der Glasfaser erfährt. Die innere Absorption in reinem Quarzglas sowie die Verluste aufgrund von Verunreinigungen und Störstellen sind im Bereich der optischen Fenster so gering, dass sie gegenüber den von der Rayleigh-Streuung verursachten Verlusten praktisch vernachlässigt werden dürfen. Typische Dämpfungswerte von Glasfasern sind 0.35 dB/km bei 1300 nm und 0.2 dB/km bei

1550 nm Lichtwellenlänge. Mit dem Dämpfungskoeffizienten findet man für die Intensität des sich in der Glasfaser ausbreitenden optischen Signals die Beziehung

$$I_p(z) = I_q e^{-\alpha z} \quad \text{für } 0 \leq z \leq L, \quad (3.2)$$

wobei I_q die eingekoppelte Intensität, $I_p(z)$ die Intensität am Ort z und L die Faserlänge bezeichnen.

Nur ein sehr geringer Anteil des Streulichts fällt in den Akzeptanzwinkel der Glasfaser und wird von dieser in Vorwärts- respektive Rückwärtsrichtung geführt. Der sogenannte Rückstreufaktor S ("Recapture Factor") beschreibt den von der Faser in Rückwärtsrichtung geführten Anteil des gestreuten Lichts. Für SM-Glasfasern ist der Rückstreufaktor

$$S \approx \frac{3}{8\pi^2} \frac{\lambda^2}{n_o^2 w_o^2} \quad (3.3)$$

eine Funktion der beiden Faserparameter n_o (Kern-Brechzahl) und w_o (Fleckgrösse des Faser-Grundmode) sowie der Lichtwellenlänge λ [BRI80, NAK83]. Der Rückstreufaktor einer 1300 nm-SM-Glasfaser weist einen typischen Wert von ungefähr $1.5 \cdot 10^{-3}$ auf.

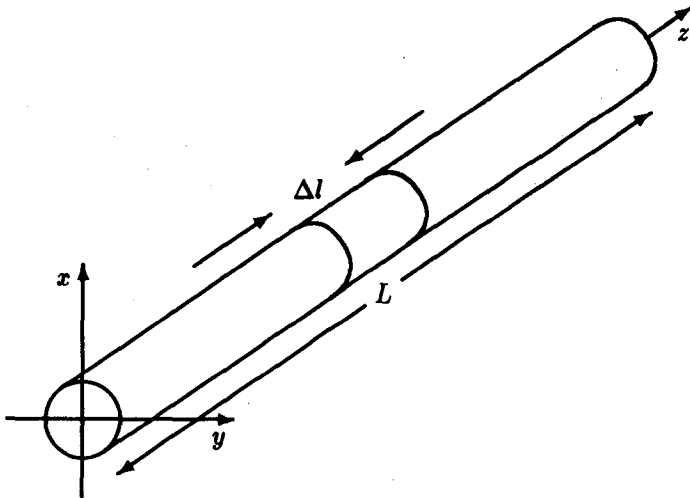
Die Intensität des von einem Faserabschnitt der Länge dz am Ort z zum Faseranfang rückgestreuten elektromagnetischen Feldes beträgt:

$$dI_b(z) = I_q \alpha_s S e^{-2\alpha z} dz \quad \text{für } 0 \leq z \leq L. \quad (3.4)$$

Da es sich bei der anregenden Strahlung um inkohärentes Licht mit konstanter Intensität handelt, ist auch die Intensität des total rückgestreuten Lichtes eine konstante Grösse. Sie ist gleich der Summe der Intensitäten der von den einzelnen Abschnitten rückgestreuten Felder. Durch Integration über die gesamte Faserlänge erhält man für die Intensität des total rückgestreuten Lichtes den Ausdruck:

$$I_b = I_q B = I_q \alpha_s S \frac{1 - e^{-2\alpha L}}{2\alpha} = I_q \alpha_s S \int_0^L e^{-2\alpha z} dz. \quad (3.5)$$

Die Grösse B bezeichnet den Rückstreukoeffizienten der Glasfaser. Von einer langen 1300 nm-SM-Glasfaser werden ungefähr $-31 \dots -33$ dB der Intensität des eingekoppelten Lichts rückgestreut.



Figur 3.1: Das Fasermodell

3.2 Die kohärente Rückstreuung

Finden optische Quellen mit grosser Kohärenz Verwendung, ist die Rayleigh-Rückstreuung als stochastischer Prozess zu betrachten. Selbst wenn die eingekoppelte Leistung konstant ist, bewirken Interferenzerscheinungen zeitliche Veränderungen der Intensität des rückgestreuten Lichts. Mit Hilfe des in diesem Abschnitt beschriebenen Fasermodells ist es möglich, die statistischen Eigenschaften des rückgestreuten Lichts in Funktion der Kohärenzeigenschaften der optischen Quelle herzuleiten.

3.2.1 Das Fasermodell

Die SM-Glasfaser der Länge L sei durch ein stark vereinfachtes Modell beschrieben (Fig. 3.1). Die Faser ist in N Abschnitte der Länge $\Delta l = L/N$ unterteilt, wobei Δl gross im Vergleich zur optischen Wellenlänge λ und damit auch gross im Vergleich zur Korrelationsdistanz d_n der Brechzahlschwankungen [MAR81] gewählt werde. Unter der Voraussetzung, dass die Kohärenzlänge des einfallenden linear polarisierten elektrischen Felds viel grösser sei als die Abschnittslänge Δl , erhält man das rückgestreute Feld eines Faserabschnitts als Summe der von den zufällig verteilten Dipolen abgestrahlten Felder. Die Amplitude der Dipolfelder hängt von der

lokalen Brechzahlabweichung und von der Stärke des einfallenden Felds ab.

Die Dipolfelder sollen die folgenden Eigenschaften besitzen:

- Amplitude und Phase der Dipolfelder sind statistisch unabhängig. (Die Brechzahlabweichung ist von der Position unabhängig.)
- Die Amplituden und Phasen verschiedener Dipolfelder sind statistisch unabhängig. (Die Brechzahlabweichungen verschiedener Streuzentren sind voneinander unabhängig.)
- Die Phasen der Dipolfelder sind gleichförmig über das Intervall $(-\pi, \pi)$ verteilt. (Die Länge eines Faserabschnitts ist viel grösser als die Lichtwellenlänge.)
- Das von einem Faserabschnitt rückgestreute Feld wird nicht von einem einzelnen Dipolfeld dominiert. (Die Brechzahlabweichungen sind im Vergleich zur mittleren Brechzahl gering und weisen eine homogene Verteilung auf.)

Da die Anzahl unabhängiger Dipole innerhalb eines Faserabschnitts der Länge Δl sehr gross ist, folgt aufgrund des zentralen Grenzwertsatzes, dass Real- und Imaginärteil der komplexen Amplitude des rückgestreuten elektrischen Felds statistisch unabhängig und asymptotisch normalverteilt sind. Sie sind zudem mittelwertfrei und weisen identische Varianzen auf [GOO75,EIC81]. Eine WSK-Verteilung mit diesen Eigenschaften bezeichnet man als mittelwertfreie, zirkulärsymmetrische, komplexe Normalverteilung.

3.2.2 Das optische Quellensignal

Das Strahlungsspektrum der SLM-LD weist nur eine einzelne Emissionslinie auf. Die emittierte Strahlung ist sehr kohärent. Für die Breite der Emissionslinie $\Delta\nu_q$ von käuflichen SLM-Laserdioden sind Werte im Bereich von 10 bis 100 MHz typisch. Es wird angenommen, dass die LD vollständig optisch isoliert sei und dass deswegen die rückgestreute und reflektierte optische Strahlung die Eigenschaften der LD nicht beeinflusse.

Die optische Quelle koppelt das linear polarisierte elektrische Feld ¹

$$\vec{e}_q(t) = \sqrt{2} \Re \left[\vec{\mathcal{E}}_q(t) e^{j\omega_q t} \right] \quad (3.6)$$

¹Die Schreibweise $\Re[\cdot]$ bezeichnet den Realteil des Arguments, und der Vektor \vec{e}_q liegt in einer senkrecht zur Faserachse stehenden Ebene.

mit der Frequenz ν_q , der Kreisfrequenz $\omega_q = 2\pi\nu_q$ und dem komplexen Amplitudenvektor

$$\vec{\mathcal{E}}_q(t) = \vec{p}_q \mathcal{E}_q(t) \quad (3.7)$$

in die SM-Glasfaser ein. Im weiteren Verlauf dieser Arbeit wird das in die Faser eingekoppelte Licht als Quellensignal bezeichnet. Der Jones-Vektor \vec{p}_q ² beschreibt den als konstant vorausgesetzten Polarisationszustand des Quellensignals (Anhang A.3). Die komplexe Amplitude des Quellensfelds

$$\mathcal{E}_q(t) = E_q \gamma_q(t) e^{j\phi_q(t)} \quad (3.8)$$

mit dem Betrag E_q ist als Produkt von zwei zeitabhängigen Funktionen gegeben, wobei

$$\gamma_q(t) = \sqrt{a_q(t)} e^{j\theta_q(t)} \quad (3.9)$$

eine Intensitäts- ($a_q(t)$) oder Phasenmodulation ($\theta_q(t)$) des Quellensignals und $\phi_q(t)$ das inhärente Phasenrauschen der LD beschreiben [YAR85]. Die Funktion $a_q(t)$ ist reellwertig, und ihre Funktionswerte sind begrenzt: $0 \leq a_q(t) \leq 1$.

Mit der Definition der über die Dauer einer Lichtschwingung gemittelten Intensität:

$$I(t) \equiv \|\vec{\mathcal{E}}(t)\|^2 = \vec{\mathcal{E}}^h(t) \vec{\mathcal{E}}(t), \quad (3.10)$$

findet man für die von der LD in die SM-Glasfaser eingekoppelte Intensität die Beziehung

$$I_q(t) = a_q(t) \hat{I}_q. \quad (3.11)$$

Die Grösse $\hat{I}_q = E_q^2$ bezeichnet den Maximalwert der Intensität des eingekoppelten Quellensfeldes.

Unter der Voraussetzung, dass das Modulationssignal $\gamma_q(t)$ und das Laserphasenrauschen $\phi_q(t)$ zu zwei statistisch unabhängigen Zufallsprozessen gehören, lässt sich die AKF der komplexen Quellenfeldamplitude

$$\begin{aligned} R_{\mathcal{E}_q}(t_1, t_2) &\equiv \langle \mathcal{E}_q(t_1) \mathcal{E}_q^*(t_2) \rangle \\ &= \hat{I}_q R_{\gamma_q}(t_1, t_2) R_{\phi_q}(t_1 - t_2) \\ &= \hat{I}_q \langle \gamma_q(t_1) \gamma_q^*(t_2) \rangle \langle \exp[j(\phi_q(t_1) - \phi_q(t_2))] \rangle \end{aligned} \quad (3.12)$$

²Dieser Vektor wurde erstmals 1941 vom amerikanischen Physiker R. Clark Jones zur Beschreibung des Polarisationszustands von vollkommen kohärentem Licht eingeführt [HEC87].

als Produkt von zwei Autokorrelationsfunktionen angeben. Die Schreibweise $\langle \cdot \rangle$ bezeichnet den Scharerwartungswert. Das Phasenrauschen $\phi_q(t)$ der SLM-LD kann als Musterfunktion eines Wiener-Lèvy-Zufallsprozesses mit der Strukturfunktion

$$D_{\phi_q}(\tau) \equiv \langle [\phi_q(t + \tau) - \phi_q(t)]^2 \rangle \quad (3.13)$$

modelliert werden [WEN89]. Da die AKF des Phasenrauschterms

$$R_{\phi_q}(\tau) \equiv \langle \exp[j(\phi_q(t + \tau) - \phi_q(t))] \rangle = \exp[-D_{\phi_q}(\tau)/2] \quad (3.14)$$

nur vom Zeitintervall τ abhängt, gehört die Musterfunktion $\exp(j\phi_q(t))$ zu einem schwach stationären Zufallsprozess und weist das LDS

$$S_{\phi_q}(\omega) \equiv \mathcal{F}\{R_{\phi_q}(\tau)\} = \int_{-\infty}^{\infty} R_{\phi_q}(\tau) e^{-j\omega\tau} d\tau \quad (3.15)$$

auf. Die Schreibweise $\mathcal{F}\{\cdot\}$ bezeichnet die Fouriertransformierte.

Es wird für die weiteren Betrachtungen die gebräuchliche Voraussetzung übernommen, dass das Phasenrauschen die Eigenschaften der Musterfunktionen eines ergodischen Zufallsprozesses besitze.

Der Zeitmittelwert einer Funktion ist durch einen Querstrich über dem entsprechenden Symbol gekennzeichnet:

$$\overline{R_{\mathcal{E}_q}}(\tau) \equiv \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} R_{\mathcal{E}_q}(t + \tau, t) dt. \quad (3.16)$$

Das LDS der komplexen Quellenfeldamplitude ist die Fouriertransformierte des Zeitmittelwerts der AKF:

$$S_{\mathcal{E}_q}(\omega) \equiv \mathcal{F}\{\overline{R_{\mathcal{E}_q}}(\tau)\} = \int_{-\infty}^{\infty} \overline{R_{\mathcal{E}_q}}(\tau) e^{-j\omega\tau} d\tau. \quad (3.17)$$

Die Quellenfeldintensität gehöre zu einem mittelwert-ergodischen Zufallsprozess [PAP85]:

$$\overline{I_q} = \overline{\langle I_q \rangle} \equiv \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} \langle I_q(t) \rangle dt. \quad (3.18)$$

Das optische Spektrum des von der SLM-LD abgestrahlten unmodulierten Signals weise die Form einer Lorentzkurve [YAR85] mit der Linibreite $\Delta\omega_q = 2\pi\Delta\nu_q$ auf:

$$S_{\mathcal{E}_q}(\omega) = \hat{I}_q \frac{\Delta\omega_q}{(\Delta\omega_q/2)^2 + \omega^2} = \hat{I}_q S_{\phi_q}(\omega). \quad (3.19)$$

Die Linienbreite $\Delta\omega_q$ entspricht der vollen Breite des optischen Spektrums bei halber maximaler Intensität ("Full Width Half Maximum" FWHM). Für ein Lorentzspektrum ist die Strukturfunktion

$$D_{\phi_q}(\tau) = \Delta\omega_q |\tau| \quad (3.20)$$

eine lineare Funktion von $|\tau|$. Mit (3.14) findet man die AKF

$$R_{\phi_q}(\tau) = e^{-\Delta\omega_q |\tau|/2} \quad (3.21)$$

des Phasenrauschterms [YAR85]. Die Kohärenzzeit des Quellenfelds ist definiert als:

$$\tau_q \equiv \int_{-\infty}^{\infty} \left| \frac{\overline{R_{\mathcal{E}_q}(\tau)}}{R_{\mathcal{E}_q}(0)} \right|^2 d\tau. \quad (3.22)$$

Sie hängt sowohl vom Laserphasenrauschen als auch von der Quellenfeldmodulation ab. Für ein unmoduliertes Quellensignal mit einem Lorentzspektrum der Linienbreite $\Delta\omega_q$ beträgt die Kohärenzzeit:

$$\tau_q = 2/\Delta\omega_q. \quad (3.23)$$

Mit (3.12) erhält man die Autokorrelationsmatrix (AKM)

$$\mathbf{R}_{\mathcal{E}_q}(t_1, t_2) \equiv \langle \vec{\mathcal{E}}_q(t_1) \vec{\mathcal{E}}_q^h(t_2) \rangle = \vec{p}_q \vec{p}_q^h R_{\mathcal{E}_q}(t_1, t_2) \quad (3.24)$$

des komplexen Quellenfeldamplitudenvektors. Da es sich bei $\gamma_q(t)$ und $\phi_q(t)$ um Musterfunktionen von statistisch unabhängigen Zufallsprozessen handelt, lässt sich die Produktautokorrelationsfunktion (PAKF)

$$\begin{aligned} R_{\mathcal{E}_q \mathcal{E}_q}(t_1, t_2, t_3, t_4) &\equiv \langle \mathcal{E}_q^*(t_1) \mathcal{E}_q(t_2) \mathcal{E}_q^*(t_3) \mathcal{E}_q(t_4) \rangle \\ &= \hat{I}_q^2 R_{\gamma_q \gamma_q}(t_1, t_2, t_3, t_4) R_{\phi_q \phi_q}(t_1, t_2, t_3, t_4) \end{aligned} \quad (3.25)$$

der komplexen Quellenfeldamplitude in ein Produkt von zwei Produktautokorrelationsfunktionen aufspalten. Mit der Strukturfunktion (3.13) resultiert für die PAKF der Phasenrauschterme der Ausdruck [WEN89]

$$\begin{aligned} R_{\phi_q \phi_q}(t_1, t_2, t_3, t_4) & \\ &\equiv \langle \exp[-j(\phi_q(t_1) - \phi_q(t_2) + \phi_q(t_3) - \phi_q(t_4))] \rangle \\ &= \exp\left[-\frac{1}{2} \langle (\phi_q(t_1) - \phi_q(t_2) + \phi_q(t_3) - \phi_q(t_4))^2 \rangle\right] \\ &= \exp\left[-\frac{1}{2} (D_{\phi_q}(t_1 - t_2) - D_{\phi_q}(t_1 - t_3) + D_{\phi_q}(t_1 - t_4) \right. \\ &\quad \left. + D_{\phi_q}(t_2 - t_3) - D_{\phi_q}(t_2 - t_4) + D_{\phi_q}(t_3 - t_4))\right]. \end{aligned} \quad (3.26)$$

Die AKF der Quellenfeldintensität

$$\begin{aligned} R_{I_q}(t_1, t_2) &\equiv \langle I_q(t_1) I_q(t_2) \rangle & (3.27) \\ &= \hat{I}_q^2 \langle a_q(t_1) a_q(t_2) \rangle \\ &= R_{\mathcal{E}_q \mathcal{E}_q}(t_1, t_1, t_2, t_2) \end{aligned}$$

kann in Funktion der PAKF (3.25) ausgedrückt werden. Das LDS der Quellenfeldintensität

$$S_{I_q}(\omega) \equiv \mathcal{F}\{\overline{R_{I_q}}(\tau)\} \quad (3.28)$$

ist die Fouriertransformierte des Zeitmittelwerts der AKF, und das Wechselleistungsdichtespektrum (WLDS)

$$\tilde{S}_{I_q}(\omega) \equiv \mathcal{F}\{\overline{C_{I_q}}(\tau)\} \quad (3.29)$$

ist die Fouriertransformierte des Zeitmittelwerts der Autokovarianzfunktion (ACF)

$$\overline{C_{I_q}}(\tau) \equiv \overline{R_{I_q}}(\tau) - \overline{I_q}^2 \quad (3.30)$$

der Quellenfeldintensität. Analog zur Kohärenzzeit der komplexen Quellenfeldamplitude (3.22) definiert man die Korrelationszeit der Quellenfeldintensität zu

$$\mathcal{T}_q \equiv \int_{-\infty}^{\infty} \left| \frac{\overline{C_{I_q}}(\tau)}{\overline{C_{I_q}}(0)} \right|^2 d\tau. \quad (3.31)$$

Wenn es sich beim Modulationssignal $\gamma_q(t)$ um eine Musterfunktion eines nichtstationären Zufallsprozesses handelt, sind auch die Komponenten der komplexen Quellenfeldamplitude Musterfunktionen von nichtstationären Zufallsprozessen. Digitale Modulationssignale weisen sehr oft die Eigenschaften von Musterfunktionen eines periodisch stationären ("Cyclostationary") Zufallsprozesses auf, d. h. die AKF und der Erwartungswert sind periodische Funktionen der absoluten Zeit t :

$$\begin{aligned} R_{\mathcal{E}_q}(t + \tau, t) &= R_{\mathcal{E}_q}(t + nT_q + \tau, t + nT_q), & (3.32) \\ R_{I_q}(t + \tau, t) &= R_{I_q}(t + nT_q + \tau, t + nT_q), \\ \langle I_q(t) \rangle &= \langle I_q(t + nT_q) \rangle, & n \in \{\dots, -1, 0, 1, \dots\}. \end{aligned}$$

Die Periodendauer entspricht der Symboldauer T_q des digitalen Modulationssignals.

3.2.3 Das elektrische Feld in der Glasfaser

Das sich in positiver z -Richtung in der SM-Glasfaser ausbreitende elektrische Feld ist durch den orts- und zeitabhängigen komplexen Amplitudenvektor

$$\vec{\mathcal{E}}_p(t, z) = \mathbf{P}(z) \vec{\mathcal{E}}_q \left(t - \frac{z}{v_g} \right) e^{-z(\alpha + j2\beta)/2} \quad (3.33)$$

beschrieben. Dieser stellt eine Funktion der Faserdämpfung α , des Phasenkoeffizienten β , der Gruppengeschwindigkeit in der Faser v_g und der Jones-Matrix $\mathbf{P}(z)$ dar. Die Jones-Matrix gibt die Änderungen des Polarisationszustands des sich ausbreitenden Felds in Funktion der Position z an (Anhang A.3). Der Polarisationszustand sei eine deterministische, aber unbekannte Funktion von z .

Der Feld-Rückstreukoeffizient $\Delta\rho(n)$ beschreibt den im Faserabschnitt n gestreuten und in Rückwärtsrichtung geführten Feldanteil

$$\Delta\vec{\mathcal{E}}_g(t, n) = \vec{\mathcal{E}}_p(t, n\Delta l) \Delta\rho(n). \quad (3.34)$$

Unter den Voraussetzungen, dass die anisotrope Streuung sehr gering und die Änderung der Fasereigenschaften aufgrund externer Einflüsse (Temperatur, Druck, Biegung) innerhalb kurzer Beobachtungsintervalle vernachlässigbar sei, handelt es sich beim Feld-Rückstreukoeffizienten um eine skalare zeitunabhängige Zufallsvariable. Da die komplexe Amplitude des rückgestreuten Felds eines kohärent ausgeleuchteten Faserabschnitts die Eigenschaften einer mittelwertfreien, zirkulärsymmetrischen, komplexen, normalverteilten Zufallsvariablen besitzt (Abschnitt 3.2.1), muss auch der Feld-Rückstreukoeffizient $\Delta\rho(n)$ eine mittelwertfreie, zirkulärsymmetrische, komplexe Normalverteilung aufweisen. Damit erhält man den vom Faserabschnitt n rückgestreuten und am Faseranfang empfangenen Feldanteil

$$\Delta\vec{\mathcal{E}}_b(t, n) = \mathbf{M}(n\Delta l) \vec{\mathcal{E}}_q \left(t - \frac{2n\Delta l}{v_g} \right) e^{-n\Delta l(\alpha + j2\beta)} \Delta\rho(n). \quad (3.35)$$

Die Änderung des Polarisationszustands des rückgestreuten Felds ist durch die unitäre Jones-Matrix $\mathbf{M}(z)$ beschrieben (Anhang A.3). Da die Abschnittslänge Δl im Vergleich zur Korrelationsdistanz d_n , der Brechzahlabweichungen gross ist, sind die von verschiedenen Abschnitten rückgestreuten Felder und damit auch die entsprechenden Feld-Rückstreukoeffizienten näherungsweise statistisch unabhängig. Weil sich die statistischen Eigenschaften der Feld-Rückstreukoeffizienten durch eine Phasendrehung nicht verändern, darf der Phasenterm $\exp(-j2\beta n\Delta l)$ in (3.35) für die weiteren Betrachtungen fallengelassen werden.

3.2.4 Das rückgestreute Feld

Das rückgestreute Feld ist die Superposition der Beiträge aller Faserabschnitte:

$$\vec{\mathcal{E}}_b(t) = \begin{bmatrix} \mathcal{E}_{b_x}(t) \\ \mathcal{E}_{b_y}(t) \end{bmatrix} = \sum_{n=1}^N \Delta \vec{\mathcal{E}}_b(t, n). \quad (3.36)$$

Die orthogonal polarisierten Komponenten $\mathcal{E}_{b_x}(t)$ und $\mathcal{E}_{b_y}(t)$ des komplexen Amplitudenvektors des rückgestreuten Feldes sind Linearkombinationen der Feld-Rückstreuoeffizienten $\Delta\rho(n)$. Die Komponenten sind im allgemeinen korreliert und weisen beide eine mittelwertfreie, zirkulärsymmetrische, komplexe Normalverteilung auf [GOO75]. Wegen der grossen Kohärenz des Quellenlichts müssen die rückgestreuten Felder anstelle der Intensitäten addiert werden.

Führt man den differentiellen Feld-Rückstreuoeffizienten $\rho(z)$ ein und ersetzt man die Ortsvariable z durch die Zeitverzögerung

$$\tau = 2z/v_g, \quad (3.37)$$

so lässt sich der komplexe Amplitudenvektor des rückgestreuten Feldes als Integral anschreiben:

$$\vec{\mathcal{E}}_b(t) = \frac{v_g}{2} \int_0^{T_L} \mathbf{M}(v_g\tau/2) \vec{\mathcal{E}}_q(t - \tau) e^{-\alpha v_g\tau/2} \rho(v_g\tau/2) d\tau. \quad (3.38)$$

Dieser Ausdruck kann als Faltung des komplexen Quellenfeldamplitudenvektors mit der Feld-Stossantwortmatrix

$$\mathbf{h}_{\vec{\mathcal{E}}_b}(t) = \begin{cases} \frac{v_g}{2} \mathbf{M}(v_g t/2) e^{-\alpha v_g t/2} \rho(v_g t/2) & \text{für } 0 \leq t \leq T_L \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} \quad (3.39)$$

interpretiert werden:

$$\vec{\mathcal{E}}_b(t) = \mathbf{h}_{\vec{\mathcal{E}}_b}(t) \otimes \vec{\mathcal{E}}_q(t). \quad (3.40)$$

Die Faserumlaufzeit $T_L = 2L/v_g$ ist die Zeit, welche das elektrische Feld für den Weg zum Faserende und zurück benötigt.

Weil $\rho(z)$ nur die Rückstreuung von einem infinitesimal kleinen Faserabschnitt beschreibt, sind die Voraussetzungen, auf welchen die Herleitung der statistischen Eigenschaften der Feld-Rückstreuoeffizienten $\Delta\rho(n)$ beruht, nicht erfüllt. Da aber die Variationen des komplexen Feldamplitudenvektors aufgrund von Änderungen des Polarisationszustands, des Phasenrauschens, der Modulation und der Faserdämpfung

innerhalb eines Faserabschnitts Δl vernachlässigbar klein sind, kann die AKF

$$\langle \rho(z_1) \rho^*(z_2) \rangle = 2\sigma_\rho^2 \delta(z_1 - z_2) \quad (3.41)$$

durch eine Deltafunktion approximiert werden [MAR81]. Nimmt man ausserdem an, der differentielle Feld-Rückstreukoeffizient $\rho(z) = \xi(z) + j\eta(z)$ sei mittelwertfrei, d. h.

$$\langle \rho(z) \rangle = 0, \quad (3.42)$$

und weise eine zirkulärsymmetrische, komplexe Normalverteilung

$$p_{\xi,\eta}(x, y) = \frac{1}{2\pi\sigma_\rho^2} e^{-\frac{x^2 + y^2}{2\sigma_\rho^2}} \quad (3.43)$$

auf, führen Summation (3.36) und Integration (3.38) asymptotisch auf dasselbe Resultat. Real- und Imaginärteil von $\rho(z)$ sind statistisch unabhängige und normalverteilte Zufallsvariablen, welche beide dieselbe Varianz σ_ρ^2 besitzen. Der Betrag des Feld-Rückstreukoeffizienten $|\rho(z)|$ weist eine Rayleigh-Verteilung auf, und sein Argument $\arg(\rho(z))$ ist im Intervall $[-\pi, \pi]$ gleichverteilt. Da $\rho(z)$ eine komplexe, normalverteilte Zufallsvariable ist, kann die PAKF

$$\begin{aligned} &\langle \rho^*(z_1) \rho(z_2) \rho^*(z_3) \rho(z_4) \rangle \\ &= 4\sigma_\rho^4 (\delta(z_1 - z_2) \delta(z_3 - z_4) + \delta(z_1 - z_4) \delta(z_2 - z_3)) \end{aligned} \quad (3.44)$$

als Summe von Produkten der AKF (3.41) ausgedrückt werden [PAP85].

Mit (3.24) und (3.39) bestimmt man die Autokorrelationsmatrix des rückgestreuten Amplitudenvektors zu:

$$\begin{aligned} \mathbf{R}_{\vec{\mathcal{E}}_b}(t_1, t_2) &\equiv \langle \vec{\mathcal{E}}_b(t_1) \vec{\mathcal{E}}_b^h(t_2) \rangle \\ &= \begin{bmatrix} R_{\mathcal{E}_{b_x}}(t_1, t_2) & R_{\mathcal{E}_{b_x} \mathcal{E}_{b_y}}(t_1, t_2) \\ R_{\mathcal{E}_{b_y} \mathcal{E}_{b_x}}(t_1, t_2) & R_{\mathcal{E}_{b_y}}(t_1, t_2) \end{bmatrix} \\ &= \langle \mathbf{h}_{\vec{\mathcal{E}}_b}(t_1) \otimes \mathbf{R}_{\vec{\mathcal{E}}_q}(t_1, t_2) \otimes \mathbf{h}_{\vec{\mathcal{E}}_b}^h(t_2) \rangle. \end{aligned} \quad (3.45)$$

Weil die Matrixmultiplikation keine kommutative Operation ist, lässt sich (3.45) nicht weiter vereinfachen. Es ist deswegen vorteilhafter, den konstanten, linearen Polarisationszustand \vec{p}_q des Quellenfelds den Eigenschaften der SM-Glasfaser zuzuordnen. Man erhält in diesem Fall den komplexen Amplitudenvektor des rückgestreuten Feldes

$$\vec{\mathcal{E}}_b(t) = \vec{h}_{\vec{\mathcal{E}}_b}(t) \otimes \mathcal{E}_q(t) \quad (3.46)$$

als Faltung der komplexen Quellenfeldamplitude mit dem Feld-Stossantwortvektor:

$$\vec{h}_{\vec{\mathcal{E}}_b}(t) = \begin{cases} \frac{v_g}{2} \vec{p}_b(v_g t/2) e^{-\alpha v_g t/2} \rho(v_g t/2) & \text{für } 0 \leq t \leq T_L \\ 0 & \text{sonst.} \end{cases} \quad (3.47)$$

Der Jones-Vektor $\vec{p}_b(z)$ gibt den Polarisationszustand des von einem Faserabschnitt am Ort z rückgestreuten Feldanteils an (Anhang A.3). Mit dem Feld-Stossantwortvektor lässt sich die AKM

$$\mathbf{R}_{\vec{\mathcal{E}}_b}(t_1, t_2) = (\vec{h}_{\vec{\mathcal{E}}_b}(t_1) \vec{h}_{\vec{\mathcal{E}}_b}^h(t_2)) \otimes \otimes R_{\mathcal{E}_q}(t_1, t_2) \quad (3.48)$$

als doppelte Faltung und mit (3.41) als einfache Faltung

$$\mathbf{R}_{\vec{\mathcal{E}}_b}(t + \tau, t) \equiv \langle \vec{\mathcal{E}}_b(t + \tau) \vec{\mathcal{E}}_b^h(t) \rangle = \mathbf{h}_b(t) \otimes R_{\mathcal{E}_q}(t + \tau, t), \quad (3.49)$$

der über die Faserschar gemittelten Stossantwortmatrix

$$\begin{aligned} \mathbf{h}_b(t) &= \int_{-\infty}^{\infty} \langle \vec{h}_{\vec{\mathcal{E}}_b}(t + \tau) \vec{h}_{\vec{\mathcal{E}}_b}^h(t) \rangle d\tau & (3.50) \\ &= \begin{bmatrix} h_x(t) & h_{xy}(t) \\ h_{xy}^*(t) & h_y(t) \end{bmatrix} \\ &= \begin{cases} \sigma_\rho^2 v_g \vec{p}_b(v_g t/2) \vec{p}_b^h(v_g t/2) e^{-\alpha v_g t} & \text{für } 0 \leq t \leq T_L \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} \end{aligned}$$

mit der AKF der komplexen Quellenfeldamplitude anschreiben (Anhang B.1). Es erfolgt eine Filterung der AKF des nichtstationären Quellenfeldprozesses. Wenn die komplexe Quellenfeldamplitude wenigstens zu einem periodisch stationären Zufallsprozess gehört, dessen Periodendauer die Bedingungen

$$T_q \ll 1/\alpha v_g, \quad T_q \ll T_L \quad \text{und} \quad T_q \neq l_B/v_g \quad (3.51)$$

erfüllt, folgt aufgrund der Filtereigenschaften der Stossantwortmatrix (Anhang A.4), dass die Komponenten des komplexen Amplitudenvektors des rückgestreuten Felds näherungsweise die Eigenschaften der Musterfunktionen von schwach stationären Zufallsprozessen besitzen:

$$\mathbf{R}_{\vec{\mathcal{E}}_b}(t_1, t_2) \approx \mathbf{H}_b(0) \overline{R_{\mathcal{E}_q}}(t_1 - t_2). \quad (3.52)$$

Die Glasfaser bewirkt eine zeitliche Mittelwertbildung der AKF. Die Grösse l_B bezeichnet die Schwebungslänge der Polarisationsänderungen in der SM-Glasfaser (Anhang A.1), und die Frequenzgangmatrix für die Rückstreuung

$$\mathbf{H}_b(\omega) \equiv \mathcal{F}\{\mathbf{h}_b(t)\} = \begin{bmatrix} H_x(\omega) & H_{xy}(\omega) \\ H_{xy}^*(-\omega) & H_y(\omega) \end{bmatrix} \quad (3.53)$$

ist die Fouriertransformierte der Stossantwortmatrix.

3.2.5 Die Intensität des rückgestreuten Lichtes

Der Scharerwartungswert der Intensität entspricht der Summe der Diagonalelemente der AKM (3.45) an der Stelle $t_1 = t_2$ ³:

$$\langle I_b(t) \rangle \equiv \langle \vec{\mathcal{E}}_b^h(t) \vec{\mathcal{E}}_b(t) \rangle = \text{tr}[\mathbf{R}_{\vec{\mathcal{E}}_b}(t, t)] \quad (3.54)$$

Aufgrund der Eigenschaften des Jones-Vektors (A.6) kann der Erwartungswert

$$\begin{aligned} \langle I_b(t) \rangle &= \sigma_\rho^2 v_g \int_0^{T_L} \langle I_q(t - \tau) \rangle e^{-\alpha v_g \tau} d\tau \\ &= h_b(t) \otimes \langle I_q(t) \rangle \end{aligned} \quad (3.55)$$

als Faltung der Stossantwort

$$h_b(t) = \text{tr}[\mathbf{h}_b(t)] = \begin{cases} \sigma_\rho^2 v_g e^{-\alpha v_g t} & \text{für } 0 \leq t \leq T_L \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} \quad (3.56)$$

mit dem Scharerwartungswert der Quellenfeldintensität ausgedrückt werden.

Die Stossantwort $h_b(t)$ beschreibt einen Tiefpass. Durch Fouriertransformation von $h_b(t)$ findet man den Frequenzgang

$$H_b(\omega) = \frac{\sigma_\rho^2 v_g}{\alpha v_g + j\omega} \left(1 - e^{-2L(\alpha v_g + j\omega)/v_g} \right) \quad (3.57)$$

³Die Schreibweise $\text{tr}[\cdot]$ bezeichnet die Spur (Summe der Diagonalelemente) einer Matrix.

der SM-Glasfaser für die Rückstreuung. Für lange Glasfasern ($L \rightarrow \infty$) vereinfacht sich dieser Ausdruck zu

$$H_b(\omega) = \frac{\sigma_\rho^2 v_g}{\alpha v_g + \gamma \omega}. \quad (3.58)$$

Die 3 dB-Grenzfrequenz des Frequenzgangs für die Rückstreuung einer langen SM-Glasfaser weist den Wert αv_g auf. Da moderne leistungsfähige Glasfasern eine sehr geringe Dämpfung besitzen, entspricht dies einer sehr tiefen Grenzfrequenz. Typische Werte für den Dämpfungskoeffizienten sind $\alpha \approx 10^{-4} \text{ m}^{-1}$ für 1300 nm und $\alpha \approx 5 \cdot 10^{-5} \text{ m}^{-1}$ für 1550 nm Lichtwellenlänge. Mit der Gruppengeschwindigkeit in der Glasfaser ($v_g \approx 2 \cdot 10^8 \text{ ms}^{-1}$) resultiert eine Grenzfrequenz von 20 kHz für 1300 nm beziehungsweise 10 kHz für 1550 nm Lichtwellenlänge.

Ist die Quellenfeldintensität unmoduliert ($I_q(t) = \hat{I}_q$), ist auch der Erwartungswert

$$\langle I_b \rangle = \hat{I}_q \sigma_\rho^2 v_g \int_0^{T_L} e^{-\alpha v_g \tau} d\tau = \hat{I}_q \frac{\sigma_\rho^2}{\alpha} (1 - e^{-2\alpha L}) \quad (3.59)$$

eine konstante Grösse. Vergleicht man (3.59) mit dem Resultat für die inkohärente Rückstreuung (3.5), so lässt sich die Varianz der Feld-Rückstreuoeffizienten bestimmen:

$$2\sigma_\rho^2 = \alpha_s \mathcal{S}. \quad (3.60)$$

Der Rückstreuoeffizient

$$\mathcal{B} = H_b(0) = \frac{\alpha_s \mathcal{S}}{2\alpha} (1 - e^{-2\alpha L}) \quad (3.61)$$

ist eine deterministische, nur von den Faserparametern abhängige Grösse. Gehört die Quellenfeldintensität wenigstens zu einem periodisch stationären Zufallsprozess, und sind die Bedingungen (3.51) erfüllt, folgt aufgrund der Tiefpasseigenschaften der Stossantwort $h_b(t)$, dass der Scharerwartungswert

$$\langle I_b \rangle \approx \overline{I}_q \frac{\alpha_s \mathcal{S}}{2\alpha} (1 - e^{-2\alpha L}) = \mathcal{B} \overline{I}_q \quad (3.62)$$

auch in Systemen mit Intensitätsmodulation näherungsweise konstant ist. Der Scharerwartungswert der Intensität des rückgestreuten Lichtes hängt nicht von den Kohärenzeigenschaften der Quelle und von den in der SM-Glasfaser verursachten Polarisationsänderungen ab.

3.2.6 Das Leistungsdichtespektrum (LDS) der Intensität des rückgestreuten Lichtes

Um das LDS der Intensität des rückgestreuten Lichtes zu bestimmen, geht man von der AKF

$$\begin{aligned} R_{I_b}(t_1, t_2) &\equiv \langle I_b(t_1) I_b(t_2) \rangle \\ &= \langle (\vec{\mathcal{E}}_b^h(t_1) \vec{\mathcal{E}}_b(t_1)) (\vec{\mathcal{E}}_b^h(t_2) \vec{\mathcal{E}}_b(t_2)) \rangle \end{aligned} \quad (3.63)$$

aus. Die Autokorrelationsfunktion kann als Funktion der Elemente der Stossantwortmatrix (3.50), der Stossantwort (3.56), der AKF der Quellenfeldintensität (3.27), der PAKF der komplexen Quellenfeldamplitude (3.25) und der Zeitdifferenz $\tau = t_1 - t_2$ ausgedrückt werden (Anhang B.2):

$$\begin{aligned} R_{I_b}(t_1, t_2) &= h_b(t_1) \otimes h_b(t_2) \otimes R_{I_q}(t_1, t_2) \\ &\quad + h_x(t_1) \otimes h_x(t_2) \otimes R_{\mathcal{E}_q \mathcal{E}_q}(t_1, t_2 + \tau, t_2, t_1 - \tau) \\ &\quad + h_{xy}(t_1) \otimes h_{xy}^*(t_2) \otimes R_{\mathcal{E}_q \mathcal{E}_q}(t_1, t_2 + \tau, t_2, t_1 - \tau) \\ &\quad + h_{xy}^*(t_1) \otimes h_{xy}(t_2) \otimes R_{\mathcal{E}_q \mathcal{E}_q}(t_1, t_2 + \tau, t_2, t_1 - \tau) \\ &\quad + h_y(t_1) \otimes h_y(t_2) \otimes R_{\mathcal{E}_q \mathcal{E}_q}(t_1, t_2 + \tau, t_2, t_1 - \tau). \end{aligned} \quad (3.64)$$

Der erste Term in (3.64) entspricht der AKF des Erwartungswerts der Intensität des rückgestreuten Lichtes, und die restlichen Terme beschreiben den Einfluss der Interferenzsignale auf die AKF.

Gehört die komplexe Quellenfeldamplitude zu einem schwach stationären oder wenigstens zu einem periodisch stationären Zufallsprozess, und sind die Bedingungen (3.51) erfüllt, hängt die AKF der Intensität des rückgestreuten Feldes nur von der Zeitdifferenz τ ab. Es handelt sich also in diesem Fall um einen schwach stationären Zufallsprozess mit dem LDS

$$S_{I_b}(\omega) \equiv \mathcal{F}\{R_{I_b}(\tau)\}. \quad (3.65)$$

Für den Spezialfall eines unmodulierten Quellensignals und einer polarisationserhaltenden SM-Glasfaser erfolgt in Anhang B.2 eine Auswertung von (3.64). Ist die Faser sehr lang ($L \rightarrow \infty$), vereinfacht sich das Resultat (B.11) zu

$$R_{I_b}(\tau) = \hat{j}_q^2 \frac{(\alpha_s \mathcal{S})^2}{4\alpha^2} \left(\frac{2\alpha v_g + \Delta\omega_q}{\alpha v_g + \Delta\omega_q} + \frac{\Delta\omega_q}{\alpha v_g + \Delta\omega_q} e^{-(\alpha v_g + \Delta\omega_q)|\tau|} \right). \quad (3.66)$$

Das LDS

$$S_{I_b}(\omega) = \hat{I}_q^2 \frac{(\alpha_s \mathcal{S})^2}{4\alpha^2} \left(2\pi \delta(\omega) \frac{2\alpha v_g + \Delta\omega_q}{\alpha v_g + \Delta\omega_q} + \frac{2\Delta\omega_q}{(\alpha v_g + \Delta\omega_q)^2 + \omega^2} \right) \quad (3.67)$$

der Intensität des rückgestreuten Lichtes weist wie das Quellenfeldspektrum die Form einer Lorentzkurve auf. Die Linienbreite besitzt den Wert $2(\Delta\omega_q + \alpha v_g)$. Das Wechselleistungsdichtespektrum—der zweite Term in (3.67)—entspricht der AKF des um den Betrag αv_g verbreiterten Quellenfeldspektrums. Der erste Term in (3.67) representiert den Gleichanteil der Rückstreuung.

3.2.7 Die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion der Intensität

Die gesamte Intensität ist die Summe der von den beiden orthogonal polarisierten Komponenten des komplexen Amplitudenvektors herrührenden Anteile:

$$I_b(t) \equiv \vec{\mathcal{E}}_b^h(t) \vec{\mathcal{E}}_b(t) = |\mathcal{E}_{b_x}(t)|^2 + |\mathcal{E}_{b_y}(t)|^2 = I_{b_x}(t) + I_{b_y}(t). \quad (3.68)$$

Die beiden Komponenten weisen mittelwertfreie, zirkulärsymmetrische, komplexe Normalverteilungen auf und sind im allgemeinen korreliert. Diese Korrelation spiegelt sich in den von Null verschiedenen Nebendiagonalelementen der AKM

$$\mathbf{R}_{\vec{\mathcal{E}}_b}(t, t) = \begin{bmatrix} \langle |\mathcal{E}_{b_x}(t)|^2 \rangle & \langle \mathcal{E}_{b_x}(t) \mathcal{E}_{b_y}^*(t) \rangle \\ \langle \mathcal{E}_{b_x}(t) \mathcal{E}_{b_y}^*(t) \rangle^* & \langle |\mathcal{E}_{b_y}(t)|^2 \rangle \end{bmatrix} \quad (3.69)$$

wieder. Verwendet man (3.49), so kann (3.69) als Faltung der Stossantwortmatrix mit dem Erwartungswert der Quellenfeldintensität ausgedrückt werden:

$$\mathbf{R}_{\vec{\mathcal{E}}_b}(t, t) = \mathbf{h}_b(t) \otimes \langle I_q(t) \rangle. \quad (3.70)$$

Für intensitätsmodulierte Quellensignale ist $\mathbf{R}_{\vec{\mathcal{E}}_b}(t, t)$ eine Funktion der Zeit. Gehört aber das Quellensignal wenigstens zu einem periodisch stationären Zufallsprozess, und sind die Bedingungen (3.51) erfüllt, ist die AKM näherungsweise zeitunabhängig:

$$\mathbf{R}_{\vec{\mathcal{E}}_b}(t, t) \approx \mathbf{R}_{\vec{\mathcal{E}}_b} = \mathbf{H}_b(0) \overline{I_q}. \quad (3.71)$$

Die Frequenzgangmatrix $\mathbf{H}_b(\omega)$ besitzt an der Stelle $\omega = 0$ die Eigenschaften einer hermiteschen Matrix.

Um einen Vektor mit unkorrelierten Komponenten zu erhalten, wird zuerst die lineare Transformation

$$\vec{\mathcal{E}}'_b(t) = \begin{bmatrix} \mathcal{E}_{b_e}(t) \\ \mathcal{E}_{b_n}(t) \end{bmatrix} = \mathbf{D} \vec{\mathcal{E}}_b(t) \quad (3.72)$$

auf den komplexen Amplitudenvektor des rückgestreuten Felds angewandt. Die Transformationsmatrix \mathbf{D} entspricht einer Jones-Matrix (Anhang A.3), die eine Drehung des Koordinatensystems, eine relative Phasenverzögerung zwischen den beiden Komponenten oder eine Kombination dieser beiden Möglichkeiten beschreibt. Da die AKM $\mathbf{R}_{\mathcal{E}_b}$ hermitesch ist, kann eine unitäre Transformationsmatrix \mathbf{D} gefunden werden, welche die Matrix $\mathbf{R}_{\mathcal{E}_b}$ diagonalisiert:

$$\mathbf{R}_{\vec{\mathcal{E}}'_b} = \mathbf{D} \mathbf{R}_{\mathcal{E}_b} \mathbf{D}^h = \begin{bmatrix} \langle I_{b_e} \rangle & 0 \\ 0 & \langle I_{b_n} \rangle \end{bmatrix}. \quad (3.73)$$

Die Scharerwartungswerte $\langle I_{b_e} \rangle$ und $\langle I_{b_n} \rangle$ der Intensitäten der beiden unkorrelierten Komponenten entsprechen den reellen, nichtnegativen Eigenwerten der AKM $\mathbf{R}_{\mathcal{E}_b}$. Da die Transformationsmatrix \mathbf{D} die Eigenschaften einer unitären Matrix besitzt, verändert die Transformation den Betrag der Intensität nicht:

$$\begin{aligned} I_b(t) &= I_{b_e}(t) + I_{b_n}(t) = \vec{\mathcal{E}}_b^h(t) \vec{\mathcal{E}}_b(t) \\ &= I_{b'_e}(t) + I_{b'_n}(t) = \vec{\mathcal{E}}_b'^h(t) \vec{\mathcal{E}}_b'(t) = I'_b(t). \end{aligned} \quad (3.74)$$

Verschwinden alle Elemente der Matrix $(\vec{\mathcal{E}}_b'(t) \vec{\mathcal{E}}_b'^T(t))$ —dies ist aufgrund der statistischen Eigenschaften der Feld-Rückstreukoeffizienten der Fall—sind die beiden Komponenten des transformierten komplexen Amplitudenvektors unkorrelierte und damit statistisch unabhängige, mittelwertfreie, zirkularsymmetrische, komplexe, normalverteilte Zufallsvariablen.

Die AKM des transformierten Amplitudenvektors

$$\mathbf{R}_{\vec{\mathcal{E}}'_b}(t + \tau, t) \equiv \langle \vec{\mathcal{E}}_b'(t + \tau) \vec{\mathcal{E}}_b'^h(t) \rangle = \mathbf{h}'_b(t) \otimes R_{\mathcal{E}_q}(t + \tau, t) \quad (3.75)$$

folgt als Faltung der transformierten Stossantwortmatrix

$$\begin{aligned}
 \mathbf{h}'_b(t) &= \mathbf{D} \mathbf{h}_b(t) \mathbf{D}^h & (3.76) \\
 &= \begin{bmatrix} h_\xi(t) & 0 \\ 0 & h_\eta(t) \end{bmatrix} \\
 &= \begin{cases} \frac{\alpha_s \mathcal{S} v_g}{2} \bar{p}'_b(v_g t/2) \bar{p}^{*h}_b(v_g t/2) e^{-\alpha v_g t} & \text{für } 0 \leq t \leq T_L \\ 0 & \text{sonst} \end{cases}
 \end{aligned}$$

mit der AKF der komplexen Quellenfeldamplitude, wobei

$$\bar{p}'_b(z) = \mathbf{D} \bar{p}_b(z) \quad (3.77)$$

den transformierten Jones-Vektor bezeichnet. Gehört die komplexe Quellenfeldamplitude wenigstens zu einem periodisch stationären Zufallsprozess, und sind die Bedingungen (3.51) erfüllt, resultieren auch die Komponenten des transformierten komplexen Amplitudenvektors näherungsweise aus schwach stationären Zufallsprozessen:

$$\mathbf{R}_{\bar{p}'_b}(t_1, t_2) = \begin{bmatrix} R_{\mathcal{E}_{b_\xi}}(t_1, t_2) & 0 \\ 0 & R_{\mathcal{E}_{b_\eta}}(t_1, t_2) \end{bmatrix} \approx \mathbf{H}'_b(0) \overline{R_{\mathcal{E}_q}}(t_1 - t_2), \quad (3.78)$$

wobei

$$\mathbf{H}'_b(\omega) \equiv \mathcal{F}\{\mathbf{h}'_b(t)\} = \begin{bmatrix} H_\xi(\omega) & 0 \\ 0 & H_\eta(\omega) \end{bmatrix} \quad (3.79)$$

die transformierte Frequenzgangmatrix bezeichnet.

Für die Scharerwartungswerte der Intensitäten der unkorrelierten, orthogonal polarisierten Feldkomponenten gilt:

$$\begin{aligned}
 \langle I_{b_\xi}(t) \rangle &= h_\xi(t) \otimes \langle I_q(t) \rangle \approx \langle I_{b_\xi} \rangle = H_\xi(0) \overline{I_q}, \\
 \langle I_{b_\eta}(t) \rangle &= h_\eta(t) \otimes \langle I_q(t) \rangle \approx \langle I_{b_\eta} \rangle = H_\eta(0) \overline{I_q}.
 \end{aligned} \quad (3.80)$$

Mit (3.76) vereinfacht sich der Ausdruck für die AKF (3.64) zu:

$$\begin{aligned}
 R_{I_b}(t_1, t_2) &= h_b(t_1) \otimes h_b(t_2) \otimes R_{I_q}(t_1, t_2) & (3.81) \\
 &+ h_\xi(t_1) \otimes h_\xi(t_2) \otimes R_{\mathcal{E}_q \mathcal{E}_q}(t_1, t_2 + \tau, t_2, t_1 - \tau) \\
 &+ h_\eta(t_1) \otimes h_\eta(t_2) \otimes R_{\mathcal{E}_q \mathcal{E}_q}(t_1, t_2 + \tau, t_2, t_1 - \tau).
 \end{aligned}$$

Da die transformierten Komponenten $\mathcal{E}_{b_\xi}(t)$ und $\mathcal{E}_{b_\eta}(t)$ statistisch unabhängig, mittelwertfreie, zirkularsymmetrische, komplexe, normalverteilte Zufallsvariablen sind, besteht auch keine Abhängigkeit zwischen den entsprechenden Intensitäten $I_{b_\xi}(t)$ und $I_{b_\eta}(t)$. Letztere weisen die Exponentialverteilung

$$p_{I_{b_\zeta}}(I) = \begin{cases} \frac{1}{\langle I_{b_\zeta} \rangle} e^{-I/\langle I_{b_\zeta} \rangle} & \text{für } I \geq 0 \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} \quad \zeta \in \{\xi, \eta\} \quad (3.82)$$

mit dem Mittelwert $\langle I_{b_\zeta} \rangle$ und der Varianz $\langle I_{b_\zeta} \rangle^2$ auf [PRO83]. Das Symbol I bezeichnet den Momentanwert der Zufallsvariablen I_{b_ζ} .

Die gesamte Intensität des rückgestreuten Lichtes entspricht gemäss (3.68) der Summe der Intensitäten der beiden orthogonal polarisierten Feldkomponenten. Die Charakteristische Funktion der Summe von statistisch unabhängigen Zufallsvariablen ist gleich dem Produkt der individuellen Charakteristischen Funktionen [PRO83]:

$$M_{I_b}(j\psi) = M_{I_\xi}(j\psi) = \frac{1}{(1 - j\psi \langle I_{b_\xi} \rangle)(1 - j\psi \langle I_{b_\eta} \rangle)} \quad (3.83)$$

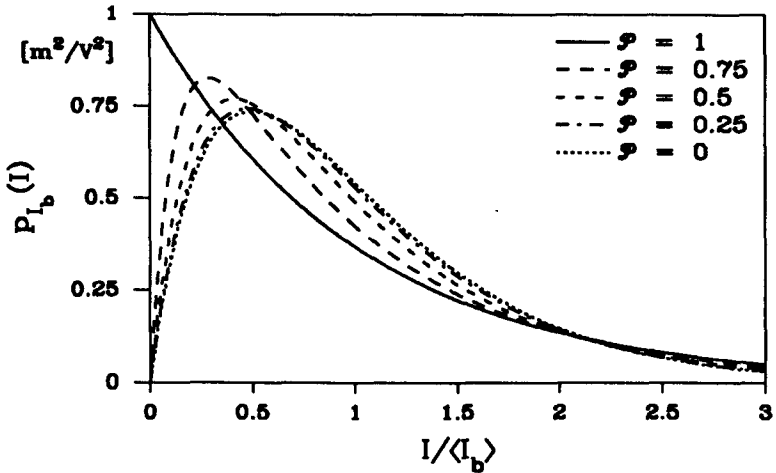
Die WSK-Dichtefunktion

$$p_{I_b}(I) = \begin{cases} \frac{1}{\langle I_{b_\xi} \rangle - \langle I_{b_\eta} \rangle} (e^{-I/\langle I_{b_\xi} \rangle} - e^{-I/\langle I_{b_\eta} \rangle}) & \text{für } \mathcal{P} \neq 0 \text{ und } I \geq 0 \\ \frac{4I}{\langle I_b \rangle^2} e^{-2I/\langle I_b \rangle} & \text{für } \mathcal{P} = 0 \text{ und } I \geq 0 \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} \quad (3.84)$$

resultiert als Rücktransformierte der Charakteristischen Funktion (3.83). Sie hängt vom Polarisationsgrad

$$\mathcal{P} = \frac{|\langle I_{b_\xi} \rangle - \langle I_{b_\eta} \rangle|}{\langle I_b \rangle}, \quad 0 \leq \mathcal{P} \leq 1 \quad (3.85)$$

des rückgestreuten Feldes ab. Da die Laufzeitunterschiede zwischen den von unterschiedlichen Faserabschnitten rückgestreuten Signalen grösser als die Kohärenzzeit des Quellensignals sein können, kann eine Depolarisation auftreten. Obwohl das Quellensignal vollständig polarisiert ist ($\mathcal{P} = 1$), kann das rückgestreute Feld einen kleineren Polarisationsgrad aufweisen.



Figur 3.2: WSK-Dichtefunktionen $p_{I_b}(I)$, für unterschiedliche Werte des Polarisationsgrades \mathcal{P} .

Fig. 3.2 zeigt die WSK-Dichtefunktion der Intensität des rückgestreuten Lichtes für verschiedene Werte von \mathcal{P} . Sie gehorcht einer χ^2 -Verteilung mit zwei Freiheitsgraden für $\mathcal{P} = 1$ und einer χ^2 -Verteilung mit vier Freiheitsgraden für $\mathcal{P} = 0$. Mit der Charakteristischen Funktion (3.83) lassen sich die Momente bestimmen:

$$\begin{aligned} \langle I_b \rangle &= \langle I_{b_\ell} \rangle + \langle I_{b_n} \rangle, \\ \sigma_{I_b}^2 &= \langle I_{b_\ell} \rangle^2 + \langle I_{b_n} \rangle^2 = \langle I_b \rangle^2 (1 + \mathcal{P}^2) / 2. \end{aligned} \quad (3.86)$$

Zwischen dem Erwartungswert und der Standardabweichung besteht die Beziehung

$$\sigma_{I_b} = \langle I_b \rangle \sqrt{(1 + \mathcal{P}^2) / 2}. \quad (3.87)$$

Für ein vollkommen polarisiertes rückgestreutes Feld ($\mathcal{P} = 1$) ist die Standardabweichung gleich dem Erwartungswert. Dieses Resultat gilt allgemein für "Laser Speckle Pattern" [GOO75]. Die WSK-Dichtefunktion der Intensität des rückgestreuten Lichtes ist von den Kohärenzeigenschaften des optischen Quellensignals unabhängig.

3.3 Inkohärente Interferenz

Die Linienbreiten von künftlichen SLM-Laserdioden weisen Werte im Bereich von 10 bis 100 MHz auf. Ist die von der LD emittierte Strahlung moduliert, verbreitert sich das optische Spektrum zusätzlich. Auch in Übertragungssystemen mit diesen SLM-Laserdioden ist die Kohärenzlänge des Lichts im Vergleich zur Faserlänge sehr klein. Da aber die Ausdehnung des optischen Spektrums und die Bandbreite der Modulationssignale in derselben Größenordnung liegen, muss die Rückstreuung dennoch als stochastischer Prozess betrachtet werden.

Man spricht von inkohärenter Interferenz, wenn die beiden interferierenden Signale näherungsweise statistisch unabhängig sind. Unter der Voraussetzung, dass die Kohärenzlänge des Lichts im Vergleich zur Faserlänge sehr klein sei, ist der Anteil, den die kohärente Interferenz zur Rayleigh-Rückstreuung beiträgt, sehr gering. Es überwiegt in diesem Fall der von inkohärenter Interferenz verursachte Anteil.

3.3.1 Statistische Eigenschaften des rückgestreuten Felds

Aus der Theorie der linearen Systeme ist bekannt, dass das Ausgangssignal eines schmalbandigen Systems die Eigenschaften der Musterfunktionen eines normalverteilten Zufallsprozesses besitzt, wenn das Eingangssignal stationär ist und die Bandbreite des Systems gegen Null strebt [ROS61,PAP72]. Obwohl die Komponenten des komplexen Amplitudenvektors des rückgestreuten Felds für einen festen Zeitpunkt t mittelwertfreie, zirkulärsymmetrische, komplexe, normalverteilte Zufallsvariablen sind, handelt es sich nicht notwendigerweise auch um Musterfunktionen von normalverteilten Zufallsprozessen. Ist die Kohärenzlänge des Quellenfelds im Vergleich zur Faserlänge kurz, sind die Komponenten des komplexen Amplitudenvektors des rückgestreuten Felds als Summe einer grossen Anzahl näherungsweise statistisch unabhängiger und gleichverteilter Zufallsvariablen gegeben. Aufgrund des zentralen Grenzwertsatzes folgt, dass die Komponenten des komplexen Amplitudenvektors die Eigenschaften der Musterfunktionen eines mittelwertfreien, zirkulärsymmetrischen, komplexen, normalverteilten Zufallsprozesses aufweisen, wenn die Kohärenzzeit des Quellenfelds die Ungleichungen

$$\tau_q \ll 1/\alpha v_g \quad \text{und} \quad \tau_q \ll T_L \quad (3.88)$$

erfüllt. Dies ist bei SLM-Laserdioden mit Linienbreiten im Bereich von 10 bis 100 MHz der Fall. Für intensitätsmodulierte Signale müssen zudem die beiden Bedingungen

$$T_q \ll 1/\alpha v_g \quad \text{und} \quad T_q \ll T_L \quad (3.89)$$

gelten. Diese Anforderungen an die Korrelationszeit der Quellenfeldintensität stellen sicher, dass der Scharerwartungswert der Intensität des rückgestreuten Feldes eine konstante Grösse ist. Für leitungscodierte Datensignale mit hoher Symbolrate, welche nur sehr geringe spektrale Anteile bei tiefen Frequenzen besitzen, sind die Bedingungen (3.89) immer erfüllt.

Wenn die komplexe Quellenfeldamplitude $\mathcal{E}_q(t)$ zu einem schwach stationären oder wenigstens zu einem periodisch stationären Prozess gehört und die Ungleichungen (3.51) gelten, sind gemäss (3.52) und (3.78) auch die Komponenten des komplexen Amplitudenvektors des rückgestreuten Feldes Realisationen von schwach stationären Zufallsprozessen. Ist ein komplexer, normalverteilter Zufallsprozess schwach stationär, ist er aufgrund der Eigenschaften der Normalverteilung auch strikt stationär [PAP85].

Bis jetzt wurden ausschliesslich Scharerwartungswerte des rückgestreuten Feldes betrachtet. Es ist noch abzuklären, ob und unter welchen Voraussetzungen die betrachteten Zufallsprozesse ergodisch sind. Ein stationärer, mittelwertfreier, komplexer, normalverteilter Zufallsprozess ist ergodisch, wenn seine AKF absolut integrierbar ist [PAP85]:

$$\int_{-\infty}^{\infty} |R_{\mathcal{E}}(\tau)| d\tau \leq \infty. \quad (3.90)$$

Ist der Zeitmittelwert der AKF der komplexen Quellenfeldamplitude (3.16) absolut integrierbar, so gilt dies auch für die Autokorrelationsfunktionen (3.52) und (3.78) der Komponenten der Vektoren $\vec{\mathcal{E}}_b(t)$ und $\vec{\mathcal{E}}_b'(t)$. Für Quellenfelder, welche den Bedingungen (3.88) und (3.89) genügen, ist (3.90) erfüllt. Unter diesen Voraussetzungen weisen die Komponenten des komplexen Amplitudenvektors des rückgestreuten Feldes die Eigenschaften der Musterfunktionen von ergodischen, mittelwertfreien, zirkulärsymmetrischen, komplexen, normalverteilten Zufallsprozessen auf.

Die Ergodizität bedeutet im betrachteten Fall, dass der Mittelwert über die rückgestreuten Signale einer Schar von SM-Glasfasern dem Zeitmittelwert des rückgestreuten Signals einer Faser entspricht. Da die Kohärenzlänge des Quellensignals viel kürzer ist als die Faserlänge, folgt

das rückgestreute Feld als Summe der statistisch unabhängigen Beiträge von vielen Faserabschnitten. Die Kaskade vieler unabhängiger Faserabschnitte zeigt dieselben statistischen Eigenschaften wie eine Faserschar.

3.3.2 Zeitmittelwert der Intensität des rückgestreuten Feldes

Da es sich bei der Rayleigh-Rückstreuung von Quellensignalen mit begrenzter Kohärenz um einen ergodischen Zufallsprozess handelt, stimmen Schar- und Zeitmittelwert überein:

$$\bar{I}_b = \langle I_b \rangle = \mathcal{B} \bar{I}_q = H_b(0) \bar{I}_q. \quad (3.91)$$

Ist das Quellensignal vollkommen inkohärent, ändern sich die Interferenzbedingungen so schnell, dass die Intensitätsschwankungen nicht mehr beobachtet werden können. In diesem Fall besitzt die Intensität des rückgestreuten Lichts

$$I_b(t) = h_b(t) \otimes I_q(t) \quad (3.92)$$

den Charakter einer deterministischen Grösse. Aufgrund der Tiefpass-eigenschaften der Stossantwort $h_b(t)$ ist für leitungscodierte Datensignale mit hoher Symbolrate die Intensität

$$I_b = \mathcal{B} \bar{I}_q = H_b(0) \bar{I}_q \quad (3.93)$$

des rückgestreuten Feldes von inkohärenten Quellensignalen eine konstante Grösse.

Die AKF der Intensität des rückgestreuten Lichts

$$R_{I_b}(t_1, t_2) = \langle (I_{b_\xi}(t_1) + I_{b_\eta}(t_1))(I_{b_\xi}(t_2) + I_{b_\eta}(t_2)) \rangle \quad (3.94)$$

lässt sich in Funktion der Intensitäten $I_{b_\xi}(t)$ und $I_{b_\eta}(t)$ ausdrücken. Da die Komponenten $\mathcal{E}_{b_\xi}(t)$ und $\mathcal{E}_{b_\eta}(t)$ Musterfunktionen von statistisch unabhängigen und normalverteilten Zufallsprozessen sind, kann (3.94) mit (3.78) vereinfacht werden:

$$R_{I_b}(t_1, t_2) = \langle I_b(t_1) \rangle \langle I_b(t_2) \rangle + (H_\xi^2(0) + H_\eta^2(0)) |\overline{R_{\mathcal{E}_q}}(t_1 - t_2)|^2. \quad (3.95)$$

Mit (3.62), (3.85) und $\tau = t_1 - t_2$ resultiert für die AKF der Ausdruck:

$$R_{I_b}(\tau) = \mathcal{B}^2 \left(\bar{I}_q^2 + \frac{1 + \mathcal{P}^2}{2} |\overline{R_{\mathcal{E}_q}}(\tau)|^2 \right). \quad (3.96)$$

Durch eine Fouriertransformation erhält man das LDS

$$S_{I_b}(\omega) = \mathcal{B}^2 \left(2\pi \delta(\omega) \overline{I_q}^2 + \frac{1 + \mathcal{P}^2}{4\pi} S_{\mathcal{E}_q}(\omega) * S_{\mathcal{E}_q}(\omega) \right) \quad (3.97)$$

der Intensität des von einer SM-Glasfaser rückgestreuten Feldes. Der erste Term in (3.97) repräsentiert den Mittelwert der Intensität. Der zweite Term ist das entsprechende WLDS. Es entspricht der AKF des Spektrums der komplexen Quellenfeldamplitude $S_{\mathcal{E}_q}(\omega)$. Ist das Spektrum $S_{\mathcal{E}_q}(\omega)$ symmetrisch, weisen die AKF und die Faltung des Spektrums mit sich selbst dieselbe Form auf.

Für ein unmoduliertes Quellensignal mit einem Lorentzspektrum (3.19) findet man das LDS

$$S_{I_b}(\omega) = \hat{I}_q^2 \frac{(\alpha_s \mathcal{S})^2}{4\alpha^2} (1 - e^{-2\alpha L})^2 \left(2\pi \delta(\omega) + (1 + \mathcal{P}^2) \frac{\Delta\omega_q}{\Delta\omega_q^2 + \omega^2} \right). \quad (3.98)$$

Dieses Resultat stimmt mit (B.12) überein, wenn man (3.88) und den Einfluss der Polarisationsänderungen berücksichtigt. Das LDS der Intensität des rückgestreuten Lichts weist, abgesehen von einem Gleichanteil, dieselbe Form wie das optische Quellenfeldspektrum auf. Die Linienbreite des Spektrums der Intensität des rückgestreuten Lichts ist doppelt so gross wie die Linienbreite des Quellenfeldspektrums [GYS89,GYS90].

3.3.3 Der Detektorstrom

Da die Bandbreite der Photodiode begrenzt ist, kann der Detektorstrom den Intensitätsänderungen nur dann folgen, wenn diese nicht zu schnell verlaufen. Die Eigenschaften des Detektors, bestehend aus einer Photodiode mit nachgeschaltetem Detektionsfilter, beschreibt die Detektorstossantwort:

$$\begin{aligned} h_d(t) &\geq 0 \quad \text{für } T_a \leq t \leq T_b, \\ h_d(t) &= 0 \quad \text{sonst.} \end{aligned} \quad (3.99)$$

Die Übertragungsfunktion des Detektors

$$H_d(\omega) \equiv \mathcal{F}\{h_d(t)\} \quad (3.100)$$

ist die Fouriertransformierte der Detektorstossantwort.

Der Detektorstrom ist als Faltung der Intensität des rückgestreuten Lichts mit der Detektorstossantwort gegeben:

$$i_b(t) = h_d(t) \otimes I_b(t). \quad (3.101)$$

Da die orthogonal polarisierten Feldkomponenten $\mathcal{E}_{b_\xi}(t)$ und $\mathcal{E}_{b_\eta}(t)$ gemäss (3.72) für alle Zeiten statistisch unabhängige Grössen sind, kann der Detektorstrom

$$i_b(t) = i_{b_\xi}(t) + i_{b_\eta}(t) = h_d(t) \otimes I_{b_\xi}(t) + h_d(t) \otimes I_{b_\eta}(t) \quad (3.102)$$

als Summe von zwei statistisch unabhängigen Strömen angeschrieben werden.

Mit (3.91) und (3.97) findet man zudem seinen Zeitmittelwert

$$\bar{i}_b = H_d(0) \bar{I}_b = H_d(0) \mathcal{B} \bar{I}_q \quad (3.103)$$

und sein LDS

$$S_{i_b}(\omega) = |H_d(\omega)|^2 S_{I_b}(\omega). \quad (3.104)$$

3.3.4 Die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion des Detektorstromes

Da die Komponenten $\mathcal{E}_{b_\xi}(t)$ und $\mathcal{E}_{b_\eta}(t)$ des rückgestreuten Amplitudenvektors aus ergodischen, mittelwertfreien, zirkularsymmetrischen, komplexen, normalverteilten Zufallsprozessen hervorgehen, kann die Berechnung der WSK-Dichtefunktion der Detektorstromanteile auf das Problem der Bestimmung der WSK-Dichtefunktion von quadriertem und gefiltertem, normalverteiltem Schmalbandrauschen zurückgeführt werden [DAV58].

Um die WSK-Dichtefunktion des Stromanteils $i_{b_\zeta}(t)$, $\zeta \in \{\xi, \eta\}$, zu bestimmen, setzt man für die Funktion

$$\mathcal{E}_{b_\zeta}(t - \tau) = \sum_{k=1}^{\infty} b_{\zeta k}(t) f_k(\tau) \quad \text{für } T_a \leq \tau \leq T_b \quad (3.105)$$

eine Karhunen-Loève Reihenentwicklung an [VAN68]. Durch Lösen der Fredholm Integralgleichung

$$\int_{T_a}^{T_b} h_d(t_1) R_{\mathcal{E}_{b_\zeta}}(t_1, t_2) f_k(t_1) dt_1 = \mu_{\zeta k} f_k(t_2) \quad (3.106)$$

findet man einen Satz von orthogonalen Eigenfunktionen $\{f_k(t)\}$, nämlich

$$\int_{T_a}^{T_b} h_d(t) f_k^*(t) f_j(t) dt = \delta_{kj} , \quad (3.107)$$

die im Zeitintervall $T_a \leq t \leq T_b$ definiert sind sowie die zugehörigen Eigenwerte $\{\mu_{\zeta k}\}$. Die Koeffizienten

$$b_{\zeta k}(t) = \int_{T_a}^{T_b} \mathcal{E}_{b\zeta}(t - \tau) h_d(\tau) f_k^*(\tau) d\tau \quad (3.108)$$

sind unkorrelierte, d. h.

$$\langle b_{\zeta k}(t) b_{\zeta j}^*(t) \rangle = \mu_{\zeta k} \delta_{kj} , \quad (3.109)$$

mittelwertfreie, zirkularsymmetrische, komplexe, normalverteilte Zufallsvariablen. Die Varianzen der Real- und Imaginärteile der Koeffizienten $b_{\zeta k}(t)$ weisen den Wert $\mu_{\zeta k}/2$ auf.

Da die AKF beider Komponenten dieselbe Form besitzt, nämlich

$$R_{\mathcal{E}_{b\zeta}}(t_1, t_2) = H_{\zeta}(0) \overline{R_{\mathcal{E}_q}}(t_1 - t_2) , \quad \zeta \in \{\xi, \eta\} , \quad (3.110)$$

sind auch die orthogonalen Eigenfunktionen $f_k(t)$ für beide Komponenten identisch. Wenn $h_d(t)$ absolut integrierbar ist und keine negativen Werte annimmt, und falls $R_{\mathcal{E}_{b\zeta}}(t_1, t_2)$ eine positiv-definite AKF [VAN68] darstellt, ist der Kern

$$G_{\mathcal{E}_{b\zeta}}(t_1, t_2) = h_d(t_1) R_{\mathcal{E}_{b\zeta}}(t_1, t_2) \quad (3.111)$$

der Integralgleichung (3.106) ebenfalls positiv-definit. Eine AKF, welche zu einem realisierbaren LDS gehört, ist immer positiv-definit. Für einen positiv-definiten Kern liefert die Lösung der Integralgleichung einen vollständigen Satz orthogonaler Eigenfunktionen. Die zugehörigen Eigenwerte sind alle positiv. Ist der Kern ausserdem reellwertig und symmetrisch, sind die Eigenfunktionen ebenfalls reellwertig.

Setzt man die Reihenentwicklung für die Feldkomponenten ein, erhält man die Stromkomponente

$$\begin{aligned} i_{b\zeta}(t) &= h_d(t) \otimes I_{b\zeta}(t) \\ &= \int_{T_a}^{T_b} \mathcal{E}_{b\zeta}^*(t - \tau) \mathcal{E}_{b\zeta}(t - \tau) h_d(\tau) d\tau \end{aligned} \quad (3.112)$$

$$\begin{aligned}
 &= \sum_{k=1}^{\infty} \sum_{j=1}^{\infty} b_{\zeta_k}^*(t) b_{\zeta_j}(t) \int_{T_a}^{T_b} h_d(\tau) f_k^*(\tau) f_j(\tau) d\tau \\
 &= \sum_{k=1}^{\infty} |b_{\zeta_k}(t)|^2
 \end{aligned}$$

als Summe der quadrierten Beträge von statistisch unabhängigen, mittelwertfreien, zirkulärsymmetrischen, komplexen, normalverteilten Zufallsvariablen. Die Stromkomponente $i_{b_c}(t)$ besitzt die Charakteristische Funktion

$$M_{i_{b_c}}(j\psi) = \prod_{k=1}^{\infty} \frac{1}{1 - j\psi \mu_{\zeta_k}} \quad (3.113)$$

Da die zugehörigen Komponenten $i_{b_\xi}(t)$ und $i_{b_\eta}(t)$ statistisch unabhängige Zufallsvariablen sind, ist die Charakteristische Funktion des Detektorstroms

$$M_{i_b}(j\psi) = M_{i_{b_\xi}}(j\psi) M_{i_{b_\eta}}(j\psi) = \prod_{n=1}^{\infty} \frac{1}{1 - j\psi \mu_n} \quad (3.114)$$

gleich dem Produkt der individuellen Charakteristischen Funktionen, wobei $\{\mu_n\}$ die Vereinigung der von den beiden Komponenten herrührenden Eigenwerte bezeichnet:

$$\mu_n = \begin{cases} \mu_{\xi_k} & k = (n+1)/2 \quad n \in \{1, 3, 5, \dots\} \\ \mu_{\eta_k} & k = n/2 \quad n \in \{2, 4, 6, \dots\} \end{cases} \quad (3.115)$$

Die Form der WSK-Dichtefunktion hängt davon ab, ob alle Eigenwerte μ_n verschieden sind oder nicht. Sind alle Eigenwerte verschieden ($\mathcal{P} \neq 0$), erhält man für den Detektorstrom die WSK-Dichtefunktion

$$p_{i_b}(i) = \begin{cases} \frac{e^{-i/\mu_n}}{\mu_n \prod_{\substack{m=1 \\ m \neq n}}^{\infty} (1 - \mu_m/\mu_n)} & \text{für } i \geq 0 \\ 0 & \text{sonst,} \end{cases} \quad (3.116)$$

wobei i den Momentanwert der Zufallsvariablen i_b bezeichnet.

Ist das rückgestreute Feld vollständig depolarisiert ($\mathcal{P} = 0$), sind die Eigenwerte der beiden Komponenten paarweise gleich: $\mu_{\xi_k} = \mu_{\eta_k}$. Für diesen Fall resultiert die WSK-Dichtefunktion

$$p_{i_k}(i) = \begin{cases} \frac{\sum_{k=1}^{\infty} \frac{e^{-i/\mu_{\xi_k}}}{\mu_{\xi_k}^2 \prod_{\substack{l=1 \\ l \neq k}}^{\infty} (1 - \mu_{\xi_l}/\mu_{\xi_k})^2}{\left(i - 2 \sum_{\substack{l=1 \\ l \neq k}}^{\infty} \frac{\mu_{\xi_l}}{1 - \mu_{\xi_l}/\mu_{\xi_k}} \right)} & \text{für } i \geq 0 \\ 0 & \text{sonst.} \end{cases} \quad (3.117)$$

Der Erwartungswert des Detektorstroms

$$\bar{i}_b = \langle i_b \rangle = \sum_{n=1}^{\infty} \mu_n \quad (3.118)$$

ist gleich der Summe aller Eigenwerte und seine Varianz

$$\sigma_{i_b}^2 = \sum_{n=1}^{\infty} \mu_n^2 \quad (3.119)$$

gleich der Summe der entsprechenden Quadrate.

Betrachtet man das unmodulierte Quellensignal einer LD mit einem Lorentzspektrum und einen Detektor mit der Stossantwort

$$h_d(t) = \begin{cases} \frac{\mathcal{D}}{T} & \text{für } 0 \leq t \leq T \\ 0 & \text{sonst,} \end{cases} \quad (3.120)$$

so resultiert für die Feldkomponente $\mathcal{E}_{b_\zeta}(t)$, $\zeta \in \{\xi, \eta\}$, die Integralgleichung

$$\frac{\mathcal{D} \langle I_{b_\zeta} \rangle}{T} \int_0^T e^{-\Delta\omega_q |t_1 - t_2|/2} f_k(t_1) dt_1 = \mu_{\zeta_k} f_k(t_2) \quad (3.121)$$

mit den Eigenwerten

$$\mu_{\zeta_k} = \frac{4\mathcal{D} \langle I_{b_\zeta} \rangle}{\Delta\omega_q T(1 + c_k^2)}. \quad (3.122)$$

Die Grösse \mathcal{D} bezeichnet die Wandlerkonstante des Detektors gemäss (2.5), und die Koeffizienten $\{c_k\}$ sind die Lösungen der transzendenten Gleichung [DAV58]

$$\left(\tan\left(\frac{c_k \Delta\omega_q T}{4}\right) + c_k \right) \left(\tan\left(\frac{c_k \Delta\omega_q T}{4}\right) - \frac{1}{c_k} \right) = 0. \quad (3.123)$$

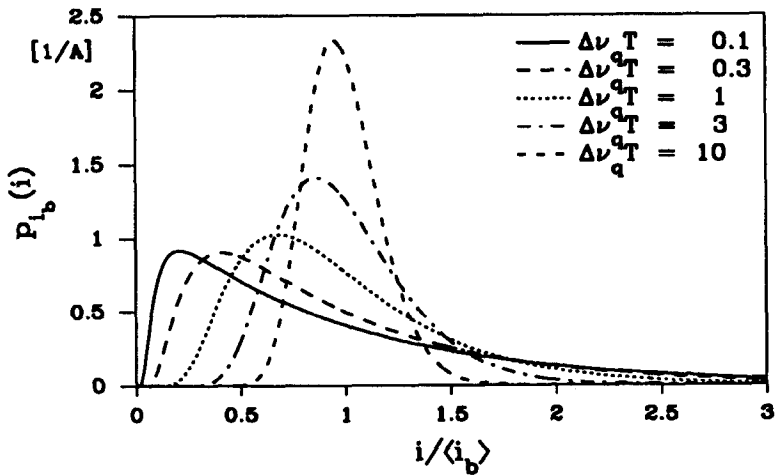
Die Eigenwerte $\{\mu_k\}$ sind alle verschieden und bilden eine monoton abnehmende Folge. Sie sind Funktionen des Produkts $\Delta\omega_q T$. Das bedeutet, dass die Eigenwerte und damit auch die WSK-Dichtefunktionen vom Verhältnis Linienbreite zu Detektorbandbreite abhängen. Sind die Eigenwerte von beiden Komponenten verschieden ($\mathcal{P} \neq 0$), berechnet man die WSK-Dichtefunktion mit (3.116), sind die Eigenwerte paarweise identisch ($\mathcal{P} = 0$), muss (3.117) verwendet werden. Fig. 3.3 und Fig. 3.4 zeigen die WSK-Dichtefunktionen des Detektorstroms für $\mathcal{P} = 1$ beziehungsweise für $\mathcal{P} = 0$ in Abhängigkeit des Produkts $\Delta\omega_q T = 2\pi\Delta\nu_q T$. In Fig. 3.5 erfolgt ein Vergleich zwischen den berechneten WSK-Dichtefunktionen und den experimentell ermittelten Verteilungen (Abschnitt 6.1.3) für verschiedene Detektorbandbreiten B . Die Linienbreite der für die Messungen verwendeten LD beträgt ungefähr 30 MHz. Die theoretischen Resultate gelten für eine Linienbreite von 30 MHz und für ein vollkommen depolarisiertes ($\mathcal{P} = 0$) rückgestreutes Feld. Als Integrationszeit des Detektors wurde der Wert $T = 1/2B$ gewählt.

3.3.5 Berechnung der Wahrscheinlichkeitsverteilung des Detektorstromes

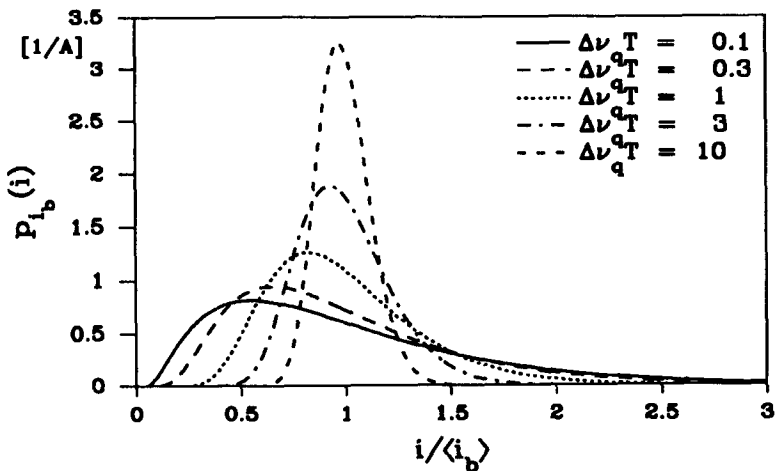
Die numerische Berechnung der Detektorstrom-WSK-Dichtefunktion erfordert in vielen Fällen einen sehr grossen Aufwand. Die Lösung der Integralgleichung (3.106) kann mit grossen mathematischen Schwierigkeiten verbunden sein, und die Summen (3.116) und (3.117) bilden oft nur sehr langsam konvergierende Reihen. Es ist aber möglich, die WSK-Dichtefunktion einer positiv-definiten quadratischen Form von mittelwertfreien, normalverteilten Zufallsvariablen durch eine Reihenentwicklung anzunähern [TZI87]. Basierend auf einer Γ -Verteilung ⁴

$$p_{\Gamma}(i) = \begin{cases} \frac{i^a e^{-i/b}}{b^{a+1} \Gamma(a+1)} & \text{für } i \geq 0 \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} \quad (3.124)$$

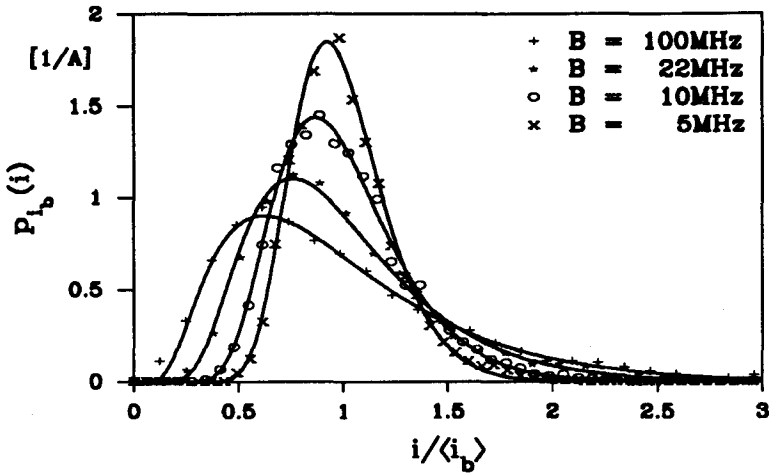
⁴Die Schreibweise $\Gamma(\cdot)$ bezeichnet die Γ -Funktion.



Figur 3.3: WSK-Dichtefunktion $p_{i_b}(i)$, für vollkommen polarisierte Rückstreuung $\mathcal{P} = 1$.



Figur 3.4: WSK-Dichtefunktion $p_{i_b}(i)$, für vollkommen depolarisierte Rückstreuung $\mathcal{P} = 0$.



Figur 3.5: Berechnete und gemessene WSK-Dichtefunktionen, für $\Delta\nu_q = 30 \text{ MHz}$, $T = 1/2B$ und $\mathcal{P} = 0$.

mit den Parametern a und b als erste Näherung, erfolgt die Entwicklung in eine Reihe

$$p_{i_b}(i) \approx p_{\mathcal{L}}(i) = p_{\Gamma}(i) \sum_{n=0}^{N_c} C_n \mathcal{L}_n^{(a)}(i/\beta), \quad (3.125)$$

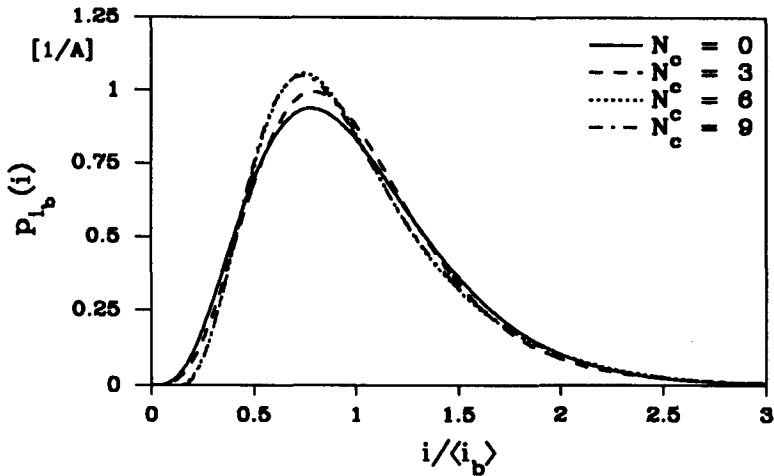
von verallgemeinerten Laguerre-Polynomen

$$\mathcal{L}_n^{(a)}(x) = \sum_{m=0}^n (-1)^m \binom{n+a}{n-m} \frac{1}{m!} x^m \quad \text{für } a > -1. \quad (3.126)$$

Der reellwertige Parameter β (Anhang C.1) wird eingeführt, um die Konvergenz der Reihe zu garantieren. Die Berechnung der Koeffizienten C_n basiert auf den sogenannten "Semi-Invariants"

$$\kappa_k = (k-1)! \sum_{n=1}^{\infty} \mu_n^k \quad (3.127)$$

der gesuchten WSK-Verteilung. Sie sind eine Funktion der Eigenwerte μ_n der Integralgleichung (3.106) [CRA46,SLE58]. Der Vorteil der Berechnung der WSK-Dichtefunktion mit Hilfe dieser Approximation liegt darin, dass die "Semi-Invariants" alle Eigenwerte in konzentrierter Form enthalten und dass die numerische Bestimmung der "Semi-Invariants" (Anhang



Figur 3.6: Approximation der WSK-Dichtefunktion $p_{i_b}(i)$ bei Berücksichtigung von N_c Koeffizienten C_n ($\Delta\nu_q T = 0.5$, $\mathcal{P} = 0$).

C.1) in vielen Fällen einfacher ist als die Lösung der Integralgleichung. In Fig. 3.6 ist der Einfluss der Anzahl N_c für die Reihenentwicklung (3.125) berücksichtigter Koeffizienten C_n dargestellt. Es handelt sich dabei wiederum um die WSK-Dichtefunktion des Detektorstroms für den Fall eines unmodulierten Quellensignals mit einem Lorentzspektrum. Bereits für $N_c = 6$ ist eine sehr gute Übereinstimmung der Approximation mit der exakten Verteilung festzustellen. Für grosse Werte des Produkts $\Delta\omega_q T$ konvergiert die Reihe schneller.

Als einfache Näherungslösung für die Verteilungsfunktion kann die Γ -Verteilung (3.124) mit den Parametern

$$a = \frac{\bar{i}_b^{-2}}{\sigma_{i_b}^2} - 1 \quad \text{und} \quad b = \frac{\sigma_{i_b}^2}{\bar{i}_b} \quad (3.128)$$

verwendet werden. Mit (3.103) und (3.104) lassen sich die Momente der Verteilung des Detektorstroms im Frequenzbereich bestimmen:

$$\sigma_{i_b}^2 = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} S_{i_b}(\omega) d\omega - \bar{i}_b^{-2}. \quad (3.129)$$

Für grosse Argumente strebt die Γ -Verteilung schneller gegen den Wert Null, als dies bei der exakten Verteilung des Detektorstroms der Fall ist.

Wird die Γ -Verteilung für die Berechnung von Fehlerwahrscheinlichkeiten und von Übersprechverlusten verwendet, erhält man etwas zu geringe Werte.

Für $\Delta\omega_q T \rightarrow \infty$ geht die Detektorstrom-WSK-Dichtefunktion asymptotisch in eine Normalverteilung über.

Leere Seite\nBlank

Kapitel 4

REFLEXIONEN UND RAY-LEIGH-RÜCKSTREUUNG

Neben der Rayleigh-Rückstreuung können auch Reflexionen dazu führen, dass ein Teil des sich in der Glasfaser ausbreitenden elektrischen Feldes reflektiert und in Rückwärtsrichtung geführt wird. Ursachen für diskrete Reflexionsstellen sind Brechungsindexsprünge, die an den Stossstellen in optischen Steckern und Spleissen sowie an Faserendflächen auftreten. Auch das Kopplernebensprechen und der optische Reflexionsmodulator in Einquellen-Systemen können als diskrete Reflexionsstelle modelliert werden.

Sind mehrere Reflexionsstellen vorhanden, bewirken die Interferenzen zwischen den einzelnen reflektierten Feldern eine Umwandlung des Phasenrauschens der LD in Intensitätsschwankungen des reflektierten Lichtes. Derselbe Effekt tritt auch auf, wenn rückgestreutes und reflektiertes Licht interferieren. In den folgenden Herleitungen finden für die optische Quelle und die SM-Glasfaser die in Kapitel 3 beschriebenen Modelle Verwendung.

4.1 Singuläre Reflexion

In der Glasfaser sei nur eine einzige diskrete Reflexionsstelle im Abstand l_r vom Faseranfang vorhanden. Unter der Voraussetzung, dass der Feld-Reflexionskoeffizient r vom Polarisationszustand des einfallenden Feldes unabhängig sei, findet man für den komplexen Amplitudenvektor des zum Faseranfang zurückreflektierten Feldes den Ausdruck

$$\vec{\mathcal{E}}_r(t) = \begin{bmatrix} \mathcal{E}_{r_x}(t) \\ \mathcal{E}_{r_y}(t) \end{bmatrix} = \vec{p}_r r e^{-(\alpha + j2\beta)l_r} \mathcal{E}_q(t - t_r), \quad (4.1)$$

wobei der Jones-Vektor \vec{p}_r den Polarisationszustand des reflektierten Feldes beschreibt (Anhang A.3) und $t_r = 2l_r/v_g$ die Umlaufzeit bezeichnet, welche das optische Signal für den Weg bis zur Reflexionsstelle und zurück benötigt.

Die zugehörige AKM

$$\mathbf{R}_{\vec{\mathcal{E}}_r}(t_1, t_2) \equiv \langle \vec{\mathcal{E}}_r(t_1) \vec{\mathcal{E}}_r^h(t_2) \rangle = \vec{p}_r \vec{p}_r^h \mathcal{R} \mathbf{R}_{\mathcal{E}_q}(t_1 - t_r, t_2 - t_r), \quad (4.2)$$

der Scharerwartungswert der Intensität des reflektierten Feldes

$$\langle I_r(t) \rangle \equiv \langle \vec{\mathcal{E}}_r^h(t) \vec{\mathcal{E}}_r(t) \rangle = \mathcal{R} \langle I_q(t - t_r) \rangle \quad (4.3)$$

und die AKF

$$R_{I_r}(t_1, t_2) \equiv \langle I_r(t_1) I_r(t_2) \rangle = \mathcal{R}^2 R_{I_q}(t_1 - t_r, t_2 - t_r) \quad (4.4)$$

weisen dieselbe Form auf wie die entsprechenden Funktionen des Quellsignals. Mit dem Symbol

$$\mathcal{R} = |\mathcal{r}|^2 e^{-2\alpha l_r} \quad (4.5)$$

wird der vom Faseranfang aus gesehene Reflexionskoeffizient der Reflexionsstelle bezeichnet. Nur wenn die komplexe Quellenfeldamplitude und die Quellenfeldintensität Musterfunktionen von schwach stationären Zufallsprozessen sind, gilt dies auch für die Komponenten des komplexen Amplitudenvektors des reflektierten Feldes und für dessen Intensität.

4.2 Mehrere Reflexionen

Sind in der Glasfaser K Reflexionsstellen vorhanden, ist das gesamte reflektierte Feld

$$\vec{\mathcal{E}}_r(t) = \sum_{k=1}^K \vec{p}_{r_k} r_k e^{-(\alpha + j2\beta)l_{r_k}} \mathcal{E}_q(t - t_{r_k}) \quad (4.6)$$

als Superposition der von den einzelnen Reflexionsstellen herrührenden Feldanteile gegeben, wobei für die k -te Reflexionsstelle \vec{p}_{r_k} den Polarisationszustand des reflektierten Feldes, r_k den Feld-Reflexionskoeffizienten, l_{r_k} den Abstand und t_{r_k} die Umlaufzeit in der entsprechenden Kavität bezeichnen. Die Dämpfung, welche das Signal beim Passieren der näher beim Faseranfang gelegenen Reflexionsstellen erfährt, sei in den Feld-Reflexionskoeffizienten berücksichtigt.

Für die AKM des komplexen Amplitudenvektors des gesamten reflektierten Feldes findet man den Ausdruck

$$\begin{aligned}
 \mathbf{R}_{\vec{\mathcal{E}}_r}(t_1, t_2) &\equiv \langle \vec{\mathcal{E}}_r(t_1) \vec{\mathcal{E}}_r^h(t_2) \rangle & (4.7) \\
 &= \sum_{k=1}^K \vec{p}_{r_k} \vec{p}_{r_k}^h \mathcal{R}_k R_{\mathcal{E}_q}(t_1 - t_{r_k}, t_2 - t_{r_k}) \\
 &\quad + \sum_{n=1}^K \sum_{\substack{m=1 \\ m \neq n}}^K \vec{p}_{r_n} \vec{p}_{r_m}^h r_n r_m^* e^{-\alpha(l_{r_n} + l_{r_m})} \\
 &\quad \cdot e^{-j2\beta(l_{r_n} - l_{r_m})} R_{\mathcal{E}_q}(t_1 - t_{r_n}, t_2 - t_{r_m}),
 \end{aligned}$$

wobei $\mathcal{R}_k = |r_k|^2 e^{-2\alpha l_{r_k}}$ den Reflexionskoeffizienten der k -ten Reflexionsstelle bezeichnet. Der Scharerwartungswert der Intensität des gesamten reflektierten Feldes

$$\begin{aligned}
 \langle I_r(t) \rangle &= \sum_{k=1}^K \mathcal{R}_k \langle I_q(t - t_{r_k}) \rangle & (4.8) \\
 &\quad + 2 \sum_{n=2}^K \sum_{m=1}^{n-1} \Re \left[\vec{p}_{r_n}^h \vec{p}_{r_m} r_n^* r_m e^{-\alpha(l_{r_n} + l_{r_m})} \right. \\
 &\quad \left. \cdot e^{j2\beta(l_{r_n} - l_{r_m})} R_{\mathcal{E}_q}^*(t - t_{r_n}, t - t_{r_m}) \right]
 \end{aligned}$$

ist als Summe von K Reflexionstermen und von $K(K-1)/2$ Interferenztermen gegeben.

Für die Berechnung des Leistungsdichtespektrums geht man von der Autokorrelationsfunktion

$$\begin{aligned}
 R_{I_r}(t_1, t_2) &\equiv \langle I_r(t_1) I_r(t_2) \rangle & (4.9) \\
 &= \sum_{k=1}^K \sum_{n=1}^K \sum_{m=1}^K \sum_{o=1}^K (\vec{p}_{r_k}^h \vec{p}_{r_n}) (\vec{p}_{r_m}^h \vec{p}_{r_o}) r_k^* r_n r_m^* r_o \\
 &\quad \cdot e^{-\alpha(l_{r_k} + l_{r_n} + l_{r_m} + l_{r_o})} e^{j2\beta(l_{r_k} - l_{r_n} + l_{r_m} - l_{r_o})} \\
 &\quad \cdot R_{\mathcal{E}_q \mathcal{E}_q}(t_1 - t_{r_k}, t_1 - t_{r_n}, t_2 - t_{r_m}, t_2 - t_{r_o})
 \end{aligned}$$

der Intensität des reflektierten Lichtes aus. Das LDS

$$S_{I_r}(\omega) \equiv \mathcal{F}\{\overline{R_{I_r}}(\tau)\} \quad (4.10)$$

ist die Fouriertransformierte des Zeitmittelwerts der AKF. Im allgemeinen Fall ist die Berechnung des LDS sehr aufwendig. Für ein unmoduliertes Quellsignal mit einem Lorentzspektrum resultiert für die Intensität des von zwei Reflexionsstellen reflektierten Feldes das LDS

$$\begin{aligned} S_{I_r}(\omega) = & 4\hat{I}_q^2 \mathcal{R}^2 \left(2\pi \delta(\omega) \left(1 + \cos(2\beta\Delta l_r) e^{-\Delta\omega_q\Delta t_r/2} \right)^2 \right. \\ & + \frac{\Delta\omega_q}{\Delta\omega_q^2 + \omega^2} \left[\sin^2(2\beta\Delta l_r) \left(1 + e^{-2\Delta\omega_q\Delta t_r} \right. \right. \\ & \quad \left. \left. - 2e^{-\Delta\omega_q\Delta t_r} \cos(\omega\Delta t_r) \right) \right. \\ & \quad \left. + \cos^2(2\beta\Delta l_r) \left(1 - e^{-2\Delta\omega_q\Delta t_r} \right. \right. \\ & \quad \left. \left. - 2e^{-\Delta\omega_q\Delta t_r} \frac{\Delta\omega_q}{\omega} \sin(\omega\Delta t_r) \right) \right] \Bigg), \end{aligned} \quad (4.11)$$

wobei vorausgesetzt wurde, dass die beiden reflektierten Felder denselben Polarisationszustand aufweisen ($\vec{p}_{r_1} = \vec{p}_{r_2}$), dass die beiden Reflexionskoeffizienten identisch seien ($\mathcal{R} = \mathcal{R}_1 = \mathcal{R}_2$) und dass die Distanz zwischen den beiden Reflexionen der Bedingung $\Delta l_r = |l_{r_1} - l_{r_2}| \ll 1/\alpha$ genüge. Die Grössen $l_r = (l_{r_1} + l_{r_2})/2$ und $\Delta t_r = 2\Delta l_r/v_g$ bezeichnen den mittleren Abstand der Reflexionsstellen vom Faseranfang und die Umlaufzeit des Feldes in der von den beiden Reflexionen gebildeten Kavität. Wenn die Umlaufzeit die Bedingung $\Delta\omega_q\Delta t_r \gg 1$ erfüllt, dürfen die Exponentialterme in (4.11) vernachlässigt werden:

$$S_{I_r}(\omega) \approx 4\hat{I}_q^2 \mathcal{R}^2 \left(2\pi \delta(\omega) + \frac{\Delta\omega_q}{\Delta\omega_q^2 + \omega^2} \right). \quad (4.12)$$

Man spricht in diesem Fall von inkohärenter Interferenz. Die interferierenden Felder sind näherungsweise statistisch unabhängig.

4.2.1 Inkohärente Interferenz

Sind die Distanzen zwischen den einzelnen Reflexionsstellen so gross, dass die Umlaufzeiten in den Kavitäten im Vergleich zur Kohärenzzeit des Quel-

lensignals (3.22) gross sind, d. h.

$$|t_{r_n} - t_{r_m}| = \frac{2|l_{r_n} - l_{r_m}|}{v_g} \gg \tau_q \quad \text{für } n \neq m, \quad (4.13)$$

so interferieren die reflektierten Felder inkohärent. Diese Bedingung ist für die typischen Kohärenzzeiten der Strahlung von künftigen SLM-Laserdioden mit Linienbreiten im Bereich von 10 bis 100 MHz bereits für Distanzen von ungefähr 10 m zwischen den Reflexionsstellen erfüllt. Für den Fall inkohärenter Interferenz vereinfachen sich die Ausdrücke für die AKM des reflektierten Feldamplitudenvektors (4.7) und für den Scharerwartungswert der Intensität (4.8) zu

$$\mathbf{R}_{\mathcal{E}_r}(t_1, t_2) = \sum_{k=1}^K \tilde{p}_{r_k} \tilde{p}_{r_k}^h \mathcal{R}_k \mathcal{R}_{\mathcal{E}_q}(t_1 - t_{r_k}, t_2 - t_{r_k}), \quad (4.14)$$

$$\langle I_r(t) \rangle = \sum_{k=1}^K \mathcal{R}_k \langle I_q(t - t_{r_k}) \rangle. \quad (4.15)$$

Die AKF der Intensität des reflektierten Feldes, nämlich

$$\begin{aligned} R_{I_r}(t_1, t_2) &= \sum_{k=1}^K \mathcal{R}_k^2 R_{I_q}(t_1 - t_{r_k}, t_2 - t_{r_k}) \\ &+ \sum_{n=1}^K \sum_{\substack{m=1 \\ m \neq n}}^K \mathcal{R}_n \mathcal{R}_m R_{I_q}(t_1 - t_{r_n}, t_2 - t_{r_m}) \\ &+ 2 \sum_{n=2}^K \sum_{m=1}^{n-1} \mathcal{R}_n \mathcal{R}_m |\tilde{p}_{r_n}^h \tilde{p}_{r_m}|^2 \\ &\cdot \Re \left[R_{\mathcal{E}_q}(t_1 - t_{r_n}, t_2 - t_{r_n}) R_{\mathcal{E}_q}^*(t_1 - t_{r_m}, t_2 - t_{r_m}) \right], \end{aligned} \quad (4.16)$$

kann in Funktion der AKF der komplexen Quellenfeldamplitude (3.12) und der AKF der Quellenfeldintensität (3.27) angeschrieben werden.

Sind die komplexe Quellenfeldamplitude und die Quellenfeldintensität Musterfunktionen von schwach stationären Zufallsprozessen, und ist die Korrelationszeit der Quellenfeldintensität (3.31) im Vergleich zu den Umlaufzeiten in den Kavitäten kurz, d. h.

$$T_q \ll |t_{r_n} - t_{r_m}| \quad \text{für } n \neq m, \quad (4.17)$$

so resultiert für das LDS der Ausdruck

$$S_{I_r}(\omega) = \sum_{k=1}^K \mathcal{R}_k^2 S_{I_q}(\omega) \quad (4.18)$$

$$+ 2 \sum_{n=2}^K \sum_{m=1}^{n-1} \mathcal{R}_n \mathcal{R}_m \left(2\pi \delta(\omega) \bar{I}_q^2 + \frac{|\vec{p}_{r_n}^h \vec{p}_{r_m}|^2}{2\pi} S_{\mathcal{E}_q}(\omega) \star S_{\mathcal{E}_q}(\omega) \right).$$

Das LDS der Intensität des reflektierten Feldes ergibt sich abgesehen von einem Gleichanteil als Summe von Termen, welche dieselbe Form wie die AKF der Quellenfeldintensität aufweisen, und von Termen, dessen Form der AKF des Spektrums der komplexen Quellenfeldamplitude entspricht. Für ein unmoduliertes Quellensignal weist das Wechselleistungsdichtespektrum der Intensität des reflektierten Feldes die Form einer Lorentzkurve mit der Linienbreite $2\Delta\omega_q$ auf.

4.2.2 Die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion der Intensität des reflektierten Feldes

Mit (4.6) lässt sich die Intensität des gesamten reflektierten Lichtes bestimmen:

$$I_r(t) \equiv \vec{\mathcal{E}}_r^h(t) \vec{\mathcal{E}}_r(t) \quad (4.19)$$

$$= \sum_{k=1}^K \mathcal{R}_k I_q(t - t_{r_k}) + 2 \sum_{n=2}^K \sum_{m=1}^{n-1} \Re \left[\vec{p}_{r_n}^h \vec{p}_{r_m} r_n^* r_m \cdot e^{-\alpha(l_{r_n} + l_{r_m})} e^{j2\beta(l_{r_n} - l_{r_m})} \mathcal{E}_q^*(t - t_{r_n}) \mathcal{E}_q(t - t_{r_m}) \right].$$

Ist das anregende Quellenfeld vollkommen inkohärent, verschwinden die Interferenzterme (Doppelsumme). Die Intensität des gesamten reflektierten Lichtes entspricht in diesem Fall der Summe der Intensitäten der von den einzelnen Reflexionsstellen reflektierten Felder.

Für ein unmoduliertes Quellensignal soll die WSK-Dichtefunktion der Intensität

$$I_r(t) = \hat{I}_q \left(\mathcal{R}_1 + \mathcal{R}_2 + 2|\vec{p}_{r_1}^h \vec{p}_{r_2}| \sqrt{\mathcal{R}_1 \mathcal{R}_2} \cos[\Phi(t)] \right) \quad (4.20)$$

des von zwei Reflexionsstellen mit den Reflexionskoeffizienten \mathcal{R}_1 und \mathcal{R}_2 reflektierten Feldes bestimmt werden. Erfüllt die Umlaufzeit in der von

den beiden Reflexionsstellen gebildeten Kavität die Bedingung (4.13) für inkohärente Interferenz, so kann das Argument der Cosinus-Funktion in (4.20) durch eine im Intervall $[-\pi, \pi]$ gleichverteilte Zufallsvariable angenähert werden [GIM89]. Mit der Grösse

$$\Delta I_r = 2\hat{I}_q |\vec{p}_{r_1}^h \vec{p}_{r_2}| \sqrt{\mathcal{R}_1 \mathcal{R}_2} \tag{4.21}$$

erhält man für die Intensität des reflektierten Feldes die WSK-Dichtefunktion [PAP85]

$$p_{I_r}(I) = \begin{cases} \frac{1}{\pi \Delta I_r \sqrt{1 - (I - \bar{I}_r)^2 / \Delta I_r^2}} & \text{für } |I - \bar{I}_r| \leq \Delta I_r \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} \tag{4.22}$$

und die Momente

$$\begin{aligned} \bar{I}_r = \langle I_r \rangle &= (\mathcal{R}_1 + \mathcal{R}_2) \hat{I}_q, \\ \sigma_{I_r}^2 &= \Delta I_r^2 / 2. \end{aligned} \tag{4.23}$$

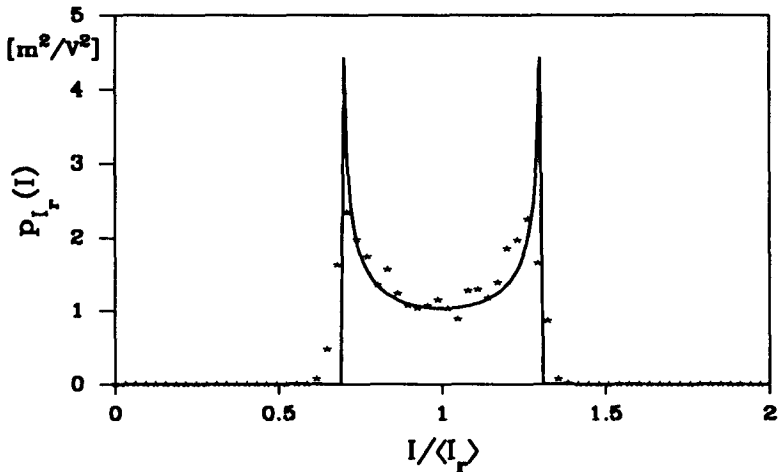
Wegen der vorausgesetzten Ergodizität der Quellenfeldintensität (3.18) stimmen Schar- und Zeitmittelwert der Intensität des reflektierten Feldes überein. In Fig. 4.1 sind die berechnete WSK-Dichtefunktion und die gemessene Verteilung der Intensität des von zwei Reflexionsstellen zurückgeworfenen Feldes aufgetragen. Die WSK-Dichtefunktion der Intensität des reflektierten Feldes ist von der Kohärenz des Quellenfeldes unabhängig.

Sind mehr als zwei Reflexionsstellen vorhanden, existiert keine geschlossene Lösung für die WSK-Dichtefunktion der Intensität des gesamten reflektierten Feldes. Ist die Anzahl Reflexionen sehr gross, und ist ausserdem keine der Reflexionen dominant, kann der komplexe Amplitudenvektor $\vec{\mathcal{E}}_r(t)$ des gesamten reflektierten Feldes durch einen Zufallsvektor mit unabhängigen Komponenten approximiert werden, die eine mittelwertfreie, zirkulärsymmetrische, komplexe Normalverteilung aufweisen. Die WSK-Dichtefunktion der Intensität des reflektierten Feldes besitzt in diesem Fall dieselbe Form wie diejenige der Intensität des rückgestreuten Feldes (3.84).

4.2.3 Der Detektorstrom

Die Bestimmung der WSK-Dichtefunktion des Detektorstroms

$$i_r(t) = h_d(t) \otimes I_r(t) \tag{4.24}$$



Figur 4.1: Berechnete und gemessene WSK-Dichtefunktionen, für $\Delta I_r / \langle I_r \rangle = 0.3$.

ist ein aus der Theorie über die Detektion von Signalen mit verrauschter Phase bekanntes und bis heute ungelöstes Problem. Für den Fall einer Interferenz von zwei unmodulierten reflektierten Signalen findet im Rahmen dieser Arbeit als einfache Approximation für die Detektorstrom-WSK-Dichtefunktion eine β -Verteilung Verwendung:

$$p_{i_r}(i) \approx \begin{cases} c \left(1 - \frac{(i - \bar{i}_r)^2}{a^2} \right)^b & \text{für } |i - \bar{i}_r| \leq a \\ 0 & \text{sonst.} \end{cases} \quad (4.25)$$

Die Parameter a , b und c werden so gewählt, dass die ersten beiden Momente der exakten Verteilung, nämlich

$$\begin{aligned} \bar{i}_r &= H_d(0) \bar{I}_r, \\ \sigma_{i_r}^2 &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} |H_d(\omega)|^2 S_{I_r}(\omega) d\omega - \bar{i}_r^2, \end{aligned} \quad (4.26)$$

mit denjenigen der Approximation übereinstimmen:

$$\begin{aligned} a &= \bar{i}_r, \\ b &= \frac{a^2}{2\sigma_{i_r}^2} - \frac{3}{2}, \end{aligned} \quad (4.27)$$

$$c = \frac{\Gamma(b + 3/2)}{a \Gamma(1/2) \Gamma(b + 1)}.$$

Diese Approximation besitzt gegenüber einer solchen mit Normalverteilung den Vorteil, dass sie wie die exakte Verteilung nur innerhalb des Intervalls $[\bar{i}_r - a, \bar{i}_r + a]$ von Null abweichende Werte annimmt und dass ihr Grenzwert für grosse Detektorbandbreiten der exakten Verteilung (4.22) entspricht. Ist die Detektorbandbreite im Vergleich zur Ausdehnung des Spektrums der Intensität sehr klein, geht die WSK-Verteilung des Detektorstroms asymptotisch in eine Normalverteilung über.

Betrachtet man eine grosse Anzahl Reflexionen mit ähnlichen Reflexionskoeffizienten, weist der resultierende Detektorstrom dieselbe Verteilung wie der von der Rayleigh-Rückstreuung verursachte auf.

4.3 Interferenz von reflektiertem und rückgestreutem Licht

Wird in der SM-Glasfaser ein Teil des sich ausbreitenden Feldes von einer diskreten Reflexionsstelle zurückgeworfen, interferieren das reflektierte und das rückgestreute Licht. Das Phasenrauschen der Laserdiode bewirkt Fluktuationen der Gesamtintensität des zum Fasernanfang zurückgeführten Lichts. Es wird der Fall einer Reflexionsstelle im Abstand l_r vom Fasernanfang mit dem Feld-Reflexionskoeffizienten r betrachtet.

4.3.1 Das gesamte Feld am Fasernanfang

Der komplexe Amplitudenvektor

$$\vec{\mathcal{E}}_t(t) = \begin{bmatrix} \mathcal{E}_{t_x}(t) \\ \mathcal{E}_{t_y}(t) \end{bmatrix} = \vec{\mathcal{E}}_r(t) + \vec{\mathcal{E}}_b(t) \quad (4.28)$$

des gesamten, am Fasernanfang resultierenden Feldes entspricht der Superposition der komplexen Amplitudenvektoren des reflektierten (4.1) und des rückgestreuten Feldes (3.38).

Die AKM des komplexen Amplitudenvektors des gesamten Feldes

$$\begin{aligned} \mathbf{R}_{\vec{\mathcal{E}}_t}(t_1, t_2) &\equiv \langle \vec{\mathcal{E}}_t(t_1) \vec{\mathcal{E}}_t^h(t_2) \rangle & (4.29) \\ &= \langle \vec{\mathcal{E}}_r(t_1) \vec{\mathcal{E}}_r^h(t_2) \rangle + \langle \vec{\mathcal{E}}_r(t_1) \vec{\mathcal{E}}_b^h(t_2) \rangle \\ &\quad + \langle \vec{\mathcal{E}}_b(t_1) \vec{\mathcal{E}}_r^h(t_2) \rangle + \langle \vec{\mathcal{E}}_b(t_1) \vec{\mathcal{E}}_b^h(t_2) \rangle \end{aligned}$$

kann als Summe von vier Scharerwartungswerten angegeben werden. Wegen (3.42) verschwinden die beiden gemischten Terme in (4.29), und die Autokorrelationsmatrix

$$\mathbf{R}_{\vec{\mathcal{E}}_i}(t_1, t_2) = \mathbf{R}_{\vec{\mathcal{E}}_r}(t_1, t_2) + \mathbf{R}_{\vec{\mathcal{E}}_b}(t_1, t_2) \quad (4.30)$$

ist als Summe der AKM des reflektierten (4.2) und derjenigen des rückgestreuten Feldes (3.52) gegeben. Nur wenn die komplexe Quellenfeldamplitude zu einem schwach stationären Zufallsprozess gehört, so gilt dies auch für die Komponenten des komplexen Amplitudenvektors des gesamten Feldes.

4.3.2 Die Gesamtintensität

Der Scharerwartungswert der Gesamtintensität

$$\langle I_i(t) \rangle \equiv \langle \vec{\mathcal{E}}_i^h(t) \vec{\mathcal{E}}_i(t) \rangle = \text{tr}[\mathbf{R}_{\vec{\mathcal{E}}_i}(t, t)] = \langle I_r(t) \rangle + \langle I_b(t) \rangle \quad (4.31)$$

entspricht der Summe der Scharerwartungswerte der Intensitäten des reflektierten (4.3) und des rückgestreuten Feldes (3.62).

Die Reflexion bewirkt eine Abnahme der Intensität des sich ausbreitenden Feldes und damit verbunden auch eine Veränderung der Stossantwortmatrix (3.50), nämlich

$$\check{h}_i(t) = \begin{cases} \frac{\alpha_s \mathcal{S} v_g}{2} \vec{p}_b(v_g t/2) \vec{p}_b^h(v_g t/2) e^{-\alpha v_s t} & \text{für } 0 \leq t \leq t_r \\ \frac{\alpha_s \mathcal{S} v_g}{2} \vec{p}_b(v_g t/2) \vec{p}_b^h(v_g t/2) \mathcal{L}_r^2 e^{-\alpha v_s t} & \text{für } t_r \leq t \leq T_L \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} \quad (4.32)$$

sowie der Stossantwort

$$\check{h}_i(t) = \begin{cases} \frac{\alpha_s \mathcal{S} v_g}{2} e^{-\alpha v_s t} & \text{für } 0 \leq t \leq t_r \\ \frac{\alpha_s \mathcal{S} v_g}{2} \mathcal{L}_r^2 e^{-\alpha v_s t} & \text{für } t_r \leq t \leq T_L \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} \quad (4.33)$$

gemäss (3.56) für die Rayleigh-Rückstreuung. Die Grösse \mathcal{L}_r beschreibt die Dämpfung, welche die Intensität des optischen Signals beim Passieren der Reflexionsstelle erfährt. Mehrfachreflexionen und Mehrfachstreuung sind in (4.32) und (4.33) nicht berücksichtigt. Strahlt die Quelle mit konstanter Intensität, findet man mit (4.3) und (4.33) für die Gesamtintensität den Scharerwartungswert

$$\langle I_t(t) \rangle = \hat{I}_q \left(\mathcal{R} + \frac{\alpha_s \mathcal{S}}{2\alpha} \left(1 - e^{-2\alpha l_r} + \mathcal{L}_r^2 (e^{-2\alpha l_r} - e^{-2\alpha L}) \right) \right). \quad (4.34)$$

Ist die von der Reflexionsstelle verursachte Dämpfung gering ($\mathcal{L}_r \approx 1$), oder ist die Reflexionsstelle viel weiter vom Faseranfang als vom Faserende entfernt ($l_r/L \approx 1$), so kann der Einfluss der Dämpfung auf die Stossantworten für die Rayleigh-Rückstreuung vernachlässigt werden:

$$\check{h}_b(t) \approx h_b(t) \quad \text{und} \quad \check{h}_b(t) \approx h_b(t). \quad (4.35)$$

4.3.3 Die Autokorrelationsfunktion der Gesamtintensität

Die AKF der Gesamtintensität

$$R_{I_t}(t_1, t_2) \equiv \langle I_t(t_1) I_t(t_2) \rangle \quad (4.36)$$

kann als Summe von 16 Erwartungswerten angegeben werden, wobei wegen der komplexen Normalverteilung der Feld-Rückstreuoeffizienten nur 6 einen von Null verschiedenen Anteil beitragen:

$$\begin{aligned} R_{I_t}(t_1, t_2) = & \langle I_r(t_1) I_r(t_2) \rangle + \langle I_b(t_1) I_b(t_2) \rangle \\ & + \langle I_r(t_1) I_b(t_2) \rangle + \langle I_b(t_1) I_r(t_2) \rangle \\ & + 2 \Re \left[\left\langle \left(\check{\mathcal{E}}_r^h(t_1) \check{\mathcal{E}}_b(t_1) \right) \left(\check{\mathcal{E}}_b^h(t_2) \check{\mathcal{E}}_r(t_2) \right) \right\rangle \right]. \end{aligned} \quad (4.37)$$

Der letzte Term in (4.37) ist in Anhang B.3 ausgewertet.

Mit (3.25), (3.27), (3.50), (3.56), (3.64), (B.15) und $\tau = t_1 - t_2$ findet man das Resultat

$$\begin{aligned} R_{I_t}(t_1, t_2) = & \mathcal{R}^2 R_{I_q}(t_1 - t_r, t_2 - t_r) + R_{I_b}(t_1, t_2) \\ & + \mathcal{R} \left(h_b(t_2) \otimes R_{I_q}(t_1 - t_r, t_2) + h_b(t_1) \otimes R_{I_q}(t_1, t_2 - t_r) \right) + \end{aligned} \quad (4.38)$$

$$+ 2 \mathcal{R} \left(|p_{r_x}|^2 h_x(t_2) + 2 \Re [p_{r_x}^* p_{r_y} h_{xy}(t_2)] + |p_{r_y}|^2 h_y(t_2) \right)$$

$$\otimes R_{\mathcal{E}_q, \mathcal{E}_q}(t_1 - t_r, t_2 + \tau, t_2, t_1 - t_r - \tau) .$$

Für den allgemeinen Fall ist die Berechnung der AKF der Gesamtintensität sehr aufwendig.

Gehören die komplexe Quellenfeldamplitude und die Quellenfeldintensität nicht zu einem schwach stationären Zufallsprozess, so gilt dies auch für die Gesamtintensität. Das LDS

$$S_{I_i}(\omega) \equiv \mathcal{F} \{ \overline{R_{I_i}}(\tau) \} \quad (4.39)$$

kann in diesem Fall nur für den Zeitmittelwert der AKF angegeben werden.

4.3.4 Die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion der Gesamtintensität

Um die WSK-Dichtefunktion der Gesamtintensität

$$\begin{aligned} I_i(t) &\equiv \vec{\mathcal{E}}_i^h(t) \vec{\mathcal{E}}_i(t) & (4.40) \\ &= \vec{\mathcal{E}}_r^h(t) \vec{\mathcal{E}}_r(t) + \vec{\mathcal{E}}_b^h(t) \vec{\mathcal{E}}_b(t) + \vec{\mathcal{E}}_b^h(t) \vec{\mathcal{E}}_r(t) + \vec{\mathcal{E}}_r^h(t) \vec{\mathcal{E}}_b(t) \end{aligned}$$

berechnen zu können, betrachtet man die Intensität des reflektierten Feldes $\vec{\mathcal{E}}_r(t)$ innerhalb des Beobachtungsintervalls als konstante Grösse, d. h. $I_r(t) = I_r$. Die lineare Transformation

$$\vec{\mathcal{E}}_i'(t) = \mathbf{D} \vec{\mathcal{E}}_i(t) = \mathbf{D} \vec{\mathcal{E}}_r(t) + \mathbf{D} \vec{\mathcal{E}}_b(t) = \vec{\mathcal{E}}_r'(t) + \vec{\mathcal{E}}_b'(t) \quad (4.41)$$

erzeugt gemäss (3.72) einen komplexen Amplitudenvektor mit unkorrelierten rückgestreuten Feldkomponenten. Da die Transformationsmatrix \mathbf{D} eine unitäre Matrix ist, verändert die Transformation die Intensitäten der Felder nicht:

$$\begin{aligned} I_i(t) &= I_i'(t) = I_{i_\epsilon}(t) + I_{i_\eta}(t) , & (4.42) \\ I_r(t) &= I_r'(t) = I_{r_\epsilon}(t) + I_{r_\eta}(t) , \\ I_b(t) &= I_b'(t) = I_{b_\epsilon}(t) + I_{b_\eta}(t) . \end{aligned}$$

Der transformierte Vektor

$$\vec{\mathcal{E}}_i'(t) = \begin{bmatrix} \mathcal{E}_{i_\epsilon}(t) \\ \mathcal{E}_{i_\eta}(t) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \mathcal{E}_{r_\epsilon}(t) \\ \mathcal{E}_{r_\eta}(t) \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \mathcal{E}_{b_\epsilon}(t) \\ \mathcal{E}_{b_\eta}(t) \end{bmatrix} \quad (4.43)$$

ist ein komplexer, normalverteilter Zufallsvektor mit dem Erwartungswertvektor $\vec{\mathcal{E}}_r'(t)$ und der Autokovarianzmatrix (ACM)

$$C_{\mathcal{E}_i'} = \left\langle \left(\vec{\mathcal{E}}_i'(t) - \vec{\mathcal{E}}_r'(t) \right) \left(\vec{\mathcal{E}}_i'(t) - \vec{\mathcal{E}}_r'(t) \right)^h \right\rangle = \begin{bmatrix} \langle I_{b_\xi} \rangle & 0 \\ 0 & \langle I_{b_\eta} \rangle \end{bmatrix}. \quad (4.44)$$

Die Komponenten $\mathcal{E}_{b_\xi}(t)$ und $\mathcal{E}_{b_\eta}(t)$ besitzen die Eigenschaften von mittelwertfreien, zirkulärsymmetrischen, komplexen, normalverteilten Zufallsvariablen und sind ausserdem statistisch unabhängig. Die Intensität des reflektierten Feldes weist den konstanten Wert

$$I_r = I_{r_\xi} + I_{r_\eta} \quad (4.45)$$

auf. Wegen der zirkulärsymmetrischen WSK-Verteilung der Amplitudenvektorkomponenten des rückgestreuten Feldes hat die Phase der reflektierten Felder keinen Einfluss auf die WSK-Verteilung der Gesamtintensität.

Die statistisch unabhängigen Zufallsvariablen I_{r_ξ} und I_{r_η} weisen beide eine nichtzentrale χ^2 -Verteilung mit zwei Freiheitsgraden auf [PRO83]:

$$p_{I_{r_\zeta}}(I) = \begin{cases} \frac{1}{\langle I_{b_\zeta} \rangle} e^{-\frac{I + I_{r_\zeta}}{\langle I_{b_\zeta} \rangle}} \mathbf{I}_0 \left(\frac{2\sqrt{I I_{r_\zeta}}}{\langle I_{b_\zeta} \rangle} \right) & \text{für } I \geq 0 \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} \quad \zeta \in \{\xi, \eta\}, \quad (4.46)$$

wobei $\mathbf{I}_0(\cdot)$ die modifizierte Bessel-Funktion erster Art der Ordnung Null bezeichnet. Weil die beiden Zufallsvariablen unabhängig sind, ist die charakteristische Funktion ihrer Summe das Produkt der individuellen charakteristischen Funktionen:

$$M_{I_r}(j\psi) = M_{I_r'}(j\psi) = \prod_{\zeta \in \{\xi, \eta\}} \frac{1}{1 - j\psi \langle I_{b_\zeta} \rangle} e^{\frac{j\psi I_{r_\zeta}}{1 - j\psi \langle I_{b_\zeta} \rangle}}. \quad (4.47)$$

Die WSK-Dichtefunktion der Gesamtintensität hängt vom Polarisationsgrad des rückgestreuten Feldes \mathcal{P} (3.85) und vom Polarisationszustand des reflektierten Feldes ab. Im allgemeinen ist es nicht möglich, die WSK-Dichtefunktion der Gesamtintensität in expliziter Form anzugeben. Sie lässt sich aber numerisch mit Hilfe der diskreten Fouriertransformation berechnen. Ist das rückgestreute Feld entweder vollständig polarisiert

($\mathcal{P} = 1$) oder vollständig depolarisiert ($\mathcal{P} = 0$), können geschlossene Ausdrücke für die WSK-Dichtefunktion der Gesamtintensität gefunden werden. Letztere weist für $\mathcal{P} = 1$ und übereinstimmende Polarisationszustände des reflektierten und des rückgestreuten Feldanteils die nichtzentrale χ^2 -Verteilung

$$p_{I_t}(I) = \begin{cases} \frac{1}{\langle I_b \rangle} e^{-\frac{I+I_r}{\langle I_b \rangle}} I_0\left(\frac{2\sqrt{II_r}}{\langle I_b \rangle}\right) & \text{für } I \geq 0 \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} \quad (4.48)$$

mit zwei Freiheitsgraden und für $\mathcal{P} = 0$ unabhängig vom Polarisationszustand des reflektierten Feldes die nichtzentrale χ^2 -Verteilung

$$p_{I_t}(I) = \begin{cases} \frac{2}{\langle I_b \rangle} \sqrt{\frac{I}{I_r}} e^{-2\frac{I+I_r}{\langle I_b \rangle}} I_1\left(\frac{4\sqrt{II_r}}{\langle I_b \rangle}\right) & \text{für } I \geq 0 \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} \quad (4.49)$$

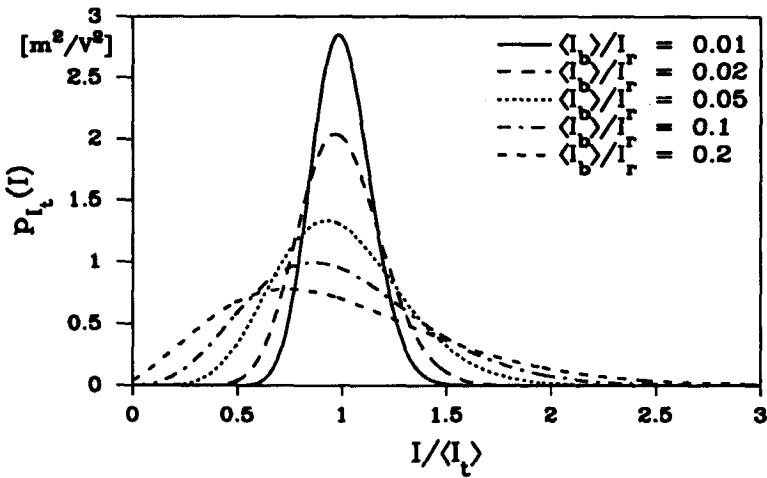
mit vier Freiheitsgraden auf, wobei $I_1(\cdot)$ die modifizierte Bessel-Funktion erster Art der Ordnung Eins bezeichnet. Für verschiedene Werte des Verhältnisses $\langle I_b \rangle / I_r$ sind die WSK-Dichtefunktionen der Gesamtintensität in Fig. 4.2 für $\mathcal{P} = 1$ und in Fig. 4.3 für $\mathcal{P} = 0$ dargestellt. Mit der Charakteristischen Funktion (4.47) lassen sich die Momente der Gesamtintensität bestimmen:

$$\begin{aligned} \langle I_t \rangle &= I_r + \langle I_b \rangle, \\ \sigma_{I_t}^2 &= 2I_{r_t} \langle I_{b_t} \rangle + 2I_{r_r} \langle I_{b_r} \rangle + \sigma_{I_b}^2. \end{aligned} \quad (4.50)$$

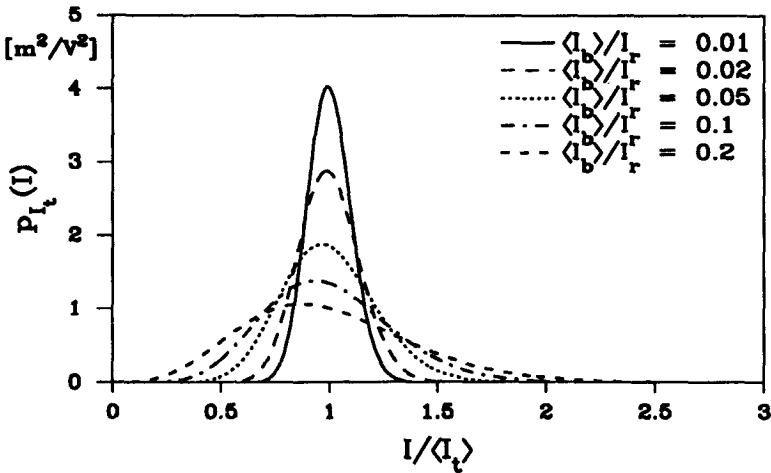
Der Erwartungswert ist von den Polarisationsseigenschaften der reflektierten und der rückgestreuten Felder unabhängig, und die WSK-Dichtefunktion der Gesamtintensität ist keine Funktion der Quellenfeldkohärenz.

4.3.5 Inkohärente Interferenz

Sind die Bedingungen (3.88) und (3.89) erfüllt, besitzen die Amplitudenvektorkomponenten des rückgestreuten Feldes die Eigenschaften der Musterfunktionen von ergodischen, mittelwertfreien, zirkulärsymmetrischen, komplexen, normalverteilten Zufallsprozessen. Die Amplitudenvektorkomponenten des reflektierten und des rückgestreuten Feldes sind näherungsweise statistisch unabhängig.



Figur 4.2: WSK-Dichtefunktion $p_{I_t}(I)$, für vollkommen polarisierte Rückstreuung $\mathcal{P} = 1$.



Figur 4.3: WSK-Dichtefunktion $p_{I_t}(I)$, für vollkommen depolarisierte Rückstreuung $\mathcal{P} = 0$.

Gehört die Quellenfeldintensität (3.18) zu einem mittelwert-ergodischen Zufallsprozess [PAP85], so stimmen Zeit- und Scharmittelwert der Gesamtintensität überein:

$$\overline{I_t} = \overline{\langle I_t(t) \rangle} = \langle I_t \rangle = (\mathcal{R} + \mathcal{B}) \overline{I_q}. \quad (4.51)$$

Aufgrund der statistischen Unabhängigkeit des reflektierten und des rückgestreuten Feldes lässt sich (4.37) vereinfachen:

$$\begin{aligned} R_{I_t}(t_1, t_2) &= R_{I_r}(t_1, t_2) + R_{I_b}(t_1, t_2) & (4.52) \\ &+ \langle I_r(t_1) \rangle \langle I_b \rangle + \langle I_b \rangle \langle I_r(t_2) \rangle \\ &+ 2 \Re[\langle \mathcal{E}_{r_\xi}^*(t_1) \mathcal{E}_{r_\xi}(t_2) \rangle \langle \mathcal{E}_{b_\xi}(t_1) \mathcal{E}_{b_\xi}^*(t_2) \rangle] \\ &+ 2 \Re[\langle \mathcal{E}_{r_\eta}^*(t_1) \mathcal{E}_{r_\eta}(t_2) \rangle \langle \mathcal{E}_{b_\eta}(t_1) \mathcal{E}_{b_\eta}^*(t_2) \rangle]. \end{aligned}$$

Mit (3.78), (3.93), (3.96), (4.2), (4.3) und (4.4) kann (4.52) in Abhängigkeit der statistischen Eigenschaften des Quellensignals ausgedrückt werden:

$$\begin{aligned} R_{I_t}(t_1, t_2) &= \mathcal{R}^2 R_{I_q}(t_1 - t_r, t_2 - t_r) & (4.53) \\ &+ \mathcal{B}^2 \left(\overline{I_q}^2 + \frac{1 + \mathcal{P}^2}{2} |\overline{R_{\mathcal{E}_q}}(t_1 - t_2)|^2 \right) \\ &+ \mathcal{R} \mathcal{B} \overline{I_q} \left(\langle I_q(t_1 - t_r) \rangle + \langle I_q(t_2 - t_r) \rangle \right) \\ &+ 2 \mathcal{R} \mathcal{B} \mathcal{K} \Re \left[R_{\mathcal{E}_q}^*(t_1 - t_r, t_2 - t_r) \overline{R_{\mathcal{E}_q}}(t_1 - t_2) \right], \end{aligned}$$

wobei der Polarisationsfaktor

$$\mathcal{K} = \frac{|p_{r_\xi}|^2 H_\xi(0) + |p_{r_\eta}|^2 H_\eta(0)}{\mathcal{B}}, \quad 0 \leq \mathcal{K} \leq 1 \quad (4.54)$$

den Einfluss der Polarisations-eigenschaften des reflektierten und des rückgestreuten Feldes auf das Interferenzsignal beschreibt. Für vollständig polarisierte Rückstreuung ist $\mathcal{K} = 1$, wenn die Polarisationszustände des rückgestreuten und des reflektierten Feldes übereinstimmen, und $\mathcal{K} = 0$, wenn die Polarisationszustände orthogonal sind. Unabhängig vom Polarisationszustand des reflektierten Feldes gilt bei vollkommen depolarisierter

Rückstreuung $\mathcal{K} = 0.5$. Für den Zeitmittelwert der AKF der Gesamtintensität

$$\begin{aligned} \overline{R_{I_t}}(\tau) &= \mathcal{R}^2 \overline{R_{I_q}}(\tau) + \mathcal{B}(2\mathcal{R} + \mathcal{B}) \overline{I_q}^2 \\ &+ \mathcal{B} \left(2\mathcal{R} \mathcal{K} + \frac{1 + \mathcal{P}^2}{2} \mathcal{B} \right) |\overline{R_{\mathcal{E}_q}}(\tau)|^2 \end{aligned} \quad (4.55)$$

kann das LDS angegeben werden:

$$\begin{aligned} S_{I_t}(\omega) &= \mathcal{R}^2 S_{I_q}(\omega) + 2\pi \delta(\omega) \mathcal{B}(2\mathcal{R} + \mathcal{B}) \overline{I_q}^2 \\ &+ \mathcal{B} \left(2\mathcal{R} \mathcal{K} + \frac{1 + \mathcal{P}^2}{2} \mathcal{B} \right) \frac{1}{2\pi} S_{\mathcal{E}_q}(\omega) \star S_{\mathcal{E}_q}(\omega). \end{aligned} \quad (4.56)$$

Es setzt sich aus einem Gleichanteil, einem Anteil mit der Form des Spektrums der Quellenfeldintensität und einem Anteil mit der Form der AKF des Spektrums der komplexen Quellenfeldamplitude zusammen. Für ein unmoduliertes Quellensignal besitzt das Wechselleistungsdichtespektrum der Gesamtintensität die Form einer Lorentzkurve mit der doppelten Linienbreite des Quellenfeldspektrums [GYS89,GYS90].

4.3.6 Der Detektorstrom

Der Detektorstrom ist durch die Faltung der Detektorstossantwort mit der Gesamtintensität gegeben:

$$i_t(t) = h_d(t) \otimes I_t(t) = i_{t_e}(t) + i_{t_n}(t). \quad (4.57)$$

Die von den orthogonal polarisierten Komponenten des Gesamtfelds verursachten Detektorströme $i_{t_e}(t)$ und $i_{t_n}(t)$ sind im allgemeinen Musterfunktionen von statistisch abhängigen Zufallsprozessen. Mit (4.51) und (4.56) lassen sich der Zeitmittelwert

$$\overline{i_t} = H_d(0) \overline{I_t} \quad (4.58)$$

und das LDS

$$S_{i_t}(\omega) = |H_d(\omega)|^2 S_{I_t}(\omega) \quad (4.59)$$

des resultierenden Detektorstroms bestimmen.

4.3.7 Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion des Detektorstroms

Da es sich bei den Komponenten des komplexen Amplitudenvektors des reflektierten Feldes nicht um Musterfunktionen von komplexen, normalverteilten Zufallsprozessen handelt, führt die Verwendung der Karhunen-Loève-Transformation [VAN68] im allgemeinen nicht auf das erwünschte Resultat. Nimmt man an, dass erstere, gegeben durch den Vektor

$$\tilde{\mathcal{E}}_r'(t) = \begin{bmatrix} \sqrt{I_{r_1}} \\ \sqrt{I_{r_n}} \end{bmatrix}, \quad (4.60)$$

innerhalb des Beobachtungsintervalls konstant seien, d. h. eine konstante Amplitude und keine Phasenfluktuationen aufweisen, lässt sich die Karhunen-Loève-Transformation einsetzen. Bilden die Funktionen $\{f_k(t)\}$ (3.107) einen vollständigen Satz von orthogonalen Eigenfunktionen im Zeitintervall $T_a \leq t \leq T_b$, kann jede deterministische Funktion mit endlicher Energie als Reihenentwicklung dieser Funktionen dargestellt werden.

Für die Komponente $\mathcal{E}_{t_\zeta}(t)$, $\zeta \in \{\xi, \eta\}$, des komplexen Amplitudenvektors, der das gesamte Feld beschreibt, resultiert die Reihenentwicklung:

$$\mathcal{E}_{t_\zeta}(t - \tau) = \sum_{k=1}^{\infty} c_{\zeta k}(t) f_k(\tau) \quad \text{für } T_a \leq \tau \leq T_b. \quad (4.61)$$

Die Koeffizienten

$$\begin{aligned} c_{\zeta k}(t) &= r_{\zeta k} + b_{\zeta k}(t) \\ &= \int_{T_a}^{T_b} \left(\sqrt{I_{r_\zeta}} + \mathcal{E}_{b_\zeta}(t - \tau) \right) h_d(\tau) f_k^*(\tau) d\tau \end{aligned} \quad (4.62)$$

sind zirkulärsymmetrische, komplexe, normalverteilte Zufallsvariablen mit dem Mittelwert $r_{\zeta k}$. Die Varianz von Real- und Imaginärteil der Koeffizienten $b_{\zeta k}(t)$ beträgt gemäss (3.109) $\mu_{\zeta k}/2$.

Die Stromkomponente $i_{t_\zeta}(t)$ kann als Summe der Betragsquadrate von unabhängigen, komplexen, normalverteilten Zufallsvariablen angedeutet werden:

$$i_{t_\zeta}(t) = \sum_{k=1}^{\infty} |c_{\zeta k}(t)|^2. \quad (4.63)$$

Die Charakteristische Funktion der Stromkomponente $i_{i_c}(t)$, nämlich

$$M_{i_{i_c}}(j\psi) = \prod_{k=1}^{\infty} \frac{1}{1 - j\psi \mu_{i_c k}} e^{\frac{j\psi \mathcal{I}_{i_c k}}{1 - j\psi \mu_{i_c k}}}, \quad (4.64)$$

hängt ausschliesslich von den Eigenwerten $\{\mu_{i_c k}\}$ der Integralgleichung (3.106) und den Intensitätskoeffizienten

$$\mathcal{I}_{i_c k} = |r_{i_c k}|^2 \quad (4.65)$$

ab. Da es sich in diesem Fall bei den Stromkomponenten $i_{i_c}(t)$ und $i_{i_n}(t)$ um Musterfunktionen von statistisch unabhängigen Zufallsprozessen handelt, ist die Charakteristische Funktion

$$\begin{aligned} M_{i_i}(j\psi) &= M_{i_{i_c}}(j\psi) M_{i_{i_n}}(j\psi) \quad (4.66) \\ &= \prod_{n=1}^{\infty} \frac{1}{1 - j\psi \mu_n} e^{\frac{j\psi \mathcal{I}_n}{1 - j\psi \mu_n}} \end{aligned}$$

des Detektorstroms als Produkt der individuellen Charakteristischen Funktionen gegeben, wobei $\{\mu_n\}$ die Vereinigung der Eigenwerte (3.115) und $\{\mathcal{I}_n\}$ die Vereinigung der Intensitätskoeffizienten der beiden Komponenten bezeichnen:

$$\mathcal{I}_n = \begin{cases} \mathcal{I}_{i_c k} & k = (n+1)/2 \quad n \in \{1, 3, 5, \dots\} \\ \mathcal{I}_{i_n k} & k = n/2 \quad n \in \{2, 4, 6, \dots\} \end{cases} \quad (4.67)$$

Die zu (4.66) gehörende WSK-Dichtefunktion kann nur für den Spezialfall identischer Eigenwerte in geschlossener Form angegeben werden. In allen anderen Fällen ist sie numerisch mit Hilfe der diskreten Fouriertransformation zu bestimmen. Man findet für die Momente des Detektorstromes die Beziehungen

$$\bar{i}_i = \langle i_i \rangle = \sum_{n=1}^{\infty} (\mathcal{I}_n + \mu_n) \quad (4.68)$$

und

$$\sigma_{i_i}^2 = \sum_{n=1}^{\infty} (2\mathcal{I}_n \mu_n + \mu_n^2) \quad (4.69)$$

4.3.8 Berechnung der Wahrscheinlichkeitsverteilung

Basierend auf einer verallgemeinerten χ^2 -Verteilung

$$p_{\chi^2}(i) = \begin{cases} \frac{i^{a/2}}{b c^a} e^{-\frac{i+c^2}{b}} \mathbf{I}_a\left(\frac{2c\sqrt{i}}{b}\right) & \text{für } i \geq 0 \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} \quad (4.70)$$

mit den Parametern a , b und c als erste Näherung kann die WSK-Dichtefunktion einer positiv-definiten quadratischen Form von normalverteilten Zufallsvariablen mit vom Wert Null abweichenden Mittelwerten in eine Reihe

$$p_{i_1}(i) \approx p_{\mathcal{L}}(i) = p_{\chi^2}(i) \sum_{n=0}^{N_c} C_n \mathcal{L}_n^{(a)}(i/\beta), \quad (4.71)$$

von verallgemeinerten Laguerre-Polynomen (3.126) entwickelt werden. Dabei bedeutet $\mathbf{I}_a(\cdot)$ die modifizierte Bessel-Funktion erster Art und der gebrochenen Ordnung a . Durch geeignete Wahl des Parameters β stellt man die Konvergenz der Reihe sicher. Die Berechnung der Koeffizienten C_n erfolgt wiederum mit Hilfe der "Semi-Invariants" der exakten Verteilung (Anhang C.2).

4.3.9 Approximation der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion

Selbst wenn die Modulation innerhalb des Beobachtungsintervalls keine Veränderungen der Amplitudenvektorkomponenten des reflektierten Feldes bewirkt, sind diese aufgrund des inhärenten Laserphasenrauschens dennoch Realisationen von Zufallsprozessen. Die für einen konstanten komplexen Amplitudenvektor des reflektierten Feldes berechnete Detektorstrom-WSK-Dichtefunktion weist eine erheblich stärkere Ausdehnung auf, als dies bei der exakten Verteilungen der Fall ist.

Als sehr gute Näherung für die exakte Verteilung kann eine verallgemeinerte χ^2 -Verteilung (4.70) verwendet werden. Deren Parameter ergeben sich in Funktion der Erwartungswerte der vom rückgestreuten und reflektierten Feld verursachten Detektorströme sowie in Funktion der Varianz des gesamten Detektorstromes wie folgt:

$$a = \frac{\bar{i}_b (\bar{i}_b + 2i_r)}{\sigma_{i_i}^2} - 1, \quad (4.72)$$

$$b = \frac{\sigma_{i_i}^2}{\bar{i}_b + 2i_r},$$

$$c^2 = i_r.$$

Bei konstantem Wert $I_r = \mathcal{R} \hat{I}_q$ der Intensität des reflektierten Feldes findet man für die Momente des Detektorstroms die Beziehungen

$$\bar{i}_t = \bar{i}_b + i_r = H_d(0) (\bar{I}_b + I_r) \quad (4.73)$$

und

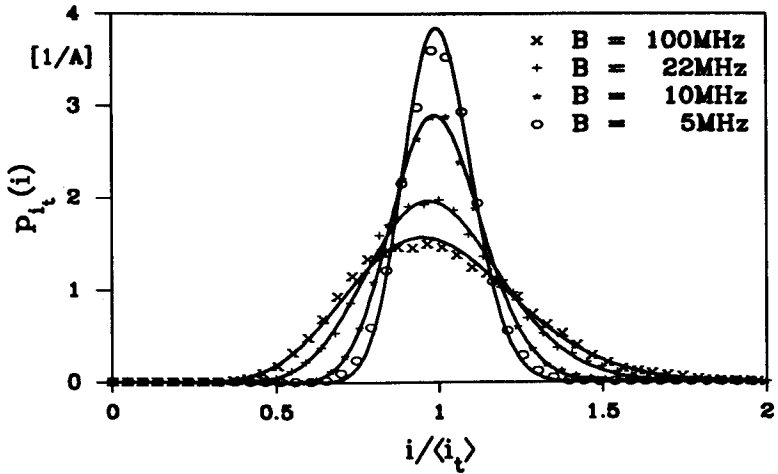
$$\sigma_{i_t}^2 = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} |H_d(\omega)|^2 S_{I_t}(\omega) d\omega - \bar{i}_t^2. \quad (4.74)$$

Verursacht die Modulation innerhalb des Beobachtungsintervalls keine Veränderungen der komplexen Amplitude des reflektierten Feldanteils, so erhält man mit (3.14) und (4.53) für die AKF der Gesamtintensität den Ausdruck

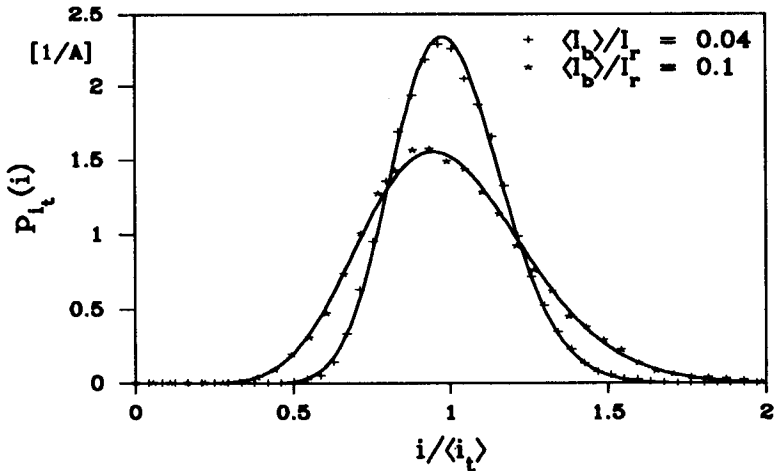
$$\begin{aligned} R_{I_t}(t_1, t_2) &= (\mathcal{R} \hat{I}_q + B \bar{I}_q)^2 \quad (4.75) \\ &+ 2\mathcal{R} B \mathcal{K} \hat{I}_q \Re \left[R_{\phi_q}^*(t_1 - t_2) \overline{R_{\mathcal{E}_q}(t_1 - t_2)} \right] \\ &+ B^2 \frac{1 + \mathcal{P}^2}{2} |\overline{R_{\mathcal{E}_q}(t_1 - t_2)}|^2. \end{aligned}$$

Da in diesem Fall die AKF nur von der Zeitdifferenz $\tau = t_1 - t_2$ abhängt, gehört die Gesamtintensität zu einem schwach stationären Zufallsprozess, und ihr LDS entspricht der Fouriertransformierten der AKF:

$$\begin{aligned} S_{I_t}(\omega) &= 2\pi \delta(\omega) (\mathcal{R} \hat{I}_q + B \bar{I}_q)^2 \quad (4.76) \\ &+ \mathcal{R} B \hat{I}_q \frac{\mathcal{K}}{2\pi} (S_{\phi_q}(\omega) \star S_{\mathcal{E}_q}(\omega) + S_{\mathcal{E}_q}(\omega) \star S_{\phi_q}(\omega)) \\ &+ B^2 \frac{1 + \mathcal{P}^2}{4\pi} S_{\mathcal{E}_q}(\omega) \star S_{\mathcal{E}_q}(\omega). \end{aligned}$$



Figur 4.4: Berechnete und gemessene WSK-Dichtefunktionen, für $\Delta\nu_q = 30$ MHz, $\langle I_b \rangle / I_r = 0.1$ und $\mathcal{P} = 0$.



Figur 4.5: Berechnete und gemessene WSK-Dichtefunktionen, für $\Delta\nu_q = 30$ MHz, $B = 100$ MHz und $\mathcal{P} = 0$.

Die Approximation der Detektorstrom-WSK-Dichtefunktion durch eine verallgemeinerte χ^2 -Verteilung weist gegenüber der Approximation durch eine Normalverteilung den Vorteil auf, dass sie wie die exakte Verteilung für negative Argumente verschwindet und dass ihr Grenzwert für sehr grosse Detektorbandbreiten in die exakten Verteilungen der Gesamtintensität (4.48) und (4.49) übergeht. Aus Fig. 4.4 und Fig. 4.5 geht ein Vergleich zwischen den berechneten und den experimentell ermittelten WSK-Dichtefunktionen (Abschnitt 6.1.3) des Detektorstroms für verschiedene Detektorbandbreiten B und verschiedene Werte des Verhältnisses $\langle I_b \rangle / I_r$ hervor. Die gemessene Linienbreite der Strahlung der verwendeten LD beträgt ungefähr 30 MHz. Der Berechnung liegen eine Linienbreite von 30 MHz, vollkommen depolarisiertes rückgestreutes Licht ($\mathcal{P} = 0$) und eine Detektorintegrationszeit $T = 1/2B$ zugrunde.

Für sehr kleine Werte des Verhältnisses $\langle I_b \rangle / I_r$ und für zur Ausdehnung des Leistungsdichtespektrums der Gesamtintensität vergleichsweise kleine Detektorbandbreiten geht die WSK-Verteilung des Detektorstroms asymptotisch in eine Normalverteilung über.

Leere Seite\nBlank

Kapitel 5

BEEINTRÄCHTIGUNG BIDIREKTIONALER SYSTEME DURCH ÜBERSPRECHEN

Das in Abschnitt 2.2 beschriebene optische Übersprechen kann die Zuverlässigkeit von bidirektionalen Übertragungssystemen erheblich beeinträchtigen. Mit Hilfe der in den Kapiteln 3 und 4 hergeleiteten statistischen Eigenschaften von rückgestreuten und reflektierten Signalen soll im Rahmen dieses Kapitels der Einfluss des Übersprechens auf die Leistungsfähigkeit verschiedener bidirektionaler Übertragungssysteme quantitativ untersucht werden. Die Betrachtungen gehen von der Voraussetzung aus, dass die Laserdioden vollständig optisch isoliert seien und dass deswegen keine Beeinflussung der spektralen Eigenschaften durch zurückgeworfenes Laserlicht auftrete.

Die Leistungsfähigkeit optischer Empfänger für digitale Übertragungssysteme wird durch die in Watt oder dBm angegebene Empfängerempfindlichkeit S_e charakterisiert. Es handelt sich dabei um die zur Erreichung einer bestimmten Bitfehlerwahrscheinlichkeit (z. B. $P_b = 10^{-9}$) am Empfängereingang erforderliche mittlere Signalleistung. Beurteilungskriterium für die Beeinträchtigung der Leistungsfähigkeit von Systemen mit analoger Modulation ist das relative Intensitätsrauschen ("Relative Intensity Noise" RIN).

Zufolge optischen Übersprechens nimmt die Empfängerempfindlichkeit S_e ab. Als Übersprechverlust ΔS_e bezeichnet man die erforderliche Vergrößerung der mittleren Leistung des empfangenen Nutzsignals, um trotz des Übersprechens die zulässige Bitfehlerwahrscheinlichkeit von

$P_b = 10^{-9}$ nicht zu überschreiten:

$$\Delta S_e = 10 \log \left[\frac{S_e(\text{mit Übersprechen})}{S_e(\text{ohne Übersprechen})} \right] \quad [\text{dB}]. \quad (5.1)$$

Die Übersprechverluste werden in Dezibel angegeben. Sie hängen von der Ursache des Übersprechens (Reflexion, Rayleigh-Rückstreuung) und von der Modulation des Quellsignals ab. Als Quellsignal für das Übersprechen wird das vom Sender der eigenen Station abgestrahlte Licht bezeichnet.

5.1 Systeme mit Intensitätsmodulation

In konventionellen Systemen mit Intensitätsmodulation finden Geradeausempfänger Verwendung. Der Empfängerstrom $i_e(t)$ ist als Summe des Detektorstroms $i_d(t)$ und des Rauschstroms $i_n(t)$ gegeben:

$$i_e(t) = i_d(t) + i_n(t) = h_d(t) \otimes I_d(t) + i_n(t). \quad (5.2)$$

Der Detektorstrom entspricht der Faltung der Intensität $I_d(t)$ des empfangenen Lichts mit der Detektorstossantwort. Er ist eine Funktion des Nutzsignals und des Übersprechens. Der Rauschstrom setzt sich gemäss (2.6) aus dem Schrotrauschen der Photodiode und dem thermischen Rauschen des nachgeschalteten Vorverstärkers zusammen.

In Geradeausempfängern mit PIN-Photodiode ist bei kleinen Signalleistungen das signalabhängige Schrotrauschen im Vergleich zum thermischen Verstärkerrauschen im allgemeinen vernachlässigbar gering [MEL70]. Der Rauschstrom weist eine Normalverteilung mit einer vom detektierten Signal unabhängigen Varianz auf:

$$\sigma_{i_n}^2 \approx \sigma_{i_h}^2. \quad (5.3)$$

Für Geradeausempfänger mit APD müssen Schrot- und Zusatzrauschen mitberücksichtigt werden. Der Rauschstrom ist nur näherungsweise normalverteilt, und seine Varianz ist eine Funktion der Intensität des empfangenen Signals [BOH87, CON81].

5.1.1 Leistungsfähigkeit von Systemen mit Intensitätsmodulation

Das empfangene Nutzsinal $I_s(t)$ sei ein binäres, intensitätsmoduliertes optisches Signal mit der Datenrate R_s und NRZ-Datenformat ("Non Re-

turn to Zero”):

$$I_s(t) = \hat{I}_s a_s(t) = \hat{I}_s \sum_m s_m g(t - mT_s). \quad (5.4)$$

Die Variable $s_m \in \{0, 1\}$ bezeichnet den Wert des im Intervall m zu übertragenden Symbols. Das Signal weise ideale rechteckförmige Pulse der Dauer $T_s = 1/R_s$ auf:

$$g(t) = \begin{cases} 1 & \text{für } 0 \leq t \leq T_s \\ 0 & \text{sonst.} \end{cases} \quad (5.5)$$

Die Signalintensitäten am Empfängereingang betragen $I_s(t) = \hat{I}_s$ für ein zu übertragendes Symbol mit dem Wert “1” und $I_s(t) = 0$ für ein zu übertragendes Symbol mit dem Wert “0”. Ist die Auftrittswahrscheinlichkeit für beide Werte des Symbols s_m gleich gross, erhält man für den Mittelwert der empfangenen Signalintensität den Ausdruck

$$\bar{I}_s = \hat{I}_s/2. \quad (5.6)$$

Es finde ein Empfänger mit PIN-Photodiode Verwendung. Die Detektorstossantwort—Photodiode und Detektionsfilter—entspreche derjenigen des signalangepassten Filters für rechteckförmige Pulse der Dauer T_s :

$$h_d(t) = \begin{cases} \frac{\mathcal{D}}{T_s} & \text{für } 0 \leq t \leq T_s \\ 0 & \text{sonst.} \end{cases} \quad (5.7)$$

Diese Stossantwort beschreibt die Integration der Intensität des empfangenen Signals über das Symbolintervall T_s . Die Grösse \mathcal{D} bezeichnet die Wandlerkonstante der Photodiode (Abschnitt 2.3.2).

Tritt kein Übersprechen auf, nimmt der Empfängerstrom in Funktion des zu übertragenden Symbols s_m im optimalen Abtastzeitpunkt

$$t_a = (m + 1)T_s \quad (5.8)$$

den Wert

$$i_e = s_m i_s + i_n \quad (5.9)$$

an, wobei

$$i_s = \mathcal{D}\hat{I}_s \quad (5.10)$$

den für ein zu übertragendes Symbol mit dem Wert "1" resultierenden Abtastwert bezeichnet. Sind die Auftretswahrscheinlichkeiten für beide Werte des Symbols s_m gleich gross, findet man für die Bitfehlerwahrscheinlichkeit den Ausdruck

$$P_b = \frac{1}{2} \left(P\{i_e < s | s_m = 1\} + P\{i_e \geq s | s_m = 0\} \right). \quad (5.11)$$

In Empfängern mit PIN-Photodiode weist der Rauschstrom i_n die Eigenschaften einer mittelwertfreien, normalverteilten Zufallsvariablen mit der signalunabhängigen Varianz $\sigma_{i_n}^2$ auf. Für den optimalen Wert der Entscheidungsschwelle

$$s = \bar{i}_e = \bar{i}_s = \mathcal{D}\bar{I}_s \quad (5.12)$$

kann die Bitfehlerwahrscheinlichkeit

$$P_b = Q\left(\sqrt{\Theta}\right) \quad (5.13)$$

mittels der Fehlerfunktion

$$Q(q) \equiv \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_q^\infty e^{-y^2/2} dy \quad (5.14)$$

ausgedrückt werden. Die Grösse

$$\Theta \equiv \frac{\mathcal{D}^2 \bar{I}_s^2}{\sigma_{i_n}^2} \quad (5.15)$$

bezeichnet das Empfänger-Signal/Geräuschleistungsverhältnis und $\bar{i}_s = i_s/2$ ist der halbe Signalhub.

Da es sich beim thermischen Rauschen des Verstärkers um eine signalunabhängige Grösse handelt, liegt die optimale Entscheidungsschwelle in der Mitte zwischen den beiden Signalpegeln, und eine konstante Hintergrundbeleuchtung bewirkt keine Verschlechterung der Empfängereigenschaften.

In Empfängern mit einer APD ist die Varianz des Empfängerrauschstromes i_n gemäss (2.6) eine vom Wert des zu übertragenden Symbols s_m abhängige Grösse. Arbeitet die APD mit dem optimalen Verstärkungsfaktor \mathcal{M}_{opt} , können für die Varianz des Rauschterms und die optimale Entscheidungsschwelle die folgenden Näherungen verwendet werden [GIM89]:

$$\sigma_{i_n|s_m=0}^2 \approx \sigma_{i_n}^2, \quad (5.16)$$

$$\sigma_{i_n | s_m=1}^2 \approx \sigma_{ih}^2 \left(1 + \frac{2}{x}\right)^2, \quad (5.17)$$

$$s \approx \bar{i}_s \frac{x}{1+x}. \quad (5.18)$$

Die Konstante x beschreibt das Zusatzrauschen der APD (Abschnitt 2.3.2).

Unter der Voraussetzung, dass das Rauschen eine Normalverteilung aufweise, findet man für die Bitfehlerwahrscheinlichkeit den Ausdruck:

$$P_b = \frac{1}{2} Q\left(\frac{i_s - s}{\sigma_{i_n | s_m=1}}\right) + \frac{1}{2} Q\left(\frac{s}{\sigma_{i_n | s_m=0}}\right). \quad (5.19)$$

Die optimale Entscheidungsschwelle des APD-Empfängers liegt nicht in der Mitte zwischen den beiden Signalpegeln. Infolge der Signalabhängigkeit der Rauschleistung verursacht eine konstante Hintergrundbeleuchtung eine Verschlechterung der Eigenschaften des APD-Empfängers.

5.1.2 Übersprechen in Zweiquellen-Systemen mit Intensitätsmodulation

In bidirektionalen Systemen mit zwei unabhängigen Quellen (Fig. 2.1 b)) ist die Differenz zwischen den Trägerfrequenzen der sich in entgegengesetzter Richtung ausbreitenden optischen Signale im allgemeinen viel grösser als die Detektorbandbreite ($\lambda_1 \neq \lambda_2$). Interferenzen von Nutzsignal und Übersprechen können somit nicht detektiert werden. Die Intensität des empfangenen Signals

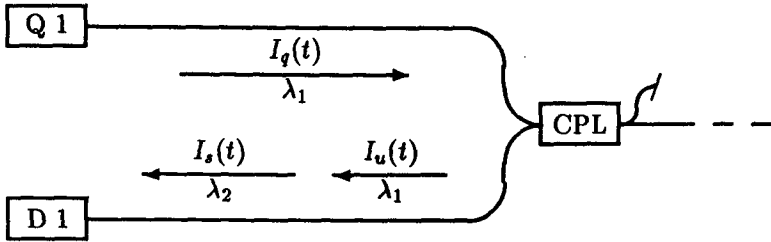
$$I_d(t) = I_s(t) + I_u(t) \quad (5.20)$$

entspricht der Summe der Intensitäten von Nutzsignal und Übersprechen (Fig. 5.1). Es handelt sich um eine additive Störung. Mit (5.2) und (5.9) erhält man für den Empfängerstrom im optimalen Abtastzeitpunkt den Ausdruck

$$i_e = i_d + i_n = s_m i_s + i_u + i_n. \quad (5.21)$$

Für Empfänger mit PIN-Photodioden dürfen i_u und i_n als statistisch unabhängige Zufallsvariablen betrachtet werden. Mit Hilfe der Fehlerfunktion (5.14) und der WSK-Dichtefunktion $p_{i_u}(i)$ des vom Übersprechen verursachten Stroms i_u findet man für die Bitfehlerwahrscheinlichkeit und das Signal/Geräuschleistungsverhältnis die Beziehungen

$$P_b = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \left[Q\left(\frac{i_s + i - s}{\sigma_{i_n}}\right) + Q\left(\frac{s - i}{\sigma_{i_n}}\right) \right] p_{i_u}(i) di \quad (5.22)$$



Figur 5.1: Übersprechen in Zweiquellen-Systemen

und

$$\Theta_u = \frac{D^2 \bar{I}_s^2}{\sigma_{i_n}^2 + \sigma_{i_u}^2} = \frac{\sigma_{i_n}^2}{\sigma_{i_n}^2 + \sigma_{i_u}^2} \Theta. \quad (5.23)$$

Da es sich beim Strom i_s um eine deterministische Grösse handelt, sind die Varianz des Detektorstroms und die Varianz des vom Übersprechen allein verursachten Stroms identisch:

$$\sigma_{i_d}^2 = \sigma_{i_u}^2. \quad (5.24)$$

Die Entscheidungsschwelle

$$s = \bar{i}_e = \bar{i}_s + \bar{i}_u = \mathcal{D}(\bar{I}_s + \bar{I}_u) \quad (5.25)$$

wird in der Mitte zwischen den beiden Signalpegeln festgehalten. Die Grössen \bar{I}_u und \bar{i}_u bezeichnen den Mittelwert der Intensität des Übersprechens beziehungsweise den Mittelwert des durch das Übersprechen verursachten Detektorstroms.

Für einen APD-Empfänger muss in (5.22) die Abhängigkeit der Varianz des Rauschstroms i_n vom Wert des zu übertragenden Symbols und vom Übersprechen mitberücksichtigt werden.

Übersprechen eines unmodulierten Quellensignals

Handelt es sich bei dem längs der Glasfaser in entgegengesetzter Richtung ausbreitenden Licht um ein unmoduliertes Signal ($I_q(t) = \hat{I}_q$), so ist auch das Intensitätsübersprechen eine konstante Grösse. Da für Systeme mit PIN-Photodioden das Empfängerrauschen von der Intensität des empfangenen Signals unabhängig ist, verursacht ein konstantes Übersprechsignal

keine Verschlechterung der Übertragungseigenschaften. Sind in einem System mehrere Reflexionsstellen vorhanden oder trägt die Rayleigh-Rückstreuung einen wesentlichen Anteil zum Übersprechen bei, kann die interferometrische Umwandlung von Phasenrauschen in Intensitätsrauschen zu erheblichen Fluktuationen des Übersprechsignals führen. Die Form des Wechselleistungsdichtespektrums der Intensität des Übersprechens ist für ein unmoduliertes Quellensignal unabhängig davon, ob das Übersprechen von Reflexionen oder von der Rayleigh-Rückstreuung herrührt ((3.97),(4.18) und (4.56)). Für eine SLM-LD mit einem Lorentzspektrum der Breite $\Delta\omega_q$ findet man das WLDS

$$\tilde{S}_{I_u}(\omega) = \frac{2\Delta\omega_q}{\Delta\omega_q^2 + \omega^2} \sigma_{I_u}^2. \quad (5.26)$$

Das Verhältnis von Mittelwert $\overline{I_u}$ zu Standardabweichung σ_{I_u} der Übersprechintensität hängt von dessen Ursache und von den Polarisationsänderungen ab, welche die sich ausbreitenden Felder in der Glasfaser erfahren. Tritt nur Rayleigh-Rückstreuung auf, d. h.

$$\overline{I_u} = \overline{I_b} = B \hat{I}_q, \quad (5.27)$$

so resultiert für die Varianz des Übersprechens der Ausdruck

$$\sigma_{I_u}^2 = \frac{1 + \mathcal{P}^2}{2} \overline{I_u}^2. \quad (5.28)$$

Betrachtet man nur zwei Reflexionen, nämlich

$$\overline{I_u} = I_{r_1} + I_{r_2} = (\mathcal{R}_1 + \mathcal{R}_2) \hat{I}_q, \quad (5.29)$$

so erhält man für die Varianz den Wert

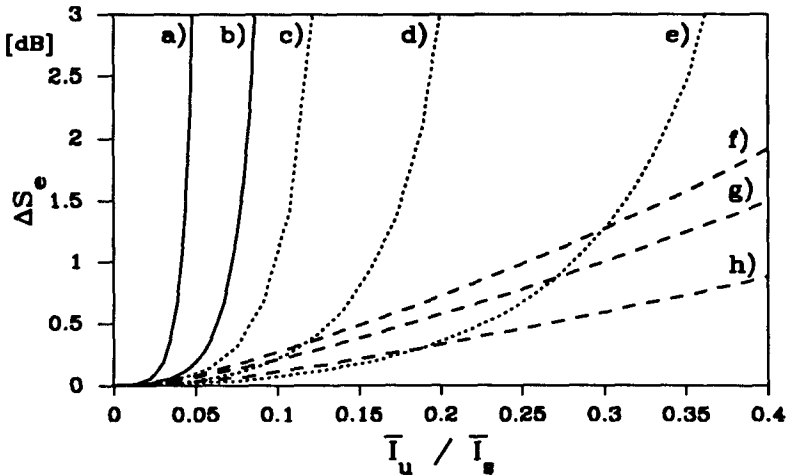
$$\sigma_{I_u}^2 = 2 |\vec{p}_{r_1} \vec{p}_{r_2}|^2 \frac{\mathcal{R}_1/\mathcal{R}_2}{(1 + \mathcal{R}_1/\mathcal{R}_2)^2} \overline{I_u}^2. \quad (5.30)$$

Für eine Reflexion und Rayleigh-Rückstreuung, d. h.

$$\overline{I_u} = \overline{I_b} + I_r = (B + \mathcal{R}) \hat{I}_q, \quad (5.31)$$

findet man die Varianz

$$\sigma_{I_u}^2 = \left(\frac{1 + \mathcal{P}^2}{2} \frac{(B/\mathcal{R})^2}{(1 + B/\mathcal{R})^2} + 2\mathcal{K} \frac{B/\mathcal{R}}{(1 + B/\mathcal{R})^2} \right) \overline{I_u}^2, \quad (5.32)$$



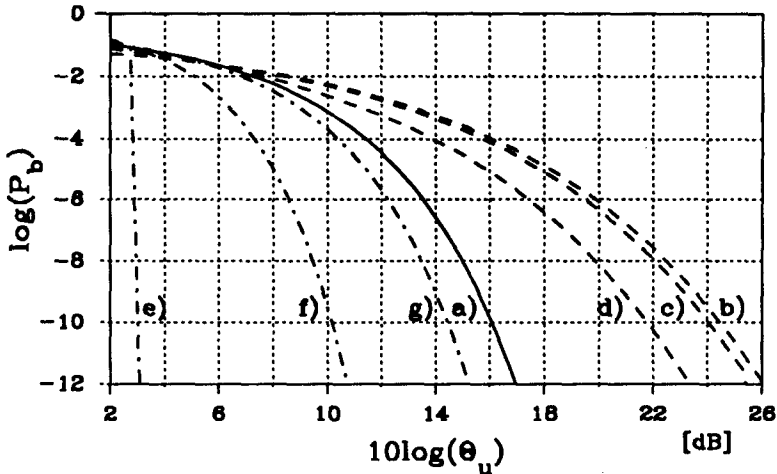
Figur 5.2: Intensitätsverluste in Zweiquellen-Systemen zufolge Übersprechens eines unmodulierten Quellensignals. Rayleigh-Rückstreuung, $\bar{I}_u = \bar{I}_b$: a) $\mathcal{P} = 1$, b) $\mathcal{P} = 0$. Rayleigh-Rückstreuung und eine Reflexion, $\bar{I}_u = \bar{I}_b + I_r$, $\mathcal{P} = 0$, $\mathcal{K} = 0.5$: c) $\mathcal{B}/\mathcal{R} = 1$, d) $\mathcal{B}/\mathcal{R} = 0.3$, e) $\mathcal{B}/\mathcal{R} = 0.1$. Zwei Reflexionen, $\bar{I}_u = I_{r_1} + I_{r_2}$, $\bar{p}_{r_1} = \bar{p}_{r_2}$: f) $\mathcal{R}_1/\mathcal{R}_2 = 1$, g) $\mathcal{R}_1/\mathcal{R}_2 = 0.3$, h) $\mathcal{R}_1/\mathcal{R}_2 = 0.1$.

wobei der Polarisationsfaktor (4.54) von den Polarisationszuständen des reflektierten und des rückgestreuten Feldes abhängt.

Ist die Detektorbandbreite viel grösser als die Linienbreite des unmodulierten Quellensignals ($\Delta\omega_q T_s \rightarrow 0$), sind die Intensität des Übersprechens und der resultierende Detektorstrom näherungsweise proportionale Größen:

$$i_u(t) \approx D I_u(t) . \tag{5.33}$$

Ihre WSK-Dichtefunktionen weisen denselben Verlauf auf. Für einen Empfänger mit PIN-Photodiode zeigt Fig. 5.2 die Intensitätsverluste infolge Übersprechens eines unmodulierten Quellensignals für verschiedene Ursachen (Rayleigh-Rückstreuung, zwei Reflexionen, Rayleigh-Rückstreuung und eine Reflexion) in Funktion des Übersprech/Signalintensitätsverhältnisses \bar{I}_u/\bar{I}_s . Die unterschiedlichen Eigenschaften der in Fig. 5.2 dargestellten Kurven verdeutlichen den Einfluss des Verlaufs der WSK-Dichtefunktion der Intensität des Übersprechsignals ((3.84), (4.22) und



Figur 5.3: Bitfehlerwahrscheinlichkeit in Funktion des Signal-/Geräuschleistungsverhältnisses. Ohne Übersprechen: a) $\mathcal{X} = 1$. Rayleigh-Rückstreuung, $\bar{I}_u = \bar{I}_b$, $\mathcal{P} = 0$; b) $\mathcal{X} = 0$, c) $\mathcal{X} = 0.1$, d) $\mathcal{X} = 0.5$. Zwei Reflexionen, $\bar{I}_u = I_{r_1} + I_{r_2}$, $\mathcal{R}_1 = \mathcal{R}_2$, $|\bar{p}_{r_1}^h \bar{p}_{r_2}^h| = 1$: e) $\mathcal{X} = 0$, f) $\mathcal{X} = 0.1$, g) $\mathcal{X} = 0.5$.

(4.49)) auf die Übersprechverluste. In den Fällen b) und f) stimmen sowohl die mittlere Intensität als auch die Varianz der Intensität des Übersprechens überein. Tritt nur Rayleigh-Rückstreuung auf, bewirken die ausgedehnten Ausläufer der WSK-Dichtefunktion der Intensität des rückgestreuten Lichtes (Fig. 3.2) einen sehr ausgeprägten Schwelleneffekt der Übersprechverluste (Fig. 5.2 a) und b)). Um eine zuverlässige Übertragung zu gewährleisten, sollte der Mittelwert der Intensität \bar{I}_b des rückgestreuten Lichtes 2.5% der mittleren Signalintensität \bar{I}_s für vollkommen polarisierte Rückstreuung beziehungsweise 5% der mittleren Signalintensität für vollkommen depolarisierte Rückstreuung nicht überschreiten. Es geht aus der Fig. 5.2 hervor, dass oberhalb dieser Grenzen die Verluste sehr stark zunehmen. Sind nur diskrete Reflexionsstellen vorhanden, bleibt die WSK-Dichtefunktion der Intensität des Übersprechens auf ein endliches Intervall begrenzt (Fig. 4.1). Die Übersprechverluste steigen in diesem Fall nur langsam an (Fig. 5.2 f), g) und h)). Nimmt man einen entsprechenden Verlust in Kauf, ist eine zuverlässige Übertragung auch für grosse Werte des Verhältnisses \bar{I}_u/\bar{I}_s noch möglich. In Fig. 5.3 ist die Bitfehler-

wahrscheinlichkeit in Funktion des Signal/Geräuschleistungsverhältnisses Θ_u für verschiedene Werte des Parameters

$$\mathcal{X} = \frac{\sigma_{i_n}^2}{\sigma_{i_n}^2 + \sigma_{i_u}^2} \tag{5.34}$$

dargestellt. Wird das Übersprechen von zwei Reflexionen verursacht, nimmt die Bitfehlerwahrscheinlichkeit für ansteigende Werte von \mathcal{X} zu. Tritt nur Rayleigh-Rückstreuung auf, wird die Bitfehlerwahrscheinlichkeit mit zunehmenden Werten von \mathcal{X} kleiner. Eine Approximation des Detektorstroms infolge Übersprechens durch eine normalverteilte Zufallsvariable hat eine Unterschätzung der Fehlerwahrscheinlichkeit für Rayleigh-Übersprechen und eine Überschätzung der Fehlerwahrscheinlichkeit für Reflexions-Übersprechen zur Folge.

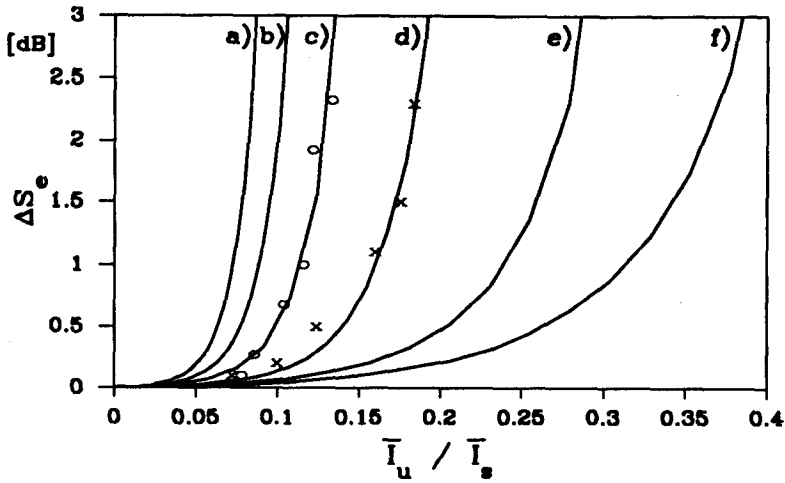
Weist die Linienbreite des unmodulierten Quellensignals einen ähnlichen Wert auf wie die Detektorbandbreite, bewirkt der Detektor eine Tiefpassfilterung des Übersprechens. Für die Varianz des durch Übersprechen verursachten Detektorstroms resultiert der Ausdruck

$$\sigma_{i_u}^2 = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} |H_d(\omega)|^2 \tilde{S}_{I_u}(\omega) d\omega, \tag{5.35}$$

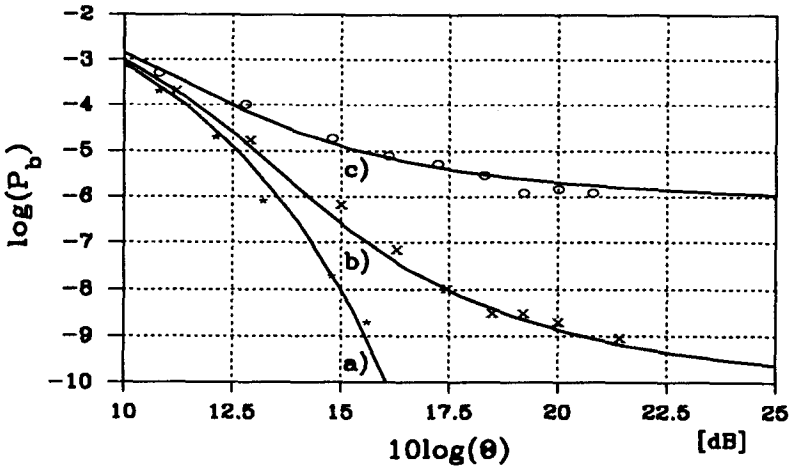
wobei $H_d(\omega)$ die Übertragungsfunktion des Detektors bezeichnet. Für eine SLM-LD mit einem Lorentzspektrum der Breite $\Delta\omega_q$ und einen Empfänger mit der Stossantwort (5.7) findet man die Beziehung

$$\sigma_{i_u}^2 = 2D^2 \frac{\Delta\omega_q T_s - 1 + e^{-\Delta\omega_q T_s}}{(\Delta\omega_q T_s)^2} \sigma_{I_u}^2. \tag{5.36}$$

Durch Einsetzen der WSK-Dichtefunktion (3.117) in (5.22) können die Übersprechverluste infolge Rayleigh-Rückstreuung als Funktion des Produkts $\Delta\omega_q T_s = 2\pi\Delta\nu_q T_s$ bestimmt werden. In Fig. 5.4 sind die Übersprechverluste für verschiedene Werte von $\Delta\nu_q T_s$ aufgetragen. Ausserdem findet man dort auch experimentelle Resultate für eine Übertragungsrate $R_s = 1/T_s$ von 70 MBit/s und für Linienbreiten $\Delta\nu_q$ von 30 beziehungsweise 70 MHz als Punkte eingezeichnet. Unter Berücksichtigung der Abweichungen zufolge nichtidealer Elemente stimmen die Messergebnisse (Abschnitt 6.2) mit den berechneten Werten sehr gut überein. Die Messungen bestätigen den steilen Anstieg der Übersprechverluste für grosse Werte von $\overline{I_u}/\overline{I_s}$. Fig. 5.5 zeigt einen Vergleich von berechneten



Figur 5.4: Übersprechverluste in Zweiquellen-Systemen mit Intensitätsmodulation zufolge Rayleigh-Rückstreuung eines unmodulierten Quellsignals, $\bar{I}_u = \bar{I}_b$, $\mathcal{P} = 0$:
 a) $\Delta\nu_q T_s \rightarrow 0$, b) $\Delta\nu_q T_s = 0.2$, c) $\Delta\nu_q T_s = 0.5$,
 d) $\Delta\nu_q T_s = 1$, e) $\Delta\nu_q T_s = 2$, f) $\Delta\nu_q T_s = 3$.



Figur 5.5: Bitfehlerwahrscheinlichkeit in Funktion des Empfänger-Signal/Geräuschleistungsverhältnisses, $\Delta\nu_q T_s = 0.5$, $\mathcal{P} = 0$: a) $\bar{I}_b = 0$, b) $\bar{I}_b / \bar{I}_s = 0.13$, c) $\bar{I}_b / \bar{I}_s = 0.2$.

und gemessenen Bitfehlerwahrscheinlichkeiten. Für jeden von Null abweichenden Wert des Verhältnisses $\overline{I}_b/\overline{I}_s$ existiert ein Sättigungswert der Bitfehlerwahrscheinlichkeit, der nicht unterschritten werden kann.

Das Interferenzübersprechen hängt sehr stark vom Wert des Produkts $\Delta\omega_q T_s$ und damit von der Kohärenz des Quellensignals und von der Detektorbandbreite ab. Nimmt letztere im Vergleich zur spektralen Breite des Quellensignals ab, werden auch die Übersprechverluste geringer (Fig. 5.4). Für eine inkohärente Quelle verschwindet das Interferenzübersprechen vollständig. Ist die Detektorbandbreite viel kleiner als die spektrale Breite des Quellensignals, geht die WSK-Dichtefunktion des Detektorstroms asymptotisch in eine Normalverteilung über. Der qualitative Einfluss der Quellenfeldkohärenz auf die Verluste infolge Interferenzübersprechens ist unabhängig davon, ob das Übersprechen von der Rayleigh-Rückstreuung oder von Reflexionen herrührt.

Findet ein APD-Empfänger Verwendung, verursacht auch ein konstantes Intensitätsübersprechen eine Verschlechterung der Übertragungseigenschaften. In Zweiquellen-Systemen bewirkt zudem die unsymmetrische Lage der Entscheidungsschwelle, dass die Verluste infolge Interferenzübersprechens für APD-Empfänger grössere Werte annehmen als für Empfänger mit PIN-Photodioden. In Fig. 5.6 sind für einen Empfänger mit InGaAs-APD ($x \approx 0.7$) die Übersprechverluste infolge Rayleigh-Rückstreuung eines unmodulierten Quellensignals dargestellt.

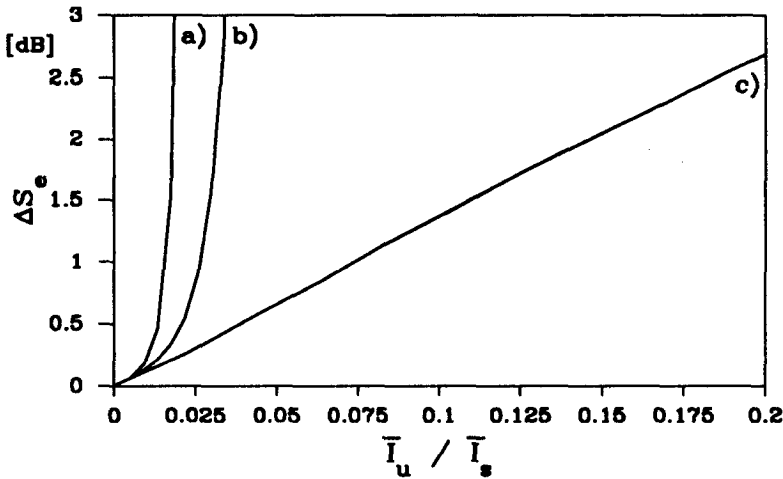
Selbst für ein vollkommen inkohärentes Quellensignal bewirkt das konstante Intensitätsübersprechen für grosse Werte des Verhältnisses $\overline{I}_u/\overline{I}_s$ erhebliche Verluste (Fig. 5.6 c)). Ursache dafür ist die durch das Übersprechen bewirkte Zunahme des Schrotrauschens der APD. Für kleine Werte des Verhältnisses $\overline{I}_u/\overline{I}_s$ liefert die Beziehung

$$\Delta S_e \approx 4.3 \cdot \frac{x+1}{x^2} \frac{\overline{I}_u}{\overline{I}_s} \quad [\text{dB}] \quad (5.37)$$

eine sehr gute Abschätzung für die von einem unmodulierten und vollkommen inkohärenten Quellensignal in Systemen mit APD-Empfängern verursachten Übersprechverluste.

Übersprechen eines modulierten Quellensignals

Ist die Intensität des sich in entgegengesetzter Richtung ausbreitenden Signals moduliert, kann direktes Intensitätsübersprechen auch in Systemen mit PIN-Photodioden eine Beeinträchtigung der Übertragungseigenschaften bewirken. Das Intensitätsübersprechen ist von der Kohärenz des



Figur 5.6: Übersprechverluste zufolge Rückstreuung eines unmodulierten Quellensignals für einen Empfänger mit InGaAs-APD: a) $\mathcal{P} = 1, \Delta\nu_q T_s \rightarrow 0$, b) $\mathcal{P} = 0, \Delta\nu_q T_s \rightarrow 0$, c) $\Delta\nu_q T_s \rightarrow \infty$.

Quellensignals unabhängig und tritt auch dann auf, wenn nur eine einzelne Reflexionsstelle vorliegt.

Das Quellensignal, das zu Übersprechen Anlass gibt, sei ebenfalls ein binäres, intensitätsmoduliertes Signal mit derselben Datenrate wie das Nutzsignal ($R_s = R_q = 1/T_q$) und mit NRZ-Datenformat:

$$I_q(t) = \hat{I}_q a_q(t) = \hat{I}_q \sum_m q_m g(t - mT_q). \tag{5.38}$$

Es weise die Signalpegel $I_q(t) = \hat{I}_q$ für das Symbol mit dem Wert "1" und $I_q(t) = 0$ für das Symbol mit dem Wert "0" auf. Die Auftretswahrscheinlichkeiten für beide Werte des Symbols $q_m \in \{0, 1\}$ seien gleich gross. Die mittlere Quellenfeldintensität folgt in diesem Fall zu

$$\bar{I}_q = \hat{I}_q / 2. \tag{5.39}$$

Die Stossantwort der SM-Glasfaser für die Rückstreuung beschreibt gemäss (3.57) einen Tiefpass. Die Tiefpassfilterung der Quellenfeldintensitätsänderungen hat zur Folge, dass für grosse Datenraten das von der

Rayleigh-Rückstreuung verursachte Intensitätsübersprechen näherungsweise eine konstante Grösse ist. Seine normierte Varianz nimmt umgekehrt proportional mit der Datenrate des Quellensignals ab:

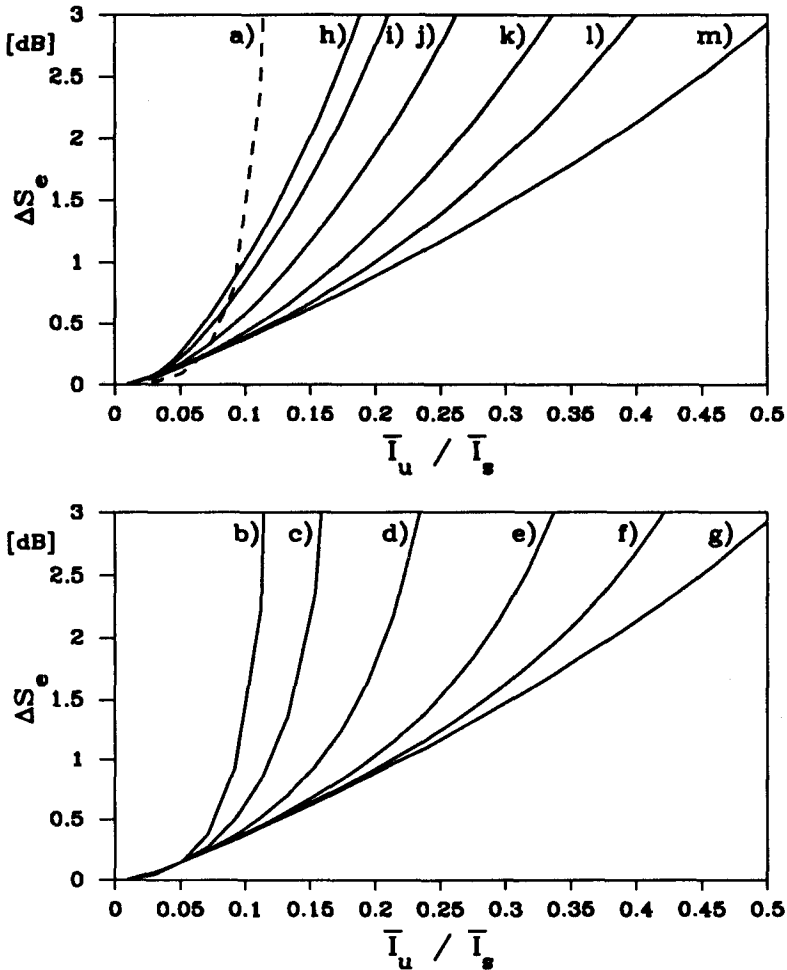
$$\frac{\sigma_{I_v}^2}{\bar{I}_u^2} \approx \frac{\alpha v_q}{2R_q} . \quad (5.40)$$

Für Datenraten von mehr als 10 MBit/s ist dieser Wert bei allen betrachteten Lichtwellenlängen kleiner als 1%. Da ein Übersprechsignal mit konstanter Intensität die Leistungsfähigkeit von Empfängern mit PIN-Photodiode nicht beeinträchtigt, bewirkt das von der Rayleigh-Rückstreuung herrührende Intensitätsübersprechen keine Verschlechterung der Empfängerempfindlichkeit. Wie im Fall eines unmodulierten Quellensignals kann aber die Umwandlung von Phasenrauschen in Intensitätsrauschen erhebliche Übersprechverluste verursachen. Für eine exakte Berechnung der Verluste infolge Interferenzübersprechens muss die WSK-Dichtefunktion des vom rückgestreuten Licht verursachten Detektorstromes (3.117) bestimmt werden. Dazu ist entweder die Integralgleichung (3.106) für die AKF der komplexen Amplitude des modulierten Quellensignals zu lösen, oder es sind die entsprechenden "Semi-Invariants" (3.127) zu berechnen. Unter den Voraussetzungen, dass die Linienbreite des unmodulierten Quellensignals viel kleiner als die Datenrate sei ($\Delta\nu_q \ll R_q$) und dass die Intensitätsmodulation kein "Chirping" bewirke, weist das Spektrum der komplexen Quellenfeldamplitude die Form eines idealen ASK-Spektrums auf:

$$S_{\mathcal{E}_q}(\omega) = \frac{\bar{I}_q}{2} \left(2\pi\delta(\omega) + T_q \frac{\sin^2(\omega T_q/2)}{(\omega T_q/2)^2} \right) . \quad (5.41)$$

Damit findet man für ein vollkommen depolarisiertes rückgestreutes Feld den in Fig. 5.7 a) dargestellten Verlauf der Übersprechverluste. Treten bei direkter Strommodulation der LD infolge "Chirpings" grosse Frequenzfluktuationen auf, können die realen Verluste wesentlich geringere Werte annehmen. Ist das Quellensignal vollkommen inkohärent, verursacht die Rayleigh-Rückstreuung in Empfängern mit PIN-Photodiode keine Übersprechverluste.

Zieht man nur eine einzelne Reflexionsstelle in Betracht, hängt die in (5.22) einzusetzende WSK-Dichtefunktion $p_{i_u}(i)$ vom Wert von zwei aufeinanderfolgenden Symbolen der Datensequenz q_m des Quellensignals für das Übersprechen ab. In diesem Fall resultiert für die Bitfehlerwahr-



Figur 5.7: Intensitätsverluste in Zweiquellen-Systemen zufolge Übersprechens eines intensitätsmodulierten Quellensignals ($\Delta\nu_q \ll R_q$). Rayleigh-Rückstreuung, $\bar{I}_u = \bar{I}_b$: a) $\mathcal{P} = 0$. Rayleigh-Rückstreuung und eine Reflexion, $\bar{I}_u = \bar{I}_b + \bar{I}_r$, $\mathcal{P} = 0$, $\mathcal{K} = 0.5$: b) $\mathcal{B}/\mathcal{R} = 1$, c) $\mathcal{B}/\mathcal{R} = 0.3$, d) $\mathcal{B}/\mathcal{R} = 0.1$, e) $\mathcal{B}/\mathcal{R} = 0.03$, f) $\mathcal{B}/\mathcal{R} = 0.01$. Eine Reflexion: g) $\mathcal{B}/\mathcal{R} \rightarrow 0$. Zwei Reflexionen, $|\vec{p}_{r_1}^h \vec{p}_{r_2}| = 1$: h) $\mathcal{R}_1/\mathcal{R}_2 = 1$, i) $\mathcal{R}_1/\mathcal{R}_2 = 0.3$, j) $\mathcal{R}_1/\mathcal{R}_2 = 0.1$, k) $\mathcal{R}_1/\mathcal{R}_2 = 0.03$, l) $\mathcal{R}_1/\mathcal{R}_2 = 0.01$, m) $\mathcal{R}_1/\mathcal{R}_2 \rightarrow 0$.

scheinlichkeit der Ausdruck

$$P_b = \frac{1}{4} \left[Q\left(\frac{s - i_r}{\sigma_{i_n}}\right) + Q\left(\frac{s}{\sigma_{i_n}}\right) + Q\left(\frac{s - (1 - \tau)i_r}{\sigma_{i_n}}\right) + Q\left(\frac{s - \tau i_r}{\sigma_{i_n}}\right) \right], \quad (5.42)$$

wobei

$$s = \mathcal{D}(\overline{I}_s + \mathcal{R}\overline{I}_q) \quad (5.43)$$

die Entscheidungsschwelle, $i_r = \mathcal{D} I_r = \mathcal{D} \mathcal{R} \hat{I}_q$ den von einem reflektierten Symbol mit dem Wert "1" verursachten Detektorstrom und τ die relative Zeitverschiebung zwischen den Taktsignalen des Nutz- und des Übersprechsignals bezeichnen ($0 \leq \tau \leq 1$). Im Bereich der geforderten Bitfehlerwahrscheinlichkeit von 10^{-9} ist der Einfluss der Zeitverschiebung τ auf die Übersprechverluste sehr gering. Die grösste Bitfehlerwahrscheinlichkeit tritt für $\tau = 0$ auf. In diesem Fall treffen das Nutz- und das Übersprechsignal synchron beim Empfänger ein, und die WSK-Dichtefunktion $p_{i_n}(i)$ sowie die Bitfehlerwahrscheinlichkeit P_b hängen nur noch vom Wert eines Symbols der Datensequenz q_m ab. In Fig. 5.7 g) sind die Verluste infolge Intensitätsübersprechens von einer Reflexionsstelle für den ungünstigsten Fall ($\tau = 0$) dargestellt. Erst für sehr grosse Werte des Verhältnisses $\overline{I}_u/\overline{I}_s$ treten grosse Übersprechverluste auf. Die von einer einzelnen Reflexion verursachten Übersprechverluste sind von der Kohärenz des Quellensignals unabhängig. Erfüllt das Übersprech/Signalintensitätsverhältnis die Bedingung

$$\frac{\overline{I}_u}{\overline{I}_s} < 0.5, \quad (5.44)$$

überschreiten die Verluste einen Wert von 3 dB nicht.

Berücksichtigt man zusätzlich zur Reflexion die Rayleigh-Rückstreuung, tritt sowohl Intensitäts- als auch Interferenzübersprechen auf. Unter der Voraussetzung, dass das reflektierte Signal synchron mit dem Nutzsignal beim Empfänger eintreffe, findet man für die Bitfehlerwahrscheinlichkeit die Beziehung

$$P_b = \frac{1}{4} \int_{-\infty}^{\infty} \left[Q\left(\frac{i_s + i - s}{\sigma_{i_n}}\right) + Q\left(\frac{s - i}{\sigma_{i_n}}\right) \right] p_{i_t}(i) di \quad (5.45) \\ + \frac{1}{4} \int_{-\infty}^{\infty} \left[Q\left(\frac{i_s + i - s}{\sigma_{i_n}}\right) + Q\left(\frac{s - i}{\sigma_{i_n}}\right) \right] p_{i_b}(i) di,$$

wobei $p_{i_t}(i)$ die WSK-Dichtefunktion des Detektorstroms (4.71) infolge der Interferenz des reflektierten Signals mit der Intensität $I_r = \mathcal{R}\hat{I}_q$ und des

rückgestreuten Signals mit der mittleren Intensität $\bar{I}_b = \mathcal{B}\bar{I}_q$ sowie $p_{i_b}(i)$ die WSK-Dichtefunktion des Detektorstroms (3.125) infolge des rückgestreuten Signals allein bezeichnen. Die Entscheidungsschwelle werde in der Mitte zwischen den beiden Signalpegeln festgehalten:

$$s = \mathcal{D} (\bar{I}_s + (\mathcal{R} + \mathcal{B})\bar{I}_q) . \quad (5.46)$$

Für ein vollständig depolarisiertes rückgestreutes Feld sind die Übersprechverluste in Fig. 5.7 b)–f) für verschiedene Werte des Verhältnisses \mathcal{B}/\mathcal{R} dargestellt. Schon für kleine Werte von \mathcal{B}/\mathcal{R} steigen die Übersprechverluste sehr stark an.

Sind zwei Reflexionsstellen vorhanden, so erhält man im ungünstigsten Fall, wenn beide reflektierten Signale synchron mit dem Nutzsignal beim Empfänger eintreffen, die Bitfehlerwahrscheinlichkeit

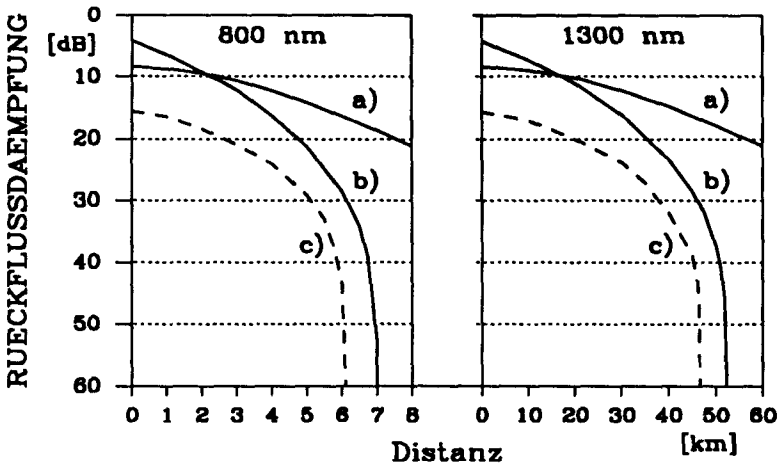
$$P_b = \frac{1}{8} \int_{-\infty}^{\infty} \left[Q\left(\frac{i_s + i - s}{\sigma_{i_n}}\right) + Q\left(\frac{s - i}{\sigma_{i_n}}\right) \right] p_{i_r}(i) di \quad (5.47)$$

$$+ \frac{1}{8} \left[Q\left(\frac{s}{\sigma_{i_n}}\right) + 2Q\left(\frac{s - i_{r_1}}{\sigma_{i_n}}\right) + 2Q\left(\frac{s - i_{r_2}}{\sigma_{i_n}}\right) + Q\left(\frac{s - i_{r_1} - i_{r_2}}{\sigma_{i_n}}\right) \right] ,$$

wobei $p_{i_r}(i)$ die WSK-Dichtefunktion des Detektorstroms (4.25) bezeichnet, den das Interferenzsignal der beiden reflektierten Signale mit den Intensitäten $I_{r_1} = \mathcal{R}_1 \hat{I}_q$ und $I_{r_2} = \mathcal{R}_2 \hat{I}_q$ verursacht. Die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion hängt von den Polarisationszuständen der reflektierten Felder und vom Produkt $\Delta\omega_q T_s$ ab. Die Detektorströme $i_{r_1} = \mathcal{D}\mathcal{R}_1 \hat{I}_q$ und $i_{r_2} = \mathcal{D}\mathcal{R}_2 \hat{I}_q$ resultieren dann, wenn nur von einer der beiden Reflexionsstellen Licht zum Empfänger zurückgeworfen wird. Die Schwelle

$$s = \mathcal{D} (\bar{I}_s + (\mathcal{R}_1 + \mathcal{R}_2)\bar{I}_q) \quad (5.48)$$

befinde sich in der Mitte zwischen den beiden Signalpegeln. In Fig. 5.7 h)–m) sind die Verluste zufolge Übersprechens eines an zwei Stellen reflektierten, intensitätsmodulierten Quellensignals dargestellt. Die Berechnung der Übersprechverluste infolge von diskreten Reflexionen beruht auf der Annahme, dass beim Umschalten zwischen den beiden Signalpegeln keine Einschwingvorgänge auftreten. Das bei der direkten Strommodulation der LD zu beobachtende "Chirping" bewirkt aber, dass ein Teil des Interferenzübersprechens nicht detektiert werden kann. In Systemen mit direkter Strommodulation der LD sind deswegen die realen Übersprechverluste etwas geringer als die in Fig. 5.7 dargestellten Werte.



Figur 5.8: Erforderliche Stecker-Rückflusdämpfung: a) Zwei Stecker, $\Delta S_e \rightarrow \infty$; b) Ein Stecker und Rayleigh-Rückstreuung, $\Delta S_e \rightarrow \infty$; c) Zwei Stecker und Rayleigh-Rückstreuung, $\Delta S_e = 0.2$ dB.

Fig. 5.8 zeigt die minimalen Anforderungen an die Stecker-Rückflusdämpfung in einem symmetrischen Zweiquellen-System mit Intensitätsmodulation in Funktion der Übertragungsdistanzen für 800 und 1300 nm Lichtwellenlänge. Die Berechnung der erforderlichen Stecker-Rückflusdämpfungen beruht auf den folgenden Voraussetzungen: Die Glasfaserenden seien durch je einen optischen Stecker mit den beiden Richtkopplern verbunden (Fig. 2.1 b)). Die beiden Stecker sollen dieselbe Rückflusdämpfung aufweisen. Kopplernebensprechen und Reflexionen von Spleissen seien gegenüber den Steckerreflexionen und der Rayleigh-Rückstreuung vernachlässigbar gering. Die Dämpfung der SM-Glasfaser betrage 2.5 dB/km für 800 nm und 0.35 dB/km für 1300 nm Lichtwellenlänge, und der Rückstreufaktor S nehme den Wert 10^{-3} für 800 nm beziehungsweise den Wert $1.5 \cdot 10^{-3}$ für 1300 nm Lichtwellenlänge an [JUD89]. Alle Felder seien vollkommen polarisiert und sollen denselben Polarisationszustand aufweisen. Das Interferenzübersprechen werde vollständig detektiert, und die reflektierten Signale sollen synchron mit dem Nutzsignal beim Empfänger eintreffen. Für die Berechnung der Kurven a) wurden nur die beiden Steckerreflexionen, für die Kurven b) nur die Reflexion im ersten Stecker und die Rayleigh-Rückstreuung berücksichtigt.

Für die aufgetragenen Werte der Rückflussdämpfung nimmt der Übersprechverlust einen gegen unendlich strebenden Wert an. Durch Erhöhen der Signalintensität kann für diese Werte der Rückflussdämpfung keine Verbesserung der Übertragungseigenschaften erreicht werden. Bereits für Übertragungsdistanzen von ungefähr 2 km bei 800 nm beziehungsweise von ungefähr 20 km bei 1300 nm Lichtwellenlänge wirkt sich die Rayleigh-Rückstreuung stärker aus als die Steckerreflexion am entfernten Faserende. Auch wenn keine diskrete Reflexionsstelle auftreten würde, ist im betrachteten Fall die maximale Übertragungsdistanz infolge der Rayleigh-Rückstreuung auf einen Wert von ungefähr 7 km bei 800 nm beziehungsweise ungefähr 50 km bei 1300 nm Lichtwellenlänge beschränkt. Die Kurven c) zeigen die erforderliche Stecker-Rückflussdämpfung für einen maximalen Übersprechverlust infolge der beiden Reflexionen und der Rayleigh-Rückstreuung von 0.2 dB.

Sind in einem System mehrere Reflexionsstellen vorhanden, nimmt das Interferenzübersprechen mit der Anzahl Reflexionen sehr stark zu. Treten K Reflexionsstellen auf, findet man mit (4.16) für die Varianz der Intensität des Übersprechsignals den Ausdruck

$$\sigma_{I_u}^2 = \sum_{k=1}^K \mathcal{R}_k^2 \bar{I}_q^2 + 2 \sum_{n=2}^K \sum_{m=1}^{n-1} \mathcal{R}_n \mathcal{R}_m |\bar{p}_{r_n}^h \bar{p}_{r_m}|^2 \bar{I}_q^2, \quad (5.49)$$

wobei die K Beiträge zum ersten Summenterm vom Intensitäts- und die $K(K-1)/2$ Beiträge zum zweiten Summenterm vom Interferenzübersprechen herrühren. Wenn alle Reflexionskoeffizienten denselben Wert aufweisen, nämlich $\mathcal{R}_k = \mathcal{R}/K \forall k$, vereinfacht sich (5.49) mit $\bar{I}_u = \mathcal{R} \bar{I}_q$ zu

$$\sigma_{I_u}^2 = \bar{I}_u^2 \left(\frac{1}{K} + (1 + \mathcal{P}^2) \frac{K-1}{2K} \right). \quad (5.50)$$

Der Polarisationsgrad \mathcal{P} des reflektierten Feldes geht aus der Definition

$$\frac{1 + \mathcal{P}^2}{2} \equiv \langle |\bar{p}_{r_n}^h \bar{p}_{r_m}|^2 \rangle, \quad 0 \leq \mathcal{P} \leq 1 \quad (5.51)$$

hervor. Er besitzt den Wert $\mathcal{P} = 1$, wenn alle reflektierten Felder denselben Polarisationszustand aufweisen beziehungsweise den Wert $\mathcal{P} = 0$, wenn die Polarisationszustände der reflektierten Felder über alle möglichen Polarisationszustände gleichverteilt sind. Für grosse Werte K strebt die Varianz der Intensität des Übersprechsignals gegen den Grenzwert:

$$\lim_{K \rightarrow \infty} \sigma_{I_u}^2 = \frac{1 + \mathcal{P}^2}{2} \bar{I}_u^2. \quad (5.52)$$

Eine äquivalente Beziehung gilt gemäss (3.87) auch für das von der Rayleigh-Rückstreuung allein verursachte Übersprechen.

Nimmt man an, dass die relative Zeitverzögerung zwischen den Taktsignalen der reflektierten Signale eine gleichverteilte Zufallsvariable sei, kann das gesamte, von mehreren Reflexionsstellen reflektierte Feld näherungsweise als Musterfunktion eines schwach stationären Zufallsprozesses betrachtet werden. In diesem Fall resultiert für das WLDS der Intensität des gesamten Übersprechsignals der Ausdruck

$$\begin{aligned} \tilde{S}_{I_s}(\omega) &= \sum_{k=1}^K \mathcal{R}_k^2 \tilde{S}_{I_q}(\omega) \\ &+ \frac{1+\mathcal{P}^2}{4\pi} S_{\mathcal{E}_q}(\omega) * S_{\mathcal{E}_q}(\omega) \left(\mathcal{B}^2 + 2 \sum_{n=1}^K \mathcal{R}_n \left(\mathcal{B} + \sum_{\substack{m=1 \\ m \neq n}}^K \mathcal{R}_m \right) \right). \end{aligned} \quad (5.53)$$

Der Polarisationsgrad besitzt den Wert $\mathcal{P} = 1$, wenn das gesamte reflektierte und rückgestreute Feld vollkommen polarisiert ist, und den Wert $\mathcal{P} = 0$, wenn es vollständig depolarisiert ist. Für eine grosse Anzahl Reflexionen kann das Intensitätsübersprechen für die Berechnung der Varianz des Detektorstroms gegenüber dem Interferenzübersprechen vernachlässigt werden. Mit (5.35) findet man:

$$\sigma_{i_s}^2 \approx \mathcal{D}^2 \bar{I}_q^2 \mathcal{N}_o \frac{1+\mathcal{P}^2}{2} \left(\mathcal{B}^2 + 2 \sum_{n=1}^K \mathcal{R}_n \left(\mathcal{B} + \sum_{\substack{m=1 \\ m \neq n}}^K \mathcal{R}_m \right) \right). \quad (5.54)$$

Die normierte Rauschleistung

$$\mathcal{N}_o = \frac{1}{4\pi^2 \mathcal{D}^2 \bar{I}_q^2} \int_{-\infty}^{\infty} |H_d(\omega)|^2 S_{\mathcal{E}_q}(\omega) * S_{\mathcal{E}_q}(\omega) d\omega \quad (5.55)$$

ist ein Mass für den in die Detektorbandbreite fallenden Anteil der Interferenzrauschleistung. Rührt das Übersprechen von mehreren Reflexionen und von der Rayleigh-Rückstreuung her, so ist es nicht möglich, die exakte WSK-Dichtefunktion des Detektorstroms zu bestimmen. Nimmt man an, der Detektorstrom weise eine Normalverteilung auf und berücksichtigt, dass in Zweiquellen-Systemen infolge Übersprechens hauptsächlich Symbole mit dem Wert "0" fehlerhaft detektiert werden, findet man für die

vom Interferenzübersprechen verursachten Verluste die einfachen Beziehungen

$$\Delta S_e = -5 \log \left[1 - q^2 \mathcal{N}_o \frac{1 + \mathcal{P}^2}{2} \left(\frac{\overline{I_u}}{I_s} \right)^2 \right] \quad [\text{dB}] \quad (5.56)$$

für einen Empfänger mit PIN-Photodiode und

$$\Delta S_e = -5 \log \left[1 - q^2 \mathcal{N}_o \frac{1 + \mathcal{P}^2}{2} \cdot \frac{(1+x)^2}{x^2} \left(\frac{\overline{I_u}}{I_s} \right)^2 \right] \quad [\text{dB}] \quad (5.57)$$

für einen APD-Empfänger. Für $q \geq 5.9$ ¹ wird die geforderte Fehlerwahrscheinlichkeit von $P_b = 10^{-9}$ eingehalten. Die Approximation der exakten Verteilung des Detektorstroms durch eine Normalverteilung eignet sich für eine Abschätzung kleiner Übersprechverluste. Für die Berechnung grosser Übersprechverluste oder zur Bestimmung der Sättigungswerte der Bitfehlerwahrscheinlichkeit ist sie nicht geeignet. Wertet man (5.56) für $\Delta S_e < 0.2$ dB aus, resultiert für das mittlere Übersprech/Signalintensitätsverhältnis die Ungleichung

$$\frac{\overline{I_u}}{I_s} < 0.05 \cdot \sqrt{\frac{2}{\mathcal{N}_o(1 + \mathcal{P}^2)}}. \quad (5.58)$$

Ist diese Bedingung erfüllt, bleiben für Empfänger mit PIN-Photodiode die Verluste infolge des von mehreren Reflexionsstellen und von der Rayleigh-Rückstreuung verursachten Interferenzübersprechens begrenzt (Fig. 5.2). Die normierte Rauschleistung \mathcal{N}_o hängt von der Übertragungsfunktion des Detektors, von der Modulation des Quellsignals, vom "Chirping" der Laserdiode und von der Linienbreite des unmodulierten Quellsignals ab. Betrachtet man ein kohärent moduliertes Quellsignal, findet man mit (5.55) für identische Datenraten in beide Übertragungsrichtungen ($R_q = R_s = 1/T_s$) und eine im Vergleich zur Datenrate kleine Linienbreite des unmodulierten Quellsignals ($\Delta\nu_q \ll R_q$) für die normierte Rauschleistung die Werte $\mathcal{N}_o \approx 0.7$ für ein ASK-Signal mit dem Spektrum (5.41) und $\mathcal{N}_o \approx 0.5$ für ein PSK-Signal mit dem Spektrum

$$S_{\mathcal{E}_q}(\omega) \approx \overline{I_q} T_q \frac{\sin^2(\omega T_q/2)}{(\omega T_q/2)^2}. \quad (5.59)$$

¹ $Q(5.9) \approx 2 \cdot 10^{-9}$

Ein FSK-Signal besitzt das Spektrum

$$S_{\mathcal{E}_q}(\omega) \approx \frac{\bar{I}_q}{4} \left[2\pi\delta(\omega - \omega_\Delta/2) + 2\pi\delta(\omega + \omega_\Delta/2) \right. \\ \left. + T_q \left(\frac{\sin((\omega - \omega_\Delta/2)T_q/2)}{(\omega - \omega_\Delta/2)T_q/2} - (-1)^n \frac{\sin((\omega + \omega_\Delta/2)T_q/2)}{(\omega + \omega_\Delta/2)T_q/2} \right)^2 \right], \quad (5.60)$$

wobei $\omega_\Delta = 2\pi n R_q$, $n \in \{1, 2, 3, \dots\}$, den Abstand zwischen den beiden Frequenzmarken bezeichnet. Betrachtet man Grosshub-FSK-Signale ($n \geq 2$), so darf das FSK-Spektrum durch die Superposition der Spektren von zwei ASK-Signalen approximiert werden. In diesem Fall resultiert für die normierte Rauschleistung der Wert $\mathcal{N}_o \approx 0.35$. Bei direkter Intensitätsmodulation des Laserdiodenstroms kann das "Chirping" eine sehr starke Verbreiterung des Quellenfeldspektrums bewirken. Ist die spektrale Breite des Quellensignals viel grösser als die Datenrate, lässt sich das resultierende Interferenzrauschen innerhalb der Detektorbandbreite als weisses Rauschen modellieren. Für starkes "Chirping" gilt:

$$\mathcal{N}_o \approx \frac{1}{\pi \Delta\nu_{ch} T_s} = \frac{R_s}{\pi \Delta\nu_{ch}}. \quad (5.61)$$

Die Grösse $\Delta\nu_{ch}$ bezeichnet die Linienbreite des Spektrums des direkt intensitätsmodulierten Quellensignals. Für Datenformate mit häufigen Pegelwechseln und für grosse Datenraten kann $\Delta\nu_{ch}$ sehr grosse Werte annehmen ($\Delta\nu_{ch} \approx 5\text{--}20$ GHz).

Eine Glasfaserübertragungsstrecke ist im allgemeinen aus mehreren Faserstücken zusammengesetzt. Die Verbindung der einzelnen Abschnitte realisiert man mit Hilfe von optischen Steckern und Spleissen. Eine aus N Faserstücken der Länge $\Delta l = L/N$ bestehende Glasfaserstrecke weist den äquivalenten Reflexionskoeffizienten

$$\mathcal{R}_{eq} = \mathcal{R}_o \frac{1 - \mathcal{L}_o^{2(N+1)} e^{-2(N+1)\alpha\Delta l}}{1 - \mathcal{L}_o^2 e^{-2\alpha\Delta l}} + \mathcal{B} \quad (5.62)$$

und die Streckendämpfung

$$A_2 = \mathcal{L}_o^{N+1} e^{-\alpha L} \quad (5.63)$$

auf, wobei angenommen wurde, dass alle Verbindungen dieselbe Dämpfung \mathcal{L}_o und denselben Reflexionskoeffizienten \mathcal{R}_o besitzen sollen. Aufgrund der Faserdämpfung wirken sich weiter vom Empfänger entfernte Reflexionsstellen weniger störend aus.

Übertragungsdistanz L	Steckerabstand	
	$\Delta l = 1 \text{ km}$	$\Delta l = 2.5 \text{ km}$
10 km	22.8 dB	19.4 dB
20 km	27.4 dB	23.7 dB
30 km	31.9 dB	27.8 dB
40 km	37.3 dB	32.4 dB
50 km	50.0 dB	39.8 dB

Tabelle 5.1: Erforderliche Stecker-Rückflussdämpfung in symmetrischen Zweiquellen-Systemen.

Mit (5.62) erhält man für die mittlere Intensität des Übersprechens den Ausdruck

$$\overline{I_u} = \mathcal{R}_{eq} \overline{I_q}. \quad (5.64)$$

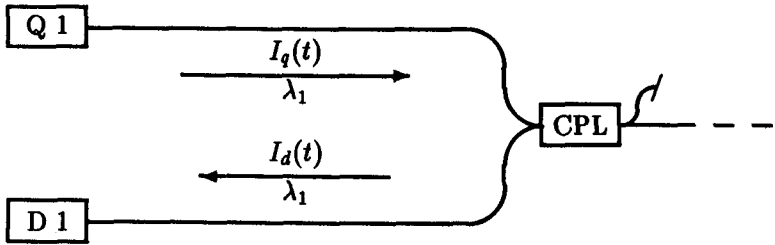
Da in einem symmetrischen Zweiquellen-System sowohl das Nutzsignal als auch das Übersprechsignal den Koppler zweimal durchläuft, resultiert für das mittlere Übersprech/Signalintensitätsverhältnis der Wert:

$$\overline{I_u} / \overline{I_s} = \mathcal{R}_{eq} / \mathcal{A}_2. \quad (5.65)$$

In der Tabelle 5.1 sind die erforderlichen Stecker-Rückflussdämpfungen in Funktion der Übertragungsdistanz und des Steckerabstands für ein symmetrisches Zweiquellen-System dargestellt. Die Faserdämpfung bei 1300 nm Lichtwellenlänge betrage 0.35 dB/km, und die Stecker-Dämpfung \mathcal{L}_o weise einen Wert von 0.05 dB auf. Die erforderlichen Stecker-Rückflussdämpfungen wurden für die Werte $\mathcal{N}_o = 1$ und $\mathcal{P} = 0$ sowie für einen maximal zulässigen Übersprechverlust von 0.2 dB ermittelt.

5.1.3 Übersprechen in Einquellen-Systemen mit Intensitätsmodulation

In bidirektionalen Systemen mit nur einer aktiven Quelle und einem optischen Modulator am gegenüberliegenden Ende der Übertragungstrecke (Fig. 2.1 d)) überschneiden sich die optischen Spektren des reflektierten Nutzsignals und des Übersprechsignals (Fig. 5.9). Interferenzen von Nutzsignal und Übersprechsignal können detektiert werden. Das Übersprechen



Figur 5.9: Übersprechen in Einquellen-Systemen

wirkt sich als signalabhängige Störung aus. Das empfangene optische Signal mit der Intensität $I_d(t)$ entsteht infolge Interferenz des Nutzsignals mit der Intensität $I_s(t)$ und des Übersprechsignals mit der Intensität $I_u(t)$. Im optimalen Abtastzeitpunkt (5.8) weist der Empfängerstrom den Wert

$$i_e = i_d + i_n \tag{5.66}$$

auf. Der Detektorstrom i_d ist eine Funktion des Nutz- und Übersprechsignals. Für Empfänger mit PIN-Photodioden dürfen i_d und i_n als statistisch unabhängige Zufallsvariablen betrachtet werden. Mit der bedingten WSK-Dichtefunktion des Detektorstroms $p_{i_d|s_m}(i|s_m)$ resultiert für die Bitfehlerwahrscheinlichkeit die Beziehung

$$P_b = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} Q\left(\frac{i-s}{\sigma_{i_n}}\right) p_{i_d|s_m}(i|s_m = 1) di \tag{5.67}$$

$$+ \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} Q\left(\frac{s-i}{\sigma_{i_n}}\right) p_{i_d|s_m}(i|s_m = 0) di ,$$

wobei für vollständige Auslöschung ($I_s(t) = 0$ für ein zu übertragendes Symbol mit dem Wert "0") der Zusammenhang

$$p_{i_d|s_m}(i|s_m = 0) = p_{i_u}(i) \tag{5.68}$$

gilt. Verursacht die Rayleigh-Rückstreuung das Übersprechen, so muss in (5.67) für $p_{i_d|s_m}(i|s_m = 1)$ die WSK-Dichtefunktion des Detektorstroms (4.71) eingesetzt werden, der zufolge Interferenz des reflektierten Nutzsignals mit dem rückgestreuten Übersprechsignal entsteht. Rührt das Übersprechen hingegen von einer Reflexionsstelle her, gilt die WSK-Dichtefunktion des infolge Interferenz des reflektierten Nutzsignals mit

dem reflektierten Übersprechsignal resultierenden Detektorstroms (4.25). Die Entscheidungsschwelle

$$s = \bar{i}_e = \bar{i}_d = \bar{i}_s + \bar{i}_u = \mathcal{D}(\bar{I}_s + \bar{I}_u) \quad (5.69)$$

wird in der Mitte zwischen den beiden Signalpegeln festgehalten. Für APD-Empfänger muss in (5.67) die Abhängigkeit der Varianz des Rauschstroms i_n vom Wert des zu übertragenden Symbols und vom Übersprechen mitberücksichtigt werden.

Übersprechen eines unmodulierten Quellensignals

Ist das optische Quellensignal unmoduliert ($I_q(t) = \hat{I}_q$), so verursacht das Intensitätsübersprechen in Systemen mit PIN-Photodioden keine Verluste. Aufgrund der Interferenz von Nutz- und Übersprechsignal sind die Varianz und das Wechselleistungsdichtespektrum der Intensität des empfangenen optischen Signals Funktionen des zu übertragenden Symbols s_m . Tritt nur Rayleigh-Rückstreuung auf, d. h.

$$\bar{I}_u = \bar{I}_b = \mathcal{B} \hat{I}_q, \quad (5.70)$$

so findet man für die Varianz der Intensität des empfangenen Signals die Beziehung

$$\sigma_{I_d|s_m}^2 = \begin{cases} \bar{I}_u \left(2\mathcal{K} \hat{I}_s + \frac{1+\mathcal{P}^2}{2} \bar{I}_u \right) & \text{für } s_m = 1 \\ \frac{1+\mathcal{P}^2}{2} \bar{I}_u^2 & \text{für } s_m = 0. \end{cases} \quad (5.71)$$

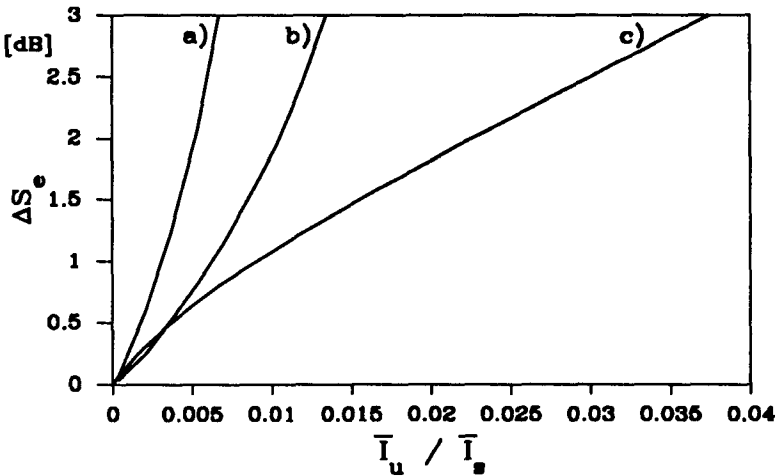
Der Polarisationsfaktor \mathcal{K} (4.54) beschreibt den Einfluss der Polarisationszustände des reflektierten Nutzsymbols und des rückgestreuten Signals auf das Interferenzsignal. Für nur eine Reflexionsstelle resultiert mit

$$\bar{I}_u = I_r = \mathcal{R} \hat{I}_q \quad (5.72)$$

die Varianz

$$\sigma_{I_d|s_m}^2 = \begin{cases} 2 |\vec{p}_s^h \vec{p}_r|^2 \hat{I}_s \bar{I}_u & \text{für } s_m = 1 \\ 0 & \text{für } s_m = 0, \end{cases} \quad (5.73)$$

wobei \vec{p}_s den Polarisationszustand des vom optischen Modulator reflektierten Nutzsymbols bezeichnet. Für eine SLM-LD mit einem Lorentzspektrum



Figur 5.10: Verluste in Einquellen-Systemen zufolge Übersprechens eines unmodulierten Quellensignals. Rayleigh-Rückstreuung, $\bar{I}_u = \bar{I}_s$: a) $\mathcal{P} = 1, \mathcal{K} = 1$, b) $\mathcal{P} = 0, \mathcal{K} = 0.5$. Eine Reflexion, $\bar{I}_u = I_r$: c) $|\vec{p}_s^h \vec{p}_r^h| = 1$.

der Breite $\Delta\omega_q$ weist das Wechselleistungsdichtespektrum der Intensität des detektierten Lichtes für beide Werte des zu übertragenden Symbols s_m die Form

$$\tilde{S}_{I_d|s_m}(\omega|s_m) = \frac{2\Delta\omega_q}{\Delta\omega_q^2 + \omega^2} \sigma_{I_d|s_m}^2 \quad (5.74)$$

auf. Ist die Detektorbandbreite viel grösser als die Linienbreite des unmodulierten Quellensignals ($\Delta\omega_q T_s \rightarrow 0$), sind die Intensität des detektierten Lichtes und der resultierende Detektorstrom näherungsweise proportionale Größen:

$$i_d(t) \approx \mathcal{D} I_d(t). \quad (5.75)$$

Ihre WSK-Dichtefunktionen weisen in diesem Fall dieselbe Form auf. Für einen Empfänger mit PIN-Photodiode sind in der Fig. 5.10 die Intensitätsverluste zufolge Übersprechens eines unmodulierten Quellensignals in Funktion des Übersprech/Signalintensitätsverhältnisses dargestellt. Auch bei Einquellen-Systemen wirken sich die unterschiedlichen WSK-Dichtefunktionen der Lichtintensität für verschiedene Ursachen des Übersprechens auf den Verlauf der Verlustkurven aus. Aufgrund der Signalabhängigkeit des Übersprechens resultieren bereits für sehr kleine

Werte des Verhältnisses $\overline{I_u}/\overline{I_s}$ grosse Übersprechverluste. Rührt das Übersprechen ausschliesslich von der Rayleigh-Rückstreuung her, sollte der Mittelwert der Intensität des rückgestreuten Lichtes 0.25% der mittleren Signalintensität für vollkommen polarisierte Rückstreuung beziehungsweise 0.5% der mittleren Signalintensität für vollkommen depolarisierte Rückstreuung nicht überschreiten. Aus Fig. 5.10 ist ersichtlich, dass oberhalb dieser Grenzen Verluste von mehr als 1 dB entstehen. Die Verluste infolge des von einer einzelnen Reflexionsstelle verursachten Übersprechens steigen für kleine Werte proportional mit der Quadratwurzel des Verhältnisses $\overline{I_u}/\overline{I_s}$ an (Fig. 5.10 c)). Nimmt man einen entsprechenden Verlust in Kauf, ist in diesem Fall eine zuverlässige Übertragung auch für relativ grosse Werte des Übersprech-/Signalintensitätsverhältnisses noch möglich.

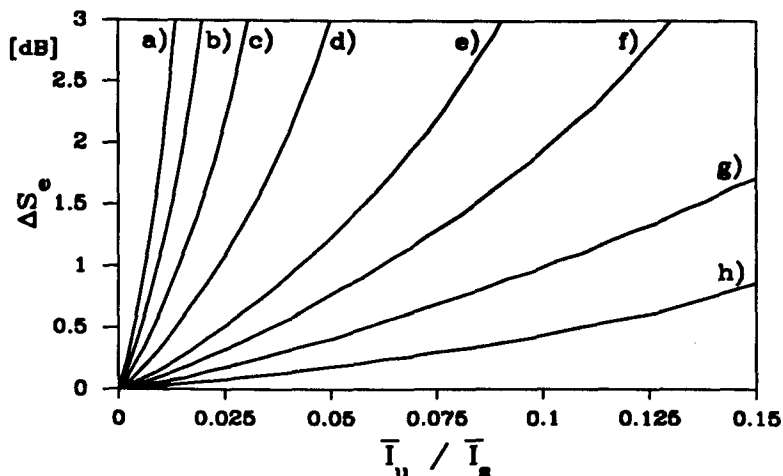
Für grössere Werte der Linienbreite des unmodulierten Quellensignals nimmt die Varianz des Detektorstroms

$$\sigma_{i_d|s_m}^2 = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} |H_d(\omega)|^2 \tilde{S}_{I_d|s_m}(\omega|s_m) d\omega \quad (5.76)$$

und die damit verbundene Beeinträchtigung der Übertragungseigenschaften durch das Übersprechen ab. Der Einfluss des Produkts $\Delta\nu_q T_s$ auf die Übersprechverluste ist in Fig. 5.11 für das durch Rayleigh-Rückstreuung verursachte Übersprechen dargestellt. Für ein inkohärentes Quellensignal verschwindet das Interferenzübersprechen vollständig.

Übersprechen eines modulierten Quellensignals

Um mit einer optischen Quelle eine gleichzeitige Übertragung in beide Richtungen zu gewährleisten, muss das Quellensignal in geeigneter Weise moduliert beziehungsweise codiert werden. Verwendet man für die Übertragung von der aktiven zur passiven Station ein intensitätsmoduliertes Signal mit "Biphase"-Datenformat [SEN85], ist es durch Ein- und Ausschalten des Reflexionsmodulators in der passiven Station möglich, gleichzeitig ein entgegengesetzt laufendes Signal mit derselben Datenrate ($R_s = R_q$) zu übertragen. Die Pulsrate eines "Biphase"-codierten Signals ist doppelt so gross wie die Pulsrate beziehungsweise die Datenrate R_q des entsprechenden NRZ-Signals. In der Mitte jedes Symbolintervalls der Länge T_q findet eine Pegeländerung statt, und in jedem Symbolintervall wird ein Lichtpuls mit der Intensität \hat{I}_q und der Dauer $T_q/2$ übertragen. In der passiven Station reflektiert der optische Modulator das einfallende Licht nur dann, wenn das Symbol mit dem Wert "1" übertragen

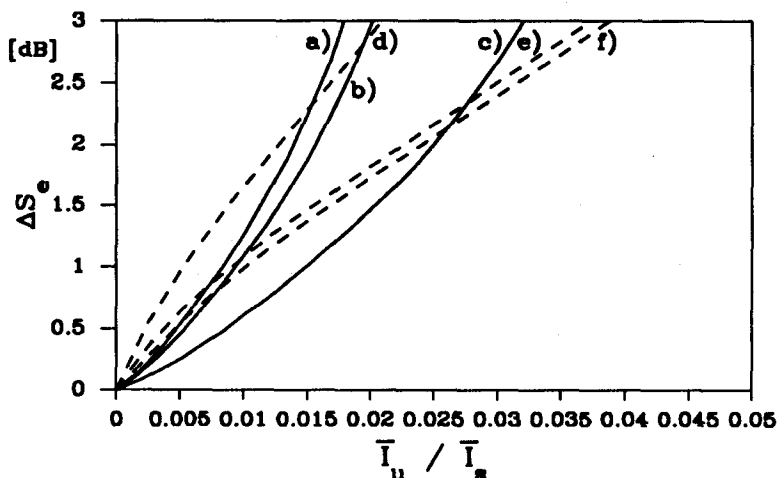


Figur 5.11: Übersprechverluste in Einquellen-Systemen zufolge Rayleigh-Rückstreuung eines unmodulierten Quellensignals, $\bar{I}_u = \bar{I}_b$, $\mathcal{P} = 0$, $\mathcal{K} = 0.5$: a) $\Delta \nu_q T_s \rightarrow 0$, b) $\Delta \nu_q T_s = 0.2$, c) $\Delta \nu_q T_s = 0.5$, d) $\Delta \nu_q T_s = 1$, e) $\Delta \nu_q T_s = 2$, f) $\Delta \nu_q T_s = 3$, g) $\Delta \nu_q T_s = 5$, h) $\Delta \nu_q T_s = 10$.

werden soll. Beim Empfänger der aktiven Station trifft ein intensitätsmoduliertes Signal mit Pulsen der Dauer $T_s/2$ und der Intensität $I_s(t) = \hat{I}_s$ für ein zu übertragendes Symbol mit dem Wert "1" und mit der Intensität $I_s(t) = 0$ für ein zu übertragendes Symbol mit dem Wert "0" ein. Als mittlere Signalintensität $\bar{I}_s = \hat{I}_s/2$ soll auch in diesem Fall der halbe Signalhub bezeichnet werden, obwohl aufgrund der doppelten Modulation des vom optischen Modulator reflektierten Signals der Zeitmittelwert der empfangenen Signalintensität nur den Wert $\hat{I}_s/4$ aufweist. Als Detektionsfilter findet ein signalangepasstes Filter für Pulse der Dauer $T = T_s/2$ Verwendung. Die Entscheidungsschwelle soll in der Mitte zwischen den beiden Signalpegeln liegen:

$$s = \mathcal{D}(\bar{I}_s + \bar{I}_u) . \quad (5.77)$$

In Systemen mit PIN-Photodioden und grossen Übertragungsgeschwindigkeiten verursacht die Rayleigh-Rückstreuung keine Verluste infolge Intensitätsübersprechens. Unter der Voraussetzung, dass die Linienbreite des unmodulierten Quellensignals viel kleiner als die Datenrate sei ($\Delta \nu_q \ll$



Figur 5.12: Verluste in Einquellen-Systemen zufolge Übersprechens eines modulierten Quellsignals. Rayleigh-Rückstreuung: a) "Biphase", b) PSK, c) FSK. Eine Reflexion: d) "Biphase", e) PSK, f) FSK.

R_q), dass keine Verbreiterung des Quellenfeldspektrums infolge "Chirpings" auftritt und dass das rückgestreute Feld vollkommen depolarisiert sei, findet man für ein System mit "Biphase"-Codierung die gemäss (5.67) berechneten und in Fig. 5.12 a) dargestellten Übersprechverluste. Die komplexe Quellenfeldamplitude des "Biphase"-codierten Signals weist das Leistungsdichtespektrum

$$S_{E_q}(\omega) = \frac{\bar{I}_q}{2} \left(2\pi\delta(\omega) + T_q \frac{\sin^2(\omega T_q/4)}{(\omega T_q/4)^2} \sin^2(\omega T_q/4) \right) \quad (5.78)$$

auf.

Rührt das Übersprechen von einer einzelnen Reflexionsstelle her, muss der Einfluss des Intensitätsübersprechens mitberücksichtigt werden. Im ungünstigsten Fall, wenn Nutzsignal und Übersprechen synchron beim Empfänger eintreffen, hängt die Bitfehlerwahrscheinlichkeit

$$P_b = \frac{1}{4} \int_{-\infty}^{\infty} Q\left(\frac{i-s}{\sigma_{i_n}}\right) p_{i_r}(i) di + \frac{1}{4} \left[2Q\left(\frac{s-i_r}{\sigma_{i_n}}\right) + Q\left(\frac{s}{\sigma_{i_n}}\right) \right] \quad (5.79)$$

nur vom Wert eines Symbols der Datensequenz q_m des Quellensignals ab, welches das Übersprechen verursacht, wobei

$$s = \mathcal{D}(\bar{I}_s + \mathcal{R}\bar{I}_q) \quad (5.80)$$

die Entscheidungsschwelle, $p_{i_r}(i)$ die WSK-Dichtefunktion des Detektorstroms (4.25) infolge der Interferenz des Nutzsignals mit der Intensität \hat{I}_s und des reflektierten Signals mit der Intensität $I_r = \mathcal{R}\hat{I}_q$ sowie $i_r = \mathcal{D}\mathcal{R}\hat{I}_q$ den von einem reflektierten Symbol mit dem Wert "1" verursachten Detektorstrom bezeichnen. Für übereinstimmende Polarisationszustände von Nutz- und Übersprechsignal sind die Verluste infolge Übersprechens von einer Reflexionsstelle in Fig. 5.12 d) dargestellt. Starkes "Chirping" kann bewirken, dass die realen Übersprechverluste wesentlich geringer sind als die berechneten Werte.

Die mit der "Biphase"-Codierung verbundene Vergrößerung der Signalbandbreite lässt sich durch die Verwendung eines kohärent modulierten Signals für die Übertragung von der aktiven zur passiven Station vermeiden. Das optische, FSK- oder DPSK-modulierte Quellensignal mit der Datenrate R_q wird in der passiven Station mit Hilfe eines optischen Frequenzdiskriminators und eines Geradeausempfängers detektiert. In der passiven Station reflektiert der optische Modulator das mit konstanter Intensität einfallende Signal nur dann, wenn das Symbol mit dem Wert "1" übertragen werden soll. Beim Empfänger der aktiven Station trifft ein intensitätsmoduliertes Signal mit der Datenrate R_s und NRZ-Datenformat ein. Die Datenraten R_q und R_s sind weitgehend voneinander unabhängig. Im folgenden soll der Fall identischer Übertragungsgeschwindigkeiten in beide Richtungen ($R_s = R_q$) betrachtet werden. Ohne Übersprechen weist das empfangene Signal die Intensität $I_s(t) = \hat{I}_s$ für ein zu übertragendes Symbol mit dem Wert "1" und die Intensität $I_s(t) = 0$ für ein zu übertragendes Symbol mit dem Wert "0" auf. Die mittlere Intensität des empfangenen NRZ-Signals beträgt $\bar{I}_s = \hat{I}_s/2$.

Nimmt man an, dass der Frequenzhub des FSK-Signals viel grösser sei als die Detektorbandbreite und dass die Linienbreite des Quellensignals einen im Vergleich zur Datenrate kleinen Wert aufweise ($\Delta\nu_q \ll R_q$), findet man für ein vollständig depolarisiertes rückgestreutes Feld die mit (5.67) berechneten und in Fig. 5.12 b) und c) dargestellten Übersprechverluste infolge Rayleigh-Rückstreuung. Wird das Übersprechen von einer Reflexionsstelle verursacht, können für die Bitfehlerwahrscheinlichkeiten

die Beziehungen

$$P_b = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} Q\left(\frac{i-s}{\sigma_{i_n}}\right) p_{i_r}(i) di + \frac{1}{2} Q\left(\frac{s-i_r}{\sigma_{i_n}}\right) \quad (5.81)$$

für ein PSK-Quellensignal beziehungsweise

$$P_b = \frac{1}{4} \int_{-\infty}^{\infty} Q\left(\frac{i-s}{\sigma_{i_n}}\right) p_{i_r}(i) di + \frac{3}{4} Q\left(\frac{s-i_r}{\sigma_{i_n}}\right) \quad (5.82)$$

für ein FSK-Quellensignal angegeben werden. Die Entscheidungsschwelle besitzt den Wert

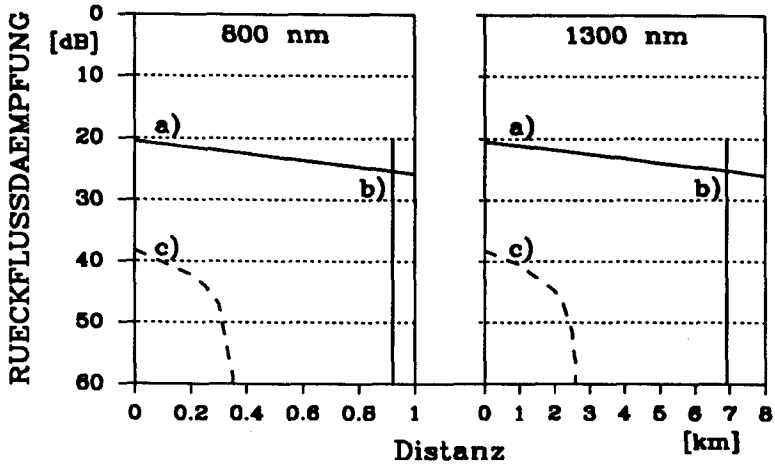
$$s = D \left(\bar{I}_s + \mathcal{R} \hat{I}_q \right) . \quad (5.83)$$

Für übereinstimmende Polarisationszustände von Nutz- und Übersprechsignal resultieren für die von einer Reflexionsstelle verursachten Übersprechverluste die in Fig. 5.12 e) und f) dargestellten Werte.

Solche hybriden Systeme weisen offenbar in bezug auf optisches Übersprechen eine ähnliche Empfindlichkeit auf wie Systeme mit Intensitätsmodulation und "Biphase"-Codierung.

In Fig. 5.13 sind die Anforderungen an die Stecker-Rückflussdämpfung in einem Einquellen-System mit "Biphase"-Codierung und Intensitätsmodulation aufgetragen. Die Berechnung beruht auf den folgenden Annahmen: Die Glasfaser sei in der aktiven Station durch einen optischen Stecker mit einem Verlust von 0.5 dB mit dem Richtkoppler verbunden. Der Richtkoppler weise einen Kopplungsverlust von 3 dB und einen Zusatzverlust von 0.5 dB auf. Richtkoppler und Reflexionsmodulator in der passiven Station sollen einen totalen Einfügeverlust von 8 dB verursachen. Die Faserdämpfung betrage 2.5 dB/km für 800 nm beziehungsweise 0.35 dB/km für 1300 nm Lichtwellenlänge, und der Rückstreufaktor weise einen Wert von 10^{-3} beziehungsweise $1.5 \cdot 10^{-3}$ auf. Alle Felder seien vollkommen polarisiert und ihre Polarisationszustände sollen übereinstimmen. Das Interferenzübersprechen werde vollständig detektiert, und das reflektierte Signal treffe synchron mit dem Nutzsignal beim Empfänger ein.

Für die Kurven a) und b) nehmen die Übersprechverluste infolge der Stecker-Reflexion bei der aktiven Station beziehungsweise infolge Rayleigh-Rückstreuung einen gegen unendlich strebenden Wert an. Die Kurven c) zeigen die erforderliche Stecker-Rückflussdämpfung für einen von der Stecker-Reflexion am Faseranfang und von der Rayleigh-Rückstreuung verursachten zulässigen Übersprechverlust von maximal 1 dB. Selbst wenn keine diskrete Reflexionsstelle auftritt, ist die maximale



Figur 5.13: Erforderliche Stecker-Rückflussdämpfung in bidirektionalen Einquellen-Systemen mit "Biphase"-Codierung: a) Stecker-Reflexion, $\Delta S_e \rightarrow \infty$; b) Rayleigh-Rückstreuung, $\Delta S_e \rightarrow \infty$; c) Stecker-Reflexion und Rayleigh-Rückstreuung, $\Delta S_e = 1$ dB.

Übertragungsdistanz durch die Rayleigh-Rückstreuung auf einen Wert von ungefähr 1 km bei 800 nm und von ungefähr 7 km bei 1300 nm Lichtwellenlänge beschränkt.

Sind K Reflexionsstellen vorhanden, erhält man mit (4.16) für die signalabhängige Varianz der Intensität des empfangenen Signals den Ausdruck

$$\sigma_{I_d|s_m}^2 = \begin{cases} \sigma_{I_u}^2 + 2 \sum_{k=1}^K \mathcal{R}_k |\vec{p}_{r_k}^h \vec{p}_s|^2 \hat{I}_s \bar{I}_q & \text{für } s_m = 1 \\ \sigma_{I_u}^2 & \text{für } s_m = 0, \end{cases} \quad (5.84)$$

wobei $\sigma_{I_u}^2$ durch (5.49) gegeben ist.

Ist die relative Zeitverzögerung der Taktsignale der reflektierten Signale eine gleichverteilte Zufallsvariable, darf das von einer grossen Anzahl von Reflexionsstellen reflektierte Feld als schwach stationärer Zufallsprozess betrachtet werden. In diesem Fall resultieren mit dem Polarisationsfaktor

$$\mathcal{K} \equiv \langle |\vec{p}_{r_k}^h \vec{p}_s|^2 \rangle, \quad 0 \leq \mathcal{K} \leq 1 \quad (5.85)$$

und mit (5.53) für das signalabhängige WLDS der Intensität des empfangenen Signals die Beziehungen

$$\begin{aligned} \tilde{S}_{I_d|s_m}(\omega|s_m = 1) &= \tilde{S}_{I_u}(\omega) + \hat{I}_s \frac{\mathcal{K}}{2\pi} \left(\sum_{k=1}^K \mathcal{R}_k + \mathcal{B} \right) \\ &\cdot (S_{\phi_q}(\omega) \star S_{\mathcal{E}_q}(\omega) + S_{\mathcal{E}_q}(\omega) \star S_{\phi_q}(\omega)) \end{aligned} \quad (5.86)$$

und

$$\tilde{S}_{I_d|s_m}(\omega|s_m = 0) = \tilde{S}_{I_u}(\omega) . \quad (5.87)$$

Vernachlässigt man das Intensitätsübersprechen, findet man mit (5.54) für die Varianz des Detektorstromes den Ausdruck

$$\sigma_{i_d|s_m}^2 = \begin{cases} \sigma_{i_u}^2 + 2\mathcal{D}^2 \hat{I}_s \overline{I}_q \mathcal{N}_1 \mathcal{K} \left(\sum_{k=1}^K \mathcal{R}_k + \mathcal{B} \right) & \text{für } s_m = 1 \\ \sigma_{i_u}^2 & \text{für } s_m = 0. \end{cases} \quad (5.88)$$

Die normierte Rauschleistung

$$\mathcal{N}_1 = \frac{1}{8\pi^2 \mathcal{D}^2 \overline{I}_q} \int_{-\infty}^{\infty} |H_d(\omega)|^2 (S_{\phi_q}(\omega) \star S_{\mathcal{E}_q}(\omega) + S_{\mathcal{E}_q}(\omega) \star S_{\phi_q}(\omega)) d\omega \quad (5.89)$$

gibt an, wie gross der in die Detektorbandbreite fallende Anteil der Leistung des aufgrund der Interferenzen zwischen Nutz- und Übersprechsignal entstehenden Intensitätsrauschens ist. Nähert man die exakte WSK-Verteilung des Detektorstroms durch eine Normalverteilung an und berücksichtigt ausserdem, dass bei kleinen Übersprechverlusten vorwiegend Symbole mit dem Wert "1" falsch detektiert werden, resultieren für die Übersprechverluste die Beziehungen

$$\Delta S_e = -5 \log \left[1 - 4q^2 \mathcal{N}_1 \mathcal{K} \frac{\overline{I}_u}{\overline{I}_s} \right] \quad [\text{dB}] \quad (5.90)$$

für Empfänger mit PIN-Photodiode und

$$\Delta S_e = -5 \log \left[1 - 4q^2 \mathcal{N}_1 \mathcal{K} \left(\frac{1+x}{2+x} \right)^2 \frac{\overline{I}_u}{\overline{I}_s} \right] \quad [\text{dB}] \quad (5.91)$$

für APD-Empfänger. Für $q \geq 5.9$ ² ist die Einhaltung der geforderten Bitfehlerwahrscheinlichkeit von $P_b = 10^{-9}$ garantiert. Die Approximation durch eine Normalverteilung eignet sich nur zur Abschätzung

² $Q(5.9) \approx 2 \cdot 10^{-9}$

kleiner Übersprechverluste. Die unsymmetrische Lage der Entscheidungsschwelle bewirkt, dass in Einquellen-Systemen die Verluste infolge Interferenzübersprechens für APD-Empfänger etwas geringer sind als diejenigen für Empfänger mit PIN-Photodiode. Wertet man (5.90) für $\Delta S_e < 1$ dB aus, findet man für das mittlere Übersprech/Signalintensitätsverhältnis die Bedingung:

$$\frac{\overline{I_u}}{\overline{I_s}} < 0.0025 \cdot \frac{1}{\mathcal{N}_1 \mathcal{K}} . \quad (5.92)$$

Ist (5.92) erfüllt, übersteigen für Empfänger mit PIN-Photodiode die Verluste infolge Interferenzübersprechens von mehreren Reflexionsstellen und von der Rayleigh-Rückstreuung einen Wert von 1 dB nicht.

Es soll nun das Übersprechen von einem kohärent modulierten Quellensignal betrachtet werden. Für den Fall identischer Datenraten in beide Übertragungsrichtungen ($R_q = R_s$) und für eine im Vergleich zur Datenrate kleine Linienbreite des unmodulierten Quellensignals ($\Delta\nu_q \ll R_q$) resultieren für die normierte Rauschleistung die Werte $\mathcal{N}_1 \approx 3/4$ für ein ASK-Signal mit "Biphase"-Codierung (5.78), $\mathcal{N}_1 \approx 5/12$ für ein FSK-Signal (5.60) und $\mathcal{N}_1 \approx 2/3$ für ein PSK-Signal (5.59). Für ein direkt intensitätsmoduliertes Quellensignal mit starkem "Chirping" findet man den Wert

$$\mathcal{N}_1 \approx \frac{2}{\pi \Delta\nu_{ch} T_s} = \frac{2R_s}{\pi \Delta\nu_{ch}} . \quad (5.93)$$

Ein Einquellen-System mit einer aus N Faserstücken der Länge $\Delta l = L/N$ zusammengesetzten Übertragungsstrecke besitzt die Streckendämpfung

$$A_1 = \mathcal{L}_{mod} \mathcal{L}_o^{2(N+1)} e^{-2\alpha L} , \quad (5.94)$$

wobei \mathcal{L}_{mod} die Einfügedämpfung—in dieser Dämpfung sind die Koppelungsverluste in der passiven Station enthalten—des optischen Reflexionsmodulators bezeichnet. Das Einquellen-System weist das mittlere Übersprech/Signalintensitätsverhältnis

$$\overline{I_u} / \overline{I_s} = \mathcal{R}_{eq} / A_1 \quad (5.95)$$

auf, wobei der äquivalente Reflexionskoeffizient \mathcal{R}_{eq} der Glasfaserstrecke durch (5.62) gegeben ist.

5.2 Systeme mit analoger Modulation

Das optische Übersprechen begrenzt das von einem bidirektionalen Glasfaserübertragungssystem maximal zu erreichende Signal/Geräuschleistungs-verhältnis. Als Beurteilungskriterium für die Beeinträchtigung der Leistungsfähigkeit von Systemen mit analoger Modulation dient das relative Intensitätsrauschen:

$$RIN(\omega) \equiv 2 \frac{\tilde{S}_{I_s}(\omega)}{\bar{I}_s^2}. \quad (5.96)$$

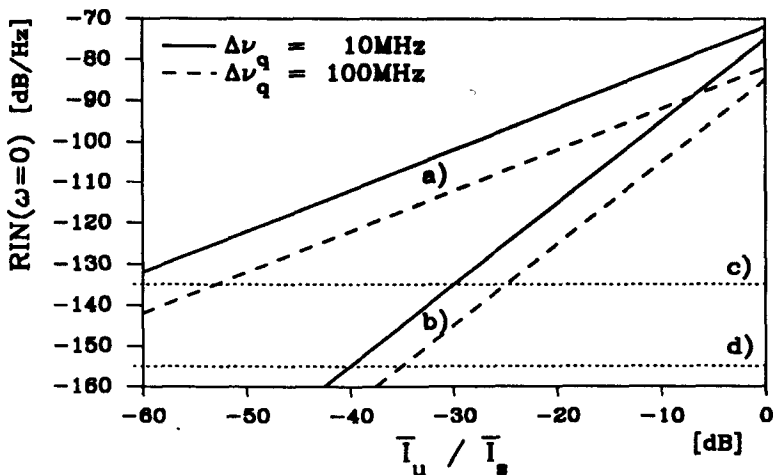
Es handelt sich dabei um das normierte einseitige Wechselleistungsdichtespektrum der Intensität des empfangenen Signals. Unabhängig von der Ursache des Übersprechens findet man für ein unmoduliertes Quellsignal mit einem Lorentzspektrum die Beziehungen

$$RIN(\omega) = \frac{1 + \mathcal{P}^2}{2} \cdot \frac{4\Delta\omega_q}{\Delta\omega_q^2 + \omega^2} \left(\frac{\bar{I}_u}{\bar{I}_s} \right)^2 \quad (5.97)$$

für ein Zweiquellen- und

$$RIN(\omega) = \mathcal{K} \frac{8\Delta\omega_q}{\Delta\omega_q^2 + \omega^2} \frac{\bar{I}_u}{\bar{I}_s} \quad (5.98)$$

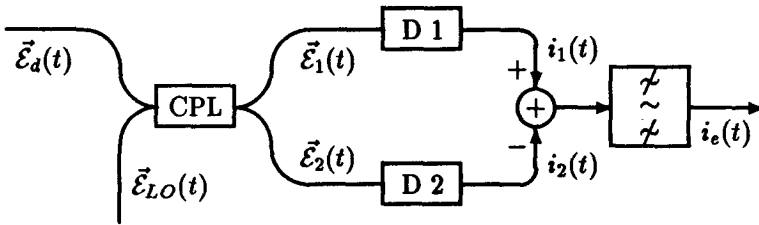
für ein Einquellen-System. In Fig. 5.14 ist für Ein- und Zweiquellen-Systeme der Wert des auftretenden relativen Intensitätsrauschens an der Stelle $\omega = 0$ für vollständig depolarisierte, reflektierte beziehungsweise rückgestreute Felder ($\mathcal{K} = 0.5$, $\mathcal{P} = 0$) dargestellt. Zum Vergleich ist das relative Intensitätsrauschen von typischen (≈ -135 dB/Hz) und von rauscharmen (≈ -155 dB/Hz) DFB-Laserdioden eingezeichnet [JUD89]. Das relative Intensitätsrauschen wirkt sich nur in Systemen mit sehr rauscharmen Empfängern störend aus. In allen anderen Fällen bestimmt das thermische Empfängerrauschen die Leistungsfähigkeit des Systems. Das durch Rayleigh-Rückstreuung verursachte Interferenzübersprechen bestimmt eine fundamentale Grenze für die bidirektionale Übertragung analog modulierter Signale und kann z. B. die Mehrkanalvideoübertragung mit Amplitudenmodulation beschränken. Bei der Übertragung von VHF-Videosignalen sollte das relative Intensitätsrauschen einen Pegel von -140 dB/Hz nicht überschreiten [WAY89]. Theoretische Untersuchungen lassen vermuten, dass auch in unidirektionalen Systemen das maximal erreichbare Signal/Geräuschleistungsverhältnis durch mehrfache Rayleigh-Rückstreuung begrenzt wird [JUD89].



Figur 5.14: Relatives Intensitätsrauschen (RIN [dB/Hz]) infolge optischen Übersprechens: a) Einquellen-System, b) Zweiquellen-System, c) typische DFB-Laserdiode, d) rauscharme DFB-Laserdiode.

5.3 Systeme mit kohärenter Modulation

In Systemen mit kohärenter Modulation bewirkt die Frequenzselektivität des Überlagerungsempfängers eine Trennung von Nutz- und Übersprechsignal. Liegen die Trägerfrequenzen der beiden sich in entgegengesetzter Richtung ausbreitenden Signale sehr nahe beieinander, führt das optische Übersprechen auch in bidirektionalen Systemen mit kohärenter Detektion zu einer Beeinträchtigung der Übertragungseigenschaften [YAM90]. Das inhärente Phasenrauschen der Laserdioden hat hier auch ohne Übersprechen eine Abnahme der Empfängerempfindlichkeit zur Folge. Um die Einflüsse von Übersprechen und Phasenrauschen trennen zu können, wird vorausgesetzt, dass es sich bei den Trägersignalen und beim Lokalszillatortsignal um quasi-kohärente—die Linienbreiten der Spektren der unmodulierten Signale seien sehr viel kleiner als die Datenrate ($\Delta\nu_s \ll R_s$ und $\Delta\nu_{LO} \ll R_s$)—optische Signale handelt. Es ist dabei zu beachten, dass mehrere gleichzeitig auftretende signalabhängige Störungen wie das Phasenrauschen und das optische Übersprechen Verluste verursachen können, welche die Summe der von jeder Störung allein verursachten Verluste erheblich übersteigen [KAZ88].



Figur 5.15: Heterodyn-Überlagerungsempfänger

Es werden im Rahmen dieses Unterkapitels nur Systeme mit PSK, FSK und ASK behandelt. Die Demodulation des elektrischen Zwischenfrequenzsignals soll mit Hilfe von signalangepassten Filtern erfolgen. Systeme mit Grosshub-FSK und Einfilter-Detektion verhalten sich in bezug auf das Übersprechen wie ein entsprechendes ASK-System. Es soll ausserdem nur die Rayleigh-Rückstreuung als Ursache für das Übersprechen betrachtet werden. Zur Bestimmung der von einer einzelnen Reflexionsstelle verursachten Übersprechverluste eignen sich die bekannten Methoden für die Berechnung der Verluste infolge Kanalübersprechens in kohärenten Mehrkanalsystemen [KAZ88].

5.3.1 Der Heterodyn-Überlagerungsempfänger

In Fig. 5.15 ist das Blockschaltbild des optischen Heterodyn-Überlagerungsempfängers ("Balanced Heterodyne Receiver") dargestellt. Im optischen Richtkoppler findet eine Überlagerung des empfangenen elektrischen Feldes mit dem komplexen Amplitudenvektor $\vec{E}_d(t)$ und des Lokaloszillatorfeldes mit dem komplexen Amplitudenvektor

$$\vec{E}_{LO}(t) = \vec{p}_{LO} \mathcal{E}_{LO}(t) = \vec{p}_{LO} \sqrt{\hat{I}_{LO}} e^{j(\omega_{IF}t + \phi_{LO})} \quad (5.99)$$

statt. Der Jones-Vektor \vec{p}_{LO} gibt den Polarisationszustand des Lokaloszillatorfeldes an, und

$$\omega_{IF} = |\omega_{LO} - \omega_s| \quad (5.100)$$

bezeichnet die elektrische Zwischenfrequenz. Sie entspricht der Differenz zwischen der Lokaloszillatorfrequenz ω_{LO} und der optischen Trägerfrequenz des Nutzsignals ω_s . Für die komplexen Amplitudenvektoren der an

den Kopplerausgängen resultierenden elektrischen Felder gelten die Beziehungen

$$\vec{\mathcal{E}}_1(t) = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\vec{\mathcal{E}}_d(t) + \vec{\mathcal{E}}_{LO}(t) \right) \quad (5.101)$$

und

$$\vec{\mathcal{E}}_2(t) = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\vec{\mathcal{E}}_d(t) - \vec{\mathcal{E}}_{LO}(t) \right). \quad (5.102)$$

Die in den beiden Photodioden erzeugten Ströme weisen die Form

$$i_1(t) = \frac{\mathcal{D}}{2} \left(\|\vec{\mathcal{E}}_d(t)\|^2 + \vec{\mathcal{E}}_d^h(t) \vec{\mathcal{E}}_{LO}(t) + \vec{\mathcal{E}}_{LO}^h(t) \vec{\mathcal{E}}_d(t) + \|\vec{\mathcal{E}}_{LO}(t)\|^2 \right) \quad (5.103)$$

und

$$i_2(t) = \frac{\mathcal{D}}{2} \left(\|\vec{\mathcal{E}}_d(t)\|^2 - \vec{\mathcal{E}}_d^h(t) \vec{\mathcal{E}}_{LO}(t) - \vec{\mathcal{E}}_{LO}^h(t) \vec{\mathcal{E}}_d(t) + \|\vec{\mathcal{E}}_{LO}(t)\|^2 \right) \quad (5.104)$$

auf. Wie beim Geradeausempfänger kann der gesamte Empfängerstrom

$$\begin{aligned} i_e(t) &= i_d(t) + i_n(t) \quad (5.105) \\ &= \tilde{h}_d(t) \otimes \left(\vec{\mathcal{E}}_d^h(t) \vec{\mathcal{E}}_{LO}(t) + \vec{\mathcal{E}}_{LO}^h(t) \vec{\mathcal{E}}_d(t) \right) + i_n(t) \end{aligned}$$

als Summe des Detektorstromes $i_d(t)$ und des Rauschstroms $i_n(t)$ ausgedrückt werden. Der Detektorstrom entspricht der Faltung der Detektorstossantwort $\tilde{h}_d(t)$ —Photodiode und Detektionsfilter—mit der Differenz der Intensitäten der von den beiden Photodioden detektierten Signale.

In Überlagerungsempfängern finden vorwiegend PIN-Photodioden Verwendung. Für grosse Lokaloszillatorleistungen dominiert das Schrottrauschen der Photodiode den Rauschstrom des Empfängers. Das Rauschen kann durch einen normalverteilten Zufallsprozess approximiert werden, dessen Varianz

$$\sigma_{i_n}^2 = \frac{e \hat{I}_{LO}}{2\pi\mathcal{D}} \int_{-\infty}^{\infty} |\tilde{H}_d(\omega)|^2 d\omega \quad (5.106)$$

eine Funktion der konstanten Lokaloszillatorintensität \hat{I}_{LO} und des Frequenzgangs des Empfängers $\tilde{H}_d(\omega) \equiv \mathcal{F}\{\tilde{h}_d(t)\}$ ist.

5.3.2 Leistungsfähigkeit von Systemen mit Heterodyn-Überlagerungsempfang

Tritt in einem bidirektionalen Zweiquellen-System mit kohärenter Modulation (Fig. 2.2 a)) kein Übersprechen auf, wird nur das Feld des zu übertragenden Nutzsignals empfangen:

$$\vec{\mathcal{E}}_d(t) = \vec{\mathcal{E}}_s(t) = \vec{p}_s \mathcal{E}_s(t). \quad (5.107)$$

Der Jones-Vektor \vec{p}_s beschreibt den Polarisationszustand, und

$$\mathcal{E}_s(t) = \sqrt{\hat{I}_s} \gamma_s(t) e^{j\phi_s} \quad (5.108)$$

bezeichnet die komplexe Amplitude des Nutzsignals. Die komplexe Amplitude des Modulationssignals $\gamma_s(t)$ hängt vom Modulationsverfahren ab:

$$\gamma_s(t) = \begin{cases} \sum_m (2s_m - 1) g(t - mT_s) & \text{für PSK} \\ \sum_m e^{j\omega_\Delta t (s_m - 1/2)} g(t - mT_s) & \text{für FSK} \\ \sum_m s_m g(t - mT_s) & \text{für ASK,} \end{cases} \quad (5.109)$$

wobei

$$\omega_\Delta = 2\pi n R_s, \quad n \in \{1, 2, 3, \dots\} \quad (5.110)$$

den Frequenzhub des FSK-Signals und $s_m \in \{0, 1\}$ den Wert des zu übertragenden Symbols bezeichnen. Die Detektorstossantwort entspreche derjenigen des signalangepassten Filters. Mit (5.109) findet man die Detektorstossantworten

$$\tilde{h}_d(t) = \begin{cases} \frac{D}{T_s} \cos(\omega_{IF}(T_s - t) + \phi_{LO} - \phi_s) & \text{für } 0 \leq t \leq T_s \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} \quad (5.111)$$

für PSK und ASK beziehungsweise

$$\tilde{h}_d(t) = \begin{cases} \frac{D}{T_s} \left(\cos((\omega_{IF} + \omega_\Delta/2)(T_s - t) + \phi_{LO} - \phi_s) \right. \\ \left. + \cos((\omega_{IF} - \omega_\Delta/2)(T_s - t) + \phi_{LO} - \phi_s) \right) & \text{für } 0 \leq t \leq T_s \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} \quad (5.112)$$

für FSK. Stimmen die Polarisationszustände von Nutz- und Lokaloszillatorsignal überein ($\vec{p}_s = \vec{p}_{LO}$), nimmt der Empfängerstrom im optimalen Abtastzeitpunkt (5.8) den Wert

$$i_e = (2s_m - 1) i_s + i_n \quad (5.113)$$

für PSK und FSK beziehungsweise

$$i_e = s_m i_s + i_n \quad (5.114)$$

für ASK an. Die Grösse

$$i_s = D \sqrt{\hat{I}_s \hat{I}_{LO}} \quad (5.115)$$

bezeichnet den für ein zu übertragendes Symbol mit dem Wert "1" resultierenden Abtastwert. Mit der Fehlerfunktion (5.14) kann die Bitfehlerwahrscheinlichkeit

$$P_b = \begin{cases} Q(\sqrt{\Theta}) & \text{für PSK und FSK} \\ Q(\sqrt{\Theta/2}) & \text{für ASK} \end{cases} \quad (5.116)$$

in Funktion des Empfänger-Signal/Geräuschleistungsverhältnisses

$$\Theta \equiv \frac{D^2 \bar{I}_s \hat{I}_{LO}}{\sigma_{i_n}^2} \quad (5.117)$$

dargestellt werden, wobei $\bar{I}_s = \hat{I}_s$ für PSK und FSK sowie $\bar{I}_s = \hat{I}_s/2$ für ASK gilt. Die optimale Entscheidungsschwelle liegt bei $s = 0$ für PSK und FSK beziehungsweise bei $s = i_s/2$ für ASK.

Setzt man (5.111) und (5.112) in (5.106) ein, findet man für die Bitfehlerwahrscheinlichkeiten die Beziehungen:

$$P_b = \begin{cases} Q\left(\sqrt{2 \frac{D \bar{I}_s}{e R_s}}\right) & \text{für PSK} \\ Q\left(\sqrt{\frac{D \bar{I}_s}{e R_s}}\right) & \text{für FSK und ASK.} \end{cases} \quad (5.118)$$

Für eine Bitfehlerwahrscheinlichkeit von $P_b = 10^{-9}$ ergeben sich die bekannten Quantengrenzen des Heterodyn-Überlagerungsempfängers von 18 Photonen/Bit für PSK beziehungsweise 36 Photonen/Bit für FSK und ASK.

5.3.3 Übersprechen in Zweiquellen-Systemen mit kohärenter Modulation

Tritt von der Rayleigh-Rückstreuung verursachtes optisches Übersprechen auf, ist das empfangene elektrische Feld als Summe des Nutzsignalfeldes und des rückgestreuten Feldes gegeben:

$$\vec{\mathcal{E}}_d(t) = \vec{\mathcal{E}}_s(t) + \vec{\mathcal{E}}_b(t) e^{j\omega_{opt}t}, \quad (5.119)$$

wobei

$$\omega_{opt} = \omega_q - \omega_s \quad (5.120)$$

den Abstand zwischen den optischen Trägerfrequenzen des Quellensignals für das Übersprechen und des Nutzsignals bezeichnet. Mit (5.103), (5.104) und (5.105) findet man für den Empfängerstrom im optimalen Abtastzeitpunkt den Ausdruck

$$i_e = (2s_m - 1)i_s + i_u + i_n \quad (5.121)$$

für PSK und FSK beziehungsweise

$$i_e = s_m i_s + i_u + i_n. \quad (5.122)$$

für ASK. Da es sich bei den Komponenten des komplexen Amplitudenvektors $\vec{\mathcal{E}}_b(t)$ um Musterfunktionen von mittelwertfreien, zirkulärsymmetrischen, komplexen, normalverteilten Zufallsprozessen handelt, ist auch der resultierende Übersprechstrom i_u eine normalverteilte Zufallsvariable mit der Varianz

$$\sigma_{i_u}^2 = \frac{\hat{I}_{LO} B \mathcal{K}}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} |\tilde{H}_d(\omega)|^2 (S_{\mathcal{E}_q}(\omega - \omega_{IF} - \omega_{el}) + S_{\mathcal{E}_q}(\omega + \omega_{IF} + \omega_{el})) d\omega. \quad (5.123)$$

Der Polarisationsfaktor \mathcal{K} beschreibt gemäss (4.54) die Übereinstimmung der Polarisationszustände des Lokaloszillatorfeldes und der rückgestreuten Feldanteile, und ω_{el} gibt den Abstand zwischen den Trägerfrequenzen des Übersprech- und des Nutzsignals im elektrischen Zwischenfrequenzband an. Dieser Abstand hängt von der Lage der Lokaloszillatorfrequenz ab:

$$\omega_{el} = \begin{cases} \omega_{opt} - 2\omega_{IF} & \text{für } |\omega_{LO} - \omega_s| + |\omega_{LO} - \omega_q| = \omega_{opt} \\ \omega_{opt} & \text{sonst.} \end{cases} \quad (5.124)$$

Die Grösse

$$\delta_{el} = \frac{\omega_{el}}{2\pi R_s} = \frac{\omega_{el} T_s}{2\pi} \quad (5.125)$$

bezeichnet den normierten Kanalabstand im elektrischen Zwischenfrequenzband. Da i_u und i_n zwei statistisch unabhängige, normalverteilte Zufallsvariablen sind, lässt sich die Bitfehlerwahrscheinlichkeit

$$P_b = \begin{cases} Q(\sqrt{\Theta_u}) & \text{für PSK und FSK} \\ Q(\sqrt{\Theta_u/2}) & \text{für ASK} \end{cases} \quad (5.126)$$

in Funktion des Signal/Geräuschleistungsverhältnisses

$$\Theta_u \equiv \frac{\mathcal{D}^2 \bar{I}_s \hat{I}_{LO}}{\sigma_{i_n}^2 + \sigma_{i_u}^2} \quad (5.127)$$

angeben. Es soll wiederum der Fall identischer Übertragungsgeschwindigkeiten in beide Richtungen betrachtet werden ($R_s = R_q$). Mit den normierten Rauschleistungen

$$\mathcal{N} = \int_{-\infty}^{\infty} \text{sinc}^2(x) \text{sinc}^2(x - \delta_{el}) dx \quad (5.128)$$

für PSK,

$$\begin{aligned} \mathcal{N} = \frac{1}{4} & \left([\text{sinc}(\delta_{el}) - (-1)^n \text{sinc}(\delta_{el} + n)]^2 \right. \\ & + [\text{sinc}(\delta_{el} - n) - (-1)^n \text{sinc}(\delta_{el})]^2 \\ & + \int_{-\infty}^{\infty} [\text{sinc}(x) - (-1)^n \text{sinc}(x + n)]^2 \\ & \left. \cdot [\text{sinc}(x - \delta_{el}) - (-1)^n \text{sinc}(x - \delta_{el} + n)]^2 dx \right) \end{aligned} \quad (5.129)$$

für FSK und

$$\mathcal{N} = \text{sinc}^2(\delta_{el}) + \int_{-\infty}^{\infty} \text{sinc}^2(x) \text{sinc}^2(x - \delta_{el}) dx \quad (5.130)$$

für ASK³ sowie mit

$$\bar{I}_u = \bar{I}_b = B \bar{I}_q \quad (5.131)$$

findet man für die Übersprechverluste infolge Rayleigh-Rückstreuung den Ausdruck

$$\Delta S_e = -10 \log \left[1 - q^2 \frac{\mathcal{K} \mathcal{N} \bar{I}_u}{2 \bar{I}_s} \right] \quad [\text{dB}]. \quad (5.132)$$

Für $q \geq 6$ ⁴ wird die geforderte Bitfehlerwahrscheinlichkeit von $P_b = 10^{-9}$ eingehalten. In Fig. 5.16 sind die Übersprechverluste für die Werte $\bar{I}_u/\bar{I}_s = 1$ und $\mathcal{K} = 0.5$ in Funktion des normierten Kanalabstands im elektrischen Zwischenfrequenzband δ_{el} dargestellt.

Findet die Laserdiode gleichzeitig als Quelle für das Sendesignal und als Lokaloszillator Verwendung (Fig. 2.2 a)), weisen die optische Trägerfrequenz des Übersprechsignals und die Lokaloszillatorfrequenz denselben Wert auf:

$$\omega_q = \omega_{LO}. \quad (5.133)$$

Da hier das Übersprechsignal ins elektrische Basisband transformiert wird, fällt die doppelte Übersprechleistung in den Durchlassbereich des Empfangsfilters. Der elektrische Kanalabstand und die Zwischenfrequenz sind identisch:

$$\omega_{el} = \omega_{IF}. \quad (5.134)$$

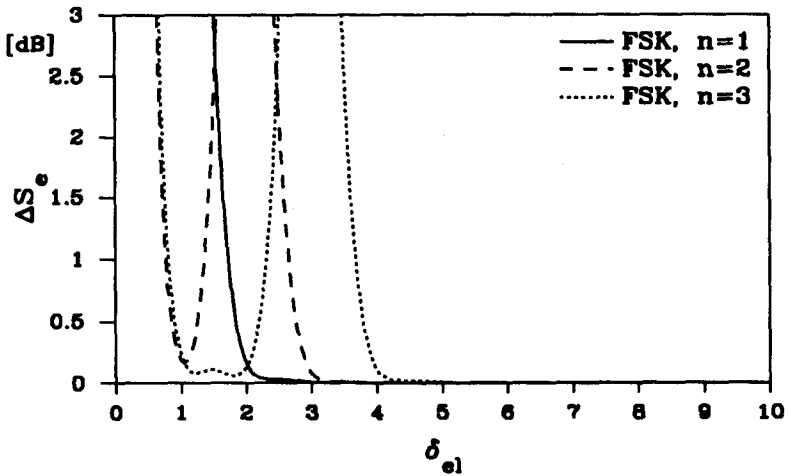
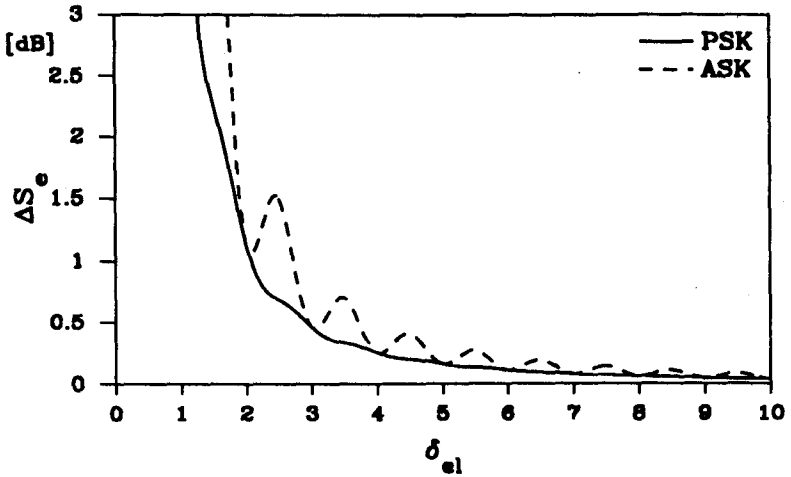
Für die Übersprechverluste findet man in diesem Fall den Ausdruck

$$\Delta S_e = -10 \log \left[1 - q^2 \mathcal{K} \mathcal{N} \frac{\bar{I}_u}{\bar{I}_s} \right] \quad [\text{dB}]. \quad (5.135)$$

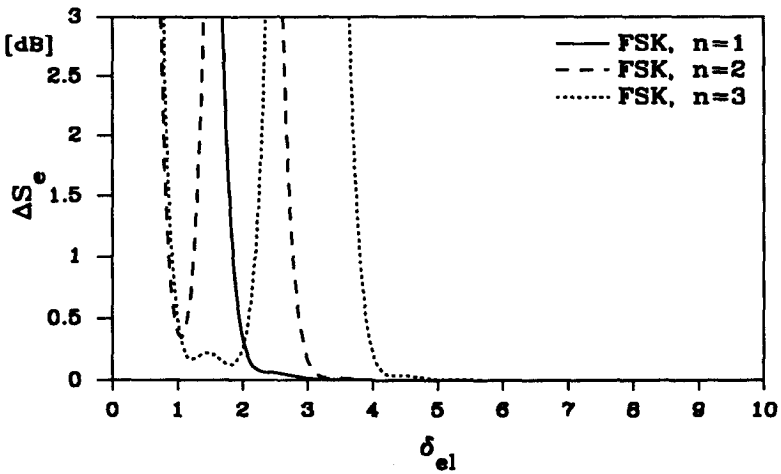
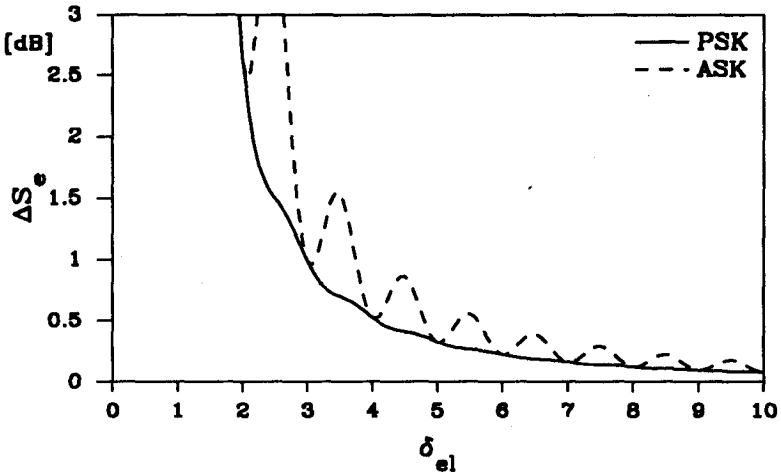
In Fig. 5.17 sind die Übersprechverluste für die Werte $\bar{I}_u/\bar{I}_s = 1$ und $\mathcal{K} = 0.5$ in Funktion des normierten elektrischen Kanalabstands aufgetragen.

³ $\text{sinc}(x) \equiv \sin(\pi x)/(\pi x)$

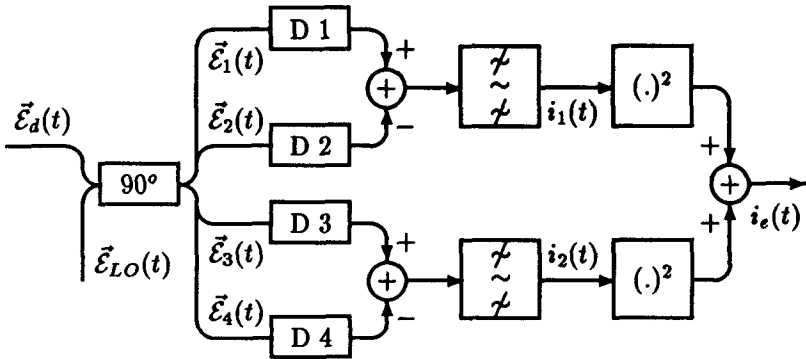
⁴ $Q(6) \approx 10^{-9}$



Figur 5.16: Übersprechverlust in Funktion des normierten elektrischen Kanalabstands δ_{el} und des Modulationsindex n ($\omega_q \neq \omega_{LO}$).



Figur 5.17: Übersprechverlust in Funktion des normierten elektrischen Kanalabstands δ_{el} und des Modulationsindex n ($\omega_q = \omega_{LO}$).



Figur 5.18: Homodyn-Überlagerungsempfänger mit Phasendiversifikation.

5.3.4 Der Homodyn-Überlagerungsempfänger mit Phasendiversifikation

Beim Heterodyn-Überlagerungsempfang müssen sich die Trägerfrequenz des Nutzsignals und die Lokaloszillatorfrequenz um die Zwischenfrequenz $\omega_{IF} \neq 0$ unterscheiden. Beim Homodyn-Empfänger weisen die Trägerfrequenz des Nutzsignals und die Lokaloszillatorfrequenz denselben Wert auf:

$$\omega_s = \omega_{LO} . \tag{5.136}$$

Das zu empfangende Signal wird direkt ins elektrische Basisband hinunter gemischt. Aufgrund der Phasendiversifikation ist es mit diesem Empfänger trotz des Phasenrauschens der Laserdioden möglich, ein ASK-Signal zu detektieren. Der optische Homodyn-Überlagerungsempfänger mit Phasendiversifikation ("Phase Diversity Homodyne Receiver") entspricht dem aus der konventionellen Nachrichtentechnik bekannten inkohärenten ASK-Empfänger [CAR75]. Fig. 5.18 zeigt das entsprechende Blockschaltbild. Im optischen 90°-Hybrid findet eine Überlagerung des empfangenen elektrischen Felds mit dem komplexen Amplitudenvektor $\vec{E}_d(t)$ und des Lokaloszillatorfelds mit dem komplexen Amplitudenvektor

$$\vec{E}_{LO}(t) = \vec{p}_{LO} \mathcal{E}_{LO}(t) = \vec{p}_{LO} \sqrt{\hat{I}_{LO}} e^{j\phi_{LO}} \tag{5.137}$$

statt. Für die komplexen Amplitudenvektoren der an den vier Ausgängen des 90°-Hybrids resultierenden Felder gelten die Beziehungen

$$\begin{aligned}\vec{\mathcal{E}}_1(t) &= \frac{1}{2} \left(\vec{\mathcal{E}}_d(t) + \vec{\mathcal{E}}_{LO}(t) \right), \\ \vec{\mathcal{E}}_2(t) &= \frac{1}{2} \left(\vec{\mathcal{E}}_d(t) - \vec{\mathcal{E}}_{LO}(t) \right), \\ \vec{\mathcal{E}}_3(t) &= \frac{1}{2} \left(\vec{\mathcal{E}}_d(t) + \vec{\mathcal{E}}_{LO}(t) e^{j\pi/2} \right), \\ \vec{\mathcal{E}}_4(t) &= \frac{1}{2} \left(\vec{\mathcal{E}}_d(t) - \vec{\mathcal{E}}_{LO}(t) e^{j\pi/2} \right).\end{aligned}\quad (5.138)$$

Die den Quadrierern zugeführten Signale weisen die Form

$$\begin{aligned}i_1(t) &= i_{d_1}(t) + i_{n_1}(t) \\ &= \frac{1}{2} h_d(t) \otimes \left(\vec{\mathcal{E}}_d^h(t) \vec{\mathcal{E}}_{LO}(t) + \vec{\mathcal{E}}_{LO}^h(t) \vec{\mathcal{E}}_d(t) \right) + i_{n_1}(t)\end{aligned}\quad (5.139)$$

und

$$\begin{aligned}i_2(t) &= i_{d_2}(t) + i_{n_2}(t) \\ &= \frac{1}{2} h_d(t) \otimes \left(\vec{\mathcal{E}}_d^h(t) \vec{\mathcal{E}}_{LO}(t) e^{j\pi/2} + \vec{\mathcal{E}}_{LO}^h(t) \vec{\mathcal{E}}_d(t) e^{-j\pi/2} \right) + i_{n_2}(t)\end{aligned}\quad (5.140)$$

auf. Für das Ausgangssignal des Homodyn-Empfängers findet man den Ausdruck

$$i_e(t) = i_1^2(t) + i_2^2(t). \quad (5.141)$$

Die Rauschströme $i_{n_1}(t)$ und $i_{n_2}(t)$ können als Musterfunktionen von statistisch unabhängigen, normalverteilten Zufallsprozessen mit der Varianz

$$\sigma_{i_n}^2 \approx \frac{e \hat{I}_{LO}}{4\pi\mathcal{D}} \int_{-\infty}^{\infty} |H_d(\omega)|^2 d\omega \quad (5.142)$$

modelliert werden.

5.3.5 Leistungsfähigkeit von Systemen mit Amplitudenmodulation und Homodyn-Überlagerungsempfang mit Phasendiversifikation

Tritt kein Übersprechen auf, wird nur das Feld des zu übertragenden Nutzsignals (5.107) empfangen. Die Detektorstossantwort entspreche derjenigen des signalangepassten Filters (5.7) für rechteckförmige Pulse der

Dauer T_s . Stimmen die Polarisationszustände von Nutz- und Lokaloszillatorsignal überein ($\vec{p}_s = \vec{p}_{LO}$), weist das Empfangssignal im optimalen Abtastzeitpunkt die bedingte WSK-Dichtefunktion

$$p_{i_s | s_m}(i | s_m) = \begin{cases} \frac{1}{2\sigma_{i_n}^2} e^{-i/2\sigma_{i_n}^2} & s_m = 0 \\ \frac{1}{2\sigma_{i_n}^2} e^{-(i+i_s)/2\sigma_{i_n}^2} I_0\left(\frac{\sqrt{i i_s}}{\sigma_{i_n}^2}\right) & s_m = 1 \end{cases} \quad i \geq 0 \quad (5.143)$$

auf, wobei

$$i_s = \mathcal{D}^2 \hat{I}_s \hat{I}_{LO} \quad (5.144)$$

den für ein zu übertragendes Symbol mit dem Wert "1" resultierenden Abtastwert bezeichnet. Die Bitfehlerwahrscheinlichkeit kann in Funktion der bedingten WSK-Dichtefunktion des Empfangssignals (5.143) ausgedrückt werden:

$$P_b = \frac{1}{2} \int_0^s p_{i_s | s_m}(i | s_m = 1) di + \frac{1}{2} \int_s^\infty p_{i_s | s_m}(i | s_m = 0) di \quad (5.145)$$

Für grosse Signal/Geräuschleistungsverhältnisse findet man für die optimale Entscheidungsschwelle den Wert $s \approx 0.28 \cdot i_s$ [SIU89]. Die angestrebte Bitfehlerwahrscheinlichkeit von $P_b = 10^{-9}$ wird für

$$\frac{\mathcal{D}^2 \bar{I}_s \hat{I}_{LO}}{\sigma_{i_n}^2} > 75 \quad (5.146)$$

eingehalten [SIU89]. Mit (5.142) resultiert für den ASK-Homodyn-Überlagerungsempfänger mit Phasendiversifikation die Quantengrenze von 37.5 Photonen/Bit.

5.3.6 Übersprechen in Einquellen-Systemen mit kohärenter Modulation

Verwendet man einen Homodyn-Überlagerungsempfänger mit Phasendiversifikation, ist es möglich, ein kohärentes Einquellen-System zu realisieren (Fig. 2.2 b)). In der aktiven Station wird ein Teil des von einer SLM-LD abgestrahlten Lichtes mit Hilfe eines optischen Modulators in ein DPSK-Signal umgewandelt. In der passiven Station erfolgt die Detektion des DPSK-Signals mit einer optischen Verzögerungsleitung, gefolgt von einem Geradeausempfänger. Ein Teil des ankommenden Lichts dient

als Trägersignal für die Übertragung in die entgegengesetzte Richtung. Nur wenn das Symbol mit dem Wert "1" übertragen werden soll, reflektiert der Modulator in der passiven Station das einfallende Licht in die Glasfaser zurück. Das resultierende ASK-Signal wird in der aktiven Station von einem Homodyn-Empfänger detektiert. Als Lokoszillator dient dieselbe LD, die auch als Quelle für das Sendesignal verwendet wird.

In einem kohärenten Einquellen-System besitzt das optische Übersprechsignal dieselbe Trägerfrequenz wie das Nutzsignal. Tritt Übersprechen auf, müssen (5.139) und (5.140) modifiziert werden:

$$i_1(t) = i_{d_1}(t) + i_{n_1}(t) = i_{s_1}(t) + i_{u_1}(t) + i_{n_1}(t), \quad (5.147)$$

$$i_2(t) = i_{d_2}(t) + i_{n_2}(t) = i_{s_2}(t) + i_{u_2}(t) + i_{n_2}(t).$$

Die Ströme $i_{s_1}(t)$ und $i_{s_2}(t)$ werden vom Nutzsignal und die Ströme $i_{u_1}(t)$ und $i_{u_2}(t)$ vom Übersprechen verursacht. Da die Komponenten des komplexen Amplitudenvektors des rückgestreuten Feldes Musterfunktionen von mittelwertfreien, zirkulärsymmetrischen, komplexen, normalverteilten Zufallsprozessen sind, gehören die beiden Ströme $i_{u_1}(t)$ und $i_{u_2}(t)$ zu statistisch unabhängigen, mittelwertfreien, normalverteilten Zufallsprozessen mit der Varianz

$$\sigma_{i_u}^2 = \frac{\hat{I}_{LO} \mathcal{BK}}{4\pi} \int_{-\infty}^{\infty} |H_d(\omega)|^2 S_{\mathcal{E}_e}(\omega) d\omega. \quad (5.148)$$

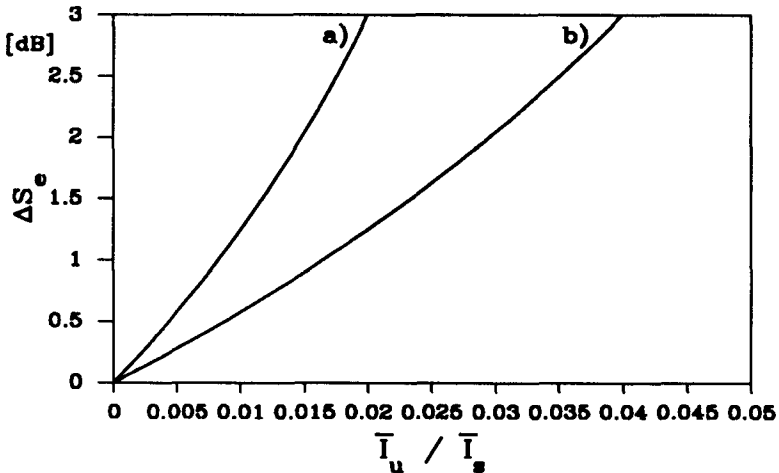
Der Polarisationsfaktor \mathcal{K} beschreibt gemäss (4.54) die Übereinstimmung der Polarisationszustände des Lokoszillatorfelds und des rückgestreuten Felds.

Berücksichtigt man, dass sowohl die Empfängerrauschströme $i_{n_1}(t)$ und $i_{n_2}(t)$ als auch die vom Übersprechen herrührenden Ströme $i_{u_1}(t)$ und $i_{u_2}(t)$ Musterfunktionen von statistisch unabhängigen und normalverteilten Zufallsprozessen sind, resultiert mit (5.146) für die Einhaltung der geforderten Bitfehlerwahrscheinlichkeit die Bedingung

$$\frac{\mathcal{D}^2 \bar{I}_s \hat{I}_{LO}}{\sigma_{i_n}^2 + \sigma_{i_u}^2} > 75. \quad (5.149)$$

Für identische Übertragungsgeschwindigkeiten in beide Richtungen ($R_s = R_q$) erhält man mit (5.59), (5.131) und (5.148) für die Übersprechverluste infolge Rayleigh-Rückstreuung die Beziehung

$$\Delta S_e \approx -10 \log \left[1 - 25 \mathcal{K} \frac{\bar{I}_u}{\bar{I}_s} \right] \quad [\text{dB}]. \quad (5.150)$$



Figur 5.19: Übersprechverluste in einem Einquellen-System mit kohärenter Modulation infolge Rayleigh-Rückstreuung, $\bar{I}_u = \bar{I}_s$: a) $\mathcal{K} = 1$, b) $\mathcal{K} = 0.5$.

Fig. 5.19 zeigt die von der Rayleigh-Rückstreuung verursachten Übersprechverluste in einem bidirektionalen Einquellen-System mit kohärenter Modulation. Die Empfindlichkeit in bezug auf optisches Übersprechen ist mit derjenigen von Einquellen-Systemen mit konventioneller Intensitätsmodulation (Fig. 5.12) vergleichbar.

5.4 Reduktion des Übersprechens

Die durchgeführten Berechnungen und Experimente zeigen, dass optisches Übersprechen die Leistungsfähigkeit von bidirektionalen Übertragungssystemen erheblich zu beeinträchtigen vermag. Sein Einfluss lässt sich durch geeignete Massnahmen verkleinern. Es kann grundsätzlich zwischen Massnahmen im optischen Bereich und Massnahmen im elektrischen Bereich unterschieden werden.

5.4.1 Massnahmen im optischen Bereich

Im optischen Bereich kann man entweder Massnahmen zur Vermeidung des Übersprechens ergreifen oder Methoden zur Trennung von Nutz- und Übersprechsignal einsetzen. Erstere eignen sich sowohl für Ein- als auch

\mathcal{L}_R [dB]	\mathcal{R}_{eq} [dB]						\mathcal{B} [dB]
	30	40	50	30	40	50	
L [km]	$\Delta l = 1$ km			$\Delta l = 2.5$ km			
5	-23.8	-31.0	-33.5	-26.8	-32.4	-33.7	-33.8
10	-22.3	-29.4	-31.8	-25.2	-30.8	-32.1	-32.8
20	-21.4	-28.6	-31.0	-24.4	-30.0	-31.3	-31.4
30	-21.3	-28.5	-30.9	-24.3	-29.8	-31.1	-31.2
50	-21.3	-28.5	-30.9	-24.2	-29.8	-31.1	-31.2

Tabelle 5.2: Äquivalenter Reflexionskoeffizient \mathcal{R}_{eq} in Funktion der Faserlänge L , des Steckerabstands Δl und der Stecker-Rückflussdämpfung \mathcal{L}_R .

für Zweiquellen-Systeme. Eine Trennung von Nutz- und Übersprechsignal ist nur in Zweiquellen-Systemen möglich.

Die wichtigsten Ursachen für das optische Übersprechen sind das Kopplernebensprechen, die Fresnel-Reflexionen an Faserendflächen und die Rayleigh-Rückstreuung. Durch geeignete Massnahmen wie das schräge Abschleifen der Faserendflächen in Steckern ("Oblique Endface") und an freien Faserenden, das Herstellen eines physikalischen Kontakts zwischen den Faserendflächen in Steckern ("Physical Contact") und Spleissen ("Mechanical Splice"), die Verwendung von Immersionsflüssigkeit ("Index Matching Oil") in Spleissen ("Mechanical Splice") und das feste Verbinden der Faserstücke durch Schmelzspleissungen ("Fusion Splice"), lassen sich die Reflexionen an Faserendflächen sehr stark reduzieren (Tabelle 2.1). In der Tabelle 5.2 ist ein Vergleich der mit Hilfe von (5.62) berechneten äquivalenten Reflexionskoeffizienten für verschiedene Faserlängen L , Steckerabstände Δl und Stecker-Rückflussdämpfungen \mathcal{L}_R dargestellt. Die Dämpfung der SM-Glasfaser für 1300 nm Lichtwellenlänge betrage 0.35 dB/km und der Rückstreufaktor weise einen Wert von $1.5 \cdot 10^{-3}$ auf. Ist die Rückflussdämpfung der Spleisse und der optischen Stecker grösser als 50 dB, dominiert die Rayleigh-Rückstreuung das Übersprechen selbst in Glasfaserstrecken mit kleinen Stecker- und Spleissabständen ($\Delta l \approx 1$ km). Das Kopplernebensprechen—die Nebensprechdämpfung von leistungsfähigen Richtkopplern ist grösser als 50 dB—ist im Vergleich zur

Rayleigh-Rückstreuung vernachlässigbar gering. In einer mit Hilfe von käuflichen "Oblique Endface"-Steckern oder Schmelzpleissungen zusammengesetzten Glasfaserstrecke dominiert die Rayleigh-Rückstreuung das Übersprechen (Tabellen 2.1 und 5.2).

In konventionellen bidirektionalen Zweiquellen-Systemen mit Intensitätsmodulation kann durch die Verwendung von unterschiedlichen Lichtwellenlängen für die beiden Übertragungsrichtungen und von WDM-Kopplern anstelle der Richtkoppler eine zusätzliche Dämpfung des Übersprechsignals um ungefähr 20 dB erreicht werden [KEC89]. In Verbindung mit reflexionsarmen Steckern ist die zusätzliche Dämpfung des Übersprechens im WDM-Koppler für die meisten Anwendungen ausreichend.

In kohärenten Systemen können Übersprechverluste durch Vergrößerung des Frequenzabstands zwischen den optischen Trägersignalen vermieden werden [YAM90]. In Mehrkanalsystemen tritt sowohl Übersprechen von den sich in derselben Richtung als auch von den sich in entgegengesetzter Richtung ausbreitenden Nachbarsignalen auf [KAZ88]. Sind die Anzahl Kanäle und die optische Leistung pro Kanal gross, können zusätzlich auch nichtlineare Effekte in der Glasfaser wie z. B. die Vierwellenmischung [WAA86,MAE90] und die stimulierte Brillouin-Streuung [IQB90,WAA85], ein Kanalübersprechen bewirken. Im Unterschied zu dem in dieser Arbeit untersuchten Übersprechen infolge Rayleigh-Rückstreuung und diskreten Reflexionsstellen kann aufgrund der nichtlinearen Effekte ein Übersprechsignal entstehen, dessen Trägerfrequenz sich von den Trägerfrequenzen der verursachenden Signale unterscheidet. Die Gesamtheit aller Übersprechsignale bestimmt in einem kohärenten bidirektionalen Mehrkanalsystem den minimal erforderlichen Kanalabstand und damit verbunden die maximale Anzahl Kanäle, die innerhalb eines bestimmten Frequenzbereichs über eine SM-Glasfaser realisiert werden können.

5.4.2 Massnahmen im elektrischen Bereich

Im Bereich der elektrischen Massnahmen muss zwischen den Methoden zur Unterdrückung des Intensitäts- und des Interferenzübersprechens unterschieden werden. Die in diesem Abschnitt vorgeschlagenen Massnahmen eignen sich für den Einsatz in Ein- und Zweiquellen-Systemen.

Das direkte, von einer kleinen Anzahl diskreter Reflexionsstellen verursachte Intensitätsübersprechen kann mit Hilfe einer elektrischen Kompensationsschaltung ("Echo Canceller") unterdrückt werden [STA86].

Eine Verringerung der Übersprechverluste erzielt man auch mit einer geeigneten Leitungscodierung der Signale und durch die Verwendung von sehr unterschiedlichen Datenraten für die beiden Übertragungsrichtungen [DUT86]. Die durch das Übersprechen bewirkte Zunahme des Schrot- und Zusatzrauschens in APD-Empfängern lässt sich allerdings nicht vermeiden [CON81].

Da es sich beim Interferenzübersprechen um ein rauschartiges Übersprechsignal handelt, kann es im Empfänger nicht kompensiert werden. Die Übersprechverluste hängen von dem in die Detektorbandbreite fallenden Anteil des Spektrums des Interferenzsignals ab. Je ausgedehnter dieses Spektrum im Vergleich zur Detektorbandbreite ist, desto geringer sind die Verluste infolge Interferenzübersprechens. Das Spektrum des Interferenzsignals entspricht der AKF des Quellenfeldspektrums. Durch eine Verbreiterung des Quellenfeldspektrums kann eine Reduktion der Übersprechverluste erreicht werden. Verwendet man eine vollkommen inkohärente optische Quelle, treten keine Verluste infolge Interferenzübersprechens auf.

Da der Modenabstand des Lichtes einer MLM-LD in der Grössenordnung von 100 GHz liegt, kann der Detektor nur die ins Basisband fallende Linie des Interferenzspektrums detektieren. Aus diesem Grund lässt sich die Leistung des durch Übersprechen verursachten Rauschens bei Verwendung einer typischen MLM-LD um einen Faktor 5–10 vermindern [WOO88].

Am stärksten wirkt sich das Interferenzübersprechen in Systemen mit SLM-Laserdioden und grossen Übertragungsgeschwindigkeiten aus. In diesem Fall kann ein sehr grosser Anteil des Interferenzspektrums in die Detektorbandbreite fallen [GIM89]. Eine Verbreiterung des Quellenfeldspektrums lässt sich durch eine geeignete Modulation des Quellensignals erzielen. Wird die Strahlung der Laserdiode direkt über den Diodenstrom intensitätsmoduliert, sind die Übergänge zwischen den beiden Signalpegeln mit sehr starken Frequenzfluktuationen gekoppelt ("Chirping"). Wählt man anstelle des gebräuchlichen NRZ-Datenformats eine Leitungscodierung mit häufigen Pegelwechsellern ("Biphase"-, RZ- ("Return to Zero")-Datenformat), kann das "Chirping" eine erhebliche Verbreiterung des Quellenfeldspektrums und damit verbunden eine Abnahme der Übersprechverluste bewirken. Wird das Übersprechen von einer kleinen Anzahl diskreter Reflexionsstellen verursacht, hängt die Abnahme der Übersprechverluste infolge "Chirpings" von der relativen Zeitverzögerung ab, welche die reflektierten Signale erfahren. Im ungünstigsten Fall, wenn die Zeitverzögerung einem ganzzahligen Vielfachen der Sym-

boldauer entspricht, können die Übersprechverluste in einem System mit RZ-Datenformat nur unwesentlich geringere Werte als in einem System mit NRZ-Datenformat annehmen [ELR89].

Eine Verbreiterung des Quellenfeldspektrums lässt sich auch durch eine zusätzliche Frequenzmodulation des Quellensignals mit Hilfe eines sogenannten "Dithering"-Signals erreichen [WOO88]. Es ist auch möglich, Nutz- und Übersprechsignal mit Hilfe der Subträgermodulationstechnik im Frequenzbereich zu trennen [WOO88,POR89]. Im Unterschied zu kohärenten Systemen erfolgt hierbei die Trennung im elektrischen Zwischenfrequenzbereich.

Alle auf einer Verbreiterung des Quellenfeldspektrums basierenden Massnahmen zur Reduktion der Übersprechverluste weisen den Nachteil auf, dass sich die Faserdispersion bei Signalen mit ausgedehnten Spektren stärker auswirkt und dass in einem Mehrkanalsystem—Wellenlängen- oder Frequenzmultiplex—die Kanalabstände grösser gewählt werden müssen.

Da aufgrund des Interferenzübersprechens in Zweiquellen-Systemen vorwiegend Symbole mit dem Wert "0" und in Einquellen-Systemen vorwiegend Symbole mit dem Wert "1" falsch detektiert werden, kann eine Optimierung der Lage der Entscheidungsschwelle zu einer Reduktion der Übersprechverluste führen. Für grosse Übersprechverluste lässt sich durch eine Schwellenoptimierung der Wert des zulässigen mittleren Übersprech/Signalintensitätsverhältnisses $\overline{I_u/I_s}$ im besten Fall verdoppeln.

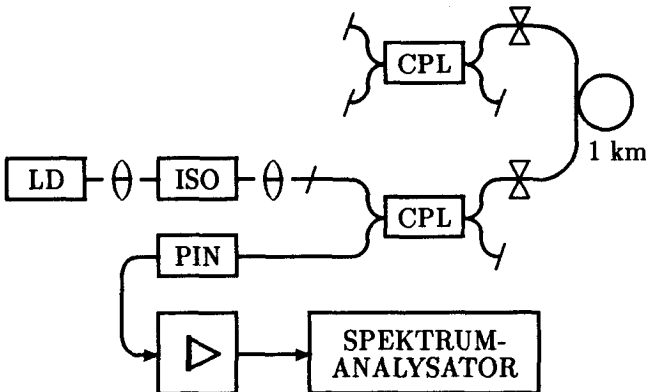
Kapitel 6

MESSUNGEN

In diesem Kapitel sind die zur Bestimmung der in den Kapiteln 3, 4 und 5 angeführten Messwerte verwendeten Versuchsanordnungen beschrieben, und es erfolgt ein Vergleich der Messergebnisse mit den Resultaten der theoretischen Untersuchungen.

6.1 Messung der Rückstreuung

Fig. 6.1 zeigt die benutzte Messanordnung. Als optische Quelle (LD) dient eine temperaturstabilisierte Fabry-Perot-SLM-LD HL 8311 von Hitachi



Figur 6.1: Messanordnung zur Bestimmung des Rückstreuungskoeffizienten und des Polarisationsgrades.

Faserlänge	1 km
Kern-Brechzahl	1.4564
Mantel-Brechzahl	1.4532
Kernradius	3.08 μm
Fleckgrösse	3.54 μm
Rückstreufaktor	$9.8 \cdot 10^{-4}$
Faser-Dämpfungskoeffizient	$6 \cdot 10^{-4} \text{ m}^{-1}$
Rayleigh-Dämpfungskoeffizient	$4 \cdot 10^{-4} \text{ m}^{-1}$

Tabelle 6.1: Kenngrössen der Testfaser

mit einer Emissionswellenlänge von 830 nm. Die Linienbreite des unmodulierten Quellensignals weist einen Wert von 30 MHz auf. Eine optische Isolation (ISO) von 60 dB garantiert einen rückwirkungsfreien Betrieb. Mit dieser Anordnung lässt sich eine maximale optische Leistung von ungefähr 2 mW in die Glasfaser einkoppeln. Als Testfaser findet eine 800 nm-SM-Glasfaser von der Firma Cableoptic Verwendung. In Tabelle 6.1 sind die wichtigsten Kenngrössen der Testfaser für Licht mit 830 nm Wellenlänge zusammengestellt. Die Nebensprechdämpfung der Richtkoppler (CPL) ist grösser als 60 dB. Um Reflexionen zu vermeiden, wurden alle freien Faserenden mit einem Winkel von 12° abgeschliffen. Die Verbindungen zwischen der Glasfaser und den Kopplern erfolgen mit käuflichen Steckern von Radiall ("Oblique Endface") mit einer Rückflussdämpfung von mehr als 55 dB. Als Detektor dient eine PIN-Photodiode C 30971E von RCA.

6.1.1 Der Rückstreukoeffizient

Mit den Kenngrössen aus der Tabelle 6.1 erhält man gemäss (3.61) für den Rückstreukoeffizient einen Wert von -36.3 dB. Ein Vergleich mit dem gemessenen Rückstreukoeffizient von -36.5 dB zeigt, dass es möglich ist, mit käuflichen Steckern und Kopplern eine Glasfaserstrecke zu realisieren, in welcher die Rayleigh-Rückstreuung über die diskreten Reflexionsstellen dominiert.

6.1.2 Der Polarisationsgrad

Der Polarisationsgrad des rückgestreuten Lichtes kann durch Messung des relativen Intensitätsrauschens (RIN) der Rückstreuung bestimmt werden. Aus (3.98) resultiert an der Stelle $\omega = 0$ die Beziehung

$$RIN(\omega = 0) = \frac{2(1 + \mathcal{P}^2)}{\Delta\omega_q} \quad (6.1)$$

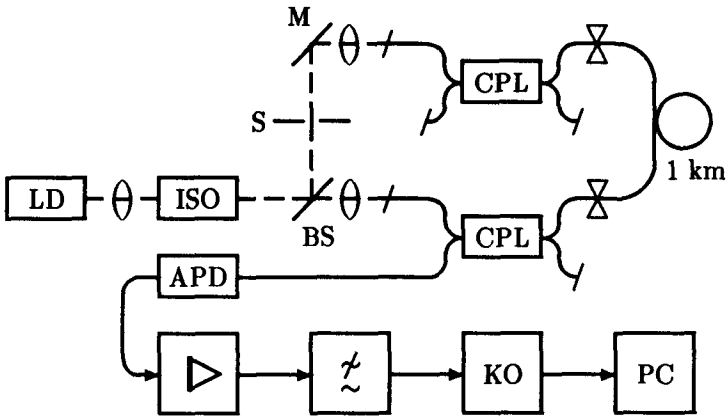
Durch Einsetzen der gemessenen Linienbreite der Laserdiode von 30 MHz in (6.1) erhält man ein RIN von -79.75 dB/Hz für vollkommen depolarisierte Rückstreuung ($\mathcal{P} = 0$) beziehungsweise von -76.75 dB/Hz für vollkommen polarisierte Rückstreuung. Ein Vergleich mit dem gemessenen relativen Intensitätsrauschen von -80 dB/Hz zeigt, dass das rückgestreute Feld nahezu vollständig depolarisiert ist. Trotz Veränderung des Polarisationszustands des eingekoppelten Feldes bleibt der Polarisationsgrad des rückgestreuten Lichtes nahezu konstant. Ausserdem weist der Polarisationsgrad keine messbaren zeitlichen Schwankungen auf.

Die Experimente lassen den Schluss zu, dass die von konventionellen SM-Glasfasern rückgestreuten Felder nahezu vollständig depolarisiert sind und dass deshalb Berechnungen mit dem Wert $\mathcal{P} = 0$ zuverlässige Resultate liefern.

Für zeitliche Schwankungen der Fasereigenschaften aufgrund von Veränderungen der externen Einflüsse sind Frequenzen im Bereich von 0 bis 10 kHz typisch [BUR83]. Da die Linienbreiten der betrachteten Laserdioden (10–100 MHz) viel grösser sind, wirken sich diese Schwankungen nicht auf die Messungen aus.

6.1.3 Messung der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen

In Figur 6.2 ist die für die Untersuchung der Detektorstrom-WSK-Dichtefunktionen benutzte Messanordnung dargestellt. Als Quelle (LD) dient wie bei der Messung des Rückstreckoeffizienten die temperaturstabilisierte und optisch isolierte SLM-LD HL 8311 mit einer Linienbreite von 30 MHz. Es finden ebenfalls dieselbe Testfaser und dieselben Richtkoppler sowie optischen Stecker Verwendung. Das Quellsignal gelangt über einen Richtkoppler (CPL) in die Testfaser von 1 km Länge. Ein kleiner Teil des von der LD abgestrahlten Lichts kann mit Hilfe eines Strahlteilers (BS) und eines Spiegels (M) abgelenkt und über einen zweiten Richtkoppler



Figur 6.2: Messanordnung zur Bestimmung der Detektorstrom-WSK-Dichtefunktion.

in das gegenüberliegende Faserende eingekoppelt werden. Dieser zweite Pfad lässt sich mit Hilfe des Verschlusses (S) unterbrechen. Das rückgestreute beziehungsweise reflektierte Signal wird von einer Si-Avalanche-Photodiode (APD), gefolgt von einem gleichstromgekoppelten Transimpedanzvorverstärker, detektiert. Durch Austauschen des nachgeschalteten Tiefpassfilters ist es möglich, den Einfluss der Detektorbandbreite B auf die WSK-Dichtefunktion des Detektorstroms zu untersuchen. Die Aufnahme der Messwerte geschieht mit einem Speicheroszilloskop (KO), und die Auswertung erfolgt auf einem Personalcomputer (PC).

Die Avalanche-Photodiode C 30902E von RCA weist bei der gewählten Sperrspannung von 200 V die interne Verstärkung $\mathcal{M} = 50$ auf, und der Dunkelstrom i_D beträgt 10 nA. Bei 830 nm Lichtwellenlänge besitzt die Photodiode einen Wirkungsgrad von 77%. Der Transimpedanzverstärker Modell 342 von Analog Modules besitzt einen Verstärkungsfaktor von 100 kV/A, eine Bandbreite von 100 MHz und eine Rauschleistungsdichte von $2.5 \text{ pA}/\sqrt{\text{Hz}}$. Im betrachteten Fall ist das thermische Verstärker-rauschen im Vergleich zum Schrot- und Zusatzrauschen der APD vernachlässigbar gering.

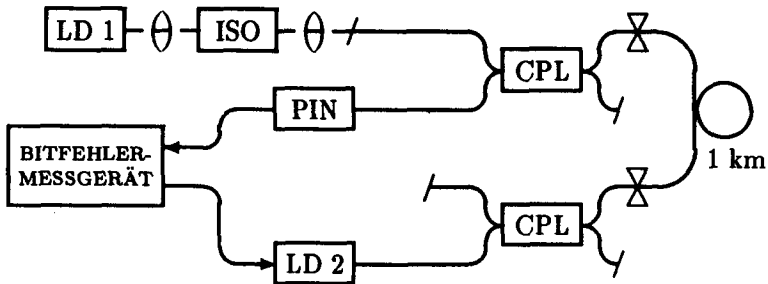
Soll nur die WSK-Dichtefunktion des vom rückgestreuten Feld verursachten Detektorstromes gemessen werden, wird der abgelenkte Lichtstrahl mit dem Verschluss (S) unterbrochen. Die mittlere Leistung des

Detektorbandbreite B [MHz]	100	22	10	5
$\sigma_{i_b}^2 / \bar{i}_b^2$ (gemessen)	0.38	0.2	0.1	0.06
$\sigma_{i_b}^2 / \bar{i}_b^2$ (berechnet)	0.37	0.18	0.095	0.051
$\sigma_{i_n}^2 / \bar{i}_b^2$	0.0056	0.0013	0.00056	0.00029

Tabelle 6.2: Berechnete und gemessene normierte Varianzen des Detektorstromes.

zum Empfänger gelangenden rückgestreuten Lichtes beträgt -42 dBm. Die gemessene Verteilung des Detektorstromes ist in Fig. 3.5 für Empfangsfilter mit 100, 22, 10 und 5 MHz Bandbreite dargestellt. Zum Vergleich sind ausserdem die berechneten WSK-Dichtefunktionen für eine Linienbreite von 30 MHz, eine Integrationszeit von $T = 1/2B$ und für vollkommen depolarisierte Rückstreuung eingezeichnet. Die Schwankungen des Detektorstromes infolge Schrot- und Zusatzrauschens sind in der Grössenordnung des Quantisierungsrauschens der Messanordnung. In Tabelle 6.2 sind die gemessenen und berechneten normierten Varianzen des Detektorstromes $\sigma_{i_b}^2 / \bar{i}_b^2$ infolge Rayleigh-Rückstreuung angegeben. Ausserdem sind die normierten Varianzen des Detektorstromes $\sigma_{i_n}^2 / \bar{i}_b^2$ infolge Schrot- und Zusatzrauschen der APD für eine konstante einfallende optische Leistung von -42 dBm eingetragen.

Für die Bestimmung der WSK-Dichtefunktion des Interferenzsignals von rückgestreutem und reflektiertem Licht ist der Verschluss geöffnet. Durch die Einkopplung eines Teils des Quellenlichtes am gegenüberliegenden Faserende lässt sich der Einfluss einer variablen Reflexionsstelle nachbilden. Die Leistung des zum Empfänger gelangenden rückgestreuten Lichtes beträgt wiederum -42 dBm. Fig. 4.4 zeigt die WSK-Verteilungen des Detektorstromes für eine zum Detektor gelangende Leistung des reflektierten Lichtes von -32 dBm und Detektorbandbreiten von 100, 22, 10 und 5 MHz. In Fig. 4.5 sind die WSK-Verteilungen für Leistungen des reflektierten Lichtes von -28 und -32 dBm sowie für eine Detektorbandbreite von 100 MHz dargestellt. Zum Vergleich sind in den Figuren jeweils auch die berechneten WSK-Dichtefunktionen eingetragen. Da das rückgestreute Feld nahezu vollständig depolarisiert ist, sind die Resultate vom Polarisationszustand des reflektierten Signals unabhängig.

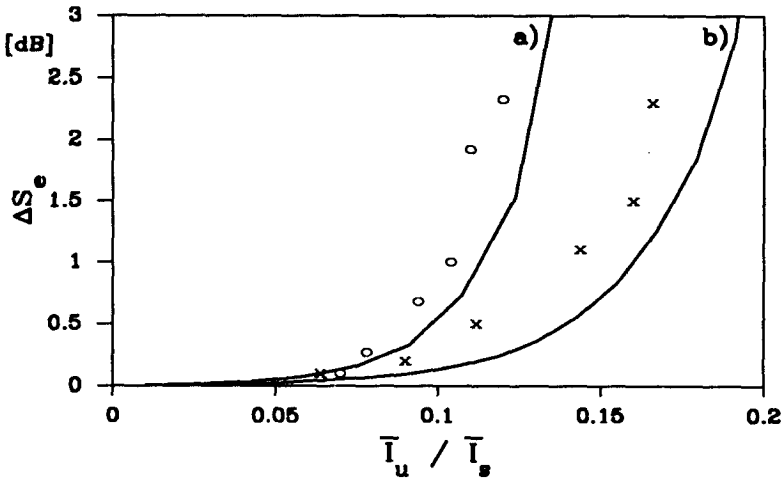


Figur 6.3: Versuchsaufbau zur Messung der Übersprechverluste infolge Rayleigh-Rückstreuung.

6.2 Messung der Übersprechverluste

Fig. 6.3 zeigt das aufgebaute bidirektionale Übertragungssystem. Als Quelle (LD 1) für das Übersprechsignal dient wie bei der Messung des Rückstreukoeffizienten die temperaturstabilisierte und optisch isolierte SLM-LD HL 8311. Die Linienbreite des unmodulierten Quellsignals beträgt 30 MHz. Eine Verbreiterung der Linie auf einen Wert von 70 MHz wird durch eine Frequenzmodulation des abgestrahlten Lichts der Laserdiode erzielt. Als Modulationssignal dient ein schwaches, dem Diodenarbeitsstrom überlagertes pseudo-zufälliges 140 MBit/s-Datensignal mit NRZ-Datenformat. Mit dieser Anordnung lässt sich eine maximale mittlere Leistung des zum Empfänger gelangenden Übersprechsignals infolge Rayleigh-Rückstreuung von -41 dBm realisieren. Es finden dieselbe Testfaser und dieselben Richtkoppler sowie optischen Stecker wie bei der Messung des Rückstreukoeffizienten Verwendung.

Das in der entgegengesetzten Richtung übertragende System mit konventioneller Intensitätsmodulation (NRZ-Datenformat) arbeitet mit einer MLM-Laserdiode (LT 10 von Sharp) als Sendeelement (LD 2). Da diese LD Licht mit einer Wellenlänge von 810 nm emittiert, tritt sicher keine Überlappung der optischen Spektren von Nutzsignal und Übersprechen auf. Als Empfänger dient eine PIN-Photodiode mit Transimpedanzverstärker. Der Empfänger weist eine 3 dB-Bandbreite von 40 MHz auf und besitzt eine Empfängerempfindlichkeit von -36 dBm für eine Übertragungsgeschwindigkeit von 70 MBit/s und eine Bitfehlerwahrscheinlichkeit



Figur 6.4: Berechnete und gemessene Übersprechverluste in einem 70 MBit/s-Übertragungssystem zufolge Rayleigh-Rückstreuung eines sich in der entgegengesetzten Richtung ausbreitenden Signals mit der Linienbreite: a) $\Delta\nu_q = 30$ MHz, b) $\Delta\nu_q = 70$ MHz.

von 10^{-9} .

In Fig. 6.4 sind die gemessenen Übersprechverluste in Funktion des mittleren Übersprech/Signalintensitätsverhältnisses aufgetragen. Die Messungen liefern im Vergleich zu den Berechnungen etwas zu grosse Werte für die Übersprechverluste. Gewichtet man das Verhältnis der mittleren Intensitäten von Übersprechen und Nutzsignal \bar{I}_u/\bar{I}_s mit einem empirischen Korrekturfaktor von 1.1, so stimmen die Messwerte sehr gut mit den theoretischen Resultaten überein (Fig. 5.4). Dieser Fehler ist auf die Abweichungen der Frequenzgänge des realen optischen Senders und Empfängers von denjenigen des theoretischen Modells und auf den Einfluss von Nichtidealitäten zurückzuführen. Der steile Anstieg der Verlustkurven bestätigt die Annahme, dass im vorliegenden Übertragungssystem die Rayleigh-Rückstreuung das Übersprechen dominiert.

Leere Seite\nBlank

Kapitel 7

ZUSAMMENFASSUNG

SM-Glasfasern weisen eine enorme Übertragungskapazität von mehreren TBit/s auf. Die heute kommerziell eingesetzten optischen Übertragungssysteme nutzen davon allerdings nur einen Bruchteil aus. Wellenlängenmultiplex, Frequenzmultiplex, Subträgermodulation und die bidirektionale Übertragung sind Verfahren, deren Einsatz dank der technologischen Fortschritte zusehends grössere Informationsflüsse ermöglicht.

Diskrete Reflexionsstellen und die inhärente Rayleigh-Rückstreuung verursachen in bidirektionalen Glasfaser-Übertragungssystemen ein Übersprechen zwischen dem Vorwärts- und dem Rückwärtskanal. Diese Störung führt in vielen Fällen zu einer erheblichen Beeinträchtigung der Leistungsfähigkeit. Zusätzlich zum bekannten Intensitätsübersprechen [CON81,STA86,BOH87] tritt in Systemen mit spektral sehr reinen Lichtquellen (SLM-Laserdioden) Interferenzübersprechen [WOO88,STA90a] auf. Letzteres entsteht infolge Umwandlung des Laserphasenrauschens in Intensitätsrauschen.

In der vorliegenden Arbeit wird ein Modell zur Beschreibung der reflektierten und rückgestreuten Signale in SM-Glasfaserübertragungssystemen vorgestellt, und es erfolgt eine theoretische und experimentelle Untersuchung der Beeinträchtigung bidirektionaler Übertragungssysteme durch optisches Übersprechen.

Der ausführlichen Beschreibung von bekannten und neuen Systemarchitekturen für die bidirektionale optische Punkt-zu-Punkt-Übertragung schliesst sich eine Untersuchung der Ursachen für das Übersprechen sowie der Eigenschaften der in bidirektionalen Systemen eingesetzten optischen Komponenten an.

Das vorgeschlagene Fasermodell erlaubt eine quantitative Erfassung der statistischen Eigenschaften der rückgestreuten und reflektierten Si-

gnale. Es werden dabei zum erstenmal auch die Einflüsse der Quellenfeldmodulation und der Polarisationsänderungen des sich ausbreitenden Feldes in der Glasfaser berücksichtigt. Das Leistungsdichtespektrum der Intensität des rückgestreuten und reflektierten Feldes besitzt die Form der Autokorrelationsfunktion des Quellenfeldspektrums [GYS89,GYS90]. Für käufliche SLM-Laserdioden mit Linienbreiten im Bereich von 10 bis 100 MHz weisen die Komponenten des komplexen Amplitudenvektors des von einer SM-Glasfaser rückgestreuten Feldes die Eigenschaften der Musterfunktionen von ergodischen, zirkulärsymmetrischen, komplexen, normalverteilten Zufallsprozessen auf. Für den von der Rayleigh-Rückstreuung verursachten Detektorstrom kann eine mathematische Beschreibung der WSK-Dichtefunktion angegeben werden. Die gemessene WSK-Verteilung des Detektorstroms bestätigt die Theorie (Abschnitt 6.1.3). Die Experimente zeigen, dass das von einer konventionellen SM-Glasfaser rückgestreute Feld nahezu vollständig depolarisiert ist (Abschnitt 6.1.2).

Die Abnahme der Empfängerempfindlichkeit infolge Übersprechens wird für bidirektionale Ein- und Zweiquellen-Systeme sowohl mit konventioneller Intensitätsmodulation als auch mit kohärenter Modulation untersucht. Die Betrachtungen beschränken sich auf Systeme mit wellenlängenunabhängigen Richtkopplern. Die Experimente zeigen, dass es mit käuflichen optischen Steckern (Rückflussdämpfung grösser als 55 dB) möglich ist, ein bidirektionales System zu realisieren, in welchem die Rayleigh-Rückstreuung das Übersprechen dominiert (Abschnitt 6.2). Um sicherzustellen, dass die Übersprechverluste begrenzt bleiben, sollte in Zweiquellen-Systemen mit Intensitätsmodulation, identischen Datenraten in beiden Übertragungsrichtungen und Empfängern mit PIN-Photodioden die Intensität des Übersprechsignals 5% der Intensität des Nutzsymbols nicht überschreiten (Fig. 5.7).

Aufgrund der Interferenz von Nutz- und Übersprechsignal reagieren Einquellen-Systeme viel empfindlicher auf optisches Übersprechen. Mit Intensitätsmodulation, identischen Datenraten in beiden Übertragungsrichtungen und Empfängern mit PIN-Photodioden bleiben aber ihre Übersprechverluste begrenzt, wenn die Intensität des Übersprechsignals 1% der Intensität des Nutzsymbols nicht überschreitet (Fig. 5.12).

In bidirektionalen Zweiquellen-Systemen mit kohärenter Modulation sind die Übersprechverluste eine Funktion des Frequenzabstands der für die beiden Übertragungsrichtungen verwendeten optischen Trägersignale (Fig. 5.16 und 5.17). Einquellen-Systeme mit kohärenter Modulation und

mit konventioneller Intensitätsmodulation weisen eine vergleichbare Empfindlichkeit in bezug auf optisches Übersprechen auf (Fig. 5.12 und 5.19).

Eine Reduktion des Übersprechens kann durch die Verwendung reflexionsarmer Stecker erzielt werden. Ist die Rückflussdämpfung der Stecker grösser als 50 dB, dominiert die Rayleigh-Rückstreuung das Übersprechen auch in Glasfaserstrecken mit geringen Steckerabständen (Tabelle 5.2). Eine Trennung von Nutz- und Übersprechsignal mit Hilfe von wellenlängenselektiven Kopplern ist nur in Zweiquellen-Systemen möglich. Das mit der direkten Strommodulation der Laserdiode verbundene "Chirping" bewirkt eine Verbreiterung des Quellspektrums und damit verbunden ebenfalls eine Abnahme der Verluste infolge Interferenzübersprechens.

Während zum heutigen Zeitpunkt die Leistung der optischen Quellen, die Empfängerempfindlichkeit und die Stecker-Rückflussdämpfung die maximale Übertragungsdistanz von bidirektionalen GBit/s-Systemen beschränken, kann in zukünftigen Systemen mit reflexionsarmen Steckern, grösseren Laserdiodenleistungen und optischen Wanderwellenverstärkern [GIL89,GIM90,HEN90,IQB89,IQB90] das Interferenzübersprechen infolge Rayleigh-Rückstreuung ein begrenzender Faktor sein. Letzteres Phänomen bestimmt eine fundamentale Grenze für die bidirektionale Übertragung.

Ausgehend von den vorliegenden Erkenntnissen ergeben sich Anregungen für weiterführende Untersuchungen auf den Gebieten der bidirektionalen Übertragung und der Rayleigh-Rückstreuung.

In einem bidirektionalen Übertragungssystem mit isolierten optischen Quellen resultiert ein Einfügeverlust von ungefähr 2 dB, und die Leistungsaufteilung in den erforderlichen Richtkopplern hat einen systematischen Verlust von 3 dB und einen Zusatzverlust von ca. 0.5 dB zur Folge. Die Verwendung eines polarisationsunabhängigen optischen Zirkulators (Einfügeverlust ≈ 2 dB [EMK83]) anstelle des optischen Isolators und des Richtkopplers verspricht in bidirektionalen Systemen einen äquivalenten Leistungsgewinn in der Grössenordnung von 3 dB.

Die relativ geringe Dynamik der optischen Signale in Glasfasersystemen begrenzt die maximale Anzahl Teilnehmer in einem rein optischen Kommunikationsnetzwerk sehr stark. Mit dem Einsatz von optischen Wanderwellenverstärkern scheint es jedoch möglich zu sein, die Teilnehmerzahl erheblich zu steigern. Da erstere eine breitbandige Verstärkung ohne optische Isolation erzielen [GIM90,IQB89,IQB90], ist eine gleichzeitige bidirektionale Verstärkung von optischen Frequenz- oder Wel-

lenlängenmultiplexsignalen denkbar [DIE89]. Zusätzlich zu dem in dieser Arbeit behandelten Übersprechen tritt in einem optischen Netzwerk mit einer grossen Anzahl Kanäle auch Übersprechen zufolge nichtlinearer Effekte in der Glasfaser auf. Die Erfassung des Einflusses von mehreren gleichzeitig auftretenden signalabhängigen Störungen auf ein Übertragungssystem gilt heute noch als ungelöstes Problem und scheint eine vielversprechende Aufgabe darzustellen.

Es wurde in Experimenten festgestellt, dass die Rayleigh-Rückstreuung die Empfindlichkeit von Empfängern mit optischen Vorverstärkern begrenzt [HEN90] und dass die mehrfache Rayleigh-Rückstreuung auch in unidirektionalen Systemen mit optischen Wanderwellenverstärkern zu einer Beeinträchtigung der Übertragungseigenschaften führen kann [GIM90,IQB89,IQB90]. Die Berechnung in [GIM90] erfolgte unter der Annahme eines unmodulierten Signals. Mit dem in dieser Arbeit beschriebenen Modell für die Rayleigh-Rückstreuung ist nun eine genaue, die Modulation des optischen Signals berücksichtigende Analyse dieser Systeme möglich [STA90b].

Das vorliegende Glasfasermmodell eignet sich aber auch für die Untersuchung der Rückwirkungen der Rayleigh-Rückstreuung auf die Eigenschaften von Laserdioden und optischen Wanderwellenverstärkern [MAR85,CHR86,IQB90].

Anhang A

POLARISATIONS- ZUSTÄNDE

In SM-Glasfasern bleibt der Polarisationszustand des sich ausbreitenden elektrischen Feldes im allgemeinen nicht erhalten. Dies ist für viele Anwendungen von untergeordneter Bedeutung. In Systemen mit Intensitätsmodulation besteht keine Abhängigkeit der Detektion von den Polarisationsseigenschaften des Lichts. In zukünftigen Übertragungssystemen mit kohärenter Modulation können Änderungen des Polarisationszustands des empfangenen optischen Signals die Zuverlässigkeit der Übertragung erheblich beeinträchtigen. Bekanntlich basieren interferometrische Sensoren auf der Detektion von Veränderungen des Polarisationszustands, um äussere Einflüsse auf die SM-Glasfaser festzustellen und quantitativ zu erfassen.

A.1 Die lineare Doppelbrechung

In der SM-Glasfaser ist nur der Mode mit der tiefsten Ordnung HE_{11} (oder LP_{01}) ausbreitungsfähig. Er setzt sich aus zwei entarteten orthogonal polarisierten Moden, den sogenannten Polarisationsmoden zusammen. Jedes von der Glasfaser geführte elektrische Feld ist eine Linearkombination der beiden Polarisationsmoden. In einer idealen SM-Glasfaser breiten sich die beiden Polarisationsmoden mit derselben Geschwindigkeit aus. In realen Glasfasern bewirken asymmetrischer lateraler Druck oder nicht zirkularsymmetrische Faserprofile, dass die Entartung der zwei Polarisationsmoden aufgehoben wird. Die beiden Moden breiten sich mit den unterschiedlichen Phasengeschwindigkeiten β_x und β_y aus [RAS83]. Man spricht in diesem Fall von linearer Doppelbrechung. Die Differenz zwischen den ef-

fektiven Brechzahlen bezeichnet man als Doppelbrechung:

$$B \equiv n_x - n_y = \frac{\beta_x - \beta_y}{2\pi/\lambda}, \quad (\text{A.1})$$

wobei der x -Mode die grössere Phasengeschwindigkeit besitzt. Wird Licht derart in eine doppelbrechende SM-Glasfaser eingekoppelt, dass beide Polarisationsmoden angeregt werden, ist der Polarisationszustand des sich ausbreitenden elektrischen Feldes eine periodische Funktion der Position z . Beträgt die Phasendifferenz zwischen den beiden Moden 2π oder ein ganzzahliges Vielfaches davon, stimmt der Polarisationszustand des Feldes an diesem Ort mit demjenigen des eingekoppelten Feldes überein. Die Distanz, nach welcher jeweils wieder eine Übereinstimmung erreicht wird, bezeichnet man als Schwebungslänge ("Beat Length"):

$$l_B = \frac{2\pi}{\beta_x - \beta_y}. \quad (\text{A.2})$$

Käufliche SM-Glasfasern weisen für die Schwebungslänge Werte im Bereich von 10 cm bis 50 m auf.

A.2 Modenkopplung

Abgesehen von der bereits bei der Fertigung durch Unsymmetrie induzierten linearen Doppelbrechung können auch äussere Einflüsse auf die SM-Glasfaser eine Doppelbrechung bewirken. Biegung, lateraler Druck und äussere elektrische Felder verursachen eine lineare, Verdrehung ("Twist") der Glasfaser oder ein äusseres Magnetfeld geben Anlass zu einer zirkularen Doppelbrechung. In der Faser bewirken die äusseren Störungen, dass Energie von einem Polarisationsmode in den andern gekoppelt wird. Die Anzahl, die Stärke, die Richtung sowie die Verteilung der Störungen entlang der SM-Glasfaser sind in der Praxis unbekannt und verändern sich im allgemeinen mit der Zeit. Man betrachtet aus diesem Grund eine Schar von Glasfasern und beschreibt die mittleren Intensitäten in den beiden Polarisationsmoden durch ein System von gekoppelten Differentialgleichungen ("Coupled Mode Theory") [KAM81,RAS83]:

$$\begin{aligned} \frac{d\langle I_x(z) \rangle}{dz} &= h(\langle I_y(z) \rangle - \langle I_x(z) \rangle), \\ \frac{d\langle I_y(z) \rangle}{dz} &= h(\langle I_x(z) \rangle - \langle I_y(z) \rangle). \end{aligned} \quad (\text{A.3})$$

Der Kopplungskoeffizient h beschreibt die Rate, mit welcher in einer Schar von SM-Glasfasern Licht aufgrund von zufälligen Störungen von einem Polarisationsmode in den andern koppelt. Der Kopplungskoeffizient ist ein Mass für die polarisationserhaltenden Eigenschaften der Glasfaser. Er stellt eine Funktion des örtlichen Leistungsdichtespektrums dar, auf die SM-Glasfaser wirkenden Störungen dar. Betrachtet man eine lange Glasfaser, welche sehr unterschiedlichen, zufälligen Störungen ausgesetzt ist, ist auch der Kopplungskoeffizient eine Funktion der Position z . Diesen Fall behandelt man, indem man die SM-Glasfaser in Abschnitte mit konstanten Kopplungskoeffizienten unterteilt und die Eigenschaften der Kaskadierung der Abschnitte untersucht.

A.3 Jones-Vektor und Jones-Matrix

Der Polarisationszustand des elektrischen Felds ist durch den normierten Jones-Vektor

$$\vec{p} = \begin{bmatrix} p_x \\ p_y \end{bmatrix} \quad (\text{A.4})$$

beschrieben [HEC87]. Die beiden Komponenten des Vektors sind im allgemeinen veränderliche, komplexe, skalare Grössen. Der komplexe Amplitudenvektor eines vollständig kohärenten elektrischen Feldes lässt sich als Produkt des Jones-Vektors und der komplexen Feldamplitude anschreiben:

$$\vec{\mathcal{E}}(t) = \vec{p}\mathcal{E}(t) . \quad (\text{A.5})$$

Der normierte Jones-Vektor ist ein Einheitsvektor:

$$\|\vec{p}\|^2 = \vec{p}^h \vec{p} = p_x^* p_x + p_y^* p_y = 1 . \quad (\text{A.6})$$

Das skalare Produkt zweier Jones-Vektoren, die orthogonale Polarisationszustände repräsentieren, verschwindet.

Breitet sich ein elektrisches Feld entlang der SM-Glasfaser aus, kann sich dabei sein Polarisationszustand $\vec{p}_p(z)$ verändern. Die Jones-Matrix $\mathbf{P}(z)$ beschreibt diese Polarisationsänderung in Funktion der Position z :

$$\vec{p}_p(z) = \mathbf{P}(z) \vec{p}_q , \quad (\text{A.7})$$

wobei \vec{p}_q den Polarisationszustand des in die Faser eingekoppelten Quellenfelds bezeichnet [HEC87]. Die Jones-Matrix ist eine komplexe 2×2

Matrix:

$$\mathbf{P}(z) = \begin{bmatrix} p_1(z) & -p_2^*(z) \\ p_2(z) & p_1^*(z) \end{bmatrix}. \quad (\text{A.8})$$

Es sind der Polarisationszustand $\vec{p}_b(z)$ des Feldanteils, der von einem Faserabschnitt bei z zurückgestreut sowie der Polarisationszustand \vec{p}_r des Feldanteils, der von einer diskreten Reflexion bei l_r reflektiert wird, zu bestimmen. Unter den Voraussetzungen, dass das betrachtete System reziprok, die Rayleigh-Streuung isotrop und der Reflexionskoeffizient r polarisationsunabhängig seien, sind die Veränderungen der Polarisationszustände

$$\vec{p}_b(z) = \begin{bmatrix} p_{b_x}(z) \\ p_{b_y}(z) \end{bmatrix} = \mathbf{M}(z) \vec{p}_q \quad (\text{A.9})$$

und

$$\vec{p}_r = \begin{bmatrix} p_{r_x} \\ p_{r_y} \end{bmatrix} = \mathbf{M}(l_r) \vec{p}_q \quad (\text{A.10})$$

durch das Matrixprodukt

$$\mathbf{M}(z) = \mathbf{P}^T(z) \mathbf{P}(z) \quad (\text{A.11})$$

beschrieben [LUB83]. Die Jones-Matrix

$$\mathbf{M}(z) = \begin{bmatrix} m_1(z) & m_2(z) \\ m_2(z) & m_1^*(z) \end{bmatrix} \quad (\text{A.12})$$

besitzt die Eigenschaften einer unitären Matrix. Sie gibt die Änderungen des Polarisationszustands an, die ein an der Stelle z reflektiertes Feld in der Glasfaser erfährt. Die Elemente der Matrix $\mathbf{M}(z)$ erfüllen die Beziehungen

$$|m_1(z)|^2 + |m_2(z)|^2 = 1 \quad \text{und} \quad \Re[m_2(z)] = 0. \quad (\text{A.13})$$

In einem reziproken System hängt die Richtung der Polarisationsdrehung nur von der Ausbreitungsrichtung des elektrischen Feldes und nicht von der Richtung eines äusseren Magnetfelds (Faradayeffekt) ab. Die Rayleigh-Streuung ist isotrop, wenn die Richtung der induzierten Dipole mit der Polarisationsrichtung des einfallenden Felds übereinstimmt. Dies ist der Fall, wenn das Fasermaterial vollkommen isotrop ist.

Für eine linear doppelbrechende SM-Glasfaser mit der Schwebungslänge l_B beschreibt die Jones-Matrix

$$M(z) = \begin{bmatrix} e^{-j\Delta\beta z} & 0 \\ 0 & e^{j\Delta\beta z} \end{bmatrix} \quad (A.14)$$

die Änderung des Polarisationszustands, welche das von einem Faserabschnitt bei z rückgestreute Feld erfährt, wobei

$$\Delta\beta = \beta_x - \beta_y = \frac{2\pi}{l_B} \quad (A.15)$$

die Differenz der Phasengeschwindigkeiten der beiden Polarisationsmoden bezeichnet.

Die äusseren Störungen, welchen die SM-Glasfaser ausgesetzt ist, bewirken eine Kopplung zwischen den Polarisationsmoden. Die Störungen und damit verbunden auch die Modenkopplung seien deterministische, aber unbekannte Funktionen der Position z . Da in den betrachteten Systemen die Depolarisation aufgrund der Modendispersion (≈ 1 ps/km) vernachlässigbar gering ist, bleibt das von einem Faserabschnitt rückgestreute Feld vollkommen polarisiert, und die Modenkopplung kann in der Jones-Matrix

$$M(z) = \begin{bmatrix} (c_{xx}^2(z) e^{-j\Delta\beta z} + c_{xy}^2(z) e^{j\Delta\beta z}) & \\ (c_{xx}^*(z) c_{xy}(z) e^{j\Delta\beta z} - c_{xx}(z) c_{xy}^*(z) e^{-j\Delta\beta z}) & \\ & (c_{xx}^*(z) c_{xy}(z) e^{j\Delta\beta z} - c_{xx}(z) c_{xy}^*(z) e^{-j\Delta\beta z}) \\ & (c_{xx}^{*2}(z) e^{j\Delta\beta z} + c_{xy}^{*2}(z) e^{-j\Delta\beta z}) \end{bmatrix} \quad (A.16)$$

durch die Koeffizienten $c_{xx}(z)$ und $c_{xy}(z)$ berücksichtigt werden [RAS83]. Diese Koeffizienten sind im Vergleich zur Doppelbrechung der ungestörten SM-Glasfaser langsam variierende Funktionen der Position z . Mit (A.9) und (A.16) findet man den Jones-Vektor des rückgestreuten Felds

$$\vec{p}_b(z) = \begin{bmatrix} (p_{q_x} c_{xx}^2(z) - p_{q_y} c_{xx}(z) c_{xy}^*(z)) e^{-j\Delta\beta z} \\ (p_{q_y} c_{xy}^{*2}(z) - p_{q_x} c_{xx}(z) c_{xy}^*(z)) e^{-j\Delta\beta z} \\ + (p_{q_x} c_{xy}^2(z) + p_{q_y} c_{xx}^*(z) c_{xy}(z)) e^{j\Delta\beta z} \\ + (p_{q_y} c_{xx}^{*2}(z) + p_{q_x} c_{xx}^*(z) c_{xy}(z)) e^{j\Delta\beta z} \end{bmatrix} \quad (A.17)$$

in Funktion der Doppelbrechung und der Kopplung zwischen den Polarisationsmoden.

A.4 Eigenschaften im Frequenzbereich

Es sollen die Eigenschaften der Stossantwortmatrix für die Rayleigh-Rückstreuung

$$\mathbf{h}_b(t) = \mathbf{h}_b(t) \vec{p}_b(v_g t/2) \vec{p}_b^h(v_g t/2) \quad (\text{A.18})$$

im Frequenzbereich untersucht werden.

Die Stossantwortmatrix (3.50) kann als Produkt der Stossantwort (3.56) und einer Matrix, welche den Einfluss der Polarisationsänderungen angibt, dargestellt werden. Sie repräsentiert einen Tiefpass mit der Grenzfrequenz αv_g . Aufgrund der Eigenschaften des Jones-Vektors $\vec{p}_b(v_g t/2)$ gemäss (A.17) weisen die durch die Elemente der Matrix $\vec{p}_b(v_g t/2) \vec{p}_b^h(v_g t/2)$ beschriebenen Filter einen schmalbandigen Durchlassbereich im Basisband und einen schmalbandigen Durchlassbereich zentriert um die Frequenz v_g/l_B auf [NAK81a,NAK81b]. Die Ausdehnung dieser Durchlassbereiche hängt davon ab, wie schnell sich die Koeffizienten $c_{xx}(z)$ und $c_{xy}(z)$ in Funktion von z verändern. Da die Koeffizienten den durch die Störungen verursachten Austausch von Energie zwischen den Polarisationsmoden beschreiben, wird davon ausgegangen, dass die Bandbreiten der Durchlassbereiche Werte von einigen 100 kHz nicht überschreiten.

Die Frequenzgänge der Elemente der Stossantwortmatrix sind als Faltung des Frequenzgangs für die Rückstreuung mit den Frequenzgängen der Matrixelemente $\vec{p}_b(v_g t/2) \vec{p}_b^h(v_g t/2)$ gegeben. Die Elemente der Stossantwortmatrix beschreiben Filter mit Durchlassbereichen im Basisband und zentriert um die Frequenz v_g/l_B [NAK81a,NAK81b]. Die minimale Bandbreite dieser Durchlassbereiche ist durch die Faserdämpfung bestimmt und beträgt $2\alpha v_g$.

Anhang B

KORRELATIONS- FUNKTIONEN

B.1 Die Autokorrelationsmatrix des rückgestreuten Feldes

Die AKM des komplexen Amplitudenvektors des rückgestreuten Feldes kann als Erwartungswert eines zweidimensionalen Integrals ausgedrückt werden:

$$\begin{aligned} \mathbf{R}_{\vec{\mathcal{E}}_b}(t_1, t_2) &\equiv \langle \vec{\mathcal{E}}_b(t_1) \vec{\mathcal{E}}_b^h(t_2) \rangle = & (B.1) \\ &\left\langle \frac{v_g^2}{4} \int_0^{T_L} \int_0^{T_L} \vec{p}_b(v_g \tau_1 / 2) \vec{p}_b^h(v_g \tau_2 / 2) e^{-\alpha v_g (\tau_1 + \tau_2) / 2} \right. \\ &\quad \left. \cdot \mathcal{E}_q(t_1 - \tau_1) \mathcal{E}_q^*(t_2 - \tau_2) \rho(v_g \tau_1 / 2) \rho^*(v_g \tau_2 / 2) d\tau_1 d\tau_2 \right\rangle. \end{aligned}$$

Da Integration und Erwartungswertbildung lineare Operationen, der Jones-Vektor $\vec{p}_b(v_g t / 2)$ und die Dämpfung α deterministische Grössen und $\mathcal{E}_q(t)$ sowie $\rho(v_g t / 2)$ Musterfunktionen von statistisch voneinander unabhängigen Zufallsprozessen sind, findet man:

$$\begin{aligned} \mathbf{R}_{\vec{\mathcal{E}}_b}(t_1, t_2) &= & (B.2) \\ &\frac{v_g^2}{4} \int_0^{T_L} \int_0^{T_L} \vec{p}_b(v_g \tau_1 / 2) \vec{p}_b^h(v_g \tau_2 / 2) e^{-\alpha v_g (\tau_1 + \tau_2) / 2} \\ &\quad \cdot \langle \mathcal{E}_q(t_1 - \tau_1) \mathcal{E}_q^*(t_2 - \tau_2) \rangle \langle \rho(v_g \tau_1 / 2) \rho^*(v_g \tau_2 / 2) \rangle d\tau_1 d\tau_2. \end{aligned}$$

Dieser Ausdruck kann auch als doppelte Faltung (3.48) interpretiert werden. Verwendet man (3.12) und (3.41), lässt sich (B.2) weiter vereinfachen:

$$\begin{aligned} R_{\mathcal{E}_b}(t_1, t_2) = & \sigma_\rho^2 v_g \int_0^{T_L} \bar{p}_b(v_g \tau_1/2) \bar{p}_b^h(v_g \tau_1/2) e^{-\alpha v_g \tau_1} \quad (\text{B.3}) \\ & \cdot R_{\mathcal{E}_q}(t_1 - \tau_1, t_2 - \tau_1) d\tau_1 . \end{aligned}$$

Mit den Variablentransformationen $t_1 = t + \tau$ und $t_2 = t$ kann die AKM $R_{\mathcal{E}_b}(t + \tau, t)$ als einfache Faltung (3.49) angeschrieben werden.

B.2 Die Autokorrelationsfunktion der Intensität des rückgestreuten Feldes

Die AKF ist als vierdimensionales Integral gegeben. Nach Vertauschung der Reihenfolge der linearen Operationen Erwartungswertbildung und Integration resultiert der Ausdruck

$$\begin{aligned} R_{I_b}(t_1, t_2) \equiv \langle I_b(t_1) I_b(t_2) \rangle = & \quad (\text{B.4}) \\ \frac{v_g^4}{16} \int_0^{T_L} \int_0^{T_L} \int_0^{T_L} \int_0^{T_L} & (\bar{p}_b^h(v_g \tau_1/2) \bar{p}_b(v_g \tau_2/2)) (\bar{p}_b^h(v_g \tau_3/2) \bar{p}_b(v_g \tau_4/2)) \\ & \cdot \langle \mathcal{E}_q^*(t_1 - \tau_1) \mathcal{E}_q(t_1 - \tau_2) \mathcal{E}_q^*(t_2 - \tau_3) \mathcal{E}_q(t_2 - \tau_4) \rangle \\ & \cdot \langle \rho^*(v_g \tau_1/2) \rho(v_g \tau_2/2) \rho^*(v_g \tau_3/2) \rho(v_g \tau_4/2) \rangle \\ & \cdot e^{-\alpha v_g (\tau_1 + \tau_2 + \tau_3 + \tau_4)/2} d\tau_1 d\tau_2 d\tau_3 d\tau_4 . \end{aligned}$$

Mit (3.44) und (3.60) lässt sich das vierdimensionale Integral in eine Summe von zwei zweidimensionalen Integralen umschreiben:

$$\begin{aligned}
 R_{I_b}(t_1, t_2) = & \hspace{15em} \text{(B.5)} \\
 & \frac{(\alpha_g \mathcal{S} v_g)^2}{4} \int_0^{T_L} \int_0^{T_L} \|\vec{p}_b(v_g \tau_1/2)\|^2 \|\vec{p}_b(v_g \tau_3/2)\|^2 \\
 & \cdot \langle |\mathcal{E}_q(t_1 - \tau_1)|^2 |\mathcal{E}_q(t_2 - \tau_3)|^2 \rangle \\
 & \cdot e^{-\alpha v_g(\tau_1 + \tau_3)} d\tau_1 d\tau_3 \\
 + & \frac{(\alpha_g \mathcal{S} v_g)^2}{4} \int_0^{T_L} \int_0^{T_L} |\vec{p}_b^h(v_g \tau_1/2) \vec{p}_b(v_g \tau_2/2)|^2 \\
 & \cdot \langle \mathcal{E}_q^*(t_1 - \tau_1) \mathcal{E}_q(t_1 - \tau_2) \mathcal{E}_q^*(t_2 - \tau_2) \mathcal{E}_q(t_2 - \tau_1) \rangle \\
 & \cdot e^{-\alpha v_g(\tau_1 + \tau_2)} d\tau_1 d\tau_2 .
 \end{aligned}$$

Aufgrund der Eigenschaften des Jones-Vektors (A.6) gilt:

$$\|\vec{p}_b(v_g \tau_1/2)\|^2 \|\vec{p}_b(v_g \tau_3/2)\|^2 = 1 . \hspace{5em} \text{(B.6)}$$

Verwendet man die Substitutionen $t_1 - \tau_2 = t_2 - \tau_2 + \tau$ und $t_2 - \tau_1 = t_1 - \tau_1 - \tau$, kann (B.5) mit der PAKF (3.25) und der Stossantwortmatrix (3.50) als Summe von zwei doppelten Faltungen ausgedrückt werden:

$$\begin{aligned}
 R_{I_b}(t_1, t_2) = & \text{tr}[\mathbf{h}_b(t_1)] \otimes \text{tr}[\mathbf{h}_b(t_2)] \otimes R_{\mathcal{E}_q \mathcal{E}_q}(t_1, t_1, t_2, t_2) \hspace{2em} \text{(B.7)} \\
 & + \text{tr}[\mathbf{h}_b(t_1) \mathbf{h}_b(t_2)] \otimes \otimes R_{\mathcal{E}_q \mathcal{E}_q}(t_1, t_2 + \tau, t_2, t_1 - \tau) .
 \end{aligned}$$

Setzt man (3.27), (3.50) und (3.56) in (B.7) ein, resultiert (3.64).

Für den Spezialfall eines unmodulierten Quellensignals und einer polarisationserhaltenden SM-Glasfaser ergeben sich die folgenden Vereinfachungen:

$$\begin{aligned}
 \langle |\mathcal{E}_q(t_1 - \tau_1)|^2 |\mathcal{E}_q(t_2 - \tau_3)|^2 \rangle & = \hat{I}_q^2 , \hspace{5em} \text{(B.8)} \\
 |\vec{p}_b^h(v_g \tau_1/2) \vec{p}_b(v_g \tau_2/2)|^2 & = 1
 \end{aligned}$$

und

$$\begin{aligned}
 \langle \mathcal{E}_q^*(t_1 - \tau_1) \mathcal{E}_q(t_1 - \tau_2) \mathcal{E}_q^*(t_2 - \tau_2) \mathcal{E}_q(t_2 - \tau_1) \rangle = & \hspace{10em} \text{(B.9)} \\
 \hat{I}_q^2 R_{\phi_q \phi_q}(t_1 - \tau_1, t_1 - \tau_2, t_2 - \tau_2, t_2 - \tau_1) .
 \end{aligned}$$

Besitzt das optische Spektrum der LD die Form einer Lorentzkurve, hängt gemäss (3.26) die PAKF

$$R_{\phi_q \phi_q}(t_1 - \tau_1, t_1 - \tau_2, t_2 - \tau_2, t_2 - \tau_1) \quad (\text{B.10})$$

$$= \begin{cases} e^{-\Delta\omega_q |\tau_1 - \tau_2|} & \text{für } |\tau_1 - \tau_2| \leq |t_1 - t_2| \\ e^{-\Delta\omega_q |t_1 - t_2|} & \text{für } |\tau_1 - \tau_2| > |t_1 - t_2| \end{cases}$$

nur von den Zeitintervallen $|\tau_1 - \tau_2|$ und $|t_1 - t_2|$ sowie der Linienbreite $\Delta\omega_q$ ab [TKA86]. Setzt man die Vereinfachungen in (B.5) ein und löst die Integrale auf, erhält man das Resultat:

$$R_{I_b}(\tau) = \begin{cases} \hat{I}_q^2(\alpha, \mathcal{S})^2 \left(\left(\frac{1 - e^{-2\alpha L}}{2\alpha} \right)^2 \right. \\ \quad + \frac{1}{4\alpha^2} \left(\frac{\alpha v_g}{\alpha v_g + \Delta\omega_q} + \frac{\alpha v_g}{\alpha v_g - \Delta\omega_q} e^{-4\alpha L} \right) \\ \quad + \frac{1}{4\alpha^2} \left(\frac{\Delta\omega_q e^{-\alpha v_g |\tau|}}{\alpha v_g + \Delta\omega_q} - 2e^{-2\alpha L} \right. \\ \quad \quad \left. \left. - \frac{\Delta\omega_q e^{\alpha v_g |\tau|}}{\alpha v_g - \Delta\omega_q} e^{-4\alpha L} \right) e^{-\Delta\omega_q |\tau|} \right) \\ \quad \quad \quad \text{für } |\tau| \leq \frac{2L}{v_g} \quad (\text{B.11}) \\ \\ \hat{I}_q^2(\alpha, \mathcal{S})^2 \left(\left(\frac{1 - e^{-2\alpha L}}{2\alpha} \right)^2 \right. \\ \quad + \frac{1}{4\alpha^2} \left(\frac{\alpha v_g}{\alpha v_g + \Delta\omega_q} + \frac{\alpha v_g}{\alpha v_g - \Delta\omega_q} e^{-4\alpha L} \right) \\ \quad + \frac{(\alpha v_g)^2}{2\alpha^2 ((\alpha v_g)^2 - \Delta\omega_q^2)} e^{-2\alpha L} e^{-2L \Delta\omega_q / v_g} \left. \right) \\ \quad \quad \quad \text{für } |\tau| > \frac{2L}{v_g}. \end{cases}$$

Das LDS der Intensität des rückgestreuten Feldes ist die Fouriertransformierte der AKF (B.11):

$$S_{I_b}(\omega) = \tag{B.12}$$

$$\begin{aligned} & \hat{I}_q^2 \frac{(\alpha_g S)^2}{4\alpha^2} \left(2\pi \delta(\omega) \left((1 - e^{-2\alpha L})^2 + \frac{\alpha v_g}{\alpha v_g + \Delta\omega_q} \right. \right. \\ & \qquad \qquad \qquad \left. \left. + \frac{\alpha v_g}{\alpha v_g - \Delta\omega_q} e^{-4\alpha L} \right) \right. \\ & + \frac{2\Delta\omega_q}{(\alpha v_g + \Delta\omega_q)^2 + \omega^2} \left(1 - e^{-2L(\Delta\omega_q + \alpha v_g)/v_g} \left(\cos\left(\omega \frac{2L}{v_g}\right) \right. \right. \\ & \qquad \qquad \qquad \left. \left. + \frac{\omega}{\alpha v_g + \Delta\omega_q} \sin\left(\omega \frac{2L}{v_g}\right) \right) \right) \\ & + \frac{2\Delta\omega_q}{(\alpha v_g - \Delta\omega_q)^2 + \omega^2} \left(e^{-4\alpha L} - e^{-2L(\Delta\omega_q + \alpha v_g)/v_g} \left(\cos\left(\omega \frac{2L}{v_g}\right) \right. \right. \\ & \qquad \qquad \qquad \left. \left. - \frac{\omega}{\alpha v_g - \Delta\omega_q} \sin\left(\omega \frac{2L}{v_g}\right) \right) \right) \\ & - \frac{4\Delta\omega_q}{\Delta\omega_q^2 + \omega^2} \left(e^{-2\alpha L} - e^{-2L(\Delta\omega_q + \alpha v_g)/v_g} \left(\cos\left(\omega \frac{2L}{v_g}\right) \right. \right. \\ & \qquad \qquad \qquad \left. \left. + \frac{\omega}{\Delta\omega_q} \sin\left(\omega \frac{2L}{v_g}\right) \right) \right) \\ & \left. + \frac{4(\alpha v_g)^2}{(\alpha v_g)^2 - (\Delta\omega_q)^2} e^{-2L(\alpha v_g + \Delta\omega_q)/v_g} \left(\frac{1}{\omega} \sin\left(\omega \frac{2L}{v_g}\right) - \pi \delta(\omega) \right) \right). \end{aligned}$$

B.3 Die Autokorrelationsfunktion der Gesamtintensität

Da es sich bei $\mathcal{E}_q(t)$ und $\rho(v_g t/2)$ um Musterfunktionen von statistisch voneinander unabhängigen Zufallsprozessen handelt, kann die Reihenfolge der linearen Operationen Erwartungswertbildung und Integration vertauscht werden:

$$\begin{aligned}
 & \left\langle \left(\vec{\mathcal{E}}_r^h(t_1) \vec{\mathcal{E}}_b(t_1) \right) \left(\vec{\mathcal{E}}_b^h(t_2) \vec{\mathcal{E}}_r(t_2) \right) \right\rangle = & \text{(B.13)} \\
 & \frac{v_g^2}{4} \int_0^{t_r} \int_0^{t_r} (\vec{p}_r^h \vec{p}_b(v_g \tau_1/2)) (\vec{p}_b^h(v_g \tau_2/2) \vec{p}_r) \\
 & \quad \cdot \langle \mathcal{E}_q^*(t_1 - t_r) \mathcal{E}_q(t_1 - \tau_1) \mathcal{E}_q^*(t_2 - \tau_2) \mathcal{E}_q(t_2 - t_r) \rangle \\
 & \quad \cdot \mathcal{R} e^{-\alpha v_g(\tau_1 + \tau_2)/2} \\
 & \quad \cdot \langle \rho(v_g \tau_1/2) \rho^*(v_g \tau_2/2) \rangle d\tau_1 d\tau_2 \\
 & + \frac{v_g^2}{4} \int_{t_r}^{T_L} \int_{t_r}^{T_L} (\vec{p}_r^h \vec{p}_b(v_g \tau_1/2)) (\vec{p}_b^h(v_g \tau_2/2) \vec{p}_r) \\
 & \quad \cdot \langle \mathcal{E}_q^*(t_1 - t_r) \mathcal{E}_q(t_1 - \tau_1) \mathcal{E}_q^*(t_2 - \tau_2) \mathcal{E}_q(t_2 - t_r) \rangle \\
 & \quad \cdot \mathcal{R} \mathcal{L}_r^2 e^{-\alpha v_g(\tau_1 + \tau_2)/2} \\
 & \quad \cdot \langle \rho(v_g \tau_1/2) \rho^*(v_g \tau_2/2) \rangle d\tau_1 d\tau_2 .
 \end{aligned}$$

Mit (3.41) und (3.60) findet man:

$$\begin{aligned}
 \left\langle \left(\vec{\mathcal{E}}_r^h(t_1) \vec{\mathcal{E}}_b(t_1) \right) \left(\vec{\mathcal{E}}_b^h(t_2) \vec{\mathcal{E}}_r(t_2) \right) \right\rangle = & \quad (B.14) \\
 \frac{\alpha_g S v_g}{2} \int_0^{t_r} |\vec{p}_r^h \vec{p}_b(v_g \tau_1/2)|^2 & \\
 \cdot \langle \mathcal{E}_q^*(t_1 - t_r) \mathcal{E}_q(t_1 - \tau_1) \mathcal{E}_q^*(t_2 - \tau_1) \mathcal{E}_q(t_2 - t_r) \rangle & \\
 \cdot \mathcal{R} e^{-\alpha v_g \tau_1} d\tau_1 & \\
 + \frac{\alpha_g S v_g}{2} \int_{t_r}^{T_L} |\vec{p}_r^h \vec{p}_b(v_g \tau_1/2)|^2 & \\
 \cdot \langle \mathcal{E}_q^*(t_1 - t_r) \mathcal{E}_q(t_1 - \tau_1) \mathcal{E}_q^*(t_2 - \tau_1) \mathcal{E}_q(t_2 - t_r) \rangle & \\
 \cdot \mathcal{R} \mathcal{L}_r^2 e^{-\alpha v_g \tau_1} d\tau_1, &
 \end{aligned}$$

und mit (4.32) und $\tau = t_1 - t_2$ kann der Erwartungswert

$$\begin{aligned}
 \left\langle \left(\vec{\mathcal{E}}_r^h(t_1) \vec{\mathcal{E}}_b(t_1) \right) \left(\vec{\mathcal{E}}_b^h(t_2) \vec{\mathcal{E}}_r(t_2) \right) \right\rangle = & \quad (B.15) \\
 \mathcal{R} \operatorname{tr} \left[(\vec{p}_r \vec{p}_r^h) \check{\mathbf{h}}_b(t_2) \right] \otimes R_{\mathcal{E}_q \mathcal{E}_q}(t_1 - t_r, t_2 + \tau, t_2, t_1 - t_r - \tau) &
 \end{aligned}$$

als Faltung angeschrieben werden.

Leere Seite\nBlank

Anhang C

WAHRSCHEINLICHKEITS- DICHTEFUNKTION DER QUADRATISCHEN FORM VON NORMALVERTEILTEN ZUFALLSVARIABLEN

Dieser Anhang behandelt die Berechnung der Koeffizienten für die Reihenentwicklungen (3.125) und (4.71) der WSK-Dichtefunktionen von quadratischen Formen von komplexen, normalverteilten Zufallsvariablen [TZI87].

C.1 Mittelwertfreie Zufallsvariablen

Die "Semi-Invariants" sind gemäss Definition [CRA46,SLE58] die Koeffizienten der Maclaurin-Reihenentwicklung des natürlichen Logarithmus der Charakteristischen Funktion:

$$\ln(M(j\psi)) = \sum_{k=1}^{\infty} \frac{\kappa_k}{k!} (j\psi)^k. \quad (\text{C.1})$$

Sie sind ein Mass für die Abweichung der Verteilung einer Zufallsvariablen von der Normalverteilung. Setzt man die Charakteristische Funktion (3.114) der Summe der Betragsquadrate unabhängiger, mittelwertfreier, komplexer, normalverteilter Zufallsvariablen in (C.1) ein und verwendet die Reihenentwicklung $\ln(1-x) = -\sum_{k=1}^{\infty} x^k/k$, so können die

“Semi-Invariants” (3.127) in Funktion der Eigenwerte der Integralgleichung (3.106) angeschrieben werden.

Durch Vergleich der Charakteristischen Funktion der Reihenentwicklung (3.125) [ERD54]

$$M_C(j\psi) = \frac{1}{(1 - j\psi b)^{a+1}} \sum_{n=0}^{\infty} C_n \binom{a+n}{n} \cdot \left(1 - \frac{b}{\beta(1 - j\psi b)}\right)^n \quad (\text{C.2})$$

mit (3.114) lassen sich die Koeffizienten C_n in Abhängigkeit der “Semi-Invariants” (3.127) bestimmen [TZI87]:

$$C_0 = e^{A_0}, \quad (\text{C.3})$$

$$C_{n+1} = \frac{n!}{\Gamma(a+n+2)} \sum_{m=0}^n (m+1) \cdot \frac{\Gamma(a+n-m+1)}{(n-m)!} A_{m+1} C_{n-m} \quad \text{für } n \geq 0,$$

wobei die Beziehungen

$$A_0 = \sum_{m=1}^{\infty} \left(1 - \frac{b}{\beta}\right)^m \frac{\kappa_m - \gamma_m}{m! b^m}, \quad (\text{C.4})$$

$$A_n = \sum_{r=1}^{\infty} \frac{\kappa_r - \gamma_r}{r! b^r} \sum_{m=1}^r \binom{r}{m} \cdot \left(-\frac{b}{\beta}\right)^m \binom{m+n-1}{n} \quad \text{für } n \geq 1$$

und

$$\gamma_n = (n-1)! (a+1) b^n \quad (\text{C.5})$$

gelten. Die notwendige und hinreichende Bedingung für den Parameter β , damit die Reihe (3.125) konvergiert, lautet:

$$\beta < \frac{b \mu_{\max}}{2(\mu_{\max} - b)}, \quad (\text{C.6})$$

wobei μ_{\max} den grössten Eigenwert bezeichnet. Die Bestimmungsgleichungen für die Koeffizienten C_n lassen sich weiter vereinfachen, wenn die Bedingung $2b > \mu_{\max}$ erfüllt ist und $\beta = b$ gewählt wird.

Für die Berechnung der "Semi-Invariants" κ_k (3.127) müssen die Eigenwerte μ_n nicht explizit gegeben sein. Die Integralgleichung (3.106) für die Stromkomponente $i_{b_\zeta}(t)$, $\zeta \in \{\xi, \eta\}$, weist den Kern $G_{\mathcal{E}_{b_\zeta}}(t_1, t_2)$ (3.111) auf. Verwendet man das Theorem von Mercer [DAV58], nämlich

$$G_{\mathcal{E}_{b_\zeta}}(t_1, t_2) = h_d(t_1) \sum_{m=1}^{\infty} \mu_{\zeta_m} f_m^*(t_1) f_m(t_2), \quad (\text{C.7})$$

so findet man wegen der Orthogonalität der Eigenfunktionen die "Semi-Invariants" als Lösung des Integrals:

$$\kappa_{\zeta k} = (k-1)! \int_{T_a}^{T_b} G_{\mathcal{E}_{b_\zeta}}^{(k)}(t, t) dt, \quad (\text{C.8})$$

wobei die iterierten Kerne $G_{\mathcal{E}_{b_\zeta}}^{(k)}(t_1, t_2)$ wie folgt definiert sind [SLE58]:

$$G_{\mathcal{E}_{b_\zeta}}^{(0)}(t_1, t_2) = \delta(t_1 - t_2), \quad (\text{C.9})$$

$$G_{\mathcal{E}_{b_\zeta}}^{(k)}(t_1, t_2) = \int_{T_a}^{T_b} G_{\mathcal{E}_{b_\zeta}}(t_1, \tau) G_{\mathcal{E}_{b_\zeta}}^{(k-1)}(\tau, t_2) d\tau \quad \text{für } k \geq 1.$$

Weil die Stromkomponenten $i_{b_\xi}(t)$ und $i_{b_\eta}(t)$ Musterfunktionen von statistisch voneinander unabhängigen Zufallsprozessen sind, entsprechen die "Semi-Invariants" des gesamten Detektorstroms

$$\kappa_k = \kappa_{\xi k} + \kappa_{\eta k} \quad (\text{C.10})$$

der Summe der "Semi-Invariants" der einzelnen Stromkomponenten.

Die Parameter a und b der als erste Näherung verwendeten Γ -Verteilung (3.124) werden so gewählt, dass deren ersten beiden Momente mit denjenigen der gesuchten WSK-Verteilung übereinstimmen.

C.2 Zufallsvariablen mit Mittelwert

Für komplexe, normalverteilte Zufallsvariablen mit vom Wert Null abweichenden Mittelwerten können die "Semi-Invariants"

$$\kappa_k = (k-1)! \sum_{n=1}^{\infty} \mu_n^k + k! \sum_{n=1}^{\infty} \mathcal{I}_n \mu_n^{k-1} \quad (\text{C.11})$$

in Funktion der Eigenwerte $\{\mu_n\}$ der Integralgleichung (3.106) und der Intensitätskoeffizienten $\{I_n\}$ (4.67) bestimmt werden.

Durch Vergleich der Charakteristischen Funktion von (4.71) [ERD54], nämlich

$$M_C(j\psi) = \frac{j\psi c^2}{e^{1-j\psi b}} \sum_{n=0}^{\infty} C_n \binom{a+n}{n} \left(1 - \frac{b}{\beta(1-j\psi b)}\right)^n, \quad (C.12)$$

mit (4.66) findet man die Koeffizienten C_n als Lösungen des Gleichungssystems (C.3) und (C.4) mit den "Semi-Invariants" (C.11) und mit

$$\gamma_n = (n-1)! (n c^2 / b + a + 1) b^n. \quad (C.13)$$

Auch in diesem Fall können die "Semi-Invariants" mit Hilfe der iterierten Kerne (C.9) bestimmt werden:

$$\begin{aligned} \kappa_{\zeta_k} &= (k-1)! \int_{T_a}^{T_b} G_{\xi_{b,c}}^{(k)}(t, t) dt \\ &+ k! I_{r_c} \int_{T_a}^{T_b} \int_{T_a}^{T_b} G_{\xi_{b,c}}^{(k-1)}(t_1, t_2) h_d(t_2) dt_1 dt_2. \end{aligned} \quad (C.14)$$

Die "Semi-Invariants" des Detektorstroms ergeben sich gemäss (C.10) als Summe der "Semi-Invariants" der einzelnen Stromkomponenten.

Die Parameter a , b und c der als erste Näherung verwendeten verallgemeinerten χ^2 -Verteilung (4.70) werden so gewählt, dass deren ersten drei Momente mit denjenigen der gesuchten Verteilung übereinstimmen.

REFERENZEN

- [BAS89] L. J. Baskerville, "Two Fibers or One? (A Comparison of Two-Fiber and One-Fiber Star Architectures for Fiber-to-the-Home Applications)", *J. Lightwave Technol.*, LT-7, S. 1733-1740, 1989.
- [BOH87] P. P. Bohn, S. K. Das, "Return Loss Requirements for Optical Duplex Transmission", *J. Lightwave Technol.*, LT-5, S. 243-254, 1987.
- [BRI80] E. Brinkmeyer, "Backscattering in Single-Mode Fibres", *Electron. Lett.*, 16, S. 329-330, 1980.
- [BUR83] W. K. Burns and R. P. Moeller, "Rayleigh Backscattering in a Fiber Gyroscope with Limited Coherence Sources", *J. Lightwave Technol.*, LT-1, S. 381-386, 1983.
- [CAR75] A. B. Carlson, "Communication Systems", McGraw-Hill, Tokyo, 1975.
- [CHR86] A. R. Chraplyvy, D. Marcuse, R. Tkach, "Effect of Rayleigh Backscattering from Optical Fibers on DFB Laser Wavelength", *J. Lightwave Technol.*, LT-4, S. 555-559, 1986.
- [CON81] J. Conradi, R. Maciejko, "Digital Optical Receiver Sensitivity Degradation Caused by Crosstalk in Bidirectional Fiber Optic Systems", *IEEE Trans. Commun.*, COM-29, S. 1012-1016, 1981.
- [CRA46] H. Cramer, "Mathematical Methods of Statistics", Princeton University Press, Princeton, 1946.
- [DAV58] W. B. Davenport, W. L. Root, "Random Signals and Noise", McGraw-Hill, Tokyo, 1958.

- [DIE89] E. Dietrich, B. Enning, G. Grosskopf, L. Küller, R. Ludwig, R. Molt, E. Patzak, H. G. Weber, "Semiconductor Laser Optical Amplifiers for Multichannel Coherent Optical Transmission", *J. Lightwave Technol.*, LT-7, S. 1941–1955, 1989.
- [DUT86] P. J. Duthie, M. J. Wale, I. Bennion, J. Hankey, "Bidirectional Fibre-Optic Link Using Reflective Modulation", *Electron. Lett.*, 22, S. 517–518, 1986.
- [EIC81] W. Eickhoff, R. Ulrich, "Statistics of Backscattering in Single-Mode Fiber", IOOC '81, San Francisco, CA, TuK4, 1981.
- [ELR89] A. Elrefaie, S. Tu, M. Romeiser, "Performance Degradations of 2.4 Gbit/s NRZ/RZ Lightwave Systems Due to Reflection-Induced Phase-to-Intensity-Noise Conversion", *IEEE Phot. Technol. Lett.*, PTL-1, S. 173–175, 1989.
- [EMK83] W. L. Emkey, "A Polarization-Independent Optical Circulator for 1.3 μm ", *J. Lightwave Technol.*, LT-1, S. 466–469, 1983.
- [ERD54] A. Erdelyi, "Tables of Integral Transforms I", McGraw-Hill, New York, 1954.
- [GIL89] C. R. Giles, E. Desurvire, J. L. Zyskind, J. R. Simpson, "Noise Performance of Erbium-Doped Fiber Amplifier Pumped at 1.49 μm , and Application to Signal Preamplification at 1.8 Gbit/s", *IEEE Phot. Technol. Lett.*, PTL-1, S. 367–369, 1989.
- [GIM89] J. L. Gimlett, N. K. Cheung, "Effects of Phase-to-Intensity Noise Conversion by Multiple Reflections on Gigabit-per-Second DFB Laser Transmission Systems", *J. Lightwave Technol.*, LT-7, S. 888–895, 1989.
- [GIM90] J. L. Gimlett, M. Z. Iqbal, N. K. Cheung, A. Righetti, F. Fontana, G. Grasso, "Observation of Equivalent Rayleigh Scattering Mirrors in Lightwave Systems with Optical Amplifiers", *IEEE Phot. Technol. Lett.*, PTL-2, S. 211–213, 1990.
- [GOO75] J. W. Goodman, "Statistical Properties of Laser Speckle Patterns", in J. C. Dainty, "Laser Speckle and Related Phenomena", Springer, Berlin, 1975.

- [GYS89] P. Gysel, R. K. Staubli, "A New Method for High-Resolution Measurement of Semiconductor Laser Linewidth in Coherent Optical Systems", *IEEE Phot. Technol. Lett.*, PTL-1, S. 327-328, 1989.
- [GYS90] P. Gysel, R. K. Staubli, "Statistical Properties of Rayleigh Backscattering in Single-Mode Fibers", *J. Lightwave Technol.*, LT-8, S. 561-567, 1990.
- [HAA89] H. G. Haag, G. F. Hög, P. E. Zamzow, "Optical Fiber Cables for Subscriber Loops" *J. Lightwave Technol.*, LT-7, S. 1667-1674, 1989.
- [HAR84] A. H. Hartog, M. P. Gold, "On the Theory of Backscattering in Single-Mode Optical Fibers", *J. Lightwave Technol.*, LT-2, S. 76-82, 1984.
- [HEA85] P. Healey, "Statistics of Rayleigh Backscatter from a Single-Mode Optical Fibre", *Electron. Lett.*, 21, S. 226-228, 1985.
- [HEA87] P. Healey, "Statistics of Rayleigh Backscatter from a Single-Mode Fiber", *IEEE Trans. Commun.*, COM-35, S. 210-214, 1987.
- [HEC87] E. Hecht, "Optics", Addison-Wesley, Reading, 1987.
- [HEI86] P. Heinzmann, M. Loher, T. Meier, "Bidirectional Full-Duplex Single Fiber Link with Semiconductor-Junction Transceiver", *Laser Focus/Electro-Optics Technology*, 22, November, S. 108-119, 1986.
- [HEN90] N. Henmi, Y. Aoki, S. Fujita, T. Suzaki, Y. Sunohara, I. Mito, M. Shikada, "Rayleigh Scattering Influence on the Performance of a 10-Gbit/s Optical Receiver with an Er Doped Fiber Preamplifier", *OFC '90*, San Francisco, CA, ThC5, 1990.
- [HEY89] G. Heydt, U. Kohn, R. Ludwig, R. Schnabel, "Coherent 565 Mbit/s DPSK Bidirectional Transmission Experiment with Local Transceiver Lasers", *ECOC '89*, Gothenburg, ThA21-7, 1989.
- [IQB89] M. Z. Iqbal, J. L. Gimlett, M. M. Choy, A. Yi-Yan, M. J. Andrejco, L. Curtis, M. A. Saifi, C. Lin, N. K. Cheung, "An 11 Gbit/s, 151 km Transmission Experiment Employing a

- 1480 nm Pumped Erbium-Doped In-Line Fiber Amplifier", IEEE Phot. Technol. Lett., PTL-1, S. 334-336, 1989.
- [IQB90] M. Z. Iqbal, J. L. Gimlett, A. Yi-Yan, M. M. Choy, M. A. Saifi, N. K. Cheung, A. Righetti, F. Fontana, G. Delrosso, G. Grasso, "Performance of Multi-Gigabit/sec Transmission Systems Using Erbium Doped Fiber Amplifiers", ICC '90, Atlanta, 219.2.1, 1990.
- [JUD89] A. F. Judy, "Intensity Noise from Fiber Rayleigh Backscatter and Mechanical Splices", ECOC '89, Gothenburg, Tup-11, 1989.
- [KAM81] I. P. Kaminow, "Polarization in Optical Fibers", IEEE J. Quantum Electron., QE-17, S. 15-22, 1981.
- [KAZ88] L. G. Kazovsky, J. L. Gimlett, "Sensitivity Penalty in Multichannel Coherent Optical Communications", J. Lightwave Technol., LT-6, S. 1353-1365, 1988.
- [KEC89] D. B. Keck, A. J. Morrow, D. A. Nolan, D. A. Thompson, "Passive Components in the Subscriber Loop", J. Lightwave Technol., LT-7, S. 1623-1633, 1989.
- [LIN89] R. A. Linke, K. C. Reichmann, T. L. Koch, U. Koren, "Full-Duplex Optical Transmission Using Self-Heterodyne Laser Transceivers", IEEE Phot. Technol. Lett., PTL-1, S. 278-280, 1989.
- [LUB83] D. G. Lubnau, "Polarization Backscatter Analysis of Field Distributions Using Fiber Optics", Appl. Optics, 22, S. 377-378, 1983.
- [MAE90] M. W. Maeda, W. B. Sessa, W. I. Way, A. Yi-Yan, R. Welter, L. Curtis, R. I. Laming, "Fiber Four-Wave Mixing in Multichannel Coherent Systems", OFC '90, San Francisco, CA, TuE4, 1990.
- [MAR81] D. Marcuse, "Principles of Optical Fiber Measurement", Academic Press, New York, 1981.
- [MAR85] J. Mark, E. Bodtker and B. Tromberg, "Rayleigh Backscatter Induced Linewidth Reduction for a Semiconductor Laser", ECOC '85, Venice, S. 841-844, 1985.

- [MEL70] H. Melchior, M. B. Fisher, F. R. Arams, "Photodetectors for Optical Communication Systems", Proc. IEEE, 58, S. 1466–1486, 1970.
- [NAK81a] M. Nakazawa, T. Horiguchi, M. Tokuda, N. Uchida, "Polarization Beat Length Measurement in a Single-Mode Optical Fibre by Backward Rayleigh Scattering", Electron. Lett., 17, S. 513–514, 1981.
- [NAK81b] M. Nakazawa, T. Horiguchi, M. Tokuda, N. Uchida, "Measurement and Analysis on Polarization Properties of Backward Rayleigh Scattering for Single-Mode Optical Fibers", IEEE J. Quantum Electron., QE-17, S. 2326–2334, 1981.
- [NAK83] M. Nakazawa, "Rayleigh Backscattering Theory for Single-Mode Optical Fibers", J. Opt. Soc. Am., 73, S. 1175–1180, 1983.
- [PAP72] A. Papoulis, "Narrow-Band Systems and Gaussianity", IEEE Trans. Inform. Theory, IT-18, S. 20–27, 1972.
- [PAP85] A. Papoulis, "Probability, Random Variables, and Stochastic Processes", McGraw-Hill, Singapore, 1985.
- [PAT89] R. A. Patterson, "A New Low-Cost High-Performance Mechanical Optical Fiber Splicing System for Construction and Restoration in the Subscriber Loop" J. Lightwave Technol., LT-7, S. 1682–1688, 1989.
- [POR89] M. Port, K. J. Ebeling, "Coherent Single-Laser Communication System for Digital or Analog Transmission in LANs" ECOC '89, Gothenburg, TuP-9, 1989.
- [PRO83] J. G. Proakis, "Digital Communications", McGraw-Hill, Tokyo, 1983.
- [RAS83] S. C. Rashleigh, "Origins and Control of Polarization Effects in Single-Mode Fibers", J. Lightwave Technol., LT-1, S. 312–331, 1983.
- [ROS61] M. Rosenblatt, "Some Comments on Narrow Band-Pass Filters", Quart. Appl. Math., 18, S. 387–393, 1961.
- [SEN85] J. M. Senior, "Optical Fiber Communications", Prentice-Hall, London, 1985.

- [SHA89] V. Shah, L. Curtis, W. C. Young, "Transmitted Power Variations in Single-Mode Fiber Joints with Obliquely Polished Endfaces", *J. Lightwave Technol.*, LT-7, S. 1478-1483, 1989.
- [SLE58] D. Slepian "Fluctuations of Random Noise Power", *Bell Syst. Tech. J.*, 37, S. 163-184, 1958.
- [STA86] R. K. Staubli, P. Heinzmann, "Bidirectional 2 Mbit/s Transmission over a Single Fibre Using Electrical Echo Cancellation", *Electron. Lett.*, 22, S. 534-535, 1986.
- [STA88a] R. K. Staubli, "LED-Übertragungssysteme mit 1.3 μm -SM-Glasfaser", *Mitteilungen AGEN*, Nr. 47, S. 39-47, 1988.
- [STA88b] R. K. Staubli, P. Gysel, R. Hofstetter, "560 Mbits/s-Übertragung mit 800 nm-CD-Laserdiode und 1300 nm-Singlemode-Glasfaser", *Mitteilungen AGEN*, Nr. 48, S. 25-31, 1988.
- [STA90a] R. K. Staubli, P. Gysel, "Rayleigh Noise in Bidirectional Optical Communication Systems", *OFC '90*, San Francisco, CA, ThC4, 1990.
- [STA90b] R. K. Staubli, P. Gysel, R. U. Hofstetter, "Power Penalties Due to Multiple Rayleigh Backscattering in Coherent Transmission Systems Using In-Line Optical Amplifiers", *IEEE Phot. Technol. Lett.*, PTL-2, S. 872-874, 1990.
- [SUG89] E. Sugita, R. Nagase, K. Kanayama, T. Shintaku, "SC-Type Single-Mode Optical Fiber Connectors", *J. Lightwave Technol.*, LT-7, S. 1689-1696, 1989.
- [SIU89] J. Siuzdak, W. Van Etten, "BER Evaluation for Phase and Polarization Diversity Optical Homodyne Receivers Using Noncoherent ASK and DPSK Demodulation", *J. Lightwave Technol.*, LT-7, S. 584-599, 1989.
- [TKA86] R. W. Tkach, A. R. Chraplyvy, "Phase Noise and Linewidth in an InGaAsP DFB Laser", *J. Lightwave Technol.*, LT-4, S. 1711-1716, 1986.
- [TZI87] G. G. Tziritas, "On the Distribution of Positive-Definite Gaussian Quadratic Forms", *IEEE Trans. Inform. Theory*, IT-33, S. 895-906, 1987.

- [VAN68] H. L. Van Trees, "Detection, Estimation, and Modulation Theory", John Wiley and Sons, New York, 1968.
- [WAA85] R. G. Waarts, R. P. Braun, "Crosstalk Due to Stimulated Brillouin Scattering in Monomode Fibre", *Electron. Lett.*, 21, S. 1114-1115, 1985.
- [WAA86] R. G. Waarts, R. P. Braun, "System Limitations Due to Four-Wave Mixing in Single-Mode Optical Fibres", *Electron. Lett.*, 22, S. 873-875, 1986.
- [WAY89] W. I. Way, "Subcarrier Multiplexed Lightwave System Design Considerations for Subscriber Loop Applications", *J. Lightwave Technol.*, LT-7, S. 1806-1818, 1989.
- [WEN89] R. H. Wentworth, "Theoretical Noise Performance of Coherence-Multiplexed Interferometric Sensors", *J. Lightwave Technol.*, LT-7, S. 941-956, 1989.
- [WOO86] T. H. Wood, E. C. Carr, B. L. Kasper, R. A. Linke, C. A. Burrus, K. L. Walker, "Bidirectional Fibre-Optical Transmission Using a Multiple-Quantum-Well (MQW) Modulator/Detector" *Electron. Lett.*, 22, S. 528-529, 1986.
- [WOO88] T. H. Wood, R. A. Linke, B. L. Kasper, E. C. Carr, "Observation of Coherent Rayleigh Noise in Single-Source Bidirectional Optical Fiber Systems", *J. Lightwave Technol.*, LT-6, S. 346-351, 1988.
- [YAM90] S. Yamazaki, T. Ono, H. Shimizu, K. Emura, "A Bidirectional Common Polarization Control Method for Coherent Optical FDM Transmission System", *IEEE Phot. Technol. Lett.*, PTL-2, S. 135-138, 1990.
- [YAR85] A. Yariv, "Optical Electronics", Holt-Saunders, New York, 1985.
- [YOU89] W. C. Young, V. Shah, L. Curtis, "Loss and Reflectance of Standard Cylindrical-Ferrule Single-Mode Connectors Modified by Polishing a 10° Oblique Endface Angle", *IEEE Phot. Technol. Lett.*, PTL-1, S. 461-463, 1989.

Leere Seite\nBlank

SYMBOLVERZEICHNIS

Abkürzungen

ACF	Autokovarianzfunktion
ACM	Autokovarianzmatrix
AKF	Autokorrelationsfunktion
AKM	Autokorrelationsmatrix
AM	Amplitudenmodulation
APD	Avalanche-Photodiode
ASK	“Amplitude Shift Keying”
DBR-LD	“Distributed Bragg Reflector”-Lasertiode
DFB-LD	“Distributed Feedback”-Lasertiode
DPSK	“Differential Phase Shift Keying”
DWDM	“Dense Wavelength Division Multiplex” (dicht gepackter Wellenlängenmultiplex)
FDM	“Frequency Division Multiplex” (Frequenzmultiplex)
FP-LD	“Fabry-Perot”-Lasertiode
FSK	“Frequency Shift Keying”
FM	Frequenzmodulation
FWHM	“Full Width Half Maximum”
KKF	Kreuzkorrelationsfunktion
LD	Lasertiode
LDS	Leistungsdichtespektrum

LED	lichtemittierende Diode
MLM-LD	“Multi Longitudinal Mode”-Lasertiode
NRZ	“Non Return to Zero”
OOK	“ON/OFF Keying”
PAKF	Produktautokorrelationsfunktion
PD	Photodiode
PIN	“p-intrinsic-n” (-Photodiode)
PM	Phasenmodulation
PSK	“Phase Shift Keying”
RIN	“Relative Intensity Noise”
SCM	“Subcarrier Modulation” (Subtragermodulation)
SLM-LD	“Single Longitudinal Mode”-Lasertiode
SM	Singlemode (-Glasfaser)
WDM	“Wavelength Division Multiplex” (Wellenlangemultiplex)
WLDS	Wechselleistungsdichtespektrum
WSK	Wahrscheinlichkeit

Variablen und Konstanten

A	Detektorflache
A_1, A_2	Streckendampfung
B	Detektorbandbreite, Doppelbrechung
\mathcal{B}	Ruckstreuoeffizient
d_n	Korrelationsdistanz der Brechzahlchwankungen
D	Transformationsmatrix
\mathcal{D}	Wandlerkonstante der Photodiode
e	Elementarladung

E	Betrag der komplexen Feldamplitude
f	Frequenz im elektrischen Bereich
f_{IF}	Zwischenfrequenz
h	Kopplungskoeffizient zwischen den Polarisationsmoden
i	Momentanwert des Detektorstromes
I	Momentanwert der Intensität des el. Feldes
\hat{I}	Maximalwert der Intensität
\mathcal{I}_n	Intensitätskoeffizient
k_B	Boltzmann-Konstante
\mathcal{K}	Polarisationsfaktor
$l_r, l_{r_1 \dots r_K}$	Distanz bis zu einer Reflexionsstelle
l_B	Schwebungslänge der Polarisationsänderungen
L	Faserlänge
\mathcal{L}_o	Stecker-Dämpfung
\mathcal{L}_r	Dämpfung der Reflexionsstelle
\mathcal{L}_R	Stecker-Rückflussdämpfung
\mathcal{M}	Verstärkungsfaktor der Avalanche-Photodiode
n_o	Brechzahl
$\mathcal{N}, \mathcal{N}_o, \mathcal{N}_1$	normierte Rauschleistung
\vec{p}	Jones-Vektor des el. Feldes
\vec{p}'	... des transformierten el. Feldes
p_x, p_y	orthogonal polarisierte Komponenten von \vec{p}
p_ξ, p_η	... von \vec{p}'
P_b	Bitfehlerwahrscheinlichkeit
\mathcal{P}	Polarisationsgrad des rückgestreuten und reflektierten Feldes
$r, r_1 \dots r_K$	Feld-Reflexionskoeffizient

R_q	Datenrate des Quellenmodulationssignals
R_s	... des Nutzsignals
$\mathcal{R}, \mathcal{R}_{1...K}$	Reflexionskoeffizient
\mathcal{R}_{eq}	äquivalenter Reflexionskoeffizient
\mathcal{R}_o	Stecker-Reflexionskoeffizient
S	Rückstrefuektor
S_e	Empfängerempfindlichkeit
s	Entscheidungsschwelle
t	Zeit
t_a	Abtastzeitpunkt
$t_r, t_{r1...K}$	Umlaufzeit der Reflexionsstelle
T	Integrationszeit des Detektionsfilters
T_q	Symboldauer des Quellenmodulationssignals
T_s	... des Nutzsignals
T_L	Faserumlaufzeit
T_q	Korrelationszeit der Quellenfeldintensität
v_g	Gruppengeschwindigkeit
x	Zusatzrauschkonstante der APD
α	Faser-Dämpfungskoeffizient
α_s	Rayleigh-Dämpfungskoeffizient
β	Phasenkoeffizient
δ_{el}	normierter Kanalabstand im elektrischen Bereich
Δl	Länge eines Faserabschnitts, Steckerabstand
ΔS_e	Übersprechverlust
$\Delta \nu$	Linienbreite des unmodulierten Feldes
$\Delta \nu_{ch}$	Linienbreite des direkt intensitätsmodulierten Feldes infolge "Chirpings"
$\Delta \omega$	Linienbreite des unmodulierten Feldes

ϵ_0	elektrische Feldkonstante
Θ	Empfänger-Signal/Geräuschleistungsverhältnis
Θ_u	Signal/Geräuschleistungsverhältnis
κ_k	“Semi-Invariants”
λ	Lichtwellenlänge
μ_0	magnetische Feldkonstante
μ_n	Eigenwerte der Integralgleichung
ν	Frequenz im optischen Bereich
σ_{ih}^2	Varianz des thermischen Detektorstromrauschens
τ_q	Kohärenzzeit des Quellenfeldes
ψ	Zufallsvariable
ω	Kreisfrequenz
ω_{el}	Kanalabstand im elektrischen Bereich
ω_{opt}	Kanalabstand im optischen Bereich
ω_{IF}	Zwischenfrequenz

Signale und Systemfunktionen

$\vec{e}(t)$	elektrisches Feld
$\vec{\mathcal{E}}(t)$	komplexer Amplitudenvektor des el. Feldes
$\vec{\mathcal{E}}'(t)$... des transformierten el. Feldes
$\mathcal{E}(t)$	komplexe Amplitude des el. Feldes
$\mathcal{E}_x(t), \mathcal{E}_y(t)$	komplexe Amplituden der Komponenten von $\vec{\mathcal{E}}(t)$
$\mathcal{E}_\xi(t), \mathcal{E}_\eta(t)$... von $\vec{\mathcal{E}}'(t)$
$f_k(t)$	Eigenfunktion der Integralgleichung
$g(t)$	Pulsform der Modulationssignale
$h_d(t), \tilde{h}_d(t)$	Detektorstossantwort
$H_d(\omega), \tilde{H}_d(\omega)$	Übertragungsfunktion des Detektors

$i(t)$	Detektorstrom
$i_{\xi}(t), i_{\eta}(t)$	von orthogonal polarisierten Komponenten verursachte Anteile des Detektorstroms
$i_e(t)$	Empfängerstrom
$i_n(t)$	Rauschstrom des Detektors
$I(t)$	Intensität des el. Feldes
$I'(t)$... des transformierten el. Feldes
$I_x(t), I_y(t)$	Intensitäten der orthogonal polarisierten Komponenten des el. Feldes
$I_{\xi}(t), I_{\eta}(t)$... des transformierten el. Feldes
$a(t)$	Intensitätsmodulationssignal
q_m	Symbolsequenz des Quellenmodulationssignals
s_m	... des Nutzsignals
$\gamma(t)$	komplexe Amplitude des Modulationssignals
$\theta(t)$	Winkelmodulationssignal
$\phi(t)$	Phasenrauschsignal

Bedeutung der Indizes

b	rückgestreutes Signal
d	detektiertes Signal
g	gestreutes Signal
LO	Lokaloszillatorsignal
p	sich in der Faser ausbreitendes Signal
q	Quellensignal
$r, r_1 \dots r_K$	reflektiertes Signal
s	Nutzsignal
t	Gesamtsignal

u	Übersprechsignal
x, y	orthogonale Polarisationszustände
ξ, η	orthogonale Polarisationszustände

Der Index dient der genaueren Bezeichnung der Grössen (Polarisationszustand, komplexe Amplitude, Intensität, Modulationssignal...) der auftretenden elektrischen Felder und der von diesen verursachten Detektorströme. Weiter werden Indizes benützt, um die orthogonal polarisierten Feldkomponenten zu unterscheiden. Treten Doppelindizes auf, dient der erste der näheren Beschreibung der Grössen, und der zweite gibt an, um welche Komponente es sich handelt.

Stossantworten und Übertragungsfunktionen der SM-Glasfaser für die Rückstreuung

$h_b(t)$	Stossantwort
$\vec{h}_{\vec{z}_b}(t)$	Feld-Stossantwortvektor
$\mathbf{h}_{\vec{z}_b}(t)$	Feld-Stossantwortmatrix
$\mathbf{h}_b(t)$	Stossantwortmatrix
$h_x(t), h_{xy}(t), h_y(t)$	Elemente der Matrix $\mathbf{h}_b(t)$
$\mathbf{h}'_b(t)$	transformierte Stossantwortmatrix
$h_\xi(t), h_\eta(t)$	Elemente der Matrix $\mathbf{h}'_b(t)$
$H_b(\omega)$	Frequenzgang
$\mathbf{H}_b(\omega)$	Frequenzgangmatrix
$H_x(\omega), H_{xy}(\omega), H_y(\omega)$	Elemente der Matrix $\mathbf{H}_b(\omega)$
$\mathbf{H}'_b(\omega)$	transformierte Frequenzgangmatrix
$H_\xi(\omega), H_\eta(\omega)$	Elemente der Matrix $\mathbf{H}'_b(\omega)$
$\mathbf{M}(z)$	unitäre Jones-Matrix der SM-Glasfaser
$\vec{p}_b(z)$	Jones-Vektor des rückgestreuten Feldes
$\vec{p}'_b(z)$... des transformierten rückgestreuten Feldes
$p_{b_x}(z), p_{b_y}(z)$	Komponenten von $\vec{p}_b(z)$

$p_{b_\xi}(z), p_{b_n}(z)$... von $\vec{p}'_b(z)$
$P(z)$	Jones-Matrix der SM-Glasfaser
$\rho(z)$	differentieller Feld-Rückstreukoeffizient












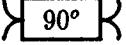

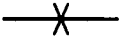

Korrelationsfunktionen und Leistungsdichtespektren

$C_{\vec{\mathcal{E}}}(t_1, t_2)$	ACM des komplexen Amplitudenvektors $\vec{\mathcal{E}}(t)$
$C_I(t_1, t_2)$	ACF der Intensität $I(t)$
$D_\phi(\tau)$	Strukturfunktion des Phasenrauschprozesses
$G_{\mathcal{E}}(t_1, t_2)$	Kern der Integralgleichung
$R_{\mathcal{E}}(t_1, t_2)$	AKF der komplexen Amplitude $\mathcal{E}(t)$
$R_{\mathcal{E}_x \mathcal{E}_y}(t_1, t_2)$	KKF der komplexen Amplituden $\mathcal{E}_x(t)$ und $\mathcal{E}_y(t)$
$R_{\mathcal{E}\mathcal{E}}(t_1, t_2, t_3, t_4)$	PAKF der komplexen Amplitude $\mathcal{E}(t)$
$R_{\vec{\mathcal{E}}}(t_1, t_2)$	AKM des komplexen Amplitudenvektors $\vec{\mathcal{E}}(t)$
$R_I(t_1, t_2)$	AKF der Intensität $I(t)$
$R_\gamma(t_1, t_2)$... der komplexen Amplitude des Modulationssignals
$R_\phi(\tau)$... des Phasenrauschterms $\exp[j\phi(t)]$
$R_{\gamma\gamma}(t_1, t_2, t_3, t_4)$	PAKF der komplexen Amplitude des Modulationssignals
$R_{\phi\phi}(t_1, t_2, t_3, t_4)$... des Phasenrauschterms $\exp[j\phi(t)]$
$RIN(\omega)$	relatives Intensitätsrauschen
$S_{\mathcal{E}}(\omega)$	LDS der komplexen Amplitude $\mathcal{E}(t)$
$S_i(\omega)$... des Stroms $i(t)$
$S_I(\omega)$... der Intensität $I(t)$
$S_\phi(\omega)$... des Phasenrauschterms $\exp[j\phi(t)]$
$\tilde{S}_i(\omega)$	WLDS des Stroms $i(t)$
$\tilde{S}_I(\omega)$... der Intensität $I(t)$

Übrige Funktionen und Operatoren

$(.)^*$	konjugiert komplex
$(.)^T$	transponiert
$(.)^h$	konjugiert komplex und transponiert (hermitesch)
$*$	Korrelationsoperator
\otimes	Faltungsoperator
$\langle . \rangle$	Scharerwartungswert
$\ \cdot \ $	Norm eines Vektors
\bar{x}	Zeitmittelwert der Funktion $x(t)$
$\mathcal{F}\{.\}$	Fouriertransformierte
$I_a(.)$	modifizierte Bessel-Funktion der ersten Art und der Ordnung a
$\mathcal{L}_n^{(a)}(.)$	verallgemeinertes Laguerre-Polynom
$M(.)$	Charakteristische Funktion
$p(.)$	WSK-Dichtefunktion
$p_T(.)$... der Γ -Verteilung
$p_{\chi^2}(.)$... der verallgemeinerten χ^2 -Verteilung
$P\{.\}$	Auftrittswahrscheinlichkeit
$Q(.)$	Fehlerfunktion
$\Re[.]$	Realteil
$\text{sinc}(x)$	$\sin(\pi x)/(\pi x)$
$\text{tr}[.]$	Spur einer Matrix
$\Gamma(.)$	Γ -Funktion
$\delta(.)$	Deltafunktion
δ_{ij}	Kroneckersymbol
σ_x^2	Varianz der Zufallsgrösse x

Schaltsymbole

	Quelle (LD, LED)
	Laserdiode
	Detektor (PIN, APD)
	PIN-Photodiode
	Avalanche-Photodiode
	Optischer Modulator
	“Transceiver” (LD, LED)
	Optisches Filter
	Optischer Isolator
	Richtkoppler
	WDM-Koppler
	90°-Hybrid
	Optischer Stecker
	Spleiss
	Linse



Tiefpass



Bandpass



Verstärker



Quadrierer



Oszilloskop



Personalcomputer

DANKWORT

Herrn Professor Dr. P. E. Leuthold, Vorsteher des Instituts für Kommunikationstechnik an der ETH Zürich bin ich für die grosszügige Förderung meiner Arbeit und für viele wertvolle Anregungen zu grossem Dank verpflichtet.

Ebenfalls danke ich Herrn Professor Dr. H. Melchior für die Übernahme des Korreferates sowie für die kritische Durchsicht des Manuskripts.

Ein besonderer Dank geht an die Herren Dr. P. Wah und Dr. J. Kemper für ihre Unterstützung sowie an die Mitglieder des Faseroptik-Teams für zahlreiche Anregungen und die fruchtbaren Diskussionen.

LEBENS LAUF

Ich wurde am 30. August 1959 in Bremgarten (AG) geboren, wo ich auch die Primar- und Bezirksschule besuchte. Nach der im Herbst 1979 an der Kantonsschule Baden bestandenen Maturitätsprüfung Typus C immatrikulierte ich mich an der ETH in Zürich. Im Dezember 1985 schloss ich mein Studium mit dem Diplom als Elektroingenieur ab.

Seit Beginn des Jahres 1986 bin ich als Assistent und wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Kommunikationstechnik tätig. Ich befasste mich in dieser Zeit mit Forschungsarbeiten auf dem Gebiet der Glasfaserübertragungstechnik. Neben einigen Publikationen und Vorträgen ist dabei auch die vorliegende Arbeit entstanden.