

Michael Haas

Theoretische und experimentelle Untersuchungen zur
Realisierung eines Performance-Monitoring-Systems basierend
auf der frequenz aufgelösten Messung der Stokes-Parameter
modulierter optischer Signale

Beiträge aus der Elektrotechnik

Michael Haas

**Theoretische und experimentelle Untersuchungen zur
Realisierung eines Performance-Monitoring-Systems basierend
auf der frequenz aufgelösten Messung der Stokes-Parameter
modulierter optischer Signale**

 **VOGT**

Dresden 2014

Bibliografische Information der Deutschen Bibliothek

Die Deutsche Bibliothek verzeichnet diese Publikation in der Deutschen Nationalbibliografie; detaillierte bibliografische Daten sind im Internet über <http://dnb.ddb.de> abrufbar.

Bibliographic Information published by the Deutsche Bibliothek

The Deutsche Bibliothek lists this publication in the Deutsche Nationalbibliografie; detailed bibliographic data is available in the internet at <http://dnb.ddb.de>.

Zugl.: Dresden, Techn. Univ., Diss., 2014

Die vorliegende Arbeit stimmt mit dem Original der Dissertation

„Theoretische und experimentelle Untersuchungen zur Realisierung eines Performance-Monitoring-Systems basierend auf der frequenz aufgelösten Messung der Stokes-Parameter modulierter optischer Signale“ von Michael Haas überein.

© Jörg Vogt Verlag 2014

Alle Rechte vorbehalten. All rights reserved.

Gesetzt vom Autor

ISBN 978-3-938860-73-1

Jörg Vogt Verlag
Niederwaldstr. 36
01277 Dresden
Germany

Phone: +49-(0)351-31403921

Telefax: +49-(0)351-31403918

e-mail: info@vogtverlag.de

Internet : www.vogtverlag.de

Technische Universität Dresden

Theoretische und experimentelle Untersuchungen zur
Realisierung eines Performance-Monitoring-Systems basierend
auf der frequenzaufgelösten Messung der Stokes-Parameter
modulierter optischer Signale

Michael Haas

von der Fakultät Elektrotechnik und Informationstechnik der Technischen Universität
Dresden

zur Erlangung des akademischen Grades eines

Doktoringenieurs
(Dr.-Ing.)

genehmigte Dissertation

Vorsitzender: Prof. Dr.-Ing. Hoffmann

Gutachter: Prof. Dr.-Ing. Schäffer

Tag der Einreichung: 28.06.2013

Prof. Dr.-Ing. Peter Meißner

Tag der Verteidigung: 16.12.2013

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Grundlagen	5
2.1	Mathematische Beschreibung der Polarisation	5
2.1.1	Jones-Formalismus	6
2.1.2	Stokes-Formalismus	6
2.1.3	Poincaré-Darstellung	7
2.2	Polarisationsabhängige Effekte in optischen Netzen	8
2.2.1	Polarisationsmodendispersion	9
2.2.2	Polarisationsabhängige Verluste	12
2.2.3	Polarisationsabhängige Verstärkung	13
2.3	Messverfahren für Polarisationsmodendispersion	13
2.3.1	Poincaré-Kugel-Methode (PKM)	14
2.3.2	Modifizierte Poincaré-Kugel-Methode (MPKM)	16
2.3.3	Jones-Matrix-Eigenwertanalyse (JME)	17
2.4	PMD-Emulation	18
2.4.1	Wellenplattenmodell	18
2.4.2	EMTY-Modell	19
2.5	Optisches Signal-Rausch-Verhältnis (OSNR)	23
2.5.1	Benötigtes OSNR für verschiedene Modulationsformate und Datenraten	23
2.5.2	OSNR-Messverfahren	24
2.6	Brillouin-Streuung	27
2.6.1	Stimulierte Brillouin-Streuung	27
2.6.2	Brillouin-Verstärker	30
2.6.3	Rauschen des Brillouin-Verstärkers	33
2.7	Polarimeter basierend auf kohärenter Detektion	35
2.7.1	Rauschen des kohärenten Empfängers	38

3	Polarisationabhängige Komponenten in optischen Netzen	39
3.1	Glasfaser	39
3.2	Optische Filter	40
3.3	Verstärker	40
3.4	Multiplexer	41
3.5	Verteilstrukturen	42
3.6	Zusammenfassung	42
4	Simulationen	45
4.1	Untersuchung verschiedener Polarimeter-Realisierungen	46
4.1.1	Ideales optisches Filter	46
4.1.2	Faser-Bragg-Gitter	53
4.1.3	Scanning-Fabry-Perot-Filter	55
4.1.4	Kohärentes Polarimeter	58
4.1.5	Zusammenfassung	61
4.1.6	Höherwertige Modulationsformate	63
4.2	OSNR-Bestimmung mittels Auswertung des DOP optischer Signale	67
4.3	Untersuchung der PDL- bzw. PDG-Abhängigkeit	68
4.3.1	Bestimmung der DGD bei vernachlässigbarer PMD höherer Ordnung	69
4.3.2	Bestimmung der DGD bei vorhandener PMD höherer Ordnung	71
4.3.3	Bestimmung der DGD in einem realen Link	73
4.3.4	Zusammenfassung	75
5	Experimente	77
5.1	PMD-Emulator	77
5.2	Systemcharakterisierung	79
5.3	Kohärentes Polarimeter	81
5.3.1	Messvorbereitungen	82
5.3.2	Stokes-Parameter	83
5.3.3	Differentielle Gruppenlaufzeit	84
5.3.4	Polarisationsabhängige chromatische Dispersion und Depolarisation	86
5.3.5	Optisches Signal-Rausch-Verhältnis	87
5.3.6	Optimierung	89
5.4	Brillouin-Polarimeter	90
5.4.1	Messvorbereitungen	90
5.4.2	Stokes-Parameter	92

5.4.3	Differentielle Gruppenlaufzeit	92
5.4.4	Polarisationsabhängige chromatische Dispersion und Depolarisation	94
5.4.5	Optisches Signal-Rausch-Verhältnis	95
5.4.6	Rauschen des Brillouin-Verstärkers	96
5.5	Modifizierte Poincaré-Kugel-Methode	97
5.6	Messgeräte	99
5.7	Zusammenfassung	99
6	Polarisationsmodendispersionskompensation	101
6.1	EMTY-Modell	101
6.1.1	Simulationen	101
6.1.2	Ergebnisse	102
6.1.3	Zusammenfassung	102
6.2	EMTY-Modell und nichtlineare Optimierung	103
6.2.1	Optimierungsstrategie	103
6.2.2	Ergebnisse	104
6.2.3	Zusammenfassung	105
6.3	Technische Realisierung	105
6.3.1	Zusammenfassung	109
7	Zusammenfassung und Ausblick	111
8	Anhang	119
8.1	HF-Leistungsmesser	119
8.2	Programmablaufplan EMTY-Modell und nichtlineare Optimierung	120
8.3	MPKM-Algorithmus	121
8.4	Depolarisator	122

Abbildungsverzeichnis

1.1	Schematischer Aufbau eines optischen Übertragungssystems mit optischem Performance-Monitoring	3
2.1	Poincaré-Kugel-Darstellung	8
2.2	Elliptischer Kern einer Glasfaser	10
2.3	PMD-Vektor erster Ordnung und Komponenten des PMD-Vektors zweiter Ordnung	12
2.4	Rotation des Stokes-Vektors am Ausgang einer doppelbrechenden Glasfaser als Funktion der Frequenz	15
2.5	Wellenplattenmodell [Mer03]	18
2.6	Histogramm der DGD für 10000 Faserrealisierungen bei 1000 Fasersegmenten	20
2.7	Mehrstufiger PMD-Emulator (EMTY-Modell)	20
2.8	Zerlegung der Jones-Matrix des PMD-Emulators mittels des EMTY-Modells in Funktionen unterschiedlicher Potenz	22
2.9	OSNR-Messverfahren	25
2.10	OSNR als Funktion des DOP (Gleichung(2.68))	26
2.11	Schematische Darstellung der Reflexion an rückwärts- und vorwärtslaufenden Brechzahlgittern (links), gemessenes Spektrum spontaner Brillouin Streuung in einer SMF28 (rechts)	27
2.12	Stimulierte Brillouin-Streuung [Sch04]	28
2.13	Lorentzgewinnspektrum (links), spektrale Breite des Gewinnspektrums (FWHM) einer NZDSF in Abhängigkeit von der Pumpleistung [Ruf04] (rechts)	29
2.14	Polarisationsabhängigkeit der Brillouin-Verstärkung in doppelbrechenden Fasern [DB94].	31
2.15	Lösung der gekoppelten Differentialgleichungen (2.74, 2.75) und daraus resultierende PDG für eine SSMF	32

2.16	Lösung der gekoppelten Differentialgleichungen (2.74, 2.75) und daraus resultierende PDG für eine NZDSF	33
2.17	Rauschzahl als Funktion der Faserlänge mit der Pumpleistung als Parameter (links) und Rauschzahl als Funktion der Pumpleistung mit der Faserlänge als Parameter (rechts)	34
2.18	Einschränkung des Messbereiches aufgrund der Rauschcharakteristik des Brillouin-Filters	34
2.19	Kohärentes Empfangssystem	35
2.20	Prinzipielle Darstellung der Funktionsweise des kohärenten Empfängers	36
3.1	Aufbau eines zweistufigen EDFAs [Kam02]	41
3.2	Aufbau eines OADMs	41
4.1	Prinzipskizze des Simulationsaufbaus	46
4.2	SOP-Daten aus VPI (links), SOP-Daten verarbeitet mit Matlab (rechts)	48
4.3	DGD, PCD und Depolarisation als Funktion der relativen Frequenz	49
4.4	DGD, PCD und Depolarisation als Funktion der Stützstellenabstandes (ohne Mittelung)	50
4.5	PCD und Depolarisation als Funktion des Stützstellenabstandes (Mittelung über 5 Messungen)	51
4.6	DGD, PCD und Depolarisation als Funktion des OSNR (10 Gbit/s NRZ)	51
4.7	DGD, PCD und Depolarisation als Funktion der DGD	52
4.8	Übertragungsfunktion eines simulierten Faser-Bragg-Gitters	53
4.9	Übertragungsfunktion eines gemessenen Faser-Bragg-Gitters, eines Phasensprunggitters und deren Überlagerung	55
4.10	Übertragungsfunktion eines Fabry-Perot-Filters	56
4.11	Simulierte Stokes-Parameter für ein 10 Gbit/s NRZ-Signal bei Verwendung eines FPs als Filter	56
4.12	Simulierte Stokes-Parameter für ein 10 Gbit/s RZ-Signal bei Verwendung eines FP-Filters	57
4.13	Gemessene polarisationsabhängige Frequenzverschiebung der Übertragungsfunktion eines faseroptisch realisierten Fabry-Perot-Filters der Firma Micron Optics	58
4.14	Prinzipskizze des kohärenten Empfängers [Rou04]	58
4.15	Leistung für 4 verschiedene Polarisationen des Lokaloszillators	60
4.16	DGD, PCD und Depolarisation als Funktion der Stützstellenanzahl	62

4.17	DGD, PCD und Depolarisation als Funktion des OSNR (10 Gbit/s NRZ)	62
4.18	40 Gbit/s NRZ DQPSK-Spektrum (links) und 40 Gbit/s RZ DQPSK-Spektrum (rechts)	64
4.19	DGD, PCD und Depolarisation als Funktion der Stützstellenanzahl	65
4.20	PCD und Depolarisation als Funktion des Stützstellenabstandes (Mittelung über 5 Messungen)	65
4.21	DGD, PCD und Depolarisation als Funktion der Stützstellenanzahl für den kohärenten Empfänger	66
4.22	Fehler bei der OSNR-Bestimmung für verschiedene Messgenauigkeiten des DOP	67
4.23	OSNR-Bestimmung für verschiedene Filterbandbreiten (Gauss-Filter 21. Ordnung) und unterschiedliche PMD-Werte	68
4.24	OSNR für 10 Gbit/s NRZ und RZ, Gaussfilter (21. Ordnung) mit einer Filterbandbreite von 100 MHz, Frequenzauflösung 1,22 MHz	69
4.25	Simulationsaufbau zur DGD-Messung bei vernachlässigbarer PMD höherer Ordnung	69
4.26	DGD-Bestimmung über 160 GHz	70
4.27	Simulationsaufbau zur DGD-Messung bei vorhandener PMD höherer Ordnung	72
4.28	Simulationsaufbau zur DGD-Messung in einem realitätsnahen Link [ASa02]	74
4.29	Messung der DGD in einem realitätsnahen Link	75
5.1	Mit einem Vektoranalysator gemessener DGD-Verlauf eines PMD-Emulators mit konstanter DGD (links) und eines PMD-Emulators mit frequenzabhängiger DGD (rechts)	78
5.2	PMD-Parameter höherer Ordnung des PMD-Emulators, PCD (links) und Depolarisation (rechts)	78
5.3	Setup zur Systemcharakterisierung	79
5.4	PMD-Parameter-Messung über 50 Minuten mittels eines Lasersweeps über eine Bandbreite von 50 GHz	80
5.5	Frequenzabhängiger Verlauf der Polarisation am Ausgang der Faser (oben, links), PMD-Vektor-Verlauf (oben, rechts), DGD-Verlauf + Referenzmessung (unten, links), Fehlersignal (unten, rechts)	80
5.6	Messaufbau zur PMD-Bestimmung mittels des kohärenten Polarimeters	81
5.7	Übertragungsfunktion des Gegentaktempfängers (links), Initialisierung des Lokaloszillators (rechts)	82

5.8	Gemessene Leistung am Gegentaktempfänger für 4 verschiedene Lokaloszillatorpolarisationen	83
5.9	Gemessene Stokes-Parameter eines PMD-behafteten 10 Gbit/s NRZ-Signals für $P_{Sig} = -10$ dBm (links) und für $P_{Sig} = -24$ dBm (rechts)	84
5.10	Gemessene DGD in Abhängigkeit von der Signalleistung (links) und vom Stützstellenabstand (rechts).	85
5.11	Gemessene DGD in Abhängigkeit des Leistungskoppelfaktors.	85
5.12	Gemessene DGD in Abhängigkeit des Leistungskoppelfaktors mit reduzierte Bandbreite des BR (Tiefpass 50 MHz)	86
5.13	Gemessene PMD-Parameter aus den frequenz aufgelösten Stokes-Parametern eines 10 Gbit/s NRZ-Signals	87
5.14	Gemessene DGD (links) und PCD sowie Depolarisation (links) mittels des kohärenten Polarimeters	87
5.15	Messaufbau zur OSNR-Bestimmung mittels des kohärenten Polarimeters	88
5.16	OSNR-Messung bei nicht vorhandener und vorhandener DGD von 12,7 ps	88
5.17	Charakterisierung des Leistungsmessers	89
5.18	Messaufbau zur PMD-Bestimmung mittels des Brillouin-Polarimeters . .	90
5.19	Gemessenes Spektrum vor dem Polarimeter für eine Pumpleistung P_P von 18 dBm	91
5.20	DOP-Bestimmung der Pumpe	91
5.21	Langzeitmessung des DOP der Pumpe (links) und Veränderung des DOP bei Zuschaltung eines EDFAs (rechts)	92
5.22	Messung der Stokes-Parameter eines PMD-behafteten 10 Gbit/s NRZ-Signals mittels des Brillouin-Polarimeters	93
5.23	Messung der DGD in Abhängigkeit des Stützstellenabstandes (links) und des Leistungskoppelfaktors (recht)	93
5.24	Abhängigkeit der DGD (links) und des Leistungskoppelfaktors (rechts) vom Depolarisationsgrad der Pumpe	94
5.25	Gemessene DGD, PCD und Depolarisation mittels des Brillouin-Polarimeters	95
5.26	Frequenz aufgelöste Messung des OSNR (links) bzw. des DOP (rechts) eines 10 Gbit/s NRZ-Signals	95
5.27	Setup zur Bestimmung des Rauschens eines Brillouin-Verstärkers	96
5.28	DOP als Funktion der relativen Frequenz (links), OSNR als Funktion der relativen Frequenz (rechts)	97
5.29	Aufbau des PDL-Emulators	97

5.30	Übertragungsfunktion des PDL-Emulators (links), DGD Messung mit 10 dB PDL im Messpfad (rechts)	98
6.1	DGD (Strecke, Strecke + Kompensator) und BER-Kurven für das EMTY-Modell bei 40 Gbit/s NRZ	102
6.2	Grafische Veranschaulichung der Optimierung	103
6.3	DGD (Strecke, Strecke + Kompensator) und BER-Kurven für das EMTY-Modell + nichtlineare Optimierung bei 40 Gbit/s NRZ	104
6.4	BER-Kurven für das EMTY-Modell + nichtlineare Optimierung (40 Gbit/s NRZ) für PMD-Emulatoren mit unterschiedlicher mittlerer DGD	105
6.5	FIR-Filter zweiter Ordnung zur PMD-Kompensation [Dut05]	106
6.6	Gruppenlaufzeit als Funktion des Koppelfaktors und der Phase im mittleren Pfad (links) und als Funktion der Phase im mittleren Pfad bei festem Koppelfaktor (rechts)	106
6.7	Resultierende DGD	107
6.8	Prinzipdarstellung eines PMD-Kompensator mittels optischer Delay-Line-Filter	108
6.9	PMD-Kompensator mittels optischer Delay-Line-Filter	108
8.1	Schaltplan	119
8.2	Layout	119
8.3	Grafische Veranschaulichung der Optimierung mittels Programmablaufplan	120
8.4	Funktionsweise des Faser-Ring-Depolarisators [MP01]	122

Tabellenverzeichnis

2.1	Abschätzung der maximalen Übertragungsreichweite für binäre Modulationsformate	10
2.2	Benötigtes OSNR für verschiedene Modulationsformate bei 42,7 Gbit/s (BER= 10^{-3} , $B_{el} = 30$ GHz [WE06])	24
2.3	OSNR-Werte für verschiedene DOP Werte (Gleichung(2.68))	26
3.1	PDL-Wert typischer Komponenten in optischen Netzen [Agi96, Kam02] .	42
3.2	PMD-Koeffizienten bzw. PMD verschiedener Glasfasern und Komponenten	42
4.1	Simulationsparameter 10 Gbit/s OOK für das ideale optische Filter . . .	47
4.2	Mittlere DGD, quadratisches Mittel der PCD und Depolarisation (Faser-Bragg-Gitter)	54
4.3	Mittlere DGD, quadratisches Mittel der PCD und Depolarisation (Fabry-Perot-Filter)	55
4.4	Simulationsparameter 10 Gbit/s OOK für das kohärente Polarimeter . .	59
4.5	Simulationsparameter 40 Gbit/s DQPSK	63
4.6	Mittlere DGD für verschiedene PDL-Werte und deren Abweichung von 9,37 ps	71
4.7	Mittlere DGD für verschiedene PDL-Werte und deren Abweichung von 15,89 ps	72
4.8	Mittlere DGD für verschiedene Orientierungen des PDL-Elements und deren Abweichung von 15,89 ps bei einer PDL von 0,8 dB	73
5.1	Daten verwendeter Messgeräte	99
5.2	Zusammenfassung der Messergebnisse	100
5.3	Bewertung der Messergebnisse	100

Abkürzungsverzeichnis

ADM Add-Drop Multiplexer

ASE Verstärkte Spontane Emission

AWG Wellenleiterfächer-Multiplexer

AWGN Additives weißes gaußsches Rauschen

BER Bitfehlerrate

BR Bitrate

BR Gegentaktempfänger

DCF Dispersionskompensierende Faser

Dep. Depolarisation

DGD Differentielle Gruppenlaufzeit

DOP Polarisationsgrad

DSF Dispersionsverschobene Faser

ECL Laser mit externem Resonator

EDFA Erbium-dotierter Faser-Verstärker

FBG Faser-Bragg-Gitter

FIR Filter mit endlicher Impulsantwort

FP Fabry-Perot

FSR Freier Spektralbereich

HDTV hochauflösendes Fernsehen

IIR Filter mit unendlicher Impulsantwort
 JME Jones-Matrix-Eigenwertanalyse
 LO Lokaler Oszillator
 MPKM Modifizierte Poincaré-Kugel-Methode
 MZI Mach-Zehnder-Interferometer
 NRZ non return-to-zero
 NZDSF Dispersionsverschobene Faser mit nichtverschwindender Disperison
 OMU Optische Multiplex-Einheit
 OSA Optischer Spektrumanalysator
 OSNR Optisches Signal-Rausch-Verhältnis
 OXC Optischer Cross-Connect
 PCD Polarisationsabhängige Chromatische Dispersion
 PDG Polarisationsabhängiger Gewinn
 PDL Polarisationsabhängige Verluste
 PKM Poincaré-Kugel-Methode
 PMD Polarisationsmodendispersion
 PSG Phasensprunggitter
 PSP Polarisationshauptzustand
 RBWU Relativ genutzte Bandbreite
 Rx Empfänger
 RZ return-to-zero
 SBS Stimulierte Brillouin-Streuung
 SOP Polarisationszustand

SSMF Standard-Einmodenfaser

Tx Sender

VoD Video-on-Demand

WDM Wellenlängenmultiplex

WSC Wellenlängenselektiver Koppler

ZV Zwischenverstärker

1 Einleitung

Die stetig steigende Anzahl von Internetanschlüssen im Festnetz und internetfähigen mobilen Endgeräten sowie immer schnelleren Internetzugängen führt zu einem starken Anstieg des Datenverkehrs im Internet. Dieser wird hauptsächlich durch Anwendungen wie hochauflösendes Fernsehen (HDTV), Online-Videotheken (VoD), File-Sharing-Portalen und Online-Spielen getrieben. Soziale Netzwerke spielen als Plattform für Medieninhalte (Videos, Online-Spiele u.s.w.) eine wichtige Rolle bei der Zugänglichmachung und Verbreitung dieser unter einer Vielzahl von Nutzern. Zukünftige Anwendungen wie interaktives Fernsehen und „Virtual Reality“-Anwendungen könnten weitere Treiber für den zu transportierenden Datenverkehr werden. Um diese Fülle an Daten transportieren zu können sind sowohl schnelle Backbone- als auch Metro- und Zugangsnetze notwendig. In den heutigen Weitverkehrsnetzen etablieren sich nach und nach Kanaldatenraten von 40 Gbit/s bis zu 100 Gbit/s (z.B. 100G Ethernet) und in Metronetzen Kanaldatenraten von 10 Gbit/s. In diesen hochbitratigen Netzen spielen Signalverzerrungen aufgrund von Polarisationsmodendispersion (PMD) für die Signalqualität und somit für eine fehlerfreie Übertragung eine immer bedeutendere Rolle.

Unter Polarisationsmodendispersion versteht man die Entartung der orthogonalen Polarisationen des Grundmodes in einem Einmodenlichtwellenleiter. Sie wird durch Doppelbrechung im Lichtwellenleitern hervorgerufen und hat zur Folge, dass sich die orthogonalen Polarisationen des Grundmodes mit unterschiedlichen Gruppengeschwindigkeiten ausbreiten, was wiederum zu einer Verbreiterung der übertragenen Impulse am Empfänger führt. Die daraus resultierende Überlagerung benachbarter Symbole wird als Intersymbolinterferenz bezeichnet. Diese kann zu kritischen Bitfehlerraten und somit zum Ausfall eines Links beziehungsweise einzelner Wellenlängenkanälen in optischen Netzen mit Wellenlängenmultiplex (WDM) führen. Der Effekt ist jedoch im Vergleich zur chromatischen Dispersion sehr klein, weshalb er lange nicht bei der Planung von optischen Netzen und bei der Herstellung von Glasfasern und optischen Komponenten berücksichtigt wurde.

Ab Kanaldatenraten von 10 Gbit/s kann PMD jedoch im Allgemeinen nicht mehr ver-

nachlässigt werden. Im Gegensatz zur chromatischen Dispersion (CD), welche deterministisch kompensierbar ist, ist PMD aufgrund zufälliger äußerer Einflüsse wie z.B. Temperaturschwankungen und mechanischen Vibrationen ein zufälliger Prozess, welcher eine adaptive Kompensation notwendig macht. Für diese sind schnelle Messsysteme notwendig, die die PMD-Parameter einer Übertragungsstrecke bestimmen, welche dann verwendet werden können, um einen optischen oder elektrischen PMD-Kompensator einzustellen. Weiterhin können die Daten als Routinginformationen genutzt werden, um z.B. optische Signale in WDM-Systemen von Kanälen mit hoher PMD auf Kanäle niedriger PMD umzuleiten.

In der vorliegenden Dissertation soll die Polarisationsinformation eines modulierten optischen Signals (Stokes-Parameter), welches sich durch das PMD-behaftete optische Netz ausgebreitet hat, frequenz aufgelöst bestimmt und dazu verwendet werden, die PMD der Strecke online zu überwachen. Das Verfahren bietet potentiell folgende Vorteile:

- Es ist unabhängig von der Datenrate und der Modulation des optischen Signals.
- Es liefert während des Netz-Betriebs direkt im jeweils interessierenden Kanal Informationen über die PMD der Strecke.
- Es kann zusätzlich auf das optische Signal-Rausch-Verhältnis (OSNR) geschlossen werden.
- Es kann flexibel an verschiedenen Punkten in optischen Netzen eingesetzt werden.

Der schematische Aufbau einer optischen Übertragungsstrecke mit optischem Monitoringsystem und Entzerrer ist in Abbildung 1.1 dargestellt. Das optische Monitoringsystem ist hier beispielhaft durch einen durchstimmbaren optischen Bandpassfilter und einem nachgeschaltetem Polarimeter zur Bestimmung der Stokes-Parameter des modulierten optischen Signals realisiert. Die gewonnen Daten können zur Einstellung eines optischen PMD-Entzerrers (PMDC), welcher sich hier vor der Photodiode des Empfängers befindet, verwendet werden. Ein elektrischer Entzerrer hinter der Photodiode des Empfängers ist ebenfalls denkbar.

Der kritischste Punkt des Monitoringsystems ist die Realisierung der Frequenzselektivität, damit die Stokes-Parameter frequenz aufgelöst gemessen werden können. Diese wird zum einen durch Ausnutzung eines nichtlinearen Effektes der stimulierten Brillouin-Streuung und zum anderen durch kohärente Detektion und elektrische Filterung realisiert. Weitere wichtige Aspekte sind die Auswirkungen anderer polarisationsabhängiger

Effekte der Übertragungsstrecke, wie polarisationsabhängige Verluste (PDL) und Gewinne (PDG) auf das Monitoringsystem und die Verknüpfung der gemessenen Daten sowohl mit den PMD-Vektoren der Übertragungsstrecke als auch den Parametern des PMD-Kompensators sowie deren Abbildung auf physikalische Komponenten zur Realisierung eines PMDCs. Die genannten Aspekte sollen durch die Arbeit adressiert werden, wobei der Schwerpunkt auf der Realisierung des Monitoringsystems liegt.

Im Kapitel 2 wird zunächst auf einige Grundlagen zur mathematischen Beschreibung der Polarisation von optischen Signalen, zu polarisationsabhängigen Effekten in optischen Systemen, der Modellierung von optischen Systemen mit PMD und der Brillouin-Streuung eingegangen. Weiterhin wird der Stand der Technik bezüglich PMD- und OSNR-Messsystemen dargelegt. Das darauf folgende Kapitel beschäftigt sich mit dem Aufbau optischer Netze und der Polarisationsabhängigkeit der dort verwendeten Komponenten. Im Kapitel 4 folgen Simulationen zu den verschiedenen Polarimeteransätzen bezüglich ihrer Verwendbarkeit zur Bestimmung der PMD-Parameter von optischen Übertragungsstrecken oder Komponenten und des optischen Signal-Rausch-Verhältnisses. Weiterhin wird die Genauigkeit der Messergebnisse in Abhängigkeit auftretender polarisationsabhängiger Verluste untersucht. Messergebnisse zu den einzelnen Polarimeter-Realisierungen befinden sich im 5. Kapitel. Abschließend soll im Kapitel 6 auf die Kompensation von PMD exemplarisch anhand des EMTY-Modells eingegangen werden und eine mögliche Realisierung mittels optischer FIR-Filter diskutiert werden.

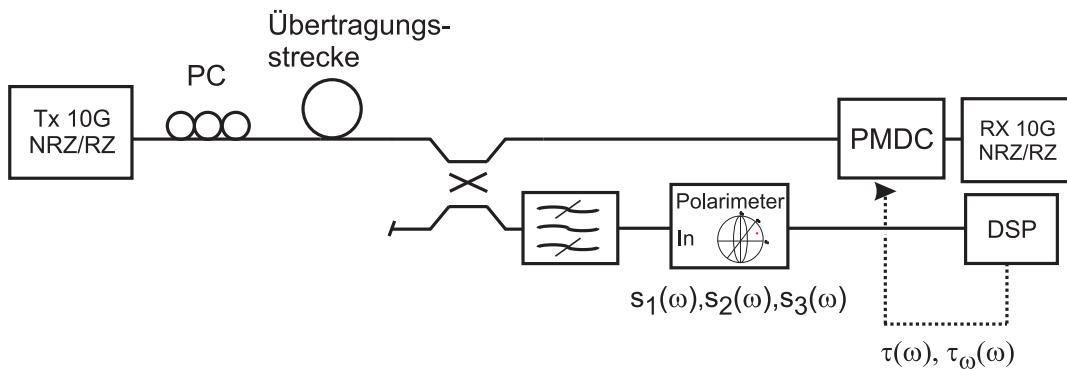


Abbildung 1.1: Schematischer Aufbau eines optischen Übertragungssystems mit optischem Performance-Monitoring

2 Grundlagen

Im folgenden Kapitel wird auf die mathematische Beschreibung der Polarisation des Lichts und der Polarisationsmodendispersion (PMD) eingegangen, welche eine wichtige Grundlage des Performance-Monitoring-Systems bilden. Weiterhin sollen einige Grundlagen zu polarisationsabhängigen Verlusten (PDL) passiver optischer Komponenten und polarisationsabhängige Gewinne (PDG) aktiver optischer Komponenten betrachtet werden, da diese die Polarisation des Lichts signifikant beeinflussen können. Aufbauend darauf werden verschiedene Messmethoden zur Bestimmung der PMD und des OSNR beschrieben. Außerdem wird der Brillouin-Effekt als Basis des frequenzselektiven Filters und die mathematische Beschreibung eines kohärenten Polarimeteransatzes dargelegt.

2.1 Mathematische Beschreibung der Polarisation

Das elektrische Feld einer sich in positiver z-Richtung ausbreitenden transversal-elektromagnetischen Welle kann wie folgt mathematisch beschrieben werden

$$\vec{E}(z, t) = \vec{E}_0 e^{j(\omega t - \beta z)} = \begin{pmatrix} E_x e^{j\varphi_x} \\ E_y e^{j\varphi_y} \end{pmatrix} e^{j(\omega t - \beta z)}. \quad (2.1)$$

Die Schwingungsrichtung des sich aus Betrag und Phase der x- und y-Komponente ergebenden elektrischen Feldstärkevektors gibt per Definition [AB87] die Polarisation der elektromagnetischen Welle an. Sie wird somit durch die komplexe Anfangsamplitude ($t, z=0$)

$$\vec{E}_0 = \begin{pmatrix} E_x e^{j\varphi_x} \\ E_y e^{j\varphi_y} \end{pmatrix} \quad (2.2)$$

bestimmt. Daraus ergeben sich verschiedene Möglichkeiten zur Beschreibung der Polarisation, wie zum Beispiel den Jones-Formalismus, den Stokes-Formalismus und die Poincaré-Darstellung, die in den folgenden Teilkapiteln kurz eingeführt werden sollen.

2.1.1 Jones-Formalismus

Mit dem Jones-Formalismus können die Polarisationszustände vollständig polarisierten Lichts, wie es zum Beispiel von Laserquellen emittiert wird und Polarisations Transformationen mathematisch beschrieben werden. Zur Beschreibung der Polarisation werden die Feldamplituden und die Phasen der jeweiligen Feldkomponenten herangezogen. Die Beschränkung auf vollständig polarisiertes Licht folgt daraus, dass eine Photodiode nur das zeitliche Mittel des Betragsquadrats des einfallenden elektrischen Feldes $\langle |E_x|^2 \rangle_T$ detektiert. Aus diesem kann nur dann direkt auf die Amplitude des elektrischen Feldes geschlossen werden, wenn das elektrische Feld vollständig polarisiert ist aber nicht für nur teilweise oder unpolarisiertes Licht [Mes08].

Die in Gleichung (2.2) eingeführte komplexe Anfangsamplitude wird auch als Jones-Vektor bezeichnet. Im Allgemeinen wird der Jones-Vektor als Einheitsvektor dargestellt und nur die Phasendifferenz zwischen x- und y-Komponente $\Delta\varphi$ betrachtet. Dies führt zum normierten Jones-Vektor

$$\underline{\vec{a}} = \frac{1}{\sqrt{E_x^2 + E_y^2}} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y e^{j\Delta\varphi} \end{pmatrix}. \quad (2.3)$$

Das elektrische Feld kann somit in folgender Form

$$\underline{\vec{E}} = E_0 \underline{\vec{a}} e^{j(\omega t - \beta z)} \quad (2.4)$$

angegeben werden. Wobei $E_0 = \sqrt{E_{x,0}^2 + E_{y,0}^2}$ gilt. Die Feldamplituden und deren Phasenbeziehung zueinander lassen sich messtechnisch nur relativ aufwendig bestimmen. Sie können jedoch auf Intensitäten zurückgeführt werden, was wiederum zum Stokes-Formalismus führt.

2.1.2 Stokes-Formalismus

Mit dem Stokes-Formalismus können wie beim Jones-Formalismus Polarisationszustände und Polarisations Transformationen beschrieben werden. Im Gegensatz zum Jones-Formalismus lässt sich sowohl vollständig polarisiertes als auch teilweise polarisiertes

Licht beschreiben. Zwischen beiden Formalismen besteht folgender mathematischer Zusammenhang:

$$\vec{S} = \begin{pmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_x^2 + E_y^2 \\ E_x^2 - E_y^2 \\ 2E_x E_y \cos(\Delta\varphi) \\ 2E_x E_y \sin(\Delta\varphi) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} I_{\text{ges}} \\ I_{(0)} - I_{(90)} \\ I_{(45)} - I_{(-45)} \\ I_{(R)} - I_{(L)} \end{pmatrix}. \quad (2.5)$$

Somit lässt sich auf einfache Weise mit verschiedenen Polarisatoren und Photodetektoren die Polarisation des Lichts bestimmen. Werden die Stokes-Parameter auf die Gesamtleistung normiert, erhält man den häufig verwendeten normierten Stokes-Vektor

$$\vec{s} = \begin{pmatrix} S_1/S_0 \\ S_2/S_0 \\ S_3/S_0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} s_1 \\ s_2 \\ s_3 \end{pmatrix}. \quad (2.6)$$

Bezieht man die gemessene Leistung des polarisierten Lichtes auf die Gesamtleistung erhält man den Depolarisationsgrad des Lichtes:

$$DOP = \frac{\sqrt{S_1^2 + S_2^2 + S_3^2}}{S_0} = \sqrt{s_1^2 + s_2^2 + s_3^2}. \quad (2.7)$$

Der DOP ist 0 für vollständig depolarisiertes Licht, wie es zum Beispiel von einer Glühlampe emittiert wird und 1 für vollständig polarisiertes Licht eines Lasers.

2.1.3 Poincaré-Darstellung

Die Poincaré-Darstellung dient zur Veranschaulichung von Polarisations Transformationen im Stokes-Raum, der über Gleichung (2.5) mit dem Jones-Raum verbunden ist. Dazu werden auf einer Einheitskugel die normierten Stokes-Vektoren mit der Zeit oder der Frequenz, an einem festen oder an verschiedenen Punkten entlang eines Ausbreitungsmediums abgetragen (Abbildung 2.1). Jeder Punkt auf der Einheitskugel entspricht dabei einem Polarisationszustand vollständig polarisierten Lichtes. Die Stokes-Vektoren teilweise polarisierten Lichtes liegen innerhalb und der Stokes-Vektor vollständig depolarisierten Lichtes im Mittelpunkt der Einheitskugel. Auf dem Äquator befinden sich alle linearen Polarisierungen, auf den Polen jeweils eine der zwei möglichen zirkularen Polarisierungen und dazwischen elliptische Polarisierungen. Orthogonale Polarisierungen liegen

sich diametral gegenüber. Ein einzelner Punkt auf der Poincaré-Kugel kann über die Stokes-Parameter oder zwei Winkel (Azimuth Ξ und Elliptizität Ψ) angegeben werden:

$$\vec{P} = \begin{pmatrix} s_1 \\ s_2 \\ s_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos(2\Psi) \cos(2\Xi) \\ \cos(2\Psi) \sin(2\Xi) \\ \sin(2\Psi) \end{pmatrix}. \quad (2.8)$$

Der mathematische Zusammenhang zwischen den Winkeln, den Jones- und den Stokes-

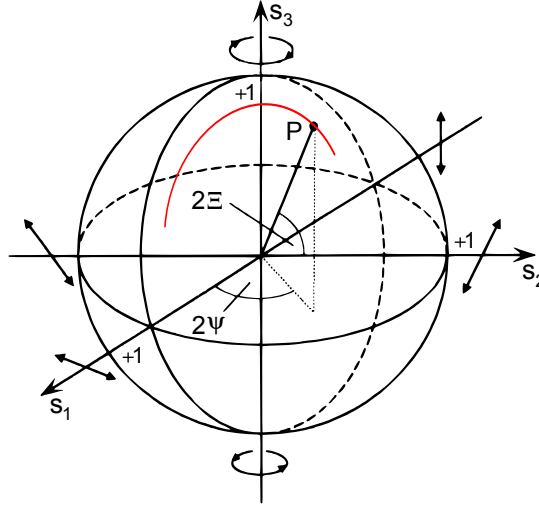


Abbildung 2.1: Poincaré-Kugel-Darstellung

Parametern ist mit

$$2\Xi = \arctan\left(\frac{2E_{x,0}E_{y,0}\cos(\Delta\varphi)}{E_{x,0}^2 - E_{y,0}^2}\right) = \arctan\left(\frac{s_2}{s_1}\right), \quad (2.9)$$

$$2\Psi = \arcsin\left(\frac{2E_{x,0}E_{y,0}\sin(\Delta\varphi)}{E_{x,0}^2 + E_{y,0}^2}\right) = \arcsin(s_3) \quad (2.10)$$

gegeben.

2.2 Polarisationsabhängige Effekte in optischen Netzen

Das Übertragungsverhalten einer optischen Übertragungsstrecke ist infolge verschiedener polarisationsabhängiger Effekte, wie der Polarisationsmodendispersion und polarisationsabhängigen Verlusten und Gewinnen abhängig von der Eingangspolarisation in das optische Übertragungssystem. Dies führt aufgrund der Zeit -und Wellenlängenabhängig-

keit der Polarisationsmodendispersion zu Schwankungen in der Signalqualität über der Zeit und der Wellenlänge.

2.2.1 Polarisationsmodendispersion

Aufgrund fertigungsbedingter Schwankungen bzw. mechanischer Spannungen kann es zu einer Doppelbrechung in der Glasfaser kommen. Die Elliptizität des Kerns (Abbildung 2.2) oder des Brechzahlprofils führt zu unterschiedlichen Ausbreitungsgeschwindigkeiten für die zwei orthogonalen Moden des Grundmodes. Bei der Ausbreitung durch die Glasfaser führt dies zu einer Verbreiterung und Verzerrung des Ausgangspulses am Empfänger, wodurch die mögliche Übertragungsreichweite limitiert wird. Nimmt man als maximal zulässigen Wert für die PMD-bedingte Aufweitung eines gaußförmigen Pulses 14 Prozent der Eingangspulsdauer an, was einer Power-Penalty von mehr als 1 dB für eine Zeit von 30 Minuten/Jahr entspricht, dann ergibt sich daraus für die maximale Übertragungsdistanz binärer Modulationsformate folgende Faustformel [PN97]

$$L \leq \frac{1,96}{100 \left(\frac{BR}{Bit} \right)^2 D_{PMD}^2}. \quad (2.11)$$

Der PMD-Koeffizient D_{PMD} gibt die Aufweitung des Pulses in ps bezogen auf die Länge der Glasfaser an. Für kurze Fasern mit schwacher Modenkopplung geht die Länge linear und für lange Glasfasern mit starker Modenkopplung mit der Wurzel ein. Zur Definition kurzer und langer Glasfasern wird die Korrelationslänge l_c verwendet. Sie legt die Distanz fest, nach der die Differenz der mittleren Leistung des angeregten Modes $\langle P_{\parallel} \rangle$ und des dazu orthogonalen Polarisationsmodes $\langle P_{\perp} \rangle$, normiert auf die Gesamtleistung P_{ges} , durch Modenkopplung den Wert $1/e^2$ erreicht hat [PN97]. Sie ist stark abhängig von der Faserbeanspruchung und liegt für auf eine Spule aufgewickelte Standard-Einmodenfasern, abhängig vom Biegeradius, bei wenigen Metern. Bei installierten Glasfaserkabeln kann sie bis zu 1 km betragen [PN97, Poo89]. Die Ergebnisse für die maximale Übertragungsdistanz bei verschiedenen Datenraten und PMD-Koeffizienten sind in Tabelle 2.1 dargestellt. Es wurde nur der Einfluss des Übertragungsmediums Glasfaser berücksichtigt und andere Systemkomponenten, wie z.B. optische Verstärker, Filter, Schalter u.s.w. wurden vernachlässigt. Als PMD-Koeffizienten wurden zum einen die maximalen Werte für Standard-Einmodenfasern aus dem ITU-T-Standard G.652 [IT09] gewählt ($0,5 \text{ ps}/\sqrt{\text{km}}$ und $0,2 \text{ ps}/\sqrt{\text{km}}$) und zum anderen ein typischer Wert ($0,02 \text{ ps}/\sqrt{\text{km}}$) für neuartige Standard-Einmodenfasern, wie zum Beispiel der SMF28e von Corning. Es wird ersichtlich, dass bei Datenraten ab 40 Gbit/s und

PMD-Koeffizienten von mehr als $0,2 \text{ ps}/\sqrt{\text{km}}$ schon nennenswerte Limitierungen für die maximale Übertragungsreichweite auftreten können, während für neuartige Glasfasern PMD vernachlässigbar ist.

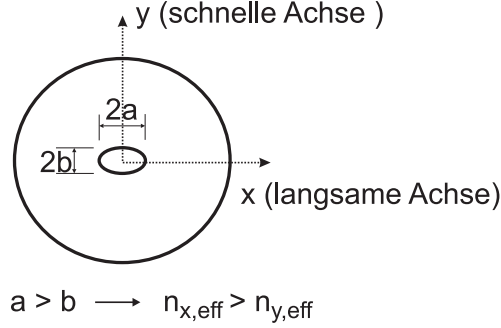


Abbildung 2.2: Elliptischer Kern einer Glasfaser

Bitrate / D_{PMD}	$0,5 \text{ ps}/\sqrt{\text{km}}$	$0,2 \text{ ps}/\sqrt{\text{km}}$	$0,02 \text{ ps}/\sqrt{\text{km}}$
10 Gbit/s	784 km	4900 km	490000 km
40 Gbit/s	49 km	306 km	30625 km
100 Gbit/s	7,8 km	49 km	4900 km
120 Gbit/s	5,4 km	34 km	3403 km

Tabelle 2.1: Abschätzung der maximalen Übertragungsreichweite für binäre Modulationsformate

Die mathematische Beschreibung der PMD erfolgt typischerweise im Stokes-Raum durch den PMD-Vektor. Er ist wie folgt definiert:

$$\vec{\Omega} = \Delta\tau \vec{q}, \quad (2.12)$$

wobei $\Delta\tau$ die differentielle Gruppenlaufzeit (engl. Differential Group Delay, DGD) ist und \vec{q} ein Einheitsvektor, der in die Richtung des schnellen Polarisationshauptzustandes (engl. Principal State of Polarization, PSP) zeigt. Im Falle PMD erster Ordnung, wie sie zum Beispiel bei einem einzelnen Stück doppelbrechender Faser auftritt, ist sowohl die DGD als auch der PSP frequenzunabhängig. Tritt PMD höherer Ordnung auf, wie zum Beispiel bei der Verkettung verschiedener Stücken doppelbrechender Fasern unterschiedlicher Orientierung, dann ist die DGD und der PSP frequenzabhängig. PMD höherer

Ordnung kann durch die n-te Ableitung des PMD-Vektors bezüglich der Kreisfrequenz ω mathematisch beschrieben werden. Für PMD zweiter Ordnung folgt dann

$$\frac{d\vec{\Omega}}{d\omega} = \frac{d\Delta\tau}{d\omega}\vec{q} + \Delta\tau\frac{d\vec{q}}{d\omega}. \quad (2.13)$$

Der erste Term beschreibt die Änderung der DGD mit der Frequenz. Er wird als PCD-Vektor bezeichnet und zeigt in Richtung des PMD-Vektors (siehe Abbildung 2.3). Der Betrag des PCD-Vektors ist die PCD (engl. Polarization Chromatic Dispersion). Durch Multiplikation mit dem Faktor $\left(-\frac{\pi c_0}{\lambda^2}\right)$ kann die PCD in ps/nm angegeben werden, sodass sie direkt mit der chromatischen Dispersion vergleichbar ist [NJKF99]

$$PCD(s/m) = \left(-\frac{\pi c_0}{\lambda^2}\right) PCD(s^2) = \left(-\frac{\pi c_0}{\lambda^2}\right) \left|\frac{d\Delta\tau}{d\omega}\right|. \quad (2.14)$$

Das Vorzeichen von $\left|\frac{d\Delta\tau}{d\omega}\right|$ ist negativ, wenn der PCD-Vektor entgegengesetzt der Richtung des schnellen PSPs \vec{q} zeigt. Der zweite Term beschreibt die Änderung des PSPs mit der Frequenz. Er wird als Depolarisationsvektor bezeichnet und steht senkrecht auf dem PMD-Vektor (siehe Abbildung 2.3). Der Betrag des Depolarisationsvektors ist die Depolarisation

$$Dep. = \Delta\tau \left|\frac{d\vec{q}}{d\omega}\right|. \quad (2.15)$$

Wie in Abbildung 2.3 deutlich wird, führt die PCD zu einer frequenzabhängigen Erhöhung bzw. Verringerung des Betrages des PMD-Vektors, also zu einer frequenzabhängigen DGD. Die Depolarisation entspricht dagegen einer Rotation des PSPs als Funktion der Frequenz.

In realen Fasern existiert ein statistischer Zusammenhang zwischen der mittleren DGD und dem quadratischen Mittel der PCD und Depolarisation [NJKF99]

$$PCD_{rms} = \frac{\pi}{8\sqrt{3}} DGD_{\text{mean}}^2 = 0,2267 DGD_{\text{mean}}^2, \quad (2.16)$$

$$Dep_{rms} = \sqrt{\frac{\pi}{6}} DGD_{\text{mean}}^2 = 0,7236 DGD_{\text{mean}}^2. \quad (2.17)$$

Die zu erwartende Depolarisation ist dementsprechend in etwa 3 mal größer als die PCD.

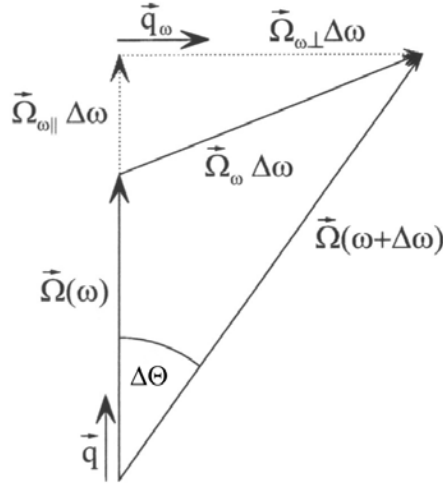


Abbildung 2.3: PMD-Vektor erster Ordnung und Komponenten des PMD-Vektors zweiter Ordnung

2.2.2 Polarisationsabhängige Verluste

In optischen Komponenten entstehen durch die polarisationsabhängige Transmission oder Reflexion des Lichts polarisationsabhängige Verluste (engl. Polarization Dependent Loss, PDL). Dies ist zum Beispiel beim schrägen Einfall des Lichts auf eine Grenzfläche zweier Medien unterschiedlicher Brechzahl der Fall. Die PDL kann wie die PMD durch einen Vektor im Stokes-Raum beschrieben werden. Dieser enthält Informationen über die Stärke Γ und Richtung \vec{s} der PDL, wobei \vec{s} in Richtung des am wenigsten gedämpften Polarisationszustandes im Stokes-Raum zeigt [AG⁺98]

$$\vec{\Gamma} = \Gamma \vec{s}. \quad (2.18)$$

Die Stärke der PDL Γ kann aus dem maximalen und minimalen Transmissionskoeffizienten T_{\max} und T_{\min} mit

$$PDL = 10 \log_{10} \left(\frac{T_{\max}}{T_{\min}} \right) \quad (2.19)$$

und

$$\Gamma = \frac{10^{PDL/10} - 1}{10^{PDL/10} + 1} \quad (2.20)$$

bestimmt werden.

Die maximale PDL des Übertragungssystems ergibt sich jeweils aus der Addition der

PDL der einzelnen Komponenten und die minimale PDL aus der bestmöglichen Kompensation der PDL-Werte, je nach Orientierung der einzelnen Komponenten. Im Allgemeinen ist die PDL der einzelnen Komponenten in optischen Systemen im Zeit- und Wellenlängenbereich nahezu konstant. Die Gesamt-PDL des Systems wird jedoch durch die Wechselwirkung mit PMD im gleichen Maße zeit- und wellenlängenabhängig wie die PMD selbst [PI05]. Außerdem kann das Auftreten von PDL in einem PMD-behafteten Link zu höheren DGD-Werten in einzelnen Wellenlängenbereichen führen, als bei gleicher Ausrichtung aller DGD-Elemente zu erwarten wäre [GH97].

2.2.3 Polarisationsabhängige Verstärkung

Die maximale Änderung der Verstärkung eines Verstärkers für unterschiedliche Eingangspolarisationen wird als polarisationsabhängige Verstärkung (engl. Polarization Dependent Gain, PDG) bezeichnet. Sie resultiert unter anderem aus der PDL der verwendeten optischen Komponenten innerhalb des Verstärkers [IT07b]. Eine weitere Ursache kann die Sättigung des Verstärkers durch die Polarisationskomponente eines Signals hoher Leistung und die Verstärkung der dazu orthogonalen Polarisationskomponente geringer Leistung im ungesättigten Betrieb sein. Dadurch ergeben sich unterschiedliche Verstärkungen der Polarisationskomponenten und des Rauschens [Tay93, PN97]. Die relative Polarisation der Pumpe zum Signal kann ebenfalls zu PDG führen. PDG verhält sich bezüglich der mathematischen Beschreibung wie die im vorherigen Teilkapitel beschriebene PDL.

2.3 Messverfahren für Polarisationsmodendispersion

In der Literatur sind eine Vielzahl von PMD-Messverfahren zu finden. Optische Verfahren zum Performance-Monitoring sind zum Beispiel das asynchrone Delay-Tap-Sampling. Bei dem Verfahren wird das Datensignal mittels eines asynchron laufenden Takts einmal direkt und einmal um eine Zeitverzögerung Δt abgetastet. Beide Werte werden dann auf einem Oszilloskop (x- und y-Kanal) dargestellt. Aus den entstehenden sogenannten Phasenportraits können verschiedene Kanalkenngrößen, wie die chromatische Dispersion, das OSNR und die DGD abgeschätzt werden [DA06]. Die polarimetrische optische Zeitbereichsreflektometrie (POTDR) kann zur Messung der kumulativen, über einen bestimmten Wellenlängenbereich gemittelten, DGD einer optischen Strecke benutzt werden [FN08]. Somit können PMD-Streckenprofile aufgenommen werden und Glasfaserstücke

hoher PMD ermittelt und ersetzt werden. Neben den erwähnten optischen Verfahren gibt es eine Vielzahl an elektrischen Verfahren. In kohärenten Empfängern kann zum Beispiel die chromatische Dispersion, das OSNR und die DGD anhand der Filterkoeffizienten des verwendeten elektrischen Entzerrers bestimmt werden [HJ08]. Größter Nachteil der elektrischen Verfahren basierend auf höherwertigen Modulationsformaten sind der hohe Energieverbrauch und eine Erhöhung der Komplexität im Sender und Empfänger, die jedoch durch das einfachere Streckendesign teilweise kompensiert wird. Im Folgenden soll auf die in der Dissertation verwendeten Messverfahren zur Messung der Polarisationsmodendispersion eingegangen werden. Bei der Poincaré-Kugel-Methode wird die Veränderung des Polarisationszustandes mit der Frequenz eines durch PMD gestörten Signals ausgewertet. Auftretende PDL oder PDG kann die Genauigkeit des Messverfahrens stark beeinflussen. Eine Berücksichtigung dieser Effekte innerhalb des Messverfahrens führt zur modifizierten Poincaré-Kugel-Methode. Ein weiteres Messverfahren ist die Jones-Matrix-Eigenwertanalyse, welche als Referenzmethode dienen soll.

2.3.1 Poincaré-Kugel-Methode (PKM)

Bei der Poincaré-Kugel-Methode wird die Trajektorie des frequenz aufgelösten Stokes-Parameters auf der Poincaré-Kugel ausgewertet. Sie basiert auf folgender Gleichung

$$\frac{d\vec{s}}{d\omega} = \vec{\Omega} \times \vec{s}. \quad (2.21)$$

Im Fall von vernachlässigbarer PMD höherer Ordnung rotiert der Stokes-Vektor \vec{s} am Ausgang der Faser in Abhängigkeit von der Frequenz kreisförmig um den PMD-Vektor. Die Rotationsgeschwindigkeit wird von der DGD bestimmt (Abbildung 2.4) und kann aus dem Winkel des auf der Poincaré-Kugel beschriebenen Kreisbogens $\Delta\phi$ (Abbildung 2.4) aus folgender Gleichung bestimmt werden

$$\Delta\tau = \frac{\Delta\phi}{\Delta\omega}. \quad (2.22)$$

Die Richtung des PMD-Vektors lässt sich aus dem Mittelpunkt des beschriebenen Kreises ermitteln. Der Radius des Kreises wird von der Leistungsaufteilung auf die PSPs bestimmt, welche mittels des Leistungskoppelfaktors γ beschrieben werden kann

$$\gamma = (1 + \vec{s} \cdot \vec{q})/2. \quad (2.23)$$

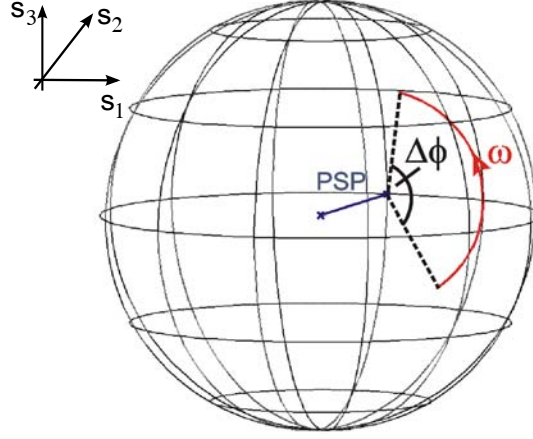


Abbildung 2.4: Rotation des Stokes-Vektors am Ausgang einer doppelbrechenden Glasfaser als Funktion der Frequenz

Der Kreisradius wird maximal für $\gamma = 0,5$ und geht gegen 0 für $\gamma = 0$ oder $\gamma = 1$. In den letzteren beiden Fällen wurde das Licht in einen der beiden PSPs eingekoppelt. Die Rotationsgeschwindigkeit des Stokes-Vektors und somit die DGD lässt sich dann nicht mehr bestimmen.

Tritt nennenswerte PMD höherer Ordnung auf, dann ändert sich die Richtung und der Betrag (DGD) des PMD-Vektors mit der Frequenz. Demzufolge beschreibt der Stokes-Vektor dann eine beliebige Trajektorie auf der Poincaré-Kugel. Diese kann aus mehreren Kreissegmenten näherungsweise zusammengesetzt werden. Für die Kreissegmente lässt sich jeweils in kleinen Frequenzintervallen der Kreismittelpunkt und die Rotationsgeschwindigkeit bestimmen. Bei der Bestimmung des PSP treten jedoch für kleine und große Leistungskoppelfaktoren γ teilweise sehr ungenaue Ergebnisse auf [PHI04]. Dies liegt an den entsprechend kleinen Kreisbewegungen auf der Poincaré-Kugel, welche im Extremfall für $\gamma = 0$ oder $\gamma = 1$ gar nicht vorhanden sind.

Eine genauere Bestimmung des PSP kann erreicht werden, indem mehrere Eingangspolarisationen verwendet werden. Es ergeben sich dann folgende Gleichungen

$$\frac{d\vec{s}_1}{d\omega} = \vec{\Omega} \times \vec{s}_1, \quad (2.24)$$

$$\frac{d\vec{s}_2}{d\omega} = \vec{\Omega} \times \vec{s}_2. \quad (2.25)$$

Nach Bildung des Kreuzproduktes $\frac{d\vec{s}_1}{d\omega} \times \frac{d\vec{s}_2}{d\omega}$ erhält man mit Hilfe des Entwicklungssatzes für mehrfache Kreuzprodukte folgenden Ausdruck

$$\frac{d\vec{s}_1}{d\omega} \times \frac{d\vec{s}_2}{d\omega} = \left((\vec{\Omega} \times \vec{s}_1) \cdot \vec{s}_2 \right) \cdot \vec{\Omega} - \left((\vec{\Omega} \times \vec{s}_1) \cdot \vec{\Omega} \right) \cdot \vec{s}_2. \quad (2.26)$$

Der rechte Term wird $\vec{0}$. Die Substitution von $\vec{\Omega} \times \vec{s}_1$ mit $\frac{d\vec{s}_1}{d\omega}$ und das Umstellen nach $\vec{\Omega}$ führt zu

$$\vec{\Omega} = \frac{\frac{d\vec{s}_1}{d\omega} \times \frac{d\vec{s}_2}{d\omega}}{\frac{d\vec{s}_1}{d\omega} \cdot \vec{s}_2}. \quad (2.27)$$

Durch Normierung des PMD-Vektors ($\vec{\Omega}/|\vec{\Omega}|$) erhält man einen Ausdruck für den PSP

$$\vec{q} = \pm \frac{d\vec{s}_1 \times d\vec{s}_2}{|d\vec{s}_1 \times d\vec{s}_2|}, \quad (2.28)$$

wobei das positive Vorzeichen für $\frac{d\vec{s}_1}{d\omega} \cdot \vec{s}_2 > 0$ und das negative Vorzeichen für $\frac{d\vec{s}_1}{d\omega} \cdot \vec{s}_2 < 0$ gilt.

2.3.2 Modifizierte Poincaré-Kugel-Methode (MPKM)

In Systemen mit PMD und PDL/PDG wird der PMD-Vektor komplex [GH97]

$$\vec{\Omega} = \vec{\Omega}_{\text{Re}} + j\vec{\Omega}_{\text{Im}}. \quad (2.29)$$

Die differentielle Rotationsgleichung kann dann wie folgt geschrieben werden [Che04]

$$\frac{d\vec{s}}{d\omega} = \vec{\Omega}_{\text{Re}} \times \vec{s} - (\vec{\Omega}_{\text{Im}} \times \vec{s}) \times \vec{s}. \quad (2.30)$$

Es wird deutlich, dass der imaginäre Anteil des PMD-Vektors, welcher aus der vorhandenen PDL/PDG im System resultiert, einen zusätzliche Beitrag zur Rotation des Stokes-Vektors am Ausgang der Faser liefert. Dieser führt dazu, dass ohne Berücksichtigung dieses Anteils ein Fehler bei Anwendung der Poincaré-Kugel-Methode in Systemen mit PDL auftritt. Dieser wird in Kapitel 4.3 genauer untersucht. Der komplexe PMD-Vektor kann mit Hilfe von drei Eingangspolarisationen und folgenden Gleichungen bestimmt werden [Che04].

$$\frac{d\vec{s}_1}{d\omega} = \vec{\Omega}_{\text{Re}} \times \vec{s}_1 - (\vec{\Omega}_{\text{Im}} \times \vec{s}_1) \times \vec{s}_1, \quad (2.31)$$

$$\frac{d\vec{s}_2}{d\omega} = \vec{\Omega}_{\text{Re}} \times \vec{s}_2 - (\vec{\Omega}_{\text{Im}} \times \vec{s}_2) \times \vec{s}_2, \quad (2.32)$$

$$\frac{d\vec{s}_3}{d\omega} = \vec{\Omega}_{\text{Re}} \times \vec{s}_3 - (\vec{\Omega}_{\text{Im}} \times \vec{s}_3) \times \vec{s}_3. \quad (2.33)$$

Diese lassen sich für $\vec{\Omega}_{\text{Re}}$ und $\vec{\Omega}_{\text{Im}}$ wie folgt vereinfachen [Che04]

$$\vec{\Omega}_{\text{Re}} \cdot (\vec{s}_1 + \vec{s}_2) = \frac{1}{1 - \vec{s}_1 \cdot \vec{s}_2} \left(\frac{d\vec{s}_2}{d\omega} - \frac{d\vec{s}_1}{d\omega} \right) \cdot (\vec{s}_1 \times \vec{s}_2), \quad (2.34)$$

$$\vec{\Omega}_{\text{Re}} \cdot (\vec{s}_2 + \vec{s}_3) = \frac{1}{1 - \vec{s}_2 \cdot \vec{s}_3} \left(\frac{d\vec{s}_3}{d\omega} - \frac{d\vec{s}_2}{d\omega} \right) \cdot (\vec{s}_2 \times \vec{s}_3), \quad (2.35)$$

$$\vec{\Omega}_{\text{Re}} \cdot (\vec{s}_1 + \vec{s}_3) = \frac{1}{1 - \vec{s}_1 \cdot \vec{s}_3} \left(\frac{d\vec{s}_3}{d\omega} - \frac{d\vec{s}_1}{d\omega} \right) \cdot (\vec{s}_1 \times \vec{s}_3), \quad (2.36)$$

$$\vec{\Omega}_{\text{Im}} \cdot (\vec{s}_1 + \vec{s}_2) = \frac{1}{1 - \vec{s}_1 \cdot \vec{s}_2} \left(\vec{s}_1 \frac{d\vec{s}_2}{d\omega} + \vec{s}_2 \frac{d\vec{s}_1}{d\omega} \right), \quad (2.37)$$

$$\vec{\Omega}_{\text{Im}} \cdot (\vec{s}_2 + \vec{s}_3) = \frac{1}{1 - \vec{s}_2 \cdot \vec{s}_3} \left(\vec{s}_2 \frac{d\vec{s}_3}{d\omega} + \vec{s}_3 \frac{d\vec{s}_2}{d\omega} \right), \quad (2.38)$$

$$\vec{\Omega}_{\text{Im}} \cdot (\vec{s}_1 + \vec{s}_3) = \frac{1}{1 - \vec{s}_1 \cdot \vec{s}_3} \left(\vec{s}_1 \frac{d\vec{s}_3}{d\omega} + \vec{s}_3 \frac{d\vec{s}_1}{d\omega} \right). \quad (2.39)$$

Der schnelle und der langsame Polarisationshauptzustand stehen in Übertragungssystemen mit PMD und PDL bzw. PDG im Allgemeinen nicht mehr senkrecht zueinander, falls Ω_{Re} und Ω_{Im} nicht antiparallel oder parallel zueinander ausgerichtet sind [Che04]. Aus diesem Grund ist die DGD, die aus dem Unterschied zwischen maximaler und minimaler Gruppenlaufzeit bestimmt wurde, im Allgemeinen nicht mehr gleich der DGD zwischen den Polarisationshauptzuständen. Die DGD kann aus dem komplexen PMD-Vektor $\vec{\Omega} = \vec{\Omega}_{\text{Re}} + j\vec{\Omega}_{\text{Im}}$ wie folgt bestimmt werden [Che04].

$$\Delta\tau = \Re \left(\sqrt{\vec{\Omega} \cdot \vec{\Omega}} \right) \quad (2.40)$$

2.3.3 Jones-Matrix-Eigenwertanalyse (JME)

Die Jones-Matrix einer optischen Komponente lässt sich mittels drei Messungen bestimmen. Dazu wird die Ausgangspolarisation jeweils für drei unterschiedliche Eingangspolarisationen bestimmt. Aus den Messergebnissen lässt sich die jeweilige Jones-Matrix

$$\mathbf{T} = \beta \begin{pmatrix} m_1 m_4 & m_2 \\ m_4 & 1 \end{pmatrix} \quad (2.41)$$

mit

$$m_1 = a_{1,x}/a_{1,y}, \quad (2.42)$$

$$m_2 = a_{2,x}/a_{2,y}, \quad (2.43)$$

$$m_3 = a_{3,x}/a_{3,y}, \quad (2.44)$$

$$m_4 = (m_3 - m_2)/(m_1 - m_3) \quad (2.45)$$

ableiten, wobei $a_{i,x/y}$ die x- bzw. y-Komponente des Jones-Vektors am Ausgang des jeweiligen Messobjektes für die i te Eingangspolarisation ist und β eine komplexe Konstante [Hef92, Jon47]. Die Differenz der Imaginärteile der Eigenwerte der Matrix $\mathbf{T}'\mathbf{T}^{-1}$ entsprechen der DGD und die Eigenvektoren des Matrixproduktes den PSPs am Ausgang [Hef92]. PDL bzw. PDG haben bei diesem Verfahren keinen Einfluss auf die Messgenauigkeit der DGD.

2.4 PMD-Emulation

Ein häufig verwendetes Modell zur Simulation des stochastischen Verhaltens eines Lichtwellenleiter bezüglich der Polarisationsmodendispersion ist das Wellenplattenmodell. Zur vereinfachten Modellierung der PMD-Charakteristik einer bekannten Lichtwellenleiterstrecke in einem eingeschränkten Wellenlängenbereich kann dagegen das EMTY-Modell benutzt werden. Auf beide soll im folgenden Kapitel eingegangen werden.

2.4.1 Wellenplattenmodell

Eine PMD-behaftete Glasfaser lässt sich durch die Verkettung zufällig orientierter doppelbrechender Elemente nachbilden (Abbildung 2.5). Die Elemente sind durch ihre Dop-

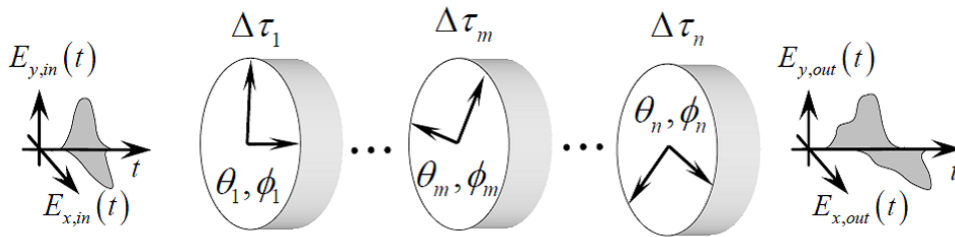


Abbildung 2.5: Wellenplattenmodell [Mer03]