

Diplomarbeit

Einfluss der optischen Filterung durch faseroptische
Verstärker in hochbitratigen optischen TDM-Systemen

von

Aydin Sezgin

Angefertigt an der Technischen Universität Berlin
Institut für Hochfrequenztechnik
Einsteinufer 27
10623 Berlin

Studieneinrichtung:
Technische Fachhochschule Berlin
Fachbereich VII Nachrichtentechnik
Luxemburger Str. 10
13353 Berlin

Betreuerin an der Technischen Universität Berlin:
Frau Dipl.-Ing. B. Konrad

Betreuer an der Technischen Fachhochschule Berlin:
Herr Prof. H. Edlich

Berlin, Juli 2000

Vorwort

Bedanken möchte ich mich zunächst bei Frau Dipl.-Ing. Beate Konrad für die Betreuung der Diplomarbeit seitens der TU Berlin.

Des weiteren bedanke ich mich bei Herrn Prof. Klaus Petermann , dass er es für mich überhaupt ermöglicht hat, diese Diplomarbeit an der TU Berlin durchzuführen.

Zuallerletzt möchte ich mich herzlichst bei Herrn Prof. Heinz Edlich, meinem Betreuer von Seiten der TFH Berlin , nicht nur für seine tolle Unterstützung während der Diplomarbeit bedanken. Er hat durch seine Vorlesungen und Laborübungen wesentliche Akzente in meinem Studium gesetzt. Die zahllosen persönlichen Gespräche werden mir immer in guter Erinnerung bleiben.

Erklärung

Hiermit versichere ich, die vorliegende Arbeit selbstständig durchgeführt zu haben.

Berlin, im Juli 2000

Inhaltsverzeichnis

-Hauptteil-

Symbolverzeichnis	1
Abkürzungsverzeichnis	4
1. Einleitung	5
2. Sender	7
2.1 Modulationsformate	10
2.2 OTDM.....	10
3. Lichtwellenleiter	12
3.1 Multimodefasern	12
3.1.1 Stufenindexprofil-Multimodefaser (SI-MMF).....	12
3.1.2 Gradientenindexprofil-Multimodefaser (GI-MMF)	13
3.1.3 Kunststoff-LWL	13
3.2 Singlemodefaser (SMF)	14
3.2.1 Dämpfung	15
3.2.1.1 Streuung	16
3.2.1.2 Absorption	16
3.2.2 Dispersion	17
3.2.2.1 Chromatische Dispersion	18
3.2.2.2 Polarisationsmodendispersion.....	25
3.2.3 Nichtlinearitäten	27
3.2.3.1 Selbstphasenmodulation (SPM)	29
3.2.3.2 Kreuzphasenmodulation	30
3.2.3.3 Vierwellenmischung	31
3.2.3.4 Brillouinstreuung	32
3.2.3.5 Ramanstreuung.....	33
3.2.4 Nichtlineare Schrödingergleichung und die numerische Lösung mit dem Split-Step Fourier Verfahren	33
3.2.5 Nichtlinearitäts- und Dispersionslänge	34
4. Optische Verstärker	37
4.1 Wellenlängenabhängigkeit der Verstärkung	39
4.2 Rauschen des Verstärkers.....	42
4.3 Systemmodell der Verstärker	46
4.4 Optische Bandfilter.....	47
5. Empfänger	48
6. Beurteilungskriterien optischer Übertragungssysteme	50
6.1 Bitfehlerrate und Q-Faktor	50
6.2 Augendiagramm	52
7. Allgemeine Erläuterungen zu den Untersuchungen	54
8. Untersuchung: Dispersionskompensation	56
8.1 Kompensation bei 40 Gbit/s	56
8.1.1 Kompensation der Dispersion	56
8.1.2 Kompensation der Dispersionssteigung	57
8.2 Kompensation bei 80 Gbit/s	58
8.2.1 Kompensation der Dispersion	58
8.2.2 Kompensation der Dispersionssteigung	59
8.3 Kompensation bei 160 Gbit/s	61
8.3.1 Kompensation der Dispersion	61
8.3.2 Kompensation der Dispersionssteigung	62
8.4 Vergleich der Übertragungsraten	62
9. Untersuchung: Tastverhältnisse	65
9.1 40 Gbit.....	65

9.2 160 Gbit	69
10. Untersuchung: Vergleich des idealen Verstärkermodells mit dem BlackBox-Modell bei Anordnung A	72
10.1 40 Gbit	73
10.1.1 Maximal überbrückbare Dämpfung	77
10.2 80 Gbit	78
10.3 160 Gbit	79
10.4 Glättung des Verstärkungsverlaufs bei 160 Gbit/s	82
10.4.1 Maximal überbrückbare Dämpfung	87
11. Untersuchung: Vergleich des idealen Verstärkermodells mit dem BlackBox-Modell bei Anordnung B	89
11.1 40 Gbit/s	89
11.1.1 Maximal überbrückbare Dämpfung	91
11.2 160 Gbit/s	92
11.2.1 Maximal überbrückbare Dämpfung	93
12. Untersuchung: Vergleich des idealen Verstärkermodells mit dem BlackBox-Modell bei Anordnung C	95
12.1 40 Gbit	95
12.1.1 Maximal überbrückbare Dämpfung	96
12.2 160 Gbit	97
12.2.1 Maximal überbrückbare Dämpfung	98
13. Zusammenfassung	100
Anhang A	101
Anhang B	103

-Grundlagenteil-

1. Grundlagen zum Sender	107
1.1 Laserdiode	108
1.2 Leuchtdiode LED	111
1.3 Modulation	112
2. Nichtlineare Schrödingergleichung	114
3. Solitonen	121
3.1 Anschauliche Erklärungen der Wechselwirkung von Selbstphasenmodulation und Dispersion	124
3.1.1 Wissenschaftliche Erklärung	124
3.1.2 Bildliche Erklärung	125
4. Dispersionskompensierende Faser (DCF)	126
5. Photodetektoren	131
5.1 Begrenzung der Detektion durch Quantenrauschen	133
5.2 PIN-Diode	133
5.2.1 Signal/Rausch-Verhältnis (<i>SNR</i>) der PIN-Diode	135
5.3 Lawinenphotodioden (APD)	136
5.3.1 Verhalten des Multiplikationsfaktors <i>M</i>	137
5.3.2 Signal/Rausch-Verhältnis (<i>SNR</i>) der APD	138
5.4 Einsatz von Detektoren	139
Literaturverzeichnis	141

-Hauptteil-

Symbolverzeichnis

\bar{I}_0	Mittelwert des Photostromes beim "1" Signal
\bar{I}_1	Mittelwert des Photostromes bei "0" Signal
σ_0	Streuung des Photostromes beim "0" Signal
σ_1	Streuung des Photostromes beim "1" Signal
\bar{D}	Differentialoperator
a	Kernradius
$A(z,t)$	Hüllkurve, Einhüllende des elektrischen Feldes
A_{eff}	Effektive Modenfläche
B	normierte Ausbreitungskonstante
B_{el}	Elektrische 3dB-Bandbreite
BER	Bitfehlerrate
B_{opt}	Optische 3dB-Bandbreite
c_0	Vakuumlichtgeschwindigkeit
D	Dispersionsparameter, Dispersionskoeffizient
D_M	Materialdispersion
D_W	Wellenleiterdispersion
e	Elementarladung
E_1, E_2	Energieniveaus
ECP	Eye-Closure-Penalty (EO-Penalty)
EO	Eye Opening
EO_{btb}	Eye Opening, Back-to-Back
$erfc(x)$	Komplementäre Fehlerfunktion
F	Rauschzahl, allgemein
$F(M)$	Zusatzrauschfaktor
$F(x,y)$	Transversale Feldverteilung
F_{OA}	Rauschzahl des Verstärkers
G	Verstärkergewinn
h	Plancks Wirkungsquantum
$I(t)$	Intensität
I_{bias}	Vorstrom
I_{mod}	Modulationsstrom
I_{TH}	Schwellenstrom
k_0	Wellenzahl im Vakuum
k_B	Boltzmannkonstante
L	Faserlänge
L_D	Dispersionslänge
L_{DCF}	Länge der dispersionskompensierenden Faser
L_{eff}	Effektiv wirksame nichtlineare Länge
L_{ges}	Gesamte Länge
L_{NL}	Nichtlinearitätslänge
L_{OA}	Verstärkerabstand
L_{SSMF}	Standard-Singlemodefaserlänge
M	Multiplikationsfaktor der APD-Diode
n	Brechzahl, allgemein
N_1, N_2	Besetzungszahl eines Niveaus
n_2	Nichtlinearitätskonstante
NA	Numerische Apertur

NEP	Rauschäquivalente Leistung
n_g	Gruppenbrechzahl
n_{gM}	Gruppenbrechzahl im Mantel
n_K	Brechzahl im Kern
n_L	Lineare Brechzahl
n_M	Brechzahl im Mantel
n_{sp}	Inversionsfaktor
P	Polarisation, allgemein
$P(z,t)$	Orts- und zeitabhängige Leistung
P_{0r}, P_{max}	Pulsspitzenleistung
P_{ave}	Mittlere optische Leistung
P_{ave}	Zeitlich gemittelte optische Leistung
P_L	Lineare Polarisation
P_{max}	Spitzenleistung
P_{NL}	Nichtlineare Polarisation
Q	Qualitätsfaktor
S	Dispersionsparameter 2.Ordnung, Dispersionssteigung, dispersion slope
S	Photoempfindlichkeit der Photodiode
S_{DCF}	Dispersionssteigung der DCF
t	Zeit
T	Temperatur
T_0	Halbe $\frac{1}{2}$ -Pulsbreite
T_B	Bitdauer
t_d	Verzögerungszeit
t_{FWHM}	Halbwertspulsbreite
t_g	Gruppenlaufzeit
t_{g2}	Gruppenlaufzeit mit vollständiger Kompensation des GVD-Koeffizient 2.Ordnung
t_{g3}	Gruppenlaufzeit mit vollständiger Kompensation des GVD-Koeffizient 1.Ordnung
U	Auf Leistung normierte Hüllkurve, Einhüllende des elektrischen Feldes
V	normierter Faserparameter
v_g	Gruppengeschwindigkeit
W	Fleckradius
W_{F1r}, W_{F0}	Fehlerwahrscheinlichkeiten
z	Ortskoordinate in z-Richtung
$\Phi(x)$	Gauß'sches Fehlerintegral
α	Dämpfung pro km Faser
α_{DCF}	Dämpfung pro km Faser einer DCF
α_i	Internen Verluste des Lasers
α_m	Verluste des Lasers am Spiegel
α_{SSMF}	Dämpfung pro km Faser einer SSMF
β	Ausbreitungskonstante
β_0	GVD(group velocity dispersion)-Koeffizient
β_1	Reziproke Gruppengeschwindigkeit
β_2	GVD(group velocity dispersion)-Koeffizient 1.Ordnung
β_3	GVD(group velocity dispersion)-Koeffizient 2.Ordnung
ϵ_0	elektrische Dielektrizitätskonstante
ϵ_r	relative Dielektrizitätszahl

ε_0	Dielektrizitätskonstante im Vakuum
γ	Nichtlinearitätskoeffizient
η	Quantenwirkungsgrad
κ	Elektrische Leitfähigkeit
λ	Wellenlänge
λ_0	Wellenlänge, Punkt der Taylorreihenentwicklung
λ_c	Grenzwellenlänge
λ_{ZD}	Wellenlänge bei Nulldispersion
μ_r	Relative Permeabilität
μ_0	Permeabilitätskonstante im Vakuum
$\rho(t)$	Zeitabhängige Phase
τ	Tastverhältnis, Tastgrad
τ_e	Ladungsträgerlebensdauer
ω	Kreisfrequenz
$\omega_0(x), \omega_1(x)$	Wahrscheinlichkeitsdichten

Abkürzungsverzeichnis

APD	Avalanche Photodiode, Lawinenphotodiode
ASE	Amplified Spontaneous Emission
BER	Bitfehlerrate
CW	Continuous Wave
DCF	Dispersion compensating fibre, dispersionskompensierende Faser
DFF	Dispersionsabgeflachte Faser, dispersion flattened fibre
DSF	Dispersionsverschobene Faser, dispersion shifted fibre
EDFA	Erbium dotierter Faserverstärker, erbium doped fiber amplifier
EO	Eye Opening
EOP,ECP	Eye Opening Penalty (EO-Penalty), Eye Closure Penalty
FHWM	Full Width at Half Maximum
FWM	Vierwellenmischung, four wave mixing
GVD	Group-velocity-dispersion (Gruppengeschwindigkeitsdispersion)
IM-DD	Intensitätsmoduliert- direkt detektierend
MZM	Mach Zehnder Modulator
NL	Nichtlinearitäten
NRZ	Non-Return to Zero
NZDSF	Non-Zero dispersion shifted fibre, siehe DFF
OSNR	Optisches Signal-Rauschverhältnis
OTDM	Optical Time Division Multiplexing
PMD	Polarisationsmodendispersion, polarisation mode dispersion
PTDS	Photonic Transmission Design Suite
RZ	Return to Zero
SBS	Stimulierte Brillouinstreuung
SMF	Singlemodefaser
SNR	Signal-Rauschverhältnis
SPM	Selbstphasenmodulation, self phase modulation
SRS	Stimulierte Ramanstreuung
SSMF	Standard-Singlemodefaser
TDM	Time Division Multiplexing
WDM	Wellenlängenmultiplex, wave division multiplex
XPM	Kreuphasenmodulation, cross phase modulation

1. Einleitung

Durch den immensen Anstieg der Internet-Nutzer (Abb. 1.1), dem steigenden Informationsverkehr und immer neueren Dienstleistungen steigt damit der Bedarf an immer mehr Übertragungskapazität ständig an.

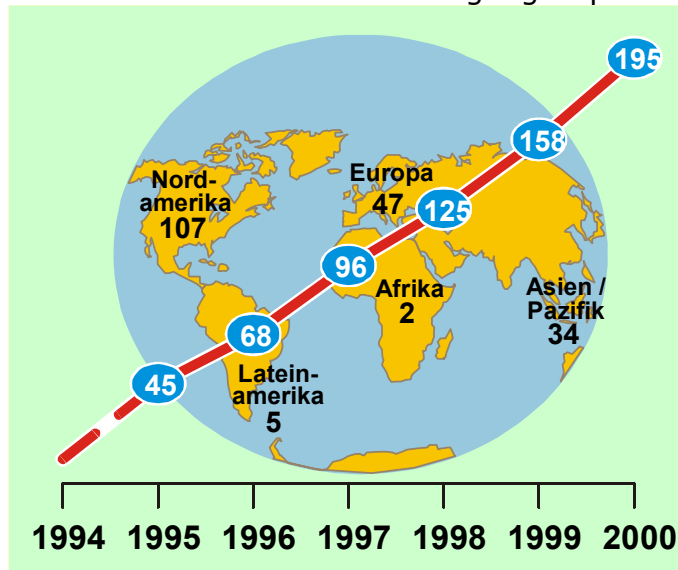


Abb. 1.1 : Anstieg der Internet-Nutzer in Mio. weltweit und nach Kontinenten

Mit optischen Übertragungssystemen ist es aufgrund der großen zur Verfügung stehenden Bandbreite möglich, diesen Bedarf zu decken. Die Entwicklung der optischen Übertragungstechnik hin zu großen Datenraten resultiert aus den Eigenschaften der Lichtwellenleiter, insbesondere der heute verwendeten Single-Modedfasern mit ihren sehr guten Eigenschaften wie:

- ✓ Sehr große Bandbreite (ca. 30 THz)
- ✓ Gute EMV-Eigenschaften
- ✓ Geringe Kosten
- ✓ Unbegrenzte Ressourcen (weil Sand)
- ✓ Geringe Dämpfung
- ✓ Geringes Gewicht

Ein nennenswerter Nachteil ist die schlechte Handhabbarkeit der Glasfaser. Eine sehr weitreichende Veränderung brachten die dispersionskompensierende Faser (engl. dispersion compensating fibre, DCF) und die Entwicklung des Erbium-dotierten Faserverstärkers (engl. erbium doped fibre amplifier, EDFA). Vorteile dieser optischen Verstärker sind:

- ✓ Extrem große Verstärkerbandbreite (ca. 5 THz)
- ✓ Hohe Ausgangsleistungen
- ✓ Hohe Verstärkungen
- ✓ Geringe Kosten

Vorteilhaft ist die Verwendung von EDFA's damit, dass es keine Unterbrechung des optischen Kanals gibt, wie es früher üblich war durch den Einsatz von elektrooptischen Regeneratoren. Daher wird die Übertragungsstrecke als optisch transparent bezeichnet. Leider besitzen die EDFA's aufgrund ihrer Wellenlängenabhängigkeit eine gewisse Welligkeit in ihrem Verstärkungsverlauf (siehe auch Kapitel 4), wobei es zu einer Art Filterung kommt. In dieser Arbeit geht es um die Simulation von Übertragungssystemen, insbesondere um die Auswirkungen der Wellenlängenabhängigkeit der Verstärkung der EDFA's in

diesen Übertragungssystemen. Weiterhin wird, falls eine Beeinträchtigung auf das Übertragungssystem vorhanden ist, diese Wellenlängenabhängigkeit durch verschiedene Maßnahmen vermindert. Bei dem verwendeten Simulationstool PTDS (Photonic Transmission Design Suite) der Version 1.3 von der Firma Virtual Photonics Inc. sind für Systementwürfe zwei Arten von EDFA's vorhanden. Der eine hat einen wellenlängenabhängigen Verstärkungsverlauf (BlackBox-Verstärkermodell), der andere dagegen einen wellenlängenunabhängigen Verstärkungsverlauf (ideales Verstärkermodell). Vorteile des idealen Verstärkermodells sind, dass nur einige wenige Parameter wie z.B. die Rauchzahl und die Verstärkung zur vollständigen Beschreibung notwendig sind. Sollte die Wellenlängenabhängigkeit sich bei diesen hohen Bitraten als vernachlässigbar erweisen, insbesondere bei 160 Gbit/s, so kann das ideale Verstärkermodell verwendet werden, was sich natürlich positiv auf die Simulationseffizienz auswirken würde.

Vor den eigentlichen Untersuchungen sind zum besseren Verständnis einige Kapitel über die Grundlagen eines optischen Übertragungssystems zu finden. So wird im Kapitel 2 bis Kapitel 6 auf die Beschreibung und Bewertung der einzelnen Komponenten eines optischen Übertragungssystems eingegangen. Darunter fallen der Sender, die Glasfaser, faseroptische Verstärker und Empfänger. Bevor mit den Untersuchungskapiteln in Kapitel 8 begonnen wird, werden im Kapitel 7 einige kurze Vorbemerkungen zu den Untersuchungen gemacht, um einen besseren Überblick über die Untersuchungen zu bekommen. In den Untersuchungskapiteln geht es zunächst um den Einfluss der Dispersion bei diesen hohen Bitraten (Kapitel 8), um Auswirkungen auf das Übertragungssystem bei unterschiedlichen Tastverhältnissen der verwendeten RZ(Return-to-Zero)-Pulse, bevor dann der Schwerpunkt der Diplomarbeit, der Untersuchung der Filterung durch die Wellenlängenabhängigkeit der optischen Verstärker, untersucht wird. Zusätzlich sind im Grundlagenteil dieser Diplomarbeit einige wichtige Grundlagen genauer erläutert worden. Zuallerletzt findet eine Zusammenfassung der Ergebnisse statt.

2. Sender

Für das Übertragen von Lichtsignalen über LWL sind für die Umwandlung von elektrischen Signalen in optische Signale am Anfang eines LWL geeignete Sendeelemente notwendig.

Anforderungen an diese Sendeelemente sind:

- Hohe Zuverlässigkeit
- Hoher Wirkungsgrad
- Geringe Kosten
- Hohe Ausgangsleistung
- Schmale spektrale Breite
- Schmale Abstrahlcharakteristik zur guten Einkopplung in LWL

Die Abb. 2.1 zeigt das Blockschaltbild des Sendermodells eines intensitätsmodulierten Übertragungssystems.

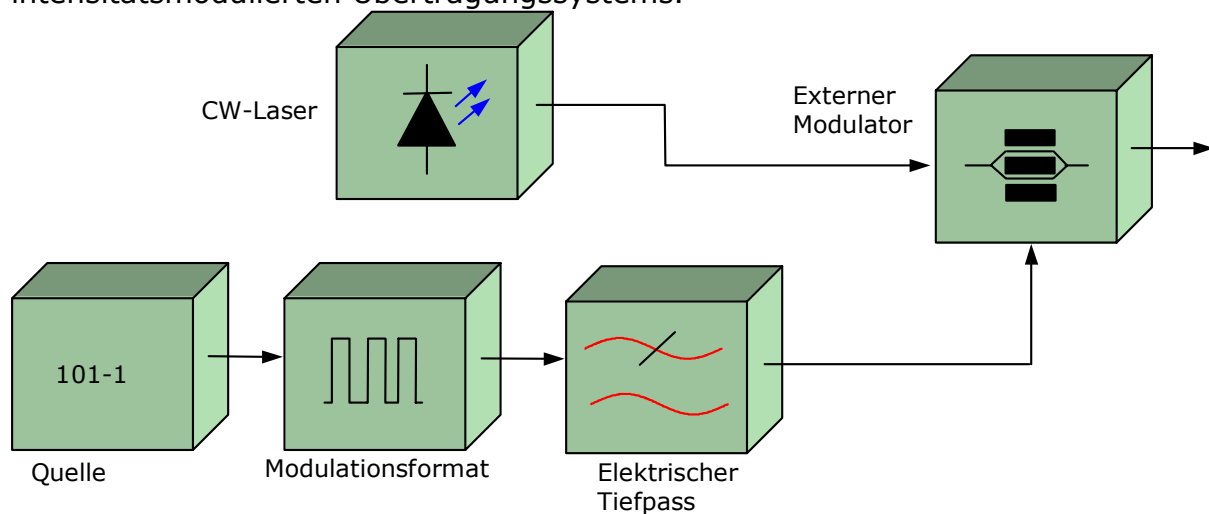


Abb. 2.1 : Der optische Sender

Zum optischen Sender gehört als Quelle ein PRBS-Generator. Die zu generierende Bitfolge wird aus einer externen Datei eingelesen. Anschließend findet eine Codierung mit einem bestimmten Modulationsformat (siehe Abschnitt 2.1) statt. Dem Codierer folgt ein elektrischer Tiefpass, wobei hier ein Bessel-Thomson-Filter 20. Ordnung verwendet wird, um das elektrische Signal bandzubegrenzen. Auf die Vorteile eines Bessel-Filters wird noch im Kapitel 5 eingegangen. Dieses elektrische Signal wird nun zur Ansteuerung der Elektroden eines externen Modulators, hier ein Mach-Zehnder-Modulator, benutzt. Dem optischen Eingang des Modulators wird eine Lichtquelle vorgeschaltet. Die Lichtquelle wird mit einem konstanten Strom betrieben und liefert daher eine konstante optische Ausgangsleistung. Bei den verwendeten Lichtquellen in der optischen Übertragungstechnik handelt es sich im wesentlichen um Halbleiterlaser. Da es in dieser Diplomarbeit um die Untersuchung hochbitratiger Übertragungssysteme und Langstreckenübertragung geht, kommen hier nur einmodige Laser mit externer Modulation (z.B. Mach-Zehnder-Modulator, MZM) in Betracht. Die Eigenschaften eines Lasers können mit den sogenannten Ratengleichungen beschrieben werden[25]. Da hier nur extern moduliert wird und der Laser daher nur im Continuous-Wave-Betrieb (CW-Betrieb) genutzt wird, kann ein etwas vereinfachtes Modell verwendet werden, welches aber die gleichen Eigenschaften besitzt[70]. Das Spektrum solch eines Lasers zeigt die Abb. 2.2:

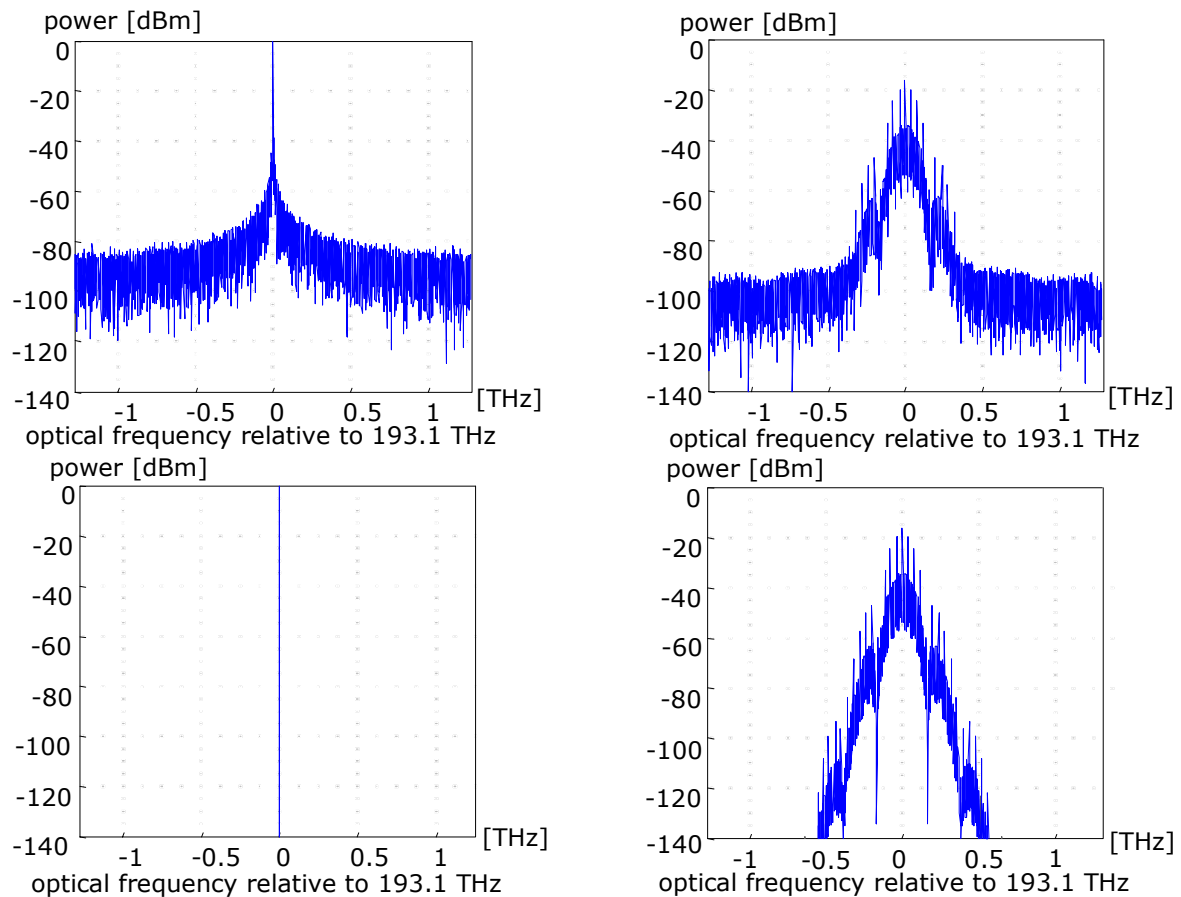


Abb. 2.2 : Spektrum eines Lasers mit einer Linienbreite von 10 MHz vor (links oben) und nach externer Modulation (rechts oben); Idealer monochromatischer Laser vor (links unten) und nach externer Modulation (rechts unten)

Wie in Abbildung Abb. 2.2 zu sehen ist, verbreitert sich das Spektrum eines idealen Lasers, der nur auf einer Wellenlänge strahlt, nach der externen Modulation. Die Abb. 2.3 zeigt den Aufbau eines Mach-Zehnder-Modulators aus LiNbO_3 .

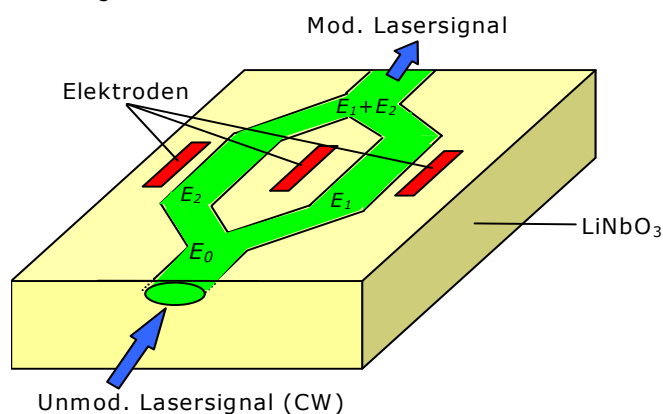


Abb. 2.3 : Mach-Zehnder-Modulator (MZM)

Die Funktionsweise des externen Modulators führt auf die Ausnutzung elektrooptischer Effekte, welche bei LiNbO_3 besonders hoch sind, zurück. Zunächst wird das unmodulierte Lasersignal mit Hilfe einer Y-Verzweigung im Wellenleiter in zwei gleiche Teilfelder E_1 und E_2 aufgeteilt, die sich dann auf dem jeweiligen Wellenleiterzweig ausbreiten. Die Brechzahl der beiden Abzweigungen

kann durch Anlegen eines elektrischen Feldes (Schaltspannung ca. 4 V) an die Elektroden verändert werden, was als Pockels-Effekt bezeichnet wird. Dadurch findet eine Veränderung der Phase der Teilfelder E_1 und E_2 statt. Man spricht von konstruktiver Interferenz, wenn sich die Teilfelder E_1 und E_2 so überlagern, dass wieder das Eingangsfeld E_0 entsteht. Hingegen spricht man von destruktiver Interferenz, wenn sich die Teilfelder E_1 und E_2 so überlagern, dass sie sich gegenseitig auslöschen. Dies trifft dann zu, wenn die Teilfelder E_1 und E_2 eine Phasendifferenz von $\rho=180^\circ$ zueinander haben. Das Verhältnis zwischen der Leistung bei konstruktiver und destruktiver Interferenz wird als Extinktion bezeichnet.

$$\text{Extinktion}_{dB} = 10 \cdot \log\left(\frac{P_{\text{konstruktiv}}}{P_{\text{destruktiv}}}\right) \quad (2.1)$$

Hier wird eine Extinktion von $\text{Ext.}=30\text{dB}$ angenommen. In diesem Beispiel wurden beide Abzweigungen des Wellenleiters mittels elektrooptischen Effekts beeinflusst. Natürlich ist es auch möglich, nur einen Zweig zu beeinflussen. Dies führt allerdings zu einem erhöhten Chirp. Als Chirp wird die zeitliche Abweichung der Emissionswellenlänge des Lasers von seiner Mittenwellenlänge bezeichnet, was zu einer spektralen Linienverbreiterung führt. Das verbreitete Signal unterliegt verstärkt der chromatischen Dispersion, wodurch sich das erreichbare Bandbreite-Längen-Produkt verringert. Es ist aber auch möglich, diesen Chirp so auszunutzen, dass man die erreichbare Übertragungslänge erhöhen kann[41]. Eine andere Möglichkeit der externen Modulation, worauf nur kurz eingegangen werden soll, stellt die Verwendung von Lasern mit anschließendem integrierten Elektroabsorptions-Modulator dar. Der Modulator bildet dabei einen Wellenleiter in Form eines pn-Übergangs, den das Laserlicht durchläuft. Durch Anlegen eines elektrischen Feldes in Sperrrichtung an den Modulator, welches als Modulationssignal verwendet werden kann, wird der Bandabstand zwischen dem Valenz- und Leitungsband verändert und dadurch eine Absorption verursacht (Franz-Keldysh-Effekt). Dadurch nimmt die Dämpfung im Wellenleiter stark zu und die transmittierte Lichtleistung sinkt auf wenige Prozent ab [1]. Für höhere Anforderungen ist jedoch der MZ-Modulator geeignet. Bei der direkten Modulation eines Lasers wird durch ein elektrisches Signal die Intensität einer Lichtquelle moduliert, was aber einen hohen Chirp verursacht. Weitere Vorteile der externen Modulation gegenüber der direkten Modulation sind:

- ◆ Höhere Extinktion
- ◆ Geringerer Frequenzchirp
- ◆ Höhere Bitraten bis zu 40 Gbit/s

Nachteile der externen Modulation sind allerdings der komplexere Aufbau und die höheren Kosten. Weiterhin sei hier angemerkt, dass insbesondere Modulatoren aus LiNbO_3 für eine vorgegebene Polarisationsrichtung (siehe Kapitel 3.2.2.2) entwickelt sind. Da hier von einer idealen Signalquelle ausgegangen wird, deren Signal nur in einer Richtung polarisiert ist, wurden Polarisationsabhängigkeiten hier nicht weiter betrachtet. Auch wird davon ausgegangen, dass der Mach-Zehnder-Modulator (MZM) verlustfrei arbeitet.

2.1 Modulationsformate

Als Modulationsformate werden hier das NRZ-Format und RZ-Format betrachtet.

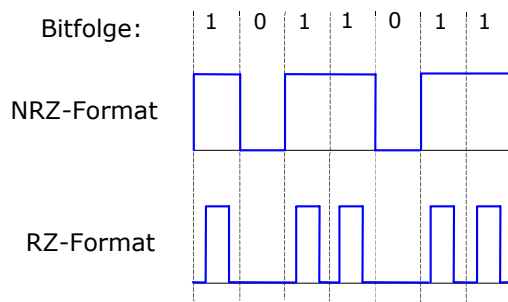


Abb. 2.4 :RZ- und NRZ-Format

Meistens wird dabei das Verhältnis zwischen der Pulsdauer t_{FHWM} (Full Width at Half Maximum, FWHM) und der Bitdauer t_B , das sogenannte Tastverhältnis τ , angeben.

$$\tau = \frac{t_{FHWM}}{t_B} \quad (2.2)$$

Die Zeit t_{FHWM} stellt dabei die Halbwertsbreite des Signals dar. Bei Modulation im NRZ-Format ist das Tastverhältnis $\tau=1$, d.h. bei einer "1" in der Bitfolge ist das Signal für die Dauer des Bits auf dem "1"-Zustand. Dies trifft bei der RZ-Codierung nicht zu. Hier ist die Pulsdauer t_{FHWM} immer kürzer als die Bitdauer t_B . Typische Werte für das Tastverhältnis τ sind $\tau=0,5$ und $\tau=0,25$. Vorteil des NRZ-Formats ist die gegenüber dem RZ-Format geringere spektrale Breite. Allerdings haben die einzelnen spektralen Anteile höhere Leistungen, wodurch sich der Einfluss der Nichtlinearität im LWL erhöht. Bei RZ sind dagegen die Leistungen der einzelnen spektralen Anteile niedriger, d.h. der Einfluss der Nichtlinearitäten ist geringer. Aber durch die größere spektrale Breite wirkt sich die Dispersion hier stärker aus. Allgemein lässt sich sagen, dass NRZ-Formate bei Bitraten kleiner als 10 Gbit/s besser geeignet sind, RZ-Formate dagegen bei Bitraten höher als 10 Gbit/s verwendet werden[5]. Durch die Anordnung nach Abb. 2.1 ist es möglich, RZ-Impulse zu generieren (Modell), die sich dem Verlauf eines Sekanshyperbolikus-Impulses (sech) nähern.

$$\text{sech}(x) = \frac{1}{\cosh(x)} = \frac{2}{e^x + e^{-x}} \quad (2.3)$$

Vorteile der Sech-Impulsform werden im Kapitel 3.2.5 erklärt.

Die Grenzfrequenz des elektrischen Filters beim Sender wird dabei auf das 2-fache der Bitrate des Systems in Hz festgelegt.

2.2 OTDM

Werden verschiedene Signale $S_1 \dots S_n$ so zusammengefasst, dass die Datenströme in verschiedene Zeitschlitze auf einer Leitung übertragen werden, so spricht man von Zeitmultiplexen (Time Division Multiplexing, TDM). Wird das dadurch entstandene Zeitmultiplexsignal optisch gebildet, so spricht man von OTDM (Optical Time Division Multiplexing). Für hohe Datenraten wird der Realisierungsaufwand der elektrischen Zeitmultiplextechnik sehr hoch, so dass es bei Datenraten ab 40 Gbit/s an seine Grenzen stößt. Um diesen elektronischen Flaschenhals zu umgehen und höhere Datenraten zu erreichen, wird das OTDM

verwendet. Eine prinzipielle Darstellung zur Bildung eines OTDM-Signals zeigt die Abb. 2.5:

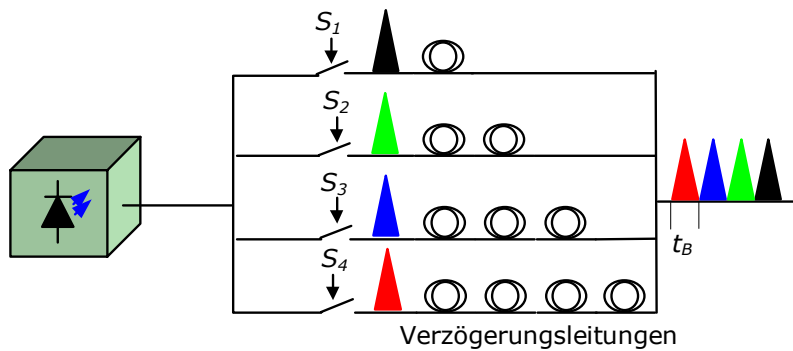


Abb. 2.5 : Optisches Zeitmultiplex

Durch die Glasfaserverzögerungsleitungen (engl. fibre delay-line) werden die Pulse um eine Bitdauer t_B gegeneinander verschoben und schließlich zusammengeführt. Dieses Zeitmultiplexsignal wird dann in die Übertragungsfaser eingespeist.

Neben dem Zeitmultiplexverfahren ist auch das Wellenlängenmultiplexverfahren (Wavelength Division Multiplex, WDM) weit verbreitet. Dabei geschieht das Übertragen von Lichtsignalen bei verschiedenen Wellenlängen über nur eine Faser. Das WDM ist eine sehr effektive Möglichkeit, um die vorhandene Übertragungskapazität zu erhöhen. Dabei muss die WDM-Technik aber im Zusammenhang mit dem TDM-Verfahren gesehen werden. Die Frage ist daher nicht TDM oder WDM, da immer die Kombination von beiden Verfahren benötigt wird. In dieser Arbeit geht es um die Untersuchung der Übertragung von hohen Bitraten mittels TDM-Verfahren.

Weiterführende Informationen zu den Sendern sind in [24] oder [23] nachzulesen.

3. Lichtwellenleiter

Lichtwellenleiter können hinsichtlich der Anzahl der ausbreitungsfähigen Moden in zwei Gruppen eingeteilt werden:

- Multimode-Lichtwellenleiter
- Monomode-Lichtwellenleiter

Da es in dieser Arbeit um die Untersuchung hochbitratiger Systeme geht, wird hier nur der Monomode-Lichtwellenleiter verwendet. Trotzdem soll aber in diesem Kapitel kurz auf die Multimode-Lichtwellenleiter eingegangen werden.

3.1 Multimodefasern

Multimodefasern werden häufig eingesetzt bei kurzen Entfernungen und niedrigen Übertragungsraten. Einige Vorteile der Multimodefasern sind:

- Hoher Kerndurchmesser (siehe unten)
- Hohe numerische Apertur (NA)
- Bessere Handhabbarkeit
- Verwendung einfacher Sendeelemente möglich
- Geringe Anforderungen an Steckverbinder

Die Gruppe der Multimodewellenleiter lässt sich noch einmal unterteilen in Stufenindexprofilfasern (SI-MMF) und Gradientenindexprofilfasern (GI-MMF).

3.1.1 Stufenindexprofil-Multimodefaser (SI-MMF)

Da die Dämpfung und die Bandbreite der Faser bei Kurzstrecken keine große Rolle spielt, haben sich hier Multimodefasern mit Stufenindexprofil durchgesetzt, um die Systemkosten klein zu halten. Die Modendispersion ist der begrenzende Faktor bei den SI-MMF. Sie entsteht aufgrund der Laufzeitdifferenzen der einzelnen Moden. Für achsenparallele Strahlen ergibt sich ein geometrischer Strahlenweg von $L_{min}=L_{Faser}$. Der maximale Strahlenweg ergibt sich aus dem für die Totalreflexion mindestens erforderlichen Winkel ρ_{krit} mit $L_{max}=L_{Faser}/\sin \rho_{krit}$. Daraus ergibt sich eine Laufzeitdifferenz von:

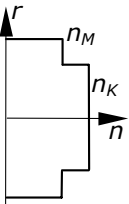
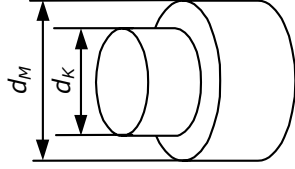
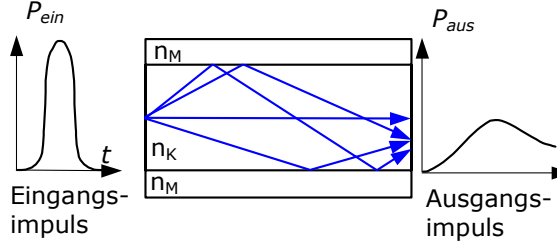
$$\Delta t = (L_{max} - L_{min}) / \left(\frac{c_0}{n_K} \right) = \frac{L_{Faser}}{c_0/n_K} \cdot \left(\frac{1}{\sin \rho_{krit}} - 1 \right) = \frac{L_{Faser}}{c_0/n_K} \cdot \left(\frac{n_K}{n_M} - 1 \right)$$

$$\Rightarrow \frac{\Delta t}{L_{Faser}} = \frac{1}{c_0/n_K} \cdot \left(\frac{n_K}{n_M} - 1 \right) \approx 33,6 \text{ ns / km} \quad (3.1)$$

Dabei ist c_0 die Vakuumlichtgeschwindigkeit, n_K die Brechzahl im Kern mit $n_K=1,527$ und n_M die Brechzahl im Mantel mit $n_M=1,517$. Dabei ergibt sich ein Bandbreite-Längen-Produkt von:

$$\Delta t < T_B = \frac{1}{B} \Rightarrow B \cdot L_{Faser} < \frac{1}{33,6 \text{ ns / km}} \approx 30 \text{ Mbit / s} \cdot \text{km} \quad (3.2)$$

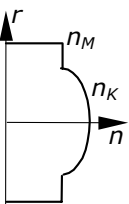
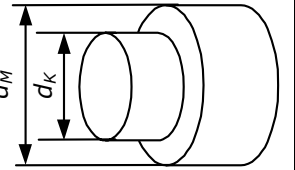
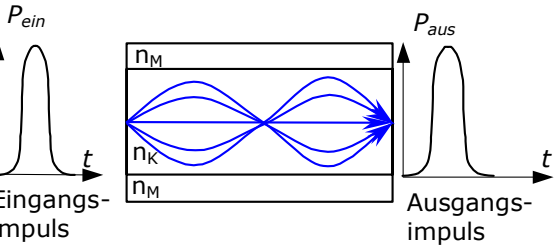
Die Größe T_B ist die Bitdauer und B die Bitrate.

Profil des Brechungsindex	Geometrischer Aufbau	Wellenausbreitung(Moden)
 <p> $n_K=1,527=\text{const.}$ $n_M=1,517=\text{const.}$ </p>	 <p> Durchmesser im: Kern Mantel 50 μm 125 μm 100 μm 200 μm 200 μm 300 μm </p>	 <p> Eingangs-impuls Ausgangs-impuls </p>

Typische SI-MMF bestehen z.B. aus dotiertem Siliziumglas im Kern und Mantel, aus reinem Quarzglaskern mit harten polymeren Mantel oder aus Kunststoff (siehe Kapitel 3.1.3). Da der Kerndurchmesser der SI-MMF wesentlich größer ist als die Lichtwellenlänge, ist die Behandlung mit den Gesetzen der geometrischen Optik in der Regel zulässig.

3.1.2 Gradientenindexprofil-Multimodefaser (GI-MMF)

Die Übertragungsbandbreite kann durch Minimierung der Modendispersion erhöht werden, indem man den Brechzahlverlauf innerhalb des Kerns variiert, so dass die Laufzeitunterschiede der einzelnen Moden minimiert werden. Aufgrund des Brechzahlverlaufs werden die Strahlen dann nicht durch Totalreflexion, sondern durch eine stetig kleiner werdende Brechzahl zur Kernmitte hin gebeugt. Die GI-MMF kann für etwas größere Entfernungen bis zu einigen Kilometern und höherem Bandbreitebedarf verwendet werden. Bis Mitte der 80iger Jahre wurden diese Fasertypen dort verwendet, wo hohe Bandbreiten erforderlich waren. Mit der GI-MMF sind Bandbreite-Längen-Produkte von $B \cdot L > 500 \text{ MHz km}$ zu erreichen. Durch die komplizierte Herstellung sind diese Fasern jedoch recht teuer(170 \$/km).

Profil des Brechungsindex	Geometrischer Aufbau	Wellenausbreitung(Moden)
 <p> $n_M=\text{const.}$ Typische Werte: $n_K=1,54$ $n_M=1,527$ </p>	 <p> Kerndurchmesser: typ. $d_K=50 \mu\text{m}$ Manteldurchmesser: typ. $d_M=125 \mu\text{m}$ </p>	 <p> Eingangs-impuls Ausgangs-impuls </p>

Bei der GI-MMF ist die strahlenoptische Betrachtung nur teilweise anwendbar, daher muss hier schon die wellenoptische Betrachtung berücksichtigt werden.

3.1.3 Kunststoff-LWL

Um die Handhabbarkeit der Fasern zu verbessern, werden bei Kurzstrecken Plastikfasern eingesetzt. Dabei gibt es Fasern mit Glaskern und Plastikmantel (HCS, Hard Cladded Silica) mit 200 μm Kern- und 230 μm Manteldurchmesser,

oder reine Plastikfasern (POF, Polymer optical fibre) mit 980 µm Kern- und 1000 µm Manteldurchmesser.

Vorteile dieser Plastikfasern sind:

- Keine hohe Präzision bei Steckverbindungen nötig
- Keine Beschädigung durch Anfassen der Faserenden
- Kein aufwendiges Polieren der Faserenden zur Verbindungsherstellung nötig
- Seitlicher Versatz bei Verbindung aufgrund hohen Faserquerschnitts unkritisch

Nachteilig ist dagegen die hohe Temperaturabhängigkeit, da sich die Faser bei hohen Temperaturen verformen und es bei niedrigen Temperaturen zur Bildung von Mikrorissen kommen kann. Ein weiterer Nachteil ist die hohe Dämpfung der Faser.

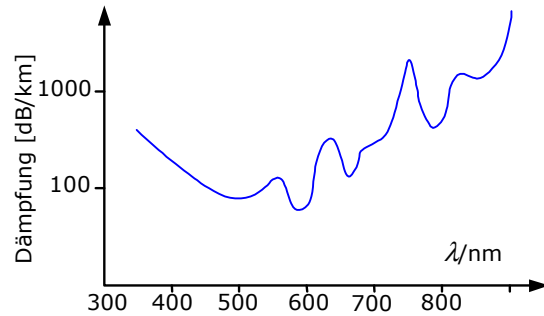
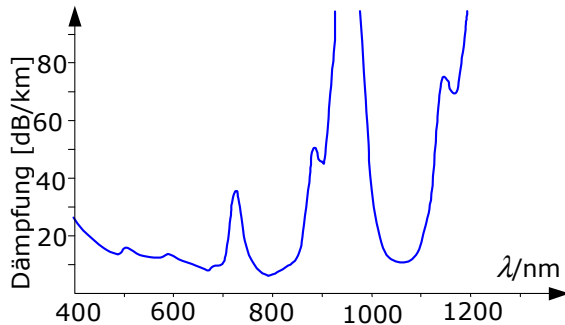


Abb. 3.1 :Dämpfungsverlauf einer HCS-Faser **Abb. 3.2 : Dämpfungsverlauf einer POF-Faser**

Betrieben werden die Plastikfasern bei Wellenlängen im Bereich von 500-850 nm. Typische Einsatzgebiete von Plastikfasern sind die Sensortechnik, Beleuchtungstechnik, Roboter, in Navigationssystemen und in Gebäuden, Flugzeugen usw.

3.2 Singlemodefaser (SMF)

Bei der Single- oder Monomodefaser tritt keine Modendispersion auf, da nur eine Mode ausbreitungsfähig ist. Man erreicht hier Bandbreite-Längen-Produkte von typischerweise $B L=10$ THz·km. Da die Herstellung dieser Fasern einfacher ist als die Herstellung einer Gradientenindexprofil-Multimodefaser, ist die Singlemodefaser auch günstiger (60 \$/km).

Profil des Brechungsindex	Geometrischer Aufbau	Wellenausbreitung(Moden)
<p>$n_K=1,471=const$ $n_M=1,457=const$</p>	<p>Kerndurchmesser: Typ. $d_K=9 \mu m$ Manteldurchmesser: Typ. $d_M=125 \mu m$</p>	<p>Eingangsimpuls Ausgangsimpuls</p>

Anwendungsgebiete der Monomodefaser sind solche, wo höchste Übertragungsraten und hohe Entfernungen gefordert werden. Dazu zählen z.B. die Breitbandkommunikation und die Weitverkehrstechnik. Eine strahlenoptische Betrachtung bei der SMF ist nicht mehr zulässig, da der Durchmesser des LWL-Kerns sehr klein ist. Daher wird bei der SMF auf die Wellentheorie

zurückgegriffen, wobei aufgrund der geringen Brechzahldifferenz zwischen Kern und Mantel von einer schwach geführten Wellenführung ausgegangen wird. Im Vergleich zu den Multimodefasern weisen Monomodefasern infolge der geringeren Kerndotierung und der geringeren Rayleighstreuung (siehe Abschnitt 3.2.1) eine geringere Dämpfung auf.

Die Mono- oder Singlemodefaser ist das zentrale Element nicht nur dieser Arbeit, sondern auch eines optischen Übertragungssystems. Durch unterschiedliche Effekte wie Dämpfung, Dispersion und Nichtlinearitäten beeinflusst sie nicht nur das Systemverhalten, sondern stellt auch bei den Simulationen das begrenzende Element im Hinblick auf benötigte Rechenzeit dar. Im folgenden werden zunächst die grundlegenden Eigenschaften der Singlemodefaser und die damit verbundenen Effekte auf die Übertragung beschrieben.

3.2.1 Dämpfung

Licht, das sich in einem Lichtwellenleiter ausbreitet, erfährt eine Dämpfung¹, d.h. es tritt ein Energieverlust ein. Die Dämpfung wird hauptsächlich durch Streuung und Absorption verursacht.

Für die optische Leistung in einer Faser gilt:

$$P(z,t) = P(0,t) \cdot e^{-(\alpha \cdot z)} \quad (3.3)$$

Dabei wird α als Dämpfungskoeffizient mit der Einheit 1/km oder Np/km bezeichnet. Häufig wird jedoch die Dämpfung in dB/km angegeben, so dass sich für die optische Leistung folgendes ergibt:

$$P(z,t) = P(0,t) \cdot e^{-(\alpha[1/km] \cdot z)} = P(0,t) \cdot 10^{-(\alpha[1/km] \cdot z) \cdot \log(e)}$$

$$P(z,t) = P(0,t) \cdot 10^{-\left(\frac{\alpha_{dB} \cdot z}{10}\right)} \quad (3.4)$$

Dabei gilt der Zusammenhang:

$$\alpha[dB/km] = 10 \cdot \log(e) \cdot \alpha[1/km] = 4,343 \cdot \alpha[1/km] \quad (3.5)$$

Um einen besseren Eindruck über die Reinheit der Glasfaser zu erhalten, sind in Tab. 3.1 einige Dämpfungswerte für optische Materialien zusammengestellt.

Material	α in dB/km
Fensterglas	50000
Optisches Glas	3000
Dichter Nebel	500
Stadtluft	10
Glasfaser	0,2

Tab. 3.1 : Optische Materialien und ihre Dämpfungen

Den prinzipiellen spektralen Dämpfungsverlauf zeigt Abb. 3.3. Es ist zu erkennen, dass der Dämpfungsverlauf in einigen Wellenlängenbereichen Dämpfungsminima vorzeigt. Diese Wellenlängenbereiche werden in der optischen Nachrichtentechnik als optische Fenster bezeichnet, sie liegen bei 850 nm, 1300 nm und 1550 nm. Im ersten optischen Fenster (850 nm) liegen die Dämpfungswerte von Monomodefasern bei etwa 2 dB/km, im zweiten optischen Fenster (1300 nm) bei etwa 0,35 dB/km und im dritten optischen Fenster (1550 nm) bei etwa 0,2 dB/km. Die relativ geringen Dämpfungswerte begünstigen allerdings den Einfluss nichtlinearer Effekte. Das erste optische Fenster ist der Bereich, in dem als erstes geeignete Sendeelemente verfügbar waren und das daher zuerst für die optische Nachrichtentechnik genutzt wurde. Im zweiten

¹ engl.: attenuation

optischen Fenster wird die Dispersion bei einer SSMF¹ minimal. Der Vorteil im Bereich des 3. Fensters ist die kleinste Faserdämpfung.

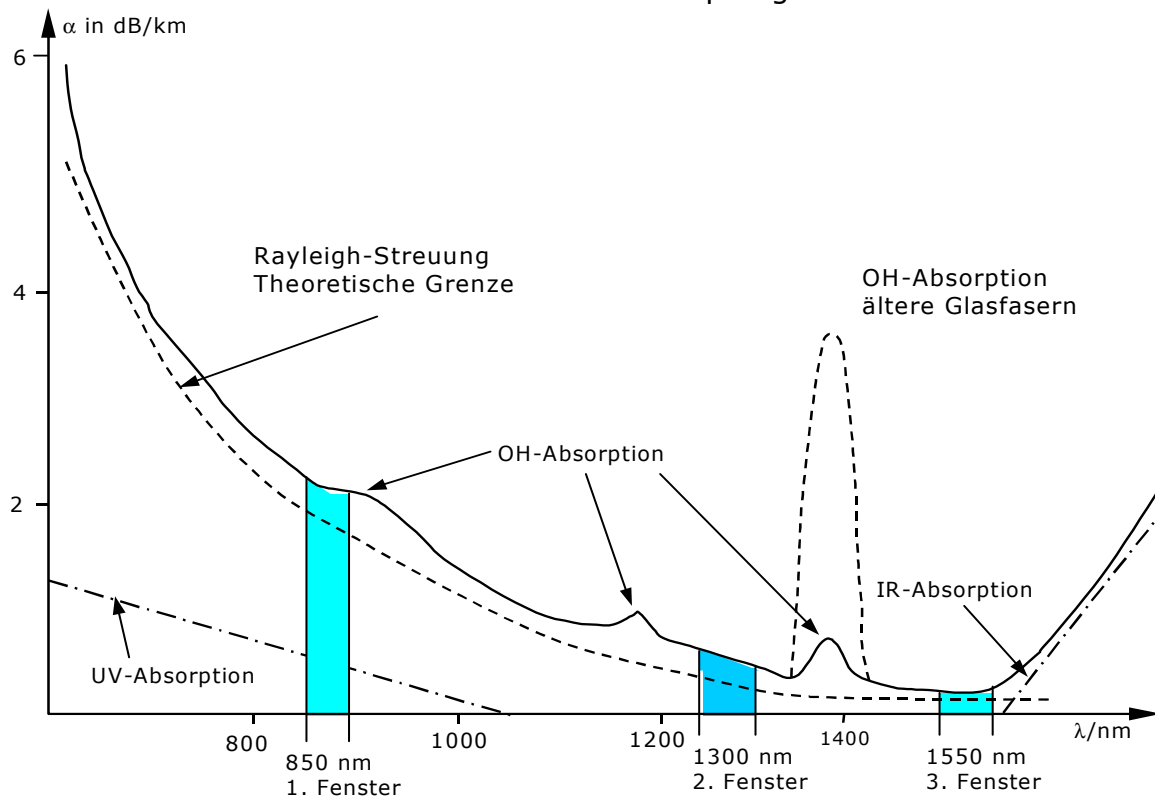


Abb. 3.3 : Spektraler Dämpfungsverlauf einer Glasfaser[59]

3.2.1.1 Streuung

Die Hauptursache für Streuungen im Lichtwellenleiter ist die Rayleigh-Streuung. Die Rayleigh-Streuung entsteht aufgrund von Dichtestörungen (Inhomogenitäten) der amorphen Struktur des Glases, bedingt durch den Herstellungsprozess, die klein gegenüber der Wellenlänge sind. Diese Streuung bildet auch gleichzeitig die theoretische Grenze für den spektralen Dämpfungsverlauf. Die Abhängigkeit der Rayleigh-Streuung von der Wellenlänge zeigt Gleichung (3.6).

$$\alpha \approx \frac{0,8}{(\lambda[\mu\text{m}])^4} \quad (3.6)$$

Weiterhin treten diese Streuungen auch aufgrund von Materialfehlern wie Verunreinigungen, winzige Risse und Luftblasen auf. Sogar bei einem völlig homogenen Material treten aufgrund von Wellenleiterstörungen geringe Verluste von ca. 0,03 dB/km auf. Viele Verunreinigungen und Fehlstellen, dazu zählen Kratzer an den Stirnflächen des Kerns, sowie Kerbungen der Faser und Verengungen durch Spleiße, lassen sich durch den Herstellungsprozess und sorgfältiges Arbeiten mit der Glasfaser vermeiden.

3.2.1.2 Absorption

Bei der Absorption unterscheidet man zwischen der Eigenabsorption der Faser und durch Verunreinigungen verursachte, auch extrinsisch genannte, Absorptionen. Die extrinsischen Absorptionen entstehen durch die im Glas

¹ SSMF= Standard Single Mode Fiber= Standard-Monomodefaser

verbleibenden Metallionen und besonders durch Wasser in Form von OH^- -Ionen. Dabei handelt es sich hier um resonanzartige Absorptionen, die sich durch Peaks im Dämpfungsverlauf zeigen (Abb. 3.3). So haben ältere Fasern durch die OH-Absorption bei bestimmten Wellenlängen folgende Dämpfungsmaxima (Tab. 3.2).

Wellenlänge λ in nm	950	1250	1390
Dämpfung α in dB/km	1,2	2,5	4,8

Tab. 3.2 : Dämpfungsmaxima durch OH-Absorption

Diese lassen sich jedoch durch verbesserte Herstellungsverfahren minimieren. Zu den Eigenabsorptionen oder intrinsischen Absorptionen gehören die UV-Absorption (Elektronenresonanzen) und IR-Absorption (Molekül- oder Vibrationsresonanzen)[3]. Die UV-Absorption lässt sich beschreiben mit:

$$\alpha_{UV} = 4,18 \cdot 10^{-4} \cdot e^{\frac{4,9}{\lambda[\mu m]}} \quad (3.7)$$

Und die IR-Absorption mit:

$$\alpha_{IR} = 5 \cdot 10^{11} \cdot e^{\frac{-48}{\lambda[\mu m]}} \quad (3.8)$$

Die UV-Absorption und IR-Absorption sind mit $<0.03 \text{ dB/km}$ in dem für die optische Nachrichtentechnik interessanten spektralen Bereich kleiner als die Rayleigh-Streuung, sie können hier daher vernachlässigt werden. Die IR-Absorption wird allerdings mit steigender Wellenlänge immer größer und begrenzt dadurch das dritte optische Fenster.

3.2.2 Dispersion

Bei Ausbreitung eines Lichtpulses auf einer Faser wird dieser nicht nur in der Amplitude gedämpft, es findet auch eine Impulsverbreiterung (Abb. 3.4) aufgrund der Wellenlängenabhängigkeit der Brechzahl statt. Ein Puls am Anfang der Faser mit der Halbwertsbreite¹ t_E erscheint dann am Ende der Faser mit der Halbwertsbreite t_A . Dieses Phänomen wird in der optischen Nachrichtentechnik als Dispersion bezeichnet.

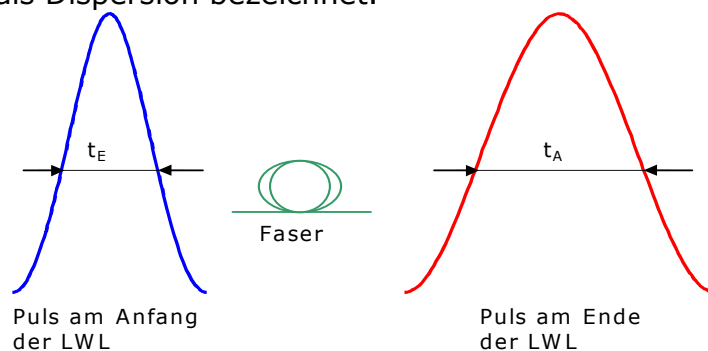


Abb. 3.4 : Impulsverbreiterung

Für die Impulsverbreiterung wird in der Praxis folgende Formel verwendet:

$$\Delta t = \sqrt{t_A^2 - t_E^2} \quad (3.9)$$

Würde man nun Pulse aufeinanderfolgend auf eine Faser geben, würden die Flanken der benachbarten Pulse miteinander verschmelzen, was als Impulsnebensprechen bezeichnet wird. Dadurch könnte der am Ende der Faser angeschlossene Detektor die Pulse nicht voneinander unterscheiden. Es findet dadurch eine Begrenzung der maximal möglichen Übertragungsrate statt.

¹ engl.: FWHM: full width at half maximum

Mögliche Dispersionsarten sind:

- Chromatische Dispersion (engl. Group velocity dispersion, GVD)
 - Materialdispersion
 - Wellenleiterdispersion
- Modendispersion (nur bei Multimodefasern)
- Polarisationsmodendispersion

Die Abb. 3.5 zeigt die maximal überbrückbare Distanz über der Bitrate durch die Begrenzung von Polarisationsmodendispersion (Begriffe werden weiter unten erklärt) mit verschiedenen PMD-Werten bzw. chromatischer Dispersion bei einer Standard-Singlemodefaser (SSMF, ITU G.652) und einer dispersionsverschobenen Faser (engl. dispersion shifted fibre, DSF, ITU G.653).

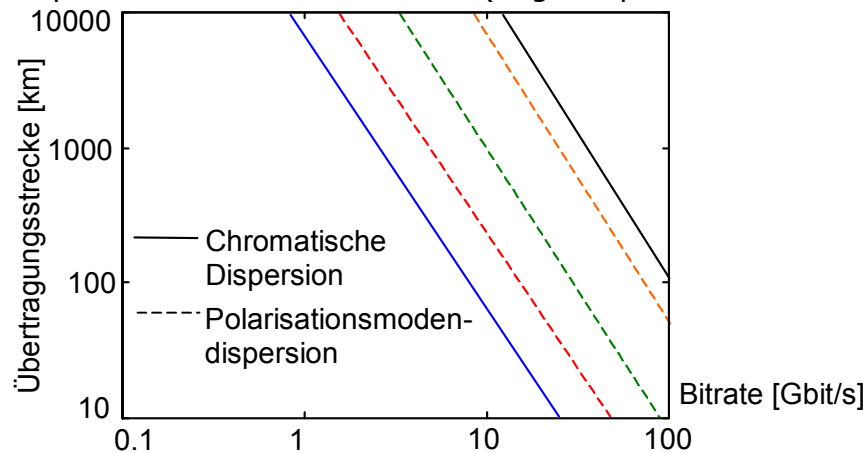


Abb. 3.5 : Systembegrenzung durch chromatische Dispersion (durchgezogene Linien) einer SSMF ($D=17 \text{ ps}/(\text{nm km})$, blaue Linie) bzw. einer DSF ($D=0.1 \text{ ps}/(\text{nm km})$, schwarz) und Polarisationsmodendispersion (gestrichelte Linien) mit $\text{PMD}=1 \text{ ps}/\text{km}^{1/2}$ (rot), $\text{PMD}=0.5 \text{ ps}/\text{km}^{1/2}$ (grün) und $\text{PMD}=0.2 \text{ ps}/\text{km}^{1/2}$ (orange)[71]

Die Ergebnisse in Abb. 3.5 gelten allerdings nur für eine sogenannte spektral schmale Quelle (siehe Kapitel 2).

3.2.2.1 Chromatische Dispersion

Durch die Abhängigkeit der Brechzahl n von der Wellenlänge breitet sich jede spektrale Komponente der Lichtwelle mit unterschiedlicher Geschwindigkeit aus. Dieser Effekt würde nur dann nicht auftreten, wenn die sich im Lichtwellenleiter ausbreitende Welle streng monochromatisch wäre. Dazu müsste die Strahlung der Lichtquelle selbst monochromatisch sein, was bei realen Lichtquellen, auch bei hochkohärenten Lasern, nicht vorliegt. Spätestens durch die Modulation des Sendesignals wäre die Lichtwelle nicht mehr monochromatisch. Es werden also zeitlich begrenzte Wellenpakete oder -gruppen gesendet. Die Ausbreitung der Wellenpakete findet mit der Gruppengeschwindigkeit v_g statt. Diese berechnet sich folgendermaßen:

$$\frac{1}{v_g} = \beta_1 = \left(\frac{d\omega}{d\beta} \right)^{-1} = \frac{d\beta}{d\omega} = \frac{1}{c_0} \cdot \frac{d(\omega \cdot n)}{d\omega} = \frac{1}{c_0} \cdot \underbrace{\left(n + \omega \cdot \frac{dn}{d\omega} \right)}_{n_g} = \frac{n}{c_0} + \frac{\omega}{c_0} \cdot \frac{dn}{d\omega} \quad (3.10)$$

$\frac{1}{v_p}$

Die Größe v_p in Gleichung (3.10) stellt dabei die Phasengeschwindigkeit und n_g die Gruppenbrechzahl dar. Diese lässt sich aus der Lichtgeschwindigkeit c_0 und der Phasenbrechzahl n wie folgt ermitteln:

$$v_p = \frac{\omega}{\beta} = \frac{c_0}{n} = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \cdot \epsilon_0 \cdot n}} = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \cdot \epsilon_0 \cdot \mu_r \cdot \epsilon_r}} \quad (3.11)$$

wobei:

β = Phasenkonstante, Ausbreitungskonstante

$\mu_0 \hat{=}$ Permeabilitätskonstante = $4 \cdot \pi \cdot 10^{-7}$ Vs / Am

$\mu_r \hat{=}$ relative Permeabilität = 1

$\epsilon_0 \hat{=}$ Dielektrizitätskonstante = $8,8542 \cdot 10^{-12}$ As / Vm

$\epsilon_r \hat{=}$ relative Dielektrizitätszahl

$c_0 \hat{=}$ Lichtgeschwindigkeit $\approx 3 \cdot 10^8$ m/s

In einem dispersionsfreien Medium wäre die Phasengeschwindigkeit v_p gleich der Gruppengeschwindigkeit v_g , was in einem dispersiven Medium nicht zutrifft, wie in Abb. 3.6 dargestellt ist.

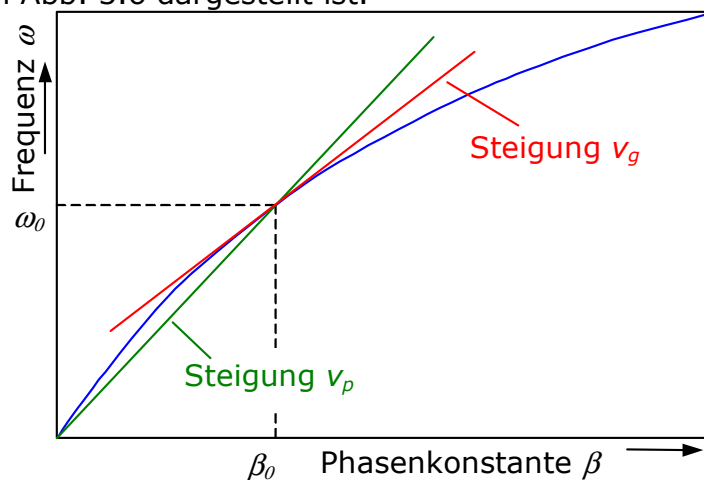


Abb. 3.6 : Gruppen- und Phasengeschwindigkeit

Die Gruppenlaufzeit t_g in einem Lichtwellenleiter der Länge L lässt sich aus der Gruppengeschwindigkeit v_g berechnen.

$$t_g = \frac{L}{v_g} = \frac{L}{c_0} \cdot n_g \quad (3.12)$$

Die Gruppenbrechzahl n_g aus Gleichung (3.12) ist dabei:

$$n_g = n - \lambda \cdot \frac{dn}{d\lambda} = n + \omega \cdot \frac{dn}{d\omega} \quad (3.13)$$

Die Phasen- und Gruppenbrechzahl als Funktion von der Wellenlänge zeigt Abb. 3.7.

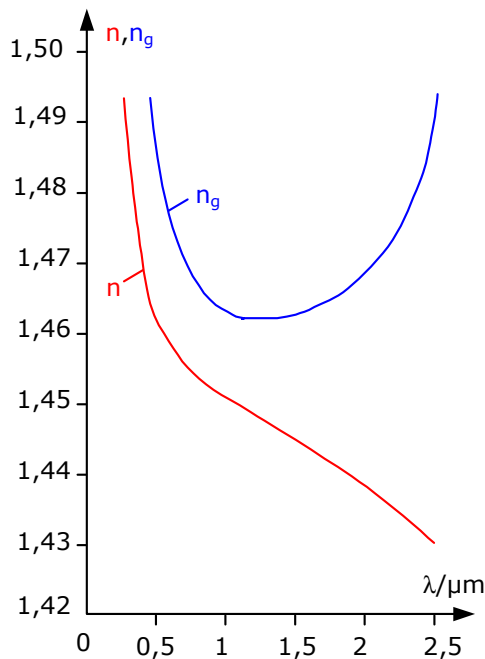


Abb. 3.7 : Phasen- und Gruppenbrechzahlverlauf

Interessanter als die gesamte Gruppenlaufzeit in (3.12) sind die Laufzeitabweichungen der einzelnen spektralen Anteile. Dazu kann man die Gruppenlaufzeit innerhalb kleiner Wellenlängendifferenzen in eine Taylor-Reihe entwickeln. Es ergibt sich:

$$t_g|_{\lambda=\lambda_0} = t_g(\lambda_0) + \frac{dt_g}{d\lambda} \Delta\lambda + \frac{1}{2} \cdot \frac{d^2t_g}{d\lambda^2} \Delta\lambda^2 + \dots \quad (3.14)$$

Die Abweichung von t_g von der Laufzeit $t_g(\lambda)$ ist somit:

$$\Delta t_g = t_g - t_g(\lambda_0) = \frac{dt_g}{d\lambda} \Delta\lambda + \frac{1}{2} \cdot \frac{d^2t_g}{d\lambda^2} \Delta\lambda^2 + \dots \quad (3.15)$$

Aus der Gleichung (3.15) folgt mit den Gleichungen (3.10) und (3.12) für:

$$\frac{dt_g}{d\lambda} = \frac{d}{d\lambda} \left(L \cdot \frac{1}{v_g} \right) = L \cdot \frac{d}{d\lambda} \left(\frac{d\beta}{d\omega} \right) = L \cdot \beta_2 \cdot \frac{d\omega}{d\lambda} \quad (3.16)$$

wobei:

$$\frac{d\omega}{d\lambda} = \frac{d(2\pi \cdot f)}{d\lambda} = \frac{d}{d\lambda} \left(\frac{2\pi \cdot c_0}{\lambda} \right) = -\frac{2\pi \cdot c_0}{\lambda^2} \quad (3.17)$$

und

$$\frac{d^n \beta}{d\omega^n} = \beta_n \quad (3.18)$$

Damit folgt für die Gleichung (3.16):

$$\frac{dt_g}{d\lambda} = L \cdot \beta_2 \cdot \frac{-2\pi \cdot c_0}{\lambda^2} = L \cdot D \quad (3.19)$$

Dabei wird β_2 als GVD¹-Koeffizient erster Ordnung und D als Dispersionsparameter oder Dispersionskoeffizient bezeichnet. Für Werte von $D=15-17 \text{ ps}/(\text{km nm})$ bei $\lambda=1,55\mu\text{m}$ nimmt β_2 Werte von $\beta_2=-19,12$ bis $-21,67$

¹ engl.: group velocity dispersion

ps^2/km an. D setzt sich zusammen aus der Material- und Wellenleiterdispersion mit:

$$D = D_M + D_W \quad (3.20)$$

Die Materialdispersion ist verbunden mit der Steigung der Gruppenbrechzahl n_g durch die Beziehung:

$$D_M = \frac{1}{c_0} \cdot \frac{dn_g}{d\lambda} \quad (3.21)$$

In der Literatur wird teilweise die Materialdispersion D_M auch als M bezeichnet. Aus der Gleichung (3.15) folgt weiterhin mit der Gleichung (3.19):

$$\frac{d^2 t_g}{d\lambda^2} = \frac{d}{d\lambda} \left(\frac{dt_g}{d\lambda} \right) = L \left(\frac{4\pi \cdot c_0}{\lambda^3} \cdot \beta_2 - \frac{d\beta_2}{d\lambda} \cdot \frac{2\pi \cdot c_0}{\lambda^2} \right) \quad (3.22)$$

Durch Einsetzen von Gleichung (3.17) folgt:

$$\frac{d^2 t_g}{d\lambda^2} = L \left(\frac{4\pi \cdot c_0}{\lambda^3} \cdot \beta_2 + \left(\frac{2\pi \cdot c_0}{\lambda^2} \right)^2 \cdot \beta_3 \right) = L \cdot S \quad (3.23)$$

Die Größe S in Gleichung (3.13) wird als Dispersionsparameter 2.Ordnung¹ oder Dispersionssteigung und β_3 als GVD-Koeffizient zweiter Ordnung bezeichnet. Es muss dann berücksichtigt werden, wenn β_2 vernachlässigbar klein wird. Typische Werte am Dispersionsnulldurchgang für S sind $S=0,085 ps/(km (nm)^2)$ bei einer typischen SSMF und $S=0,05 ps/(km (nm)^2)$ bei der weiter unten beschriebenen dispersionsverschobenen Faser DSF. Statt der Entwicklung der Gruppenlaufzeit in eine Taylor-Reihe wie in Gleichung (3.14) wird dies in der Literatur üblicherweise mit der Phasenkonstanten $\beta(\omega)$ gemacht. Es ergibt sich:

$$\beta(\omega) \Big|_{\omega=\omega_0} = n(\omega) \cdot \frac{\omega}{c_0}$$

$$\beta(\omega) \Big|_{\omega=\omega_0} = \beta_0 + \frac{d\beta}{d\omega} \cdot (\omega - \omega_0) + \frac{1}{2} \cdot \frac{d^2\beta}{d\omega^2} \cdot (\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{6} \cdot \frac{d^3\beta}{d\omega^3} \cdot (\omega - \omega_0)^3 \dots \quad (3.24)$$

Mit den Gleichungen (3.18) und (3.10) ergibt sich für:

$$\frac{d\beta}{d\omega} = \beta_1 = \frac{1}{v_g}, \quad (3.25)$$

mit den Gleichungen (3.18) und (3.19):

$$\frac{d^2\beta}{d\omega^2} = \beta_2 = -\frac{\lambda^2}{2\pi \cdot c_0} \cdot D \quad (3.26)$$

und mit den Gleichungen (3.18) und (3.23) folgt:

$$\frac{d^3\beta}{d\omega^3} = \beta_3 = \left(\frac{\lambda^2}{2\pi \cdot c_0} \right)^2 \cdot \left(S + \frac{2 \cdot D}{\lambda} \right) \quad (3.27)$$

Zur besseren Anschaulichkeit sind die GVD-Koeffizienten erster und zweiter Ordnung in Abb. 3.8 und Abb. 3.9 nochmals abgebildet. Zu beachten ist, dass zwischen β_2 und D ein Vorzeichenwechsel stattfindet. So ist β_2 im dritten optischen Fenster negativ, während D positiv ist.

¹ engl.: second order dispersion oder dispersion slope

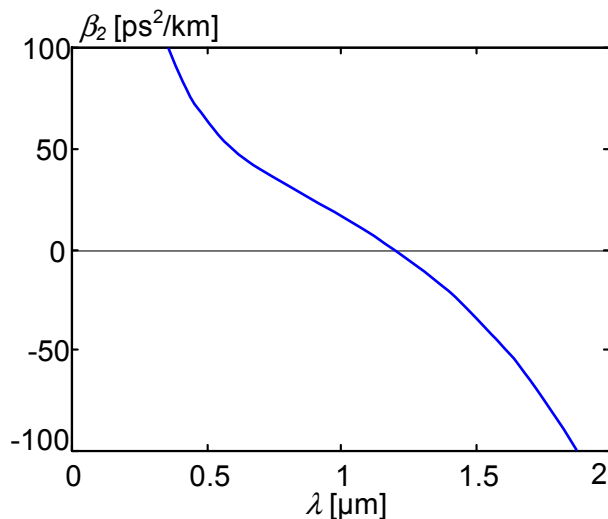


Abb. 3.8 : GVD-Koeffizient β_2 in Abhängigkeit von der Wellenlänge

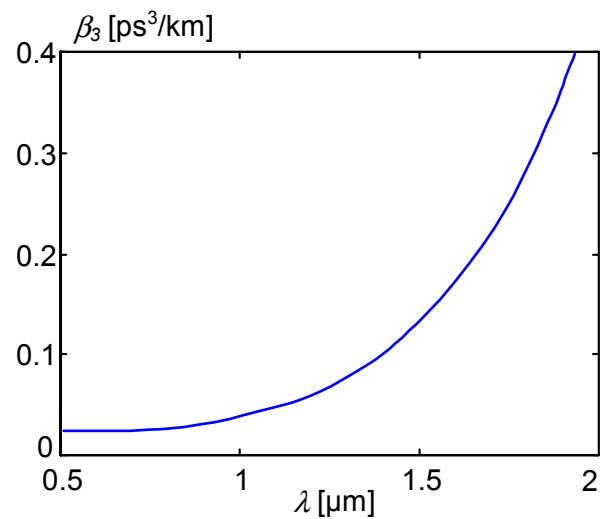


Abb. 3.9 : GVD-Koeffizient β_3 in Abhängigkeit von der Wellenlänge

Eine Dispersion, die auch auftreten würde, wenn die Brechzahl von der Wellenlänge unabhängig wäre, ist die Wellenleiterdispersion. Die Wellenleiterdispersion drückt die Energieverteilung des Grundmodus auf Kern und Mantel des LWL's durch die Abhängigkeit von der Wellenlänge aus (Abb. 3.10).

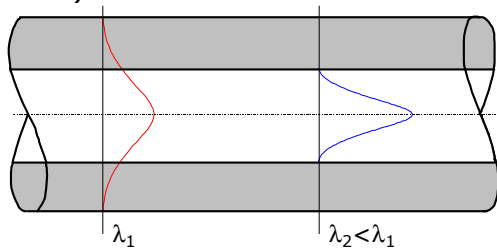


Abb. 3.10 : Energieverteilung des Grundmodus auf Kern und Mantel

Bei steigender Wellenlänge weitet sich die Energieverteilung zum Mantel hin aus. Während bei der Materialdispersion aber mit zunehmender Wellenlänge eine Änderung von negativen nach positiven Werten erfolgt, nimmt die Wellenleiterdispersion nach Abb. 3.11 bei größer werdender Wellenlänge stetig ab. Die Wellenlänge λ_{ZD} , bei der die chromatische Dispersion ihren Nulldurchgang hat, wird als Nulldispersionswellenlänge¹ bezeichnet. Bei den Wellenlängen um 1,55 μm hat die Dispersion Werte im Bereich von 15-18 $\text{ps}/(\text{km nm})$. Ist die Dispersion D negativ (links von λ_{ZD} in Abb. 3.11), so wird sie als normale Dispersion bezeichnet. Ist sie dagegen positiv, so spricht man von anomaler Dispersion (rechts von λ_{ZD} in Abb. 3.11). Im Bereich normaler Dispersion bewegen sich die niederfrequenten (rotverschobenen) Signalanteile schneller als die höherfrequenten (blauverschobenen) Signalanteile. Im Bereich anomaler Dispersion sind die Verhältnisse umgekehrt. Zu kürzeren Wellenlängen hin nimmt die chromatische Dispersion relativ hohe Werte an, sie beträgt im ersten optischen Fenster bei $\lambda=850 \text{ nm}$ schon $D=-100 \text{ ps}/(\text{km nm})$. Dies würde bei einem breitbandigen Sender wie eine LED mit $\Delta\lambda=40 \text{ nm}$ eine Impulsverbreiterung von 4 ns/km bedeuten.

¹ engl.: zero-dispersion wavelength

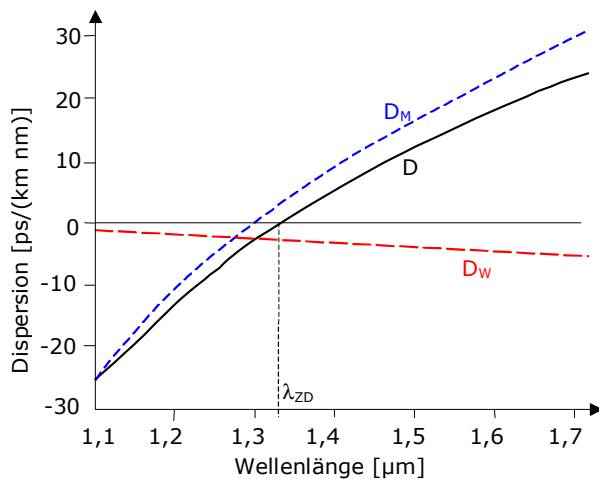


Abb. 3.11 : Verlauf der Dispersion einer Standard-Singlemodefaser über der Wellenlänge

Weiterhin kann die Wellenleiterdispersion durch Änderung des Brechzahlprofils manipuliert werden, so dass sich im Vergleich zur Dispersion einer typischen SSMF ein anderer Verlauf der chromatischen Dispersion ergibt (Abb. 3.13). Demgemäß kann man die Wellenleiterdispersion so verändern, dass die chromatische Dispersion ihren Nulldurchgang bei 1,55 μm hat. Solche Fasern werden als *dispersionsverschobene Fasern* oder DSF¹ bezeichnet. Ferner kann man den Beitrag der Wellenleiterdispersion so verändern, dass die chromatische Dispersion im Wellenlängenbereich von 1,3-1,6 μm einen relativ kleinen Wert erhält. Diese Fasern werden als *dispersionsabgeflachte Fasern* (DFF)² bezeichnet. So gibt es z.B. von der Firma Lucent die TrueWave™-Faser, die einem Wellenlängenbereich von 1300 bis 1500 nm eine kleine chromatische Dispersion von wenigen ps/(km·nm) hat, jedoch ist die Dämpfung aufgrund von Biegung usw. höher, da der effektive Kerndurchmesser kleiner ist. Die Brechzahlprofile dieser unterschiedlichen Fasern zeigt die Abb. 3.12.

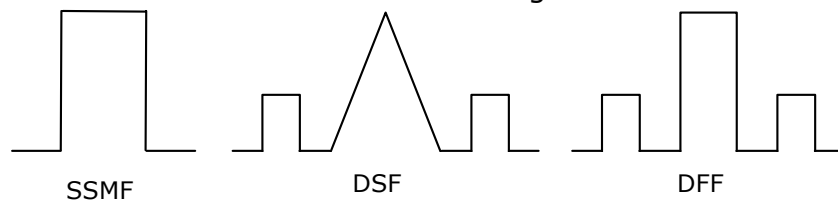


Abb. 3.12 : Brechzahlprofile verschiedener Fasern

Die wichtigste dieser speziellen Fasern ist jedoch die *dispersionskompensierende Faser* (DCF)³. Diese weist in dem für die optische Nachrichtentechnik relevanten Bereich einen hohen negativen Wert für die chromatische Dispersion mit einem Dispersionskoeffizienten von ca. $D = -90 \text{ ps}/(\text{nm km})$ und einer Dispersionssteigung von $S = -0,45 \text{ ps}/(\text{nm}^2 \text{ km})$ auf (Abb. 3.14), leider hat sie jedoch häufig auch einen hohen Dämpfungswert (siehe Grundlagenteil zur Diplomarbeit Kapitel 4).

¹ engl.: dispersion-shifted fibre
² engl.: dispersion flattened fibre
³ engl.: dispersion compensating fibre

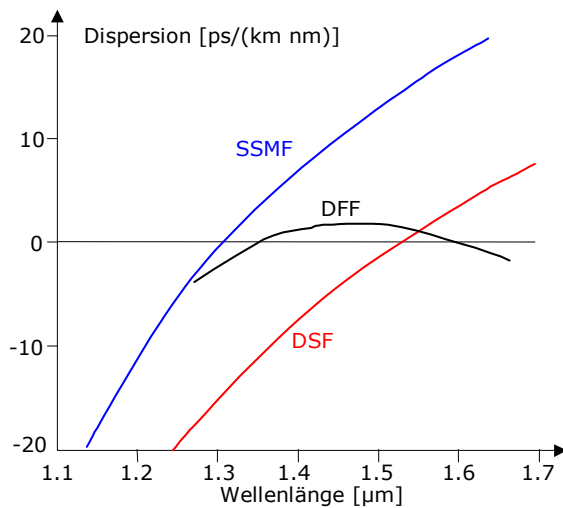


Abb. 3.13 : Dispersionsverlauf einiger Fasern

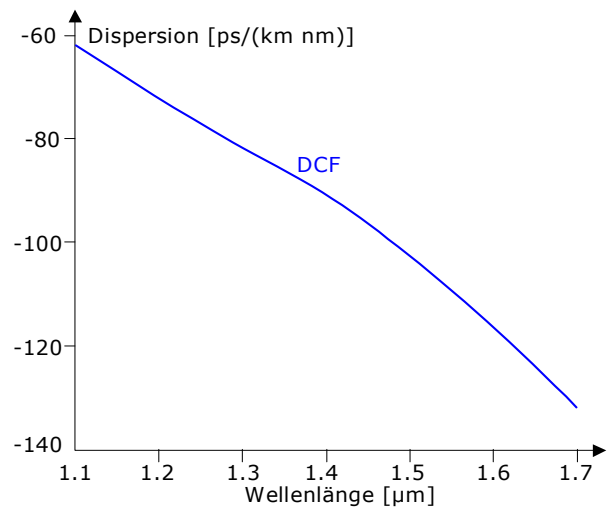


Abb. 3.14 : Dispersionsverlauf einer DCF

So ist es möglich, mit diesen dispersionskompensierenden Fasern die Pulsverzerrungen aufgrund der chromatischen Dispersion einer SSMF völlig auszugleichen. In der Praxis gibt es u.a. folgende Dispersionskompensationsschemen:

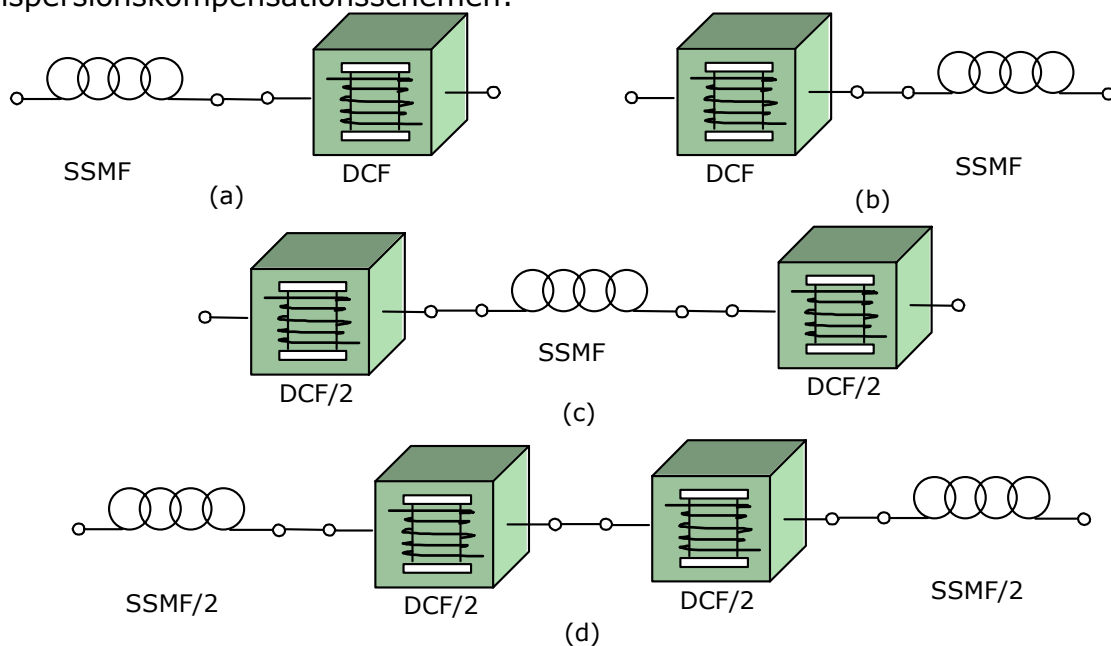


Abb. 3.15 : Kompensation der Dispersion mittels DCF; Nachkompensation(a), Vorkompensation(b), Hybridkompensation(c) und symmetrische Kompensation(d)

Von den in Abb. 3.15 gezeigten Kompensationsschemen wird in dieser Diplomarbeit nur die Nachkompensation verwendet, da einerseits bei den zu untersuchenden hohen Bitraten keine wesentlichen Unterschiede zwischen den Kompensationsschemen bestehen und andererseits dies den Zeitraum der Arbeit deutlich überschreiten würde. Um eine vollständige Kompensation des Dispersionskoeffizienten D_{SSMF} einer SSMF zu erreichen, muss folgende Gleichung erfüllt werden:

$$D_{SSMF} \cdot L_{SSMF} + D_{DCF} \cdot L_{DCF} = 0 \tag{3.28}$$

Dabei ist L_{SSMF} die Länge der SSMF, L_{DCF} die Länge der DCF, D_{SSMF} der Dispersionskoeffizient der SSMF und D_{DCF} der Dispersionskoeffizient der DCF.

Soll auch die Dispersionssteigung S_{SSMF} einer SSMF vollständig kompensiert werden, so ist Gleichung (3.29) einzuhalten.

$$S_{SSMF} \cdot L_{SSMF} + S_{DCF} \cdot L_{DCF} = 0 \quad (3.29)$$

Die Größe S_{DCF} ist dabei die Dispersionssteigung der DCF und S_{SSMF} die Dispersionssteigung der SSMF. In Datenblättern [44] wird zur Charakterisierung von dispersionskompensierenden Fasern die RDS_{DCF} (Relative Dispersion Slope) angegeben. Man erhält den RDS_{DCF} durch Einsetzen von Gleichung (3.28) in Gleichung (3.29):

$$RDS_{DCF} = \frac{S_{DCF}}{D_{DCF}} = \frac{S_{SMF}}{D_{SMF}} \quad (3.30)$$

Typische Werte von RDS_{DCF} liegen um $RDS_{DCF} = 0,0034 \text{ nm}^{-1}$ bei einer Wellenlänge von $\lambda = 1,5 \mu\text{m}$. Neben der Dispersionskompensation mit Fasern besteht auch die Möglichkeit der Kompensation mit Faser-Bragg-Gittern [71].

3.2.2.2 Polarisationsmodendispersion

Der Grundmodus im Lichtwellenleiter besteht infolge der Polarisation des Lichts, welches vom Laser ausgesendet wird, aus zwei orthogonal zueinander stehenden Moden, den Polarisationsmoden. Man sagt, der Grundmodus ist zweifach entartet. In einer vollkommen runden Faser breiten sich diese beiden Polarisationsmoden mit der selben Geschwindigkeit aus. Da die Faser in der Praxis in der Regel nicht exakt symmetrisch ist, wird eine Doppelbrechung verursacht, die zu einer Unsymmetrie der Brechzahl führt. Das hat wiederum zur Folge, dass die Ausbreitungsgeschwindigkeiten der beiden Polarisationsmoden nicht gleich sind. Es kommt zu einer polarisationsabhängigen Dispersion, der Polarisationsmodendispersion (PMD).

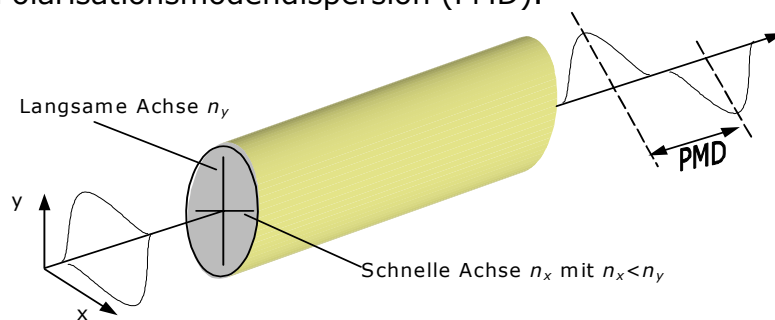


Abb. 3.16 : PMD einer doppelbrechenden Faser

Besonders betroffen sind ältere verlegte Fasern, da stellt die PMD einen begrenzenden Effekt dar. Die Auswirkung der PMD auf die maximal erreichbare Übertragungslänge zeigt Abb. 3.17.

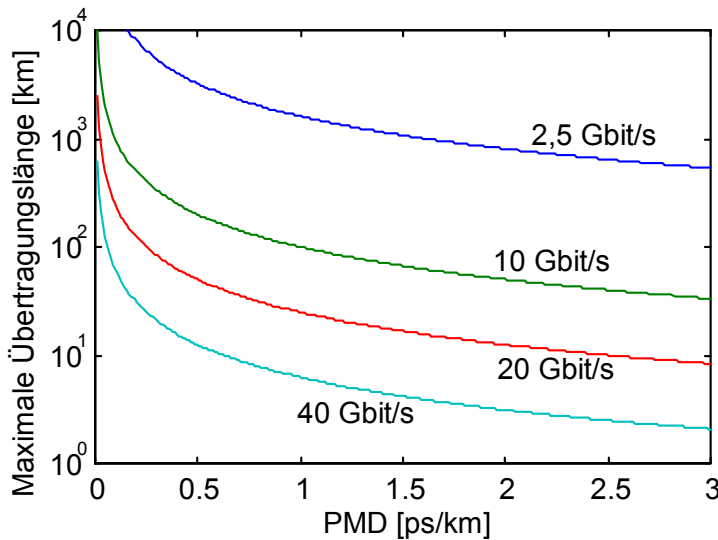


Abb. 3.17 :Maximal erreichbare Übertragungslänge in Abhängigkeit von PMD

So kann die PMD nach Abb. 3.17 bei einer Übertragungslänge von $L=100 \text{ km}$ und einem PMD von $PMD=1 \text{ ps}/(\text{km})^{1/2}$ zu einer Begrenzung der nutzbaren Bitrate von $B=10 \text{ Gbit/s}$ führen. Bei neueren Fasern wird bei der Herstellung auf Symmetrie der Faser geachtet. Neben der Unsymmetrie aufgrund der Herstellung stellen aber Temperatureinflüsse, Biegung und Dehnung der Faser weitere Ursachen für die PMD dar. Die PMD unterliegt damit starken statistischen Schwankungen. Der Richtwert für PMD liegt bei $PMD=0,5 \text{ ps}/(\text{km})^{1/2}$. Aufgrund der Modenkopplung wächst die PMD nicht linear, sondern mit der Wurzel der Übertragungslänge an. Die maximal erreichbare Übertragungslänge infolge PMD wird angegeben mit:

$$L = \frac{1}{100 \cdot B^2 \cdot PMD^2} \tag{3.31}$$

Ältere Monomodefasern haben PMD-Werte von $PMD \geq 1 \text{ ps}/(\text{km})^{1/2}$. Neuere Fasern besitzen PMD-Werte von $PMD < 0,1 \text{ ps}/(\text{km})^{1/2}$. Neben der Polarisationsmodendispersion findet durch zufällige Kopplung der beiden Polarisationsmoden ein stetiger Energieaustausch zwischen den Moden und damit eine Änderung des Polarisationszustandes statt. Dies wirkt sich vor allem bei kohärenten Übertragungssystemen negativ aus. Bei Verwendung von polarisationserhaltenden Fasern kann man diese Polarisationsseffekte sehr gut verringern. Sie haben u.a. folgenden Aufbau:

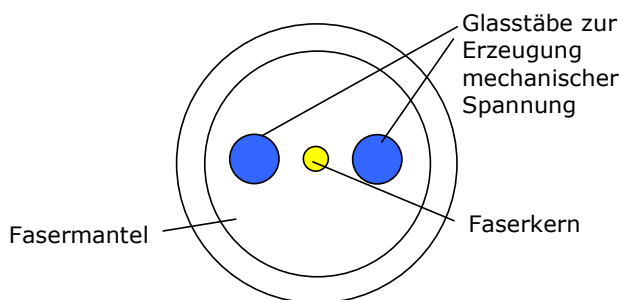


Abb. 3.18 : Polarisationserhaltende Faser

Die polarisationserhaltende Faser in Abb. 3.18 wird als PANDA-LWL bezeichnet. Neben der PANDA-LWL sind auch andere Formen von polarisationserhaltenden Fasern erhältlich [71]. In den Simulationen wurde die

Polarisationsmodendispersion aufgrund der sehr guten PMD-Werte neuerer Fasern vernachlässigt.

3.2.3 Nichtlinearitäten

Durch Erhöhung der in die Faser einzukoppelnden Leistungen treten in der Faser Wechselwirkungen zwischen Licht und Materie auf, die mit den Gesetzen der linearen Optik nicht erklärt werden können. Allgemein lässt sich sagen, dass bei der Wechselwirkung von Feldern und Materie eine Ausrichtung der Ladungsdipole verursacht wird. Diese Reaktion wird als Polarisation bezeichnet. Die Polarisation kann unter Berücksichtigung hoher Feldstärken als Taylor-Reihe angegeben werden:

$$\vec{P} = \varepsilon_0 \cdot \chi_1 \cdot \vec{E} + \varepsilon_0 \cdot \chi_3 \cdot \vec{E} \cdot \vec{E} \cdot \vec{E} = \vec{P}_L + \vec{P}_{NL} \quad (3.32)$$

mit:

\vec{P} = Polarisation, P_L = lineare Polarisation, P_{NL} = nichtlineare Polarisation

ε_0 = Dielektrizitätskonstante

\vec{E} = Elektrisches Feld

Die Größen χ_i werden als dielektrische Suszeptibilitäten bezeichnet. Sie beschreiben den Zusammenhang zwischen der Polarisation und dem elektrischen Feld und werden durch den strukturellen Aufbau des Materials festgelegt[41].

Für Glas mit seiner amorphen Struktur sind alle geraden Suszeptibilitäten χ gleich Null. Höhere Suszeptibilitäten können vernachlässigt werden, da sie sehr klein sind. Durch die nichtlineare Suszeptibilität χ_3 werden nun nichtlineare Effekte hervorgerufen, die sich nach Abb. 3.19 unterteilen lassen.

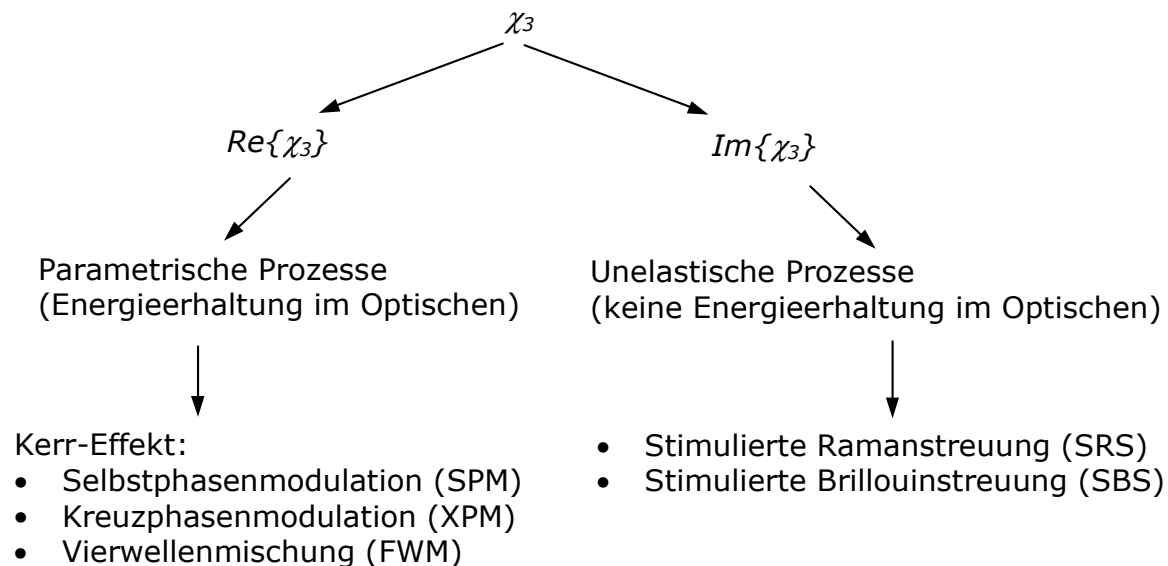


Abb. 3.19 : Einzeleffekte von χ_3 [71]

Es sind in Abb. 3.19 nicht alle Effekte der nichtlinearen Optik dargestellt, jedoch sind die erwähnten Nichtlinearitäten für die optische Nachrichtentechnik am wichtigsten. Bisher wurde die Intensitätsabhängigkeit der Brechzahl der Faser vernachlässigt. Durch die nichtlineare dielektrische Suszeptibilität hängt die Brechzahl nun auch von der Feldstärke und damit der Leistungsdichte ab. Diese Abhängigkeit der Brechzahl wird als Kerr-Effekt bezeichnet. Der Kerr-Effekt kann positiv ausgenutzt werden, um z.B. optische Schalter zu realisieren [71]. Der Kerr-Effekt ist ein elastischer oder parametrischer Effekt, d.h. es gibt keinen

Energieaustausch zwischen Feld und dem Medium. Die Abhängigkeit lässt sich folgendermaßen für die Brechzahl ausdrücken:

$$n = n_L + n_2 \cdot \frac{P}{A_{eff}} \quad (3.33)$$

Dabei ist n_L der lineare Anteil der Brechzahl, n_2 stellt die Nichtlinearitätskonstante dar. Die Nichtlinearitätskonstante einer SSMF beträgt in der Regel $n_{2SSMF} = 2,6 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$ und bei einer DCF kann eine Nichtlinearitätskonstante von $n_{2DCF} = 2..4 \cdot n_{2SSMF}$ angenommen werden. Die Größe P stellt die optische Leistung und A_{eff} die effektive Querschnittsfläche des Grundmodus dar. A_{eff} ist wie folgt definiert:

$$A_{eff} = \frac{\left(\int \int_{-\infty}^{\infty} |F(x,y)|^2 dx dy \right)^2}{\int \int_{-\infty}^{\infty} |F(x,y)|^4 dx dy} \quad (3.34)$$

Die Größe $F(x,y)$ stellt dabei die transversale Feldverteilung des Grundmodus dar. Dadurch ist die effektive Modenfläche A_{eff} im wesentlichen abhängig von gewissen Faserparametern wie dem Kernradius und der Brechzahldifferenz zwischen Kern und Mantel[2]. Für eine SSMF liegt die effektive Modenfläche A_{eff} bei Werten um $A_{eff} = 80 \mu\text{m}^2$, während sie bei einer DCF bei lediglich $A_{eff} = 27 \mu\text{m}^2$ liegt. Als Näherung wird in der Literatur folgende Formel verwendet:

$$A_{eff} = \pi \cdot w \quad (3.35)$$

Die Größe w wird als Fleckradius bezeichnet und gibt den Abstand von der Kernmitte an, bei dem die Feldamplitude auf den 1/e-fachen Wert ihres Maximalwertes abgefallen ist (siehe auch Grundlagenteil Kapitel 4). Die nichtlineare Brechzahlerhöhung ist zwar zahlenmäßig klein, aber die nichtlinearen Effekte summieren sich auf der gesamten LWL-Länge L_{ges} auf. Die nichtlinearen Effekte können vernachlässigt werden, wenn folgendes gilt:

$$\int_0^L \gamma \cdot P(z) dz \ll 1 \quad (3.36)$$

Ansonsten müssen sie berücksichtigt werden. Auf den Nichtlinearitätskoeffizienten γ wird noch im nächsten Abschnitt 3.2.3.1 eingegangen. Da die Leistung mit

$$P(z) = P_0 \cdot e^{-\frac{\alpha_{dB}}{4,343} \cdot z} \quad (3.37)$$

auf der Faser abnimmt, wirkt die Nichtlinearität nicht auf der gesamten Faserlänge. Durch Einsetzen von Gleichung (3.37) in die Gleichung (3.36) erhält man dann:

$$\int_0^L \gamma \cdot P(z) dz = \gamma \cdot P_0 \underbrace{\int_0^L e^{-\frac{\alpha_{dB}}{4,343} \cdot z} dz}_{L_{eff}} \ll 1 \quad (3.38)$$

Die in der Realität exponentiell mit wachsender Faserlänge L abnehmende Leistung kann für die mathematische Berechnung ersetzt werden durch eine Leistung, die bis zu einer äquivalenten Länge L_{eff} den Wert am Anfang der Faser beibehält und danach zu Null wird. Die Länge L_{eff} , die kürzer ist als die Faserlänge L , wird als effektiv wirksame nichtlineare Länge bezeichnet.

$$L_{eff} = \int_0^L e^{-\frac{\alpha_{dB}}{4,343} \cdot z} dz$$

$$L_{eff} = \frac{1 - e^{-\frac{\alpha_{dB}}{4,343} \cdot L}}{\frac{\alpha_{dB}}{4,343}} \quad (3.39)$$

mit dem Grenzwert:

$$\lim_{L \rightarrow \infty} L_{eff} = \frac{1}{\frac{\alpha_{dB}}{4,343}} \quad (3.40)$$

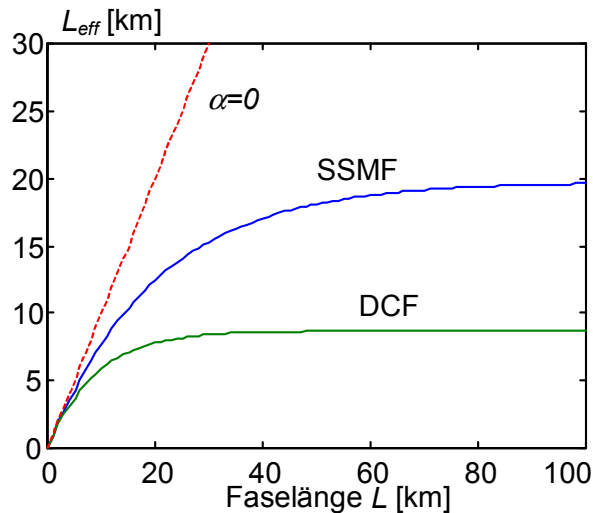


Abb. 3.20 : Effektiv wirksame nichtlineare Länge L_{eff} über der Faserlänge für eine SSMF ($\alpha=0.22$ dB/km), eine DCF ($\alpha=0.5$ dB/km) und einer dämpfungsfreien Faser[5]

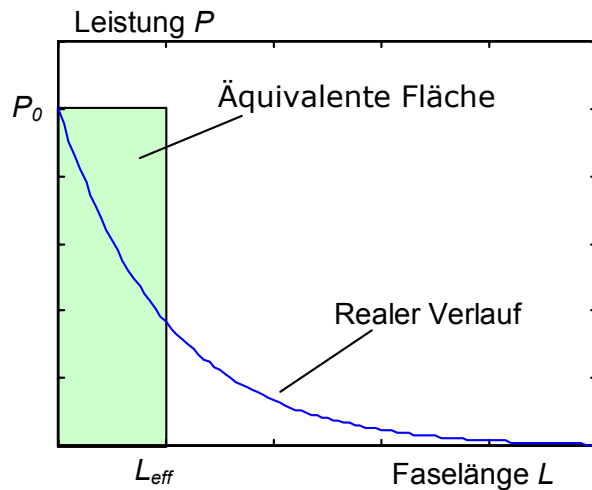


Abb. 3.21 : Realer Verlauf und für die mathematische Berechnung verwendbare Abnahme der Leistung auf der Faser[41]

Der Grenzwert für eine SSMF mit einer Dämpfung von $\alpha=0,22$ dB/km beträgt $L_{eff}=19,74$ km, für eine DCF mit einer Dämpfung von $\alpha=0,5$ dB/km nur 8,7 km und bei eine dämpfungsfreien Faser entspricht die effektive Länge L_{eff} gleich der Faserlänge L (siehe Abb. 3.20). Die effektive Länge L_{eff} und damit die Gleichung (3.38) dient zur ersten Abschätzung, wie groß der Einfluss der Nichtlinearitäten auf der Übertragungsstrecke sind. Bei kaskadierten Übertragungsstrecken mit Zwischenverstärkern entspricht die gesamte effektiv wirksame nichtlineare Länge der Summe der effektiv wirksamen nichtlinearen Längen der Einzelabschnitte[5].

3.2.3.1 Selbstphasenmodulation (SPM)¹

Die Ausbreitungskonstante β ist wie folgt definiert:

$$\beta = k_0 \cdot n = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot n \quad (3.41)$$

Die Größe k_0 stellt dabei die Wellenzahl im Vakuum dar.

Durch die Gleichung (3.33) folgt hierfür:

$$\beta = k_0 \left(n_L + n_2 \cdot \frac{P}{A_{eff}} \right) = \beta_L + \Delta\beta \quad (3.42)$$

Dadurch entsteht eine zusätzliche Phasenkonstante $\Delta\phi(t)$, die mit

¹ engl.: SPM=Self-Phase-Modulation

$$\Delta\varphi(t) = -L_{\text{eff}} \cdot \Delta\beta = -L_{\text{eff}} \cdot k \cdot n_2 \cdot \frac{P(t)}{A_{\text{eff}}} = -\gamma \cdot L_{\text{eff}} \cdot P(t) \quad (3.43)$$

eine Phasenmodulation darstellt. Der Parameter γ wird als Nichtlinearitätskoeffizient bezeichnet. Bei einer SSMF mit einem $A_{\text{eff}}=80 \mu\text{m}^2$ und einer Wellenlänge von $\lambda=1,55 \mu\text{m}$ ergibt sich für γ einer SSMF:

$$\gamma_{\text{SSMF}} = 1,317 \frac{1}{\text{W} \cdot \text{km}} \quad (3.44)$$

Für eine DCF ergibt sich mit einem $A_{\text{eff}}=27 \mu\text{m}^2$:

$$\gamma_{\text{DCF}} = 3,904 \frac{1}{\text{W} \cdot \text{km}} \approx 3 \cdot \gamma_{\text{SSMF}} \quad (3.45)$$

Eine Phasenmodulation lässt sich mit

$$\Delta\omega(t) = \frac{d(\Delta\varphi(t))}{dt} \quad (3.46)$$

auch als Frequenzmodulation interpretieren. Es entsteht damit eine von der Mittenfrequenz abweichende Frequenzänderung mit:

$$\Delta\omega(t) = -L_{\text{eff}} \cdot \gamma \cdot \frac{dP(t)}{dt} \quad (3.47)$$

Diese Frequenzabweichung hat eine spektrale Verbreiterung zur Folge. Die Frequenzabweichung ist negativ (rotverschoben) bei steigender Impulsflanke und positiv (blauverschoben) bei fallender Impulsflanke. Die spektrale Verbreiterung verursacht nur in Interaktion mit der Dispersion weitere Pulsverzerrungen und stellt schließlich eine Begrenzung der maximal erreichbaren Bandbreite dar. Würde man dagegen Fasern mit geringer Dispersion (Dispersion shifted fibre, DSF und dispersion flattened fibre, DFF) nehmen, so könnte es durch Einsatz optischer Filter mit fester Mittenfrequenz und spektraler Verbreiterung durch Nichtlinearitäten zum Ausfiltern von spektralen Signalanteilen kommen. In Bereichen anomaler Dispersion ($\beta_2 < 0$) kann es aber durch Interaktion von Dispersion und Nichtlinearitäten durchaus auch zu einer Pulskompression kommen.

3.2.3.2 Kreuzphasenmodulation

Bei der Selbstphasenmodulation wurde die Phase des Pulses durch die Intensität des selben Pulses beeinflusst. Bei Mehrkanalbetrieb kann es auch dazu kommen, dass die Intensität des einen optischen Kanals eine Phasenänderung des Pulses der Nachbarkanäle bewirken, was als Kreuzphasenmodulation (engl. Cross-Phase Modulation, XPM) bezeichnet wird. Für die Gleichung (3.33) folgt dann für zwei Kanäle:

$$n = n_L + n_2 \left(\underbrace{\frac{P_1}{A_{\text{eff}}}}_{\text{SPM}} + x \cdot \underbrace{\frac{P_2}{A_{\text{eff}}}}_{\text{XPM}} \right) \quad (3.48)$$

Der Faktor x gibt dabei an, wie stark der Einfluss der Kreuzphasenmodulation (XPM) im Vergleich zum Einfluss der Selbstphasenmodulation (SPM).

Nach [71] kommt es bei gleicher Polarisation der beiden Pulse dazu, dass der Einfluss der Kreuzphasenmodulation doppelt so groß ist, wie der Einfluss der Selbstphasenmodulation ($x=2$). Stehen die Pulse dagegen senkrecht polarisiert zueinander, so ist der Einfluss der Kreuzphasenmodulation kleiner als der Einfluss der Selbstphasenmodulation ($x=2/3$). Jedoch spielt bei der XPM auch die Geschwindigkeit, wie schnell die Pulse der verschiedenen Kanäle aneinander vorbeilaufen, und damit auch der Zeitraum der Überlappung eine Rolle. Ist die Dispersion hoch, so laufen die Pulse schnell aneinander vorbei. Dadurch ist in der

Regel der Einfluss der SPM größer als der Einfluss der XPM. Da bei der SSMF (Standard-Singlemodefaser) die Dispersion höher ist als bei der DSF (Dispersion Shifted Fibre, dispersionsverschobene Faser), ist der Einfluss der XPM bei der SSMF geringer.

3.2.3.3 Vierwellenmischung

Koppelt man eine Anzahl von Eingangswellen mit verschiedenen Frequenzen in die Faser ein und es herrscht ein nichtlinearer Zusammenhang zwischen der Polarisation und der elektrischen Feldstärke nach Gleichung (3.32), so kommt es durch die Überlagerung der Eingangswellen zur Generierung von Mischprodukten und damit zur Bildung von Summen- und Differenzfrequenzen, was als Vierwellenmischung (engl. Four Wave Mixing, FWM) bezeichnet wird. Speist man z.B. 3 verschiedene Frequenzen in die Faser ein, so kommt es zur Generierung von 12 Vierwellenmischungs-Komponenten. FWM äußert sich neben diesen neuen Frequenzanteilen auch in Übersprechen, Signalverzerrungen und Verlusten. Eine wesentliche Bedingung für die Entstehung der Vierwellenmischung ist allerdings eine Phasenanpassung zwischen den Eingangswellen und dem Vierwellenmischungsprodukt, damit es zu einer konstruktiven Interferenz der Eingangswellen kommt. Weitere Faktoren zur Entstehung von Vierwellenmischungs(FWM)-Komponenten sind die Dispersion und der Kanalabstand. In Abb. 3.22 ist zu erkennen, dass bei einer DSF (dispersionsverschobene Faser) mit einer Dispersion von $D=0 \text{ ps}/(\text{nm km})$ die Effizienz der FWM wesentlich höher (d.h. Vierwellenmischung tritt eher auf) ist als bei einer SSMF (Standard-Singlemodefaser) mit $D=17 \text{ ps}/(\text{nm km})$. In Abb. 3.23 und Abb. 3.24 sind Spektren bei einer Übertragung mit einer DSF und einer TrueWave™ Faser von der Firma Lucent Technologies dargestellt. Es ist deutlich zu erkennen, dass die FWM-Effizienz aufgrund der höheren Dispersion der TrueWave™ Faser wesentlich geringer ist als bei einer DSF, d.h. es tritt bei der TrueWave™ Faser weniger FWM auf als bei der DSF. Bei einer SSMF ist allerdings die FWM-Effizienz noch geringer als bei beiden Fasern und damit tritt noch weniger FWM auf.

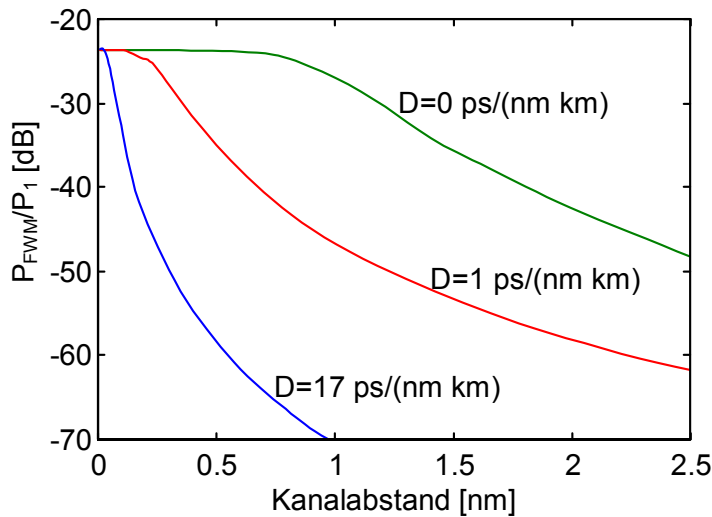


Abb. 3.22 : Leistung einer neu generierten Welle bezogen auf die Leistung einer eingespeisten Welle in Abhängigkeit des Kanalabstands bei verschiedenen Dispersionswerten ($\alpha=0.25$ dB/km, $S=0,08$ ps/(nm² km), $\lambda=1,55\mu\text{m}$, $L=100$ km, $P=1$ mW/Kanal)[71]

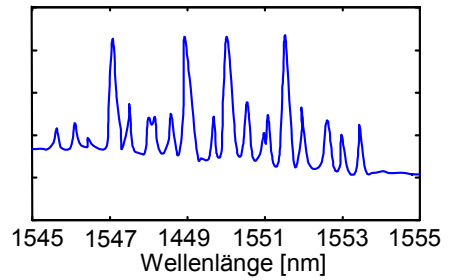


Abb. 3.23 : FWM mit 4 Eingangswellen bei einer DSF mit $D=0$ ps/(nm km) ($\lambda=1,55\mu\text{m}$) nach $L=25$ km[71]

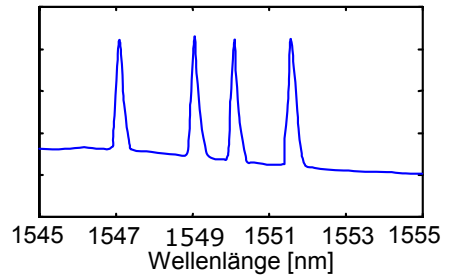


Abb. 3.24 : TrueWave™ Fiber der Firma Lucent Tech. mit $D=2,3$ ps/(nm km) ($\lambda=1,55\mu\text{m}$) nach $L=50$ km[71]

Durch Vergrößerung des Kanalabstandes (siehe Abb. 3.22) ist die Effizienz der FWM noch weiter reduzierbar. Eine noch bessere Unterdrückung des Übersprechens und der Signalverzerrungen infolge FWM ist die Verwendung unterschiedlicher Kanalabstände, wie in Abb. 3.25 und Abb. 3.26 gezeigt wird.

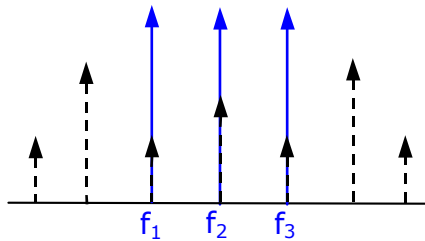


Abb. 3.25 : FWM bei gleichem Abstand der Eingangsfrequenzen (blau)

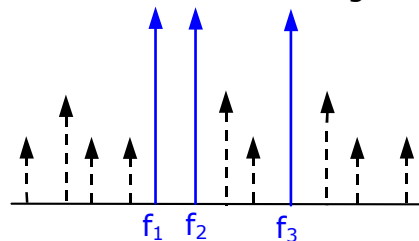


Abb. 3.26 : FWM bei ungleichem Abstand der Eingangsfrequenzen (blau)

Dabei sind die Eingangsfrequenzen zur besseren Unterscheidung blau dargestellt, während die neu entstandenen FWM-Komponenten schwarz abgebildet sind.

3.2.3.4 Brillouinstreuung

Die Brillouinstreuung ist in der verwendeten Version des Simulationstools PTDS 1.3 (Photonic Transmission Design Suite) noch nicht implementiert. Die Brillouinstreuung wird durch Wechselwirkung der optischen Welle mit akustischen Wellen in der Glasfaser, die bei Leistungen von einigen mW und Sendern sehr geringer Linienbreite (von einigen 10 MHz) entstehen können, hervorgerufen (da das modulierte Signal im allgemeinen viel breitbandiger als 10 MHz ist und die Leistung sich auf das gesamte Spektrum verteilt, kann die Brillouinstreuung hier vernachlässigt werden). Dieser Effekt wird als Elektrostriktion bezeichnet. Die akustischen Wellen in der Glasfaser verursachen dabei eine Brechzahländerung

und führen somit zu Streuungen. Während bei geringen Eingangsleistungen die Reflexion in der Faser proportional zur Eingangsleistung ist, kann es durch die Brillouinstreuung passieren, dass ab einigen mW (ca. 5mW) ein immer größerer Teil der Leistung zurückreflektiert wird. Dabei hat das reflektierte Licht eine von der optischen Eingangsfrequenz um ca. 10 GHz reduzierte Frequenz. Weiterführende Informationen sind in [2] zu finden.

3.2.3.5 Ramanstreuung

Neben der Brillouinstreuung ist die Ramanstreuung der zweite nichtlineare unelastische Prozess, bei dem die Energie nicht im Optischen erhalten bleibt. In der Spektroskopie ist die Ramanstreuung eines der wesentlichsten Hilfsmittel zur Untersuchung der Zusammensetzung von Stoffen. Bestrahlt man einen Stoff (hier die Glasfaser) mit monochromatischem Licht, so kommt es durch Emission und Absorption von Licht zu einer für Moleküle charakteristischen frequenzverschobenen Streuung, welche als Ramanstreuung bezeichnet wird. Die Ramanstreuung wird hervorgerufen durch Molekülresonanzen, die ab einer optischen Leistung von ca. 500 mW auftreten. Die Ramanstreuung ist sehr breitbandig (100nm) und führt aufgrund der Molekülresonanzen zu einer Streuung der Signalwelle.

Dabei unterscheidet man zwei Fälle:

- Stokes-Fall: Das emittierte Licht ist niederfrequenter als das absorbierte.
 - Anti-Stokes-Fall: Das emittierte Licht ist hochfrequenter als das absorbierte.
- Bei Bestrahlung der Glasfaser mit zwei Impulsen bei verschiedenen Wellenlängen wie bei WDM kann es zu einer Wechselwirkung der Impulse kommen, wobei der Impuls mit der kleineren Wellenlänge Leistung an den anderen Impuls abgibt.

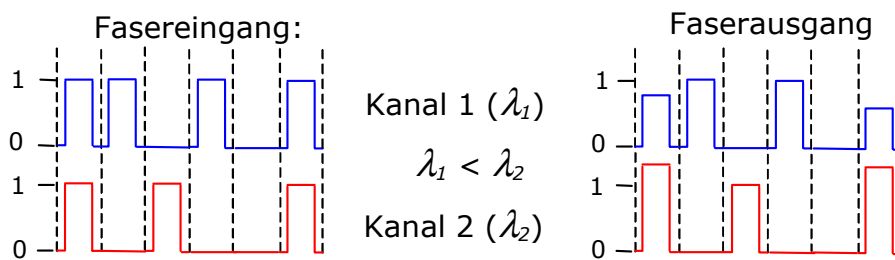


Abb. 3.27 : Ramanstreuung in WDM-Systemen

Da Thema dieser Arbeit nur TDM-Systeme sind (Bandbreite kleiner als 100 nm) und die verwendeten Leistungen zwischen -8 dBm und 10 dBm liegen, braucht die Ramanstreuung hier nicht berücksichtigt werden. Weitere Informationen findet man in [2].

3.2.4 Nichtlineare Schrödingergleichung und die numerische Lösung mit dem Split-Step Fourier Verfahren

Aus den Maxwell'schen Gleichungen (siehe Grundlagenteil Kapitel 2), mit denen sich die Wellenausbreitung in einmodigen Glasfasern beschreiben lässt, kann die nichtlineare Schrödingergleichung (nonlinear schrödinger equation, NLSE) abgeleitet werden. Sie lautet für Pulse auf einer schwach führenden Faser, bei denen die Bandbreite klein ist gegenüber der optischen Trägerfrequenz wie folgt:

$$\frac{\partial A}{\partial z} = \underbrace{-\frac{\alpha}{2} \cdot A}_{\text{Dämpfung}} + \underbrace{j \frac{\beta_2}{2} \cdot \frac{\partial^2 A}{\partial T^2}}_{\text{GVD 1. Ordnung}} + \underbrace{\frac{\beta_3}{6} \cdot \frac{\partial^3 A}{\partial T^3}}_{\text{GVD 2. Ordnung}} - \underbrace{j \cdot \gamma \cdot |A|^2 \cdot A}_{\text{Kerr-Effekt}} \quad (3.49)$$

Die Größe A beschreibt dabei im Vergleich zur optischen Trägerfrequenz langsam variierende komplexe Amplitudenfunktion (Hüllkurve). Alle anderen Größen wurden im Abschnitt 3.2.2 und im Abschnitt 3.2.3.1 erläutert. Die nichtlineare Schrödingergleichung ist nicht geeignet für Impulse mit einer Impulsbreite kürzer als 100 fs. Weiterhin werden hier nichtlineare unelastische Prozesse wie Raman- und Brillouinstreuung nicht berücksichtigt. Die nichtlineare Schrödingergleichung ist im allgemeinen nur numerisch lösbar. In der Literatur sind verschiedene Verfahren bekannt, jedoch eignet sich das sogenannte Split-Step Fourier Verfahren am besten dafür. Daher wird sie auch in dieser Arbeit verwendet. Dazu werden zwei neue Größen eingeführt:

$$\bar{D} = -\frac{\alpha}{2} + j \frac{\beta_2}{2} \cdot \frac{\partial^2}{\partial T^2} + \frac{1}{6} \cdot \beta_3 \cdot \frac{\partial^3}{\partial T^3} \quad (3.50)$$

und

$$\bar{N} = -j\gamma \cdot |A|^2 \quad (3.51)$$

Die Größe \bar{D} wird als Differenzialoperator bezeichnet, der die Dämpfung und die Dispersion beschreibt, während \bar{N} als nichtlinearer Operator bezeichnet wird, der die nichtlinearen Effekte bei der Ausbreitung des Pulses beschreibt. Somit folgt für die Gleichung (3.49):

$$\frac{\partial A}{\partial z} = (\bar{D} + \bar{N}) \cdot A \quad (3.52)$$

In der Regel wirken Nichtlinearitäten und Dispersion gleichzeitig entlang der Faserlänge. Bei dem Split-Step Fourier Verfahren wird jedoch angenommen, dass Dispersion und Nichtlinearität über ein kurzes Faserstück Δz unabhängig voneinander wirken, womit das Split-Step Fourier Verfahren lediglich eine Näherungsgleichung darstellt. Dazu wird die Berechnung der Auswirkungen in zwei Schritten für ein kurzes Faserstück Δz durchgeführt. Im ersten Schritt werden nur die Auswirkungen der Nichtlinearitäten auf A berechnet, während die Dispersion zu Null gesetzt wird ($\bar{D} = 0$). Dabei wird nur die Phase der Amplitude beeinflusst. Mit dem Ergebnis des ersten Schrittes wird im zweiten Schritt die Auswirkungen der Dispersion auf A über dem selben Faserstück Δz berechnet. Vorteil gegenüber anderen Methoden ist es, dass bei dem Split-Step Fourier Verfahren die Diskrete Fast-Fourier-Transformation (FFT) angewendet werden kann und dadurch im Vergleich zu anderen Verfahren schneller ist [2].

3.2.5 Nichtlinearitäts- und Dispersionslänge

Um eine erste Abschätzung machen zu können, ob Nichtlinearitäten oder/und Dispersion zu Verzerrungen des Pulses führen, wird zunächst von der nichtlinearen Schrödingergleichung ausgegangen:

$$\frac{\partial A}{\partial z} = -\frac{\alpha}{2} \cdot A + j \frac{\beta_2}{2} \cdot \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} + \frac{\beta_3}{6} \cdot \frac{\partial^3 A}{\partial T^3} - j \cdot \gamma \cdot |A|^2 \cdot A \quad (3.53)$$

Nun werden einige Normierungen eingeführt:

$$\tau = \frac{T}{T_0} \quad (3.54)$$

Die Größe T_0 stellt dabei die halbe Pulsbreite bei Abfall des Pulses auf $1/e$ dar. Da jedoch in der Praxis statt der $1/e$ -Breite üblicherweise die Halbwertsbreite t_{FWHM} verwendet wird, wird in dieser Arbeit für T_0 die Halbwertsbreite eingesetzt [2].

$$A(z, \tau) = \sqrt{P_{max}} \cdot e^{-\frac{\alpha \cdot z}{2}} \cdot U(z, \tau) \quad (3.55)$$

Dabei stellt P_{max} die Pulsspitzenleistung und U die normierte Amplitudenfunktion der sich zeitlich langsam veränderlichen Amplitudenfunktion A (Hüllkurve) dar. In Abhängigkeit von der Pulsbreite T_0 und der Pulsspitzenleistung P_{max} dominiert entweder die Dispersion oder die Nichtlinearität bei der Ausbreitung des Pulses auf der Faser. Daher ist es sinnvoll, die Dispersionslänge L_D und die Nichtlinearitätslänge L_{NL} einzuführen. Unter Vernachlässigung des ersten Terms auf der rechten Seite der Gleichung (3.53), weiterhin mit $\beta_3=0$ und den obigen Normierungen von Gleichung (3.54) und (3.55) erhält man:

$$\frac{\partial U}{\partial z} = j \frac{\text{sgn}(\beta_2)}{2 \cdot L_D} \cdot \frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2} - j \frac{e^{-\alpha \cdot z}}{L_{NL}} \cdot |U|^2 \cdot U, \quad (3.56)$$

wobei $\text{sgn}(\beta_2)$ eine Funktion ist, die das Vorzeichen vom GVD-Parameter 1. Ordnung β_2 angibt. Der erste Term auf der rechten Seite der Gleichung (3.56) gibt den Einfluss der Dispersion und der zweite Term den Einfluss der Nichtlinearitäten an.

Für L_D und L_{NL} gilt:

$$L_D = \frac{T_0^2}{|\beta_2|} \quad (3.57)$$

$$L_{NL} = \frac{1}{\gamma \cdot P_{max}} \quad (3.58)$$

Das Ausbreitungsverhalten eines Pulses auf der Glasfaser mit der Länge L kann dann in vier verschiedene Kategorien eingeteilt werden:

- I. $L \ll L_D$ und $L \ll L_{NL}$: Weder Dispersion noch Nichtlinearität spielen eine Rolle. Dies wird deutlich, wenn man sich die Gleichung (3.56) anschaut. Bei hohem L_D und L_{NL} sind die beiden Terme auf der rechten Seite zu vernachlässigen. Dies würde bedeuten, dass die Pulsform bei Ausbreitung entlang der Faser erhalten bleibt.
- II. $L \geq L_D$ und $L \ll L_{NL}$: Das Ausbreitungsverhalten des Impulses wird dann bestimmt durch die Dispersion. Es gilt:

$$\frac{L_D}{L_{NL}} = \frac{\gamma \cdot P_{max} \cdot T_0^2}{|\beta_2|} \ll 1 \quad (3.59)$$

- III. $L \ll L_D$ und $L \geq L_{NL}$: Die Nichtlinearitätslänge ist im Bereich der Faserlänge, während die Dispersionslänge sehr hoch ist gegenüber der Faserlänge und damit wird das Ausbreitungsverhalten bei Einsetzen dieser Gesichtspunkte in Gleichung (3.56) vor allem durch die Nichtlinearität (Selbstphasenmodulation) bestimmt. Es sei denn, die Änderung im Frequenzbereich ist sehr hoch; Dadurch würde sich dann der eigentlich sehr kleine Einfluss der Dispersion bemerkbar machen. Es gilt:

$$\frac{L_D}{L_{NL}} = \frac{\gamma \cdot P_{max} \cdot T_0^2}{|\beta_2|} \gg 1 \quad (3.60)$$

- IV. $L \geq L_D$ und $L \geq L_{NL}$: Sowohl Dispersion und Nichtlinearitäten bestimmen das Ausbreitungsverhalten des Pulses auf der Faser. Je nachdem, welches Vorzeichen β_2 dann hat, kann es zu einer höheren Pulsverbreiterung ($\beta_2 > 0$) oder zur Pulskompression ($\beta_2 < 0$) kommen (Abb. 3.28).

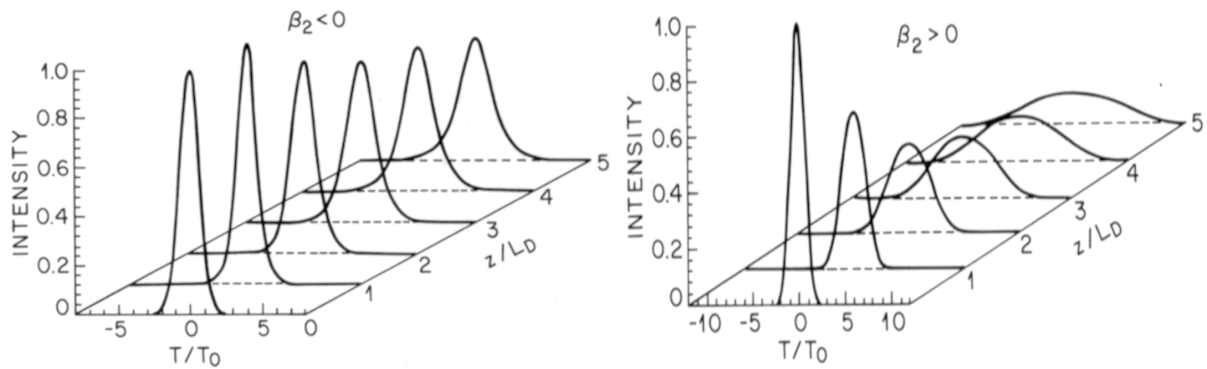


Abb. 3.28 : Verschiedenes Ausbreitungsverhalten eines Impulses bei Änderung des Vorzeichens vom GVD-Koeffizienten β_2 mit $L_D=L_{NL}$ [2]

Bei Vernachlässigung des GVD-Koeffizienten 2.Ordnung β_3 und der Dämpfung α ist die nichtlineare Schrödingergleichung analytisch lösbar mit einer Methode, die als "inverse scattering method" [2] bezeichnet wird. Als stabile Eigenlösung im anomalen Dispersionsbereich ($\beta_2 < 0$) erhält man das sogenannte Soliton (solid eigen solution, stabile Eigenlösung). Der Soliton-Puls hat einen Sekanshyperbolicus (sech)¹-Verlauf und hat den Vorteil, dass sich die Dispersion und Nichtlinearitäten bei der Ausbreitung des Pulses auf der Faser exakt kompensieren.

¹ $\text{sech}(x)=1/\cosh(x)$

4. Optische Verstärker

Das Prinzip der optischen Verstärkung ist zwar lange bekannt, aber erst in den letzten Jahren kam es zur Entwicklung brauchbarer optischer Verstärker. Für die Verstärkung wird der gleiche Prozess der stimulierten Emission wie beim Laser genutzt. Vorteil der optischen Verstärkung ist, dass im Gegensatz zu der vorher verwendeten elektrooptischen 3R¹-Regeneration die Signale nicht in den elektrischen Bereich gewandelt werden müssen und unabhängig vom Modulationsformat oder von der Übertragungsrate verstärkt werden können. Dies hat den Vorteil, dass die optischen Verstärker bei Erhöhen der Übertragungsrate weiterverwendet werden können. Besonders bei WDM-Systemen ist der optische Verstärker sehr nützlich, da bei den elektrooptischen 3R-Regeneratoren alle Kanäle erst demultiplext, einzeln wieder regeneriert und schließlich gemultiplext werden müssen. Dies ist mit einem optischen Verstärker nicht notwendig. Nachteilig ist dagegen, dass keine 3R-Regeneration wie bei den elektrooptischen 3R-Regeneratoren stattfindet.

Das Signal wird nur in der Amplitude verstärkt und bleibt daher in seiner Gestalt (kein Refreshing) und seiner Position im Bitfenster (kein Retiming) unverändert, man spricht von Signaltransparenz. Dadurch summieren sich die Störungen auf, so dass sich auf der gesamten Übertragungslänge das optische Signal-Rausch-Verhältnis (OSNR) verschlechtert.

Möglichkeiten zur 3R-Regeneration im Optischen wurden z.B. in [57] untersucht. Typische Einsatzfälle für den optischen Verstärker sind:

- ◆ Endverstärker (Leistungsverstärker, Booster) am Senderausgang
- ◆ Leitungsverstärker auf der Strecke zwischen Sender und Empfänger zur Kompensation der Faserdämpfung
- ◆ Vorverstärker vor Empfängereingang zur Erhöhung der Empfängerempfindlichkeit

Anforderungen an diese Verstärker sind u.a.:

- ◆ Große Verstärkungsbandbreite
- ◆ Polarisationsunempfindlichkeit
- ◆ Kleine Rauschzahl

Mittels Dotierung mit der seltenen Erde Erbium und optisches Pumpen mittels eines Lasers kann eine Glasfaser als optischer Verstärker im 3. optischen Fenster eingesetzt werden. Die Dotierungssubstanz wird dabei im Kern der Faser konzentriert, damit eine höhere Effizienz erzielt werden kann.

Die Länge eines solchen EDFA (Erbium Doped Fiber Amplifier) beträgt typischerweise $L=10m$. Eine andere Möglichkeit der optischen Verstärkung bieten Halbleiterlaserverstärker, jedoch hat der EDFA im Vergleich bedeutende Vorteile wie z.B. niedrigere Koppelverluste, hohe Bandbreite und eine geringere Rauschzahl[43]. Weitere Arten von optischen Verstärkern sind Raman- und Brillouin-Verstärker [8].

In dieser Diplomarbeit werden jedoch nur die erbium-dotierten Faserverstärker behandelt. Den Aufbau eines optischen Verstärkers zeigt Abb. 4.1.

¹ 3R=Refreshing, Retiming, Reamplification

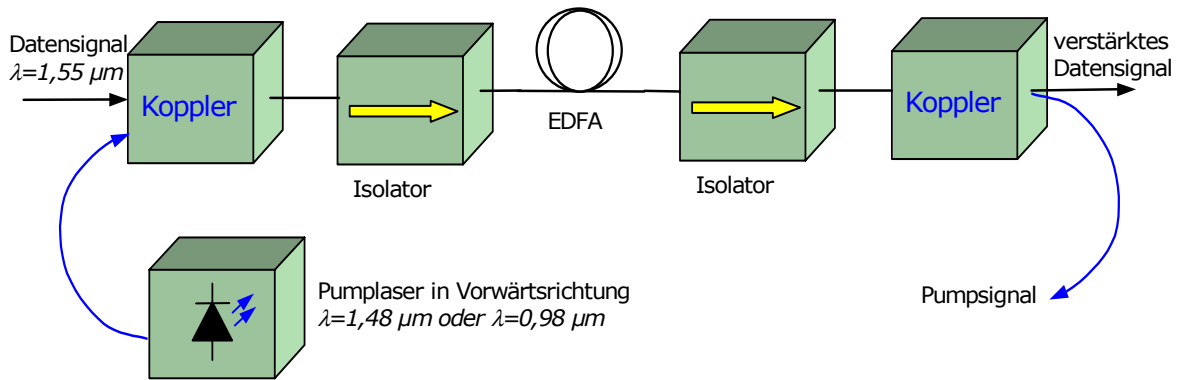


Abb. 4.1 : Grundprinzip des optischen Verstärkers

Dem Datensignal wird mittels eines wellenlängenselektiven Kopplers ein leistungsstarkes Signal eines optischen Pumplasers überlagert. Auf der erbium-dotierten Faser findet dann ein Energietransfer statt. Mit Pumpleistungen von $P_p=10\text{ mW}$ bis $P_p=20\text{ mW}$ lassen sich Verstärkungen von ca. 30 dB erzielen. Die Einkopplung des Pumpsignals kann am Anfang des EDFA stattfinden, dann wird es als Vorwärtspumpen bezeichnet, weil das eigentliche Datensignal und die Pumpwelle in gleicher Richtung laufen. Neben dem Vorwärtspumpen gibt es auch das Rückwärtspumpen, d.h. der Pumplaser ist am Ende des EDFA angebracht und die Pumpwelle läuft entgegen der Signalrichtung.

Beim bidirektionalen Pumpen wird sowohl in Vorwärtsrichtung als auch in Rückwärtsrichtung gepumpt. Damit kann der Vorteil der höheren Verstärkung durch Rückwärtspumpen mit dem Vorteil des geringeren Rauschens durch Vorwärtspumpen kombiniert werden. Zusätzlich befinden sich optische Isolatoren im Verstärker, die Reflexionen unterdrücken sollen, da diese sonst zum Anwachsen des Rauschens und damit zu Instabilitäten des EDFA führen würden. Weiterhin werden dadurch auch mögliche Veränderungen der Eigenschaften des Verstärkers durch äußere Beschaltung vermieden. Um die Pumpwellenlänge nach der Verstärkung wieder auszukoppeln, wird am Ende des EDFA wiederum ein wellenlängenselektiver Koppler verwendet.

Die Pumpwellenlängen der Laser liegen bei $\lambda_p=0,98\text{ }\mu\text{m}$ und bei $\lambda_p=1,48\text{ }\mu\text{m}$. Der Vorteil dieser Wellenlängen ist es, dass hier Laser mit diesen Emissionswellenlängen bereits verfügbar waren. Beim bidirektionalen Betrieb werden beide Pumplaser entweder bei $\lambda_p=1,48\text{ }\mu\text{m}$ wegen der besseren technischen Handhabbarkeit der Pumplaser oder wegen der besseren Rauscheigenschaften bei $\lambda_p=0,98\text{ }\mu\text{m}$ betrieben[4]. Die Abb. 4.2 zeigt das Bändermodell eines EDFA's.

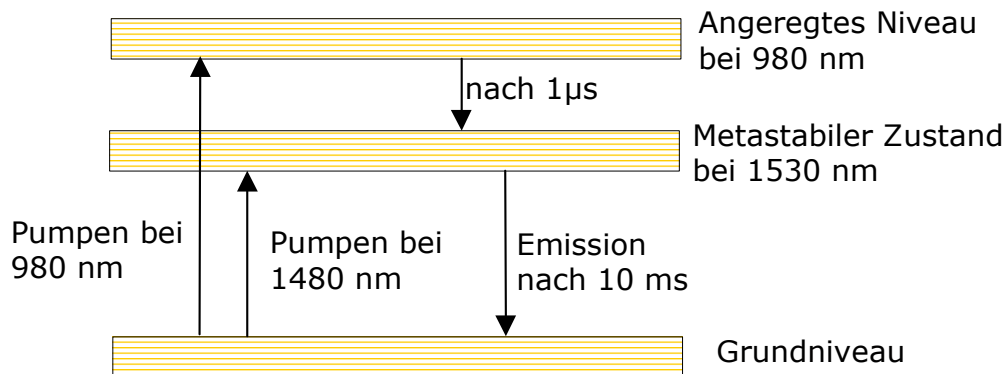


Abb. 4.2 : Bändermodell des EDFA's

Durch Pumpen bei 980 nm werden die Elektronen in das angeregte Niveau bei 980 nm angehoben. Nach einer kurzen Verweilzeit von 1 μ s fallen die Elektronen strahlungslos (oder emissionsfrei) auf den metastabilen Zustand bei 1530 nm zurück. Nach einer Zeit von 10 ms fallen die Elektronen von dem metastabilen Zustand auf das Grundniveau zurück und emittieren dabei Photonen bei Wellenlängen von 1525 nm bis 1565 nm. Der Grund für diese unterschiedlichen Wellenlängen liegt daran, dass es im metastabilen Zustand zu Intradbandübergängen kommt und die Elektronen von den unterschiedlichen Intradbandern des metastabilen Zustands auf das Grundniveau zurückfallen und daher mit leicht unterschiedlichen Wellenlängen emittieren. Der EDFA hat dadurch eine enorm große Bandbreite von 40 nm oder 5 THz. So eine Bandbreite ist mit einem elektrischen Verstärker nicht realisierbar. In Tab. 4.1 sind typische Eigenschaften von kommerziell erhältlichen Verstärkern aufgelistet.

Maximale Ausgangsleistung [dBm]	14 bis 22
Wellenlängenbereich [nm]	1530-1560
Maximale Verstärkung [dB]	30 bis 35
Verstärkungsschwankungen [dB]	ca. 1 (1530 bis 1560 nm)
Maximale Rauschzahl [dB]	5
Arbeitstemperaturbereich [°C]	-5 bis +70
Reflexionen [dB]	-40

Tab. 4.1 : Typische Eigenschaften kommerziell erhältlicher EDFA's

4.1 Wellenlängenabhängigkeit der Verstärkung

Durch die Emission bei Wellenlängen zwischen 1525 nm bis 1565 nm zeigt sich für den EDFA folgender spektraler Verstärkungsverlauf (Abb. 4.3). Im Verlauf der Verstärkung über der Wellenlänge ist ein Peak bei 1530 nm zu sehen. Die Schwankungen der Verstärkung zwischen 1530 nm und 1560 nm liegen bei ca. 8dB.

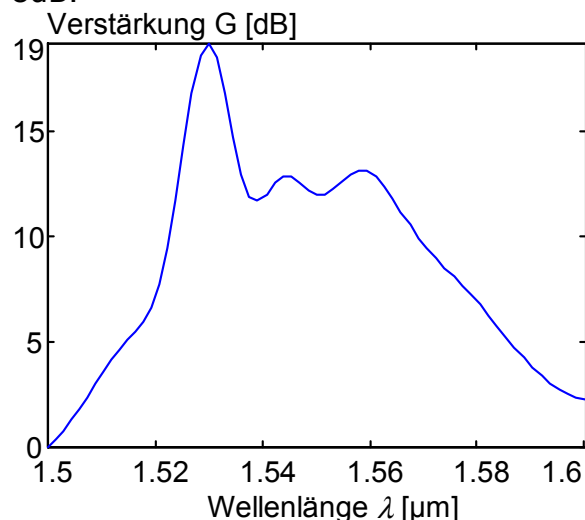


Abb. 4.3 : Spektraler Verstärkungsverlauf

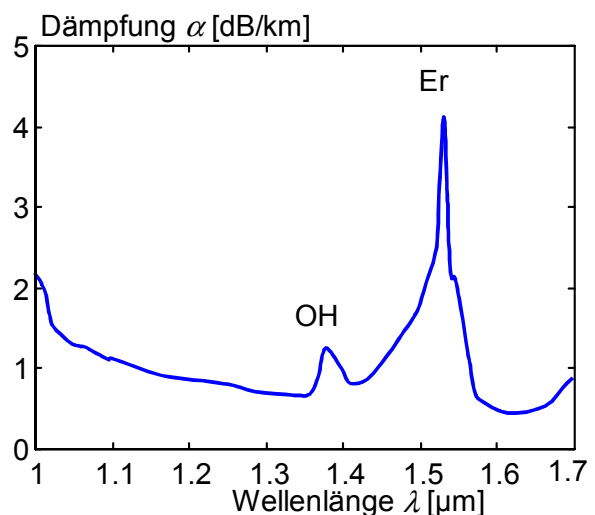


Abb. 4.4 : Dämpfungsverlauf eines EDFA ohne Pumpen

Schaltet man das optische Pumpen mit dem Pumplaser ab, so ergibt sich der in Abb. 4.4 dargestellte Dämpfungsverlauf einer erbiumdotierten Siliziumfaser. Neben den Absorptionsresonanzen durch OH-Ionen sind auch resonanzartige Absorptionen durch die Dotierung mit Erbium hinzugekommen. Nachteilig am Verstärkungsverlauf ist, dass die verschiedenen spektralen Anteile des

Übertragungssignals unterschiedlich stark verstärkt werden und es dadurch zu einer Verzerrung der Signale kommt. Das würde sich besonders bei WDM-Systemen bemerkbar machen, da die unterschiedlichen Kanäle voneinander abweichende Verstärkungen erfahren. Dies führt zu einem sich verkomplizierenden Systementwurf.

Weiterhin kommt es bei Kaskadierung von EDFA's aufgrund des Verstärkungsverlaufs zu einer Verstärkungsüberhöhung (siehe Abb. 4.5) und zu einer Einschnürung der Bandbreite, was als Gain-Peaking bezeichnet wird [41]. So würde sich z.B. bei einem parabolischen Verstärkungsverlauf die Gesamtbandbreite B_{ges} bei N kaskadierten Verstärkern auf $B_{ges} = B_{OA} / N^{1/2}$ reduzieren, wobei B_{OA} die Bandbreite eines einzelnen Verstärkers darstellt. Damit würde sich die Bandbreite bei 4 kaskadierten Verstärkern mit einer Bandbreite von 40 nm pro Verstärker auf 20 nm reduzieren.

Der Verstärkungsverlauf ist aber nicht parabolisch, deswegen ist die Reduzierung der Bandbreite nicht so drastisch. In der Abb. 4.5 ist für einen Verstärkerabstand von $L_{OA} = 50 \text{ km}$ die Entwicklung des Verstärkungsverlaufs durch Kaskadierung von Verstärkern dargestellt. Auf der x-Koordinate ist die Frequenz dargestellt, deswegen entsteht das Gain-Peaking im Gegensatz zu Abb. 4.3 auf der rechten Seite.

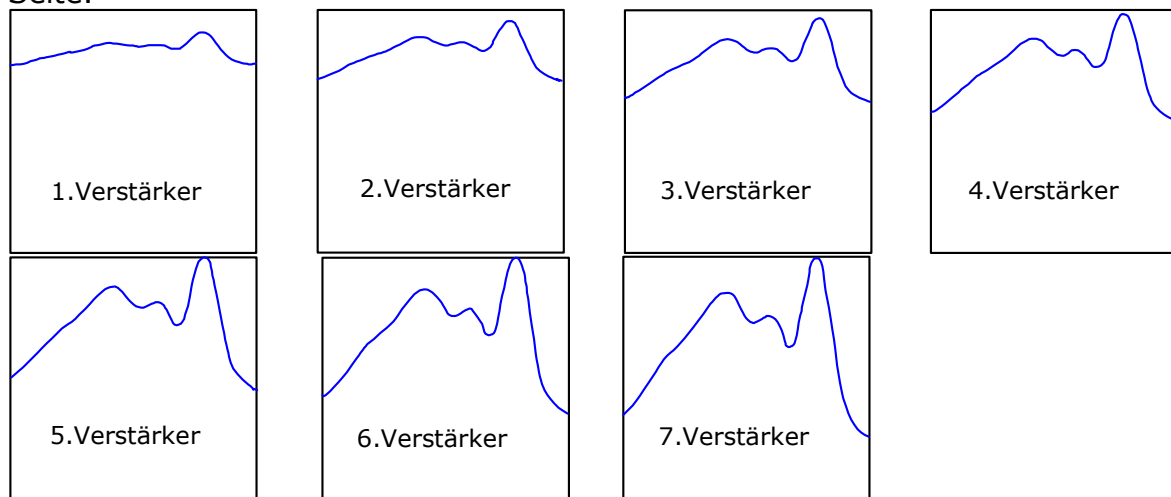


Abb. 4.5 : Einschnürung der Bandbreite durch Selbstfilterung der Verstärkerkaskade (Gain-Peaking) ; Darstellung: Verstärkung über der Frequenz

Bei Einkanalbetrieb (TDM) ist bei kleinen Übertragungsraten aufgrund der im Vergleich zur Bandbreite des EDFA kleinen spektralen Breite Verstärkungsschwankungen infolge des Verstärkungsverlaufs vernachlässigbar gewesen. Es konnte davon ausgegangen werden, dass es sich um eine wellenlängenunabhängige Verstärkung handelt (siehe dazu auch Abschnitt 4.3). Jedoch ist dies bei hohen Übertragungsraten und daraus folgenden spektralen Breiten fraglich. Eine Glättung des Verlaufs, d.h. eine Reduzierung der Welligkeit, ist mit Kodotierung mit Aluminium oder Germanium aber auch Phosphor erreichbar [75].

Die Abb. 4.6 zeigt den Verlauf der Verstärkung über der Wellenlänge eines heutzutage üblichen Verstärkers.

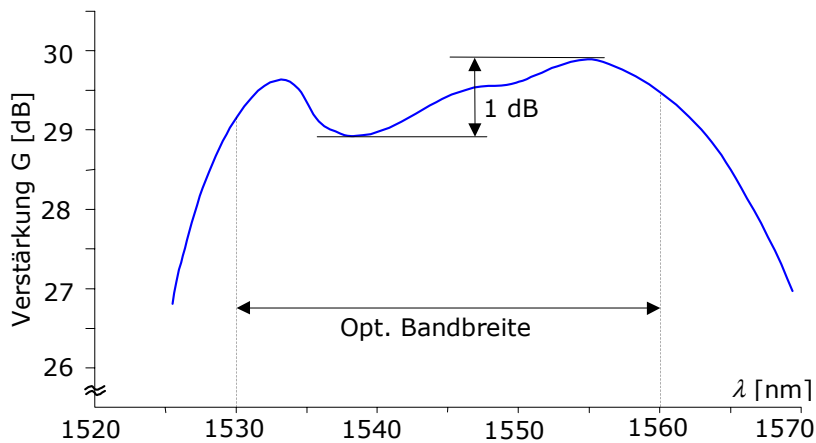


Abb. 4.6 : Spektraler Verstärkungsverlauf eines heutzutage kommerziell erhältlichen optischen Verstärkers [32] (siehe dazu auch Tab. 4.1)

Auch werden zur Reduzierung der Welligkeit Gläser auf Fluoridbasis statt Siliziumbasis verwendet. Weiterhin ist es auch möglich, die unterschiedlichen Verstärkungen, die die spektralen Anteile eines Signals erfahren, mittels sogenannter Equalizationfilter (Ausgleichsfilter) oder Matched-Filter (angepasster Filter) [49] auszugleichen. Equalizationfilter haben einen Dämpfungsverlauf, welcher dem Verstärkungsverlauf des EDFA entspricht.

Als sehr gute Equalizationfilter eignen sich dabei Filterelemente aus Faser-Bragg-Gittern. Damit lassen sich die Schwankungen im Verstärkungsverlauf bis zu 0,2 dB über eine Bandbreite von 14 nm reduzieren [53] oder nahezu konstante Verstärkungen von 27 dB über 33nm Bandbreite realisieren [62]. In [75] wurde sogar eine Minimierung der Schwankungen des Verstärkungsverlaufs auf 1dB über eine Bandbreite von 40 nm bei einer maximal erreichbaren Ausgangsleistung von 15 dBm durchgeführt.

In [10] und [23] wird gezeigt, dass mit Faserverstärker auf Basis von Fluorid statt Silizium geringere Welligkeiten im Verstärkungsverlauf zu erreichen sind. Die Abb. 4.7 zeigt zwei Spektren eines 16-Kanal-WDM-Signals nach 4 hintereinandergeschalteten Verstärkern. Links wurden EDFA's auf Basis von Silizium und rechts EDFA's auf Basis von Fluorid verwendet.

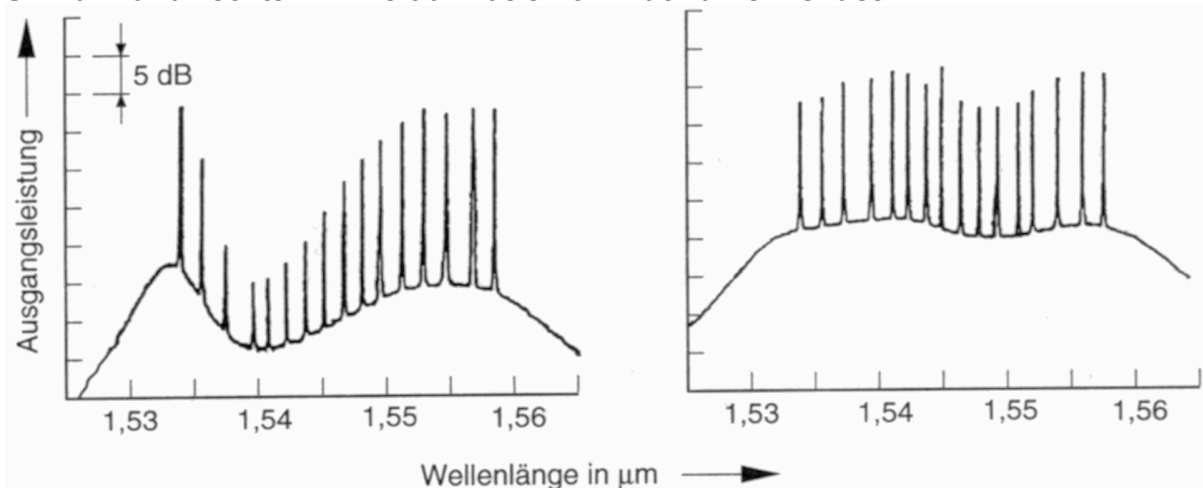


Abb. 4.7 : Spektren eines WDM-Signals bei Verwendung von EDFA's auf Silizium-(links) oder Fluoridbasis(rechts)

Die Schwankung der Signalleistung der einzelnen Kanäle beträgt links bis zu 22 dB, rechts nur ca. 3.5 dB. Nachteilig ist bei den Fluoridverstärkern allerdings die Kopplung zwischen Übertragungsfaser und Verstärker. Ein Spleißen ist nicht

möglich, da beide Materialien eine andere Schmelztemperatur besitzen. Dennoch ist hier zu bemerken, dass die besten Methoden jene sind, bei denen eine Änderung des Signals am Eingang des EDFA eine Änderung der Pumpleistung zur Folge hat, so dass der Verstärkungsverlauf nicht verändert wird. Man spricht dann von dynamischer Verstärkungsglättung (engl. dynamically gain-flattening) [13][34][42]. Eine Änderung des Verstärkungsverlaufs rührt daher, dass eine Änderung der Eingangsleistung eine Änderung der Besetzungsinversion zur Folge hat und diese wiederum eine Änderung des Verstärkungsverlaufs [62]. Auch eine Änderung der Verstärkung hat veränderte Verstärkungsschwankungen zur Folge. Erreichbare Ausgangsleistungen von EDFA's liegen bei ca. 22 dBm [12][45]. Bei Betrieb bei hohen Leistungen ist beim EDFA eine Sättigung zu erwarten (siehe Abb. 4.8). Dadurch ergeben sich bei Kleinsignalverstärkungen höhere Verstärkungswerte als bei Großsignalverstärkungen.

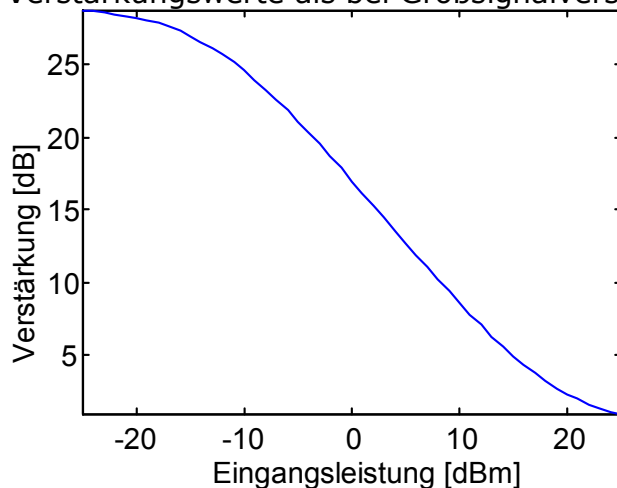


Abb. 4.8 : Verstärkung des EDFA in Abhängigkeit der Eingangsleistung

Im Sättigungsbetrieb verringert sich die absolute Verstärkung, dafür nimmt aber die 3-dB-Bandbreite zu.

4.2 Rauschen des Verstärkers

Neben der Verstärkung des Datensignals kommt es außerdem zu einer sogenannten verstärkten spontanen Emission von Photonen über einen breiteren Wellenlängenbereich. Dieses Störsignal (ASE, Amplified Spontaneous Emission) überlagert sich mit dem verstärkten Datensignal. Daher folgt in der Regel dem EDFA ein optisches Bandpassfilter, welches neben dem Nutzsignal nur ein schmales Frequenzband des ASE-Rauschens durchlässt.

Da jeder Verstärker dem Signal ein ASE-Rauschen zufügt, ergibt sich für das OSNR der in Abb. 4.9 dargestellte Verlauf.

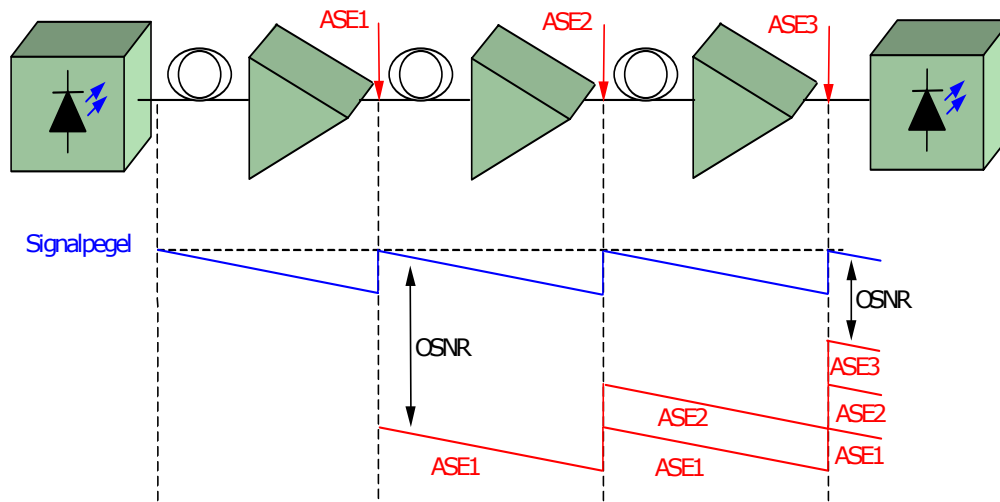


Abb. 4.9 : Übertragungsstrecke mit EDFA-Kaskade[3]

Die reine Verstärkung eines EDFA lässt sich ausdrücken mit:

$$\frac{P(z)}{P(z=0)} = G_{OA} = e^{g \cdot z} \quad (4.1)$$

Dabei wird die Größe g als Verstärkungsfaktor und G_{OA} als Gewinn des EDFA bezeichnet. Die Leistung $P(z)$ gibt die Leistung des Datensignals am Ort z durch den EDFA an, wobei $P(z=0)$ die Leistung am Anfang des EDFA's darstellt. Das ASE-Rauschen des EDFA lässt sich folgendermaßen angeben:

$$P_{ASE} = n_{sp} \cdot h \cdot f \cdot (G_{OA} - 1) \cdot B_{opt} \quad (4.2)$$

Die Größe n_{sp} wird als Inversionsfaktor oder als spontaner Emissionskoeffizient bezeichnet. Er gibt dabei die Besetzungsinversion zwischen Grundzustand N_1 und angeregtem Zustand N_2 an mit:

$$n_{sp} = \frac{N_2}{N_2 - N_1} \quad (4.3)$$

Im Idealfall nimmt n_{sp} den Wert $n_{sp}=1$ an. In der Praxis ergeben sich Werte von ca. $n_{sp}>1$. Die Bandbreite B_{opt} in Gleichung (4.2) stellt dabei die Bandbreite des dem EDFA folgendem optischen Bandpasses und das Produkt hf die Photonenenergie dar. Wie in Gleichung (4.2) zu erkennen ist, ist die Rauschleistung von der Verstärkung abhängig. Diese Eigenschaft des EDFA wirkt entscheidend auf die erzielten Resultate in den Untersuchungen.

Eine Kenngröße nicht nur von Verstärkern ist die Rauschzahl. Sie ist definiert als das Verhältnis vom Signal-Geräusch-Verhältnis am Eingang zum Signal-Geräusch-Verhältnis am Ausgang:

$$F = \frac{SNR_{ein}}{SNR_{aus}} \geq 1 \quad (4.4)$$

Die Rauschzahl des EDFA kann wie folgt angegeben werden [54]:

$$F_{OA} = \frac{1}{G_{OA}} (1 + 2 \cdot n_{sp} \cdot (G_{OA} - 1)) \quad (4.5)$$

Obige Gleichung kann durch die Annahme $G_{OA} \gg 1$ und $2n_{sp}G_{OA} > 1$ vereinfacht werden zu:

$$F_{OA} \approx 2 \cdot n_{sp} \quad (4.6)$$

Damit ist die minimal erreichbare Rauschzahl $F_{OA}=2(3 \text{ dB})$. Typische Werte in der Praxis liegen bei $F_{OA}=4\text{dB}$. Das Rauschverhalten und damit die Rauschzahl des

Verstärkers ist aufgrund des Inversionsfaktors n_{sp} von der Eingangsleistung abhängig. Dabei ergibt sich der in Abb. 4.10 dargestellte Verlauf

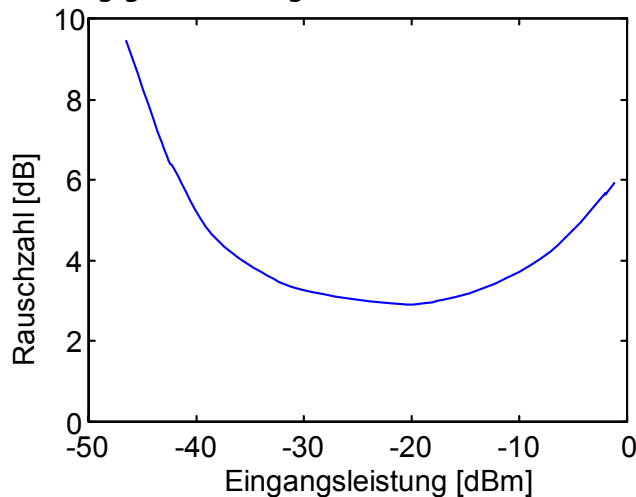


Abb. 4.10 : Rauschzahl in Abhängigkeit von der Eingangsleistung

Nimmt die Eingangsleistung ab, so steigt das Rauschen an. Steigt dagegen die Eingangsleistung immer weiter an, so kommt der Verstärker irgendwann in die Sättigung und dann wird auch das Rauschen wieder größer.

Bei der Kaskadierung von Verstärkern fügt jeder Verstärker dem Datensignal ein zusätzliches ASE-Rauschen bei. Bei einem Übertragungssystem mit N -Verstärkern ergibt sich mit Gleichung (4.2):

$$P_{ASE,N} = N \cdot n_{sp} \cdot h \cdot f \cdot (G_{OA} - 1) \cdot B_{opt} \quad (4.7)$$

Für das OSNR lässt sich dann angeben:

$$OSNR = \frac{P_s}{P_n} = \frac{P_s}{N \cdot n_{sp} \cdot h \cdot f \cdot (G_{OA} - 1) \cdot B_{opt}} \quad (4.8)$$

Stellt man die Gleichung (4.8) nach der Signalleistung P_s um und ersetzt die Anzahl der Verstärker durch das Verhältnis zwischen Gesamtlänge L_{ges} der Faserstrecke und Verstärkerabstand L_{OA} , so erhält man:

$$P_s = OSNR \cdot \frac{L_{ges}}{L_{OA}} \cdot n_{sp} \cdot h \cdot f \cdot (G_{OA} - 1) \cdot B_{opt} \quad (4.9)$$

Für ein vorgegebenes OSNR von 50 dB lässt sich dann die erforderliche Signalleistung in Abhängigkeit vom Verstärkerabstand darstellen.

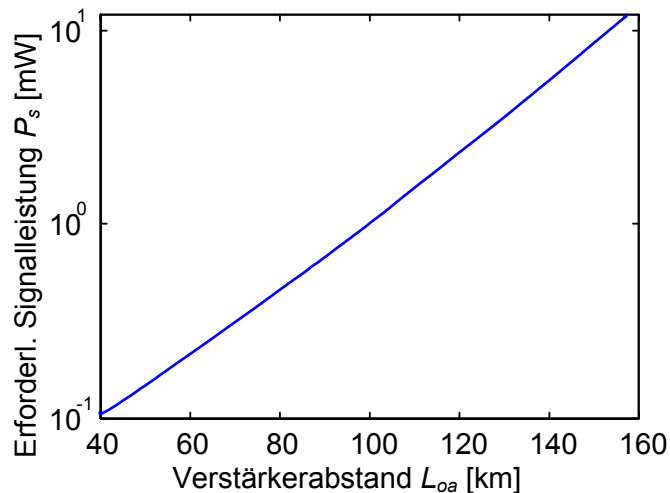


Abb. 4.11 : Erforderliche Signalleistung für ein vorgegebenes OSNR von 50 dB in Abhängigkeit des Verstärkerabstandes L_{OA} (Gesamtlänge=500km, $\alpha=0,22\text{dB/km}$, $n_{sp}=1.26$, $B_{opt}=160\text{ GHz}$)

In Abb. 4.11 ist ersichtlich, dass mit steigendem Verstärkerabstand die erforderliche Signalleistung stark ansteigt. In Abb. 4.11 sind die Nichtlinearitäten vernachlässigt worden, welche bei hohen Leistungen relevant werden. Daher scheint es sinnvoll, die Verstärkerabstände zu minimieren. Aus Kostengründen sind aber Verstärkerabstände kürzer als 40 km nicht praxisrelevant.

Um die Auswirkungen der Kaskadierung von Fasern und Verstärkern auf die Rauschzahl klarzumachen, wird zunächst davon ausgegangen, dass die Verluste V der Faser durch den anschließenden Verstärker vollständig kompensiert werden. Für ein lineares, passives Element wie der Glasfaser entspricht V auch der Rauschzahl F_{Fib} der Faser. Man erhält die Rauschzahl der Faser durch Setzen des Inversionsfaktors n_{sp} auf $n_{sp}=0$ in Gleichung (4.5), da ja bei der Faser keine spontane Emission zugeführt wird. Es folgt:

$$F_{Fib} = V = e^{\alpha \cdot L_{OA}} \quad (4.10)$$

Dabei ist α der Dämpfungskoeffizient mit der Einheit 1/km und L_{OA} die Länge der Faser und damit der Verstärkerabstand. Somit gilt für den Gewinn einer Faser

$$G_{Fib} = \frac{1}{V} \quad (4.11)$$

Für die vollständige Kompensation der Faserverluste gilt:

$$G_{Fib} \cdot G_{OA} = 1 \quad (4.12)$$

womit sich nun der Gewinn G_{OA} des EDFA folgendermaßen beschreiben lässt:

$$G_{OA} = \frac{1}{G_{Fib}} = V \Rightarrow G_{OA} = e^{\alpha \cdot L_{OA}} \quad (4.13)$$

Für die Rauschzahl ergibt sich aus der Hintereinanderschaltung von Faser und Verstärker, im folgenden Segment genannt, folgende aus der Hochfrequenztechnik [37] bekannte Gleichung:

$$F_{Seg} = F_{Fib} + \frac{F_{OA} - 1}{G_{Fib}} = \frac{1}{G_{Fib}} + \frac{F_{OA} - 1}{G_{Fib}} \quad (4.14)$$

Durch Erweitern der Gleichung (4.5) mit G_{OA}/G_{OA} folgt:

$$F_{OA} - 1 = \frac{1}{G_{OA}} (1 + 2 \cdot n_{sp} \cdot (G_{OA} - 1)) - \frac{G_{OA}}{G_{OA}}$$

$$F_{OA} - 1 = \frac{1}{G_{OA}} \cdot (1 - G_{OA} + 2 \cdot n_{sp} \cdot (G_{OA} - 1)) \quad (4.15)$$

Eingesetzt in Gleichung (4.14):

$$F_{Seg} = \frac{1}{G_{Fib}} + \frac{(1 - G_{OA} + 2 \cdot n_{sp} \cdot (G_{OA} - 1))}{G_{OA} \cdot G_{Fib}}$$

$$F_{Seg} = \frac{(1 + 2 \cdot n_{sp} \cdot (G_{OA} - 1))}{G_{OA} \cdot G_{Fib}} \quad (4.16)$$

und mit Gleichung (4.12) folgt:

$$F_{Seg} = 1 + 2 \cdot n_{sp} \cdot (G_{OA} - 1) \quad (4.17)$$

Durch Verkettung solcher Segmente mit Hilfe der Gleichung (4.14) und der Annahme, dass die Verstärkung pro Segment laut Gleichung (4.12) gleich 1 ist, folgt für die Gesamtrauschzahl F_{ges} der Übertragungsstrecke:

$$F_{ges} = 1 + N \cdot (F_{seg} - 1) = 1 + N \cdot 2 \cdot n_{sp} \cdot (G_{OA} - 1), \quad (4.18)$$

wobei N für die Anzahl der Segmente steht. Durch Ersetzen von N mit $N = L_{ges}/L_{OA}$ und mit Gleichung (4.13) folgt für die Gleichung (4.18):

$$F_{ges} = 1 + N \cdot 2 \cdot n_{sp} \cdot (e^{\alpha \cdot L_{OA}} - 1) = 1 + \frac{L_{ges}}{L_{OA}} \cdot 2 \cdot n_{sp} \cdot (e^{\alpha \cdot L_{OA}} - 1) \quad (4.19)$$

Die Größe L_{ges} gibt die Gesamtlänge der Faserstrecke an. Stellt man die Gesamtrauschzahl in Abhängigkeit von den Verstärkerabständen L_{OA} wie in Abb. 4.12 dar, so sieht man, dass die Rauschzahl mit wachsendem Verstärkerabstand drastisch ansteigt.

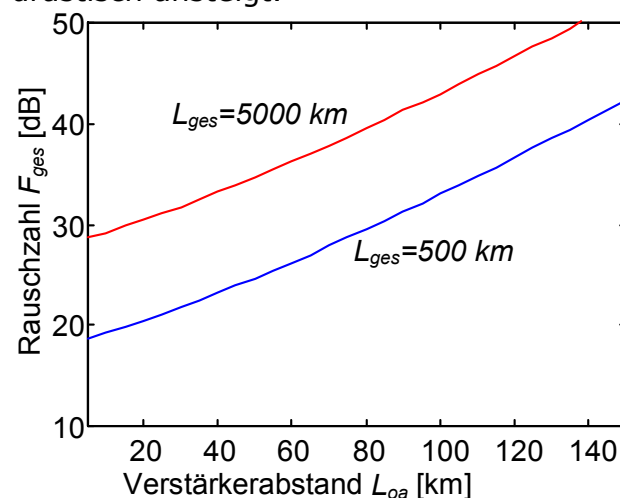


Abb. 4.12 : Gesamtrauschzahl F_{ges} in Abhängigkeit des Verstärkerabstandes L_{OA} für eine Gesamtfaserlänge von 500 km und 5000 km ($\alpha = 0,22$ dB/km, $n_{sp} = 1.26$)

4.3 Systemmodell der Verstärker

In der aktuellen Version des Simulationstools PTDS 1.3 (Photonic Transmission Design Suite) sind für Systementwürfe zwei Verstärker vorgesehen. Das eine Verstärkermodell hat einen wellenlängenunabhängigen Verstärkungsverlauf und wird daher im folgenden als ideales Verstärkermodell bezeichnet. Bei dem anderen Verstärkermodell handelt es sich um einen Verstärker, der einen wellenlängenabhängigen Verstärkungsverlauf hat. Dieser wird im folgenden als BlackBox-Verstärkermodell bezeichnet. Wie im Abschnitt 4.1 erläutert, führt der wellenlängenabhängige Verstärkungsverlauf des Verstärkers zu einem

komplizierteren Systementwurf. Der BlackBox-Verstärker stellt jedoch einen Worst-Case-Fall dar, da die Verstärkungsschwankungen bei diesem Modell sehr hoch sind. Die heutzutage erhältlichen Verstärker haben wesentlich geringere Schwankungen (siehe Tab. 4.1).

Es soll nun untersucht werden, inwieweit der Verstärkungsverlauf bei den hohen Bitraten, speziell bei 160 Gbit/s, vernachlässigt werden kann und von einem idealen (wellenlängenunabhängigen) Verstärkermodell ausgegangen werden kann. Um eine hohe Simulationseffizienz zu erhalten, ist das Modell des idealen (wellenlängenunabhängigen) Verstärkers sinnvoll, da zur Beschreibung des Verhaltens dieses Modells nur Kenntnisse einiger weniger Parameter wie z.B. Rauschzahl und Verstärkungsfaktor notwendig sind.

Daher gilt der Schwerpunkt dieser Arbeit der Untersuchung der Wellenlängenabhängigkeit der Verstärkung von EDFA's bei diesen hohen Bitraten und die daraus resultierenden Auswirkungen auf den Systementwurf. Die verwendete Rauschzahl der Simulationsmodelle wurde zu $F=4$ dB angenommen. Die Rauschbandbreite wurde auf den Wert der Simulationsbandbreite festgelegt. Die Verstärkung der EDFA's wurde so eingestellt, dass die Faserdämpfung vollkommen kompensiert worden ist.

4.4 Optische Bandfilter

Optische Filter dienen u.a. der Reduzierung der optischen Rauschleistung, die in optischen Verstärkern entstehen (siehe auch Abschnitt 4.2). Auch wird damit eine Sättigung der Verstärker durch die sich akkumulierende Rauschleistung vermieden. Dadurch wird der Einfluss des Rauschens auf die Signale verkleinert. Weiterhin soll damit vermieden werden, dass hohe Rauschleistungen zur Sättigung der EDFA's führen.

Auch finden Filter Verwendung bei Wellenlängenmultiplexsystemen zur Kanalselektion. Werden Filter kaskadiert, kommt es zu einer Verkleinerung der optischen Gesamtbandbreite im Vergleich zu der optischen Bandbreite eines einzelnen Filters (siehe Abb. 4.13). Dies könnte bei zu kleinen Bandbreiten zu einer Ausfilterung des Signals führen, was sich negativ auf die Ergebnisse auswirken könnte.

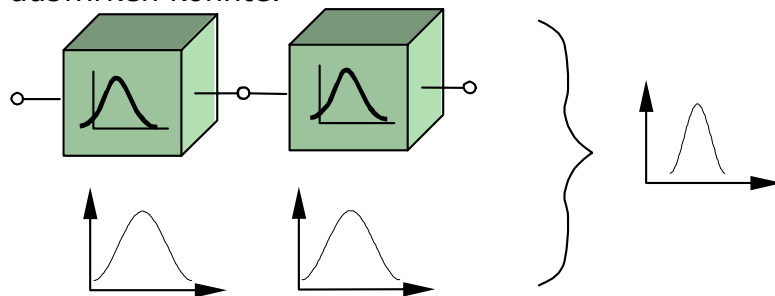


Abb. 4.13 : Bandbreitereduzierung durch Kaskadierung zweier Filter; Darstellung Betrag der Übertragungsfunktion über der Frequenz

Realisiert werden optische Filter mit Arrayed Waveguide Gratings (AWG, integriert-optische Gitterspektrometer), Fabry-Perot-Resonatoren, Mach-Zehnder-Interferometer und Faser-Bragg-Gittern [33].

Die hier verwendeten Filter werden als ideal angesehen. Dabei wird in der Regel ein Bessel-Filter mit der Filterordnung 20 verwendet. Die optische 3dB-Filterbandbreite wird, wenn nicht anders angegeben, zu dem 4-fachen der Bitrate in Hz eingestellt.

5. Empfänger

Nachdem das optische Signal an der Empfangsseite angekommen ist, wird es dort durch einen Lichtempfänger wieder in ein elektrisches Signal umgewandelt.

An die optischen Empfänger werden folgende Anforderungen gestellt:

- Hohe Empfindlichkeit
- Geringes Eigenrauschen
- Unempfindlichkeit gegenüber Änderungen in der Temperatur
- Lange Lebensdauer

Von den verschiedenen Detektionsverfahren wird hier nur der Direktempfang behandelt. Eine andere Möglichkeit ist der Überlagerungsempfang mit Hetero- und Homodyntechniken[52].

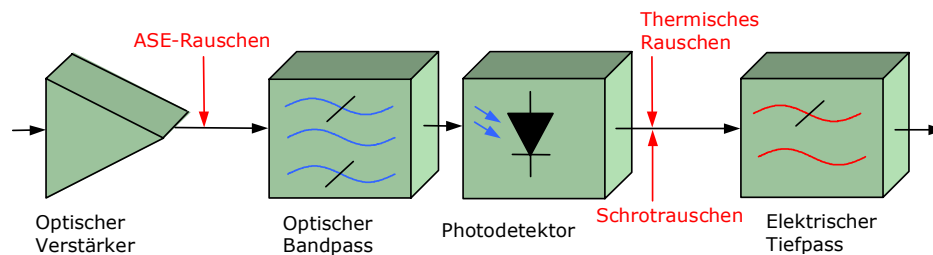


Abb. 5.1 : Optischer Empfänger

Der optische Empfänger besteht nach Abb. 5.1 aus einem optischen Vorverstärker, einem optischen Bandpass, einer Photodiode und einem elektrischen Tiefpass. Der optische Vorverstärker wird zur Erhöhung der Empfängerempfindlichkeit verwendet. Er fügt dem eigentlichen Nutzsignal allerdings ein ASE-Rauschen (Amplified Spontaneous Emission, ASE) zu. Der optische Bandpass wird zur Begrenzung der optischen Bandbreite des Signals und zur Reduzierung des Rauscheinflusses genutzt. Als optischer Bandpass wird hier ein Besselfilter 20. Ordnung verwendet, dessen Bandbreite B_{opt} das 4fache der Bitrate in Hz beträgt.

Weiterhin wird als Photodetektor eine Photodiode verwendet. Das durch die Photodiode zugefügte Rauschen setzt sich aus dem thermischen und Schrotrauschen zusammen.

Bei der Detektion des ASE-verrauschten Signals entstehen durch Mischung der einzelnen spektralen Anteile zusätzliche Rauschanteile (siehe Grundlagenteil Kapitel 5). Den größten Anteil am Gesamttrauschen hat das sogenannte Signal-ASE-Beating[60]. Daher können alle anderen Rauschanteile, sowie das Schrotrauschen und das thermische Rauschen der Photodiode vernachlässigt werden.

Dem Photodetektor folgt ein elektrischer Tiefpass. Nach der ITU-T G.957-Empfehlung wird als Tiefpass ein Bessel-Thomson-Filter benutzt. In Abb. 5.2 sind Frequenzgänge verschiedener Filterordnungen dargestellt.

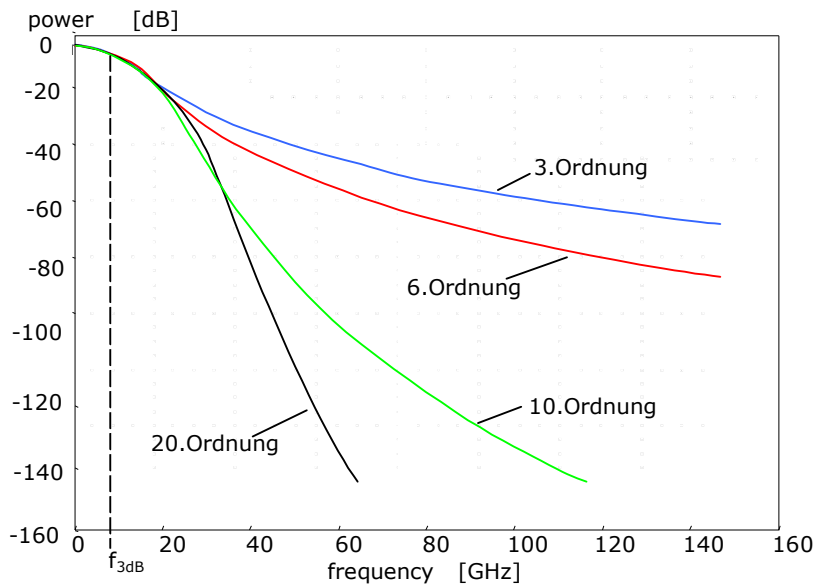


Abb. 5.2 :Frequenzgänge verschied. Filterordnungen

Verwendet wird hier ein Bessel-Filter 20.Ordnung mit der Bandbreite $B_{el}=0,7 \cdot \text{Bitrate}$. Dieser Wert ist ein Kompromiss aus den Anforderungen, dass einerseits die Bandbreite des Filters groß genug sein soll, um das Signal unverzerrt durchzuleiten und andererseits klein genug sein soll, um das Rauschen möglichst klein zu halten.

Zu den Eigenschaften des Besselfilters gehört ein linearer Phasengang und damit geringe Gruppenlaufzeitschwankungen und eine gaußförmige Impulsantwort. Die Aufgabe des Besselfilters ist die "Entzerrung" der auf dem Übertragungsweg durch die Dispersion verbreiterten und in benachbarte Zeitschlitze ragenden Impulse, was als Impulsnebensprechen bezeichnet wird. Bei RZ-Modulation dient der Tiefpass zusätzlich zur Wandlung der RZ-Pulse in NRZ-Pulse, um eine bessere Auswertung des Augendiagramms machen zu können, da die Augenöffnung in horizontaler Richtung bei RZ-Pulsen sehr klein ist. Weiterführende Informationen zu den Empfängern sind in [46],[1] nachzulesen.

6. Beurteilungskriterien optischer Übertragungssysteme

Zum Vergleich von unterschiedlichen Systemkonfigurationen sind bestimmte Bewertungskriterien nötig. Zu diesen Kriterien, die in diesem Kapitel vorgestellt werden sollen, gehören die Bitfehlerrate, der Q-Faktor und das Augendiagramm.

6.1 Bitfehlerrate und Q-Faktor

Im Idealfall sind die von der Quelle gesendeten und von der Senke empfangenen Informationen oder Bits gleich. Bei realen Systemen treten jedoch Störungen auf, welche die Leistungsqualität der verschiedenen Systemkonfigurationen unterschiedlich beeinflussen. Setzt man die Anzahl der fehlerhaft erkannten Bits ins Verhältnis zur Gesamtzahl der gesendeten Bits, so erhält man die Bitfehlerrate (BER¹). Von fehlerfreier Übertragung ist die Rede, wenn die Bitfehlerrate einen Wert von $BER=10^{-9}$ unterschreitet.

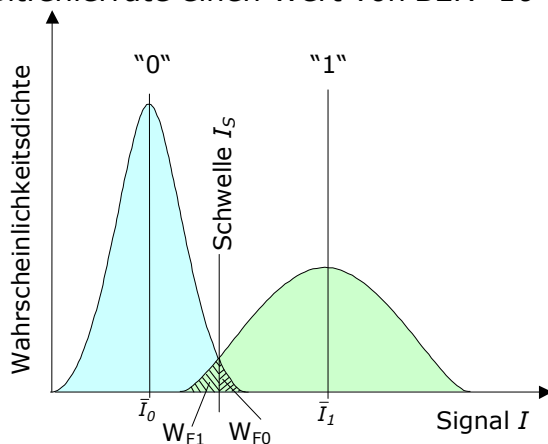


Abb. 6.1 :Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen

Geht man von einer Gauß'schen Normalverteilung der Signalzustände nach Abb. 6.1 aus, so erhält man folgende Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen:

Zustand "1":

$$\omega_1(I) = \frac{1}{\sigma_1 \cdot \sqrt{2 \cdot \pi}} \cdot e^{-\frac{(I - \bar{I}_1)^2}{2 \cdot \sigma_1^2}} \quad (6.1)$$

Zustand "0":

$$\omega_0(I) = \frac{1}{\sigma_0 \cdot \sqrt{2 \cdot \pi}} \cdot e^{-\frac{(I - \bar{I}_0)^2}{2 \cdot \sigma_0^2}} \quad (6.2)$$

mit:

\bar{I}_1 = Mittelwert des Photostromes beim "1" Signal

\bar{I}_0 = Mittelwert des Photostromes beim "0" Signal

σ_0 = Streuung des Photostromes beim "0" Signal

σ_1 = Mittelwert des Photostromes beim "1" Signal

Die Aufgabe des dem Empfänger nachgeschalteten Entscheiders ist es nun zu erkennen, ob der aktuelle Stromwert I größer oder kleiner als der Schwellwert I_s ist. Die Wahrscheinlichkeit, eine „1“ fälschlicherweise als „0“ zu erkennen wird angegeben mit:

¹ engl.: Bit-Error-Ratio

$$W_{F1} = \int_{-\infty}^{I_s} \omega_1(I) dI = \frac{1}{2} \left[1 - \Phi \left(\frac{\bar{I}_1 - I_s}{\sigma_1} \right) \right], \quad (6.3)$$

mit dem Gauß'schen Fehlerintegral $\Phi(x)$:

$$\Phi(x) = \frac{2}{\sqrt{2 \cdot \pi}} \int_0^x e^{-\frac{x^2}{2}} dx \quad (6.4)$$

Häufig wird die komplementäre Fehlerfunktion $\text{erfc}(x)$ verwendet. Es gilt:

$$\text{erfc}(x) = 1 - \Phi(x \cdot \sqrt{2}) \quad (6.5)$$

Somit erhält man für W_{F1} :

$$W_{F1} = \frac{1}{2} \cdot \text{erfc} \left(\frac{\bar{I}_1 - I_s}{\sigma_1 \cdot \sqrt{2}} \right) \quad (6.6)$$

und analog dazu:

$$W_{F0} = \frac{1}{2} \cdot \text{erfc} \left(\frac{I_s - \bar{I}_0}{\sigma_0 \cdot \sqrt{2}} \right) \quad (6.7)$$

Geht man davon aus, dass die "1" und die "0" gleichverteilt sind, also gleich häufig auftreten, so kann man die Bitfehlerrate BER wie folgt angeben:

$$BER = \frac{1}{2} \cdot [W_{F0} + W_{F1}] \quad (6.8)$$

Unter der Näherung, dass die Argumente der $\text{erfc}(x)$ in Gleichung (6.6) und (6.7) gleich sind, erhält man für den sogenannten Qualitätsfaktor Q :

$$Q = \frac{\bar{I}_1 - I_s}{\sigma_1 \cdot \sqrt{2}} = \frac{I_s - \bar{I}_0}{\sigma_0 \cdot \sqrt{2}} \quad (6.9)$$

Nach kurzer Zwischenrechnung ergibt sich für Q :

$$Q = \frac{\bar{I}_1 - \bar{I}_0}{\sigma_1 + \sigma_0} \quad (6.10)$$

und damit für die BER :

$$BER = \frac{1}{2} \cdot \text{erfc} \left(\frac{Q}{\sqrt{2}} \right) \quad (6.11)$$

Die Abb. 6.2 zeigt den Verlauf von BER über den Qualitätsfaktor Q . So ergibt ein Qualitätsfaktor von $Q=6$ eine Bitfehlerrate von $BER=10^{-9}$, für einen Qualitätsfaktor von $Q=7$ ergibt sich eine Bitfehlerrate von $BER=10^{-12}$.

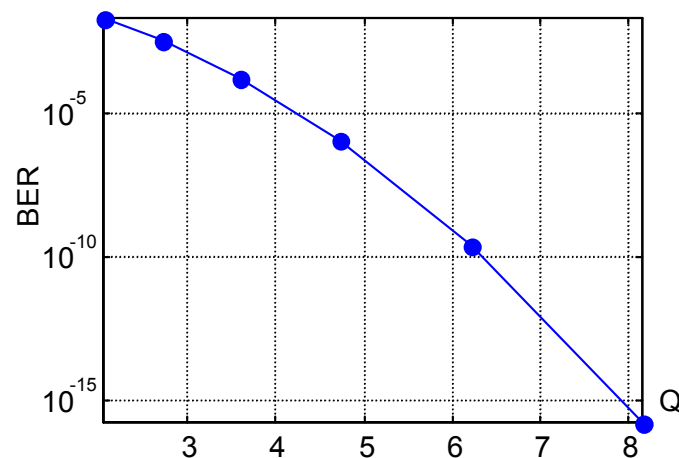


Abb. 6.2 : Bitfehlerrate und Qualitätsfaktor Q

Aus dem Qualitätsfaktor Q lässt sich nun das elektrische Signal-Rausch-Verhältnis (SNR^1) bestimmen mit:

$$SNR = \frac{S}{N} = \frac{\text{el. Signalleistung}}{\text{el. Rauschleistung}} = \frac{(\bar{I}_1 - \bar{I}_0)^2}{\sigma_1^2 + \sigma_0^2} \quad (6.12)$$

Setzt man die Gleichung (6.10) in die Gleichung (6.12), so erhält man für das SNR:

$$SNR = Q^2 \left(1 + \frac{2 \cdot \sigma_1 \cdot \sigma_0}{\sigma_1^2 + \sigma_0^2} \right) \quad (6.13)$$

Unter der Vereinfachung, dass $\sigma_1 = \sigma_0$ ist, folgt fürs SNR:

$$SNR = Q^2 \cdot 2 \quad (6.14)$$

6.2 Augendiagramm

Neben dem Q-Faktor und der BER wird zur Beurteilung von optischen Übertragungssystemen das Augendiagramm verwendet. Vorteil bei der Bestimmung der Übertragungsqualität mittels Augendiagramms ist es, dass hier nur die Eigenschaften der Faser miteinbezogen werden, während bei der BER- oder Q-Bestimmung die Empfängereigenschaften miteinbezogen werden müssen. Man erhält das Augendiagramm typischerweise durch Messung mit einem Oszilloskop, das mit einem externen Taktsignal getriggert wird. Dieses Taktsignal läuft synchron mit dem Datensignal. Dadurch werden die Bits zeitlich verzögert aufeinandergeschrieben.

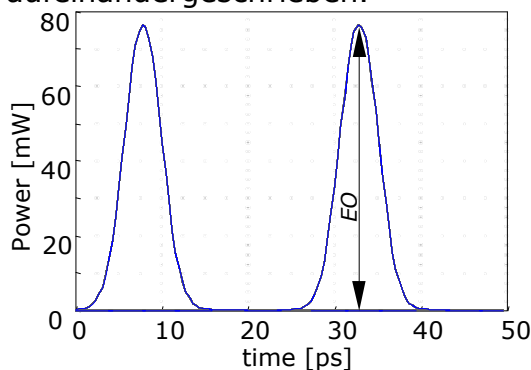


Abb. 6.3 : Back-to-Back-Messung ohne Filterung

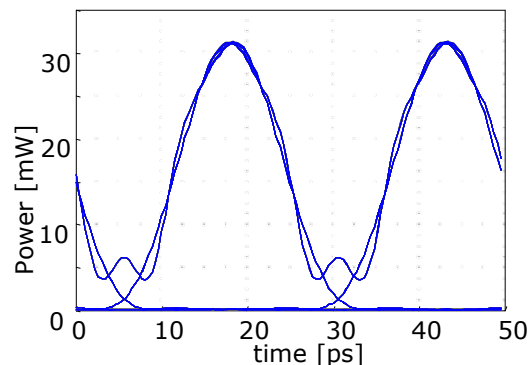


Abb. 6.4 : Augendiagramm ohne vollständige Dispersionskompensation

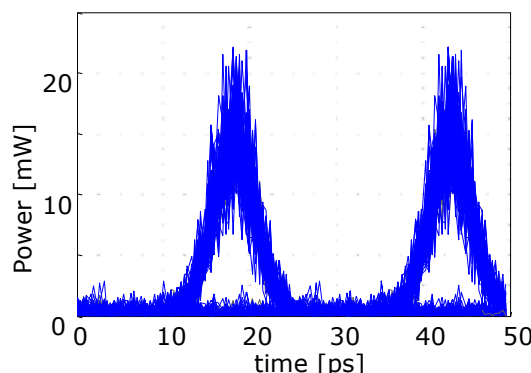


Abb. 6.5 : Verrauschtes Augendiagramm

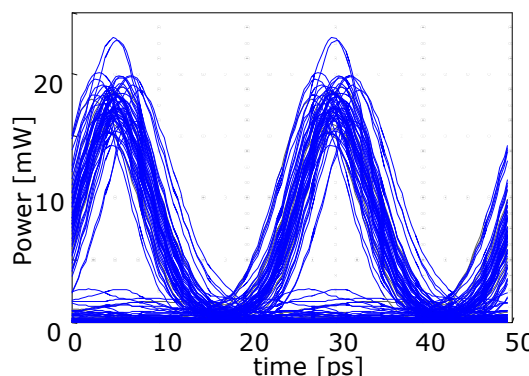


Abb. 6.6 : Interaktion von Dispersion und Nichtlinearität

¹ engl.: Signal-to-Noise-Ratio

In den Abb. 6.3 bis Abb. 6.6 sind ein ideales Augendiagramm bei einer Simulation ohne Übertragungsstrecke (Back-to-Back, Abb. 6.3) und weiterhin verschiedene Augendiagramme bei einer Simulation mit Übertragungsstrecke dargestellt. Ursache für die Verschlechterung der Augenöffnungen ist bei Abb. 6.4 eine nicht vollständige Dispersionskompensation, bei Abb. 6.5 das durch Verstärkung zugefügte ASE-Rauschen und bei Abb. 6.6 die Interaktion von Nichtlinearität und Dispersion. Der Vorteil des Augendiagramms ist, dass mit einer einzigen Methode Einflüsse verschiedener Störfaktoren erkennbar werden. Obwohl die Interpretation von Augenöffnungen eine gewisse Erfahrung voraussetzt, kann man zumindest sagen, dass die Dispersion eine Pulsverbreiterung verursacht, was zum Impulsnebensprechen führt. Bei der Interaktion von Nichtlinearität und Dispersion ist eine asymmetrische Augenöffnung zu beobachten, aber auch eine Pulskompression oder Amplitudenüberhöhungen können auftreten. Auch eine nicht optimale Wahl der Filterbandbreite macht sich im Augendiagramm bemerkbar. So kann es z.B. bei zu kleiner Bandbreite zur Begrenzung einzelner spektraler Komponenten des Signals und damit zur Verzerrung der Signalform kommen. Wählt man dagegen eine zu große Filterbandbreite, wird das Rauschen zu wenig begrenzt. Auf dem Übertragungsweg kann es zu einer vertikalen und horizontalen Schließung der Augenöffnung kommen. Nimmt die Augenöffnung in horizontaler Richtung ab, so wird dadurch der Taktspielraum zur Vermeidung von Interpretationsfehlern der Bitzustände kleiner. Eine Reduzierung der vertikalen Augenöffnung schmälert den Bereich für die Entscheidungsschwelle ein und kann bei ungünstiger Einstellung zur Erhöhung der BER führen. Als Augenöffnung (engl.: Eye Opening, EO) ist die Differenz zwischen dem auftretenden Minimalwert der "1" und dem auftretenden Maximalwert der "0" definiert.

$$EO = \min("1") - \max("0") \quad (6.15)$$

Das EO der Back-to-Back-Messung wird als EO_{btb} bezeichnet. Stellt man das EO_{btb} zu dem EO mit Übertragungsstrecke ins Verhältnis, so erhält man nach Gleichung (6.16) das EO-Penalty (EOP oder ECP, Eye Closure Penalty).

$$EO - Penalty = 10 \lg \left(\frac{EO_{btb}}{EO_{mit\ Strecke}} \right) \quad (6.16)$$

Bei einer 80%igen Augenöffnung gegenüber der Augenöffnung einer Back-to-Back-Messung erhält man nach Gleichung (6.16) ein EOP von ca. $EOP=1\text{ dB}$. Dieser Wert stellt ein Gütekriterium für die Beurteilung von optischen Übertragungssystemen dar[5]. Mit dem EO-Penalty lassen sich Systemstörungen und die Abhängigkeiten dieser Systemstörungen von Parametern für den Systementwurf beschreiben. Im Rahmen dieser Arbeit werden überwiegend Auswertungen des Augendiagramms und des EOP durchgeführt.

7. Allgemeine Erläuterungen zu den Untersuchungen

In diesem Kapitel soll eine allgemeine Übersicht über die verschiedenen Untersuchungen gegeben werden. Weiterhin sollen einige Parameter aufgelistet werden, falls dies in den einzelnen Grundlagenkapiteln noch nicht geschehen ist. Beginnend mit der Faser sind in der Tab. 7.1 die in allen Simulationen, falls nicht anderes angegeben, verwendeten Parameter:

Parameter	SSMF	DCF
Dispersion D [ps/(nm km)]	16	-90
Dispersionssteigung S [ps/(nm ² km)]	0,08	-0,45
Dämpfung α [dB/km]	0,22	0,5
Nichtlinearitätskonstante n_2 [m ² /W]	$2,6 \cdot 10^{-20}$	$5,2 \cdot 10^{-20}$
Effektive Modenfläche A_{eff} [μm^2]	80	27
Nichtlinearitätskoeffizient γ [1/(W·km)]	1,317	3,904

Tab. 7.1 : Verwendete Glasfaserparameter

In den Simulationen wird immer mit einem festen Bitwort mit der Länge von 128 Bits simuliert. Dieses Bitwort beginnt immer mit einer "0" und endet auch mit einer "0". Dazwischen sind im Bitwort gleichverteilte "1" und "0" enthalten. Darüber hinaus wurden fast alle möglichen Bitfolgen, z.B. häufige Wechsel von "1" auf "0" und umgekehrt, mit aufgenommen. Die 128 Bit sind dabei ein Kompromiss zwischen kurzer Simulationsdauer und hoher Aussagekraft. Um statistische Eigenschaften berücksichtigen zu können, wären natürlich mehr Bits erforderlich gewesen. Da bei den Simulationen die Bestimmung des EO-Penalty durchgeführt wird und dies einer Worst-case-Analyse entspricht, sind die 128 Bits ausreichend. Um sich von den Werten des EO-Penalty eine bessere Vorstellung machen zu können, sind in Tab. 7.2 einige Werte aufgenommen worden:

EO-Penalty [dB]	Reduzierung der Augenöffnung auf
1	79,4 %
2	63,1 %
3	50,1 %
4	39,8 %
5	31,6 %
6	25,1 %

Tab. 7.2 : EO-Penalty und Bedeutung für die Augenöffnung

Wie bekannt, besteht eine optische Übertragungsstrecke aus verschiedenen Elementen. Der prinzipielle Aufbau des Systemmodells sieht dabei folgendermaßen aus:

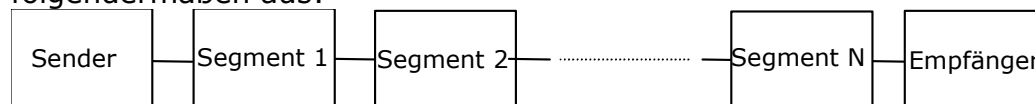


Abb. 7.1 :Prinzipieller Aufbau eines Übertragungssystems (Modell)

Wie in Abb. 7.1 dargestellt, besteht das verwendete Modell des Übertragungssystems aus einem Sender (konkreter Aufbau im Kapitel 2), einem Empfänger (konkreter Aufbau im Kapitel 5) und einer Anzahl (hier N) an hintereinandergeschalteten miteinander identischen Segmenten. Dabei besteht ein Segment aus einer Standard-Singlemodefaser (SSMF),

dispersionskompensierenden Fasern (DCF), erbiumdotierten Faserverstärkern (EDFA) und optischen Filtern. Die Abb. 7.2 zeigt das Beispiel eines Segments:

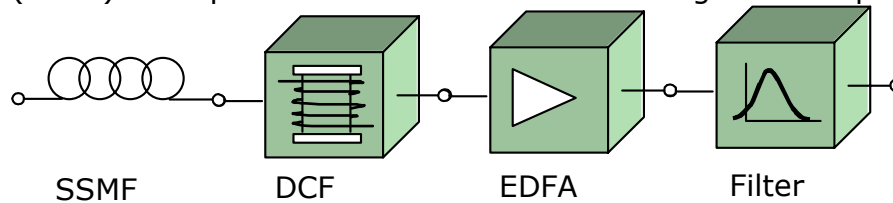


Abb. 7.2 : Beispiel eines Segments

In den einzelnen Kapiteln werden verschiedene Anordnungen dieser Bausteine eines Segments untersucht, wobei in dem jeweiligen Kapitel der Aufbau eines Segments gezeigt werden wird. Es sei nochmals erwähnt, dass bei dieser Arbeit nur die Auswirkungen auf der Faser interessant sind und daher von einem idealen Sender (kein Multiplexen) und Empfänger (kein Demultiplexen) ausgegangen wird. Das stellt natürlich eine starke Vereinfachung des experimentellen Aufbaus dar. Weiterhin werden auch Koppellemente wie Stecker und Spleiße nicht betrachtet, so dass die Verbindungen als ideal angesehen werden können.

8. Untersuchung: Dispersionskompensation

Die Bandbreite der zu untersuchenden Übertragungsraten ist relativ hoch. Daher ist ein hoher Einfluss der Dispersion zu erwarten. Hier soll nun anhand des Aufbaus nach Abb. 8.1 untersucht werden, welche Auswirkungen eine nicht vollständige Dispersionskompensation auf die Ergebnisse hat.

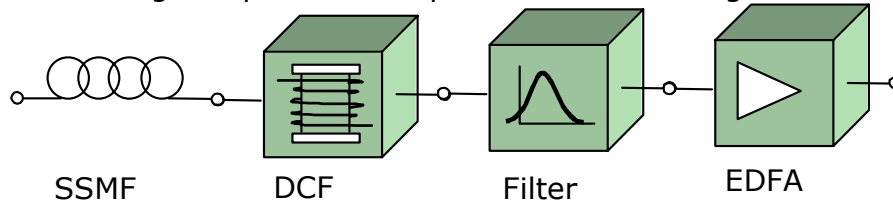


Abb. 8.1 :Aufbau eines Segments

Bei der Untersuchung wurde daher die Dispersion D bzw. Dispersionssteigung S der DCF (dispersionskompensierende Faser) verändert. Um die Interpretation der Ergebnisse nicht zu verkomplizieren, wurde entweder die Dispersion variiert, während die Dispersionssteigung (engl. dispersion slope) vollständig kompensiert wurde oder bei der Veränderung der Dispersionssteigung wurde die Dispersion der DCF so eingestellt, dass die Dispersion der SSMF vollständig kompensiert wurde. Die Dispersion und die Dispersionssteigung der SSMF wurde dabei nicht verändert. Die mittlere optische Eingangsleistung wurde auf $P_{ave} = 4mW$ eingestellt, dies entspricht bei dem verwendeten Tastverhältnis von $\tau=0,2$ einer Pulsspitzenleistung von ca. 16 dBm.

8.1 Kompensation bei 40 Gbit/s

Die 3dB-Bandbreite der optischen Filter wurde auf $B_{opt} = 160 GHz$, die 3dB-Bandbreiten der elektrischen Tiefpässe am Empfänger auf $B_{el} = 28 GHz$ bzw. am Sender auf $B_{el} = 80 GHz$ eingestellt. Die Rauschzahl der Verstärker wurde in der Simulation mit $F = 4 dB$ angesetzt.

8.1.1 Kompensation der Dispersion

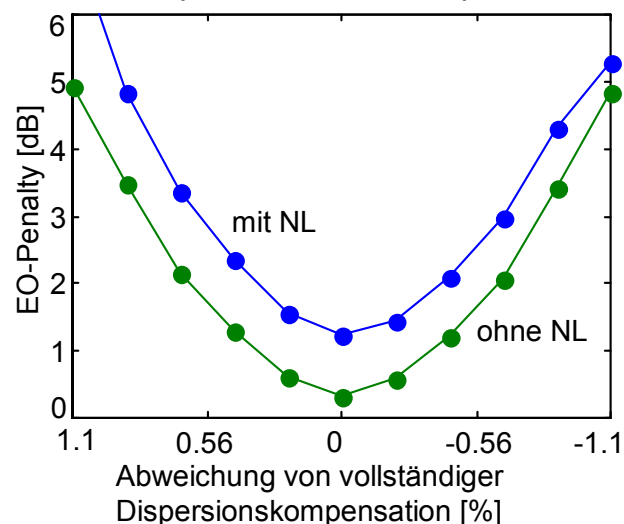


Abb. 8.2 : EO-Penalty in Abhängigkeit von der Dispersion der DCF ($P_{ave} = 4mW$; Bitrate = 40 Gbit/s, $F = 4 dB$)

Bei den kleinen Pulsbreiten von $t_{FWHM} = 5 ps$ und damit großen spektralen Breiten machen sich wie erwartet schon geringe Abweichungen von der vollständigen

Dispersionskompensation negativ bemerkbar. Ohne den Einfluss der Nichtlinearitäten (NL), hier hauptsächlich die Selbstphasenmodulation, ist in Abb. 8.2 ein symmetrischer Verlauf der EO-Penalty-Kurve zu sehen. Dabei verschlechtert sich das EO-Penalty um 1 dB bei einer Fehlanpassung der Dispersion um ca. 0,5%.

Mit dem Einfluss der Nichtlinearitäten (Selbstphasenmodulation) entsteht eine leichte Unsymmetrie. Die Nichtlinearitäten können einen gewissen Teil der Pulsverzerrungen, die durch die Dispersion der SSMF entstanden sind, kompensieren. Daher ist bei leichter Unterkompensation durch die DCF ein besseres Verhalten zu beobachten, während es bei einer Überkompensation durch die DCF und zusätzlicher Kompensation der Dispersion durch die NL zu erhöhtem Pulsnebensprechen kommen kann. Durch den Einfluss der Nichtlinearitäten wird außerdem das Eye-Opening-Penalty (EO-Penalty) um ca. 1 dB schon bei idealer Kompensation verschlechtert.

8.1.2 Kompensation der Dispersionssteigung

Bei vollständiger Kompensation der Dispersion wird nun der Einfluss der Dispersionssteigung untersucht.

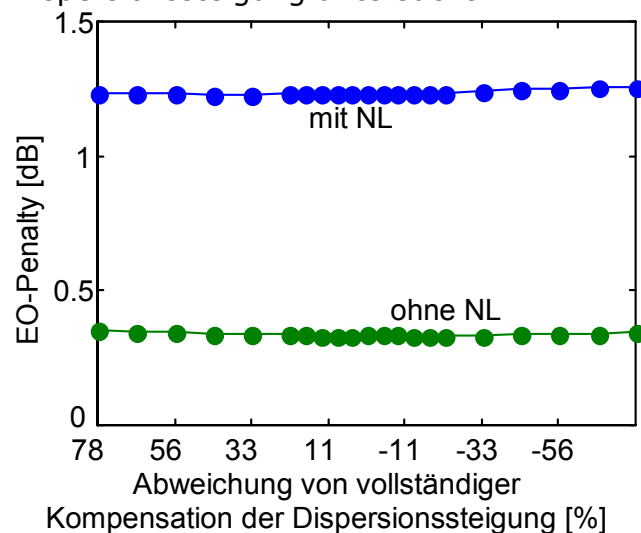


Abb. 8.3 : EO-Penalty in Abhängigkeit von der Dispersionssteigung der DCF ($P_{ave}=4mW$; Bitrate=40Gbit/s)

Wie in Abb. 8.3 deutlich zu erkennen ist, hat die nicht vollständige Kompensation der Dispersionssteigung bei einer Bitrate von 40 Gbit/s noch vernachlässigbare, weil sehr kleine, Auswirkungen auf das Eye-Opening-Penalty (EO-Penalty). Bei Betrachtung der Augendiagramme sind auch keine Unterschiede festgestellt worden. Einzig der Einfluss der Nichtlinearitäten macht sich wieder stark bemerkbar (siehe Abb. 8.4 und Abb. 8.5). So führen diese in Interaktion mit der Dispersion zu erhöhtem Zeitjitter und Pulsverbreiterungen und damit zu weiteren nichtlinearen Pulsverzerrungen, die das Ergebnis um ca. 1 dB verschlechtern lassen.

Während sich im linearen Fall die Augenöffnung auf ca. 90% reduziert, wird das Auge beim nichtlinearen Fall auf ca. 75% gegenüber der Messung im Back-to-Back-Fall (ohne Übertragungsstrecke) verkleinert.

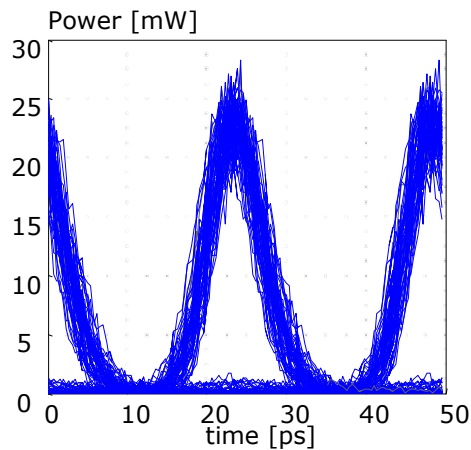


Abb. 8.4 : Augendiagramm bei einer Abweichung von 78% von der vollständigen Kompensation der Dispersionssteigung, mit Nichtlinearitäten

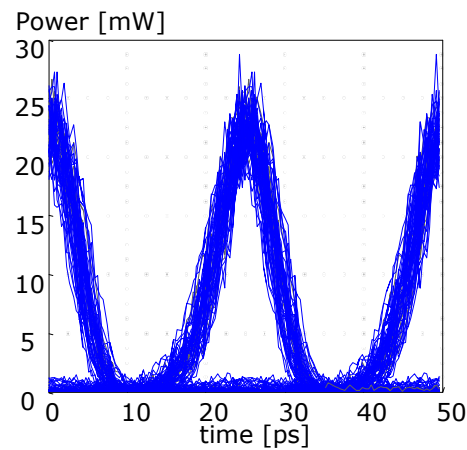


Abb. 8.5 : Augendiagramm bei einer Abweichung von -78% von der vollständigen Kompensation der Dispersionssteigung, mit Nichtlinearitäten

8.2 Kompensation bei 80 Gbit/s

Als Nächstes wird die Notwendigkeit der vollständigen Dispersionskompensation bei einer Übertragungsrate von 80 Gbit/s untersucht. Entsprechend dem Tastverhältnis von $\tau=0,2$ ergibt sich eine Pulsbreite von $t_{FWHM}=2,5\text{ ps}$ und damit eine höhere spektrale Breite als bei 40 Gbit/s. Die mittlere optische Leistung wird auf $P_{ave}=4\text{ mW}$ eingestellt, so dass eine Pulsspitzenleistung von ca. 16 dBm erreicht wird. Analog zu Kapitel 8.1 wird hier bei der ersten Teilsimulation die Dispersion bei vollständiger Kompensation der Dispersionssteigung verändert bzw. bei vollständiger Dispersionskompensation die Dispersionssteigung variiert.

8.2.1 Kompensation der Dispersion

Um die Pulsverzerrungen, die allein durch die Dispersion und das Rauschen des Verstärkers (Rauschzahl $F=4\text{ dB}$) entstehen, zu untersuchen, wird zunächst die Simulation ohne Nichtlinearitäten durchgeführt. Beim zweiten Durchlauf werden diese jedoch mit berücksichtigt. Die 3dB-Bandbreite der optischen Filter wird auf das 4-fache der Übertragungsrate in Hz eingestellt, das entspricht bei der Übertragungsrate von 80 Gbit/s einem $B_{opt}=320\text{ GHz}$. Die 3dB-Grenzfrequenz der elektrischen Tiefpassfilter betrug beim Tiefpass am Sender $B_{el}=160\text{ GHz}$ und beim Empfängertiefpass $B_{el}=56\text{ GHz}$.

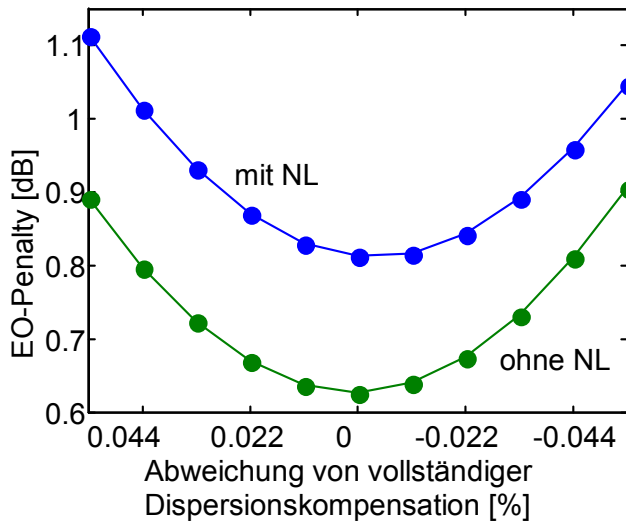


Abb. 8.6 : EO-Penalty in Abhängigkeit von der Dispersion der DCF ($P_{ave}=4mW$; $Bitrate=80 Gbit/s$)

Ohne Nichtlinearitäten (NL), hier hauptsächlich die Selbstphasenmodulation, ist wie erwartet ein symmetrischer Verlauf bei Fehlanpassung der Dispersion zu erkennen, wobei das Optimum bei vollständiger Dispersionskompensation liegt. Mit dem Einfluss der Nichtlinearitäten entsteht eine leichte Unsymmetrie, die aber vernachlässigbar klein ist. Eine Auswirkung auf das Optimum der Dispersionskompensation ist nicht zu erkennen. Lediglich die durch das Zusammenwirken von Nichtlinearitäten und Dispersion hinzukommende Pulsverbreiterung verschlechtert das EO-Penalty im Vergleich zum linearen Fall in Abb. 8.6.

8.2.2 Kompensation der Dispersionssteigung

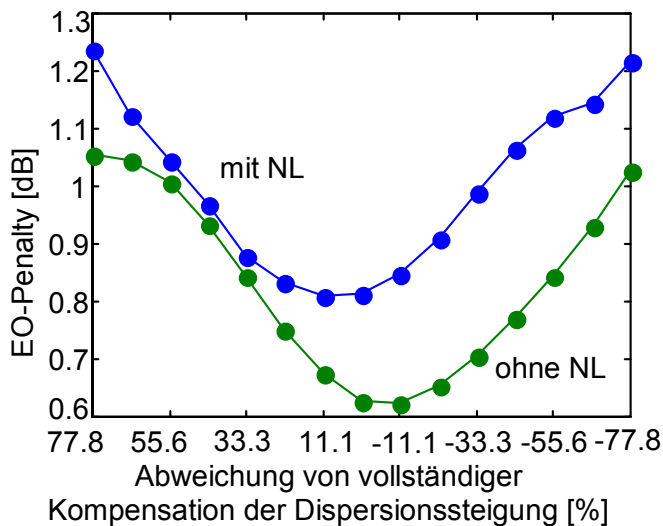


Abb. 8.7 : EO-Penalty in Abhängigkeit von der Dispersionssteigung der DCF ($P_{ave}=4mW$; $Bitrate=80 Gbit/s$)

In Abb. 8.7 ist zu beobachten, dass im nichtlinearen Fall die optimale Kompensation der Dispersionssteigung nicht bei der vollständigen Kompensation ($S=-0.45 ps/(nm^2 km)$), sondern bei leichter Überkompensation der Dispersionssteigung ($S=-0,5 ps/(nm^2 km)$) liegt. Dabei handelt es sich höchstwahrscheinlich um einen Fehler in der Simulationsberechnung. Jedoch sind die Auswirkungen auf die Schließung des Auges von 0,1 % recht klein, so dass

dies bei den folgenden Untersuchungen vernachlässigt und angenommen werden kann, dass der Punkt optimaler Dispersionskompensation mit dem Punkt der vollständigen linearen Kompensation übereinstimmt.

Während es bei der Fehlanpassung der Dispersion zu einer symmetrischen Verschlechterung des EO-Penalty kam, tritt das bei Fehlanpassung der Dispersionssteigung nicht mehr zu. Die Fehlanpassung der Dispersionssteigung bei diesen hohen Übertragungsraten macht sich nicht nur durch Pulsverbreiterungen, sondern auch durch Oszillationen an der Pulsflanke bemerkbar. Ist die Dispersionssteigung unterkompensiert, so sind die Oszillationen an der abfallenden Flanke (Abb. 8.8), ist die Dispersionssteigung überkompensiert, so sind die Oszillationen an der steigenden Flanke des Pulses zu beobachten (Abb. 8.9). Gut sichtbar ist in Abb. 8.8 und Abb. 8.9, dass durch die Oszillationen die Flanke des benachbarten Pulses stark verzerrt wird.

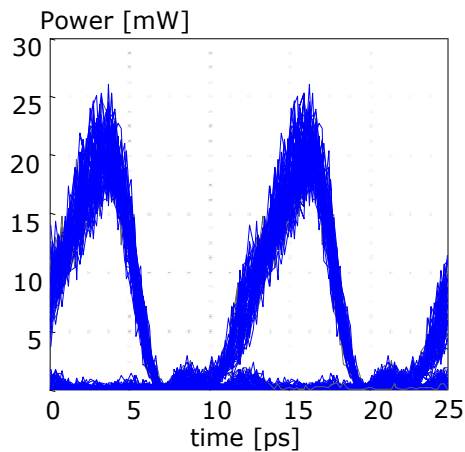


Abb. 8.8 : Oszillationen an der abfallenden Flanke des Pulses ($L = 220 \text{ km}$, $S_{DCF} = -0.1 \text{ ps}/(\text{nm}^2 \text{ km})$, D vollständig kompensiert)

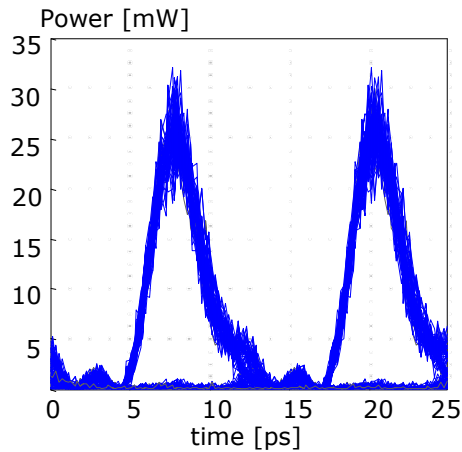


Abb. 8.9 : Oszillationen an der steigenden Flanke des Pulses ($L = 220 \text{ km}$, $S_{DCF} = -0.8 \text{ ps}/(\text{nm}^2 \text{ km})$, D vollständig kompensiert)

Die Oszillationen des Pulses können bei der Betrachtung der Gruppenlaufzeit aus Kapitel 3.2.2.1 Gleichung (3.14) verstanden werden. Dazu wird nach [8] einmal die Gruppenlaufzeit für den Fall angegeben (Gleichung (8.1)), für den die Dispersionssteigung S vollständig kompensiert wurde und dann für den Fall, für den die Dispersion D vollständig kompensiert wurde (Gleichung (8.2)).

$$t_{g2} = L \cdot \left(\beta_1 - \frac{2\pi \cdot c_0}{\lambda_0^2} \underbrace{(\lambda - \lambda_0)}_{\Delta\lambda} \cdot \beta_2 \right) \quad (8.1)$$

$$t_{g3} = L \cdot \left(\beta_1 + \frac{1}{2} \left(\frac{2\pi \cdot c_0}{\lambda_0^2} \right)^2 \cdot (\lambda - \lambda_0)^2 \cdot \beta_3 \right) \quad (8.2)$$

Im linearen Fall nach Gleichung (8.1) ist zu erkennen, dass der GVD-Koeffizient erster Ordnung β_2 und damit die Dispersion D eine lineare Änderung der Gruppenlaufzeit mit Veränderung der Wellenlänge mit sich bringt, was auch als lineares Chirping bezeichnet wird. Durch den GVD-Koeffizienten 2. Ordnung β_3 und damit der Dispersionssteigung S kommt es zur Entstehung von gleichen Gruppenlaufzeiten für Frequenzpaare. Da die relative Phasenlage zwischen zwei Frequenzen eines Frequenzpaares nicht identisch ist mit denen anderer Frequenzpaare, kommt es durch konstruktiver und destruktiver Interferenz zwischen den Frequenzpaaren zur Beeinflussung der Pulsform, woraus die Oszillationen resultieren. Dabei kommt es durch die Nichtlinearitäten zu einer Verstärkung der Oszillationen. Bei einer Fehlanpassung der Dispersion zusätzlich

zu der Fehlanpassung der Dispersionssteigung würde es auf Kosten einer verstärkten Pulsverbreiterung zur Minderung der Oszillationen kommen.

8.3 Kompensation bei 160 Gbit/s

Vollständig kompensiert wurde hier auch zunächst nur die Dispersionssteigung. Im zweiten Durchlauf wurde die Dispersion vollständig kompensiert. Auch hier wurden Simulationsdurchläufe jeweils einmal mit und einmal ohne Nichtlinearitäten durchgeführt, um die Effekte, die durch Interaktion von Dispersion und Nichtlinearitäten (NL) auftreten, besser erkennen zu können. Die Rauschzahl des Verstärkers wurde zu $F=4$ dB angenommen. Die dispersiven Eigenschaften der SSMF (Standard-Singlemodefaser) wurden hier nicht verändert.

8.3.1 Kompensation der Dispersion

In der Abb. 8.10 ist das EO-Penalty bei einer Übertragungsrate von 160 Gbit/s für eine Simulation ohne Nichtlinearitäten und eine Simulation mit Nichtlinearitäten über der Dispersion aufgetragen.

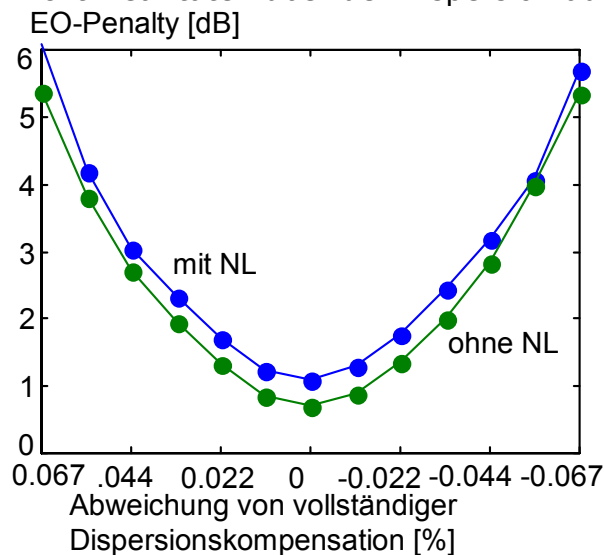


Abb. 8.10 : EO-Penalty in Abhängigkeit von der Dispersion der DCF ($P_{ave}=4mW$; Bitrate=160 Gbit/s)

Die Pulsbreite betrug hier $t_{FHM}=1,25$ ps bei dem eingestellten Tastverhältnis von $\tau=0,2$. Wie in Abb. 8.10 zu beobachten ist, verschlechtern die Nichtlinearitäten bei einer Bitrate von 160 Gbit/s das Ergebnis der Untersuchung, jedoch sind diese Verschlechterungen im Vergleich zu den Auswirkungen einer nicht vollständigen Dispersionskompensation geringer. So verschlechtert sich das EO-Penalty (Eye Opening Penalty) von 0,7 dB auf ca. 2 dB bei einer Veränderung der Dispersion um 0,03 % von der optimalen Dispersionseinstellung, das bedeutet eine Schließung des Auges um ca. 22 % schon bei leichter Dispersionsfehlkompensation.

Da die Bandbreite des Signals recht hoch ist, und sich die Leistung auf viele spektrale Anteile verteilt, sind die einzelnen Leistungsspitzenwerte recht gering und rufen daher nicht zu große Nichtlinearitäten hervor. Aber genau jene große Bandbreite ruft diese hohen Dispersionseffekte hervor. Vergleicht man die einzelnen Übertragungsraten und ihre Dispersionsabhängigkeit nach Abb. 8.12 miteinander, so ist deutlich zu erkennen, dass bei einer Übertragungsrate von 160

Gbit/s eine Dispersionsfehlkompensation für das entsprechende Übertragungssystem große Auswirkungen mit sich bringt.

8.3.2 Kompensation der Dispersionssteigung

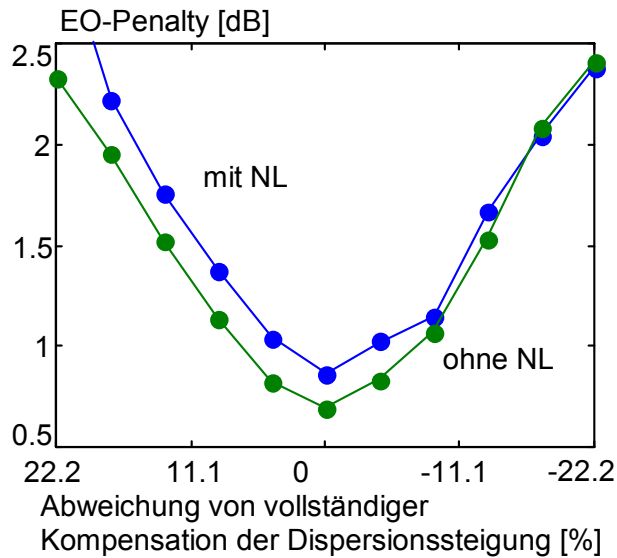


Abb. 8.11 : EO-Penalty in Abhängigkeit von der Dispersionssteigung der DCF ($P_{ave}=4$ mW; Bitrate=160 Gbit/s)

In Abb. 8.11 ist zu beobachten, dass sogar eine Fehlkompensation der Dispersionssteigung trotz einer vollständigen Kompensation der Dispersion 1. Ordnung schon große Auswirkungen auf das Ergebnis hat. Bei einer Abweichung von der exakten Kompensation der Dispersionssteigung um 13% verschließt sich die Augenöffnung um ca. 15%.

8.4 Vergleich der Übertragungsraten

Zur besseren Übersicht sind noch einmal alle simulierten Übertragungsraten in Abb. 8.12 dargestellt. Bei einer Übertragungsrates von 40 Gbit/s sind bei kleinen Änderungen der Dispersion, wie sie in Abb. 8.12 zu sehen sind, noch keine Auswirkungen zu beobachten, jedoch ist hier der Einfluss der Nichtlinearitäten am größten. Der Einfluss der Nichtlinearitäten bei 80 Gbit/s nimmt deutlich ab und bei 160 Gbit/s wird der Einfluss noch kleiner.

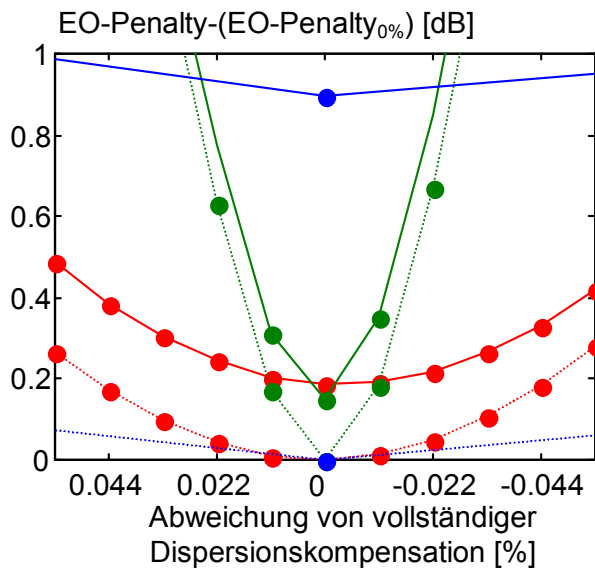


Abb. 8.12 : EO-Penalty für verschiedene Übertragungsraten in Abhängigkeit von der Dispersion mit $P_{ave}=4\text{ mW}$; (160Gbit= grün, 80Gbit=rot, 40Gbit=blau), (mit NL= durchgezogene Linien, ohne NL= gepunktete Linien)

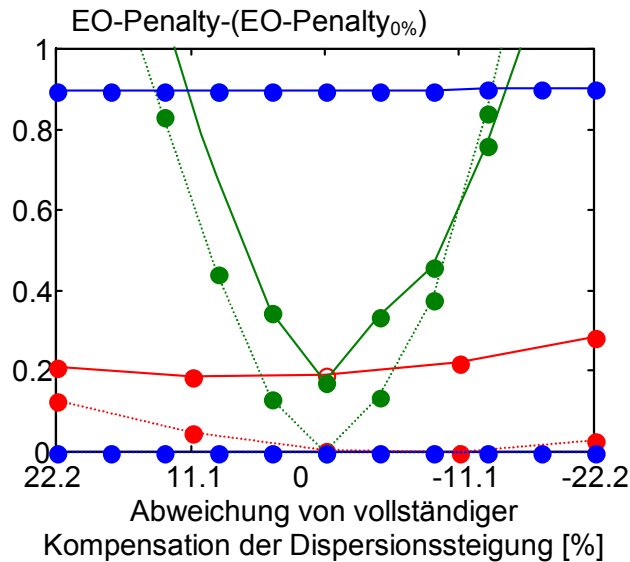


Abb. 8.13 : EO-Penalty für verschiedene Übertragungsraten in Abhängigkeit von der Dispersionssteigung mit $P_{ave}=4\text{mW}$; (160Gbit= grün, 80Gbit=rot, 40Gbit=blau), (mit NL= durchgezogene Linien, ohne NL= gepunktete Linien)

Vergleicht man die Ergebnisse der simulierten Übertragungsraten bei Kompensation der Dispersionssteigung nach Abb. 8.13 miteinander, so ist hier wieder zu erkennen, dass die Abhängigkeit des EO-Penalty von der Dispersionssteigung bei 160 Gbit/s am größten ist, während sie bei 40 Gbit/s vernachlässigt werden kann, hier aber der Einfluss der Nichtlinearitäten eine wesentliche Rolle spielt. Bei 80 Gbit/s ist eine im Vergleich zu 160 Gbit/s leichte Verschlechterung des EO-Penalty bei Fehlkompensation zu erkennen.

Um in den folgenden Untersuchungen verwertbare Ergebnisse zu erhalten, wird dort dann auf diese Untersuchung aufbauend von einer vollständigen Kompensation sowohl von der Dispersion als auch von der Dispersionssteigung ausgegangen. Mit den heutzutage erhältlichen dispersionskompensierenden

Fasern [44] ist dies möglich. Neben der Kompensation mit Dispersionskompensationsfasern ist auch eine sehr gute Kompensation mit Bragg-Gittern [73] möglich.

9. Untersuchung: Tastverhältnisse

Zur Einschätzung des Einflusses des Tastverhältnisses und damit der Pulsbreite auf die Übertragung wurde das Verhalten von RZ-Signalen mit den Tastverhältnissen $\tau=0.5$, $\tau=0.25$ und $\tau=0.2$ untersucht. Das Verhalten der verschiedenen Pulsbreiten wurde dabei bei Übertragungstrecken mit verschiedenen Verstärkerabständen beobachtet, um auch den Einfluss des Rauschens und der Nichtlinearitäten besser erkennen zu können. Die dabei gewählten Verstärkerabstände der Übertragungstrecken betragen $L_{OA}=118\text{ km}$, $L_{OA}=94\text{ km}$, $L_{OA}=79\text{ km}$ und $L_{OA}=59\text{ km}$. Der Verstärkerabstand setzt sich dabei aus der Länge der DCF und der SSMF zusammen.

Im folgenden wird aber nur die Länge der SSMF innerhalb eines Segments angegeben. Ein Segment besteht aus einer SSMF (Standard-Singlemodefaser), einer DCF (dispersionskompensierende Faser), einem optischen Bessel-Filter mit der Filterordnung 20 und einem EDFA (Erbium doped fibre amplifizier). Die Längen der SSMF bei den verschiedenen Verstärkerabständen betragen damit $L_{SSMF}=100\text{ km}$ ($L_{OA}=118\text{ km}$), $L_{SSMF}=80\text{ km}$ ($L_{OA}=94\text{ km}$), $L_{SSMF}=66,7\text{ km}$ ($L_{OA}=79\text{ km}$) und $L_{SSMF}=50\text{ km}$ ($L_{OA}=59\text{ km}$).

Basierend auf der Untersuchung im Kapitel 8 wird hier von einer vollständigen Dispersionskompensation (sowohl von der Dispersion D als auch von der Dispersionssteigung S) ausgegangen. Dadurch steht die Länge der DCF zur Länge der SSMF in einem Verhältnis von $L_{DCF}/L_{SSMF}=16/90$.

9.1 40 Gbit

Zunächst sind in Abb. 9.1 der zeitliche Verlauf der Pulse mit den verschiedenen Tastverhältnissen zum besseren Vergleich übereinandergeschrieben. Es ergibt sich eine Pulsbreite von $t_{FWHM}=5\text{ ps}$ bei einem Tastverhältnis von $\tau=0.2$, bei einem Tastverhältnis $\tau=0.25$ ergibt sich eine Pulsbreite von $t_{FWHM}=6.25\text{ ps}$ und die Pulsbreite bei einem Tastverhältnis von $\tau=0.5$ beträgt $t_{FWHM}=12.5\text{ ps}$.

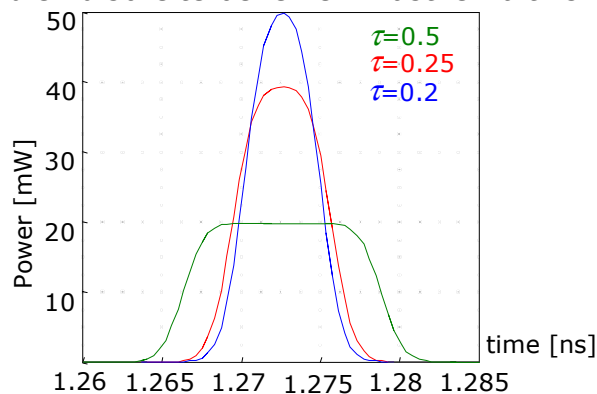


Abb. 9.1 : Oszilloskopbild der Tastverhältnisse $\tau=0,2$ (blau), $\tau=0,25$ (rot), $\tau=0,5$ (grün) bei einer mittleren optischen Leistung von $P_{ave}=5\text{ mW}$ (Bitrate=40 Gbit/s)

Die Gemeinsamkeit der verschiedenen Pulsbreiten liegt in der mittleren optischen Leistung von $P_{ave}=5\text{ mW}$. Dadurch ergeben sich unterschiedliche Pulsspitzenleistungen ($P_{max}\approx(2 P_{ave})/\tau$) von ca. 17 dBm für ein Tastverhältnis von $\tau=0.2$, 16 dBm bei einem Tastverhältnis von $\tau=0.25$ und 13dBm bei einem Tastverhältnis von $\tau=0.5$. Die Simulationsbandbreite betrug hier 2,56 THz. Es sei angemerkt, dass die Pulsspitzenleistung je nach Tastverhältnis auf dem Übertragungsweg schon nach kurzer Zeit aufgrund der hohen Dispersion der

SSMF mit $D=16 \text{ ps}/(\text{nm km})$ mehr oder weniger deutlich abnimmt. Bei den folgenden Untersuchungen wurde nun die mittlere optische Leistung variiert, wobei dann die Auswirkungen auf das EO-Penalty beobachtet wurden. Weiterhin wurde bei den folgenden Untersuchungen für die verschiedenen Verstärkerabstände zunächst jeweils eine Simulation ohne Berücksichtigung von Nichtlinearitäten durchgeführt, um die Effekte, die durch die Nichtlinearitäten (NL) herrühren im zweiten Simulationslauf mit Berücksichtigung der Nichtlinearitäten besser erkennen zu können.

In Abb. 9.2 ist zunächst eine Übertragungsstrecke mit einer SSMF-Länge von 50 Kilometern pro Segment untersucht worden. Es ist zu erkennen, dass der Einfluss des Rauschens bei diesem Verstärkerabstand recht gering ist und sich bei Veränderung der mittleren optischen Leistung P_{ave} nicht besonders stark ändert.

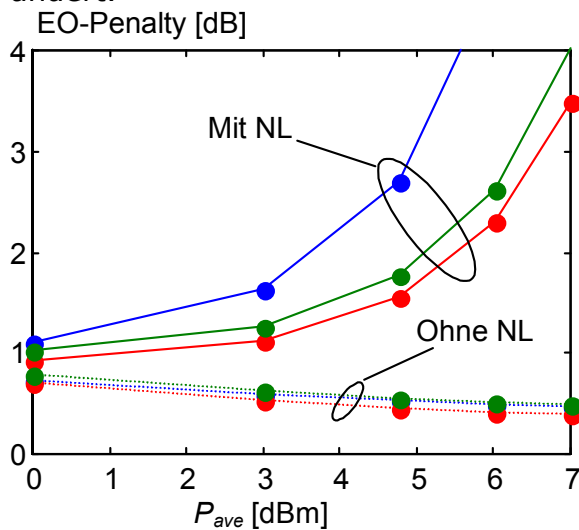


Abb. 9.2 : EO-Penalty über der mittleren Leistung P_{ave} bei Tastverhältnissen $\tau=0,5$ (blau), $\tau=0,25$ (grün), $\tau=0,2$ (rot); ($L_{SSMF}=50 \text{ km}$) mit und ohne Nichtlinearitäten (NL)

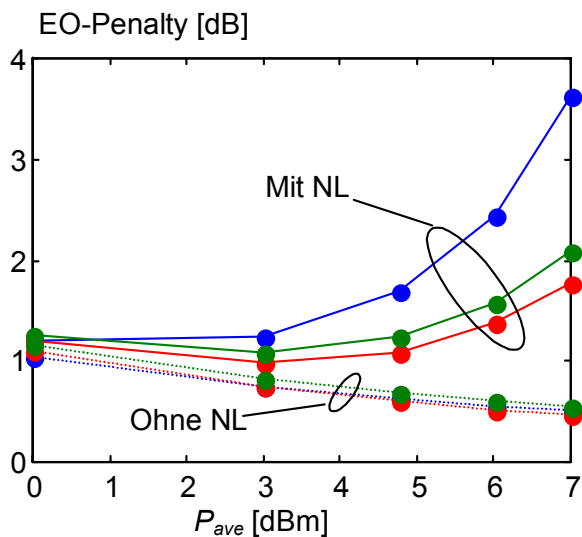


Abb. 9.3 : EO-Penalty über der mittleren Leistung P_{ave} bei Tastverhältnissen $\tau=0,5$ (blau), $\tau=0,25$ (grün), $\tau=0,2$ (rot); ($L_{SSMF}=66,7 \text{ km}$) mit und ohne Nichtlinearitäten

Es ist zu erkennen, dass das Rauschen keine unterschiedlichen Auswirkungen auf die verschiedenen Tastverhältnisse hat. Die Rauschzahl der eingesetzten Faserverstärker wurde dabei zu $F=4 \text{ dB}$ angenommen. Unter Berücksichtigung der Nichtlinearitäten ist in Abb. 9.2 eine Verschlechterung des EO-Penaltys schon bei kleinen Leistungen von $P_{ave}=2 \text{ dBm}$ gegenüber dem Fall bei Vernachlässigung der Nichtlinearitäten zu beobachten. Bereits bei einer mittleren optischen Leistung von $P_{ave}=6 \text{ dBm}$ ergibt sich eine Verschlechterung der Augenöffnung bis zu einem EO-Penalty von 5 dB, dies entspricht einer Schließung der Augenöffnung um fast 70 %.

Auch ist zu erkennen, dass der Einfluss der Nichtlinearitäten in Interaktion mit der Dispersion wesentlich stärker bei einem Tastverhältnis von $\tau=0.5$ als bei einem Tastverhältnis von $\tau=0.25$ oder $\tau=0.2$ ist. Das beste Verhalten ist wie erwartet bei dem Tastverhältnis $\tau=0.2$ zu beobachten. Die Begründung dafür liegt darin, dass die Dispersionslänge L_D (siehe Kapitel 3.2.5) bei den Pulsen mit dem kürzeren Tastverhältnis kleiner ist als bei größeren Tastverhältnis. Dadurch kommt es bei dem kürzeren Tastverhältnis zu einer schnelleren Pulsverbreiterung und damit Reduzierung der Pulsspitzenleistung, wodurch der Einfluss der Selbstphasenmodulation reduziert wird. Wichtige Bedingung für diese Resultate ist allerdings, wie in der Einleitung dieses Kapitels erläutert, dass

eine vollständige Dispersionskompensation vorausgesetzt wird. Würde das nicht zutreffen, so würde es zunächst zu einer Verschlechterung der Ergebnisse aller Tastverhältnisse kommen, wobei die Pulsverzerrungen durch Dispersion bei dem kleinsten Tastverhältnis aufgrund des breiteren Spektrums am größten wären.

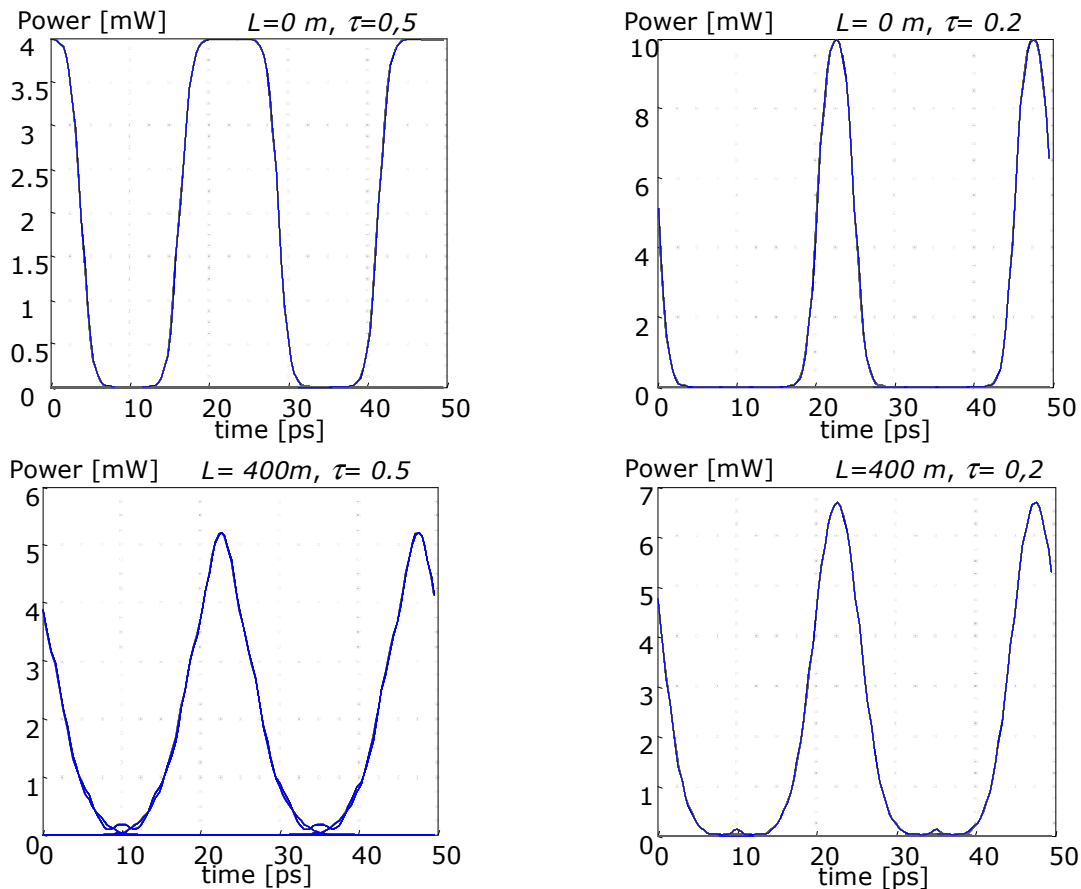


Abb. 9.4 : Augendiagramm bei den Tastverhältnissen $\tau=0,5$ und $\tau=0,2$ bei der Länge $L=0\text{ m}$ und $L=400\text{ m}$

In der Abb. 9.4 sind Augendiagramme am Anfang der Faser und nach einer Länge von $L=400\text{ m}$ aufgenommen. Es ist, wie weiter oben erklärt, zu erkennen, dass es bei den Pulsen mit kleinerem Tastverhältnis durch die kürzere Dispersionslänge von $L_D=1,25\text{ km}$ deutlich schneller zu einer Pulsverbreiterung und zur Abnahme der Pulsspitzenleistung kommt, wodurch der Einfluss der Nichtlinearitäten sehr klein wird. Würde man jedoch von vornherein eine kleinere Eingangsleistung nehmen, so würde der Einfluss des Rauschens zunehmen. Dagegen ist bei einem Tastverhältnis von $\tau=0,5$ ersichtlich, dass es hier aufgrund der höheren Dispersionslänge von $L_D=7,8\text{ km}$ zu einer Pulskompression durch die Interaktion von Dispersion und Nichtlinearität kommt.

In Abb. 9.3 wurde die SSMF-Länge pro Segment zu $L_{SSMF}=66,7\text{ km}$ gewählt. Es ist zu erkennen, dass die Einflüsse des Rauschens bei kleinen Leistungen leicht gestiegen sind und somit sich die Ergebnisse verschlechtern. Da mit der Vergrößerung der SSMF-Länge sich auch die Verstärkerabstände vergrößern, ist die Eingangsleistung der Verstärker geringer als bei einer SSMF-Länge von $L_{SSMF}=50\text{ km}$. Um wieder den Pegel auf die Eingangsleistung anzuheben, ist eine größere Verstärkung notwendig. Nachteilig an einer größeren Verstärkung ist jedoch, dass das Rauschen größer ist, da das Rauschen von der Verstärkung abhängt (siehe Kapitel 4). Durch die Vergrößerung der Verstärkerabstände nimmt die effektiv wirksame nichtlineare Länge L_{eff} ab, damit reduziert sich der

Einfluss der Nichtlinearitäten auf der Gesamtstrecke und es werden dadurch höhere Leistungen zulässig. Während das Optimum der Eingangsleistung bei einer SSMF-Länge von $L_{SSMF}=50\text{ km}$ bei $P_{ave} \leq 0\text{ dBm}$ lag, hat sich das Optimum bei $L_{SSMF}=66,7\text{ km}$ zu größeren Eingangsleistungen verschoben.

Wie in Abb. 9.2 ist in Abb. 9.3 ersichtlich, dass das kleinste Tastverhältnis die besten Ergebnisse liefert. Die Verstärkerabstände bei Abb. 9.5 wurden nochmals erhöht, die Länge der SSMF pro Segment betrug hier $L_{SSMF}=80\text{ km}$. Das Rauschen wird nun durch die noch größeren Verstärkerabstände und damit der notwendigen hohen Verstärkungen pro Faserverstärker noch weiter erhöht. Bei Leistungen von $P_{ave} \leq 3\text{ dBm}$ wird allein durch das Rauschen ein EO-Penalty von 1 dB erreicht. Berücksichtigt man die Nichtlinearitäten mit, so verschlechtern sich die Werte ab einer Leistung von $P_{ave}=6\text{ dBm}$ drastisch, wobei der Anstieg des EO-Penaltys zu größeren Werten bei höheren Leistungen nicht so steil ist, wie bei den vorherigen Verstärkerabständen. Wiederum hat sich das Optimum der Eingangsleistung zu größeren Werten verschoben.

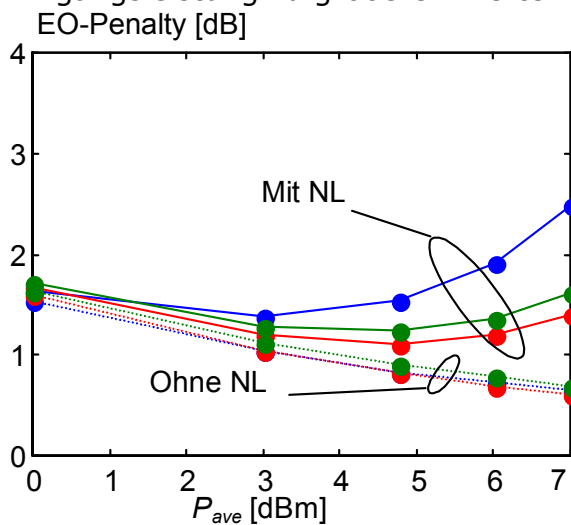


Abb. 9.5 : EO-Penalty über der mittleren Leistung P_{ave} bei Tastverhältnissen $\tau=0,5$ (blau), $\tau=0,25$ (grün), $\tau=0,2$ (rot); ($L_{SSMF}=80\text{ km}$)

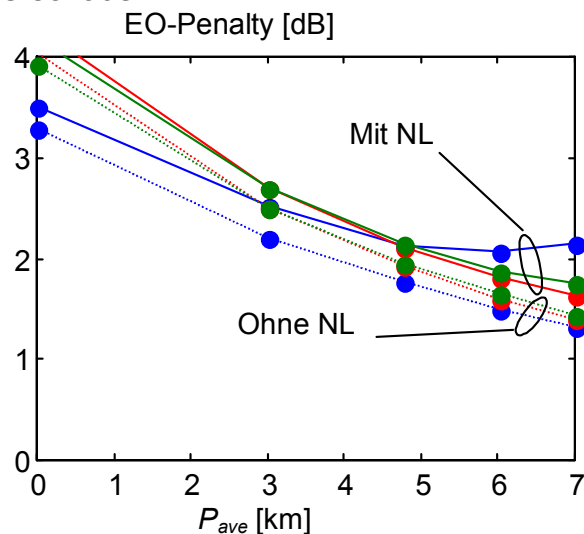


Abb. 9.6 : EO-Penalty über der mittleren Leistung P_{ave} bei Tastverhältnissen $\tau=0,5$ (blau), $\tau=0,25$ (grün), $\tau=0,2$ (rot); ($L_{SSMF}=100\text{ km}$)

Auch hier sind nur geringe, und damit vernachlässigbare, Unterschiede des Rauscheinflusses auf die verschiedenen Tastverhältnisse zu beobachten. Nur der Einfluss der Nichtlinearitäten (NL) ist bei Vergrößerung des Tastverhältnisses wachsend. Bei einer SSMF-Länge von $L_{SSMF}=100\text{ km}$ zeigt sich ein etwas anderes Bild (Abb. 9.6). Wie erwartet, nimmt das Rauschen durch die erhöhten Verstärkerabstände zu. Hier sind die Verzerrungen so groß, dass bei einer mittleren optischen Leistung von unter 4 dBm schon allein durch das Rauschen ein EO-Penalty von über 2 dB erreicht wird.

Zwar sind die Verzerrungen durch Nichtlinearitäten bei diesen Verstärkerabständen aufgrund der kleineren effektiv wirksamen nichtlinearen Länge L_{eff} weiter gesunken, jedoch sind im Vergleich zu den kleineren Verstärkerabständen schon bei kleinen Abweichungen von 1 dB von der optimalen Eingangsleistung schon deutliche Verzerrungen durch Rauschen und/oder Nichtlinearitäten zu beobachten, während bei kleineren Verstärkerabständen Abweichungen von bis zu 4 dB von der optimalen Eingangsleistung tolerierbar waren. Bei den kürzeren Tastverhältnissen kommt es aufgrund des breiteren Spektrums zu einer schnelleren Pulsverbreiterung,

wodurch der Einfluss des Rauschens bei kleinen Leistungen größer ist und damit die Ergebnisse verschlechtert.

Wie bei allen Verstärkerabständen auch, zeigt sich, dass mit dem kleinsten Tastverhältnis die besten Resultate zu erreichen sind, weil hier die durch die Nichtlinearitäten (Abb. 9.7) verursachten Zeitjitter und Schwankungen der Pulsspitzenleistung am kleinsten sind.

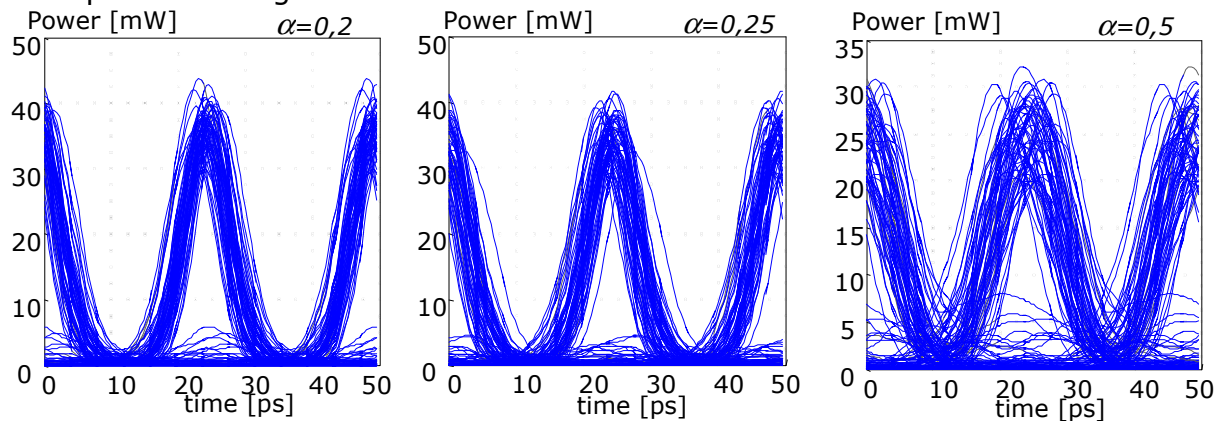


Abb. 9.7 : Augendiagramm bei Übertragung mit $L_{SSMF}=100$ km beim Tastverhältnis $\tau=0,2$ (links), $\tau=0,25$ (mitte), $\tau=0,5$ (rechts); ($P_{ave}=8,45$ dBm)

9.2 160 Gbit

Zur besseren Anschaulichkeit sind zunächst in Abb. 9.8 die verschiedenen Pulsbreiten bei einer mittleren optischen Leistung von $P_{ave}=5$ mW dargestellt. Die Pulsspitzenleistung beträgt ca. 17 dBm bei $\tau=0,2$, 16 dBm bei $\tau=0,25$ und 13 dBm bei $\tau=0,5$.

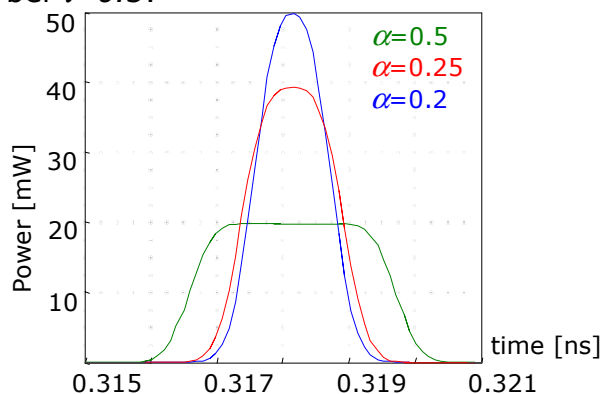


Abb. 9.8 : Oszilloskopbild der Tastverhältnisse $\tau=0,2$ (blau), $\tau=0,25$ (rot), $\tau=0,5$ (grün) bei einer mittleren optischen Leistung von $P_{ave}=5$ mW (Bitrate=160 Gbit/s)

Es ergeben sich Pulsbreiten von 3,125 ps ($\tau=0,5$), 1,56 ps ($\tau=0,25$) und 1,25 ps ($\tau=0,2$). Wie bei 40 Gbit/s (siehe Abschnitt 9.1) wurde auch bei 160 Gbit/s der Einfluss der drei Tastverhältnisse bei verschiedenen Verstärkerabständen untersucht. Die sich dabei ergebenden Längen der SSMF pro Segment waren 50 km, 66.7 km und 80 km. In Abb. 9.9 zeigt sich, wie bei 40 Gbit/s, dass der Einfluss der Nichtlinearitäten bei dem kleinsten Tastverhältnis am geringsten ist. Aufgrund des größeren Rauschens verschiebt sich das Optimum der einzukoppelnden Leistung in den Lichtwellenleiter zu größeren Werten und verringert damit auch den Spielraum zur Variierung der mittleren optischen Leistung. Ein Unterschied der Auswirkungen des Rauschens auf die

verschiedenen Tastverhältnisse ist noch nicht festzustellen, da der Einfluss des Rauschens bei diesem Verstärkerabstand von $L_{SSMF}=50\text{ km}$ dafür noch zu klein ist.

Bei Erhöhung des Verstärkerabstandes von $L_{SSMF}=50\text{ km}$ auf $L_{SSMF}=66,7\text{ km}$ ist im Fall der Vernachlässigung von Nichtlinearitäten (Abb. 9.10) eine deutliche Verschlechterung des EO-Penaltys in dem untersuchten Leistungsbereich zu erkennen. Dabei sind auch leichte Unterschiede zwischen dem Tastverhältnis $\tau=0,5$ und den Tastverhältnissen $\tau=0,25$ und $\tau=0,2$ zu erkennen.

Bei kleinen Leistungen machen sich die Nichtlinearitäten noch nicht so bemerkbar. Bei weiterer Erhöhung der Eingangsleistung werden die Nichtlinearitäten jedoch stärker und führen zu Pulsverzerrungen. Zwar sieht man, dass bei kleinen optischen Leistungen mit hohen Tastverhältnissen bessere Werte erreicht werden können aufgrund der niedrigeren Rauschbeeinflussung, jedoch ist bei etwas größeren Leistungen rechts vom Minimum des EO-Penaltys zu erkennen, dass bei den höheren Tastverhältnissen eine größere Verzerrung durch Nichtlinearitäten hervorgerufen wird als bei kleinen Tastverhältnissen.

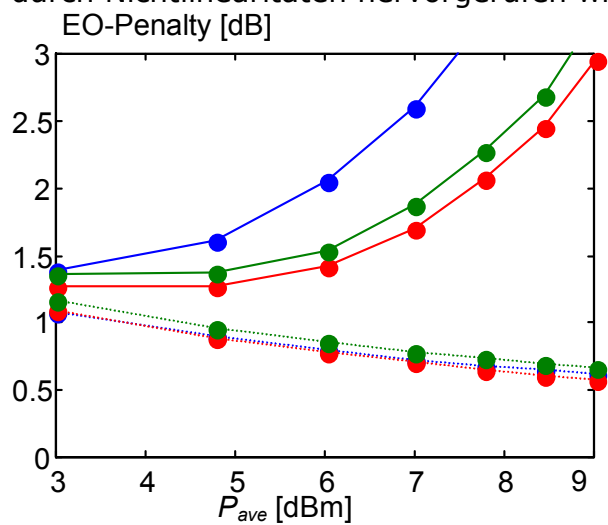


Abb. 9.9 : EO-Penalty über der mittleren Leistung P_{ave} bei Tastverhältnissen $\tau=0,5$ (blau), $\tau=0,25$ (grün), $\tau=0,2$ (rot); ($L_{SSMF} = 50\text{ km}$)

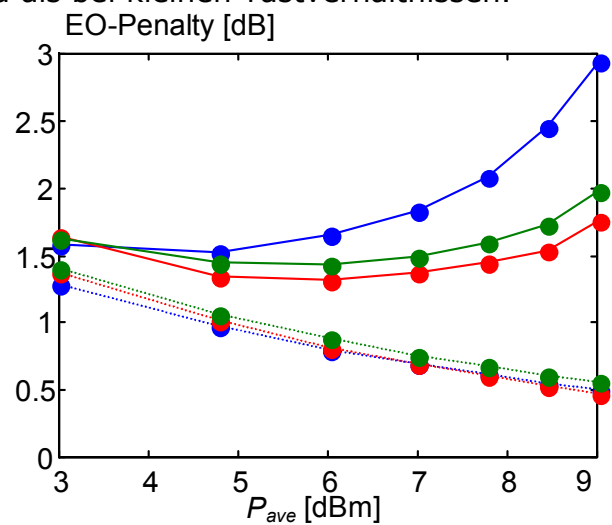


Abb. 9.10 : EO-Penalty über der mittleren Leistung P_{ave} bei Tastverhältnissen $\tau=0,5$ (blau), $\tau=0,25$ (grün), $\tau=0,2$ (rot); ($L_{SSMF} = 66,7\text{ km}$)

Während der Einfluss des Rauschens in Abb. 9.10 im Vergleich zu Abb. 9.9 zugenommen hat, wird der Einfluss der Nichtlinearitäten mit höherem Verstärkerabstand kleiner. Die Nichtlinearitäten äußern sich, wie in Abb. 9.11 zu erkennen ist, durch Pulsamplitudenschwankungen und erhöhtem Zeitjitter, während sich das Rauschen bei der Leistung von $P_{ave}=9\text{ dBm}$ nur noch leicht bemerkbar macht (Abb. 9.11 links).

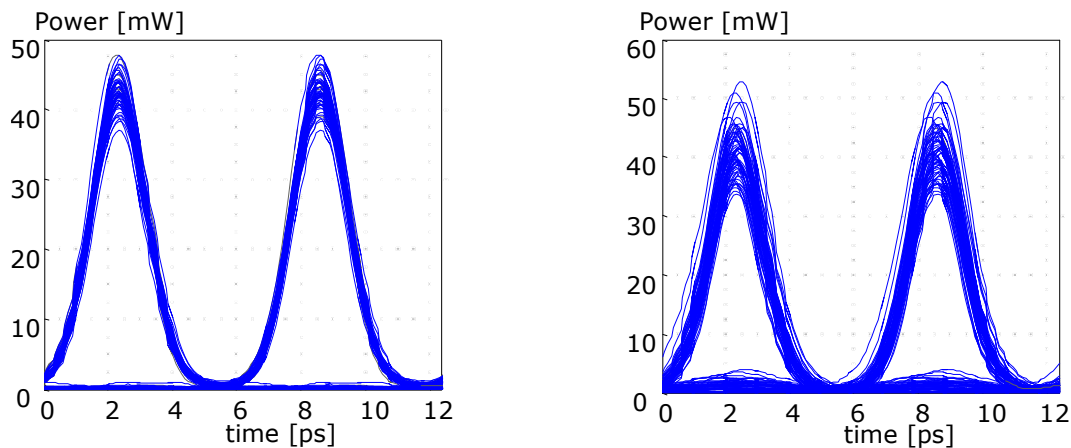


Abb. 9.11 : Augendiagramm einmal ohne (links) und einmal mit Nichtlinearitäten (rechts) ($P_{ave}=9 \text{ dBm}$, $L_{SSMF}=66,7 \text{ km}$, $\tau=0,2$)

Wird die SSMF-Länge pro Segment auf $L_{SSMF} = 80 \text{ km}$ (Abb. 9.12) eingestellt, so ist wieder ein Anstieg des Rauschens festzustellen, während der Einfluss der Nichtlinearitäten geringer geworden ist. Aufgrund der kleineren Rauschbeeinflussung erzielt das größte Tastverhältnis bei den kleinen Eingangsleistungen bessere Ergebnisse. Jedoch wirken sich die Nichtlinearitäten bei weiterem Erhöhen der Eingangsleistung besonders auf die hohen Tastverhältnisse schlecht aus.

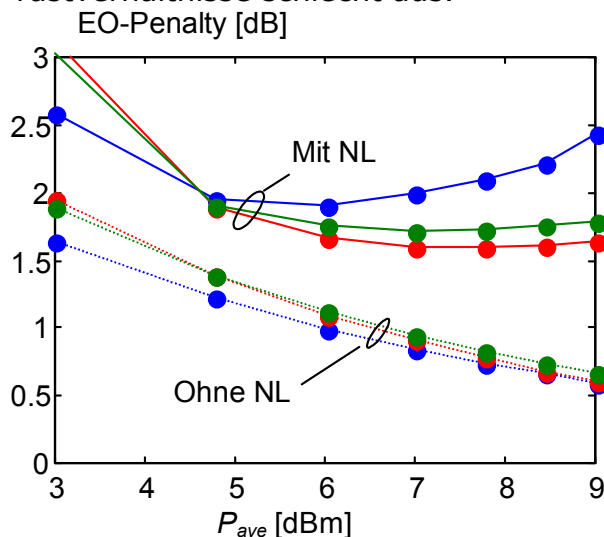


Abb. 9.12 : EO-Penalty über der mittleren Leistung P_{ave} bei Tastverhältnissen $\tau=0,5$ (blau), $\tau=0,25$ (grün), $\tau=0,2$ (rot); ($L_{SSMF} = 80 \text{ km}$)

Daher werden in den folgenden Untersuchungen Pulse mit einem Tastverhältnis von $\tau=0,2$ verwendet. Dieses Tastverhältnis entspricht auch gerade dem in [19] verwendeten Tastverhältnis.

10. Untersuchung: Vergleich des idealen Verstärkermodells mit dem BlackBox-Modell bei Anordnung A

Der Schwerpunkt dieser Untersuchung liegt im Vergleich der Verstärkermodelle, das ist zum einen das ideale Verstärkermodell und zum anderen das BlackBox-Modell. Es sei nochmals erwähnt, dass das ideale Verstärkermodell einen wellenlängenunabhängigen und das BlackBox-Modell einen wellenlängenabhängigen Verstärkungsverlauf aufweist, wobei jedoch das BlackBox-Modell ein Worst-Case-Modell darstellt, da eine große Wellenlängenabhängigkeit der Verstärkung besteht. So besitzt das BlackBox-Modell innerhalb einer Bandbreite von 35 nm eine Welligkeit der Verstärkung von ca. 8 dB (siehe auch Kapitel 4.1 oder Abb. 10.1), während die Welligkeit heutzutage erhältlicher EDFA's bei ca. 1 dB liegt. Daher wird der Verstärkungsverlauf des BlackBox-Modells entsprechend per Hand modifiziert (Parameter DynamicGain1 und DynamicGain2). Dieses nun neu entstandene Modell wird im folgenden als typisches EDFA-Modell bezeichnet (siehe Abb. 10.1) und wird ebenfalls untersucht.

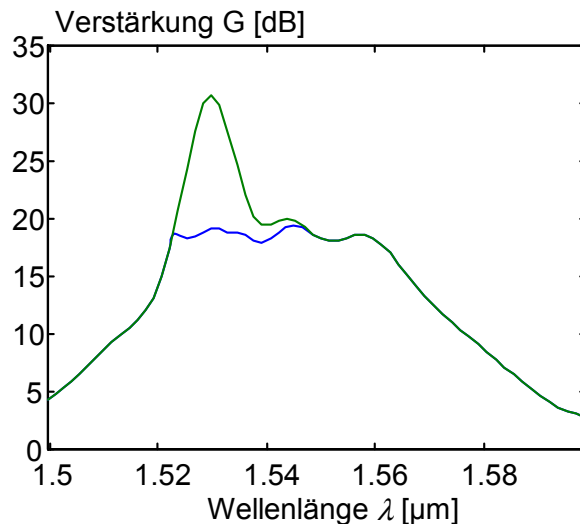


Abb. 10.1 : Im Vergleich: Typisches EDFA-Modell (blau, Welligkeit von ≤ 1 dB) und BlackBox-Verstärkermodell (grün)

Die prinzipielle Anordnung der "Bauelemente" eines Segments bei dieser Untersuchung fängt mit einer SSMF (Standard-Singlemodefaser) an, der SSMF folgt eine DCF (dispersionskompensierende Faser) zur Dispersionskompensation und danach ein optischer Verstärker zur Kompensation der Faserdämpfung und damit zur Anhebung des Leistungspegels auf den Pegel am Anfang der Übertragungsstrecke zurück. Diese Einstellung am Verstärker wird als power-controlled-Mode bezeichnet. Diese Anordnung wird im folgenden als Anordnung A bezeichnet. Als zusätzliches Bauelement wurden optische Filter in die Strecke eingesetzt. Die optischen Besselfilter dienen dabei der Begrenzung des Rauschens (siehe hierzu Kapitel 4), ihre optische 3dB-Bandbreite entsprach dabei dem 4-fachen der Bitrate in Hz. Die Filter wurden an verschiedenen Positionen innerhalb eines Segments eingesetzt. In den Abbildungen Abb. 10.2 bis Abb. 10.5 sind die verschiedenen Positionen dargestellt:

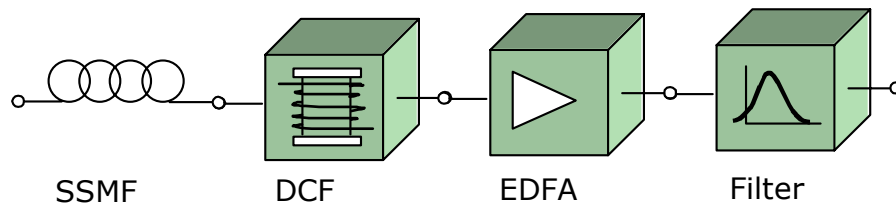


Abb. 10.2 : Anordnung A mit Filter hinter dem Verstärker

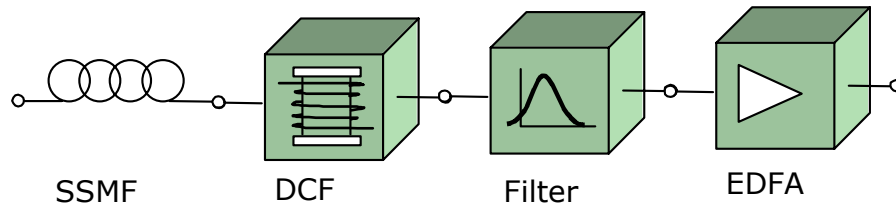


Abb. 10.3 : Anordnung A mit Filter vor dem Verstärker

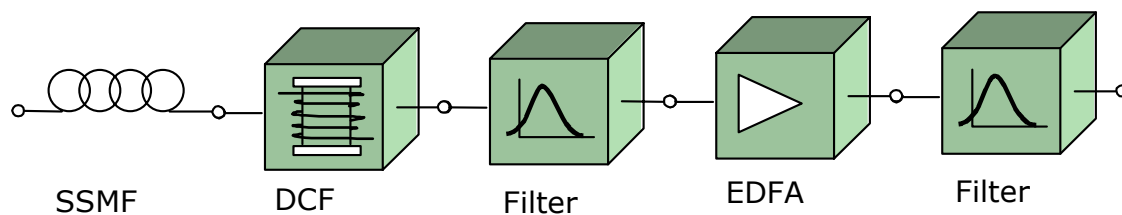


Abb. 10.4 : Anordnung A mit einem Filter vor und einem Filter nach dem Verstärker

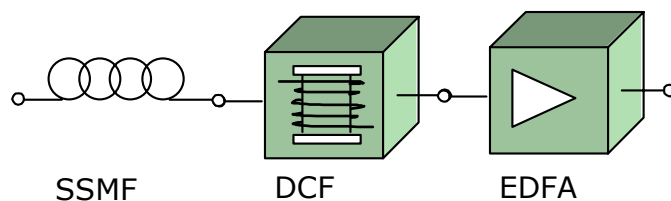


Abb. 10.5 : Anordnung A mit Filter nur vor dem Empfänger

Bei allen Anordnungen (Abb. 10.2 bis Abb. 10.5) werden die Verstärker so eingestellt, dass die Leistung direkt nach dem Verstärker der Leistung am Anfang der Übertragungsstrecke entspricht. Zu dem Aufbau nach Abb. 10.5 sei noch gesagt, dass hier innerhalb der Übertragungsstrecke kein Filter vorhanden ist. Es ist lediglich ein zum Empfänger gehörendes optisches Filter nach dem letzten Segment (d.h. vor dem Empfänger, siehe Kapitel 5) platziert. Die Dispersion bei diesen Aufbauten wurde vollkommen kompensiert. Es wurde mit einem RZ-Puls mit dem Tastverhältnis $\tau=0.2$ simuliert (siehe dazu auch Kapitel 9). Die mittlere optische Leistung zur Einkopplung in die Glasfaser wurde variiert. Es wurden Leistungen von 0,48 dBm, 2,7 dBm und 5,7 dBm verwendet. Die Rauschzahl der Verstärker wurde zu $F_{OA}=4$ dB angenommen. Die Verstärkung der EDFA's wurde so eingestellt, dass gleich hinter dem Verstärker die mittlere optische Leistung genau der mittleren optischen Leistung am Anfang der Übertragungsstrecke entspricht.

10.1 40 Gbit

Zusätzlich zur Veränderung der Leistungen wurden auch die Verstärkerabstände variiert. Beginnend mit dem Aufbau nach Abb. 10.3 sind in Abb. 10.6 die erzielten EO-Penaltys vom idealen Verstärkermodell und vom BlackBox-Modell dargestellt. Die EO-Penaltys sind hier über der Länge der SSMF L_{SSMF} pro

Segment dargestellt, wobei die Gesamtlänge der SSMF 500 km betrug. Da die Dispersion vollständig kompensiert wurde, ergab sich für die Länge der DCF $L_{DCF}=(16/90) \cdot L_{SSMF}$ mit den im Kapitel 7 verwendeten Werten für die Dispersionsparameter. Damit beträgt die Gesamtlänge aus SSMF und DCF 589 km. Die optische 3dB-Bandbreite der optischen Besselfilter wurde zu 160 GHz angenommen. Die Simulationsbandbreite betrug hier 2,56 THz. Alle anderen Parameter sind aus den Tabellen im Kapitel 7 zu entnehmen.

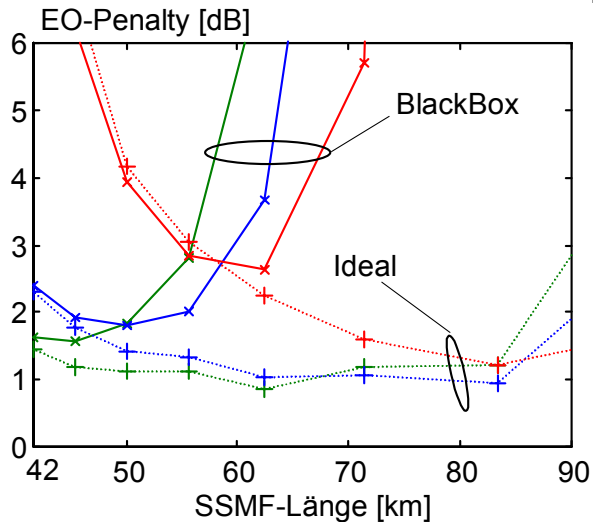


Abb. 10.6 : EO-Penalty in Abhängigkeit der SSMF-Länge pro Segment, Anordnung nach Abb. 10.3, Leistungen: 0,48 dBm (grün), 2,7 dBm (blau) und 5,7 dBm (rot), $F_{OA}=4$ dB

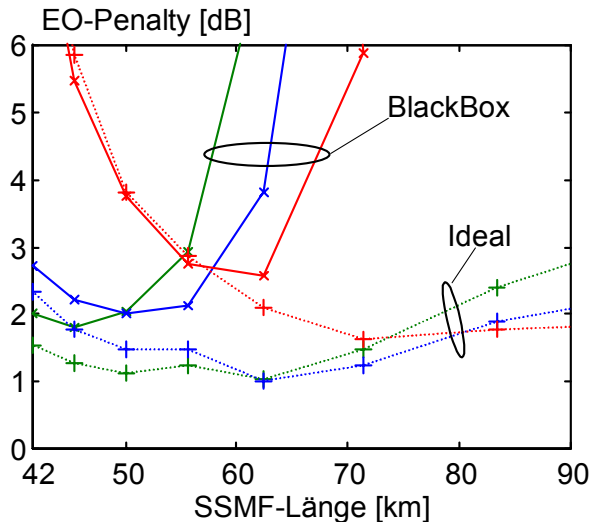


Abb. 10.7 : EO-Penalty in Abhängigkeit der SSMF-Länge pro Segment, Anordnung nach Abb. 10.2, Leistungen: 0,48 dBm (grün), 2,7 dBm (blau) und 5,7 dBm (rot), $F_{OA}=4$ dB

Wie in den Abb. 10.6 und Abb. 10.7 zu erkennen ist, zeigen die beiden Verstärkermodelle unterschiedliches Verhalten. Während bei dem BlackBox-Modell die Verschlechterung der EO-Penaltys schon bei kleinen SSMF-Längen eintritt, kommt es bei dem idealen Verstärkermodell erst ab ca. $L_{SSMF}=80$ km zu einer Verschlechterung. Bei hohen SSMF-Längen oder Verstärkerabständen wird der Puls stärker gedämpft, wodurch die am Eingang des Verstärkers anliegende Leistung geringer wird. Da am Verstärkerausgang wieder der selbe Leistungspegel wie beim Einkoppeln in die Faser erreicht werden soll, ist eine höhere Verstärkung notwendig. Eine höhere Verstärkung bedeutet jedoch gleichzeitig ein höheres ASE-Rauschen, welches vom Verstärker dem Signal beigefügt wird (siehe dazu auch Kapitel 4 Gleichung (4.2)). Dazu kommt es zunächst zu einem schlechteren Ergebnis. Was sich weiterhin schlecht auswirkt ist jedoch, dass im Gegensatz zum idealen Verstärker beim BlackBox-Modell eine wellenlängenabhängige Verstärkung vorliegt. Das ehemals weiße Rauschen wird daher wellenlängenabhängig verstärkt und damit wird dem Rauschen der Verstärkungsverlauf des EDFA aufgeprägt, wobei bei einer Wellenlänge von 1530 nm oder 196,1 THz ein Peak entsteht (siehe dazu auch Abschnitt 10.4). Durch die Hintereinanderschaltung der Verstärker wird das Rauschen weiter wellenlängenabhängig verstärkt, wobei der Peak bei der vorhin genannten Wellenlänge immer höher wird. Dieser als Gain-Peaking bekannte Effekt wirkt sich deutlich auf das Datensignal aus und verschlechtert das Resultat erheblich. Lediglich bei einer hohen Leistung von 5,7 dBm zeigen beide Verstärkermodelle in Abb. 10.6 und Abb. 10.7 annähernd das gleiche Verhalten, weil hier die notwendigen Verstärkungen nicht so hoch sind und damit der Einfluss des Rauschens geringer ist. Bei kleinen Verstärkerabständen nehmen die

Nichtlinearitäten zu, weil die effektiv wirksame nichtlineare Länge L_{eff} mit abnehmendem Verstärkerabstand zunimmt. Dispersionseffekte führen zu weiteren Verzerrungen, da die Pulsbreiten relativ klein sind und die lokale Dispersion in der Faser recht hoch ist. Es ergibt sich eine Dispersionslänge von $L_D=1,25$ km (siehe dazu Kapitel 3.2.5) und eine Nichtlinearitätslänge von größer als $L_{NL}=20$ km (mit $P_0=37$ mW, siehe dazu Kapitel 3.2.5), woraus eindeutig zu sehen ist, dass die Verzerrungen vor allem durch die Dispersion und erst in zweiter Linie durch die Interaktion von Dispersion und Nichtlinearitäten verursacht werden. Für die Berechnung der Dispersionslänge wurde, wie in [2] gezeigt, statt der halben 1/e-Breite des Pulses die Halbwertsbreite des Pulses verwendet (siehe dazu auch Kapitel 3.2.5). Die Verzerrungen durch die Nichtlinearitäten machen sich besonders bei kurzen Verstärkerabständen bemerkbar.

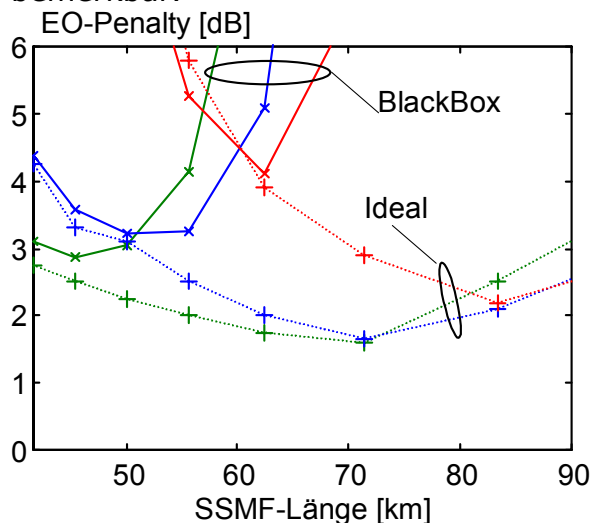


Abb. 10.8 : EO-Penalty in Abhängigkeit der SSMF-Länge pro Segment, Anordnung nach Abb. 10.4, Leistungen: 0,48 dBm (grün), 2,7 dBm (blau) und 5,7 dBm (rot), $F_{OA}=4$ dB

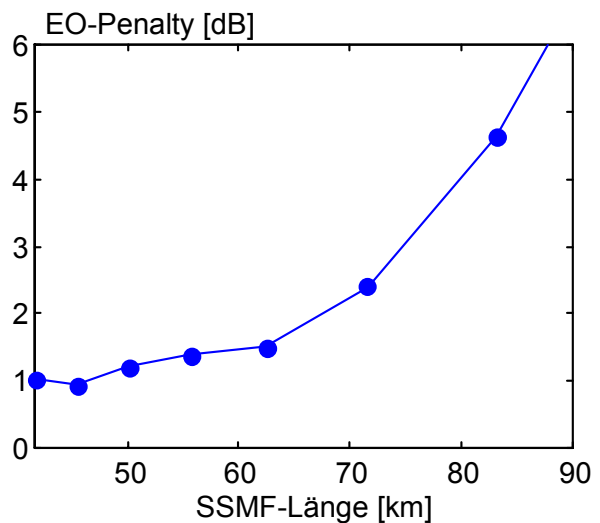


Abb. 10.9 : EO-Penalty beim idealen Verstärkermodell in Abhängigkeit der SSMF-Länge pro Segment bei Anordnung eines optischen Filters nur vor dem Empfänger ($P=0,48$ dBm), $F_{OA}=4$ dB

Setzt man einen Bandpass sowohl vor als auch nach dem Verstärker (Abb. 10.4), so kommt es zu einer Überfilterung durch die optischen Filter (siehe auch Kapitel 4) und das Resultat ist, dass das EO-Penalty immer um mindestens 1 dB (vergleiche dazu Abb. 10.8 mit Abb. 10.6 und Abb. 10.7) schlechter ist als in den Anordnungen nach Abb. 10.2 und Abb. 10.3. Interessant an der Anordnung des Filters nach Abb. 10.5 ist, dass bei sehr kleinen SSMF-Längen von $L_{SSMF}=40$ km beim idealen Verstärkermodell die besten Resultate erreicht wurden, weil hier der Einfluss des Rauschens sehr klein ist. Und ohne die optischen Filter innerhalb der Übertragungsstrecke treten bei dieser Anordnung auch keinerlei Überfilterungseffekte auf. Jedoch werden die EO-Penaltys bei Vergrößern der Verstärkerabstände (siehe Abb. 10.9) deutlich größer, weil der Einfluss des Rauschens sehr schnell steigt aufgrund der fehlenden Filter in der Übertragungsstrecke.

Es zeigt sich also, dass Filter bei höheren Verstärkerabständen notwendig werden. Zusätzlich sei hier erwähnt, dass diese guten Ergebnisse in Abb. 10.9 bei kleinen Verstärkerabständen nur beim idealen Verstärkermodell erzielt worden sind. Die EO-Penaltys bei Verwendung des BlackBox-Modells waren aufgrund des Gain-Peakings, unabhängig vom Verstärkerabstand, wesentlich größer als 6 dB und daher nicht zu verwerten.

Wie bereits oben berichtet, wirkt sich die Wellenlängenabhängigkeit besonders durch das breitbandige Rauschen schlecht auf die Resultate aus. Interessanter ist allerdings, ob das Spektrum des eigentlichen Signals schon so breitbandig ist, dass es dadurch schon zu einer Beeinflussung durch die Wellenlängenabhängigkeit kommt. Um dies zu überprüfen wurde die Anordnung nach Abb. 10.3 einmal ohne Rauschen (Abb. 10.10) und einmal mit Rauschen (Abb. 10.11) simuliert. Die mittlere optische Leistung P_{ave} wurde auf $P_{ave}=0\text{dBm}$ eingestellt. Dabei wurden die Nichtlinearitäten bei den Ergebnissen in Abb. 10.10 und Abb. 10.11 nicht berücksichtigt.

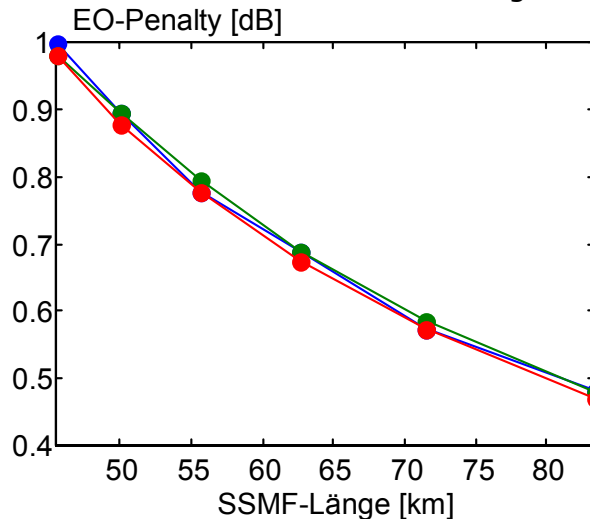


Abb. 10.10 : EO-Penalty in Abhängigkeit von der SSMF-Länge pro Segment, Segmentaufbau nach Abb. 10.3, ohne Rauschen und ohne Nichtlinearitäten (NL), $P_{ave}=0\text{ dBm}$, ideales EDFA-Modell (rot), typisches EDFA-Modell (blau), Worst-Case-BlackBox-Modell (grün)

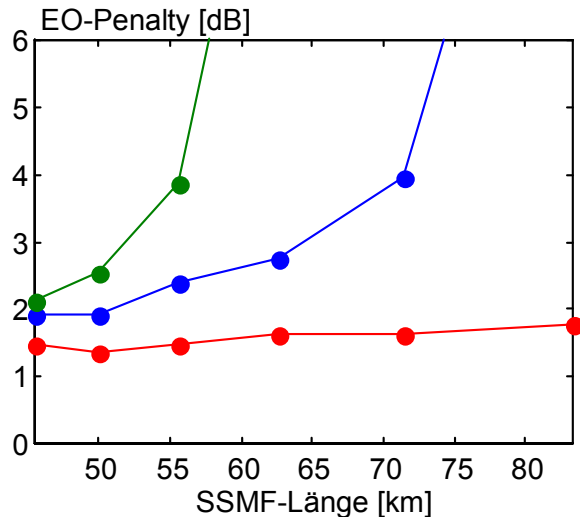


Abb. 10.11 : EO-Penalty in Abhängigkeit von der SSMF-Länge pro Segment, Segmentaufbau nach Abb. 10.3, mit Rauschen und ohne Nichtlinearitäten (NL), $P_{ave}=0\text{ dBm}$, ideales EDFA-Modell (rot), typisches EDFA-Modell (blau), Worst-Case-BlackBox-Modell (grün)

Durch das breitbandige Rauschen sind eindeutig Unterschiede zwischen dem Worst-Case-BlackBox-Modell, dem idealen Modell aber auch dem typischen EDFA-Modell zu erkennen. Schaltet man das Rauschen jedoch ab, so wirkt sich die Wellenlängenabhängigkeit der Verstärkung bei der Bitrate von 40 Gbit/s auf das Signalspektrum nicht aus, wie in Abb. 10.10 deutlich wird. Zwischen den verschiedenen Modellen ist kein Unterschied festzustellen. Der Anstieg des EO-Penalty zu kürzeren SSMF-Längen wird durch die wachsende Anzahl der Segmente und damit auch der wachsenden Anzahl der optischen Filter verursacht, da diese zu einer Überfilterung führen und das Signalspektrum ausfiltern. Jedoch sind diese Filter wie weiter oben berichtet nötig, um den Einfluss des Rauschens zu reduzieren. Eine Möglichkeit, diese Überfilterung zu verhindern, ist die Vergrößerung der optischen 3dB-Bandbreite der Filter. In Abb. 10.12 ist das EO-Penalty für verschiedene Filterordnungen über der Filterbandbreite dargestellt. Es zeigt sich, dass es bei kleinen Bandbreiten zu einer Überfilterung kommt und dies zu einer Verschlechterung des EO-Penalty führt. Vergleicht man die verschiedenen Filterordnungen (3., 10., 20. Filterordnung) miteinander, so sind keine großen Unterschiede festzustellen. Es können daher niedrige Filterordnungen verwendet werden.

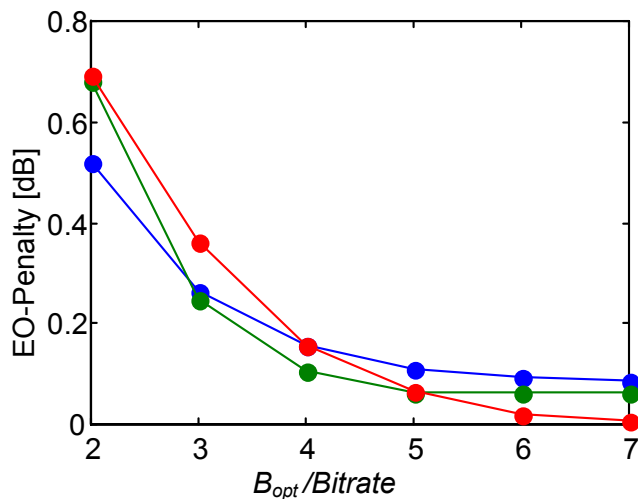


Abb. 10.12 : EO-Penalty über der optischen 3dB-Bandbreite der Filter bezogen auf die Bitrate von 40 Gbit/s, Filterordnung=3 (blau), Filterordnung=10 (grün), Filterordnung=20 (rot); ($L_{SSMF}=62,5 \text{ km}$, ohne Nichtlinearitäten)

Bei Verwendung eines Filters mit einer Bandbreite, die dem 4-fachen der Bitrate entspricht, kommt es schon zu einer leichten Überfilterung. Es ist daher sinnvoll, eine höhere Bandbreite zu wählen. Eine zu hohe Erhöhung der Filterbandbreite wiederum, das sei hier erwähnt, führt besonders bei hohen Verstärkerabständen und hohem Rauscheinfluss zu einer Verschlechterung des EO-Penalty.

10.1.1 Maximal überbrückbare Dämpfung

Für die Anordnung nach Abb. 10.3 ist in Abb. 10.13 die maximal überbrückbare Dämpfung und damit die erreichbare Gesamtfaserlänge aus Standard-Singlemodefaser (SSMF) und dispersionskompensierender Faser (DCF) für ein EO-Penalty von 1 dB in Abhängigkeit von der zeitlich gemittelten optischen Leistung P_{ave} für verschiedene Verstärkerabstände dargestellt. Es wurde dabei das ideale Verstärkermodell verwendet. Die Rauschzahl der Verstärker wurde auf $F_{OA} = 4 \text{ dB}$ eingestellt. Bei hohen Verstärkerabständen ist eine deutliche Begrenzung durch Rauschen zu erkennen. Mit steigender Leistung nimmt aber auch der Einfluss durch die Nichtlinearitäten zu und wirkt sich besonders stark auf Systeme mit kurzen Verstärkerabständen aus.

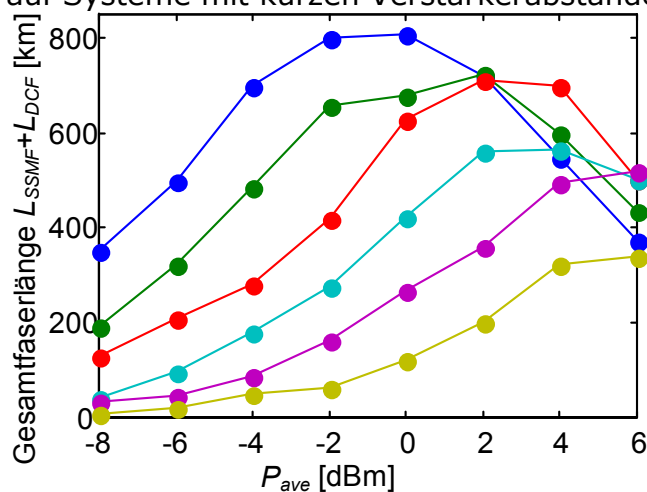


Abb. 10.13 : Gesamtfaserlänge für ein EO-Penalty von 1 dB in Abhängigkeit der mittleren optischen Leistung P_{ave} für verschiedene Verstärkerabstände [$L_{OA}=59 \text{ km}$ (blau),

$L_{OA}=71$ km (grün), $L_{OA}=82$ km (rot), $L_{OA}=94$ km (türkis),
 $L_{OA}=106$ km lila, $L_{OA}=118$ km (gelb)], $F_{OA}=4$ dB

10.2 80 Gbit

Wie bei 40 Gbit/s sind in den folgenden Abbildungen nur die Resultate für die in die Faser eingekoppelten optischen Leistungen von 0,48 dBm, 2,7 dBm und 5,7 dBm dargestellt. Die Bandbreite der Filter wurde zu 320 GHz angenommen. Die Simulationsbandbreite betrug 5,12 THz. Die Rauschzahl der Verstärker wurde auf $F_{OA}=4$ dB eingestellt.

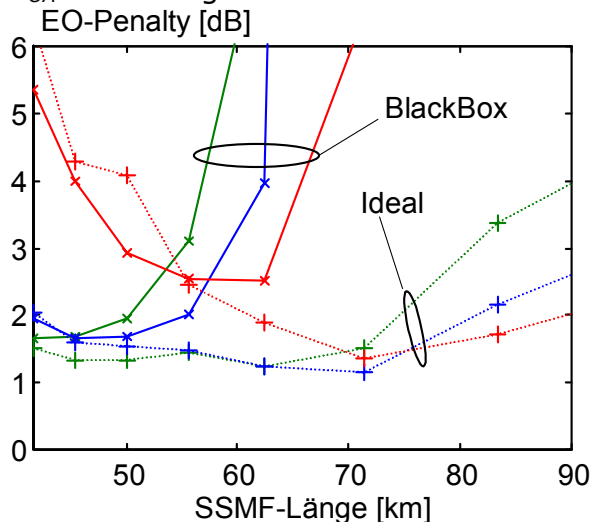


Abb. 10.14 : EO-Penalty in Abhängigkeit der SSMF-Länge pro Segment, Anordnung nach Abb. 10.3, Leistungen: 0,48 dBm(grün), 2,7 dBm (blau) und 5,7 dBm(rot), $F_{OA}=4$ dB

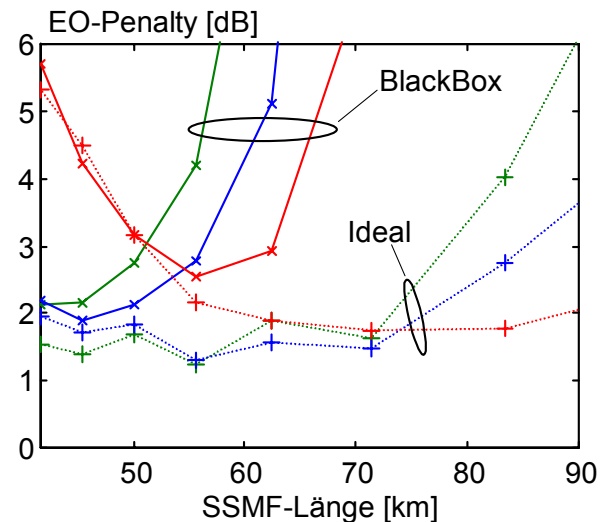


Abb. 10.15 : EO-Penalty in Abhängigkeit der SSMF-Länge pro Segment, Anordnung nach Abb. 10.2, Leistungen 0,48 dBm(grün), 2,7 dBm (blau) und 5,7 dBm(rot), $F_{OA}=4$ dB

Prinzipiell zeigt sich der gleiche Verlauf wie bei einer Bitrate von 40 Gbit/s. Deutlich zu erkennen ist wieder, dass es deutliche Unterschiede der Resultate zwischen dem BlackBox-Modell und dem idealen Verstärkermodell gibt. Nur bei einer hohen mittleren optischen Leistung von $P_{ave}=5,7$ dBm zeigt sich bis ca. einer SSMF-Länge von 55 km das gleiche Verhalten. Bei einer Anordnung der Filter nach Abb. 10.4 ergibt sich generell ein um ca. 1dB schlechteres EO-Penalty (siehe Abb. 10.16) aufgrund der im Kapitel 4 beschriebenen Überfilterung durch die optischen Filter. Beim Entfernen der optischen Filter in den Segmenten und Platzierung eines einzelnen optischen Filters nur vor dem Empfänger zeigt sich ein ähnlicher Verlauf wie bei 40 Gbit/s. Während bei kleinen SSMF-Längen der Einfluss des Rauschens noch klein ist und die durch Hintereinanderschaltung vieler optischer Filter auftretende optische Überfilterung vermieden wird und dadurch beste Resultate erzielt werden, steigt jedoch bei Erhöhen der SSMF-Länge das Rauschen drastisch an (siehe Abb. 10.17).

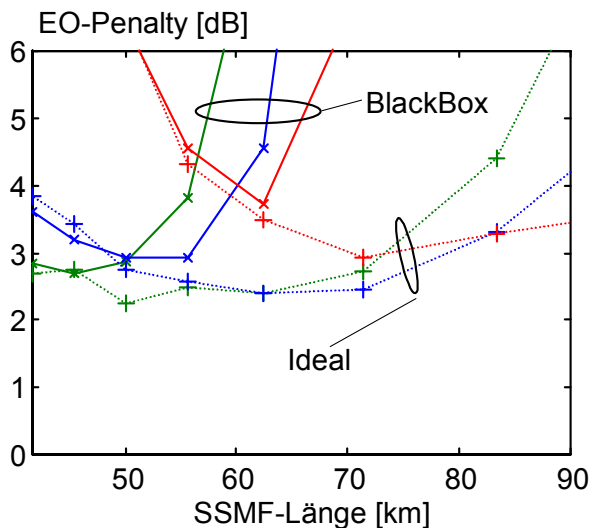


Abb. 10.16 : EO-Penalty in Abhängigkeit der SSMF-Länge pro Segment, Anordnung nach Abb. 10.4, Leistungen: 0,48 dBm (grün), 2,7 dBm (blau) und 5,7 dBm (rot), $F_{OA}=4$ dB

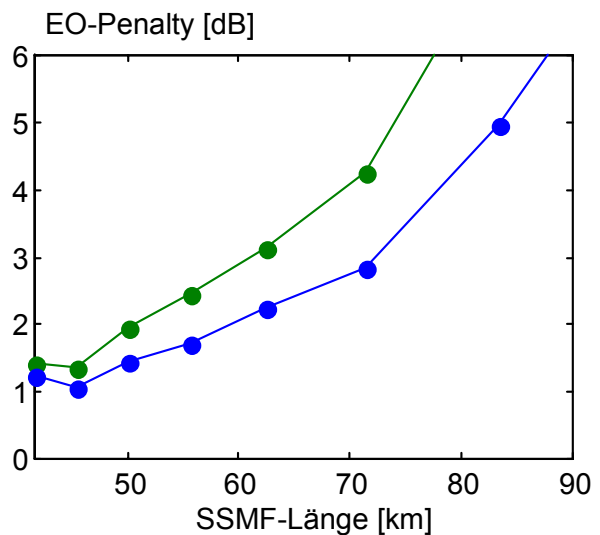


Abb. 10.17 : EO-Penalty beim idealen Verstärkermodell in Abhängigkeit der SSMF-Länge pro Segment, Anordnung nach Abb. 10.5, Leistungen: 0,48 dB (grün) und 2,7 dB (blau), $F_{OA}=4$ dB

In Abb. 10.17 sind nur die EO-Penaltys bei mittleren optischen Leistungen von $P_{ave}=0,48$ dBm und $P_{ave}=2,7$ dBm für das ideale Verstärkermodell dargestellt. Beim BlackBox-Modell ergaben sich EO-Penaltys aufgrund der wellenlängenabhängigen Verstärkung und des daraus folgenden Gain-Peakings von sehr viel größer als 6 dB. Daher wurde hier auf eine Darstellung verzichtet.

10.3 160 Gbit

Bei 160 Gbit/s sind aufgrund der größeren Bandbreite des Signals beim BlackBox-Verstärkermodell stärkere Verstärkungsschwankungen des Verstärkungsverlaufs zu erwarten. Es wurden wieder Simulationen mit dem in den Abb. 10.2 bis Abb. 10.5 dargestellten Segmentaufbauten durchgeführt. Die Simulationsbandbreite wurde dabei auf 10,24 THz eingestellt. Die 3dB-Bandbreite der optischen Filter wurde zu $B_{opt}=640$ GHz festgelegt. Die Rauschzahl der Verstärker wurde zu $F_{OA}=4$ dB angenommen. Es sind aufgrund der kleineren Dispersionslänge von $L_D=80$ m höhere Dispersionseinflüsse zu erwarten, wodurch die Pulsspitzenleistung stark abnimmt und die Nichtlinearitäten sich nicht so auswirken werden wie bei den in den Abschnitten 10.1 und 10.2 behandelten Übertragungsraten. Schaut man sich nun die Abb. 10.18 und Abb. 10.19 an, so ist hier auch zu erkennen, dass es wesentliche Unterschiede im Verlauf der EO-Penaltys des BlackBox-Modells und des idealen Verstärkermodells gibt. Während bei den kleineren Datenraten wenigstens bei hohen zeitlich gemittelten optischen Leistungen von $P_{ave}=5,7$ dBm bei kürzeren SSMF-Längen eine Übereinstimmung der EO-Penaltys gab, trifft das hier nicht mehr zu. Es ist aber festzuhalten, dass der Einfluss der Nichtlinearitäten bei kleineren SSMF-Längen geringer geworden ist als bei den geringeren Übertragungsraten. Das hängt damit zusammen, dass die Dispersionslänge sehr gering ist, wodurch es sehr schnell zu einer Pulsverbreiterung und einer Abnahme der Pulsspitzenleistung kommt und dadurch der Einfluss der Nichtlinearitäten verkleinert wird. Bei größeren Verstärkerabständen ist auch der Einfluss des Rauschens im Vergleich zu den kleineren Übertragungsraten wesentlich höher.

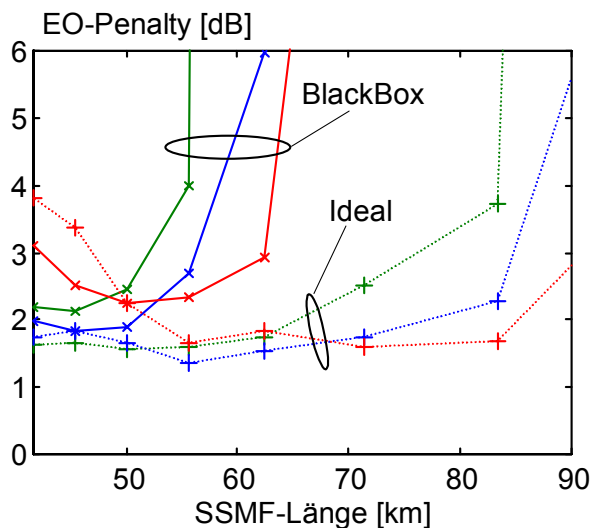


Abb. 10.18 : EO-Penalty in Abhängigkeit der SSMF-Länge pro Segment, Anordnung nach Abb. 10.3, Leistungen: 0,48 dBm (grün), 2,7 dBm (blau) und 5,7 dBm (rot), $F_{OA}=4$ dB

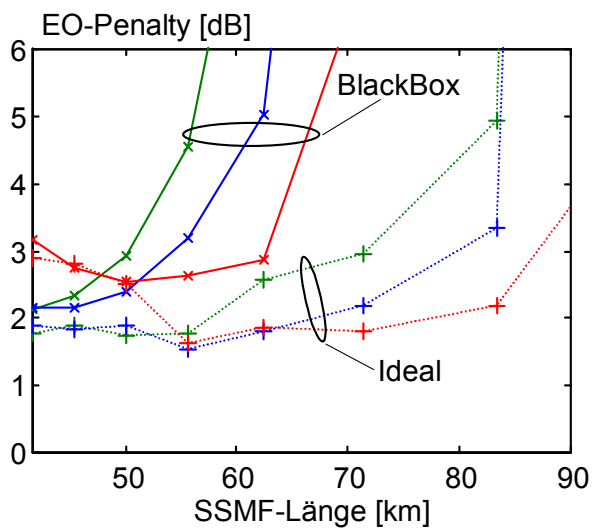


Abb. 10.19 : EO-Penalty in Abhängigkeit der SSMF-Länge pro Segment, Anordnung nach des Abb. 10.2, Leistungen: 0,48 dBm (grün), 2,7 dBm (blau) und 5,7 dBm (rot), $F_{OA}=4$ dB

Auch hier ist die Filterung des Signals nach dem Verstärker und damit der Verringerung der Eingangsleistung in das darauf folgende Segment mit zum Teil leicht schlechteren EO-Penaltys verbunden. Bei Anordnung eines Filters sowohl vor als auch nach dem Verstärker kommt es wieder zu einer Überfilterung durch die Filter und damit ergeben sich im allgemeinen um ca. 1 dB schlechtere EO-Penaltys als bei Einsatz eines einzelnen Filters nur vor oder nur nach dem Verstärker (Abb. 10.20).

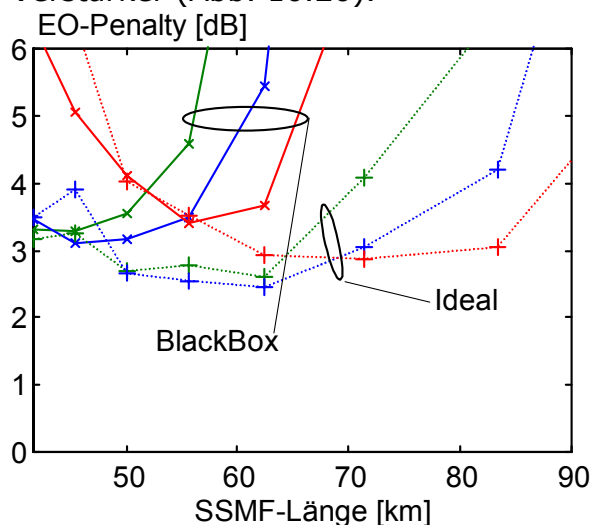


Abb. 10.20 : EO-Penalty in Abhängigkeit der SSMF-Länge pro Segment, Anordnung nach Abb. 10.4, Leistungen: 0,48 dBm (grün), 2,7 dBm (blau) und 5,7 dBm (rot), $F_{OA}=4$ dB

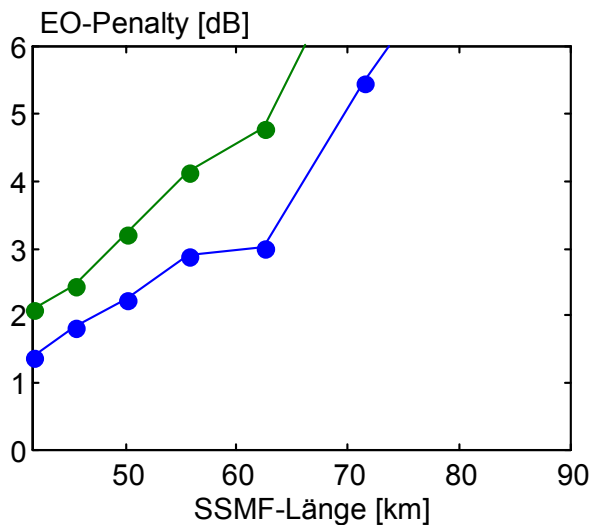


Abb. 10.21 : EO-Penalty in Abhängigkeit der SSMF-Länge pro Segment, Anordnung nach Abb. 10.5, Leistungen: 0,48 dBm (grün), 2,7 dBm (blau), $F_{OA}=4$ dB

Bei der Anordnung mit nur einem Filter vor dem Empfänger erhält man wieder das selbe Verhalten wie bei kleineren Bitraten. Während beim Einsatz des idealen Verstärkermodells bei kleinen SSMF-Längen pro Segment die besten Resultate erzielt wurden, aber bei größeren SSMF-Längen die EO-Penaltys drastisch zunehmen, sind bei Einsatz des BlackBox-Modells aufgrund der Wellenlängenabhängigkeit der Verstärkung keine EO-Penaltys unter 6 dB erreicht worden. Aufgrund dieser Ergebnisse (siehe Abb. 10.18 bis Abb. 10.21) kann

zusammenfassend gesagt werden, dass der Einsatz zweier Filter pro Segment zu einer Überfilterung führt, während bei Verwendung nur eines Filters vor dem Empfänger gute Resultate bei kurzen Verstärkerabständen erreicht worden sind, weil dort der Einfluss des Rauschens geringer war. Die besten Resultate wurden jedoch mit den beiden Anordnungen nach Abb. 10.2 (Filter nach Verstärker) und Abb. 10.3 (Filter vor Verstärker) erreicht. Daher werden in den folgenden Untersuchungen nur diese beiden Varianten simuliert. Es soll nun wieder untersucht werden, ob sich die Wellenlängenabhängigkeit der Verstärkung sich wieder nur durch das Rauschen, sondern auch schon durch das Signalspektrum dieser Bitrate von 160 Gbit/s bemerkbar macht. Dazu wurde wie bei 40 Gbit/s die Anordnung nach Abb. 10.3 einmal mit Rauschen (Abb. 10.22) und einmal ohne Rauschen (Abb. 10.23) simuliert. Die zeitlich gemittelte optische Leistung P_{ave} wurde wie bei auf $P_{ave}=0\text{ dBm}$ eingestellt, um auch die beiden Bitraten miteinander vergleichen zu können. Nichtlinearitäten (NL) wurden bei den beiden Simulationen nicht berücksichtigt.

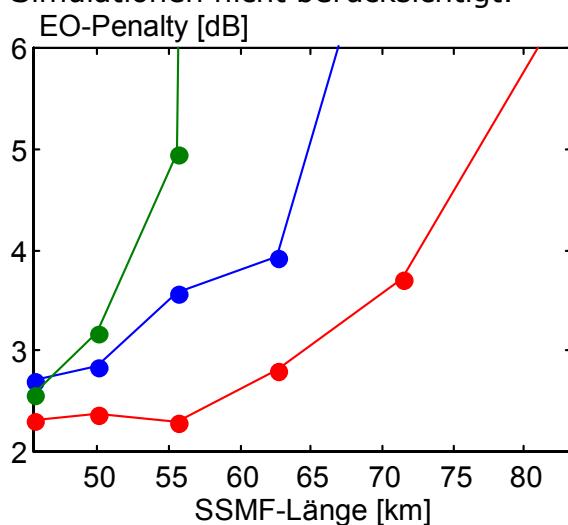


Abb. 10.22 : EO-Penalty in Abhängigkeit von der SSMF-Länge pro Segment, Segmentaufbau nach Abb. 10.3, mit Rauschen und ohne Nichtlinearitäten (NL), $P_{ave}=0\text{ dBm}$, ideales EDFA-Modell (rot), typisches EDFA-Modell (blau), Worst-Case-BlackBox-Modell (grün)

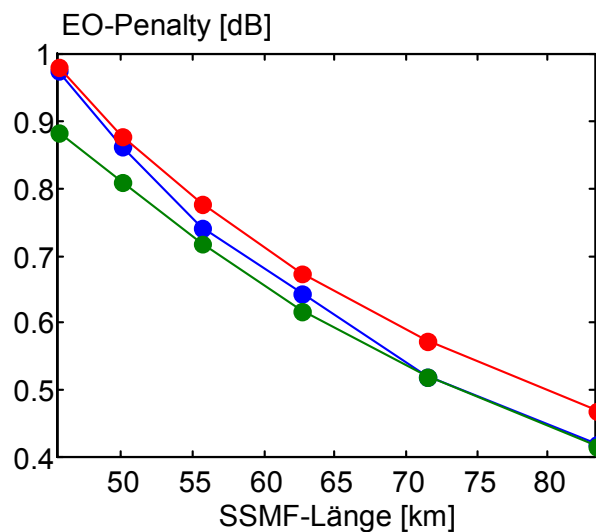
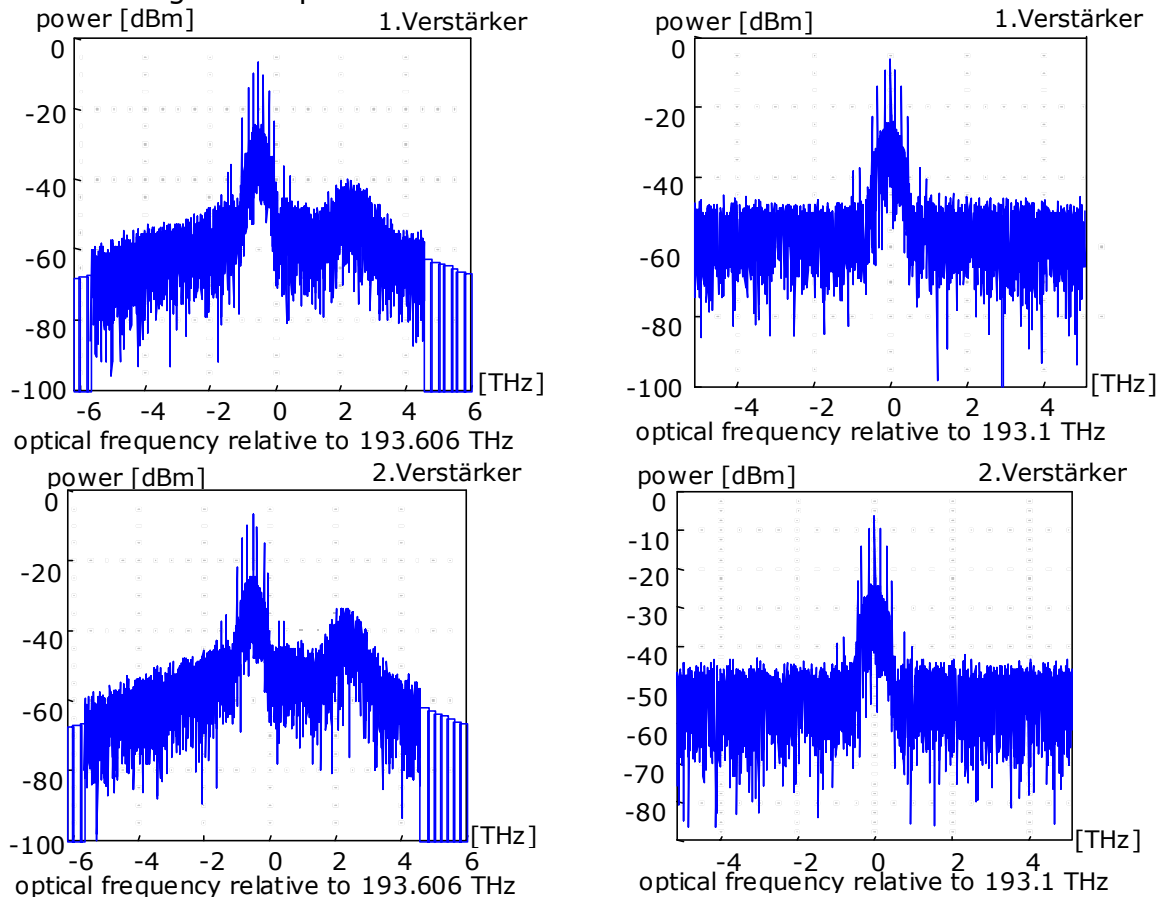


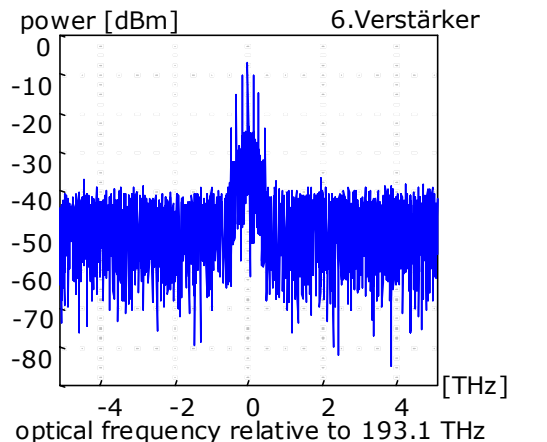
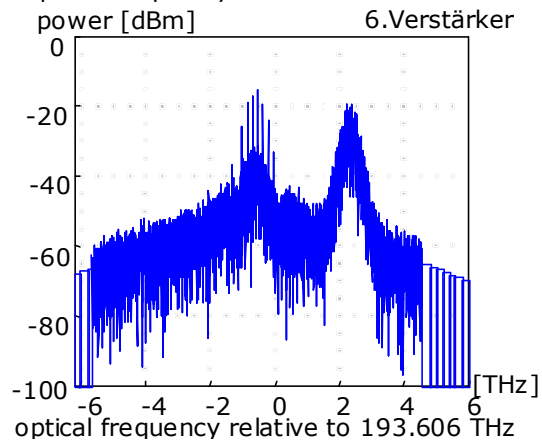
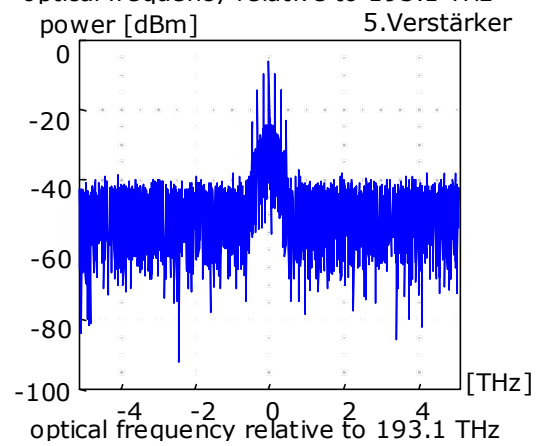
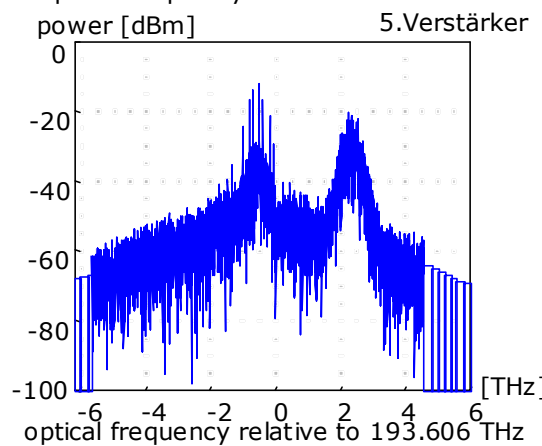
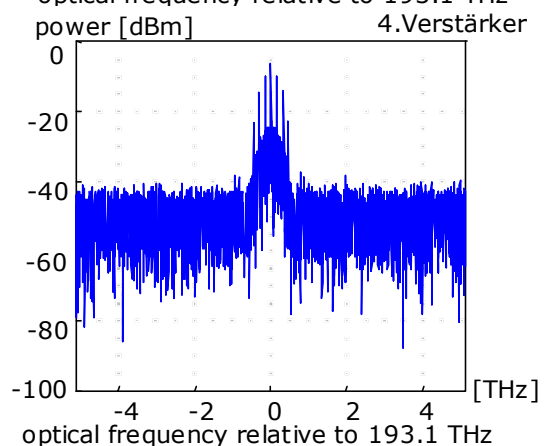
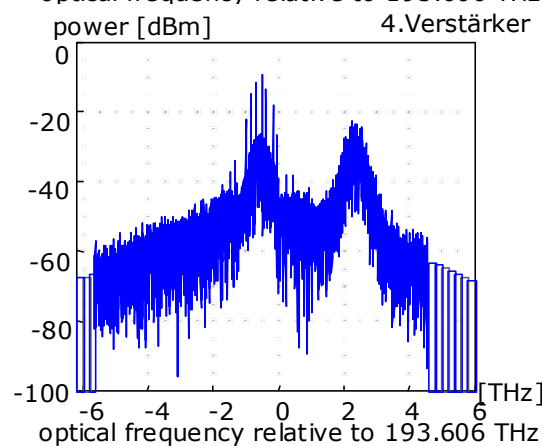
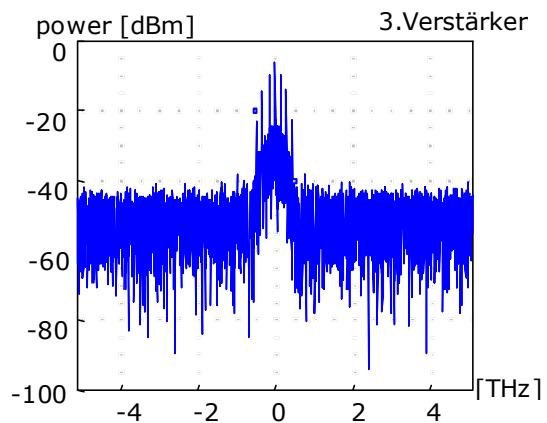
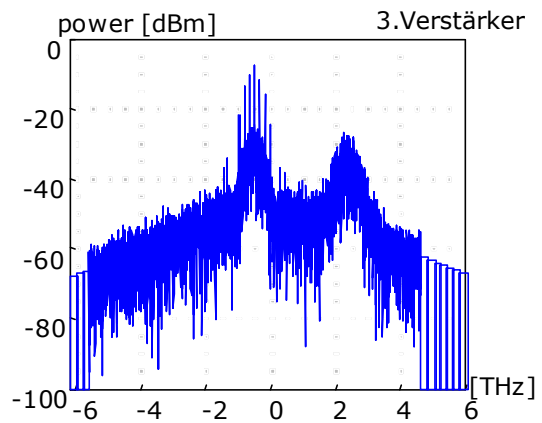
Abb. 10.23 : EO-Penalty in Abhängigkeit von der SSMF-Länge pro Segment, Segmentaufbau nach Abb. 10.3, ohne Rauschen und ohne Nichtlinearitäten (NL), $P_{ave}=0\text{ dBm}$, ideales EDFA-Modell (rot), typisches EDFA-Modell (blau), Worst-Case-BlackBox-Modell (grün)

Wie bei 40 Gbit/s ist auch hier der Einfluss des Rauschens durch die Wellenlängenabhängigkeit der Verstärkung besonders hoch (siehe dazu auch Abb. 10.24). Schaltet man das Rauschen ab, was bei den Simulationen ohne Probleme möglich ist, so ist im Gegensatz zu der Bitrate von 40 Gbit/s erkennbar, dass die Wellenlängenabhängigkeit der Verstärkung sich auch beim Signalspektrum bemerkbar macht. Die Unterschiede sind jedoch recht gering. Dabei nähert sich der Verlauf des EO-Penalty des typischen EDFA-Modells mit kürzeren SSMF-Längen dem Verlauf des idealen Modells an. Begründung dafür ist, dass die notwendige Verstärkung mit kleiner werdender SSMF-Länge geringer wird, wodurch auch die Welligkeit der Verstärkung abnimmt. Zwischen dem Resultat des Worst-Case-BlackBox-Modell und dem Resultat des idealen Modells ist dagegen immer eine Differenz von ca. 0,1 dB vorhanden. Im folgenden soll daher versucht werden, den Verstärkungsverlauf des BlackBox-Modells zu glätten.

10.4 Glättung des Verstärkungsverlaufs bei 160 Gbit/s

In der folgenden Abb. 10.24 sind Spektren eines 160 Gbit/s Signals auf der Übertragungsstrecke nach jedem Verstärker eines Übertragungssystems mit 7 Verstärkern aufgenommen worden. Die dabei gewählte Länge der SSMF (Standard-Singlemodefaser) pro Segment beträgt $L_{SSMF}=62,5\text{ km}$, so dass sich ein Verstärkerabstand von $L_{OA}=73,6\text{ km}$ ergibt. Die Bilder auf der linken Seite stellen dabei das Spektrum des 160 Gbit/s-Signals mit einer Trägerfrequenz von 193,1 THz bei Verwendung des Worst-Case-BlackBox-Verstärkermodells zur Verstärkung der auf dem Übertragungsweg gedämpften Leistung. Mit der Wellenlängenabhängigkeit seines Verstärkungsverlaufs hat das BlackBox-Verstärkermodell den Nachteil, dass er einige Wellenlängen mehr verstärkt und so eine Verzerrung des Spektrums verursacht. Zum Vergleich sind auf der rechten Seite Spektren des 160 Gbit/s dargestellt, wobei statt dem BlackBox-Verstärkermodellen in der Übertragungsstrecke ideale Verstärkermodelle verwendet wurden. Das ideale Verstärkermodell hat einen wellenlängenunabhängigen Verstärkungsverlauf und verursacht dadurch keine Verzerrungen im Spektrum.





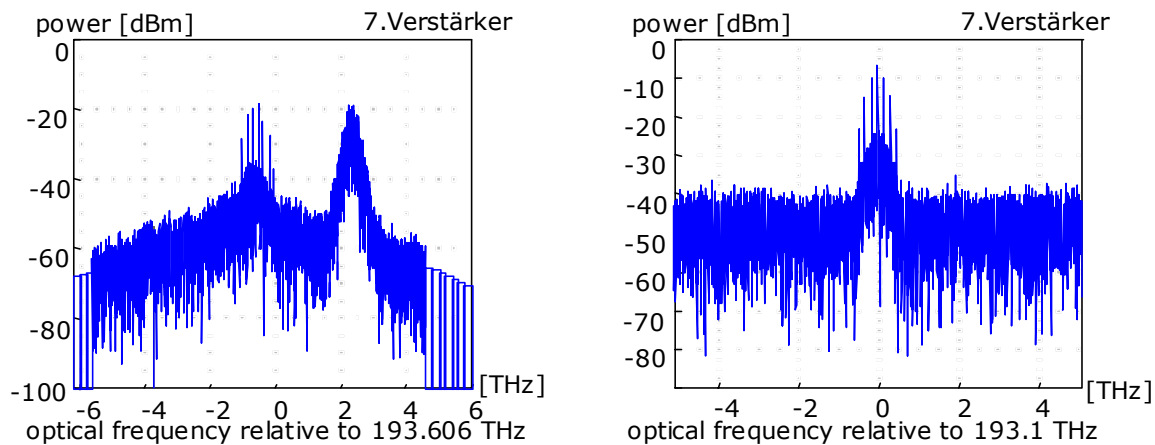


Abb. 10.24 : Spektren eines 160 Gbit/s-Signals nach Verstärkung durch kaskadierte (von oben nach unten im Bild) BlackBox-Verstärkermodelle (linke Spalte) und ideale Verstärkermodelle (rechte Spalte), $F_{OA}=4$ dB

Während das ideale Verstärkermodell dem Signal nur ASE-Rauschen hinzufügt, aber alle Wellenlängen gleichmäßig verstärkt, ist dagegen schon nach dem ersten BlackBox-Verstärkermodell zu beobachten, dass neben dem Hinzufügen des ASE-Rauschens durch die wellenlängenabhängige Verstärkung eine Verzerrung des Spektrums hervorgerufen wird. Es ergibt sich dadurch eine Überhöhung im Spektrum genau bei einer Wellenlänge um 1530 nm oder in Frequenzen ausgedrückt, bei ca. 195,6 THz. Der Grund für die Überhöhung des Spektrums genau an dieser Stelle ist im Verstärkungsverlauf (Abb. 10.25) des BlackBox-Verstärkermodells ersichtlich. Durch die Hintereinanderschaltung von BlackBox-Verstärkermodellen kommt es nicht nur zu einer Anhebung des Rauschpegels, sondern auch zu einer Verstärkung der Überhöhung bei 1530 nm, so dass schon nach dem dritten BlackBox-Verstärkermodell der Pegel der Überhöhung fast so hoch ist wie der Pegel des eigentlichen Signals. Dies führt zu einer wesentlichen Beeinträchtigung der Übertragungsqualität. Im Vergleich dazu nimmt beim idealen Verstärkermodell lediglich der Rauschpegel zu, so dass die Übertragung im Vergleich zum BlackBox-Verstärkermodell nur geringfügig von den Verstärkern beeinflusst wird. Da der Verstärkungsverlauf von der Natur der Sache her eine Wellenlängenabhängigkeit vorweist, scheint die Verwendung des Modells mit wellenlängenabhängiger Verstärkung erforderlich zu sein. Da das BlackBox-Modell jedoch ein Worst-Case-Fall darstellt, würde dann das typische EDFA-Modell in Frage kommen, da dessen Welligkeit eher dem eines heutzutage kommerziell erhältlichen Verstärkers entspricht. Das würde allerdings für die Simulationen bedeuten, dass noch mehr Parameter berücksichtigt werden müssen. Eine Glättung des Verstärkungsverlaufs des BlackBox-Modells ist mittels eines sogenannten Equalization- oder Matched-Filters (siehe auch hierzu Kapitel 4 und Anhang A) möglich. Dabei erhält man den in Abb. 10.25 dargestellten Verstärkungsverlauf des BlackBox-Verstärkermodells:

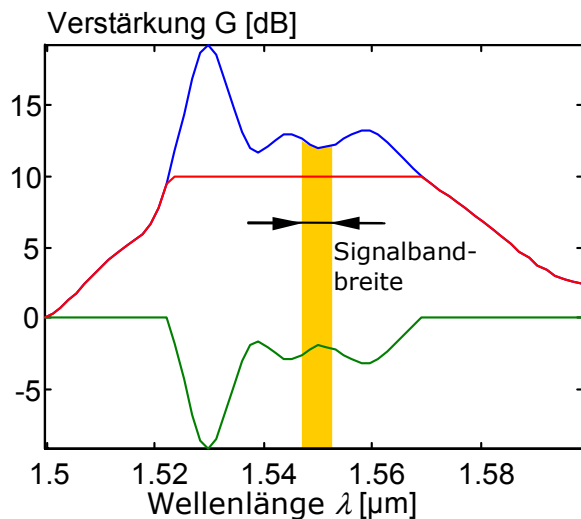


Abb. 10.25 : Glättung des eigentlichen BlackBox-Verstärkermodells (blau) mit Hilfe eines Equalizationfilters (grün); geglätteter Verlauf (rot); Übertragung im 3. Optischen Fenster bei 1550 nm (Signalbandbreite steht für die optische 3dB-Bandbreite der Filter)

Die Glättung wurde über einen Bereich von ca. 40 nm durchgeführt. Dies ist ein in Veröffentlichungen typisch zu findender Wert [75].

Führt man nun die Simulationen (ohne Filter in der Übertragungsstrecke) mit dem BlackBox-Verstärkermodell mit geglättetem Verstärkungsverlauf durch, so erhält man die in Abb. 10.26 abgebildeten Signalspektren:

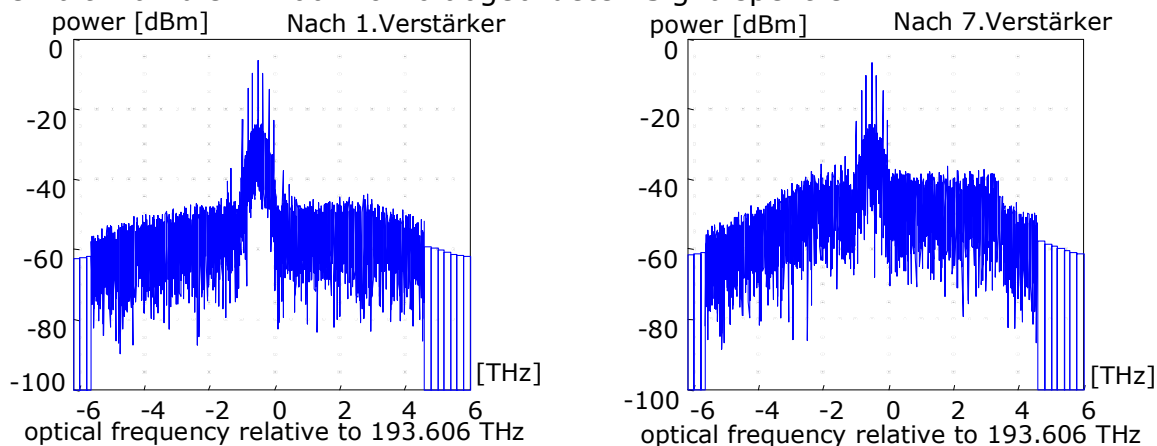


Abb. 10.26 : Spektren nach 1. Verstärker (links) und 7. Verstärker (rechts) mit BlackBox-Verstärkermodellen mit geglättetem Verstärkungsverlauf

Bei der Simulation mit dem typischen EDFA-Modell statt dem BlackBox-Modell mit glättendem Equalizationfilter ergaben sich ähnliche Verläufe.

Es ist deutlich zu erkennen, dass die Überhöhung bei 195,6 THz (siehe Abb. 10.24) wirksam unterdrückt wurde. Nur im nichtgeglätteten Bereich des Verstärkungsverlaufs macht sich noch die Wellenlängenabhängigkeit bemerkbar.

Schaut man sich nun die Auswirkungen der Glättung des Verstärkungsverlaufs auf das EO-Penalty an, so ist zu erkennen, dass der Verlauf des EO-Penalty für das BlackBox-Verstärkermodell mit anschließendem Equalizationfilter wesentlich bessere Resultate zeigt und sich sogar den Werten für das ideale Verstärkermodell deutlich nähert. Das Equalizationfilter wurde so konstruiert, dass es bei einer SSMF-Länge von $L_{SSMF}=62.5 \text{ km}$ und einer zeitlich gemittelten optischen Leistung von $P_{ave}= 2,7 \text{ dBm}$ spiegelbildlich genau dem Verstärkungsverlauf des BlackBox-Verstärkermodells entspricht (siehe auch Abb.

10.25). Wo der Einfluss des Rauschens gering ist, sind zwischen dem BlackBox-Verstärkermodell mit Equalizationfilter und dem idealen Verstärkermodell nur geringe Unterschiede festzustellen. Nimmt der Einfluss des Rauschens zu, so ändert sich dies zwar, aber bis zu einer SSMF-Länge von $L_{SSMF} = 62.5 \text{ km}$ ist der Unterschied mit 0,35 dB recht klein. Erst mit größerem Einfluss werden die Unterschiede größer, weil dort der Dämpfungsverlauf des Equalizationfilters nicht mehr dem Verstärkungsverlauf des BlackBox-Verstärkers entspricht und sich die Wellenlängenabhängigkeit wieder bemerkbar macht. Will man das BlackBox-Verstärkermodell dem idealen Verstärkermodell bei einer anderen Leistung oder auch einer höheren SSMF-Länge angleichen, so müsste dort ein neues Equalizationfilter konstruiert werden. Zum anschaulichen Vergleich sind in Abb. 10.27 und Abb. 10.28 die Verläufe vom BlackBox-Verstärkermodell mit und ohne Equalizationfilter, des typischen EDFA-Modells mit einer Welligkeit der Verstärkung von ca. 1 dB im Bereich von 1520 nm bis 1560 nm und vom idealen Verstärkermodell nach einem einzelnen Segment und nach der gesamten Übertragungsstrecke nochmals dargestellt.

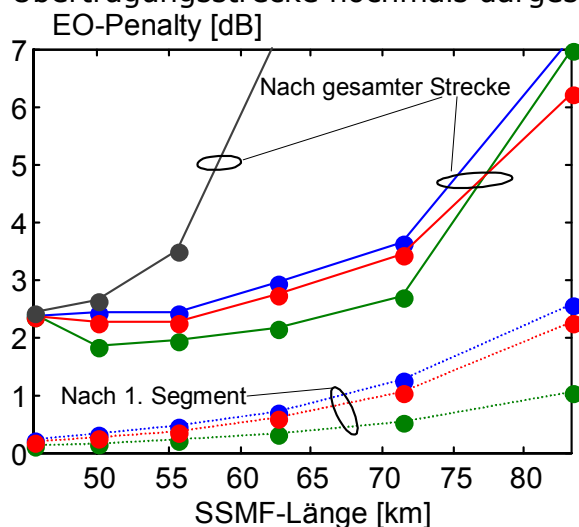


Abb. 10.27 : EO-Penalty in Abhängigkeit der SSMF-Länge pro Segment, Anordnung nach Abb. 10.3; ideales Modell (grün), BlackBox mit Equalization (blau), typisches EDFA-Modell (rot) und Worst-Case-BlackBox-Modell (schwarz) mit mittlerer optischer Leistung von $P_{ave} = 2,7 \text{ dBm}$

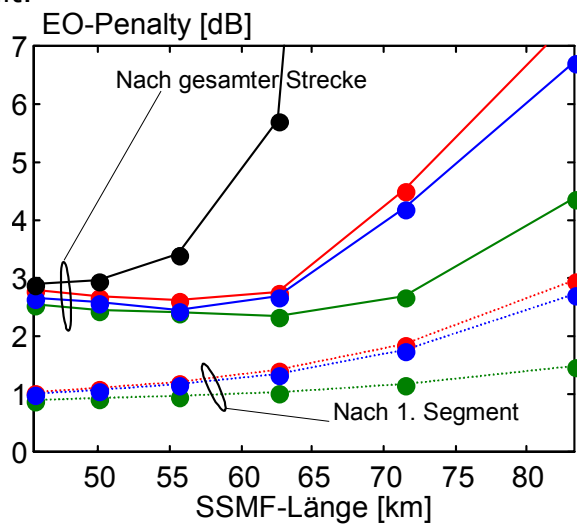


Abb. 10.28 : EO-Penalty in Abhängigkeit der SSMF-Länge pro Segment, Anordnung nach Abb. 10.2; ideales Modell (grün), BlackBox mit Equalization (blau), typisches EDFA-Modell (rot) und Worst-Case-BlackBox-Modell (schwarz) mit mittlerer optischer Leistung von $P_{ave} = 2,7 \text{ dBm}$

Eigentlich müsste das Equalizationfilter in jedem Segment auf den Verstärkungsverlauf des Verstärkers im gleichen Segment genau angepasst werden. Da der Aufwand dann jedoch sehr groß ist, wurde dies nur für den Fall in Abb. 10.28 gemacht. Dabei sieht man, dass die Unterschiede zwischen dem Black-Box-Verstärkermodell mit geglättetem Verstärkungsverlauf und dem idealen Verstärkermodell nach einem Segment bzw. nach der gesamten Strecke konstant bleiben. Beim anderen Fall in Abb. 10.27 wurde nicht für jedes Segment ein neues Equalizationfilter bestimmt. Dadurch wird der Unterschied zwischen dem geglätteten BlackBox-Verstärkermodell und dem idealen Verstärkermodell nach der gesamten Strecke größer im Vergleich zum Unterschied nach dem ersten Segment.

Prinzipiell kann zusammenfassend gesagt werden, dass es bei steigendem Einfluss des Rauschens deutliche Unterschiede zwischen dem BlackBox-Verstärkermodell und dem idealen Verstärkermodell gibt. Das BlackBox-Modell

stellt jedoch ein Worst-Case-Fall dar, da dessen Welligkeit recht hoch ist und das Gain-Peaking begünstigt. Bei einem typischen EDFA-Modell sind die Unterschiede zu dem idealen Verstärkermodell wesentlich geringer. Eine Glättung des Verstärkungsverlaufs des BlackBox-Modells bringt nur teilweise leichte Verbesserungen im Vergleich zum typischen EDFA-Modell. Der Verstärkungsverlauf des geglätteten BlackBox-Verstärkungsmodells wurde mit Hilfe eines Equalizationfilter nachgebildet. Da sich aber bei einer Änderung der Leistung oder dem Verstärkerabstand der Verstärkungsverlauf ändert, müsste das Equalizationfilter entsprechend modifiziert werden. Da das aber den Simulationsaufwand erhöhen würde kann mit dem typischen EDFA-Modell oder besser mit dem idealen Verstärkermodell simuliert werden, da die Abweichungen bei kurzen Verstärkerabständen bzw. bei Vernachlässigung des Rauschens recht gering sind. In den folgenden Untersuchungen soll nun mit anderen Möglichkeiten versucht werden, den Einfluss des Rauschens zu verkleinern, um die EO-Penaltys für hohe Verstärkerabstände zu verkleinern und damit die Unterschiede zwischen dem BlackBox-Modell und dem idealen Verstärkermodell zu reduzieren. Vergleicht man weiterhin die Abb. 10.27 und Abb. 10.28 miteinander, so ist zu erkennen, dass die Anordnung des optischen Filters vor dem Verstärker nach Abb. 10.3 bei kurzen Verstärkerabständen bessere Ergebnisse liefert als die Anordnung des optischen Filters hinter dem Verstärker nach Abb. 10.2. Dies lässt sich folgendermaßen begründen: Bei Anordnung des optischen Filters vor dem Verstärker kommt es zunächst zu einer Filterung und danach zu einer Verstärkung, die so hoch gewählt wird, dass die mittlere optische Ausgangsleistung des Verstärkers genau der mittleren optischen Leistung am Anfang der Übertragungsstrecke entspricht. Setzt man das Filter jedoch hinter den Verstärker, wird zunächst das Signal so weit verstärkt, dass die Ausgangsleistung des Verstärkers wieder der mittleren optischen Eingangsleistung entspricht. Jedoch kommt es anschließend zu einer Filterung durch das optische Filter, wodurch sich die mittlere optische Leistung des Signals reduziert. Diese Filterung wird auch beim letzten Segment gemacht und dann dem Detektor zugeführt. Es wird klar, dass die Augenöffnung aufgrund der geringeren Leistung kleiner ist und dadurch ein höheres EO-Penalty resultiert (siehe Abb. 10.27 und Abb. 10.28). Dadurch lassen sich die Ergebnisse nicht unbedingt vergleichen. Trotzdem werden aber in den folgenden Untersuchungen weiterhin beide Fälle verwendet.

10.4.1 Maximal überbrückbare Dämpfung

In der Abb. 10.29 ist die maximal überbrückbare Dämpfung und damit die erreichbare Gesamtfaserlänge bestehend aus SSMF und DCF für ein EO-Penalty von 1 dB für verschiedene Verstärkerabstände für die Anordnung nach Abb. 10.3 aufgetragen. Dabei wurde das ideale Verstärkermodell verwendet, da die Unterschiede zum typischen EDFA-Modell recht gering waren. Die Rauschzahl der Verstärker wurde zu $F_{OA} = 4 \text{ dB}$ angenommen. Es ist auch hier zu erkennen, dass mit steigendem Verstärkerabstand der Einfluss des Rauschens immer größer wird. Für die Verzerrungen bei kleinen Leistungen sorgt das ASE-Rauschen. Mit steigenden Leistungen wächst der Einfluss der Nichtlinearitäten und begrenzt dort die erreichbare Übertragungslänge. Gut ist in Abb. 10.29 zu erkennen, dass das Maximum der Übertragungslänge mit steigendem Verstärkerabstand zu größeren Leistungen verschoben wird.

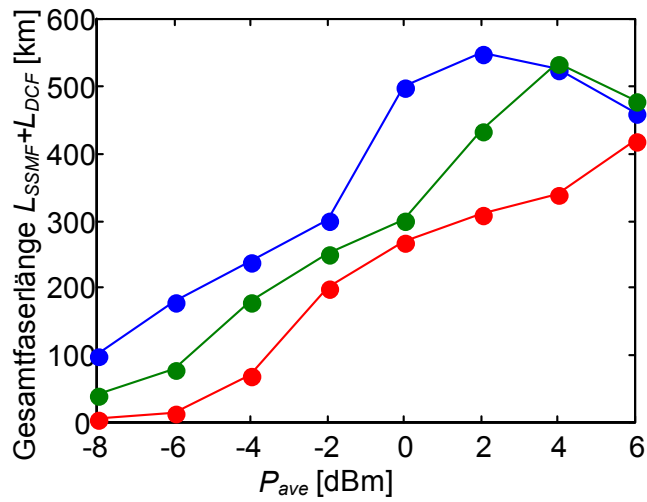


Abb. 10.29 : Erreichbare Gesamtfaserlänge für ein EO-Penalty von 1 dB für verschiedenen Verstärkerabstände in Abhängigkeit von der mittleren optischen Leistung P_{ave} [$L_{OA} = 59$ km (blau), $L_{OA} = 70.7$ km (grün), $L_{OA} = 82.4$ km (rot)]

11. Untersuchung: Vergleich des idealen Verstärkermodells mit dem BlackBox-Modell bei Anordnung B

Mit dem Einsatz von zwei Verstärkern pro Segment soll der Einfluss des Rauschens verkleinert werden. Zum Ausgleich der Dämpfung der Faser werden in der Praxis innerhalb eines Segments zwei Verstärker verwendet, da dies durch die hohen Verstärkerabstände und damit der hohen Dämpfung notwendig wird. Da das Rauschen von der Verstärkung abhängt, wird mit dem ersten Verstärker der Leistungspegel nach der Dämpfung durch die SSMF etwas angehoben, wodurch nur wenig Rauschen dem Signal beigefügt wird. Anschließend soll dann der zweite Verstärker die Leistung wieder auf den in die Übertragungsstrecke eingekoppelten Leistungspegel anheben. Durch den Einsatz dieser zwei Verstärker wird der örtlich gemittelte Leistungspegel auf der Faser angehoben, wodurch sich nichtlineare Effekte erhöhen. Es soll hier weiterhin von einer vollständigen Dispersionskompensation erster und zweiter Ordnung ausgegangen werden (siehe Kapitel 8). Es wird hier basierend auf der Untersuchung im Kapitel 9 ein Puls mit einem Tastverhältnis von $\tau=0,2$ verwendet werden.

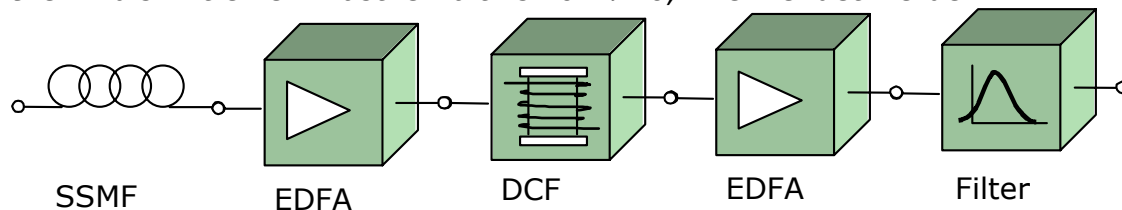


Abb. 11.1 : Anordnung B mit Filter hinter dem Verstärker

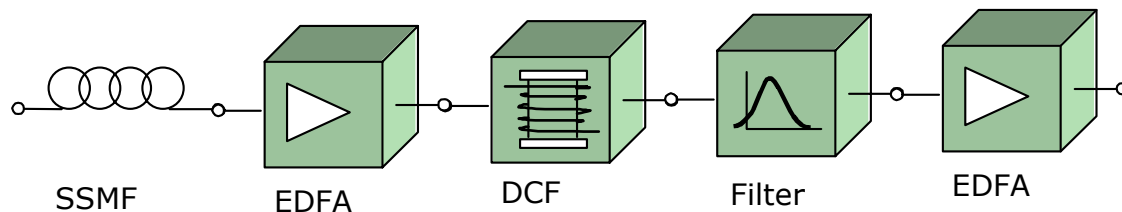


Abb. 11.2 : Anordnung B mit Filter vor dem Verstärker

Die Verstärkung wird automatisch so geregelt, dass die mittlere optische Leistung am Ausgang des ersten Verstärkers 1 dBm beträgt. Aufgrund der Ergebnisse der vorangegangenen Untersuchungen werden nur die in Abb. 10.2 und Abb. 10.3 dargestellten Platzierungen der Filter in einem Segment untersucht. Diese zeigten im Vergleich zu anderen Platzierungen die besten Ergebnisse. Die optische 3dB-Bandbreite der Filter wurde dabei auf das 4-fache der Bitrate in Hz eingestellt.

11.1 40 Gbit/s

Bei dieser Untersuchung ist auch das EO-Penalty bei verschiedenen Eingangsleistungen und Verstärkerabständen ermittelt worden. Dadurch ist ein direkter Vergleich zu den anderen Anordnungen möglich. In den Abb. 11.3 und Abb. 11.4 sind nun die Simulationsergebnisse für SSMF-Längen von 40 bis 167 Kilometern pro Segment dargestellt, wobei die Länge der gesamten Strecke nicht verändert wurde. Die Übertragungsstrecke ist dabei mit drei verschiedenen mittleren optischen Leistungen simuliert worden, einmal mit $P_{ave}=0,48 \text{ dBm}$,

dann mit $P_{ave}=2,7 \text{ dBm}$ und mit $P_{ave}=5,7 \text{ dBm}$. Dadurch ist der Einfluss der Nichtlinearitäten und des Rauschens besser erkennbar. Erwähnenswert ist allemal, dass bei den vorgegebenen Parametern die Dispersionslänge L_D sehr klein wird ($L_{D,SSMF}=1,25 \text{ km}$) und dass dadurch hier die Dispersion bei der Verschlechterung des Übertragungssignals dominierend sein wird. Schaut man sich nun die Abb. 11.3 an, so ist zu erkennen, dass es zwischen dem Verhalten des BlackBox-Verstärkermodells und des idealen Verstärkermodells bei kleinen Verstärkerabständen nur geringe Unterschiede gibt. Dieses gleiche Verhalten bleibt bis zu einer SSMF-Länge von $L_{SSMF}=100 \text{ km}$ und damit einem Verstärkerabstand von $L_{OA}=118 \text{ km}$ erhalten, da bis zu diesem Verstärkerabstand der Einfluss des Rauschens durch den Einsatz von zwei Verstärkern noch recht gering ist. Der Anstieg des EO-Penaltys zu kleineren SSMF-Längen hängt mit dem steigenden Einfluss der Nichtlinearitäten zusammen, da kürzere Verstärkerabstände zu einer Erhöhung der effektiv wirksamen nichtlinearen Länge L_{eff} (siehe Kapitel Faser Nichtlinearitäten) führen. Erst nach einer SSMF-Länge von über 100 km ist durch den größeren Einfluss des Rauschens ein Unterschied zwischen den beiden Verstärkermodellen zu erkennen. Auch gut ist in Abb. 11.3 zu erkennen, dass sich bei kleineren Leistungen der Einfluss des Rauschens mehr bemerkbar macht, während bei großen Leistungen die Nichtlinearitäten mehr wirken.

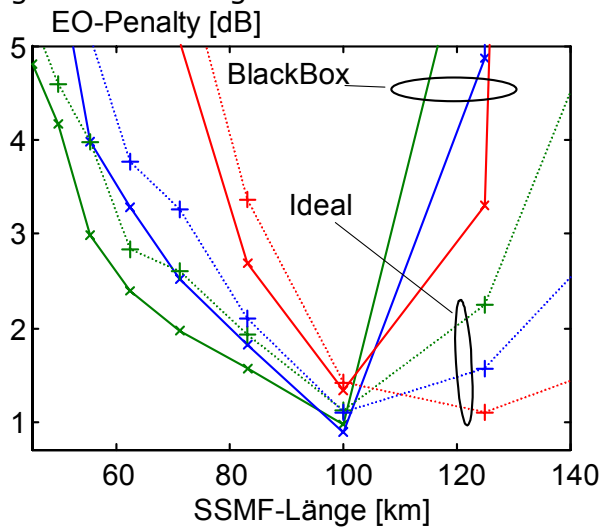


Abb. 11.3 : EO-Penalty in Abhängigkeit der SSMF-Länge pro Segment bei Anordnung des optischen Filters vor dem zweiten Verstärker (ideal oder BlackBox) mit Leistungen von 0,48 dBm (grün), 2,7 dBm (blau) und 5,7 dBm (rot)

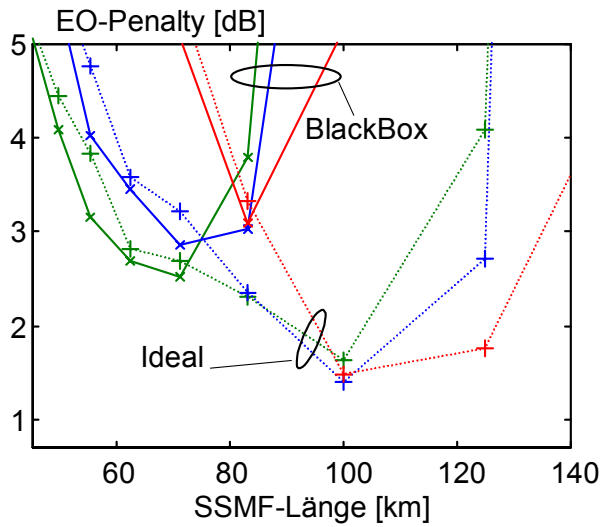


Abb. 11.4 : EO-Penalty in Abhängigkeit der SSMF-Länge pro Segment bei Anordnung des optischen Filters nach dem zweiten Verstärker (ideal oder BlackBox) mit Leistungen von 0,48 dBm (grün), 2,7 dBm (blau) und 5,7 dBm (rot)

Setzt man wie in Abb. 10.2 das optische Filter als letztes Bauelement in einem Segment und damit hinter dem zweiten Verstärker ein, so ist der Einfluss des Rauschens schon bei kleineren SSMF-Längen von $L_{SSMF}=70 \text{ km}$ zu erkennen. Der Grund für den höheren Einfluss ist, dass das Filter am Ausgang des Verstärkers das Signal sofort bandbegrenzt und dadurch zu einer Reduzierung der mittleren optischen Leistung führt, die in das nächste Segment eingekoppelt wird. In der Abb. 11.5 ist das EO-Penalty über der SSMF-Länge für den Fall rauschfreier Verstärker, sowohl ideales als auch BlackBox-Modell, für drei verschiedene Leistungen aufgetragen (grüne, blaue, rote Linien). Zusätzlich zu diesen 6 Verläufen sind die Verläufe des EO-Penalty für den Fall einer Übertragungsstrecke ohne Nichtlinearitäten und ohne Rauschen aufgetragen. Da

es dann keine Unterschiede zwischen den Leistungen gibt, erscheinen die Linien exakt übereinander als eine Linie (schwarz). Die Verschlechterung der EO-Penalty zu kleineren SSMF-Längen für die schwarze Linie wird durch die Überfilterung der Filter hervorgerufen, deren Anzahl bei kleineren SSMF-Längen und damit mehr Segmenten zunimmt. Wie in Abb. 11.5 zu erkennen ist, gibt es keine Unterschiede zwischen dem idealen Verstärkermodell und dem BlackBox-Modell. Ihr Verhalten ist identisch. Damit zeigt sich, dass die wellenlängenabhängige Verstärkung des BlackBox-Modells auf das Signal selbst noch keinen negativen Einfluss hat, da das Spektrum recht gering ist. Der Einfluss ändert sich jedoch bei der großen Bandbreite des Rauschens. Das Rauschen wird dann über einen großen Wellenlängenbereich unterschiedlich verstärkt, wobei die Verstärkung bei 1530 nm und 1560 nm am größten ist aufgrund des Verstärkungsverlaufs des Verstärkers. Und damit stört das Rauschen das eigentliche Signal, verursacht Verzerrungen und macht eine Übertragung nicht mehr möglich.

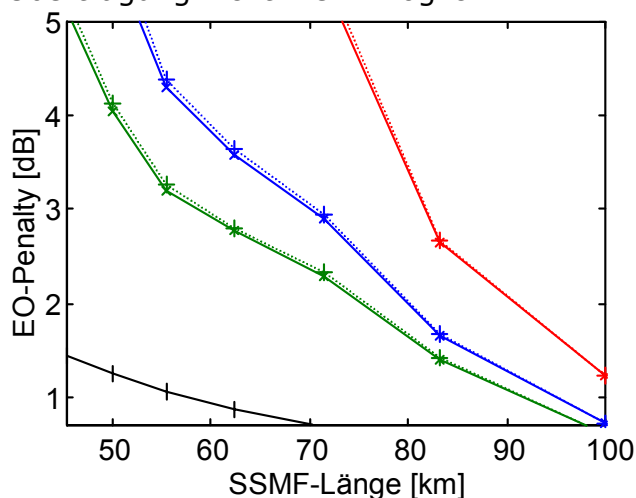


Abb. 11.5 : EO-Penalty mit Verstärker ohne Rauschen mit Leistungen von 0,48 dBm(grün), 2,7 dBm (blau) und 5,7 dBm(rot); durchgezogene Linien (Übertragungsstrecke mit BlackBox-Verstärkermodell), gepunktete Linien (Übertragungsstrecke mit idealen Verstärkermodellen);zusätzlich ein Verlauf (schwarz) für ideales Modell ohne Rauschen und ohne Nichtlinearitäten

11.1.1 Maximal überbrückbare Dämpfung

In der Abb. 11.6 ist für verschiedene Verstärkerabstände für ein EO-Penalty von 1 dB in Abhängigkeit von der zeitlich gemittelten optischen Leistung P_{ave} die erreichbare Gesamtfaserlänge, bestehend aus Standard-Singlemodefaser und dispersionskompensierender Faser aufgenommen. Die Rauschzahl der Verstärker, wobei hier die idealen Verstärker verwendet wurden, wurde zu $F= 4$ dB angenommen. Bei größeren Verstärkerabständen und kleineren Eingangsleistungen ist die erreichbare Faserlänge begrenzt durch das Rauschen, während es bei kleinen Verstärkerabständen und großen Eingangsleistungen zu einer Verzerrung durch Nichtlinearitäten kommt. Die Ausgangsleistung des Verstärkers am Eingang der DCF wurde auf eine Leistung von $P_{ave}= 0$ dBm konstant gehalten. Mit zunehmendem Verstärkerabstand verschiebt sich das Optimum zu höheren Leistungen.

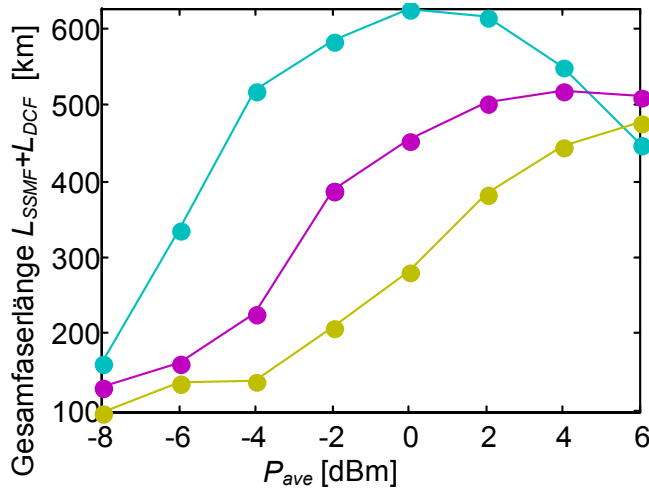


Abb. 11.6 : Erreichbare Gesamtfaserlänge für ein EO-Penalty von 1 dB für verschiedene SSMF-Längen pro Segment [L_{SSMF} = türkis(90 km), L_{SSMF} = 110 km (lila), L_{SSMF} = 120 km (gelb)]

11.2 160 Gbit/s

Bei einer nun Vervierfachung der Übertragungsrate werden nun aufgrund der größeren Bandbreite höhere Dispersionseffekte erwartet, wodurch sich der Puls schneller verbreitert und damit die Pulsspitzenleistung stärker abfällt. Daher ist der Einfluss der Nichtlinearitäten im Vergleich zu kleineren Übertragungsraten geringer. In der Abb. 11.7 ist nun das EO-Penalty für verschiedene Leistungen in Abhängigkeit der SSMF-Längen dargestellt. Die Anordnung der einzelnen Bauelemente in einem Segment ist in Abb. 10.3 abgebildet. Die Abb. 11.8 resultiert aus der Simulation der Übertragungstrecke nach dem in Abb. 10.2 dargestellten Aufbau.

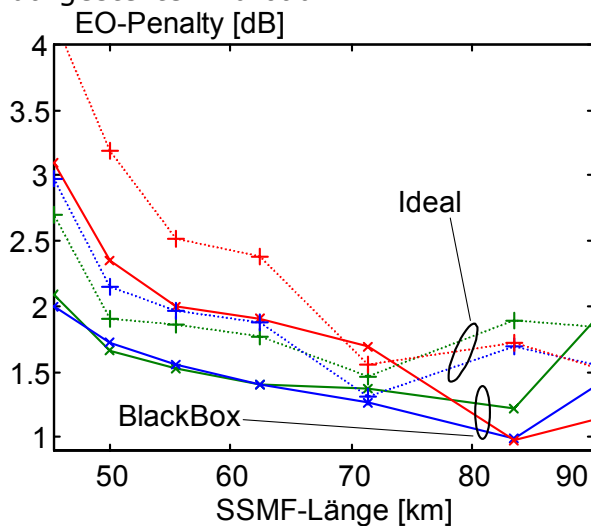


Abb. 11.7 : EO-Penalty für ideales und BlackBox-Verstärkermodell in Abhängigkeit der SSMF-Länge pro Segment (siehe Abb. 10.3) mit P_{ave} = 0,48 dBm(grün), P_{ave} =2,7 dBm (blau) und P_{ave} =5,7 dBm(rot)

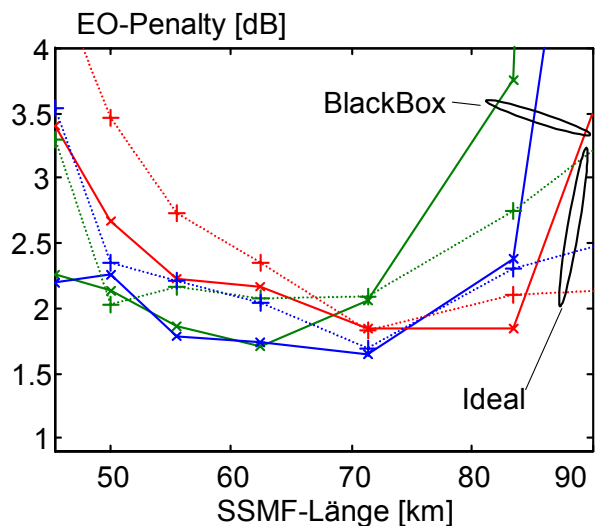


Abb. 11.8 : EO-Penalty für ideales und BlackBox-Verstärkermodell bei Segmentaufbau nach Abb. 10.2 mit P_{ave} = 0,48 dBm(grün), P_{ave} =2,7 dBm (blau) und P_{ave} =5,7 dBm(rot)

Bis zu einer SSMF-Länge von L_{SSMF} =70 km und damit einem Verstärkerabstand von L_{OA} =82 km zeigen die beiden Verstärkermodelle ein ähnliches Verhalten. Mit

steigendem Verstärkerabstand werden die Unterschiede aufgrund des höheren Rauscheinflusses und der Wellenlängenabhängigkeit des BlackBox-Verstärkermodells immer größer. Jedoch ist hier, wie auch schon bei 40 Gbit/s, der Einfluss des Rauschens im Vergleich zu der Anordnung A (siehe Kapitel 10) durch Einsatz von zwei Verstärkern deutlich reduziert worden, wobei die Rauschzahl der einzelnen Verstärker zu $F_{OA}=4$ dB angenommen wurde.

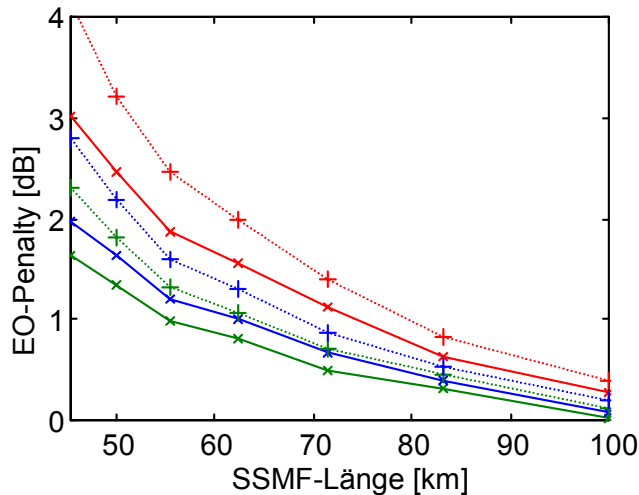


Abb. 11.9 : EO-Penalty mit Verstärker ohne Rauschen mit Leistungen von 0,48 dBm (grün), 2,7 dBm (blau) und 5,7 dBm (rot); durchgezogene Linien (BlackBox-Modell), gepunktete Linien (ideales Verstärkermodell)

11.2.1 Maximal überbrückbare Dämpfung

Auch bei 160 Gbit/s wurde die erreichbare Faserlänge bei einer maximal zulässigen Schließung der Augenöffnung auf ein EO-Penalty von 1 dB untersucht. Die Filterbandbreite der optischen Bandpässe wurde auf 640 GHz eingestellt. Die Daten der Fasern sind der Tab. 7.1 aus dem Kapitel 7 zu entnehmen. Die Ausgangsleistung des ersten Verstärkers im Segment wurde auf einen festen Wert von 0 dBm eingestellt. Die Abb. 11.10 zeigt das Resultat der Untersuchung, wobei auch hier verschiedene Verstärkerabstände simuliert wurden.

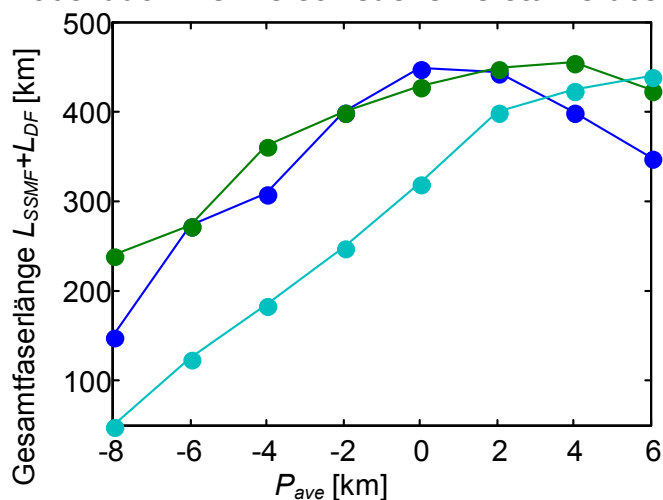


Abb. 11.10 : EO-Penalty in Abhängigkeit von P_{ave} bei verschiedenen SSMF-Längen pro Segment [$L_{SSMF}= 50$ km (blau), $L_{SSMF}= 60$ km (grün), $L_{SSMF}= 80$ km (türkis)]

Es ist auch hier festzustellen, dass mit steigendem Verstärkerabstand der Einfluss der Nichtlinearitäten abnimmt, weil die effektiv wirksame nichtlineare

Länge L_{eff} abnimmt. Jedoch ist auch ein Anstieg des Rauscheinflusses mit der Erhöhung der Verstärkerabstände verbunden.

Zusammengefasst kann gesagt werden, dass durch den Einsatz von zwei Verstärkern, also durch schaltungstechnische Maßnahmen neben der Verwendung eines Equalizationfilters (siehe Kapitel 10) , der Einfluss des Rauschens verkleinert wurde und damit das BlackBox-Verstärkermodell ein ähnliches Verhalten vorzeigt wie das ideale Verstärkermodell. Es ist aber zu erwähnen, dass dadurch Effekte durch Nichtlinearitäten größer wurden.

12. Untersuchung: Vergleich des idealen Verstärkermodells mit dem BlackBox-Modell bei Anordnung C

Um den Einfluss der Nichtlinearitäten zu verkleinern, wird die Eingangsleistung der DCF verkleinert. Um dadurch aber nicht den Einfluss des Rauschens zu vergrößern, wird die DCF in zwei gleiche Hälften geteilt und vor jedem Teilstück wird nun ein Verstärker platziert. Die Abb. 10.2 und Abb. 10.3 zeigen die Anordnungen der einzelnen Bauelemente innerhalb eines Segments:

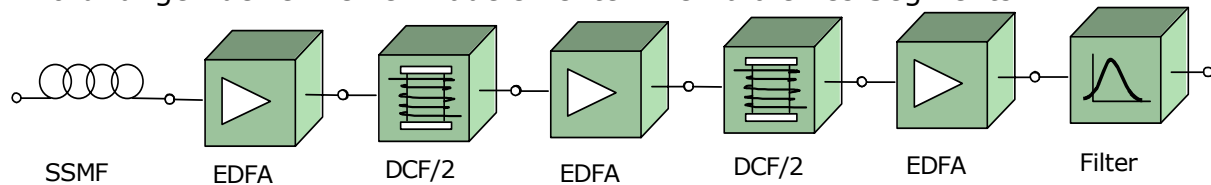


Abb. 12.1 : Anordnung C mit Filter hinter dem Verstärker

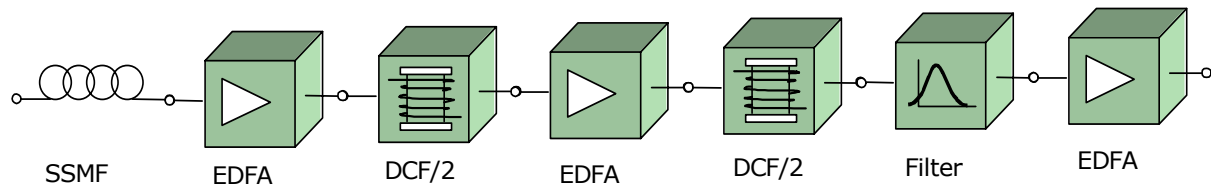


Abb. 12.2 : Anordnung C mit optischen Filter vor dem Verstärker

Die mittlere Ausgangsleistung der ersten beiden Verstärker innerhalb eines Segments wird hier fest auf $P_{ave} = -2 \text{ dBm}$ eingestellt. Die Rauschzahl der Verstärker wurde zu $F_{OA} = 4 \text{ dB}$ angenommen.

12.1 40 Gbit

Bei der Bitrate von 40 Gbit/s wurden RZ-Pulse mit einem Tastverhältnis von $\tau = 0,2$ verwendet. Die optische 3dB-Bandbreite der optischen Filter wurde zu 160 GHz gewählt und entspricht damit dem 4-fachen der Übertragungsrate. Die Dispersion sowohl erster und auch zweiter Ordnung wurde durch den Einsatz einer DCF, die in zwei Teile aufgespalten wurde (siehe Abb. 10.2), vollständig kompensiert. Die Simulationsbandbreite wurde zu 2,56 THz eingestellt. Die restlichen Parameter sind den Tabellen aus dem Kapitel 7 zu entnehmen.

In Abb. 12.3 ist die EO-Penalty für die Anordnung nach Abb. 10.2 in Abhängigkeit von der Länge der SSMF pro Segment, bzw. durch Hinzurechnen der Länge der DCF, vom Verstärkerabstand dargestellt. Es wurden dabei verschiedene Leistungen verwendet, um den Einfluss der Nichtlinearitäten deutlicher zu machen. Die zeitlich gemittelten optischen Leistungen waren dabei $P_{ave} = 0,48 \text{ dBm}$ (1,12 mW), $P_{ave} = 2,7 \text{ dBm}$ (1,86 mW) und $P_{ave} = 5,7 \text{ dBm}$ (3,72 mW). Bei kleinen Verstärkerabständen ist eine Verschlechterung des EO-Penaltys zu erkennen, die vor allem durch Nichtlinearitäten verursacht wird. Jedoch nimmt der Einfluss der Nichtlinearitäten mit wachsendem Verstärkerabstand deutlich ab, da die effektiv wirksame nichtlineare Länge abnimmt. Das Rauschen hat bei den simulierten Verstärkerabständen noch keinen erkennbaren Einfluss auf das EO-Penalty. Auch beim dem Vergleich der beiden Verstärkermodelle, dem BlackBox-Modell mit der wellenlängenabhängigen Verstärkung und dem idealen Verstärkungsmodell mit wellenlängenunabhängiger Verstärkung, sind keine nennenswerten Unterschiede festzustellen. Zum einem kommt es dadurch, dass

das breitbandige Rauschen recht klein ist und zum anderen die Wellenlängenabhängigkeit sich beim dem Spektrum der Bitrate von 40 Gbit/s noch nicht bemerkbar macht.

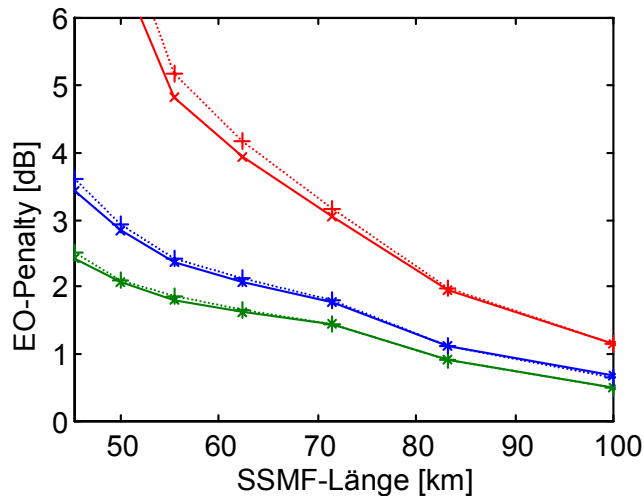


Abb. 12.3 : : EO-Penalty in Abhängigkeit der SSMF-Länge pro Segment, Anordnung nach Abb. 10.2 mit Leistungen von 0,48 dBm (grün), 2,7 dBm (blau) und 5,7 dBm (rot); ideales Verstärkermodell (gepunktete Linien), Black-Box-Modell (durchgezogenen Linien)

Im Vergleich zur Anordnung B im Kapitel 11 sind weniger Verzerrungen und damit ein kleinerer Anstieg des EO-Penalty sowohl durch das Rauschen als auch durch Nichtlinearitäten festzustellen. Vor allem wurde das erreicht durch die Aufteilung der dispersionskompensierenden Faser in zwei gleiche Hälften und den Einsatz der zusätzlichen Verstärker jeweils am Anfang einer dispersionskompensierenden Faser. Ein nennenswerter Unterschied zu der Anordnung nach Abb. 10.3 war nicht festzustellen, daher soll hier auf eine Darstellung verzichtet werden. Die Eingangsleistung in die DCF wurde mit -2 dBm sehr klein gewählt, um Verzerrungen der Übertragung und damit einen Anstieg des EO-Penaltys durch Nichtlinearitäten zu vermeiden. Auch das Rauschen, das durch die einzelnen Verstärker dem Signal beigefügt wird, ist geringer, weil die Verstärkung der EDFA's nicht so groß ist. Das liegt vor allem daran, dass der Signalpegel am Anfang des letzten Verstärkers im Segment noch nicht so stark gedämpft worden ist, weil der Signalpegel schon durch die ersten beiden Verstärker im Segment wieder leicht angehoben worden ist. Erst mit einer weiteren Erhöhung der SSMF-Länge pro Segment oberhalb von 100 km und mehr ist eine Verschlechterung durch den wachsenden Einfluss des Rauschens zu erwarten.

12.1.1 Maximal überbrückbare Dämpfung

In Abb. 12.4 ist für verschiedene Verstärkerabstände die maximal erreichbare Übertragungslänge für ein EO-Penalty von 1 dB in Abhängigkeit von der mittleren optischen Leistung dargestellt. Es wurde nur die Anordnung nach Abb. 10.2 durchsimuliert, da keine wesentlichen Unterschiede zu der Anordnung nach Abb. 10.3 zu erwarten wären. Bei den unterschiedlichen Verstärkerabständen betrug die Länge der SSMF pro Segment $L_{SSMF}=60$ km (bei einem Verstärkerabstand von $L_{OA}=71$ km), $L_{SSMF}=70$ km (Verstärkerabstand $L_{OA}=82$ km), $L_{SSMF}=80$ km (Verstärkerabstand $L_{OA}=94$ km), $L_{SSMF}=90$ km (Verstärkerabstand $L_{OA}=106$ km), $L_{SSMF}=100$ km (Verstärkerabstand $L_{OA}=118$ km), $L_{SSMF}=110$ km

(Verstärkerabstand $L_{OA}=130$ km) und $L_{SSMF}=120$ km (Verstärkerabstand $L_{OA}=141$ km).

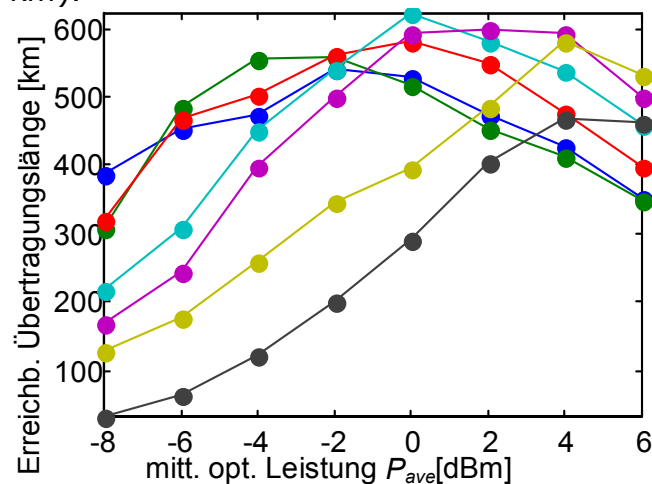


Abb. 12.4 : Erreichbare Übertragungslänge in Abhängigkeit von der mittleren optischen Eingangsleistung für ein EO-Penalty von 1dB bei verschiedenen Verstärkerabständen [$L_{SSMF}=60$ km (blau), $L_{SSMF}=70$ km (grün), $L_{SSMF}=80$ km (rot), $L_{SSMF}=90$ km (türkis), $L_{SSMF}=100$ km (lila), $L_{SSMF}=110$ km (gelb), $L_{SSMF}=120$ km (schwarz)]

Es ist zu erkennen, dass durch den geringen Einfluss der Nichtlinearitäten, was bei höheren Leistungen relevant wird, nur leichte Unterschiede bei den verschiedenen Verstärkerabständen zu sehen sind. Mit steigendem Verstärkerabstand steigt allerdings der Einfluss des Rauschens besonders bei kleinen Leistungen drastisch an und verringert dadurch die maximal erreichbare Übertragungslänge. Wie erwartet (siehe Kapitel 4), verschiebt sich das Optimum der erreichbaren Übertragungslänge durch den unterschiedlichen Einfluss des Rauschens und der Nichtlinearitäten bei den verschiedenen Verstärkerabständen mit steigenden Verstärkerabständen zu höheren Leistungen.

12.2 160 Gbit

Bei der Untersuchung der beiden Verstärkermodelle wurde bei einer Übertragungsrate von 160Gbit/s zunächst auch von einer vollständigen Dispersionskompensation ausgegangen, um überhaupt eine sinnvolle Übertragung machen zu können (siehe Kapitel 8). Die einzelnen Faserparameter sind der Tab. 7.1 aus dem Kapitel 7 zu entnehmen. Auch hier wurden wieder die beiden Anordnungen nach Abb. 10.2 und Abb. 10.3 untersucht. Genau wie bei 40 Gbit/s wurde die Übertragungstrecke bei verschiedenen Verstärkerabständen und unterschiedlichen zeitlich gemittelten optischen Leistungen simuliert. Die verwendeten drei Eingangsleistungen waren $P_{ave}=0,48$ dBm (1,13 mW), $P_{ave}=2,7$ dBm (1,86 mW), $P_{ave}=5,7$ dBm (3,72 mW). In den beiden Abbildungen Abb. 12.5 und Abb. 12.6 ist das EO-Penalty über der SSMF-Länge L_{SSMF} dargestellt. Da die Länge der DCF mit $L_{DCF}=16/90 \cdot L_{SSMF}$ durch die Dispersion der Fasern festgelegt ist, können die Verstärkerabstände aus der Summe der Längen der DCF und SSMF bestimmt werden. Durch die Teilung der DCF in zwei Stücke und der Verwendung von zwei Verstärkern, die jeweils eine mittlere optische Leistung von $P_{ave}=-2$ dBm in die DCF einkoppeln, ist der Einfluss der Nichtlinearitäten besonders bei kurzen SSMF-Längen im Vergleich zu den anderen Anordnungen kleiner geworden. Auch der Einfluss des Rauschens macht sich nicht so stark bemerkbar. Vergleicht man nun die beiden Verstärkermodelle miteinander, so

wird deutlich, dass durch den reduzierten Einfluss des Rauschens auch die Unterschiede zwischen den beiden Modellen drastisch gesunken sind.

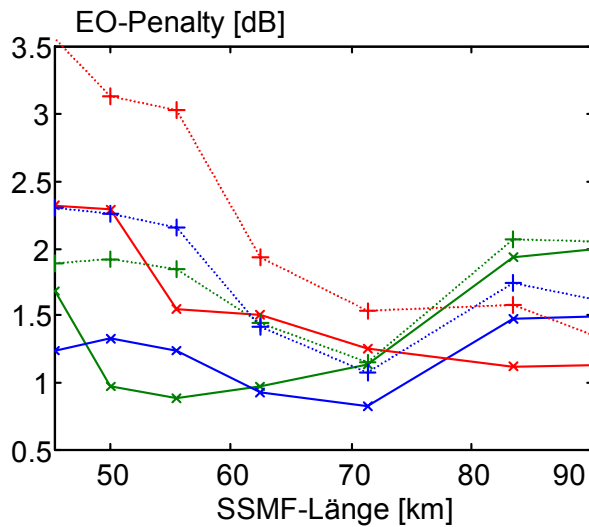


Abb. 12.5 : EO-Penalty in Abhängigkeit der SSMF-Länge pro Segment, Anordnung nach Abb. 10.3 mit Leistungen von 0,48 dBm(grün), 2,7 dBm (blau) und 5,7 dBm(rot); ideales Verstärkermodell (durchgezogene Linien), BlackBox-Modell (gepunktete Linien)

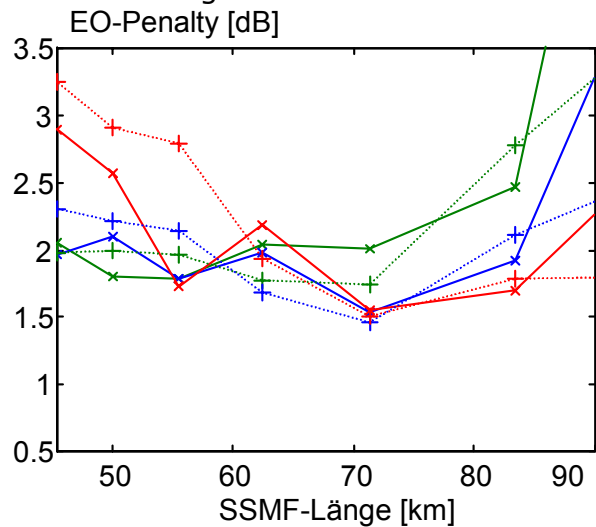


Abb. 12.6 : EO-Penalty in Abhängigkeit der SSMF-Länge pro Segment, Anordnung nach Abb. 10.2 mit Leistungen von 0,48 dBm(grün), 2,7 dBm (blau) und 5,7 dBm(rot); ideales Verstärkermodell (durchgezogene Linien), BlackBox-Modell (gepunktete Linien)

Bei der Anordnung nach Abb. 10.2 macht sich das Rauschen bei ca. einer SSMF-Länge von $L_{SSMF}=83 \text{ km}$ schon bemerkbar (siehe Abb. 12.6), während bei den Resultaten bei Abb. 12.5 innerhalb des dargestellten Bereichs noch keine großen Auswirkungen sichtbar sind.

12.2.1 Maximal überbrückbare Dämpfung

Lässt man bei einer Übertragung eine Verschlechterung der Augenöffnung soweit zu, so dass sich maximal ein EO-Penalty von 1dB ergibt und untersucht die maximal erreichbare Übertragungslänge bei verschiedenen Eingangsleistungen und Verstärkerabständen, so erhält man die in Abb. 12.7 dargestellten Verläufe.

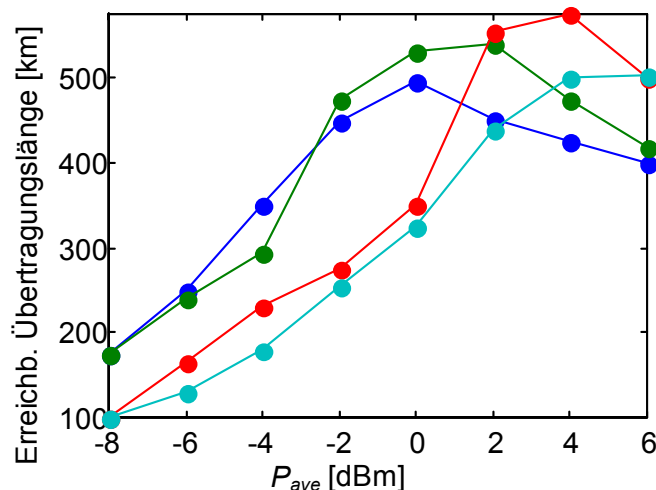


Abb. 12.7 : Erreichbare Übertragungslänge in Abhängigkeit der mittleren optischen Leistung P_{ave} für ein EO-Penalty von 1dB bei verschiedenen Verstärkerabständen L_{OA} [$L_{OA}= 50 \text{ km}$ (blau) , $L_{OA}= 60 \text{ km}$ (grün), $L_{OA}= 70 \text{ km}$ (rot) , $L_{OA}= 80 \text{ km}$ (türkis)]

Dabei ist die erreichbare Übertragungslänge in Abhängigkeit von der mittleren optischen Leistung dargestellt. Bei kleinen Leistungen und großen Verstärkerabständen wird die erreichbare Übertragungslänge begrenzt durch den Einfluss des Rauschens, welches mit wachsendem Verstärkerabstand zunimmt (siehe Kapitel 4.2). Erhöht man die mittlere optische Leistung, so wird der Einfluss des Rauschens reduziert und die erreichbare Übertragungslänge nimmt zu. Durch weitere Erhöhung der mittleren optischen Leistung nimmt jedoch der Einfluss der Nichtlinearitäten zu und verringert wieder die erreichbare Übertragungslänge. Der Einfluss der Nichtlinearitäten ist bei kleineren Verstärkerabständen höher als bei den höheren Verstärkerabständen, da die effektiv wirksame nichtlineare Länge L_{eff} bei kleineren Verstärkerabständen größer ist.

Auch hier konnte gezeigt werden, dass durch schaltungstechnische Maßnahmen der Einfluss des Rauschens kleiner gemacht werden kann. Dadurch macht sich trotz der Wellenlängenabhängigkeit der Verstärkung bei dem BlackBox-Modell der Einfluss des breitbandigen Rauschens nicht bemerkbar.

13. Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde der Einfluss der Wellenlängenabhängigkeit der Verstärkung und damit der Filterung von erbium-dotierten Faserverstärkern auf die Übertragungsqualität bei hochbitratigen Übertragungssystemen im Einkanalbetrieb (TDM) untersucht.

In den Anfangskapiteln wurde zunächst auf die einzelnen Elemente einer optischen Übertragungsstrecke wie Sender, Glasfaser, optischen Faserverstärkern und Empfängern vorgestellt. Zu der dispersionskompensierenden Faser (engl. dispersion compensating fibre, DCF), Solitonen, der nichtlinearen Schrödingergleichung und weiteren Themen wurde in einem extra Grundlagenteil nochmals genauer darauf eingegangen. In den Untersuchungskapiteln des Hauptteils wurde zunächst die Dispersionskompensation untersucht. Es hat sich herausgestellt, dass eine vollständige Dispersionskompensation sowohl der ersten Ordnung als auch der zweiten Ordnung bei diesen hohen Bitraten notwendig ist. Nachdem auch verschiedene Tastverhältnisse untersucht worden sind wurde auf den Schwerpunkt der Arbeit, der Untersuchung der Wellenlängenabhängigkeit der Verstärkung eingegangen. Dabei wurde ein EDFA-Modell entwickelt, dessen Verstärkungsverhalten den eines wirklichen Verstärkers sehr ähnlich ist. Dieses nachgebildete Modell wurde dann mit den anderen Verstärkermodellen verglichen. Die Wellenlängenabhängigkeit machte sich bei den sogenannten BlackBox-Modell besonders durch den Einfluss des breitbandigen Rauschens bemerkbar. Jedoch ist der Einfluss der Wellenlängenabhängigkeit im Bereich von 1530 nm bis 1560 nm bei dem Modell, dass eine Nachbildung eines realen Verstärkers darstellte sehr klein. Es wurde weiterhin die Anordnung der optischen Filter innerhalb eines Segments variiert, um den Einfluss der optischen Filter beobachten zu können und eine Optimierung durchzuführen. Dabei zeigte sich, dass bei kleinem Einfluss des Rauschens der Einsatz nur eines Filters vor dem Empfänger ausreichend ist, während bei großem Einfluss des Rauschens Filter innerhalb eines Segments notwendig waren. In den anschließenden Kapiteln wurde eine Minimierung des Rauscheinflusses und der Verzerrungen durch Nichtlinearitäten durchgeführt. Dabei hat sich herausgestellt, dass durch den Einsatz von zwei oder drei Verstärkern innerhalb eines Segments der Einfluss des Rauschens deutlich reduziert werden kann.

Anhang A

Für die Herstellung des Modells eines Equalizationfilters wird die Übertragungsstrecke für ein einzelnes Segment durchsimuliert. Dadurch erhält man als Ausgabedatei, die vor der Simulation beim Parameter LogFileNameBase des BlackBox-Verstärkermodell eingetragen werden muss, in der die Werte der Verstärkung mit dem dazugehörigen Wellenlängenwert im Ascii-Format abgespeichert werden. Stellt man die Werte mit Hilfe eines Grafikprogramms auf, so erhält man als Beispiel den in der Abb. A.1 dargestellten Verlauf.

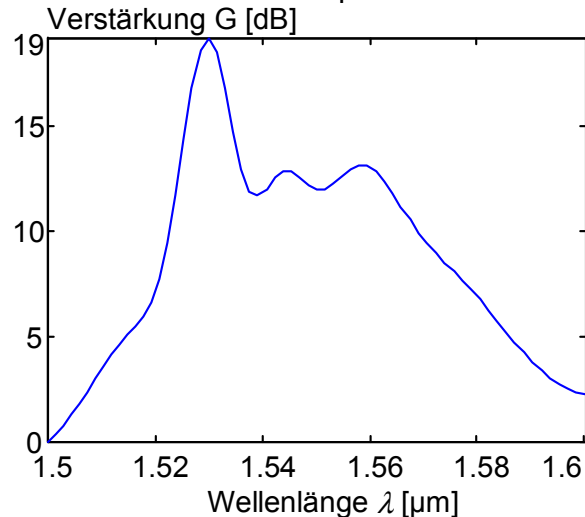


Abb. A.1 : Verstärkungsverlauf eines EDFA-Modells

Nun wird mit Hilfe des im Lab Exercise 6 des Training Manuals (1999) von Virtual Photonics Inc. dargestellten Setups ein Modell für ein Equalizationfilter hergestellt.

In der Abb. A.2 ist der Verlauf des Equalizationfilters, des ursprünglichen EDFA-Modells und des EDFA-Modells mit geglättetem Verstärkungsverlauf dargestellt.

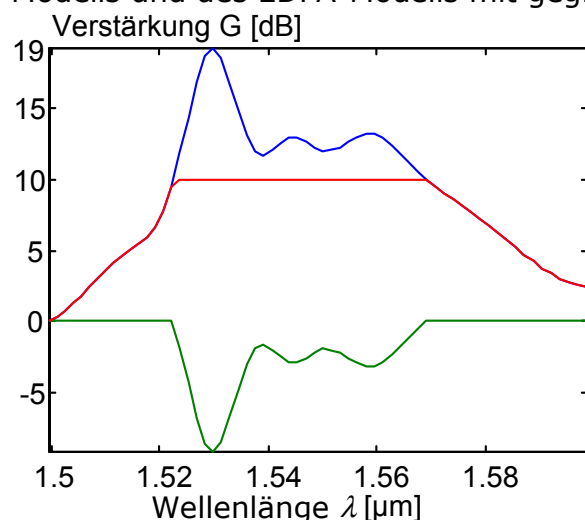


Abb. A.2 : Verstärkungsverlauf eines EDFA-Modells (BlackBox), eines Equalizationfilters und der Verlauf bei Hintereinanderschaltung von EDFA-Modell und Equalizationfilter

Normalerweise wird die Leistung am Ausgang des EDFA's so eingestellt, dass sie der Leistung am Anfang der Übertragungsstrecke entspricht. Schaltet man nun dahinter ein Equalizationfilter zur Glättung, so wird die Leistung verkleinert.

Dadurch wird, wie in Abb. A.3 dargestellt, ein rauschfreies ideales EDFA-Modell mit wellenlängenunabhängigem Verstärkungsverlauf dahintergeschaltet, welches dann den Leistungspegel auf den Pegel am Anfang der Übertragungsstrecke anhebt.

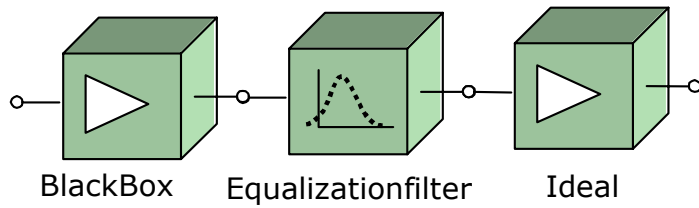


Abb. A.3 Aufbau eines EDFA-Modells mit geglättetem Verstärkungsverlauf

Anhang B

Für ein zufälliges Digitalsignal kann die spektrale Leistungsdichte $\Phi(f) = P(f)/\Delta f$ aus der AKF mit dem Satz von Wiener-Kintchine berechnet werden. Die AKF lautet dann für eine Zufallsfunktion $x_1(t)$:

$$AKF(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2 \cdot T} \int_{-T}^{+T} x_1(t) \cdot x_1(t \pm \tau) dt \quad (\text{B.1})$$

Dabei wird die Zufallsfunktion $x_1(t)$ mit sich selbst, aber zeitverschoben mit $x_1(t \pm \tau)$ multipliziert. Die Größe τ gibt dabei die zeitliche Verschiebung an. Theoretisch gilt für τ : $-\infty \leq \tau \leq +\infty$.

Die AKF enthält die Leistung als konstanten Faktor. Daher wird folgende Definition eingeführt, aus der man eine dimensionslose normierte AKF mit der Bezeichnung $\rho(\tau)$ erhält.

$$\rho(\tau) = \frac{1}{P} \cdot AKF(\tau) \quad (\text{B.2})$$

Für eine PRBS-Folge mit Bits der Dauer T_B :

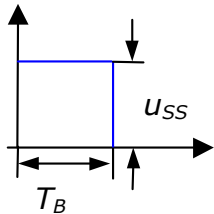


Abb. B.1 : NRZ-Bit mit Dauer T_B

folgt für die mittlere Leistung \bar{P} (an einem Widerstand von 1Ω):

$$\bar{P} = \frac{u_{SS}^2}{2} \cdot \frac{1}{1\Omega} \quad (\text{B.3})$$

und für $\rho(\tau)$:

$$\rho(\tau = 0) = 1 \quad (\text{B.4})$$

$$\rho(\tau) = 1 - \frac{\tau}{2 \cdot T_B} \quad \text{für } 0 \leq \tau \leq T_B \quad (\text{B.5})$$

$$\rho(\tau) = \frac{1}{2} \quad \text{für } \tau \geq T_B \quad (\text{B.6})$$

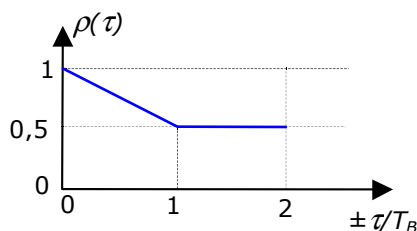


Abb. B.2 : Normierte Autokorrelationsfunktion eines Signals nach Abb. B.1

Zwischen der AKF eines Zufallssignals und dem Spektrum gibt es eine feste Beziehung. Und zwar ist das Leistungsdichtespektrum $\Phi(f)$ nach dem Theorem von Wiener-Kintchine die Fouriertransformierte der Autokorrelationsfunktion $AKF(\tau)$ und umgekehrt (Wie Fourierhin- und Rücktransformation)!

Es gilt deshalb für das Leistungsdichtespektrum (offenbar zweiseitig komplex):

$$\Phi_z(f) = \int_{\tau=-\infty}^{\tau=\infty} AKF(\tau) \cdot e^{-j\omega\tau} d\tau \quad (\text{B.7})$$

oder in reeller Form:

$$\Phi_e(f) = 2 \cdot \int_{\tau=-\infty}^{\tau=\infty} AKF(\tau) \cdot \cos(\omega\tau) d\tau \quad (\text{B.8})$$

Die Rücktransformation lautet:

$$AKF(\tau) = \int_{f=-\infty}^{f=\infty} \Phi(f) \cdot e^{+j\omega\tau} \cdot df \quad (\text{B.9})$$

Damit wird:

$$\Phi(f) = \frac{u_{SS}^2}{4} \cdot T_B \cdot \left[\frac{\sin(\omega \cdot T_B / 2)}{\omega \cdot T_B / 2} \right]^2 \quad (\text{B.10})$$

und mit $\omega T_B / 2 = \pi f \cdot T_B$ folgt:

$$\Phi(f) = \frac{u_{SS}^2}{4} \cdot T_B \cdot \left[\frac{\sin(\pi f \cdot T_B)}{\pi f \cdot T_B} \right]^2 \quad (\text{B.11})$$

Das zweiseitige Amplitudendichtespektrum $\underline{C}(f)$ eines einzelnen Rechteckimpulses der Dauer T_B und der Höhe u_{SS} (siehe Abb. B.1) ist:

$$\underline{C}(f) = u_{SS} \cdot T_B \cdot \frac{\sin(\pi f \cdot T_B)}{\pi f \cdot T_B} \quad (\text{B.12})$$

Damit gilt:

$$\Phi(f) \cdot 4 \cdot T_B = |\underline{C}(f)|^2 \quad (\text{B.13})$$

Die Größe T_B hat die Dimension $1/\text{Hz}$, Das Quadrat der Amplitudendichte W/Hz^2 und die Leistungsdichte hat die Dimension W/Hz .

Aus dem Leistungsdichtespektrum $F(f)$ berechnen wir das zweiseitige Amplitudenspektrum $\underline{C}(f)$:

$$\underline{C}(f) = u_{SS} \cdot T_B \cdot \frac{\sin(\pi f \cdot T_B)}{\pi f \cdot T_B} \quad (\text{B.14})$$

Nach dem Frequenzverschiebungssatz der Fouriertransformation verschiebt sich das zweiseitige Spektrum um f_T , wenn es einen Träger f_T in der Amplitude moduliert.

$$u_A(f_T \pm f_M) = \frac{\hat{u}_T(f) \cdot \hat{u}_M(f)}{k} \quad (\text{B.15})$$

mit:

$$\frac{\hat{u}_M}{k} = 1 = \frac{u_{SS}}{k} \quad (\text{B.16})$$

da der Modulator ein Schalter ist $f \rightarrow f_T \pm f_M$. Aus (B.12) folgt:

$$\hat{u}_A(f) = \hat{u}_T \cdot T_B \cdot \frac{\sin(\pi \cdot T_B \cdot (f \pm f_M))}{\pi \cdot T_B \cdot (f \pm f_M)} \quad (\text{B.17})$$

Das modulierte Leistungsdichtespektrum Φ_M wird mit:

$$P = \frac{u^2}{1\Omega} = \frac{\hat{u} / \sqrt{2}}{1\Omega} \quad (\text{B.18})$$

zu:

$$\Phi_M(f) = \frac{P}{\Delta f} = \frac{u_A^2}{4 \cdot T_B} = \left(\frac{\hat{u}_T}{2 \cdot \sqrt{2}} \right)^2 \cdot T_B \cdot \left(\frac{\sin(\pi \cdot T_B \cdot (f_T \pm f_M))}{\pi \cdot T_B \cdot (f_T \pm f_M)} \right)^2 \quad (\text{B.19})$$

Nach dem Parsevalschen Satz ist das Integral der Leistung einer Funktion über der Zeit gleich dem Integral der Leistungen über der Frequenz.

$$\int_{-\infty}^{+\infty} |s(t)|^2 dt = \int_{-\infty}^{+\infty} |C(f)|^2 df \quad (\text{B.20})$$

Bei einem breiteren Spektrum muß daher die Amplitude bei $f=f_T$ abnehmen.

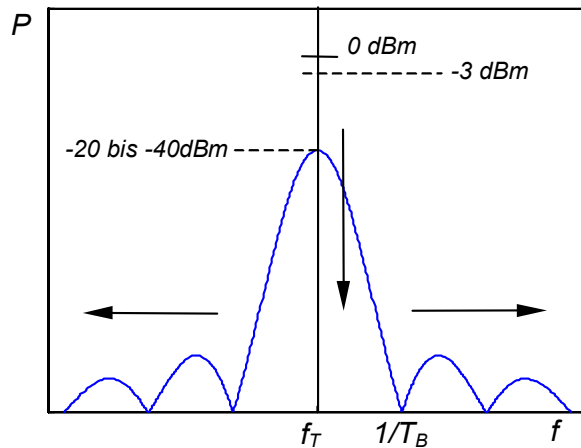


Abb. B.3 : Amplitudenänderung bei breiterem Spektrum

Der modulierte Sender besitzt bei gleicher Häufigkeit von "0" und "1" und 100% Modulationsgrad (d.h. "0" = 0V o. $-\infty \text{ dBm}$, "1" = P_{max}) nur die halbe Gesamtleistung, das Maximum bei f_T muss also wenigstens um 3dB tiefer liegen. Je stärker moduliert wird, umso mehr muss das Maximum bei f_T absinken.

Bei der Meßbandbreite $B=10 \text{ MHz}$ ist P_B in 10 MHz:

$$P_B = \frac{P}{\Delta f} \cdot B = \Phi_M \cdot B = \frac{\hat{u}_T^2}{8} \cdot B \cdot T_B \cdot \underbrace{\left(\frac{\sin x}{x}\right)^2}_{1 \text{ für } x=0} \quad (\text{B.21})$$

$$P_B = B \cdot T_B \cdot \frac{\hat{u}_T^2}{8} \cdot \left(\frac{\sin(\pi \cdot T_B \cdot f_T)}{\pi \cdot T_B \cdot f_T}\right)^2 \quad (\text{B.22})$$

Mit:

$$\pi \cdot T_B \cdot f_T = \pi \quad (\text{B.23})$$

folgt:

$$\frac{\sin(\pi)}{\pi} = 0 \quad (\text{B.24})$$

Mit $r_B=160 \text{ Gbit/s}$ folgt :

$$T_B = \frac{1}{r_B} = 6,25 \cdot 10^{-12} \text{ s} \quad (\text{B.25})$$

und daraus:

$$P_B = \frac{\hat{u}_T^2}{8} \cdot B \cdot T_B \quad (\text{B.26})$$

Bei $0 \text{ dBm} = 1 \text{ mW}$ bezogen auf 1Ω ergibt sich mit:

$$u_{\text{eff}} = \sqrt{P \cdot R} = \sqrt{1 \text{ mW} \cdot 1 \Omega} = 31 \text{ mV}$$

$$P_B = \frac{(31 \text{ mV} \cdot \sqrt{2})^2}{8} \cdot B \cdot T_B \quad (\text{B.27})$$

$$\begin{aligned} P_B &= \frac{(31 \text{ mV})^2}{4} \cdot 10^7 \cdot 6,25 \cdot 10^{-12} \\ &= \frac{10^{-3}}{4} \cdot 10^7 \cdot 6,25 \cdot 10^{-12} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} P_B &= 1,5625 \cdot 10^{-8} \text{ W} \\ \Rightarrow L_B &\approx -48 \text{ dBm} \end{aligned} \quad (\text{B.28})$$

-Grundlagenteil-

1. Grundlagen zum Sender

Bei den verwendeten Lichtquellen in der optischen Übertragungstechnik handelt es sich im wesentlichen um Lumineszenzdiode(LED) und Halbleiterlaser.

Die Funktion einer Lichtquelle lässt sich anschaulich am Bändermodell erklären:

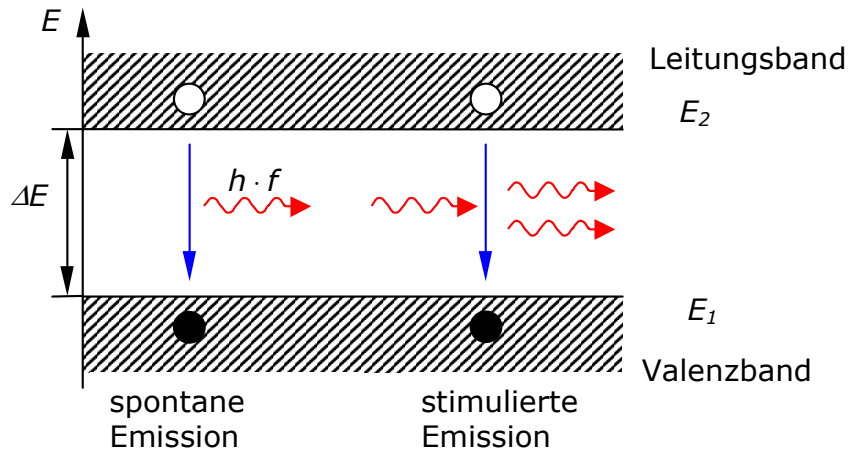


Abb. 1.1 : Energiebändermodell

Dargestellt ist darin das Valenzband und das Leitungsband. Im Valenzband befinden sich die für die Bindung der Atome zuständigen Elektronen. Im Leitungsband sind die Elektronen nicht mehr am Atom gebunden, sie bewegen sich im Festkörper mehr oder weniger frei und bewirken die elektrische Leitfähigkeit. Beim Übergang eines Elektrons vom Leitungsband mit dem höheren Energieniveau E_2 in das Valenzband mit dem niedrigeren Energieniveau E_1 wird die Energiedifferenz ΔE in Form eines Photons freigesetzt. Es kommt also zu einer Rekombination eines Elektrons vom Leitungsband mit einem Loch im Valenzband und zur Erzeugung eines Photons.

$$\Delta E = h \cdot f \quad (1.1)$$

mit $h = 6,626 \cdot 10^{-34} \text{ Js} \hat{=} \text{Planckes Wirkungsquantum}$

und $f \hat{=} \text{Frequenz}$

Fällt ein Elektron spontan von E_2 auf E_1 herab, so kann es zu einer spontanen Emission eines Photons kommen. Dies Art der Rekombination wird als strahlende Rekombination bezeichnet. Bei Rekombinationen ohne Erzeugung eines Photons entstehen Wärmeschwingungen (Phononen). Die spontane Emission tritt bei der LED auf, tritt auch zum gewissen Teil auch beim Laser auf. Von stimulierter Emission ist die Rede, wenn bereits ein Photon vorhanden ist und dieses in Wechselwirkung mit dem Halbleiter den Übergang eines Elektrons von E_2 auf E_1 bewirkt und erneut zur Emission eines Photons führt. Das emittierte Photon hat dabei die gleiche Wellenlänge und die gleiche Phase wie das stimulierende Photon, was als kohärente Lichterzeugung bezeichnet wird. Bei der LED ist dagegen das emittierte Licht inkohärent, weil verschiedene Photonen zufällig emittiert werden ohne eine Phasenbeziehung zueinander. Die stimulierte Emission wird beim Laser (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation)¹ zusätzlich zur spontanen Emission genutzt.

Für die stimulierte Emission muss die Anzahl der vorhandenen Elektronen des Niveaus E_1 niedriger sein als die Anzahl der vorhandenen Elektronen des Niveaus E_2 . Dieser Zustand wird als Besetzungsinversion bezeichnet. Dies wird erreicht

¹ Lichtverstärkung durch induzierte Strahlungsemission

durch Injektion eines elektrischen Stromes und hohe Dotierung der in Flussrichtung betriebenen Diode.

Wichtigste Halbleitermaterialien zur Herstellung von optischen Sendern und Empfängern sind Silizium (Si), Germanium (Ge), Gallium-Arsenid (GaAs), Gallium-Aluminium-Arsenid (GaAlAs) und Indium-Gallium-Arsenid-Phosphid (InGaAsP). [2][47]. Erwähnenswert ist noch, dass die Emissionswellenlängen der Sender in der ITU-T-Empfehlung G.692 standardisiert worden sind. Der Wellenlängenbereich geht dabei von 1528,77 nm (entspricht 196,1 THz) bis 1560,61 nm (entspricht 192,1 THz) je nach Anzahl der Kanäle mit einem Kanalabstand von 50 GHz, 100 GHz oder 200 GHz [3].

1.1 Laserdiode

Laserdioden (LDs) werden meist in Verbindung mit Monomode-Fasern zur Übertragung über große Distanzen eingesetzt. Der Vorteil der Laserdiode ist neben der schmalen spektralen Breite gegenüber der LED (Abb. 1.2) die keulenförmige Strahlungscharakteristik (Abb. 1.3) und die viel kleinere strahlende Fläche (LED ca. 1000 μm^2 , LD ca. 1 μm^2).

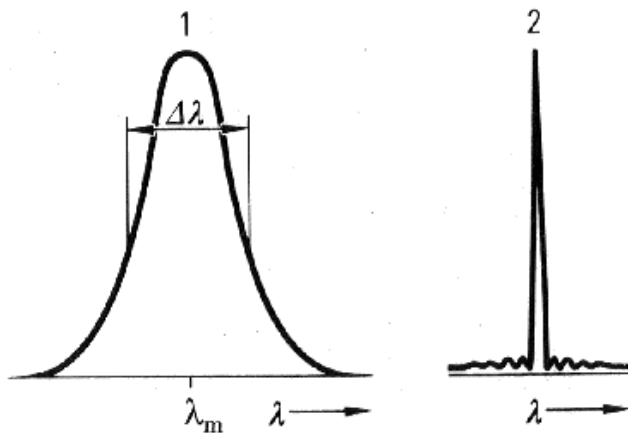


Abb. 1.2 : Spektrale Breiten von LED(1) und LD(2)

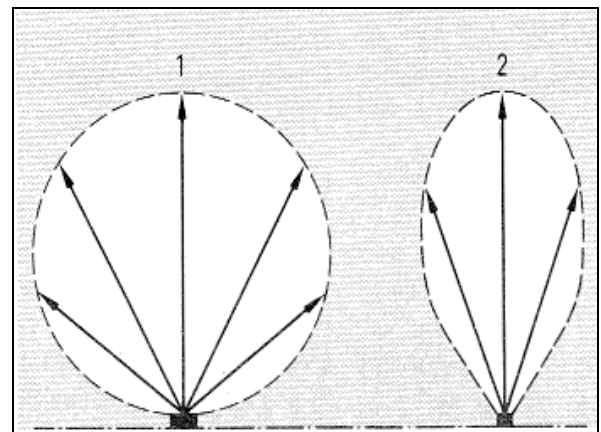


Abb. 1.3 : Abstrahlcharakteristik von LED(1) und LD(2)

Damit ist es möglich, einen großen Teil der abgestrahlten Leistung in den schmalen Kern der Monomode-Faser einzukoppeln. Die Nachteile sind die hohen Herstellungskosten und das Berücksichtigen der Laserschutzmaßnahmen. Außerdem erfordert ihr Einsatz Kühlung (Peltierelement) und Regelung durch eine Monitordiode, da ihr Temperaturgang groß ist. Die prinzipielle Funktion und den Aufbau eines Laser zeigen Abb. 1.4 und Abb. 1.5.

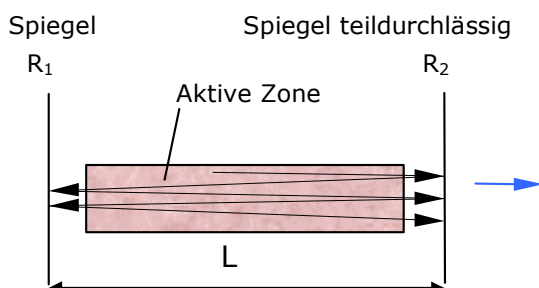


Abb. 1.4 : Resonator

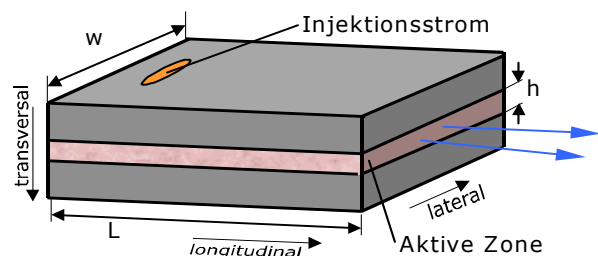


Abb. 1.5 : Aufbau eines Lasers

Damit in einer Halbleiterdiode Laserbetrieb erfolgen kann, ist ein Resonator mit der Länge L notwendig. Typische Längen für Halbleiter-Laserdioden sind $L=300 \mu\text{m}$, typische Werte der Höhe h der aktiven Zone liegen bei $h=0,2 \mu\text{m}$. Die aktive

Zone befindet sich in der Mitte des Resonators, der von zwei Spiegeln umgeben ist, die einen Teil der Lichtenergie in die aktive Zone zurückkoppeln. Dieser Aufbau entspricht dem eines Fabry-Perot-Resonators. Je nach Art der Begrenzung der aktiven Zone in lateraler Richtung, wird der Laser als „indexgeführt“ oder „gewinngeführt“ bezeichnet. Bei den indexgeführten Lasern findet eine Begrenzung der aktiven Zone durch ein geeignetes Brechzahlprofil statt. Bei den gewinngeführten Lasern findet eine Begrenzung durch Injektion des Stromes über einen schmalen Streifenkontakt in der Mitte der aktiven Zone in lateraler Richtung statt. Der Injektionsstrom wird dabei von oben der aktiven Zone zugeführt. Die Rekombination von Elektronen und Löchern und damit auch die Emission von Photonen findet in der aktiven Zone statt. Dabei hat die aktive Zone eine höhere Brechzahl als die beiden vertikal anliegenden Schichten. Dadurch wird eine Wellenführung in der aktiven Zone gewährleistet. Das Laserlicht im Resonatorraum wird zwischen den zwei Spiegelflächen des Halbleiters hin und her reflektiert. Bei jedem Umlauf des Laserlichts (verursacht durch die Reflexionen im Laserresonator) wird durch den Laserprozess die Lichtwelle verstärkt. Die Verstärkung muss dabei größer sein als die internen durch Beugung und Streuung verursachten Verluste α_i und die am Spiegel auftretenden Verluste α_m . Die Spiegelverluste α_m sind gegeben durch:

$$\alpha_m = \frac{1}{2 \cdot L} \cdot \ln\left(\frac{1}{R_1 \cdot R_2}\right) \quad (1.2)$$

Ist die Verstärkung größer als die Verluste, so ist die Resonanzbedingung erfüllt und es können sich im Resonator stehende Wellen für bestimmte diskrete Wellenlängen ausbilden und nur bei diesen Wellenlängen wird das Licht transmittiert. Nachteilig an diesem Aufbau ist, dass sich dadurch viele Moden, die als longitudinale Moden bezeichnet werden, ausbilden können, was sich negativ auf die spektrale Breite des Lasers auswirkt.

Beim Übergang des Laserlichtes vom Halbleiter durch den teildurchlässigen Spiegel zur Luft, kommt es zur Fresnel-Reflexion, wobei die Brechzahl des Halbleitermaterials (InP) bei $n=3,4$ liegt. Dabei gilt für die Reflexionsfaktoren der Spiegel:

$$R = r^2 = \left(\frac{n-1}{n+1}\right)^2 \quad (1.3)$$

Die stimulierte Emission kann aber erst ab einem bestimmten Schwellenstrom I_{TH} stattfinden, da erst bei diesem Strom eine Besetzungsinversion im Halbleiter vorliegt. Für I_{TH} lässt sich schreiben:

$$I_{TH} \sim h + \frac{1}{2 \cdot L} \cdot \ln \frac{1}{R_1 \cdot R_2} \quad (1.4)$$

Unterhalb des Schwellenstromes findet nur spontane Rekombination statt. Die Temperaturabhängigkeit beim Halbleiterlaser ist weit größer als bei der LED. Temperaturschwankungen haben eine Änderung des Schwellenstromes (I_{TH})¹ zur Folge. Bei einem festeingestelltem Arbeitspunkt können Schwankungen der Temperatur als erste Extreme zur Selbstzerstörung des Lasers führen ($T \downarrow$), oder als zweite Extreme, es findet keine Emission der Ausgangsleistung mehr statt ($T \uparrow$). Mit zunehmender Betriebsdauer kann es oberhalb des Schwellenstromes zu einer Abnahme der Ausgangsleistung mit zunehmendem Strom kommen (Abb. 1.6).

¹ engl.: threshold current

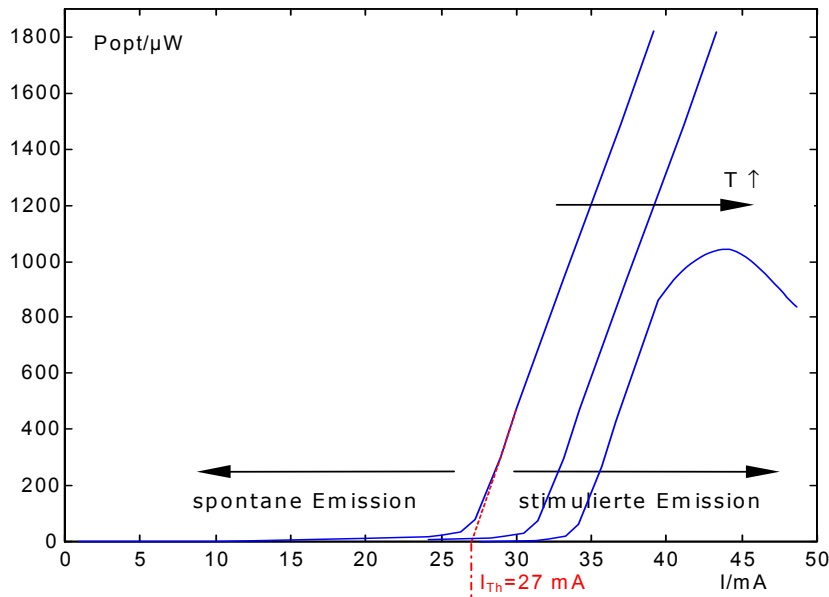


Abb. 1.6 : Laser-Kennlinie

In der optischen Übertragungstechnik werden hauptsächlich folgende Arten von Laserdioden eingesetzt: Distributed-Feedback-Laser (DFB, Laser mit verteilter Rückkopplung), DBR-Laser (Distributed Bragg reflection) und Fabry-Perot-Laser (FP). Bei DFB-Lasern werden Gitterstrukturen ins Halbleitermaterial geätzt, welche die Moden selektieren. Damit wird ein Laser auf die passende Wellenlänge abgestimmt. Die spektrale Halbwertsbreite eines DFB-Lasers ist kleiner als 1 nm. Die restlichen Moden werden mit über 40 dB unterdrückt. DFB-Laser sind anfällig gegen von außen auftreffendes Licht, das üblicherweise von Reflexionen an Steckverbindern her stammt. Dadurch kann die Resonanzbedingung aufgehoben werden und die spektrale Breite wird negativ beeinflusst. Diese Reflexionen werden durch schräge Stirnflächen bei Monomode-Steckverbindern vermindert. Nachteilig am DFB-Laser zum Fabry-Perot-Laser ist der erheblich höhere Preis. Beim DBR-Laser sind im Gegensatz zum DFB-Laser (Abb. 1.7) die Gitterstrukturen nur an den Laserenden.[2][30][46]

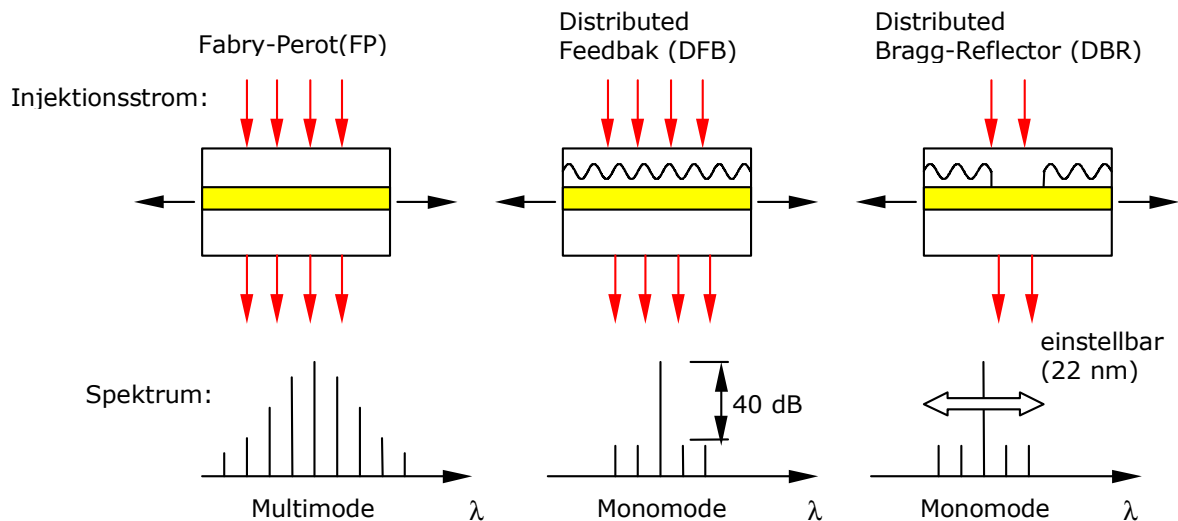


Abb. 1.7 : Halbleiterlaser

Die Lebensdauer eines Laser liegt bei etwas mehr als 10^5 Stunden. Die bisher beschriebenen Laser sind Kantenemitter. Der Resonator ist in den Halbleiterschichten in einer Ebene senkrecht zur Stromflussrichtung. Das Licht

verlässt den Laser aus einer Seitenfläche. Bei einem VCSEL (Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser), einem oberflächenemittierenden Laser, erfolgt die Abstrahlung senkrecht zur Schichtenstruktur (in Stromflussrichtung).[32] Vorteile dieser Struktur sind u.a.:

- Höhere Modulationsraten
- Verbesserung des Temperaturverhaltens
- Reduktion der Wärmebildung im Modul
- Geringere Kosten

Allerdings ist der VCSEL ein multimodiger Laser für das erste optische Fenster.

1.2 Leuchtdiode LED

Die LED (LED = Light Emitting Diode), auch Lumineszenzdiode genannt, ist die einfachste und preisgünstigste der Sendedioden. Leider begrenzt die mittlere Lebensdauer τ_e der Ladungsträger die maximal mögliche Bitrate auf ca. 100 Mbit/s, da unterhalb von τ_e die Diode den Stromänderungen nicht mehr folgen kann. Die Strahlungserzeugung erfolgt durch spontane Emission. Die elektrische Ansteuerung ist sehr einfach zu realisieren. Ein Nachteil der LED ist die relativ große spektrale Bandbreite, welche in Zusammenhang mit der chromatischen Dispersion einer Faser problematisch ist. Einen weiteren Grund dafür, dass die LED nur bei Systemen mit kurzen Übertragungslängen und niedrigen Bitraten verwendet wird, ist die geringe Ausgangsleistung nach Abb. 1.8 gegenüber der eines Lasers.

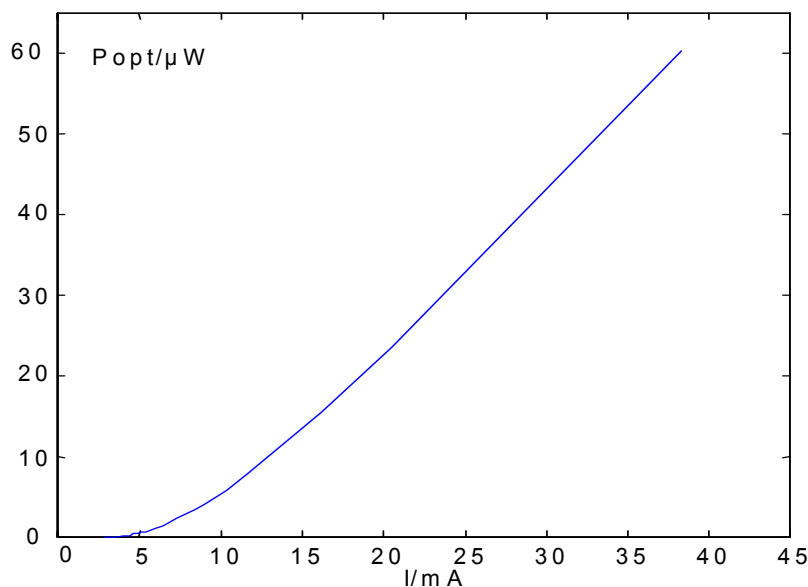


Abb. 1.8 : Dioden-Kennlinie

Weiterhin bewirkt eine Erhöhung der Temperatur ein Absinken der Kennlinie und auch eine Verschiebung des Spektrums zu größeren Wellenlängen.[74][46]

Man unterscheidet bei den LED's zwischen Oberflächenemittern und Kantenemittern. Vorteile des Kantenemitters ist die bessere Abstrahlcharakteristik, nachteilig dagegen die erhöhte Temperaturabhängigkeit. Zusammenfassend lassen sich die Vor- und Nachteile des Lasers und der LED in Tab. 1.1 gegenüberstellen:

Eigenschaften	Laser	LED
Schaltungsaufwand	Groß	Klein
Modulationsbandbreite	Hoch	Niedrig
Abstrahlcharakteristik	Schmal	Weit
Spektrale Breite	Schmal	Weit
Lichtleistung	Hoch	Niedrig
Lebensdauer	Niedrig	Hoch
Preis	Teuer	Günstig

Tab. 1.1 : Vor- und Nachteile Laser/LED

1.3 Modulation

Mit Laserdioden sind sehr hohe Modulationsraten bis in den GHz-Bereich erzielbar. Doch ist im Vergleich zur Lumineszenzdiode eine aufwendigere Ansteuerschaltung notwendig.

Eine Möglichkeit der Modulation ist die direkte Modulation. Dabei wird durch ein elektrisches Signal die Intensität einer Lichtquelle moduliert. Beim sprunghaftem Anlegen eines Stromes an die Laserdiode führt die optische Leistung jedoch den Sprung nicht unmittelbar aus, sondern erst nach einer Ansprechverzögerungszeit t_d , welche sich besonders bei hohen Datenraten bemerkbar macht.

Diese Verzögerungszeit t_d kann durch Anlegen eines Vorstromes I_{bias} für den Modulationsstrom I_{mod} verringert werden. Der Vorstrom I_{bias} sorgt dafür, dass die Modulation nur geringfügig im Bereich der spontanen Emission, also unterhalb des Schwellenstromes, stattfindet. Wenn der Modulationsstrom I_{mod} größer ist als der Schwellenstrom I_{TH} , so gilt:

$$t_d = \tau \ln \left(\frac{I_{mod} - I_{bias}}{I_{mod} - I_{TH}} \right) \quad (1.5)$$

Die Größe τ setzt sich dabei aus der Lebensdauer der spontanen Rekombination τ_{sp} , der stimulierten Rekombination τ_{st} und aus der Lebensdauer der Photonen τ_{ph} zusammen. In GaAs bei Zimmertemperatur beträgt $\tau_{sp}=1 \text{ ns}$, $\tau_{st}=10 \text{ ps}$ und $\tau_{ph}=1 \text{ ps}$. Die Zeit τ_{ph} stellt dabei die oberste Grenze der Modulationsrate einer Laserdiode dar. Die Verzögerungszeit t_d wird umso kleiner, je mehr sich der Vorstrom dem Schwellenstrom nähert. Dadurch werden Bitraten bis zu einigen Gbit/s möglich.

Den Einfluss des Verhältnisses vom Vorstrom zum Schwellenstrom auf die optischen Impulse zeigt Abb. 1.9.

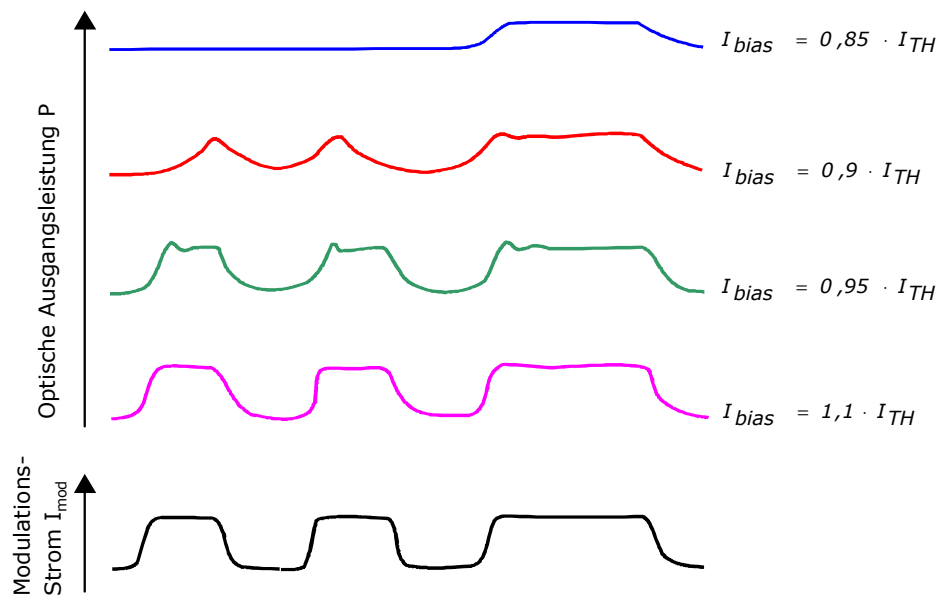


Abb. 1.9 : Pulsformen einer Laserdiode bei unterschiedlichen Vorströmen

Neben der Zeitverzögerung spielen beim Schalten von Lasern mit großen Stromänderungen auch gewisse Einschwingvorgänge, sogenannte Relaxationsschwingungen eine Rolle. Diese treten beim Überschreiten der Laserschwelle auf und sind in Abb. 1.10 angedeutet.

Power[mW]

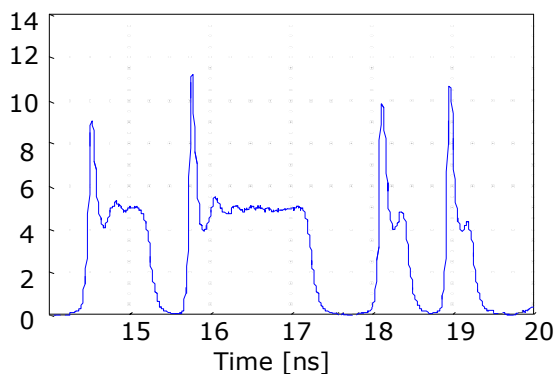


Abb. 1.10 : Relaxationsschwingungen

Ursache für diese Relaxationsschwingungen, die typisch sind bei großsignalmodulierten Lasern, sind Wechselwirkungen zwischen den Ladungsträgern und den Photonen. Da diese Relaxationsschwingungen lange andauern begrenzen sie die maximal mögliche Bitrate.

Die direkte Modulation hat den Nachteil, dass die Emissionswellenlänge des Lasers von seiner Mittenwellenlänge abweicht, was zu einer Linienverbreiterung führt. Dieser Effekt wird als Chirping oder Chirp bezeichnet. Das verbreitete Signal unterliegt verstärkt der chromatischen Dispersion, wodurch sich das erreichbare Bandbreite-Längen-Produkt verringert.

Ein wesentlich verbessertes Chirpingverhalten erzielt man durch die externe Modulation. Dabei arbeitet der Laser im CW-Betrieb¹. Dennoch, auch mit externen Modulatoren ist eine Linienverbreiterung durch das Modulationsverfahren unvermeidbar.

¹ engl.: Continuous Wave

2. Nichtlineare Schrödingergleichung

Für ein Medium wie die Glasfaser mit den Eigenschaften:

- Nicht magnetisch ($\mu_r=1$)
- Isotrop (ε skalar)
- Keine elektrische Leitfähigkeit ($\kappa=0$)

lautet die 1. Maxwell'sche Gleichung (Durchflutungsgesetz):

$$\text{rot } \vec{H}(\vec{r}, t) = \frac{\partial \vec{D}(\vec{r}, t)}{\partial t} \quad (2.1)$$

Während die 1. Maxwell'sche Gleichung das Durchflutungsgesetz beschreibt, beschreibt die 2. Maxwell'sche Gleichung das Induktionsgesetz:

$$\text{rot } \vec{E}(\vec{r}, t) = -\frac{\partial \vec{B}(\vec{r}, t)}{\partial t} \quad (2.2)$$

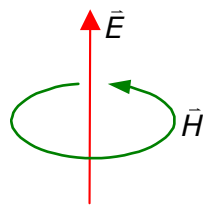


Abb. 2.1 : Zählpfeilsystem zum Durchflutungsgesetz (Rechte-Hand-Regel)

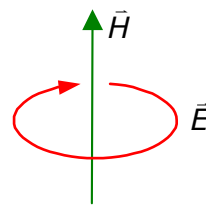


Abb. 2.2 : Zählpfeilsystem zum Induktionsgesetz (Linke-Hand-Regel)

mit:

\vec{E} = elektrischer Feldvektor

\vec{H} = magnetischer Feldvektor

\vec{D} = Vektor der elektrischen Verschiebungsdichte

\vec{B} = Vektor der magnetischen Flussdichte

Hierbei sind alle Größen als reell anzusehen. Es besteht bei diesen Größen eine Abhängigkeit vom Ort \vec{r} und von der Zeit t . Um in den nachfolgenden Rechnungen eine bessere Übersicht zu erhalten, wird die Orts- und Zeitabhängigkeit nicht explizit hingeschrieben, sie besteht aber trotzdem noch. Es gilt:

$$\text{rot } \vec{E} = \vec{e}_x \left(\frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} \right) + \vec{e}_y \left(\frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} \right) + \vec{e}_z \left(\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} \right) \quad (2.3)$$

$$\text{div } \vec{E} = \frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} + \frac{\partial E_z}{\partial z} \quad (2.4)$$

$$\Delta \vec{E} = \frac{\partial^2 E_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_y}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 E_z}{\partial z^2} \quad (2.5)$$

Die Gleichung (2.3) stellt die Rotation, Gleichung (2.4) die Divergenz und Gleichung (2.5) den sogenannten Laplace-Operator dar. Die Gleichungen (2.1) und (2.2) reichen zur vollständigen Beschreibung der Lichtausbreitung in einem Medium nicht aus, da der Einfluss des Mediums, in dem sich das elektrische und magnetische Feld ausbreitet, mit berücksichtigt werden muss. Daher werden die Maxwell'schen Gleichungen mit den sogenannten Materialgleichungen ergänzt. Sie lauten:

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \cdot \varepsilon_r \cdot \vec{E} = \varepsilon_0 \cdot n^2 \cdot \vec{E} \quad (2.6)$$

$$\vec{B} = \mu_0 \cdot \vec{H} \quad (2.7)$$

mit:

ε_0 = elektrische Dielektrizitätskonstante

ε_r = relative Dielektrizitätszahl

μ_0 = Permeabilitätskonstante

Weiterhin gelten die beiden Hilfsgleichungen:

$$\operatorname{div} \vec{H} = 0 \quad (\text{weil } \mu = \mu_0 \mu_r = \mu_0 = \text{const.}) \quad (2.8)$$

$$\operatorname{div}(\vec{E}) = 0 \quad (2.9)$$

Voraussetzung für die Gleichung (2.9) ist allerdings, dass es sich hier um eine schwach-führende Faser handelt. Da der Brechzahlunterschied zwischen Kern und Mantel bei den hier verwendeten Fasern sehr gering ist, kann man hier von einer schwach-führenden Faser ausgehen.

Durch nochmalige Rotationsbildung von Gleichung (2.2) erhalten wir:

$$\operatorname{rot}(\operatorname{rot} \vec{E}) = \operatorname{rot} \left(-\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \right) = -\operatorname{rot} \left(\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \right) \quad (2.10)$$

Da die Ableitungen nach der Zeit und nach dem Ort unabhängig voneinander sind, kann Gleichung (2.10) auch folgendermaßen formuliert werden:

$$\operatorname{rot}(\operatorname{rot} \vec{E}) = -\frac{\partial}{\partial t} (\operatorname{rot} \vec{B}) \quad (2.11)$$

Durch Einsetzen von Gleichung (2.7) in Gleichung (2.11) ergibt sich:

$$\operatorname{rot}(\operatorname{rot} \vec{E}) = -\frac{\partial}{\partial t} (\operatorname{rot}(\mu_0 \cdot \vec{H})) = -\mu_0 \cdot \frac{\partial}{\partial t} (\operatorname{rot} \vec{H}) \quad (2.12)$$

Nun wird Gleichung (2.1) in Gleichung (2.12) eingesetzt:

$$\operatorname{rot}(\operatorname{rot} \vec{E}) = -\mu_0 \cdot \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \right) = -\mu_0 \cdot \frac{\partial^2 \vec{D}}{\partial t^2} \quad (2.13)$$

Die Verschiebungsdichte wird nun mit Hilfe von (2.6) ersetzt:

$$\operatorname{rot}(\operatorname{rot} \vec{E}) = -\mu_0 \cdot \frac{\partial^2 (\varepsilon_0 \cdot n^2 \cdot \vec{E})}{\partial t^2} = -\mu_0 \cdot \varepsilon_0 \cdot n^2 \cdot \frac{\partial^2 (\vec{E})}{\partial t^2} \quad (2.14)$$

Aus der Beziehung:

$$\frac{1}{c_0^2} = \mu_0 \cdot \varepsilon_0 \quad (2.15)$$

ergibt sich für Gleichung (2.14):

$$\operatorname{rot}(\operatorname{rot} \vec{E}) = -\frac{n^2}{c_0^2} \cdot \frac{\partial^2 (\vec{E})}{\partial t^2} \quad (2.16)$$

Mit Hilfe der Beziehung:

$$\operatorname{rot}(\operatorname{rot} \vec{E}) = \operatorname{grad}(\operatorname{div} \vec{E}) - \Delta \vec{E} \quad (2.17)$$

folgt aus Gleichung (2.16):

$$\operatorname{grad}(\operatorname{div} \vec{E}) - \Delta \vec{E} = -\frac{n^2}{c_0^2} \cdot \frac{\partial^2 (\vec{E})}{\partial t^2} \quad (2.18)$$

Aus Gleichung (2.9) folgt für den ersten Term auf der linken Seite der Gleichung (2.18):

$$\operatorname{grad}(\operatorname{div} \vec{E}) = \operatorname{grad}(0) = 0 \quad (2.19)$$

Damit erhält man aus Gleichung (2.18) die Wellengleichung:

$$\Delta \vec{E} = \frac{n^2}{c_0^2} \cdot \frac{\partial^2 (\vec{E})}{\partial t^2} \quad (2.20)$$

Im folgenden wird von der Vereinfachung ausgegangen, dass die Welle sich in z-Richtung ausbreitet und in x-Richtung polarisiert ist, womit sich aus der Wellengleichung (auch bekannt als Helmholtzgleichung) folgendes ergibt:

$$\frac{\partial^2 E}{\partial z^2} = \frac{n^2}{c_0^2} \cdot \frac{\partial^2 (E)}{\partial t^2} \quad (2.21)$$

Damit kann das Feld in der Form beschrieben werden:

$$E(z, t) = A(z, t) \cdot e^{-j(\beta_0 \cdot z - \omega_0 \cdot t)} \quad (2.22)$$

Der Exponentialterm beschreibt den schnell oszillierenden Teil des Feldes, während $A(z, t)$ die langsam oszillierende Amplitudenfunktion (Hüllkurve) beschreibt. Die transversale Feldverteilung $F(x, y)$ des Grundmodus wird hier nicht weiter berücksichtigt, da sie in den folgenden Rechnungen so und so herausgekürzt werden würde. In den folgenden Rechnungen wird zur besseren Übersicht die Amplitudenfunktion $A(z, t)$ mit A abgekürzt.

Zuerst soll nun die linke Seite der Gleichung (2.21) gelöst werden. Es folgt die erste Ableitung nach z:

$$\begin{aligned} \frac{\partial E}{\partial z} &= \frac{\partial}{\partial z} \left(A \cdot e^{-j(\beta_0 \cdot z - \omega_0 \cdot t)} \right) = \frac{\partial A}{\partial z} \cdot e^{-j(\beta_0 \cdot z - \omega_0 \cdot t)} - j\beta_0 \cdot A \cdot e^{-j(\beta_0 \cdot z - \omega_0 \cdot t)} \\ \frac{\partial E}{\partial z} &= e^{-j(\beta_0 \cdot z - \omega_0 \cdot t)} \cdot \left(\frac{\partial A}{\partial z} - j\beta_0 \cdot A \right) \end{aligned}$$

Daraus folgt für die zweite Ableitung:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 E}{\partial z^2} &= \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial E}{\partial z} \right) = \frac{\partial}{\partial z} \left(e^{-j(\beta_0 \cdot z - \omega_0 \cdot t)} \cdot \left(\frac{\partial A}{\partial z} - j\beta_0 \cdot A \right) \right) \\ \frac{\partial^2 E}{\partial z^2} &= e^{-j(\beta_0 \cdot z - \omega_0 \cdot t)} \cdot (-j\beta_0) \cdot \left(\frac{\partial A}{\partial z} - j\beta_0 \cdot A \right) + e^{-j(\beta_0 \cdot z - \omega_0 \cdot t)} \cdot \left(\frac{\partial^2 A}{\partial z^2} - j\beta_0 \cdot \frac{\partial A}{\partial z} \right) \\ \frac{\partial^2 E}{\partial z^2} &= e^{-j(\beta_0 \cdot z - \omega_0 \cdot t)} \cdot \left(-j\beta_0 \cdot \frac{\partial A}{\partial z} + (j\beta_0)^2 \cdot A + \frac{\partial^2 A}{\partial z^2} - j\beta_0 \cdot \frac{\partial A}{\partial z} \right) \\ \frac{\partial^2 E}{\partial z^2} &= e^{-j(\beta_0 \cdot z - \omega_0 \cdot t)} \cdot \left(-j2 \cdot \beta_0 \cdot \frac{\partial A}{\partial z} - \beta_0^2 \cdot A + \frac{\partial^2 A}{\partial z^2} \right) \quad (2.23) \end{aligned}$$

Da angenommen werden kann, dass sich A nur langsam mit z ändert, kann folgende Näherung angenommen werden:

$$\left| -j2 \cdot \beta_0 \cdot \frac{\partial A}{\partial z} - \beta_0^2 \cdot A \right| \gg \left| \frac{\partial^2 A}{\partial z^2} \right|$$

Damit folgt für Gleichung (2.23):

$$\frac{\partial^2 E}{\partial z^2} = e^{-j(\beta_0 \cdot z - \omega_0 \cdot t)} \cdot \left(-\beta_0^2 \cdot A - j2 \cdot \beta_0 \cdot \frac{\partial A}{\partial z} \right) \quad (2.24)$$

Nun soll die rechte Seite der Gleichung (2.21) gelöst werden.

Um den nun folgenden Rechnungsweg zu vereinfachen, wird dieser jedoch in zwei Teilschritte unterteilt, wobei im ersten Teilschritt von einer rein dispersiven linearen Glasfaser und im zweiten Teilschritt von einer rein nichtlinearen dispersionsfreien Faser ausgegangen wird. Schließlich werden die beiden Teillösungen zur Nichtlinearen Schrödingergleichung (nonlinear schrödinger equation ,NLSE) zusammengefasst. Diese Vorhergehensweise ist erlaubt, da die beiden Effekte Dispersion und Nichtlinearität in der Glasfaser schwach sind, daher getrennt betrachtet und schließlich linear überlagert werden können.

Teilschritt 1:

Ausgehend von einer rein dispersiven linearen Faser kann folgender Rechenweg durchgeführt werden:

$$\frac{\partial E}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t} \left(A \cdot e^{-j(\beta_0 \cdot z - \omega_0 \cdot t)} \right) = \frac{\partial A}{\partial t} \cdot e^{-j(\beta_0 \cdot z - \omega_0 \cdot t)} + j\omega_0 \cdot A \cdot e^{-j(\beta_0 \cdot z - \omega_0 \cdot t)}$$

$$\frac{\partial E}{\partial t} = e^{-j(\beta_0 \cdot z - \omega_0 \cdot t)} \cdot \left(\frac{\partial A}{\partial t} + j\omega_0 \cdot A \right)$$

Daraus folgt für die zweite Ableitung:

$$\frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{dE}{dz} \right) = \frac{\partial}{\partial t} \left(e^{-j(\beta_0 \cdot z - \omega_0 \cdot t)} \cdot \left(\frac{\partial A}{\partial t} + j\omega_0 \cdot A \right) \right)$$

$$\frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = e^{-j(\beta_0 \cdot z - \omega_0 \cdot t)} \cdot (+j\omega_0) \cdot \left(\frac{\partial A}{\partial t} + j\omega_0 \cdot A \right) + e^{-j(\beta_0 \cdot z - \omega_0 \cdot t)} \cdot \left(\frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + j\omega_0 \cdot \frac{\partial A}{\partial t} \right)$$

$$\frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = e^{-j(\beta_0 \cdot z - \omega_0 \cdot t)} \cdot \left(+j\omega_0 \cdot \frac{\partial A}{\partial t} + (j\omega_0)^2 \cdot A + \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + j\omega_0 \cdot \frac{\partial A}{\partial t} \right)$$

$$\frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = e^{-j(\beta_0 \cdot z - \omega_0 \cdot t)} \cdot \left(j2 \cdot \omega_0 \cdot \frac{\partial A}{\partial t} - \omega_0^2 \cdot A + \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} \right) \quad (2.25)$$

Da A gegenüber ω_0 eine langsam variierende Hüllkurve darstellt, können die Ableitungen nach der Zeit vernachlässigt werden:

$$\left| j2 \cdot \omega_0 \cdot \frac{\partial A}{\partial t} + \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} \right| \ll \left| \omega_0^2 \cdot A \right|$$

Damit folgt für Gleichung (2.25):

$$\frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = e^{-j(\beta_0 \cdot z - \omega_0 \cdot t)} \cdot \left(-\omega_0^2 \cdot A \right) \quad (2.26)$$

Setzt man nun die Gleichungen (2.24) und (2.25) in die Gleichung (2.21) ein, so erhält man:

$$e^{-j(\beta_0 \cdot z - \omega_0 \cdot t)} \cdot \left(-\beta_0^2 \cdot A - j2 \cdot \beta_0 \cdot \frac{\partial A}{\partial z} \right) = \frac{n^2}{c_0^2} \cdot e^{-j(\beta_0 \cdot z - \omega_0 \cdot t)} \cdot \left(-\omega_0^2 \cdot A \right)$$

$$-\beta_0^2 \cdot A - j2 \cdot \beta_0 \cdot \frac{\partial A}{\partial z} = \frac{n^2}{c_0^2} \cdot \left(-\omega_0^2 \cdot A \right)$$

und nach Umformung und Multiplikation mit dem Faktor $j/(2\beta)$ folgt daraus die Gleichung (2.27):

$$\frac{j}{2 \cdot \beta_0} \cdot A \cdot \left(\frac{n^2 \cdot \omega_0^2}{c_0^2} - \beta_0^2 \right) + \frac{\partial A}{\partial z} = 0, \quad (2.27)$$

wobei mit $n = n(\omega)$ gilt:

$$\beta(\omega) = n(\omega) \cdot k_0 = n(\omega) \cdot \frac{\omega_0}{c_0} \quad (2.28)$$

Daraus folgt für Gleichung (2.27), wobei jetzt die Orts- und Zeitabhängigkeit wieder explizit mitgeschrieben wird:

$$\frac{j}{2 \cdot \beta_0} \cdot A(z, t) \cdot \left(\beta(\omega)^2 - \beta_0^2 \right) + \frac{\partial A(z, t)}{\partial z} = 0 \quad (2.29)$$

Nach Transformation in den Frequenzbereich folgt für Gleichung (2.29):

$$\frac{j}{2 \cdot \beta_0} \cdot A(z, \omega) \cdot (\beta(\omega)^2 - \beta_0^2) + \frac{\partial A(z, \omega)}{\partial z} = 0 \quad (2.30)$$

Mit der Taylorreihenentwicklung von der Ausbreitungskonstanten (siehe dazu auch Hauptteil Kapitel 3.2.2.1):

$$\beta(\omega)|_{\omega=\omega_0} - \beta_0 = \beta_1 \cdot \underbrace{(\omega - \omega_0)}_{\Omega} + \frac{1}{2} \cdot \beta_2 \cdot \underbrace{(\omega - \omega_0)^2}_{\Omega^2} + \frac{1}{6} \cdot \beta_3 \cdot \underbrace{(\omega - \omega_0)^3}_{\Omega^3}, \quad (2.31)$$

wobei hier die Taylor-Reihe nach dem Term dritter Ordnung abgebrochen wurde und der Näherung, dass:

$$\beta(\omega)^2 - \beta_0^2 = (\beta(\omega) - \beta_0) \cdot (\beta(\omega) + \beta_0) \approx (\beta(\omega) - \beta_0) \cdot 2 \cdot \beta_0 \quad (2.32)$$

folgt für die Gleichung (2.30):

$$\frac{\partial A}{\partial z} + j\beta_1 \Omega \cdot A + j \frac{\beta_2}{2} \Omega^2 \cdot A + j \frac{\beta_3}{6} \Omega^3 \cdot A = 0 \quad (2.33)$$

Mit der Hin- und Rücktransformation der Fouriertransformation in der Form nach Gleichung (2.34) und (2.35):

$$F(z, \omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(z, t) \cdot e^{-j\omega \cdot t} dt \quad (2.34)$$

$$f(z, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} F(z, \omega) \cdot e^{j\omega \cdot t} d\omega \quad (2.35)$$

folgt für die Rücktransformation in den Zeitbereich mit:

$$j\Omega \equiv \frac{\partial}{\partial t}, \quad -\Omega^2 \equiv \frac{\partial^2}{\partial t^2} \quad \text{und} \quad -j\Omega^3 \equiv \frac{\partial^3}{\partial t^3}$$

die Wellengleichung für lineare dispersive Glasfasern:

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \beta_1 \cdot \frac{\partial A}{\partial t} - j \frac{\beta_2}{2} \cdot \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} - \frac{\beta_3}{6} \cdot \frac{\partial^3 A}{\partial t^3} = 0 \quad (2.36)$$

Es wird nun eine retardierte (mitlaufende) Zeitachse eingeführt:

$$T = t - \frac{z}{v_g} = t - \beta_1 \cdot z \quad (2.37)$$

Der "Beobachter" bewegt sich nun synchron zur Hüllkurve A mit der Gruppengeschwindigkeit v_g mit. Mit Gleichung (2.37) folgt damit für (2.36):

$$\begin{aligned} \frac{\partial A}{\partial z} - j \frac{\beta_2}{2} \cdot \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} - \frac{\beta_3}{6} \cdot \frac{\partial^3 A}{\partial T^3} &= 0 \\ \frac{\partial A}{\partial z} &= j \frac{\beta_2}{2} \cdot \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} + \frac{\beta_3}{6} \cdot \frac{\partial^3 A}{\partial T^3} \end{aligned} \quad (2.38)$$

Teilschritt 2:

Wie auf Seite 116 erläutert, wird nun im zweiten Teilschritt die Wellengleichung für nichtlineare dispersionsfreie Glasfaser ermittelt. Es wird daher gefordert, dass die betrachteten Signale schmalbandig sind und Wellenlängenabhängigkeit der Brechzahl vernachlässigt werden kann. Es folgt daher für die intensitätsabhängige Brechzahl (siehe dazu auch Hauptteil Kapitel 3.2.3):

$$n = n_L + n_2 \cdot |E|^2 = n_L + n_2 \cdot |A|^2 \quad (2.39)$$

Dabei ist n_L der lineare Anteil der Brechzahl, während n_2 für die Nichtlinearitäten verantwortlich ist.

Dadurch erhält man nun für die rechte Seite der Gleichung (2.21):

$$\frac{1}{c_0^2} \cdot \frac{\partial^2 (n^2 \cdot E)}{\partial t^2} = \frac{1}{c_0^2} \cdot \frac{\partial^2 \left((n_L + n_2 \cdot |A|^2)^2 \cdot E \right)}{\partial t^2}$$

$$\frac{1}{c_0^2} \cdot \frac{\partial^2 (n^2 \cdot E)}{\partial t^2} = \frac{1}{c_0^2} \cdot \frac{\partial^2 \left((n_L^2 + 2 \cdot n_L n_2 |A|^2 + n_2^2 |A|^4) \cdot A(z, t) \cdot e^{-j(\beta_0 \cdot z - \omega_0 \cdot t)} \right)}{\partial t^2}$$

Der Term mit n_2^2 kann vernachlässigt werden, da n_2^2 sehr klein ist. Es folgt:

$$\frac{1}{c_0^2} \cdot \frac{\partial^2 (n^2 \cdot E)}{\partial t^2} = \frac{1}{c_0^2} \left[n_L^2 \cdot \frac{\partial^2 (A(z, t) \cdot e^{-j(\beta_0 \cdot z - \omega_0 \cdot t)})}{\partial t^2} \right. \\ \left. + 2 \cdot n_L n_2 |A|^2 \cdot \frac{\partial^2 (A(z, t) \cdot e^{-j(\beta_0 \cdot z - \omega_0 \cdot t)})}{\partial t^2} \right] \quad (2.40)$$

Durch Einsetzen der Gleichung (2.26) folgt für Gleichung (2.40):

$$\frac{1}{c_0^2} \cdot \frac{\partial^2 (n^2 \cdot E)}{\partial t^2} = \frac{1}{c_0^2} \left[n_L^2 \cdot e^{-j(\beta_0 \cdot z - \omega_0 \cdot t)} \cdot (-\omega_0^2 \cdot A) \right. \\ \left. + 2 \cdot n_L n_2 |A|^2 \cdot e^{-j(\beta_0 \cdot z - \omega_0 \cdot t)} \cdot (-\omega_0^2 \cdot A) \right]$$

$$\frac{1}{c_0^2} \cdot \frac{\partial^2 (n^2 \cdot E)}{\partial t^2} = \frac{1}{c_0^2} \left[(n_L^2 + 2 \cdot n_L n_2 |A|^2) \cdot e^{-j(\beta_0 \cdot z - \omega_0 \cdot t)} \cdot (-\omega_0^2 \cdot A) \right]$$

$$\frac{1}{c_0^2} \cdot \frac{\partial^2 (n^2 \cdot E)}{\partial t^2} = -\frac{n_L^2 \cdot \omega_0^2}{c_0^2} \left[\left(1 + 2 \cdot \frac{n_2}{n_L} |A|^2 \right) \cdot A \cdot e^{-j(\beta_0 \cdot z - \omega_0 \cdot t)} \right] \quad (2.41)$$

Mit $\beta_0 = n_L \omega_0 / c_0$ folgt für Gleichung (2.41):

$$\frac{1}{c_0^2} \cdot \frac{\partial^2 (n^2 \cdot E)}{\partial t^2} = -\beta_0^2 \cdot \left[\left(1 + 2 \cdot \frac{n_2}{n_L} |A|^2 \right) \cdot A \cdot e^{-j(\beta_0 \cdot z - \omega_0 \cdot t)} \right] \quad (2.42)$$

Wie im ersten Teilschritt werden nun auch hier Gleichung (2.24) und Gleichung (2.42) in die Wellengleichung (2.21) eingesetzt:

$$e^{-j(\beta_0 \cdot z - \omega_0 \cdot t)} \cdot \left(-\beta_0^2 \cdot A - j2 \cdot \beta_0 \cdot \frac{\partial A}{\partial z} \right) = -\beta_0^2 \cdot \left[\left(1 + 2 \cdot \frac{n_2}{n_L} |A|^2 \right) \cdot A \cdot e^{-j(\beta_0 \cdot z - \omega_0 \cdot t)} \right]$$

$$-\beta_0^2 \cdot A - j2 \cdot \beta_0 \cdot \frac{\partial A}{\partial z} = -\beta_0^2 \cdot \left[\left(1 + 2 \cdot \frac{n_2}{n_L} |A|^2 \right) \cdot A \right]$$

$$-\beta_0^2 \cdot A - j2 \cdot \beta_0 \cdot \frac{\partial A}{\partial z} = -\beta_0^2 \cdot A - \beta_0^2 \left(2 \cdot \frac{n_2}{n_L} |A|^2 \right) \cdot A$$

$$-j2 \cdot \beta_0 \cdot \frac{\partial A}{\partial z} = -\beta_0^2 \left(2 \cdot \frac{n_2}{n_L} |A|^2 \right) \cdot A$$

$$j2 \cdot \beta_0 \cdot \frac{\partial A}{\partial z} = \beta_0^2 \left(2 \cdot \frac{n_2}{n_L} |A|^2 \right) \cdot A$$

$$j2 \cdot \frac{\partial A}{\partial z} = \beta_0 \left(2 \cdot \frac{n_2}{n_L} |A|^2 \right) \cdot A$$

$$\frac{\partial A}{\partial z} = -j\beta_0 \left(\frac{n_2}{n_L} |A|^2 \right) \cdot A \quad (2.43)$$

wobei γ als Nichtlinearitätskoeffizient (siehe auch Hauptteil Kapitel 3.2.3) eingeführt wird mit:

$$\gamma = \frac{\beta_0 \cdot n_2}{n_L} = k_0 \cdot n_2 \quad (2.44)$$

Üblicherweise wird jedoch in der Literatur zur optischen Nachrichtentechnik die Feldstärke so normiert, so dass sich für die optische Leistung in der Faser folgendes ergibt:

$$P(z, t) = |A(z, t)|^2 \quad (2.45)$$

Daher folgt für den Nichtlinearitätskoeffizienten γ :

$$\gamma = \frac{k_0 \cdot n_2}{A_{\text{eff}}} \quad (2.46)$$

Dabei wird A_{eff} als effektive Modenfläche (siehe auch Hauptteil Kapitel 3.2.3) bezeichnet.

Eingesetzt in die Gleichung (2.43) ergibt:

$$\frac{\partial A}{\partial z} = -j \cdot \gamma \cdot |A|^2 \cdot A, \quad (2.47)$$

Überlagerung der Teilschritte:

Nun können die zwei Teillösungen (2.38) und (2.47) wie schon weiter oben berichtet linear überlagert werden. Es ergibt sich:

$$\frac{\partial A}{\partial z} = j \frac{\beta_2}{2} \cdot \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} + \frac{\beta_3}{6} \cdot \frac{\partial^3 A}{\partial T^3} - j\gamma |A|^2 \cdot A \quad (2.48)$$

Will man zusätzlich noch die Dämpfung bei der Ausbreitung des Pulses berücksichtigen, so folgt für die Gleichung (2.48) die sogenannte nichtlineare Schrödingergleichung:

$$\frac{\partial A}{\partial z} = -\frac{\alpha}{2} \cdot A + j \frac{\beta_2}{2} \cdot \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} + \frac{\beta_3}{6} \cdot \frac{\partial^3 A}{\partial T^3} - j\gamma |A|^2 \cdot A \quad (2.49)$$

Die nichtlineare Schrödingergleichung beschreibt ganz allgemein unabhängig von der jeweiligen Signalform, der jeweiligen Dämpfung, Dispersion und parametrischen faseroptischen Nichtlinearitäten das Ausbreitungsverhalten eines Pulses auf der Faser. Es sei angemerkt, dass in der Gleichung (2.49) Nichtlinearitäten wie die nichtlinearen Streuprozesse (Raman- und Brillouinstreuung) nicht berücksichtigt werden. Weiterhin ist die Gleichung auch nicht geeignet für Impulse mit Impulsbreiten von kleiner als 100 fs.

3. Solitonen

Die nichtlineare Schrödingergleichung ist im allgemeinen nur numerisch lösbar. Hier soll aber eine analytische Lösung diskutiert werden.

Die normierte nichtlineare Schrödingergleichung (siehe auch Hauptteil Abschnitt 3.2.5) unter Vernachlässigung des Terms mit dem GVD-Koeffizienten 2. Ordnung β_3 und der Dämpfung α lautet:

$$j \frac{\partial U}{\partial z} = - \frac{\text{sgn}(\beta_2) \cdot |\beta_2|}{2 \cdot T_0^2} \cdot \frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2} + \gamma \cdot P_{max} \cdot |U|^2 \cdot U \quad (3.1)$$

Dabei stellt U die normierte Amplitudenfunktion (Hüllkurve) der Feldstärke, P_{max} die Pulsspitzenleistung, γ den Nichtlinearitätskoeffizienten, τ die auf die Pulshalbwertsbreite normierte Zeit, T_0 die Impulsbreite bei Abfall des Pulses auf den 1/e-fachen Wert seines Maximums und β_2 den GVD-Koeffizienten 1. Ordnung dar. Mit der Funktion $\text{sgn}(\beta_2)$ erhält man das Vorzeichen von β_2 . Solitonen mit $\beta_2 > 0$ (links vom Dispersionsnullpunkt) werden nicht für die optische Nachrichtentechnik verwendet. Sie werden als dark solitons bezeichnet [1]. Für die Nachrichtentechnik sind Solitonen für den Bereich $\beta_2 < 0$ (rechts vom Dispersionsnullpunkt) interessant. Daher erhält man für die Funktion $\text{sgn}(\beta_2)$ als Ergebnis $\text{sgn}(\beta_2) = -1$.

Somit ergibt sich für Gleichung (3.1):

$$j \frac{\partial U}{\partial z} = \frac{|\beta_2|}{2 \cdot T_0^2} \cdot \frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2} + \gamma \cdot P_{max} \cdot |U|^2 \cdot U \quad (3.2)$$

Multipliziert man nun beide Seiten der Gleichung (3.2) mit dem Faktor $T_0^2/|\beta_2|$, so ergibt sich:

$$j \frac{T_0^2}{|\beta_2|} \cdot \frac{\partial U}{\partial z} = \frac{1}{2} \cdot \frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2} + \frac{\gamma \cdot P_{max} \cdot T_0^2}{|\beta_2|} \cdot |U|^2 \cdot U \quad (3.3)$$

Es werden nun zwei weitere Normierungen durchgeführt:

$$\frac{1}{\xi} = \frac{T_0^2}{|\beta_2| \cdot z} \quad (3.4)$$

$$N^2 = \frac{\gamma \cdot P_{max} \cdot T_0^2}{|\beta_2|} \quad (3.5)$$

Daraus ergibt sich durch Einführen der Normierungen und Umstellen der Gleichung (3.3):

$$j \frac{\partial U}{\partial \xi} - \frac{1}{2} \cdot \frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2} - N^2 \cdot |U|^2 \cdot U = 0 \quad (3.6)$$

Für ganzzahlige Vielfache von N ist die Gleichung (3.6) nun analytisch lösbar. Die Methode zur Lösung dieser Gleichung wird als „inverse scattering method“ bezeichnet. Als stabile Eigenlösung (Erhalt der Eingangsimpulsform) im anomalen Dispersionsbereich ($\beta_2 < 0$) erhält man dann das sogenannte Soliton (solid eigensolution, stabile Eigenlösung). Der Soliton-Puls hat einen Sekanshyperbolicus (sech)¹-Verlauf und hat den Vorteil, dass sich die Dispersion und Nichtlinearitäten bei der Ausbreitung des Pulses auf der Faser exakt kompensieren.

Für $N=1$ ergibt sich als Lösung das fundamentale Soliton. Die Lösung lautet:

$$U(\xi, \tau) = \text{sech}(\tau) \cdot e^{j\xi/2} \quad (3.7)$$

¹ $\text{sech}(x) = 1/\cosh(x)$

Mit der Leistung ausgedrückt ergibt sich:

$$P(\tau) = \text{sech}^2(\tau), \tag{3.8}$$

mit:

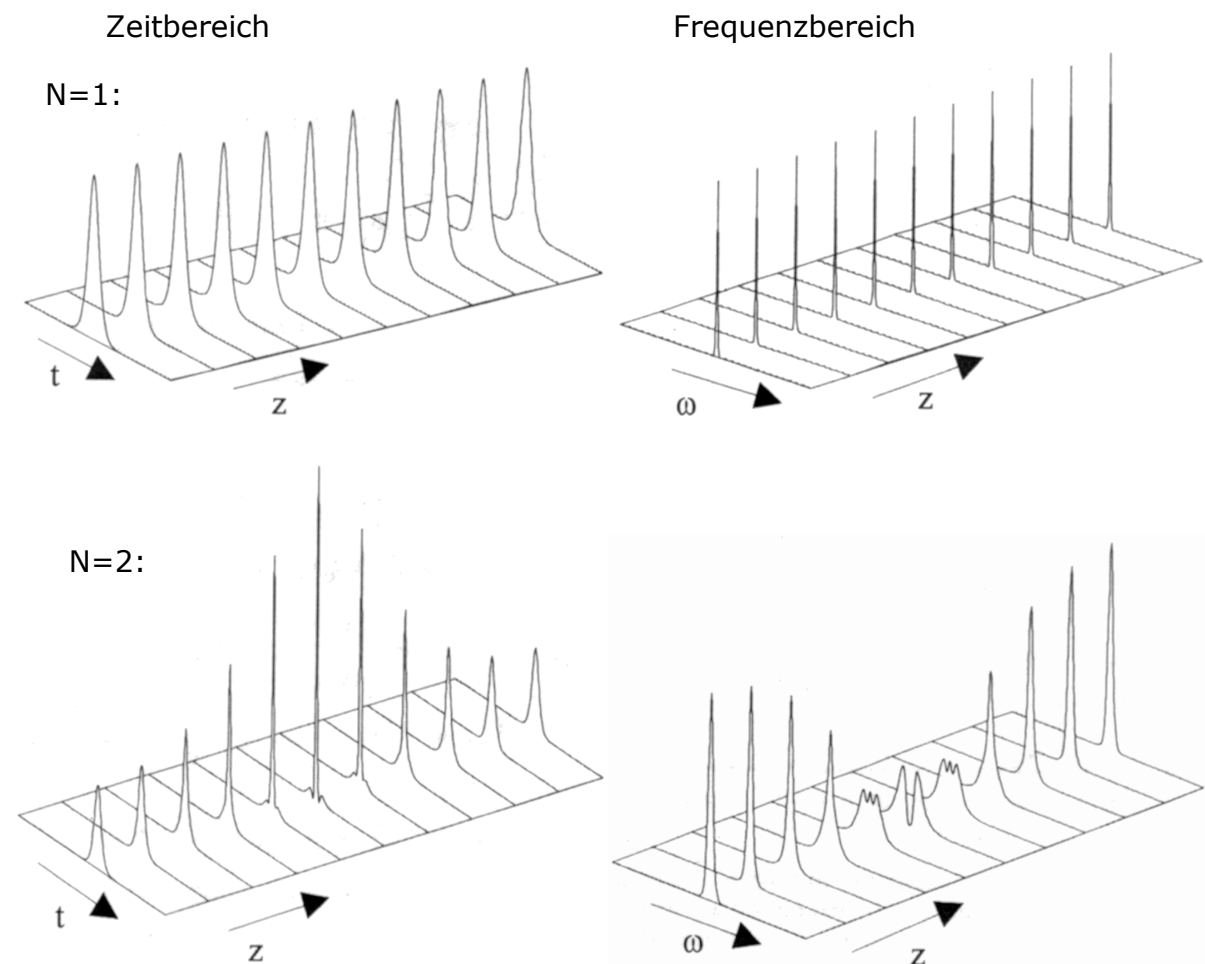
$$\text{sech}(x) = \frac{1}{\cosh(x)} = \frac{2}{e^x + e^{-x}} \tag{3.9}$$

Beim fundamentalem Soliton halten sich Dispersion und Selbstphasenmodulation zu jedem Zeitpunkt und an jedem Ort die Balance, so dass der Impuls sowohl im Zeit- als auch im Frequenzbereich konstant ist.

Für $N > 1$ ergeben sich Solitonen N -ter Ordnung. Ein solches Soliton ändert seine Pulsform periodisch mit der Periodenlänge z_0 :

$$z_0 = \frac{\pi}{2} \cdot \frac{T_0^2}{|\beta_2|} \tag{3.10}$$

Für das fundamentale Soliton gilt auch diese Periodenlänge, nur ändert sich die Pulsform nicht. Die Abb. 3.1 zeigt einige Beispiele für Solitonen für verschiedene N .



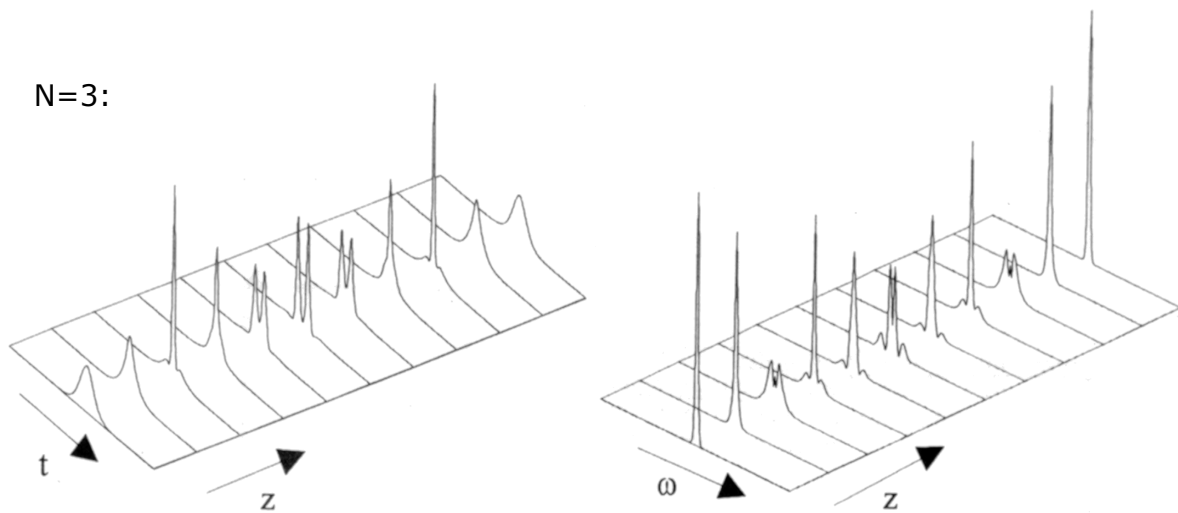


Abb. 3.1 : Solitonen der Ordnung $N=1,2,3$ im Zeit- und Frequenzbereich

Für die optische Nachrichtentechnik ist nur das fundamentale Soliton von Interesse. Für $N=1$ ergibt sich für die Gleichung (3.5)

$$N^2 = 1 = \frac{\gamma \cdot P_{max} \cdot T_0^2}{|\beta_2|}$$

$$\Rightarrow P_{max} = \frac{|\beta_2|}{\gamma \cdot T_0^2} \tag{3.11}$$

Es ergibt sich mit $N=1$ die Beziehung in Gleichung (3.11) zwischen der Pulsspitzenleistung P_{max} und der Impulsbreite T_0 , die immer eingehalten werden muss für Solitonenübertragung. Es zeigt sich jedoch, dass nicht exakt ein Impuls mit einer sech-Form in die Faser eingekoppelt werden muss. Speist man z.B. einen Gaußimpuls in die Faser, so nähert sich dieser Gaußimpuls bei der Ausbreitung auf der Faser immer mehr dem sech-Impuls an (siehe Abb. 3.2).

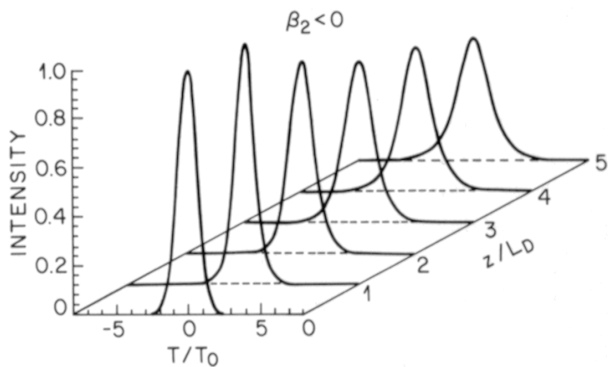


Abb. 3.2 : Annäherung eines Impulses mit einem Gaußverlauf an die sech-Form

Schickt man nun eine Folge von diesen sech-Impulsen zur Informationsübertragung über die Faser, so muss ein ausreichend großer zeitlicher Abstand zwischen zwei Impulsen eingehalten werden, da diese sonst wechselwirken und dazu führen können, dass die Pulse ihr Bitfenster verlassen und somit die Übertragung unmöglich machen. Daher sollte die zeitliche Halbwertsbreite der Solitonimpulse etwa 10 bis 20 mal kleiner sein als die Bitdauer. Dieser große zeitliche Abstand zwischen zwei Solitonimpulsen stellt wiederum eine Begrenzung der maximal erreichbaren Übertragungsrate dar.

Bisher wurde von der dämpfungsfreien Faser ausgegangen. Zwar ist die Dämpfung der Faser sehr gering, jedoch ist sie nicht völlig dämpfungsfrei. Damit

ist auch schon der zweite Nachteil der Solitonenübertragung genannt. Durch die Dämpfung auf der Faser wird die Bedingung für Solitone in Gleichung (3.11) nicht mehr eingehalten. Einzige Möglichkeit ist hier der Einsatz von optischen Verstärkern, die jedoch in einem Abstand L_{OA} zueinander stehen müssen, der kürzer ist als die Periodenlänge z_0 der Solitonimpulse nach Gleichung (3.10). Dies bedeutet z.B. für ein 10 Gbit/s-System, dass die Verstärkerabstände in einem Abstand von 8 km zum Einsatz kommen müssen (mit Halbwertsbreite $T_0=10$ ps, Standard-Singlemodefaser mit $|\beta_2|=20$ ps²/km bei $\lambda=1,55$ μ m). Da aber Verstärkerabstände von über 40 km angestrebt werden, ist das oben verwendete Beispiel nicht praxisrelevant. Jedoch kann man mit Fasern geringerer Dispersion (z.B. $|\beta_2|=2$ ps²/km) im dritten optischen Fenster (z.B. DSF) ein praxisrelevantes System realisieren. Besonders nachteilig wirkt sich jedoch das durch die Verstärker verursachte ASE-Rauschen aus, da die Solitonen dadurch instabil werden können.

3.1 Anschauliche Erklärungen der Wechselwirkung von Selbstphasenmodulation und Dispersion

Mit Hilfe von zwei anschaulichen Erklärungen soll die Wechselwirkung von Nichtlinearität, hier speziell die Selbstphasenmodulation (engl. self phase modulation, SPM), und Dispersion verständlich gemacht werden.

3.1.1 Wissenschaftliche Erklärung

Die Abb. 3.3 zeigt den zeitlichen Verlauf eines Impulses und die Auswirkungen der Selbstphasenmodulation und der Dispersion.

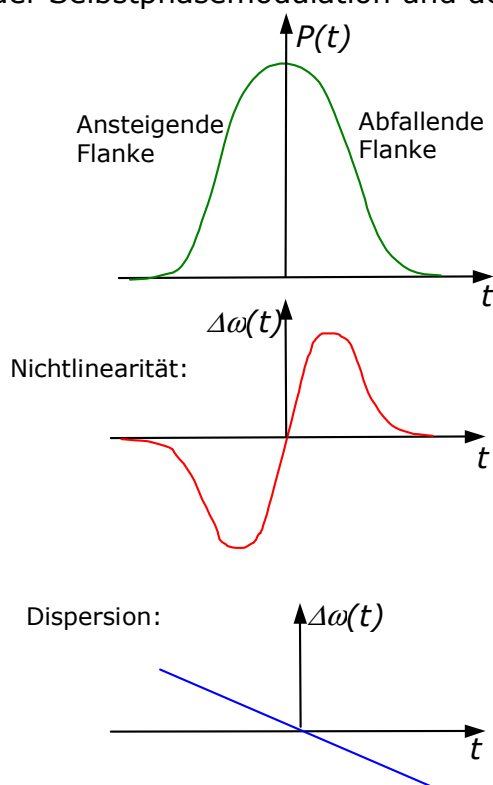


Abb. 3.3: Leistungsverlauf, durch die Selbstphasenmodulation verursachte Frequenzänderung und Auswirkungen der Dispersion

Wie bekannt ist, verursacht die wellenlängenabhängige Brechzahl eine Dispersion. Im dritten optischen Fenster bei $\lambda=1,55$ μ m sind dabei höhere

Frequenzen schneller als die niedrigeren Frequenzen. Daher sind an der steigenden Flanke des Impulses die hochfrequenten Anteile und an der abfallenden Flanke die niederfrequenten Anteile anzufinden. Dies soll durch die unterste Darstellung in Abb. 3.3 angedeutet werden. Wie in Kapitel 3.2.3.1 des Hauptteils hergeleitet wird, verursacht eine Leistungsänderung eine Änderung der momentanen Frequenz. Diese Änderung ist an der steigenden Flanke negativ und an der abfallenden Flanke positiv (siehe Abb. 3.3 mittlere Darstellung). Durch die gemeinsame Wirkung der Selbstphasenmodulation und Dispersion, die im Vorzeichen genau entgegengesetzt sind, bleibt die Pulsform im idealen Fall (entspricht den Solitonen) erhalten.

3.1.2 Bildliche Erklärung

Die Abb. 3.4 zeigt eine bildlich vorstellbare Darstellung eines Impulses. Im Bild sind die Photonen des Impulses durch Jogger dargestellt. Die sportlichen Jogger (Photonen mit hohen Frequenzen) laufen schneller als die unsportlichen (Photonen mit niedrigen Frequenzen). Würde die Matratze hart bleiben, so erreichen die einzelnen Jogger das Ziel zu unterschiedlichen Zeiten, obwohl alle zur selben Zeit und am selben Ort gestartet sind. Dies entspricht der Faserdispersion. Nun ist es aber so, dass die Matratze dem hohen Gewicht der Jogger nachgibt (Faser ändert die Brechzahl aufgrund der hohen Leistung der Photonen) und somit entsteht eine Mulde. Der sportliche Jogger wird dann durch die Steigung verlangsamt (Brechzahl ist höher und damit nimmt die Geschwindigkeit ab), wohingegen der unsportliche Jogger bergab laufen kann (Brechzahl wird kleiner, die Geschwindigkeit wird größer) und damit beschleunigt wird. Dadurch bleibt die Gruppe zusammen.



Abb. 3.4 : Anschauliche Erklärung der Wechselwirkung von Selbstphasenmodulation und Dispersion: Bei hohen Leistungen wird die Faser nichtlinear und verhält sich wie eine weiche Matratze; Die schnellen spektralen Anteile werden verlangsamt und die langsameren werden beschleunigt

4. Dispersionskompensierende Faser (DCF¹)

Die Dispersion ist einer der begrenzenden Effekte bei der Erhöhung der Übertragungstrecken oder Bitraten in der optischen Nachrichtentechnik. Die Modendispersion ist durch Verwendung von monomodigen Glasfasern nicht mehr relevant. Bei den monomodigen Fasern tritt aber noch die chromatische Dispersion auf. Die chromatische Dispersion setzt sich aus der Materialdispersion und der Wellenleiterdispersion zusammen. In Abb. 3.11 ist der Dispersionsverlauf einer Standard-Singlemodefaser (SSMF) dargestellt.

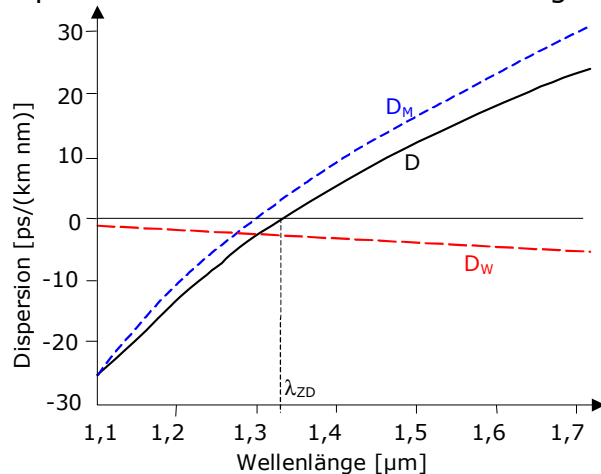


Abb. 4.1 : Verlauf der Dispersion einer Standard-Singlemodefaser (SSMF) über der Wellenlänge

Die Wellenlängenabhängigkeit der Dispersion verursacht Pulsverzerrungen, die mit Hilfe der dispersionskompensierenden Faser (DCF) ausgeglichen werden sollen. Eine Möglichkeit ist es, die Materialdispersion durch Dotierung mit Fremdstoffen zu verändern, was sich allerdings negativ auf die Dämpfung auswirken würde. Eine andere Maßnahme ist das Verändern der Wellenleiterdispersion, um die durch Dispersionseffekte entstandenen Verzerrungen auszugleichen.

Dazu werden zum besseren Verständnis einige Normierungen durchgeführt:

$$V = k_0 \cdot a \cdot \sqrt{n_K^2 - n_M^2} = k_0 \cdot a \cdot NA \quad (4.1)$$

Die jeweiligen Bezeichnungen in Gleichung (4.1) stehen für:

V = normierter Faserparameter oder normierte Frequenz

k_0 = Wellenzahl im Vakuum

a = Kernradius

n_K = Brechzahl im Kern

n_M = Brechzahl im Mantel

NA = Numerische Apertur

$$B = \frac{\beta^2 / k_0^2 - n_M^2}{n_K^2 - n_M^2} \approx \frac{\beta / k_0 - n_M}{n_K - n_M} \quad (4.2)$$

mit:

B = normierte Ausbreitungskonstante

β = Ausbreitungskonstante

Trägt man die normierte Ausbreitungskonstante B über den normierten Faserparameter V auf, so erhält man die sogenannte Modenkarte (Abb. 4.2). Zu

¹ engl.: dispersion compensating fibre

erkennen ist, dass für den Singlemodebetrieb ein $V < 2,405$ gefordert ist, da bis zu diesem Wert nur der Grundmode LP_{01} ausbreitungsfähig ist.

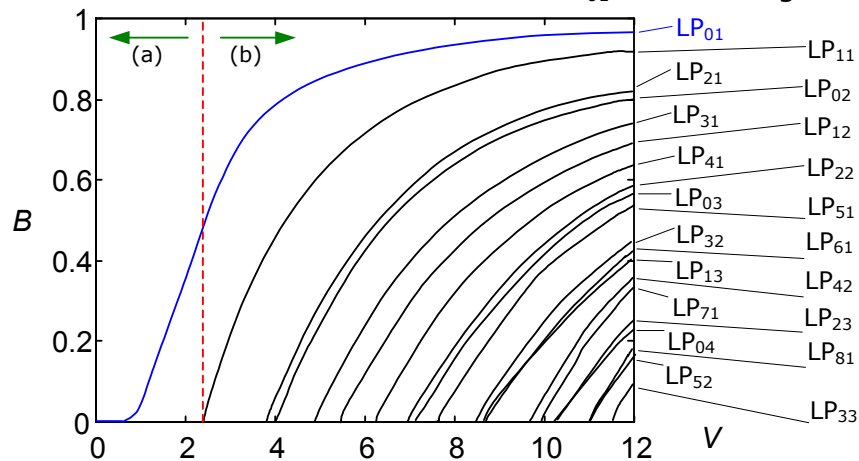


Abb. 4.2 : Modenkarte mit Singlemodebereich (a) für $V < 2,405$ und Multimodebereich (b) für $V > 2,405$

Nach Umformung von Gleichung (4.2) nach β ergibt sich:

$$\beta = k_0 \cdot (B \cdot (n_K - n_M) + n_M) \tag{4.3}$$

Weiterhin wird folgende Annahme gemacht:

$$\frac{dn_K}{d\omega} = \frac{dn_M}{d\omega} \Rightarrow \frac{d(n_K - n_M)}{d\omega} \approx 0 \tag{4.4}$$

und damit näherungsweise:

$$\frac{d(NA)}{d\omega} = \frac{d}{d\omega} \left(\sqrt{n_K^2 - n_M^2} \right) \approx 0 \tag{4.5}$$

Die Gruppenlaufzeit pro Länge ergibt sich folgendermaßen:

$$\frac{t_g}{L} = \tau_g = \frac{1}{v_g} = \frac{d\beta}{d\omega} \tag{4.6}$$

Dabei stellt t_g die gesamte Gruppenlaufzeit, L die Länge der Faser, τ_g die Gruppenlaufzeit pro Länge und v_g die Gruppengeschwindigkeit (engl. group velocity) dar. Es folgt aus Gleichung (4.6) mit Gleichung (4.3):

$$\begin{aligned} \Rightarrow \tau_g &= \frac{d}{d\omega} [k_0 \cdot (B \cdot (n_K - n_M) + n_M)] \\ \Rightarrow \tau_g &= \frac{d}{d\omega} [k_0 \cdot B \cdot (n_K - n_M) + k_0 \cdot n_M] \\ \Rightarrow \tau_g &= (n_K - n_M) \cdot \frac{d}{d\omega} (k_0 \cdot B) + \frac{d}{d\omega} (k_0 \cdot n_M), \end{aligned} \tag{4.7}$$

wobei in Gleichung (4.7) von Gleichung (4.4) Gebrauch gemacht wurde.

Die erste Ableitung in Gleichung (4.7) lässt sich erweitern mit:

$$\begin{aligned} \frac{d}{d\omega} (k_0 \cdot B) &= \frac{1}{c} \cdot \frac{d}{dk_0} (k_0 \cdot B) = \frac{1}{c} \cdot \frac{d}{dk_0} \left(k_0 \cdot B \cdot \frac{NA \cdot a}{NA \cdot a} \right) \\ \frac{d}{d\omega} (k_0 \cdot B) &= \frac{1}{c} \cdot \frac{d}{d \underbrace{(k_0 \cdot NA \cdot a)}_V} (k_0 \cdot B \cdot NA \cdot a) \\ \frac{d}{d\omega} (k_0 \cdot B) &= \frac{1}{c} \cdot \frac{d}{dV} (V \cdot B) \end{aligned} \tag{4.8}$$

Für die zweite Ableitung in Gleichung (4.7) folgt:

$$\frac{d}{d\omega}(k_0 \cdot n_M) = \frac{1}{v_g} = \frac{1}{c} \cdot \frac{d}{d\omega}(\omega \cdot n_M) = \frac{1}{c} \cdot \underbrace{\left(n_M + \omega \cdot \frac{dn_M}{d\omega} \right)}_{n_{gM}}$$

$$\frac{d}{d\omega}(k_0 \cdot n_M) = \frac{1}{c_0} \cdot n_{gM} \tag{4.9}$$

Die Größe n_{gM} stellt die Gruppenbrechzahl im Mantel dar.

Mit Gleichung (4.8) und (4.9) folgt für Gleichung (4.7):

$$\tau_g = \frac{(n_K - n_M)}{c_0} \cdot \frac{d}{dV}(V \cdot B) + \frac{1}{c_0} \cdot n_{gM} \tag{4.10}$$

Aus der Ableitung der Gruppenlaufzeit pro Länge nach der Wellenlänge erhalten wir die Dispersion :

$$\begin{aligned} \frac{d\tau_g}{d\lambda} &= \frac{d}{d\lambda} \left(\frac{(n_K - n_M)}{c_0} \cdot \frac{d}{dV}(V \cdot B) \right) + \frac{d}{d\lambda} \left(\frac{1}{c_0} \cdot n_{gM} \right) \\ \Rightarrow \frac{d\tau_g}{d\lambda} &= \frac{(n_K - n_M)}{c_0} \cdot \frac{d}{d\lambda} \left(\frac{d}{dV}(V \cdot B) \right) + \frac{1}{c_0} \cdot \frac{d}{d\lambda}(n_{gM}) \end{aligned} \tag{4.11}$$

Nun werden folgende Beziehungen verwendet:

$$\frac{d}{d\lambda} = -\frac{2\pi \cdot c_0}{\lambda^2} \cdot \frac{d}{d\omega} \tag{4.12}$$

und

$$\frac{dV}{d\omega} = \frac{d(k_0 \cdot a \cdot NA)}{d\omega} = a \cdot NA \cdot \frac{dk_0}{d\omega} = a \cdot NA \cdot \frac{d\left(\frac{\omega}{c}\right)}{\omega} = \frac{a \cdot NA}{c_0}, \tag{4.13}$$

$$\Rightarrow \frac{d}{d\omega} = \frac{a \cdot NA}{c_0} \cdot \frac{d}{dV} \tag{4.14}$$

wobei in Gleichung (4.13) Gebrauch von Gleichung (4.5) gemacht wurde.

Setzt man nun Gleichung (4.14) in Gleichung (4.12) ein, so erhält man:

$$\frac{d}{d\lambda} = -\frac{2\pi \cdot c_0}{\lambda^2} \cdot \frac{a \cdot NA}{c_0} \cdot \frac{d}{dV} = -\frac{V}{\lambda} \cdot \frac{d}{dV} \tag{4.15}$$

Es ergibt sich nun durch Einsetzen von Gleichung (4.15) in die Gleichung (4.11) folgendes:

$$\frac{d\tau_g}{d\lambda} = \underbrace{-\frac{(n_K - n_M)}{\lambda \cdot c_0} \cdot \frac{V \cdot d^2(V \cdot B)}{dV^2}}_{\text{Wellenleiterdispersion}} + \underbrace{\frac{1}{c_0} \cdot \frac{d}{d\lambda}(n_{gM})}_{\text{Materialdispersion}} \tag{4.16}$$

Wie nach Abb. 3.11 zu erwarten war, ist die Materialdispersion im dritten optischen Fenster positiv, die Wellenleiterdispersion dagegen negativ in diesem Bereich. Die Größe $d^2(VB)/dV^2$ in Gleichung (4.16) wird als Dispersionsfaktor bezeichnet. In Abb. 4.3 ist u.a. der Dispersionsfaktor dargestellt.

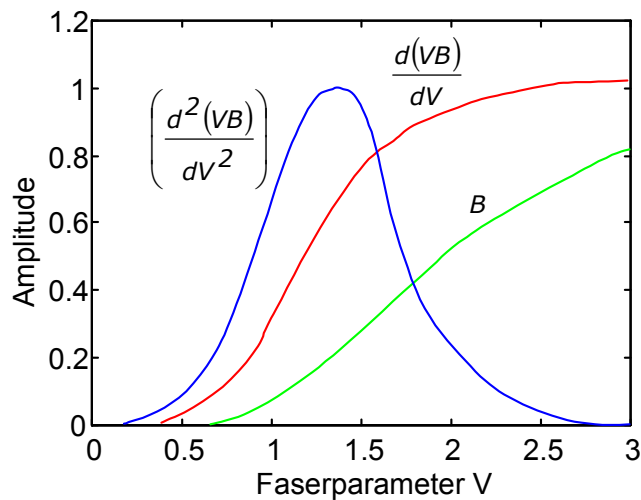


Abb. 4.3 : Änderung von B , der Ableitung $d(VB)/dV$ und dem Dispersionsfaktor des Grundmodes mit dem Faserparameter V

Der Faserparameter V einer Standard-Singlemodefaser (SSMF) liegt bei $V \approx 2,25$. Daher ist die Wellenleiterdispersion bei dieser Faser nicht besonders hoch. Will man nun die Wellenleiterdispersion vergrößern, so müsste ein Faserparameter V gewählt werden, wo der Dispersionsfaktor maximal wird. Genau dies wird bei der dispersionskompensierenden Faser (DCF) durch Verkleinerung des Kernradius a erreicht. Allerdings ist an der auf dem Maximalwert normierten Feldverteilung des Grundmodes nach Abb. 4. zu erkennen, dass bei einer Verkleinerung des Kernradius das Feld zu schwach auf den Faserkern konzentriert ist und die Mode nur sehr schwach geführt wird.

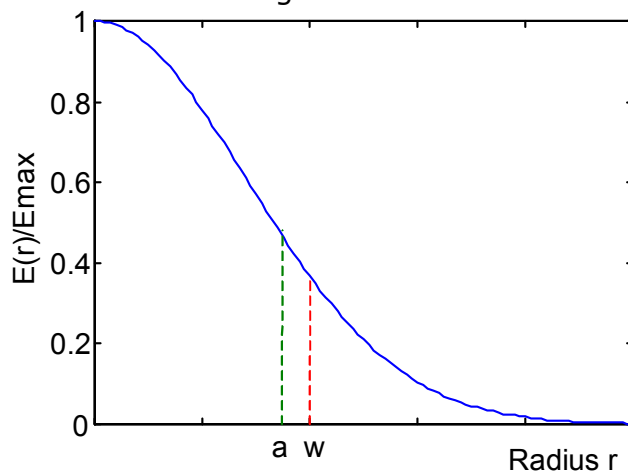


Abb. 4.4 : Feldverteilung des Grundmode (durch eine Gaußverteilung angenähert und auf den Maximalwert normiert)

Die Größe w in Abb. 4. wird als Fleckradius bezeichnet und ist definiert als der Punkt, wo die normierte Feldverteilung auf den $1/e$ -fachen Wert abgefallen ist. Die Fläche unter der Grundmode von der Kernmitte bis zum Fleckradius wird als effektive Modenfläche bezeichnet. Die Größe a in Abb. 4. stellt den Kernradius der Glasfaser dar. Um eine Ausbreitung der Welle zu vermeiden, die im wesentlichen im Fasermantel vonstatten geht, wird daher der Faserparameter V nicht kleiner als $V < 1,5$ gewählt. Für eine Stufenfaser kann der Fleckradius näherungsweise wie folgt berechnet werden:

$$w = a \cdot \left(0,65 + \frac{1,619}{V^{(3/2)}} + \frac{2,879}{V^6} \right) \text{ für } V > 1,2 \tag{4.17}$$

Der Fleckradius beträgt bei einer SSMF $w=5,27 \mu\text{m}$ mit einem Kernradius von z.B. $a=4,5 \mu\text{m}$ und einem Faserparameter von $V=2,2$. Bei einer DCF mit einem Faserparameter von z.B. $V=1,6$ und einem kleineren Kernradius im Vergleich zur SSMF von $a=1,8 \mu\text{m}$ ergibt sich dagegen ein Fleckradius von ca. $w=2,9 \mu\text{m}$. Ein kleinerer Fleckradius bedeutet eine kleinere effektive Modenfläche (siehe Hauptteil Kapitel 3.2.3) und dies wiederum bedeutet höhere Nichtlinearitäten. Weiterhin bedeutet die schwache Wellenführung in der DCF, dass die Verluste durch Biegung, allgemeiner gesagt die Dämpfung, größer ist als die einer SSMF. So liegt die Dämpfung einer DCF bei $\alpha_{DCF}=0.5 \text{ dB/km}$, während die Dämpfung einer SSMF bei $\alpha_{SSMF}=0.22 \text{ dB/km}$ liegt. Aber auch die Nichtlinearitäten sind in der DCF aufgrund der. Um Koppelverluste zwischen einer DCF und einer SSMF zu vermeiden, werden bei der Kopplung spezielle Techniken(z.B. Fasertaper, Linsen) verwendet.

5. Photodetektoren

Bei Bestrahlung eines Halbleitermaterials mit Photonen werden bei der Absorption der Photonen in der Raumladungszone Elektronen aus dem Valenzband in das Leitungsband gehoben (Abb. 5.1).

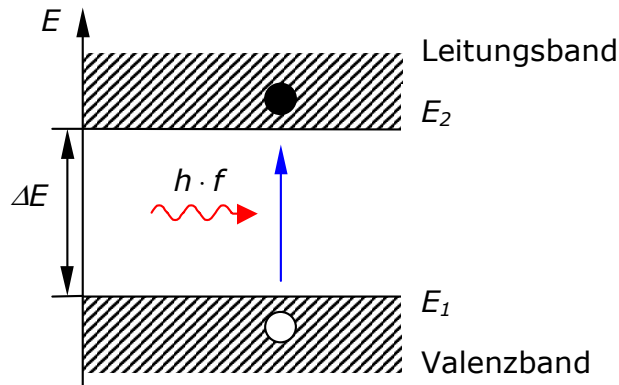


Abb. 5.1 : Absorption

Die Absorption eines Photons findet nur dann statt, wenn die Photonenergie in Gleichung (5.1) größer oder gleich ΔE ist.

$$h \cdot f = h \cdot \frac{c}{\lambda} \geq \Delta E \quad (5.1)$$

Als Grenzwellenlänge λ_c wird die Wellenlänge bezeichnet, bei der die Photonenergie der Energiedifferenz ΔE entspricht. Ein Material eignet sich nur als Photodetektor für Wellenlängen $\lambda < \lambda_c$.

Bei der Absorption entsteht demzufolge ein Elektron/Loch-Paar, wodurch die Leitfähigkeit des Materials steigt und damit ein Strom über den äußeren geschlossenen Stromkreis fließt. Der dabei fließende Photostrom lässt sich folgendermaßen beschreiben:

$$I_{ph}(\lambda) = \left(\frac{\eta \cdot e}{h \cdot f} \right) \cdot P_{opt}(\lambda), \quad (5.2)$$

wobei:

e = Elementarladung = $1,6022 \cdot 10^{-19}$ As

$h \cdot f$ = Energie eines Photons

h = Plancksches Wirkungsquantum = $6,626 \cdot 10^{-34}$ Js

f = Frequenz

P_{opt} = einfallende optische Leistung

Nach Umformung der Gleichung (5.2) erhält man:

$$\frac{I_{ph}(\lambda)}{P_{opt}(\lambda)} = S(\lambda) = \frac{\eta \cdot e}{h \cdot f} \quad (5.3)$$

Der Quantenwirkungsgrad η gibt das Verhältnis der Anzahl von Elektronen, die aus dem Valenzband in das Leitungsband gehoben wurden, zu der Anzahl der einfallenden Photonen an.

Die Größe S (Empfindlichkeit)¹, oder Sensitivity, ist eine maßgebliche Kenngröße von optischen Empfängern für die Umwandlung von Strahlungsleistung in einen elektrischen Strom.

¹ engl.: Responsivity

Typische Werte für die Empfindlichkeit sind bei Siliziumdioden $S=0,5 \text{ A/W}$ ($\lambda=0,85 \mu\text{m}$), bei Germanium-Dioden $S=0,7$ ($\lambda=1,3 \mu\text{m}$) bzw. $S=0,9 \text{ A/W}$ ($\lambda=1,5 \mu\text{m}$) und bei InGaAs-Dioden $S=1 \text{ A/W}$ ($\lambda=1,5 \mu\text{m}$). Die Empfindlichkeit von Photodioden als Funktion der Wellenlänge für verschiedene Halbleitermaterialien zeigt Abb. 5.2.

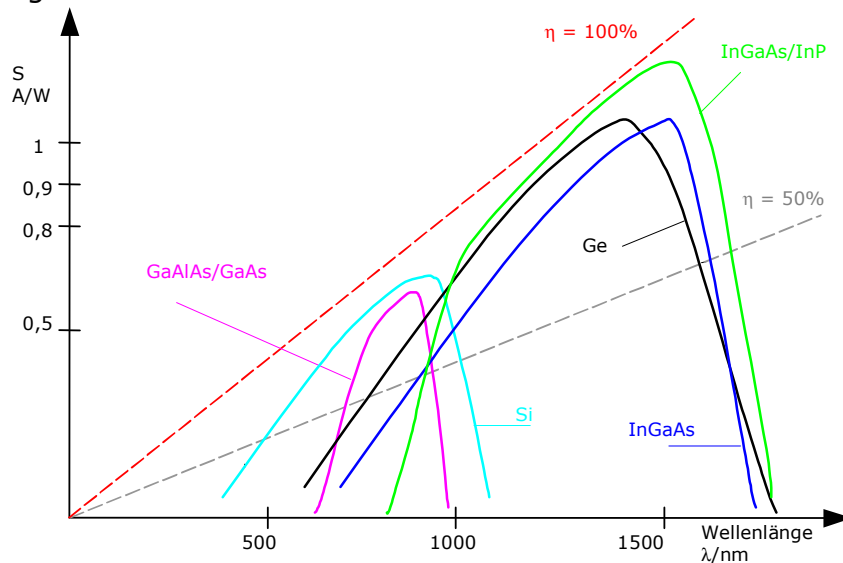


Abb. 5.2 : Spektrale Empfindlichkeit von Halbleitermaterialien[35]

Die Wahrscheinlichkeit, dass so ein Elektron/Loch-Paar generiert wird, ist abhängig von der Eindringtiefe der Photonen. Der Kehrwert der Eindringtiefe wird als Absorptionskoeffizient α bezeichnet. Die Abhängigkeit von α von der Wellenlänge stellt die Abb. 5.3 dar.

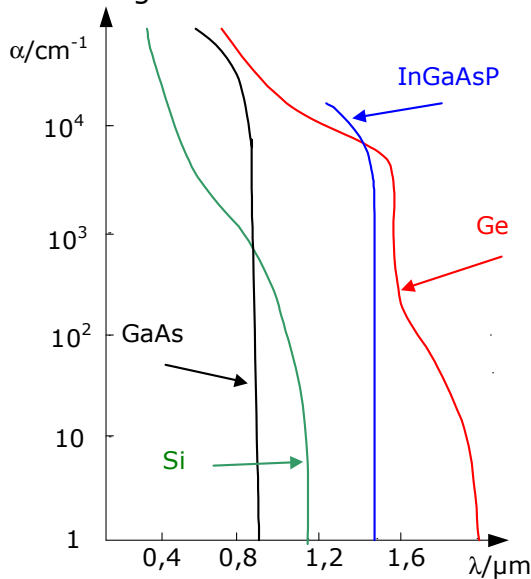


Abb. 5.3 : Absorption verschiedener Materialien

Gleichung (5.4) verdeutlicht die Abhängigkeit des Quantenwirkungsgrades η von dem Absorptionskoeffizienten α eines Halbleiters mit der Breite d .

$$\eta = 1 - e^{-\alpha \cdot d} \tag{5.4}$$

Wie zu erkennen ist, wird der Quantenwirkungsgrad η null, wenn $\alpha=0$ gesetzt wird. Dies geschieht bei der oben beschriebenen Grenzwellenlänge λ_c . Andererseits sieht man, dass η gegen 1 geht, wenn das Produkt aus $\alpha \cdot d$ stark steigt [1].

5.1 Begrenzung der Detektion durch Quantenrauschen

Es wird zunächst von einer direkten Kopplung von Sender und Empfänger, d.h. ohne Übertragungsstrecke (Back-to-Back) ausgegangen. Weiterhin wird angenommen, dass der Empfänger kein thermisches Rauschen, keinen Dunkelstrom und einen Quantenwirkungsgrad η von $\eta=1$ besitzt. Der Sender emittiert nun eine gewisse Anzahl (hier N) von Photonen. Die Wahrscheinlichkeit W , dass die im zeitlichen Mittel pro "1"-Bit emittierten Photonen im Empfänger zu n_e Elektron-Lochpaaren werden, kann durch eine Poissonverteilung angegeben werden:

$$W = \frac{N^{n_e}}{n_e!} \cdot e^{-N} \quad (5.5)$$

Die Wahrscheinlichkeit W_{n_e} , dass eine "1" als "0" erkannt und daher kein Elektron-Lochpaar erzeugt wird ($n_e=0$ in Gleichung (5.5) einsetzen) entspricht dann:

$$W_{n_e=0} = e^{-N} \quad (5.6)$$

Verlangt man nun, dass die Wahrscheinlichkeit unter 10^{-9} liegt, so ergibt sich eine erforderliche Photonenanzahl von ca. $N > 20$ Photonen pro gesendeter "1". Diese untere Grenze der Detektion wird als Quantenrauschgrenze bezeichnet. Geht man davon aus, dass „0“ und „1“ gleichverteilt sind, so ergibt sich eine mittlere Photonenanzahl von 10 Photonen pro Bit. Reale Empfänger erreichen aber gerade 100 Photonen pro Bit. Durch den Einsatz von optischen Vorverstärkern wird die Zahl auf 80 Photonen reduziert, die besten Detektoren kommen dann sogar auf 50 Photonen pro Bit. Der Vollständigkeit halber sei erwähnt, dass es in der Literatur nur zu einer unzureichenden Unterscheidung einiger verwendeter Begriffe kommt. Hier wurde die Signalübertragung im Teilchenbild betrachtet, damit sind die Photonen Quanten des Lichts. Daher werden die Schwankungen der Photonenanzahl als Quantenrauschen bezeichnet. Im Wellenbild des Lichtes werden diese Schwankungen als Vakuumfluktuationen bezeichnet. Führt man das Signal nun an den Empfänger, so machen sich die Schwankungen als elektrisches Rauschen bemerkbar. Schließt man einen Lautsprecher an den Empfänger an, so hört man ein Geräusch, das sich dem Aufprall von Schrotkugeln auf eine Platte ähnelt. Daher wird hier wie auch in einiger Literatur das elektrische Rauschen als Schrotrauschen bezeichnet und die Quantenrauschgrenze als Schrotrauschgrenze.

Im folgenden werden Photodetektoren (Betrieb in Sperrbetrieb), wobei in der Regel PIN-Dioden und APD's verwendet werden, diskutiert.

5.2 PIN-Diode

Vorteile und Einsatzgebiete der PIN-Dioden sind:

- Einfache Systeme
- Kennlinie hat gute Linearität
- Preiswert
- Geringes Rauschen

Vorteilhaft ist ferner das Frequenzverhalten von PIN-Dioden gegenüber dem Frequenzverhalten einer Avalanche-Photodiode (APD).

Bei einer PIN-Diode befindet sich zwischen der p-Zone und n-Zone eine intrinsische (eigenleitende, nicht dotierte) Schicht, die i-Zone. Dadurch wird die

Empfindlichkeit der Dioden erhöht. Die Absorption findet größtenteils in der i-Zone statt.

Im Rauschsignal-Ersatzschaltbild nach Abb. 5.4 stellt sich die Photodiode im wesentlichen wie eine Stromquelle dar.

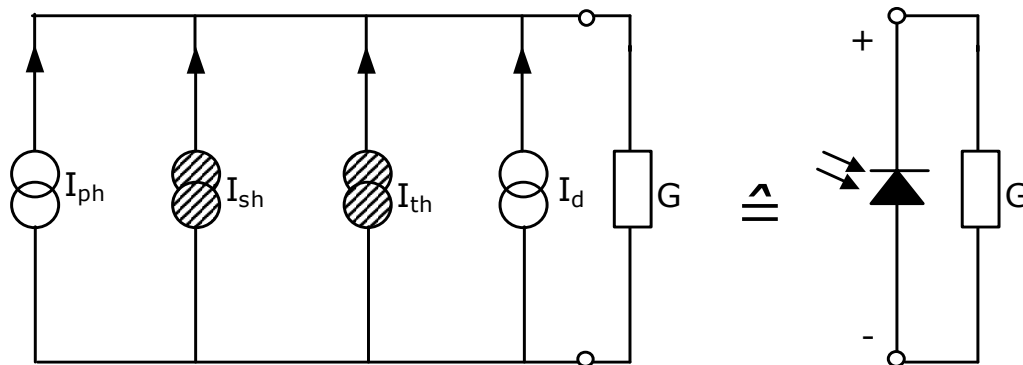


Abb. 5.4 : Rauschsignalersatzschaltbild der PIN-Diode (Betrieb in Sperrrichtung)

mit:

$$I_{ph}(t) \hat{=} \text{Photostrom}$$

$$I_d \hat{=} \text{Dunkelstrom}$$

Bei der PIN-Diode fließt auch bei Nichtbestrahlung im Sperrbetrieb ein Strom, der sogenannte Dunkelstrom I_d . Der Dunkelstrom entsteht durch thermisch erzeugte Ladungsträger, er setzt sich aus dem Oberflächenleckstrom I_{ds} und dem Raumladungsdunkelstrom I_{db} zusammen.

Um die Empfindlichkeit von Detektoren beurteilen zu können, sind die Rauscheigenschaften der Photodioden zu berücksichtigen, denn diese bestimmen die untere Leistungsgrenze für die noch detektierbaren Signale. Die unterste Leistungsgrenze liegt dort, wo die quadratische Summe aller Rauschströme gerade so groß wie das Quadrat des Signalstromes ist ($SNR=1$). Dieser Wert wird als NEP (rauschäquivalente Leistung)¹ bezeichnet und wird meist auf die Bandbreite des Signals bezogen. Typische Werte für NEP liegen bei ca. $NEP=1 \text{ pW/Hz}^{1/2}$. Als Rauschen werden hier das Schrotrauschen und das thermische Rauschen berücksichtigt, andere Rauscharten können vernachlässigt werden. Als Schrotrauschen werden Schwankungen des Photostromes I_{ph} bezeichnet. Diese Fluktuationen entstehen durch den statistischen Prozess der Erzeugung von Ladungsträgern durch Absorption von Photonen (siehe Abschnitt 5.1). Eine weitere Ursache für das Schrotrauschen ist der Dunkelstrom. Dieser setzt sich aus dem Raumladungsdunkelstrom und dem Oberflächenleckstrom zusammen. Allgemein lässt sich aussagen, dass jeder Strom durch einen pn-Übergang ein Schrotrauschen verursacht.

$$\overline{I_{sh}^2} \hat{=} \text{Schrotrauschen des Photostromes und des Dunkelstromes}$$

$$\overline{I_{sh}^2} = 2 \cdot e \cdot (I_{ph}(t) + I_d) \cdot B = N_{sh}^2 \cdot B \tag{5.7}$$

mit:

$$N_{sh} \hat{=} \text{einseitige spektrale Schrotrauschdichte} = \left[\frac{A}{\sqrt{\text{Hz}}} \right]$$

$$B \hat{=} \text{Signalbandbreite}$$

$$\overline{I_{th}^2} \hat{=} \text{thermisches Rauschen}$$

¹engl.: noise equivalent power

Einer der wichtigsten Rauschquellen ist das thermische Rauschen, welches durch statistische, thermische Bewegungen der Ladungsträger entsteht. Vorteilhaft ist beim thermischen Rauschen, dass es im Gegensatz zum Schrotrauschen in einem gewissen Bereich kontrolliert und durch Schaltungsauslegung minimiert werden kann.

Nach Nyquist ergibt sich für das thermische Rauschen:

$$\overline{I_{th}^2} = 4 \cdot k_B \cdot T \cdot G \cdot B = N_{th}^2 \cdot B \quad (5.8)$$

mit:

$$k_B \hat{=} \text{Boltzmann - Konstante} = 1,38066 \cdot 10^{-23} \frac{\text{J}}{\text{°K}}$$

$T \hat{=} \text{Absolute Temperatur in } \text{°K}$

$G \hat{=} \text{Gesamtleitwert aus Leitwert des Detektors und Eingangswert des anschließenden Verstärkers}$

$$N_{th} \hat{=} \text{spektrale thermische Rauschdichte} = \left[\frac{\text{A}}{\sqrt{\text{Hz}}} \right]$$

Um das Rauschen des nachfolgenden Verstärkers mit einzubeziehen, wird dessen Rauschzahl F_n in die Gleichung (5.8) eingefügt. Es ergibt sich daher:

$$\overline{I_{th}^2} = 4 \cdot k_B \cdot T \cdot G \cdot B \cdot F_n = N_{th}^2 \cdot B \cdot F_n \quad (5.9)$$

Physikalisch repräsentiert die Rauschzahl einen Faktor, um den das thermische Rauschen durch den anschließenden Verstärker erhöht wird. Er berechnet sich nach [37] aus:

$$F_n = \frac{SNR_{\text{Eingang}}}{SNR_{\text{Ausgang}}} > 1 \quad (5.10)$$

Typische Werte für F_n sind z.B. $F_n=2$.

5.2.1 Signal/Rausch-Verhältnis (SNR) der PIN-Diode

Für die Verständlichkeit einer Nachricht ist das SNR maßgebend. Es berechnet sich aus:

$$SNR = \frac{(\text{Photoströme})^2}{\sum (\text{Rauschstöme})^2} \quad (5.11)$$

Aus Gleichung (5.11) ergibt sich:

$$SNR = \frac{I_{ph}^2}{I_{sh}^2 + I_{th}^2} = \frac{I_{ph}^2}{2 \cdot e \cdot (I_{ph} + I_d) \cdot B + 4 \cdot k_B \cdot T \cdot G \cdot B \cdot F_n} \quad (5.12)$$

In den meisten praktischen Fällen kann das Schrotrauschen gegenüber dem thermischen Rauschen vernachlässigt werden. Aus Gleichung (5.12) wird dann:

$$SNR = \frac{I_{ph}^2}{4 \cdot k_B \cdot T \cdot G \cdot B \cdot F_n} = \frac{(S \cdot P_{opt})^2}{4 \cdot k_B \cdot T \cdot G \cdot B \cdot F_n} \quad (5.13)$$

Will man nun für diesen Fall die rauschäquivalente Leistung NEP angeben, so erreicht man dieses durch Setzen von $SNR=1$ in Gleichung (5.13):

$$\begin{aligned} SNR = 1 &= \frac{(S \cdot P_{opt})^2}{4 \cdot k_B \cdot T \cdot G \cdot B \cdot F_n} \\ \Rightarrow \frac{P_{opt}^2}{B} &= \frac{4 \cdot k_B \cdot T \cdot G \cdot F_n}{S^2} \\ \Rightarrow NEP &= \frac{P_{opt}}{\sqrt{B}} = \frac{2 \cdot \sqrt{k_B \cdot T \cdot G \cdot F_n}}{S} \end{aligned} \quad (5.14)$$

5.3 Lawinenphotodioden (APD)

Avalanche-Photodioden(APD) zeichnen folgende Punkte aus:

- Eine innere Verstärkung (meist ein Multiplikationsfaktor $M=50-100$) durch den Lawineneffekt
- Weniger Rauschen der gesamten Schaltung
- Höhere Empfindlichkeit
- Aufwendigere Temperaturkompensation
- Verstärkungsregelung notwendig
- Strombegrenzung notwendig[16]

Weiterhin wird auch der Quantenwirkungsgrad erhöht, da durch den Lawineneffekt alle absorbierten Photonen verstärkt werden und damit den Photostrom erhöhen.

Erreicht wird die Verstärkung der APD durch ihre spezielle Diodenstruktur und die außen anliegende hohe Sperrspannung. Die spezielle Diodenstruktur ist gekennzeichnet durch eine zusätzliche p-Schicht mit der Dicke d zwischen der i- und n-Schicht, in welcher der Lawineneffekt erzeugt wird. Die durch Absorption von Photonen erzeugten Ladungsträger erhalten durch die Sperrspannung eine so hohe Beschleunigung, dass sie durch Stoßionisation in der zusätzlichen p-Schicht weitere Ladungsträger erzeugen. Durch diesen Mechanismus werden die ursprünglichen Ladungsträger lawinenartig verstärkt.

Das Rauschsignalersatzschaltbild der APD sieht wie folgt aus:

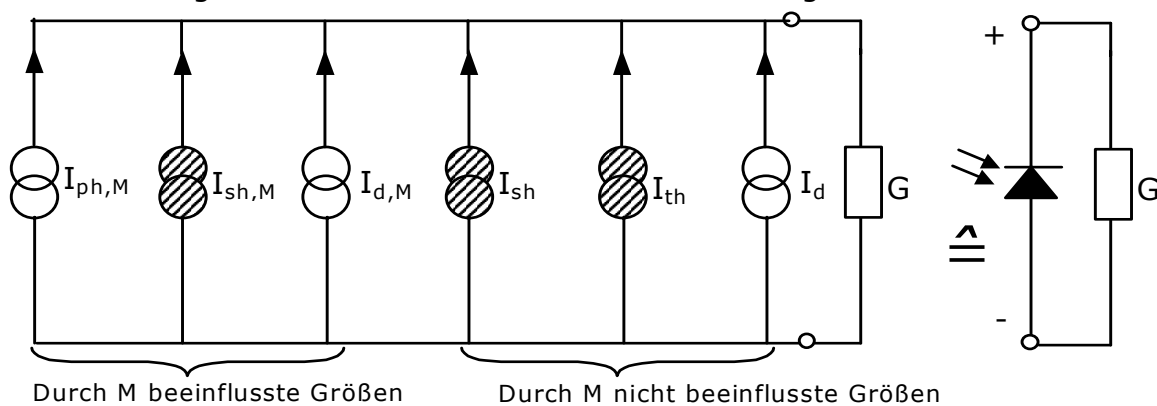


Abb. 5.5 : Rauschsignalersatzschaltbild der APD (Betrieb in Sperrrichtung)

Wie im Rauschsignalersatzschaltbild der APD (Abb. 5.5) gekennzeichnet ist, sind einige Größen vom Multiplikationsfaktor M abhängig.

Darunter sind der Photostrom mit

$$I_{ph,M} = M \cdot I_{ph}(\lambda) = M \cdot S(\lambda) \cdot P_{opt}(\lambda), \tag{5.15}$$

aber auch das Schrotrauschen mit

$$\overline{I_{sh,M}^2} = 2 \cdot e \cdot (I_{ph}(\lambda) + I_{db}) \cdot M^2 \cdot F(M) \cdot B = N_{sh,M}^2 \cdot M^2 \cdot F(M) \cdot B \tag{5.16}$$

$F(M)$ ist dabei ein Zusatzrauschfaktor. Er gibt dabei die zusätzliche Erhöhung des Schrotrauschens aufgrund der Lawinenverstärkung an. Es sollte daher versucht werden, den Zusatzrauschfaktor zu minimieren. Für $F(M)$ lässt sich schreiben:

$$F(M) = k \cdot M + \left(2 - \frac{1}{M}\right) \cdot (1 - k) \tag{5.17}$$

Der Zusatzrauschfaktor $F(M)$ gibt sozusagen die Qualität der Lawinenverstärkung an. Bei einem $F(M)=1$ wäre der Lawinenprozess ideal, weil dann nämlich das Schrotrauschen und das Nutzsignal gleichermaßen verstärkt werden.

Der Zusatzrauschfaktor hängt in einem hohen Maß von der Art der Ladungsträger, welche die Stoßionisation verursacht haben, ab. $F(M)$ wird am

kleinsten, wenn nur ein Ladungsträgertyp die Stoßionisation verursacht, dagegen wird $F(M)$ am größten, wenn beide Ladungsträgertypen, Elektronen und Löcher, mit gleichem Anteil am Lawinenprozess beteiligt sind. Die Beteiligung des jeweiligen Ladungsträgers an der Stoßionisation gibt der Ionisierungskoeffizient (α_p, α_n) an, er ist abhängig vom Material des Halbleiters und vom elektrischen Feld. Das k in Gleichung (5.17) stellt dabei das Verhältnis zwischen dem kleinsten zum größten Ionisierungskoeffizienten dar (siehe Gleichung (5.18) und (5.19)), in der Praxis nimmt k Werte von $k=0,02$ bis $k=1$ an. α_n ist der Ionisierungskoeffizient für Elektronen und α_p der Ionisierungskoeffizient für Löcher.

$$\alpha_p > \alpha_n : k = \frac{\alpha_n}{\alpha_p} \quad (5.18)$$

$$\alpha_p < \alpha_n : k = \frac{\alpha_p}{\alpha_n} \quad (5.19)$$

Geht man davon aus, dass die Beteiligung der Elektronen größer ist als die der Löcher, also $\alpha_p < \alpha_n$, so erhält man für den Multiplikationsfaktor M die Gleichung (5.20).

$$M = \frac{1-k}{e^{[-(1-k) \cdot \alpha_n \cdot d]} - k} \quad (5.20)$$

Die eine Extreme, das nur Elektronen am Verstärkungsprozess teilnehmen ($k=0$), würde für M ergeben:

$$M = e^{\alpha_n \cdot d} \quad (5.21)$$

Beim anderen Extremfall, bei dem die Beteiligung beider Ladungsträger gleich groß ist ($k=1$), würde sich nach Bernoulli-l'Hospital für M folgendes ergeben:

$$M|_{k \rightarrow 1} = \lim_{k \rightarrow 1} \frac{1-k}{e^{[-(1-k) \cdot \alpha_n \cdot d]} - k} = \lim_{k \rightarrow 1} \frac{\frac{d}{dk}(1-k)}{\frac{d}{dk}(e^{[-(1-k) \cdot \alpha_n \cdot d]} - k)}$$

$$M|_{k \rightarrow 1} = \lim_{k \rightarrow 1} \frac{-1}{\alpha_n \cdot d \cdot e^{[-(1-k) \cdot \alpha_n \cdot d]} - 1} = \frac{-1}{\alpha_n \cdot d - 1} \quad (5.22)$$

$$M|_{k \rightarrow 1} = \frac{1}{1 - \alpha_n \cdot d}$$

Genauso wie bei der PIN-Diode fließt auch bei der APD bei Nichtbestrahlung im Sperrbetrieb der Dunkelstrom I_d . Bei der APD wird der Raumladungsdunkelstrom sogar entsprechend dem Multiplikationsfaktor M verstärkt:

$$I_{d,M} = M \cdot I_{db} \quad (5.23)$$

Die vom Multiplikationsfaktor nicht beeinflussten Größen sind das durch den Oberflächenstrom I_{ds} verursachte Schrotrauschen:

$$\overline{I_{sh}^2} = 2 \cdot e \cdot I_{ds} \cdot B = N_{sh}^2 \cdot B, \quad (5.24)$$

ebenso das thermische Rauschen nach Gleichung (5.8) und der Oberflächenleckstrom I_{ds} selbst.[46]

5.3.1 Verhalten des Multiplikationsfaktors M

Nachteilig am Multiplikationsfaktor M und damit an der APD ist, dass eine hohe Betriebsspannung notwendig ist, um hohe Verstärkung erreichen zu können (siehe Abb. 5.6). Die Diode wird dabei in der Nähe der Durchbruchspannung betrieben, wodurch die APD nicht besonders altersbeständig und zuverlässig ist. Weiterhin ist eine gute Temperaturkompensation notwendig, da der Multiplikationsfaktor bei Temperaturänderungen stark schwankt.

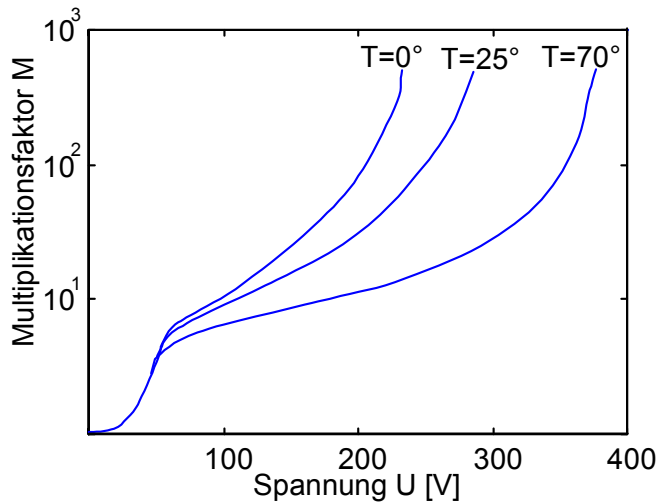


Abb. 5.6 : Abhängigkeit des Multiplikationsfaktors von der angelegten Spannung

Die Lawinenverstärkung, die immer wieder neu aufgebaut werden muss, stellt bei der APD einen zusätzlichen Nachteil dar. Die Aufbauzeit der Lawine begrenzt die obere Grenzfrequenz der APD. Wird eine hohe Verstärkung verlangt, ist eine lange Aufbauzeit nötig. Dadurch kann für die APD ein sogenanntes Bandbreite-Verstärkungsprodukt $M \cdot B$ angegeben werden. Je kleiner die Verstärkung, desto höher die Bandbreite, während sich hohe Multiplikationsfaktoren nur bei kleinen Frequenzen realisieren lassen. Die Bestwerte für das Bandbreite-Verstärkungsprodukt liegen bei $M \cdot B = 300$ GHz für Si-Dioden für das erste optische Fenster und bei $M \cdot B = 100$ GHz für InGaAs/InP-Dioden für das dritte optische Fenster. Zu 90 bis 95 % aller Anwendungen werden daher PIN-Dioden und nur zu 5% APD-Dioden verwendet.

5.3.2 Signal/Rausch-Verhältnis (SNR) der APD

Das SNR einer APD kann folgendermaßen angegeben werden:

$$SNR = \frac{I_{ph,M}^2}{I_{sh,M}^2 + I_{sh}^2 + I_{th}^2}$$

$$SNR = \frac{M^2 \cdot I_{ph}^2}{2 \cdot e \cdot (I_{ph} + I_{db}) \cdot M^2 \cdot F(M) \cdot B + 2 \cdot e \cdot I_{ds} \cdot B + 4 \cdot k_B \cdot T \cdot G \cdot B \cdot F_n} \quad (5.25)$$

Nach Ausklammern und Einsetzen von $F(M)$ nach Gleichung (5.17) erhält man:

$$SNR = \frac{I_{ph}^2}{2 \cdot B} \cdot \frac{M^2}{e(I_{ph} + I_{db}) \cdot M^2 \left(kM + (1 - k) \left(2 - \frac{1}{M} \right) \right) + e \cdot I_{ds} + 2 \cdot k_B T \cdot G \cdot F_n} \quad (5.26)$$

Für eine bestimmte Verstärkung M_{opt} erhält man das größte SNR. Um diese optimale Verstärkung M_{opt} zu ermitteln, wird die erste Ableitung der Gleichung (5.26) gebildet und zu Null gesetzt. Zur Ermittlung der 1. Ableitung wird die Quotientenregel verwendet, wobei hier nur der Zähler der Quotientenregel interessiert, da die 1. Ableitung zu Null gesetzt wird. Dafür müssen der Zähler und der Nenner der Gleichung (5.26) abgeleitet werden. Man erhält für den Zähler:

$$SNR_Z = M^2$$

$$\Rightarrow \frac{d}{dM} (SNR_Z) = 2 \cdot M \quad (5.27)$$

und für den Nenner:

$$\begin{aligned}
 SNR_N &= e(I_{ph} + I_{db}) \cdot M^2 \left(kM + (1-k) \left(2 - \frac{1}{M} \right) \right) + e \cdot I_{ds} + 2 \cdot k_B T \cdot G \cdot F_n \\
 &= e(I_{ph} + I_{db}) \cdot (kM^3 + 2M^2(1-k) - M(1-k)) + e \cdot I_{ds} + 2 \cdot k_B T \cdot G \cdot F_n \\
 \Rightarrow \frac{d}{dM} (SNR_N) &= e(I_{ph} + I_{db}) (3kM^2 + 4M(1-k) - (1-k)) \tag{5.28}
 \end{aligned}$$

Nach Anwenden der Quotientenregel und Vereinfachen erhält man:

$$\begin{aligned}
 \frac{I_{ph}^2}{2 \cdot B} \left(\frac{d}{dM} (SNR_Z) \cdot SNR_N - SNR_Z \cdot \frac{d}{dM} (SNR_N) \right) &= 0 \\
 \Rightarrow e(I_{ph} + I_{db}) \cdot (-kM^4 - M^2(1-k)) + 2M(e \cdot I_{ds} + 2 \cdot k_B \cdot T \cdot G \cdot F_n) &= 0 \\
 \Rightarrow -M[e(I_{ph} + I_{db}) \cdot (kM^3 + M(1-k)) - 2(e \cdot I_{ds} + 2 \cdot k_B \cdot T \cdot G \cdot F_n)] &= 0 \\
 \Rightarrow e(I_{ph} + I_{db}) \cdot (kM^3 + M(1-k)) = 2(e \cdot I_{ds} + 2 \cdot k_B \cdot T \cdot G \cdot F_n) \\
 \Rightarrow kM^3 + M(1-k) = \frac{2(e \cdot I_{ds} + 2 \cdot k_B \cdot T \cdot G \cdot F_n)}{e(I_{ph} + I_{db})} \tag{5.29}
 \end{aligned}$$

Es ist zu erkennen, dass die optimale Verstärkung stark M mit dem Ionisierungskoeffizientenverhältnis k zusammenhängt. Setzt man in Gleichung (5.29) die erforderlichen Größen ein, so erhält man ein maximales SNR bei Werten von 50-100 für das optimale M .

5.4 Einsatz von Detektoren

PIN-Dioden und APD werden im Bereich bis vielen GHz eingesetzt. Für das erste optische Fenster werden vorwiegend Si (Silizium)-Bauelemente, für das zweite und dritte Fenster Ge (Germanium) und InGaAs (Indium-Galium-Arsenid)-Bauelemente eingesetzt. InGaAs-Bauelemente besitzen kleinere Dunkelströme, haben dadurch eine hohe Empfindlichkeit und können damit kleinere Pegel empfangen, sind aber teurer. Germanium-Dioden werden wegen der hohen Dunkelströme weniger eingesetzt. Die Abb. 5.7 zeigt einen Vergleich der Empfindlichkeit von PIN-Dioden und APD's aus Silizium bei einer Bitfehlerquote von 10^{-9} . [6]

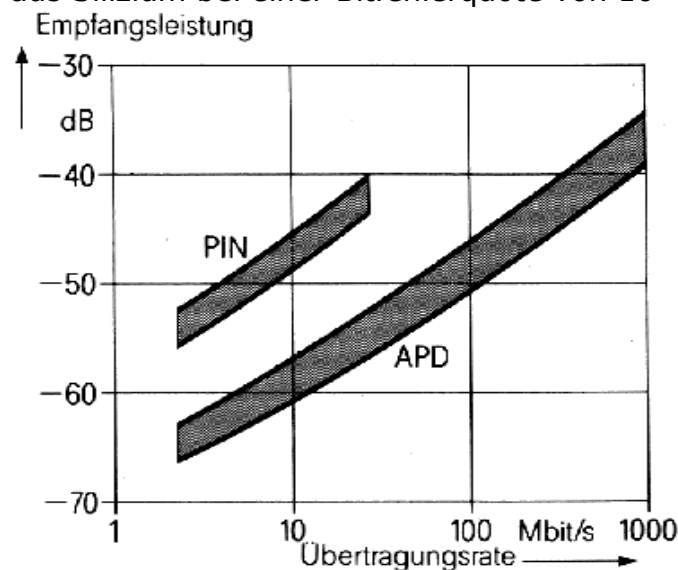


Abb. 5.7: Empfindlichkeit von PIN-Diode und APD

Zwar sind APD's prinzipiell empfindlicher als PIN-Dioden, allerdings können bei den hier behandelten hohen Bitraten mit PIN-Dioden und einem Vorverstärker eine höhere Empfängerempfindlichkeit erzielt werden als mit Avalanche-Photodioden[51]. Zusätzlich kommen hier wegen der hohen Bitraten Avalanche-Photodetektoren aufgrund der Begrenzung durch ihr sogenanntes Verstärkungs-Bandbreite-Produkt nicht zum Einsatz[46][51]. Der schwerwiegendere Grund, warum PIN-Dioden statt APD-Dioden verwendet werden ist jedoch, dass die APD-Diode immer in der Nähe der Durchbruchspannung betrieben werden muss für hohe Multiplikationsfaktoren und daher aus Zuverlässigkeitsgründen auf ihren Einsatz verzichtet wird.

Die Empfindlichkeit von PIN-Dioden wird wie oben erwähnt mittels Einsatz von optischen Verstärkern deutlich erhöht. Durch den Einsatz von optischen Verstärkern kommt jedoch ein weiteres Rauschen, das ASE-Rauschen, hinzu. Ausgehend von einer PIN-Diode lässt sich sagen, dass die optische Leistung proportional zum erzeugten Photostrom ist (siehe Gleichung (5.2)). Zwischen der optischen Leistung und der Gesamtfeldstärke E besteht der Zusammenhang $P \sim |E|^2$. Die Feldstärke setzt sich zusammen aus:

$$E = E_0 + \Delta E_0 + \Delta E_{ASE} \tag{5.30}$$

Dabei stellt E_0 den eigentlichen Signalanteil, ΔE_0 den damit verbundenen Quantenrauschanteil (Schrotrauschanteil) und E_{ASE} den Rauschanteil durch die optischen Verstärker dar. Geht man von einem reellen Signal E_0 aus, so ergibt sich für die Leistung:

$$P = |E_0 + \Delta E_0 + \Delta E_{ASE}|^2$$

$$P = E_0^2 + 2 \cdot E_0 (\text{Re}\{\Delta E_0\} + \text{Re}\{\Delta E_{ASE}\}) + |\Delta E_0 + \Delta E_{ASE}|^2 \tag{5.31}$$

Damit folgt für die Leistungsschwankungen:

$$\Delta P = \underbrace{2 \cdot E_0 (\text{Re}\{\Delta E_0\} + \text{Re}\{\Delta E_{ASE}\})}_{\text{Signal-ASE-Rauschen}} + \underbrace{|\Delta E_0 + \Delta E_{ASE}|^2}_{\text{ASE-ASE-Rauschen}} \tag{5.32}$$

In Abb. 5.8 sind zur Abschätzung der Rauschbeiträge alle Rauschprozesse bei einem Empfänger mit optischen Vorverstärker dargestellt:

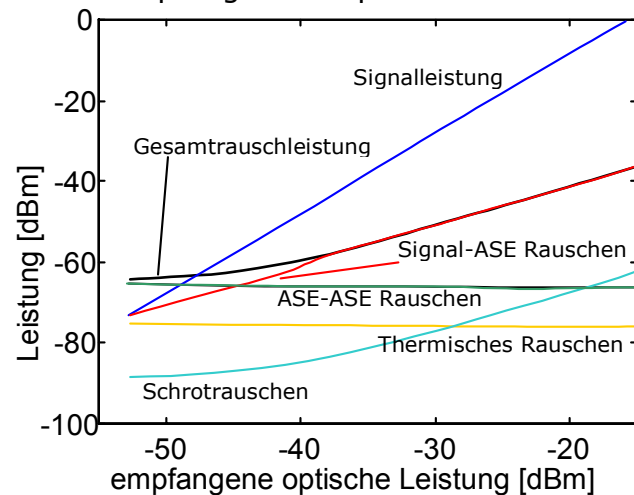


Abb. 5.8 : Rauschanteile bei einem Empfänger mit optischen Vorverstärker

Da das Signal-ASE-Rauschen, welches durch den optischen Verstärker verursacht wird, um einige Größenordnungen höher ist als alle anderen Rauscharten, können die anderen Rauscharten wie thermisches Rauschen, ASE-ASE-Rauschen und Schrotrauschen vernachlässigt werden.

Literaturverzeichnis

- [1] Agrawal, Govind P.; Fiber-Optic Communication Systems, John Wiley & Sons, 1992
- [2] Agrawal, Govind P.; Nonlinear fiber optics, Academic Press, 1989
- [3] Bachus, E.-J.; Mitschrift zur Vorlesung „Photonische Kommunikationsnetze“, TU Berlin, 1999
- [4] Bertilsson, K. Optical Amplifiers and their Applications in Nonlinear Fiber-Optic Communication Systems, TU Göteborg, 1994
- [5] Breuer, D.; Untersuchungen zu optischen Übertragungssystemen bei 10 Gbit/s und 40 Gbit/s im verlegten Glasfasernetz, TU Berlin, 1999
- [6] Brühl, G.; Vorlesungsskript zum Kapitel Lichtwellenleiter, TFH Berlin, 1992
- [7] Brunner/Junge; Lasertechnik – Eine Einführung, Hüthig Verlag, 1987
- [8] Buck, John A.; Fundamentals of Optical Fibers, John Wiley & Sons, 1995
- [9] Caspar, C. ; Vortrag „Systemanforderungen an das Polarisations-, Rausch- und Nebensprechverhalten hochratiger WDM-Übertragungsstrecken“, HHI, 2000
- [10] Clesca B, Ronarc'h D., Bayart D., Sorel Y., Hamon L., Guibert M., Beylat J.L., Kerdiles J.F., Semenkoff M.; Gain Flattness Comparison Between Erbium-Doped Fluoride and Silica Fiber Amplifiers With Wavelength-Multiplexed Signals, IEEE Photonics Technology Letters, Vol. 6 (1994), No. 4, Seiten 509-511
- [11] Corning Inc.; EDFA Gain Flattening Filters, Datenblatt, August 1999
- [12] Corning Inc.; EDFA Pure Gain 2400 Series, Datenblatt, August 1999
- [13] Desurvire E., Zirngibl M., Presby H.M., DiGiovanni D., Dynamic Gain Compensation in Saturated Erbium-Doped Fiber Amplifiers, IEEE Photonics Technology Letters, Vol. 3(1991), No.5, Seiten 453-455
- [14] Edlich, H.; Skript Lichtwellenleiter, TFH Berlin
- [15] Edlich, H.; Umdruck zum Laborversuch LWL-Messungen von Dämpfung und Dispersion für 1300 nm, TFH Berlin, 1996
- [16] Edlich, H.; Umdruck zum Laborversuch Monochromator, TFH Berlin, 1996
- [17] Edlich, H.; Umdruck zum Laborversuch Rückstreuungsmessung, TFH Berlin, 1997
- [18] Faßhauer, P.; Optische Nachrichtensysteme, Hüthig Verlag, 1984
- [19] Feiste U., Ludwig R., Diez S., Schmidt C., Ehrke H.J., Weber H.G.; Unrepeated 80 Gbit/s RZ single channel transmission over 160 km of standard fiber at 1.55 μm with a large wavelength tolerance, HHI Berlin, 1999
- [20] Fouckhardt, H.; Photonik, Teubner Verlag, 1994
- [21] Gautheron O., P. Sansonetti P., Bassier G., Riant I.; Optical Gain Equalization with Short period fiber gratings, ECOC 1997, Seiten 131-134
- [22] Geckeler, S.; Lichtwellenleiter für die optische Nachrichtenübertragung, Springer Verlag, 1986
- [23] Glaser, W.; Photonik für Ingenieure, Verlag Technik, 1997
- [24] Gowar, J.; Optical Communication Systems, Prentice Hall, 1993
- [25] Grau, G.; Optische Nachrichtentechnik, Springer Verlag, 1981
- [26] Gustedt/Wiesner; Fiberoptik Übertragungstechnik, Franzis' Verlag, 1998
- [27] Hägele, V.; Optimieren bestehender Übertragungsstrecken mit Standard-Einwellenfasern für Bitraten von 10 Gbit/s, VDI Verlag, 1997
- [28] Haist, W.; Optische Telekommunikationssysteme, Damm Verlag, 1983

- [29] Henry, Charles H.; Phase Noise in Semiconductor Lasers, Journal of Lightwave Technology, Vol. LT-4(1986), Seiten 298-310
- [30] Herter/Graf; Optische Nachrichtentechnik, Hanser Verlag, 1994
- [31] Hubmann, H.-P.; Lichtwellenleiter-Praxis, Franzis' Verlag, 1992
- [32] Hultsch, Hagen; Optische Telekommunikationssysteme, Damm Verlag, 1996
- [33] Iannone, E., Matera, F., Mecozzi, A., Settembre, M.; Nonlinear Optical Communication Networks, John Wiley & Sons, 1998
- [34] Inoue K. Kominato T., Toba H.; Tunable Gain Equalization Using a Mach-Zehnder Optical Filter in Multistage Fiber Amplifiers, IEEE Photonics Technology Letters, Vol.3(1991), No.3 , Seiten 718-720
- [35] Jansen, Dirk; Optoelektronik, Vieweg Verlag, 1993
- [36] Jones, Kenneth A.; Optoelektronik, VCH Verlag, 1992
- [37] Kappen, F.; Mitschrift zur Vorlesung Hochfrequenztechnik 6, TFH Berlin, 1999
- [38] Kashyap R., Wyatt R. McKee P.F., Wavelength Flattened Saturated Erbium Amplifier using Multiple Side-Tap Bragg Gratings, Electronics Letters, Vol.29 (1993), No.11, Seiten 1025-1026
- [39] Kersten, Ralf Th.; Einführung in die Optische Nachrichtentechnik, Springer Verlag, 1983
- [40] Klar, A.; Charakterisieren des Rauschverhaltens faseroptischer Verstärker durch Modellieren und Messen der verstärkten spontanen Emission, VDI Verlag, 1996
- [41] Kurtzke, C.; Kapazitätsgrenzen digitaler optischer Übertragungssysteme, TU Berlin, 1995
- [42] Lee Y.W., Nilsson J., Hwangs S.T., Kim S.J.; Experimental Characterization of a Dynamically Gain-Flattened Erbium-Doped Fiber Amplifier, IEEE Photonics Technology Letters, Vol. 8 (1996), No.12, Seiten 1612-1614
- [43] Liebler, W.; Verstärkungs- und Rauscheigenschaften von Er³⁺-Faserverstärkern, Universität Fridericiana Karlsruhe, 1993
- [44] Lucent Technologies Inc., Wide Band Dispersion Compensating Modules (C-band), Datenblatt, Februar 2000
- [45] Lucent Technologies Inc.; Optical Amplifier Platform, 1724-Type, Datenblatt, Juli 1999
- [46] Lutzke, Dieter; Lichtwellenleitertechnik, Pflaum Verlag, 1986
- [47] Mahlke/Gössing; Lichtwellenleiterkabel, Publicis MCD Verlag, 1998
- [48] Marcuse, D., Menyuk, Curtis R.; Simulation of Single-Channel Optical Systems at 100 Gb/s, Journal of Lightwave Technology, Vol. 17(1999), Seiten 564-569
- [49] Mildenerger O.; Informationstechnik kompakt, Vieweg Verlag, 1999
- [50] Müller, R.; Rauschen, Springer Verlag, 1979
- [51] Olsson, N. A.; Lightwave Systems With Optical Amplifiers, Journal of Lightwave Technology, Vol. 7(1989), Seiten 1071-1082
- [52] Palais, J.C.; Fiber Optic Communications, Prentice Hall, 1998
- [53] Park N. Wysocki P., Pedrazzani R., Grubb S. DiGiovanni D. Walker K.; High-Power Er-Yb-Doped Fiber Amplifier with Multichannel Gain Flatness within 0.2 dB over 14 nm, , IEEE Photonics Technology Letters, Vol.8(1996), No.9, Seiten 1148-1150
- [54] Petermann, K.; Arbeitsblätter zur Vorlesung Einführung in die optische Nachrichtentechnik, TU Berlin, 2000
- [55] Saito, T., Henmi, N., Fujita, S., Yamaguchi, M., Shikada M.; Prechirp Technique for Dispersion Compensation for a High-Speed Long-Span

- Transmission, IEEE Photonics Technology Letters, Vol. 3(1991), Seiten 74-76
- [56] Saleh, A.A.M., Jopson, R.M., Evankow, J.D., Aspell, J.; Modeling of Gain in Erbium-Doped Fiber Amplifiers, IEEE Photonics Technology Letters, Vol.2.(1990), Seiten 714-717
- [57] Sartorius B., Bornholdt C., Brox O., Feiste U., Möhrle M.; Towards the all-optical 3R Regenerator: Performance of the optical clock, In European Konferenz on Optical Communication, 1998
- [58] Shibata N., Braun R.P., Waarts R.G.; Phase-Mismatch Dependence of Efficiency of Wave Generation Through Four-Wave Mixing in a Single-Mode Optical Fiber, IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol. QE-23, NO. 7. July 1987
- [59] Siegmund, Gerd; Technik der Netze, Hüthig Verlag, 1999
- [60] Steele, R. C., Walker, G.R., Walker, N.G.; Sensitivity of Optically Preamplified Receivers with Optical Filtering, IEEE Photonics Technology Letters, Vol. 3(1991), Seiten 545-547
- [61] Strobel, Otto; Lichtwellenleiter - Übertragungs- und Sensortechnik, VDE Verlag, 1992
- [62] Tachibana M., Laming R.I., Morkel P.R., Payne D.N.; Erbium-Doped Fiber Amplifier with Flattened Gain Spektrum, IEEE Photonics Technology Letters, Vol. 3 (1991) , No. 2, Seiten 118-120
- [63] Takushima Y., Kikuchi K.; Gain Spectrum Equalization of All-Optical Gain-Clamped Erbium-Doped Fiber Amplifier, IEEE Photonics Technology Letters, Vol. 11 (1999), No.2 , Seiten 176-178
- [64] Timmermann, C.-Ch.; Lichtwellenleiter, Vieweg Verlag, 1981
- [65] Timmermann, C.-Ch.; Lichtwellenleiterkomponenten und -systeme, Vieweg Verlag, 1984
- [66] Unger, Hans-Georg; Elektromagnetische Wellen auf Leitungen, Hüthig Verlag, 1991
- [67] Unger, Hans-Georg; Optische Nachrichtentechnik Teil I: Optische Wellenleiter, Hüthig Verlag, 1990
- [68] Unger, Hans-Georg; Optische Nachrichtentechnik, Elitera Verlag, 1976
- [69] Vengsarkar A.M., Pedrazzani J.R., Judkins J. B., Lemaire P.J.; Long-period fiber-gratings-based gain equalizers, Optics Letters, Vol. 21(1996), No.5, Seiten 336-338
- [70] Virtual Photonics Incorporated, Photonic Transmission Design Suite PTDS, Produktinformation, 1999
- [71] Weber, H.G.; Skript zur Vorlesung „Grundlagen und Anwendungen der linearen und nichtlinearen Faseroptik“, TU Berlin, 1999
- [72] Weinert, C.M., Ludwig, R., Pieper, W., Weber, H.G.; Breuer, D., Petermann, K. Küppers, F.; 40 Gb/s and 4x40Gb/s TDM/WDM Standard Fiber Transmission, Journal of Lightwave Technology, Vol. 17(1999), Seiten 2276-2284
- [73] Williams J.A.R, Everall L.A., Bennion I., Doran N.J.; Fiber Bragg Grating Fabrication for Dispersion Slope Compensation, IEEE Photonics Technology Letters, Vol.8 (1996), Seiten 1187-1189
- [74] Wrobel, Christop P.; Optische Übertragungstechnik in der Praxis, Hüthig Verlag, 1998
- [75] Wysocki P.F., Judkins J.B., Espindola R.P., Andrejco M., Vengsarkar M.A.; Broad-Band Erbium-Doped Fiber Amplifier Flattened Beyond 40 nm Using Long-Period Grating Filter, IEEE Photonics Technology Letters Vol.9 (1997), No. 10, Seiten 1343-1345