

# Optische Verstärker für räumliches Modenmultiplexen mit Mehrmodenfasern

Genehmigte Dissertation zur Erlangung des akademischen Grades  
Doktor der Ingenieurwissenschaften (Dr.-Ing.)  
der Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik  
der Technischen Universität Dortmund

vorgelegt von

Dipl.-Ing. Simon Akhtari



Lehrstuhl für Hochfrequenztechnik

Hauptreferent: Prof. Dr.-Ing. Peter M. Krummrich, TU Dortmund

Korreferent: Prof. Dr.-Ing. Klaus Petermann, TU Berlin

Ort und Tag der Einreichung: Dortmund, 10.08.2015

Ort und Tag der mündlichen Prüfung: Dortmund, 06.04.2016



---

## Danksagung

---

Ich bedanke mich herzlich bei Herrn Professor Dr.-Ing. Peter M. Krummrich, der mich am Lehrstuhl betreut und mir die Perspektive zur Promotion ermöglicht hat. Herrn Professor Dr.-Ing. Klaus Petermann danke ich für die zahlreichen Treffen und interessanten Diskussionen im Rahmen des gemeinsamen Forschungsprojektes sowie für die Übernahme der Zweitgutachterschaft.

Ich bedanke mich bei all meinen Kollegen für die gemeinsame Zusammenarbeit. Für das Korrekturlesen möchte ich mich bei Esther Akhtari, Lars Baudzus, Martin Finkenbusch, Michael Jakubowsky, Andreas Janßen und David Schenk bedanken.

Zuletzt möchte ich meinen größten Dank meinen Eltern aussprechen, die mich während der gesamten Zeit in all meinen Vorhaben unterstützt haben.



---

## Kurzfassung

Räumliches Modenmultiplexen mit Mehrmodenfasern ist potentiell dazu geeignet, die Übertragungskapazität in Glasfasersystemen bei gleichzeitig erhöhter Kosteneffizienz zu steigern. Beim räumlichen Modenmultiplexen werden die räumlichen Fasermode in der Glasfaser selektiv angeregt und für die unabhängige Übertragung von Informationskanälen verwendet. Für eine Übertragung in Weitverkehrsnetzen ist aufgrund der Dämpfung entlang der Übertragungstrecke eine Verstärkung der Signale notwendig. Dafür ist es nötig, neuartige Erbium-dotierte Faserverstärker einzusetzen.

In dieser Arbeit wird gezeigt, dass mehrmodige Erbium-dotierte Verstärker energieeffizienter Signale verstärken können als Systeme mit Einmoden- oder Mehrkernfasern, in welchen pro Kern nur der Grundmodus geführt wird. Simulationen zeigen, dass durch Anpassung der Dotierung der Erbium-dotierten Faser in einem Verstärker, in dem 6 Moden zur Signalübertragung genutzt werden können, der Energieverbrauch im Vergleich zu einem Verstärker für eine 6-Kernfaser um bis zu 25 % geringer ist.

Beim Einsatz von Übertragungssystemen mit Mehrmodenmultiplextechnik ist davon auszugehen, dass die Anzahl der genutzten Signalmode an die benötigte Übertragungskapazität angepasst wird. Für eine flexible Nutzung des Übertragungssystems muss der mehrmodige Verstärker in der Lage sein, sich einer verändernden Anzahl von genutzten Signalmode anzupassen. Es wird gezeigt, dass durch Anpassung der Pumpleistung und Pumpmode die Verstärkung für unterschiedliche Signalmode konstant gehalten werden kann und dass bei ausreichender Angleichung der Gewinne aller Signalmode nur ein einzelnes passives optisches Filter zur Einebnung der Gewinnspektren genutzt werden muss.

Die erzielten Verstärkererträge sind abhängig von der Überlappung zwischen den Intensitätsprofilen der Signal- und Pumpmode. Rotiert der Pumpmodus, so ist es möglich, dass der Gewinn des Signalmodus abhängig ist vom Rotationswinkel. Es wird gezeigt, dass durch den Einsatz von Pumpmode mit rotationssymmetrischen Intensitätsprofilen diese Winkelabhängigkeit beseitigt werden kann.

Bei der Propagation durch die Erbium-dotierte Faser interferieren die elektromagnetischen Felder und es entstehen Schwebungen zwischen den vorhandenen Moden. Schwebungen zwischen Pumpmode haben einen Einfluss auf die räumlichen Pumpleistungsdichten und wirken sich damit signifikant auf die Besetzungsdichten der Ladungsträger in den unterschiedlichen Energieniveaus des Verstärkers aus. Simulationsergebnisse zeigen, dass sich bei Berücksichtigung der Schwebungseffekte die Charakteristik eines Verstärkers verändert. Experimentelle Untersuchungen bestätigen den Einfluss von Schwebungseffekten auf die

Eigenschaften des Verstärkers. Durch den Vergleich von Signalquellen mit unterschiedlicher Bandbreite lässt sich der Einfluss von Schwebung auf die resultierenden Gewinne zwischen Signalmoden nachweisen.

---

# Inhaltsverzeichnis

---

1	Einleitung und Motivation	1
2	Theoretische Grundlagen	6
2.1	Optische Übertragungssysteme mit räumlichem Multiplexen . . . . .	6
2.1.1	Modulationsformate . . . . .	8
2.1.2	Übertragungsfasern für SDM Systeme . . . . .	10
2.1.3	MIMO Entzerrer für SDM Systeme . . . . .	11
2.2	Geführte Moden in Glasfasern . . . . .	12
2.2.1	$TE$ Moden . . . . .	17
2.2.2	$TM$ Moden . . . . .	20
2.2.3	Hybride Moden . . . . .	21
2.2.4	Linear polarisierte ( $LP$ ) Moden . . . . .	23
2.2.5	Geführte Leistung von $LP$ Moden . . . . .	30
2.3	Lineare Störeffekte . . . . .	32
2.3.1	Dämpfung . . . . .	32
2.3.2	Dispersion . . . . .	34
2.4	Erbium-dotierte Faserverstärker . . . . .	36
2.4.1	Absorption und Emission in Erbium-dotierten Faserverstärkern . .	37
2.4.2	Linienverbreiterung und Wirkungsquerschnittsspektren . . . . .	43
2.4.3	Spektrales Einebnen des Gewinns . . . . .	45
2.4.4	Modale Abhängigkeit des Gewinns . . . . .	47
2.4.5	Verstärkersättigung . . . . .	51
2.4.6	Ausbleichung der Pumpstrahlungs-Absorption . . . . .	52
2.4.7	Rauschverhalten . . . . .	54

3	Simulationsergebnisse	60
3.1	Energieeffizienz von Erbium-dotierten Faserverstärkern für Modenmultiplexen	60
3.2	Einebnung des Gewinnspektrums bei variabler Anzahl von Signalmoden . . .	70
3.3	Abhängigkeit der Verstärkung der Fasermode von Rotationswinkel . . . . .	76
3.4	Einfluss von Schwebungseffekten . . . . .	81
4	Messaufbau für mehrmodige EDFAs und experimentelle Ergebnisse	95
4.1	Selektive Anregung von Fasermode . . . . .	95
4.1.1	Anregung mit Hilfe von Phasenplatten . . . . .	95
4.1.2	Anregung mit räumlichen Licht-Modulatoren (SLM) . . . . .	100
4.2	Beschreibung des Laboraufbaus . . . . .	102
4.2.1	Eigenschaften der Erbium-dotierten Mehrmodenfaser . . . . .	106
4.3	Modenprofile der Fasermode . . . . .	107
4.4	Einfluss von Schwebung zwischen Fasermode . . . . .	109
5	Zusammenfassung und Fazit	115
	Literaturverzeichnis	119
A	Parameter für die numerische Berechnung der Wirkungsquerschnittsspektren	134
B	Datenblatt der im Messaufbau verwendeten Pumpdiode	136



# KAPITEL 1

---

## Einleitung und Motivation

---

In den vergangenen Jahren sind die Anforderungen an die Kapazität in der optischen Übertragungstechnik stetig gestiegen. Durch Video-Portale wie YouTube, „cloud computing“, die Verbreitung von internetfähigen Smartphones oder die rasante Verbreitung von sozialen Netzwerken ist der gesamte Bedarf an Übertragungsbandbreite stetig gestiegen und auch für die nächsten Jahre kann davon ausgegangen werden, dass höhere Bandbreite dem Nutzer zur Verfügung gestellt werden muss. Für den mobilen Sektor sagt beispielsweise eine Studie von Cisco eine Steigerung des globalen Datenverkehrs von 1,5 Exabytes (EB) im Jahr 2013 auf 15,9 EB im Jahr 2018 voraus, was einer jährlichen Wachstumsrate von 61% entspricht, welche vor allem durch eine weitere Verbreitung von Smartphones und Tablet-Computern generiert wird [1].

Der Mobilfunkverkehr wächst zwar schneller als der Festnetzverkehr, steuert bislang allerdings nur einen kleinen Anteil am Gesamtdatenverkehr bei. Jedoch lässt sich für den Datenverkehr in der optischen Übertragungstechnik in den letzten Jahren auch ein steigender Trend aufzeigen. Abbildung 1.1 zeigt den Verlauf des Datenverkehrs am Internetknoten DE-CIX in Frankfurt [2]. Trotz der saisonalen Einbrüche in den Sommermonaten ist der durchschnittliche Datenverkehr von 0,5 Terabit pro Sekunde (Tb/s) im Jahr 2010 auf einen durchschnittlichen Datenverkehr von 2,1 Tb/s am Ende des Jahres 2014 gestiegen.

Der Trend des stetig ansteigenden Datenverkehrs wird voraussichtlich auch in den nächsten Jahren Bestand haben. Eine weitere Studie von Cisco [3] geht beim globalen Internet Protokoll (IP) Datenverkehrswachstum von einem jährlichen Wachstum von 21% bis zum Jahr 2018 aus (siehe Abbildung 1.2). Darin enthalten sind auch die oben erwähnten Daten aus dem mobilen Sektor. Damit hat sich das Wachstum verglichen mit den Jahren 2000-2010 zwar verlangsamt, da es in diesem Zeitraum ein durchschnittliches jährliches

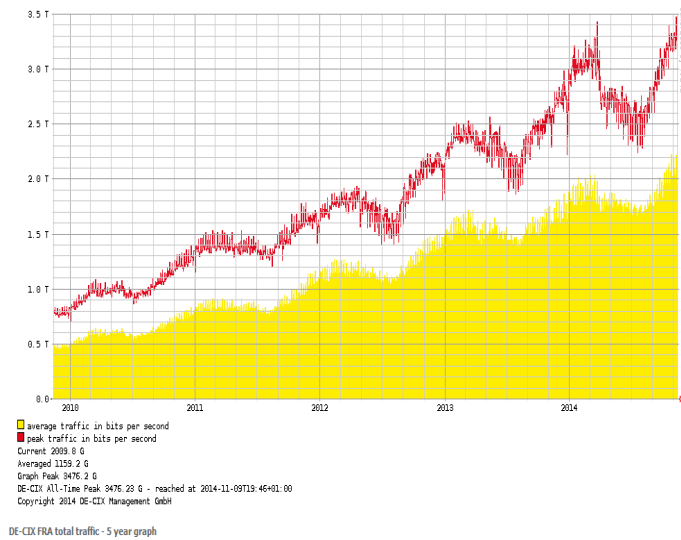


Abbildung 1.1: Datenverkehr am Frankfurter Internetknoten DE-CIX

Wachstum von 58% [4] gab. Trotzdem ist davon auszugehen, dass die Wachstumsraten auf einem sehr hohen Niveau von über 20% verbleiben werden. Ausgehend von diesem Szenario stellt sich die Frage, wie die Übertragungskapazität von optischen Übertragungssystemen weiter gesteigert werden kann. In zurzeit erhältlichen kommerziellen Produkten werden vier Dimensionen für die Übertragung der Information genutzt: Zeit, Amplitude und

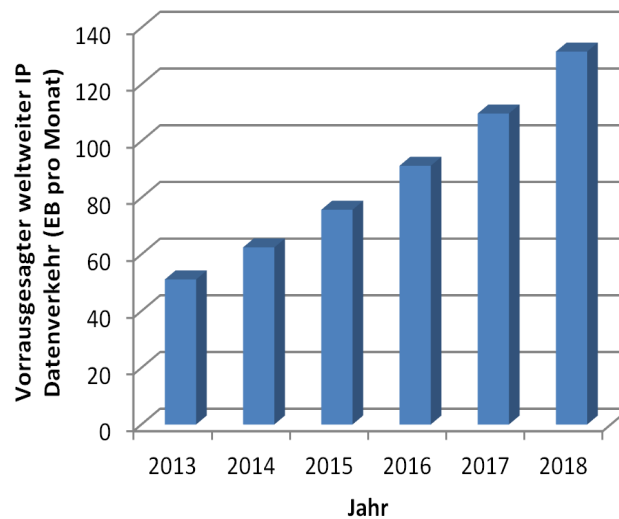


Abbildung 1.2: Vorhersage des gesamten Internet Datenverkehrs

---

Phase, Frequenz bzw. Wellenlänge sowie die Polarisation. Die Erhöhung der Kapazität in der zeitlichen Dimension liegt nahe: durch kürzere Symbolauern lassen sich höhere Symbolraten erzielen. Dies jedoch erhöht wiederum die erforderliche Bandbreite des Signals wodurch höhere Bandbreiten in den elektrischen Bauteilen im Sender und Empfänger benötigt werden. Deshalb wurden andere Wege gefunden, die Kapazität zu erhöhen. Seit Anfang der 90er-Jahre werden mehrere Kanäle bei unterschiedlichen Wellenlängen im Übertragungsband genutzt. Das sogenannte Wellenlängenmultiplexen („Wavelength Division Multiplexing“, WDM) verhalf zu einer weiteren großen Kapazitätssteigerung, wobei das genutzte Band durch die spektrale Abhängigkeit der Faserdämpfung und durch die neu eingeführten Erbium-dotierten Faserverstärker bestimmt wurde. Optische Übertragungsfasern haben im C-Band, welches von ca. 1528 nm bis 1563 nm reicht, eine geringe Dämpfung und Erbium-dotierte Faserverstärker können genau in diesem Band verstärken. Schließlich konnte der Kanalabstand im Laufe der Jahre von 200 auf 50 GHz verringert werden, so dass gegenwärtig bis zu 100 Kanäle bei unterschiedlichen Wellenlängen übertragen werden können. Gleichzeitig konnte durch Weiterentwicklungen bei Zeitmultiplexverfahren („Time Division Multiplexing“, TDM) im Jahr 1996 die Kanalkapazität auf 10 Gbit/s und im Jahr 2005 auf 40 Gbit/s gesteigert werden.

Eine weitere genutzte Dimension zur Steigerung der Kapazität ist die Polarisation. Beim Polarisationsmultiplexen (PolMUX) werden unabhängige Kanäle in zwei zueinander orthogonalen Polarisationen des elektrischen Feldes in einer Faser übertragen. Durch den Einsatz von kohärenten Empfängern mit Polarisationsdiversität und zusätzlicher digitaler Signalprozessierung (DSP) können beide orthogonalen Polarisationen des Signals unabhängig voneinander empfangen werden und machen PolMUX möglich.

Fundamental limitiert ist die Kapazität eines Übertragungssystems durch die Shannon-Grenze, welche besagt, dass höhere spektrale Effizienz nur durch einen höheren Signal-zu-Rausch Abstand („Signal-to-noise ratio“, SNR) erzielt werden kann [5]. Bei einem niedrigen SNR ist die Übertragung durch das Systemrauschen limitiert. Zur Erhöhung des SNR liegt es nahe, die Signalleistung zu erhöhen. Bei hohen Signalleistungen beginnen jedoch nichtlineare Effekte die Signale in einer Glasfaser zu verzerren und limitieren die Kapazität. Man spricht deshalb auch von der nichtlinearen Shannon-Grenze. Dadurch können beispielsweise Modulationsformate nicht beliebig höherstufig werden, da höhere SNR-Anforderungen stets durch die nichtlineare Shannon-Grenze begrenzt sind.

Um die Kapazität von optischen Übertragungssystemen weiter zu erhöhen, wäre die Installation von parallelen Übertragungstrecken der selben Bauart gegenwärtig die einfachste Methode. Für weitere parallele Systeme würden die Kosten für die Anschaffung und für

den Betrieb linear ansteigen. Weder private noch geschäftliche Kunden sind jedoch bereit, für die doppelte Kapazität den doppelten Preis zu bezahlen [6]. Für eine sinnvolle und nachhaltige Lösung des Problems, wie zukünftig die Systemkapazität gesteigert werden kann, müssen deshalb auch die Kosten pro übertragenem Bit reduziert werden. Auch vom Standpunkt der Energieeffizienz wäre eine Vervielfachung bestehender Systeme keine geeignete Methode, da der Energieverbrauch der Übertragungssysteme einen erheblichen Teil der Betriebskosten ausmacht. Schon heute beträgt der Anteil des Informations- und Kommunikationssektors am weltweiten CO<sub>2</sub>-Ausstoß ca. 2% [7].

Räumliches Multiplexen hat sich in den vergangenen Jahren als eine vielversprechende Möglichkeit heraus gestellt, sowohl die Kapazität zu erhöhen, als auch gleichzeitig die Energieeffizienz zu steigern und so die Kosten pro Bit weiter zu senken [8, 9]. Dabei kann zusätzlich zu den vier oben genannten Multiplex-Techniken eine weitere Dimension bei der Datenübertragung genutzt werden: der Raum. Die Idee des räumlichen Multiplexens ist nicht neu. Erste Veröffentlichungen datieren zurück ins Jahr 1982 [10]. Jedoch eröffnen erst moderne Technologien und moderne „Multiple-Input-Multiple-Output“ Signalprozessierung die Möglichkeit, optische Übertragungssysteme mit räumlichem Multiplexen zu bauen.

Zwei prinzipielle Möglichkeiten gibt es, räumliches Multiplexen in einer Glasfaser zu realisieren. Zum einen kann eine Faser mit mehreren Kernen genutzt werden, wovon jeder Kern nur einen Fasermodus führt. Zum anderen besteht die Möglichkeit, eine Faser mit einem einzelnen Kern einzusetzen, der jedoch mehrere Fasermoden führen kann. Jeder Fasermodus propagiert theoretisch unabhängig und ungestört von anderen Fasermoden durch die Faser und kann aufgeprägte Dateninformationen übertragen, sogenanntes Modenmultiplexen („Mode Division Multiplexing“, MDM). Auch eine Kombination dieser zwei grundsätzlichen Konzepte ist möglich. So können Fasern mit mehreren Kernen gebaut werden, wobei jeder Kern mehrere Moden führen kann.

Um Übertragungen über lange Strecken von mehreren hundert Kilometern mit Modenmultiplexen zu realisieren, ist eine Verstärkung des Signals zwischen Faserabschnitten, die ca. 100 km lang sein können, nötig. Prinzipiell ließe sich dies durch räumliche Multiplexer und Demultiplexer und der bisher verwendeten Einmoden-Verstärker nach jedem Streckenabschnitt realisieren. Dies wäre jedoch sowohl in Hinsicht der benötigten Bauelemente als auch der benötigten Pumplleistung keine kosten- und energieeffiziente Lösung. Für diese neue und innovative Technologie müssen deshalb auch neue optische Verstärker gebaut werden, in denen alle Signalmoden gleichzeitig verstärkt werden. Neben der Kapazitätssteigerung mit räumlichem Multiplexen besteht die Hoffnung, dass

mehrmodige Erbium-dotierte Faserverstärker auch energieeffizienter als Verstärker für Einmoden-Systeme arbeiten können [11].

Die Arbeit ist folgendermaßen gegliedert:

Kapitel 2 beschreibt die theoretischen Grundlagen von optischen Übertragungssystemen und Verstärkern für räumliches Multiplexen mit Mehrmodenfasern. Dabei liefert Kapitel 2.1 einen Überblick über optische Übertragungssysteme mit räumlichem Multiplexen. In Kapitel 2.2 wird die theoretische Berechnung der elektromagnetischen Felder von Fasernmoden erläutert, welche für numerische Simulationen nötig sind. Ohne Dämpfung entlang der Übertragungsfaser wäre keine Verstärkung der Signalpegel nötig. Deshalb werden lineare Störeffekte in Kapitel 2.3 besprochen. Eine ausführliche Beschreibung von Erbium-dotierten Faserverstärkern findet sich dann in Kapitel 2.4, wobei hier auch Besonderheiten für den Mehrmoden-EDFA beschrieben werden.

Kapitel 3 zeigt dann, aufbauend auf der Theorie aus Kapitel 2, die Simulationsergebnisse. Dabei wird die Energieeffizienz (Kapitel 3.1), die Flexibilität bei sich verändernden Signalmoden (Kapitel 3.2) und die Abhängigkeit der Verstärkung vom Rotationswinkel (Kapitel 3.3) von optischen Verstärkern für räumliches Multiplexen untersucht. Der Einfluss von Schwebung auf die Verstärkercharakteristik wird ausführlich in Kapitel 3.4 behandelt. Im Rahmen dieser Arbeit wurde auch ein Erbium-dotierter Verstärker für räumliches Modenmultiplexen im Labor aufgebaut. Eine Beschreibung des Laboraufbaus sowie die damit erzielten Ergebnisse, vor allem die experimentellen Untersuchungen zum Einfluss der Schwebung, befindet sich in Kapitel 4.

In Kapitel 5 findet sich schließlich eine Zusammenfassung der Ergebnisse sowie ein Fazit.



# KAPITEL 2

---

## Theoretische Grundlagen

---

### 2.1 Optische Übertragungssysteme mit räumlichem Multiplexen

Bevor optische Verstärker zu Beginn der 90er-Jahre eingeführt wurden, waren optoelektronische Regeneratoren („optical-electrical-optical“, OEO) die einzige Möglichkeit, Weitverkehrsnetze zu realisieren. Beim Einsatz von OEOs wird an jedem Knoten das optische Signal in ein elektrisches Signal umgewandelt. Dieses elektrische Signal wird anschließend verstärkt und die Impulsform regeneriert [12]. Schließlich wird das elektrische Signal wieder in ein optisches umgewandelt und weiter gesendet. Ein Nachteil dieser Systeme ist vor allem, dass aufgrund der elektro-optischen Umwandlung nur ein einzelner Kanal pro OEO verstärkt werden kann. Dies macht in WDM Systemen eine hohe Anzahl von OEOs notwendig.

Abhilfe schaffte in den 90er-Jahre die Einführung der optischen Verstärker. Diese sind in der Lage, je Verstärker bis zu 100 Kanäle bei unterschiedlichen Wellenlängen gleichzeitig zu verstärken und machten so den Einsatz von WDM Systemen über lange Distanzen möglich. Zusätzlich konnten die Längen der Übertragungsfaser zwischen zwei optischen Verstärkern, typischerweise Erbium-dotierte Faserverstärker (EDFA) [13–16], im Vergleich zu den Übertragungsfaserlängen zwischen zwei OEOs vergrößert werden. Noch dazu benötigt ein EDFA für die Verstärkung von 100 Kanäle weniger Leistung als ein OEO für einen einzelnen Kanal, was bei der Umstellung von OEOs auf EDFAs zu enormen Kosteneinsparungen führte. So konnte die Übertragungskapazität gesteigert und gleichzeitig die Kosten pro Bit gesenkt werden.

Räumliches Multiplexen bietet die Möglichkeit, ähnlich wie bei der Umstellung von OEOs

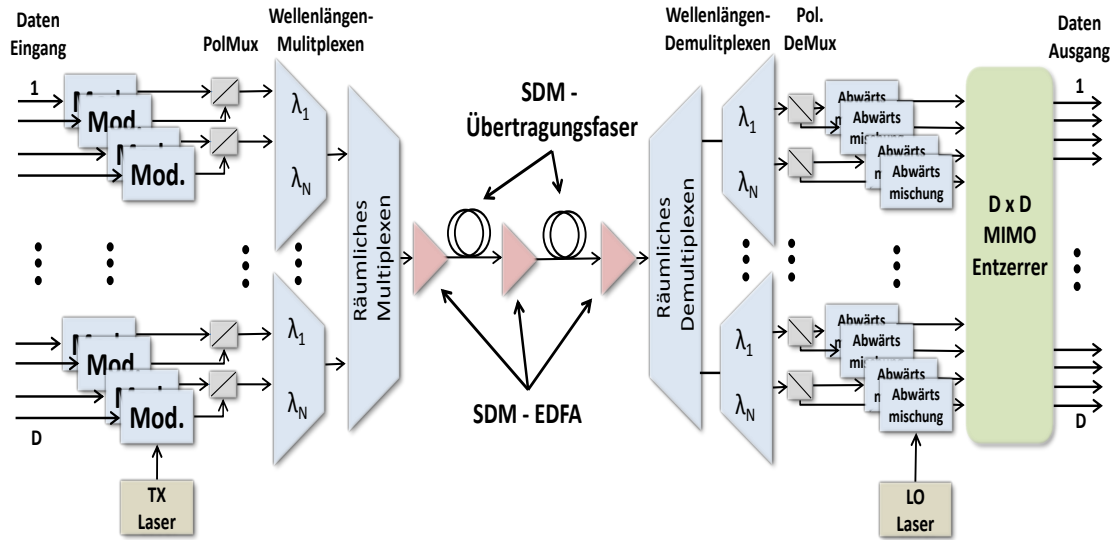


Abbildung 2.1: Optisches Übertragungssystem mit SDM

auf EDFAs in WDM Systemen, die Datenkapazität bei gleichzeitig höherer Energieeffizienz zu steigern. Abbildung 2.1 zeigt den prinzipiellen Aufbau eines optischen Übertragungssystems mit WDM und räumlichem Multiplexen („Spatial Division Multiplexing“, SDM). Auf der linken Senderseite sieht man  $D$  unabhängige Datenströme. Diese Datenströme werden dann in Symbolfolgen umgewandelt und mit den Sendelasern in das Übertragungsband gemischt. Beim Polarisationsmultiplexer werden die Signale durch Anregung beider orthogonaler Polarisierungen des Fasermodus auf zwei Polarisationszustände aufgeteilt, so dass man vor den Eingängen der Wellenlängen Multiplexer genau  $D/2$  Signalströme vorliegen hat. Die Wellenlängenmultiplexer generieren schließlich mit den  $D/2$  Signalströmen auf  $N$  Wellenlängen mehrere WDM Signale.

Der räumliche Multiplexer führt jedes einzelne WDM Signal der Sendergruppen einem räumlichen Modus zu. Anschließend kann das sowohl über Wellenlängen als auch über den Raum gemultiplexte Signal in die SDM-Übertragungsfaser eingekoppelt werden. Vor dem ersten Faserabschnitt folgt der erste optische Verstärker, die sogenannte „Booster-Stage“, welcher für hohe hohe Eingangsleistung am ersten Faserabschnitt sorgt. Für den optischen Verstärker ist es von großer Bedeutung, dass dieser alle räumlichen Kanäle simultan verstärken kann. Ist dies nicht der Fall, muss das Signal nach jedem Faserabschnitt vor dem Verstärker gedemultiplext und nach der Verstärkung wieder räumlich gemultiplext



werden. Dies erhöht jedoch die erforderliche Anzahl an Netzwerkelementen und würde zusätzliche Signalverluste in das System einfügen, was wiederum eine höhere Verstärkung nötig machen würde; die Energieeffizienz würde sinken. Aus diesen Gründen ist es wichtig, dass die Verstärker alle Wellenlängen und Raummoden gleichzeitig verstärken können, ohne dass ein räumliches Demultiplexen nötig wird. Entlang der Übertragungsfaser werden die Signale gedämpft. Deswegen werden sogenannte „Inline-Amplifier“ zwischen zwei Faserabschnitten zur Verstärkung des Signals eingesetzt. Vor dem Empfänger steigert schließlich der sogenannte „Pre-Amplifier“ die Empfängerempfindlichkeit für die Wiedergewinnung der Daten.

Nach der Übertragung des Signals wird dieses auf der Empfängerseite zunächst wieder räumlich gedemultiplext. In den Wellenlängendemultiplexern werden dann die einzelnen Wellenlängen der WDM Signale getrennt. Anschließend werden in den Polarisationsdemultiplexern die Signale auf den zwei Polarisationsachsen getrennt. Mit einem lokalen Oszillator werden schließlich die Signale zurück ins Basisband gemischt.

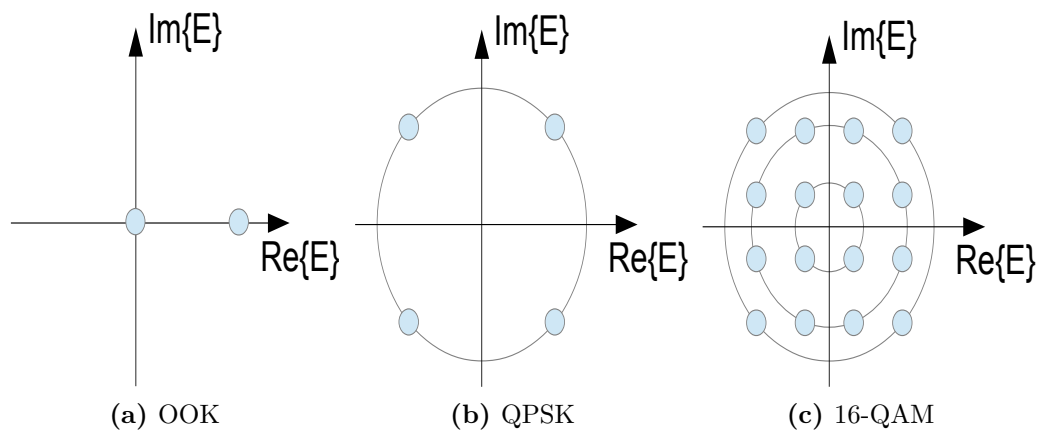
Aufgrund von Störeffekten wie zum Beispiel chromatischer Dispersion, Übersprechen zwischen Kernen in Mehrkernfasern (MCF) [17, 18] oder Modenkopplungen in Mehrmodenfasern (MMF) ist auf der Empfängerseite ein „Multiple-Input-Multiple-Output“ (MIMO) Entzerrer für die Signalprozessierung nötig. Dabei beschreibt  $D \times D$  die Anzahl von Ein- und Ausgängen am MIMO-Entzerrer [19–21].

Um dem Leser einen Überblick zu bieten, werden in den folgenden Unterabschnitten einzelne Aspekte der SDM-Übertragungsstrecke, ausgehend vom Sender zum Empfänger, kurz erläutert. Die Feldberechnungen von Fasernmoden sowie die Beschreibung von linearen Störeffekten und von EDFAs für Mehrmodenanwendungen folgen ausführlich in Kapitel 2.2, 2.3 und 2.4.

### 2.1.1 Modulationsformate

Die Modulatoren in Abbildung 2.1 werden dazu verwendet, die Informationen dem Signal aufzuprägen. Das optische Feld besitzt drei Größen, die zur Modulation von Datenströmen genutzt werden können. Bei der Amplitudenumtastung oder auch Intensitätsmodulation wird die Amplitude des Feldes verändert, um Daten zu kodieren. Die einfachste Form der Intensitätsmodulation ist das „On-Off-Keying“ (OOK) [22, 23]. Da es bei diesem Format nur zwei Symbole gibt, handelt es sich um ein binäres Modulationsformat. Beide Symbole unterscheiden sich dadurch, ob Leistung gesendet wird oder nicht. Abbildung 2.2a zeigt das

Konstellationsdiagramm des OOK Modulationformats. Ein großer Vorteil der OOK ist der relativ einfache Empfänger, bei dem nur eine Photodiode nötig ist. Hier wird die optische Leistung  $P = |E|^2$  direkt detektiert und in einen Strom gewandelt.  $E$  bezeichnet dabei das optische, komplexe Feld. Ein Schwellenentscheider quantifiziert das empfangene Signal. Dabei wird für alle Empfangswerte, die oberhalb der Entscheidungsschwelle liegen eine „1“ und für alle Empfangswerte unterhalb der Schwelle eine „0“ als Symbol detektiert. Neben der OOK gibt es auch mehrstufige Amplitudenumtastungen, bei der sich die Symbole durch die Höhe der gesendeten Leistung unterscheiden und dadurch nicht mehr nur zwei Zustände „an“ und „aus“ existieren.



**Abbildung 2.2:** Konstellationsdiagramm verschiedener Modulationsformate

Anders als bei der Amplitudenumtastung wird bei der Phasenumtastung die Phase der elektro-magnetischen Welle genutzt, um Informationen zu übertragen. Abbildung 2.2b zeigt als Beispiel das Konstellationsdiagramm einer „Quadrature Phase-Shift Keying“ (QPSK) mit vier Symbolen, also vier verschiedenen Phasenzustände [24–27]. Im Konstellationsdiagramm liegen die vier Phasenzustände bei  $\pi/4$ ,  $3\pi/4$ ,  $5\pi/4$  und  $7\pi/4$ .

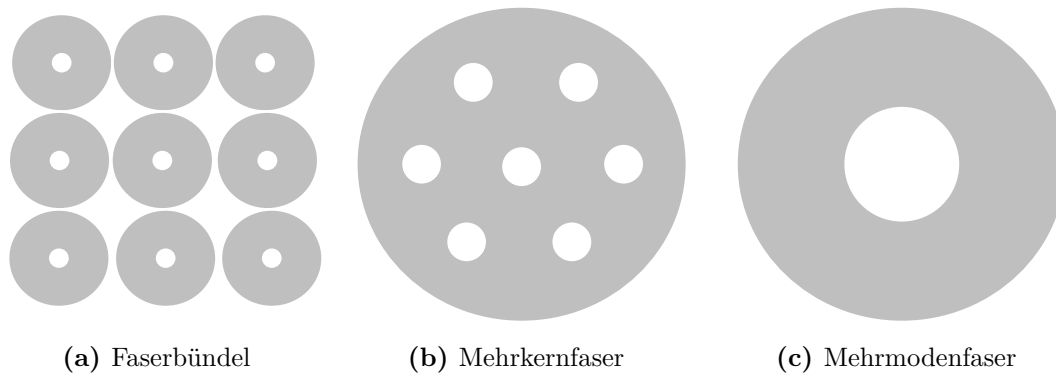
Bei Modulationsformaten mit mehr als zwei Symbolen werden  $\log_2(M)$  Datenbits auf  $M$  Symbole abgebildet. Die  $M$  Symbole werden dann mit einer reduzierten Symbolrate von  $R/\log_2(M)$  übertragen, wobei  $R$  die Bitrate beschreibt. Höherstufige Modulationsformate bieten höhere spektrale Effizienz bei gleichzeitig höheren Anforderungen an das optische Signal-zu-Rausch Verhältnis („Optical Signal-to-Noise Ratio“, OSNR) [28].

Auch gleichzeitige Amplituden- und Phasenmodulation ist möglich. So werden zum Beispiel bei der 16-QAM 16 Symbole genutzt und pro Symbol vier Bit übertragen [29–32]. Das Konstellationsdiagramm einer 16-QAM ist in Abbildung 2.2c abgebildet. Die Symbole

sind auf drei Ringen angeordnet, was bedeutet, dass es drei Amplitudenzustände gibt. Zusätzlich besitzt jedes Symbol einen bestimmten Phasenzustand.

Auch das Abbilden der Symbole auf alternierenden Polarisierungen („Polarization-Shift-Keying“, PolSK) kann zur Modulation genutzt werden. Dies ermöglicht die Unterdrückung von nichtlinearen Effekten [33] und erhöht die spektrale Effizienz [34], erfordert jedoch komplexere Sender und Empfänger. Aus diesem Grund wird in kommerziellen Übertragungssystemen nur die Amplituden- und Phasenmodulation mit PolMux für die Übertragung eines Datenstroms genutzt.

### 2.1.2 Übertragungsfasern für SDM Systeme



**Abbildung 2.3:** Übertragungsfasern für räumliches Multiplexen

Um optische Signalübertragung mit SDM-Systemen zu realisieren, bieten sich verschiedene Optionen an. Abbildung 2.3 zeigt drei Möglichkeiten, die genutzt werden können. Die einfachste Möglichkeit ist der Einsatz eines Bündels mit Einmodenfasern (Abbildung 2.3a). Dabei kann die Übertragungskapazität pro Faser im Vergleich zu Einmodenfasern, welche nicht in einem Faserbündel verlegt werden, jedoch nicht gesteigert werden und auch der Energieverbrauch für die Signalverstärkung steigt linear mit jedem genutztem Kern im Bündel an. Die Mehrkernfaser besteht aus mehreren Kernen mit jeweils geringen Kerndurchmessern (ca. 10  $\mu\text{m}$ ), die nur einen Fasermodus führen [35–39]. Abbildung 2.3b zeigt eine Mehrkernfaser mit 7 Kernen [40], wobei prinzipiell die Anzahl der Kerne variabel ist. Bei dem Design der Mehrkernfaser ist allerdings zu beachten, dass der Abstand zwischen zwei Kernen nicht zu klein werden darf, da ansonsten Feldüberlagerungen zu Übersprechen zwischen Signalen führt. Die Signale können so verzerren und im schlimmsten Fall können

am Empfänger keine Daten mehr extrahiert werden [41].

Eine weitere Möglichkeit ist die Mehrmodenfaser mit einem einzelnen Kern (Abbildung 2.3c), welcher einen großen Durchmesser besitzt und dadurch viele Fasermode gleichzeitig führen kann [42–45]. In der Literatur werden auch oft Fasern, die einen geringeren Faserdurchmesser von ca. 10 – 20  $\mu\text{m}$  besitzen und dadurch nur wenige Fasermode führen können, auch als „Few Mode Fiber“ (FMF) bezeichnet. Dabei werden typischerweise 6, 10, oder 20 Moden geführt im Vergleich zu „echten“ Mehrmodenfasern, die Faserdurchmesser von  $\geq 50 \mu\text{m}$  besitzen und mehrere hundert Fasermode gleichzeitig führen können. Die Bezeichnung ist jedoch oft nicht konsistent und nicht einheitlich geregelt.

Eine dritte Option ist die Verwendung von Hohlkern-Photonischen Bandlücken Fasern (HC-PBGF) [46]. Ein Vorteil dieser Fasern sind geringere Einflüsse nichtlinearer Effekte auf die Signalqualität, was darin begründet liegt, dass ein Großteil des Feldes im Luftkern geführt wird. Außerdem wirkt sich die Wellenführung in der Luft positiv auf die Laufzeiten aus. Dies kann beispielsweise für Kunden bei Finanzdienstleistern ein wichtiger Punkt sein. Hohe Signaldämpfungen von 0,03 dB/m [47] sind jedoch ein großer Nachteil dieser Fasern.

### 2.1.3 MIMO Entzerrer für SDM Systeme

Die Entzerrung von Modenkopplungen oder Übersprechen zwischen den Kernen einer MCF ähneln der Entzerrung bei PolMux Signalen. Hier koppeln die zwei Polarisierungen miteinander, was für eine zuverlässige Signalarückgewinnung eine Entzerrung nötig macht. Zum Einsatz kommen dabei sogenannte Schmetterlingsfilterstrukturen, wie sie in Abbildung 2.4a abgebildet sind. Die Polarisierungen werden durch einen Polarisationsstrahlteiler getrennt und in die Koppler geleitet. Durch zufällige Polarisationsdrehungen und Kopplungen beinhalten üblicherweise beide Polarisierungen spektrale Anteile vom jeweils anderen Kanal. Durch passend eingestellte Filterkoeffizienten  $H_{11}$ ,  $H_{12}$ ,  $H_{21}$ ,  $H_{22}$  können die Signale so gefiltert werden, dass am Ausgang die Datenströme 1 und 2 entzerrt vorliegen. Für SDM Systeme mit mehreren Kernen oder Moden muss das Filter entsprechend mit mehr Ein- und Ausgängen erweitert werden. Abbildung 2.4a zeigt ein  $2 \times 2$  MIMO-Filter. Für  $D$  Datenströme wie in Abbildung 2.1 wird dementsprechend ein  $D \times D$  MIMO-Filter gebraucht.

Die passenden Filterkoeffizienten lassen sich mit Hilfe von adaptiven Filteralgorithmen bestimmen. In Abbildung 2.4b ist ein adaptives Filter abgebildet. Das Eingangssignal  $x(n)$  - dabei steht  $x(n)$  für den  $n$ -ten Abtastwert - wird sowohl dem MIMO-Filter als auch dem Filteralgorithmus zur Bestimmung der Filterkoeffizienten zugeführt. Das Ausgangs-

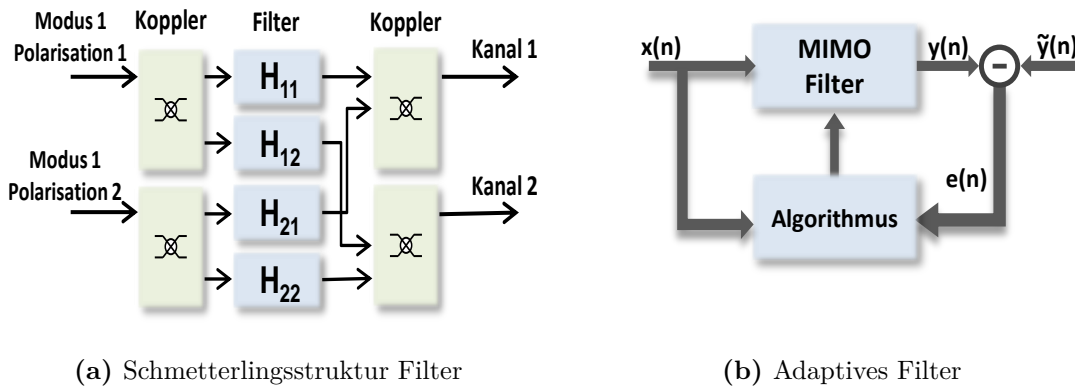


Abbildung 2.4: MIMO Filterstrukturen

signal  $y(n)$  wird dann mit einem Referenzsignal  $\tilde{y}(n)$  verglichen. Über das Fehlersignal  $e(n) = y(n) - \tilde{y}(n)$  bestimmt ein geeigneter Algorithmus dann die Filterkoeffizienten und verändert diese im MIMO Filter.

So lassen sich zum Beispiel mit dem „least mean squares“ (LMS) oder dem „recursive least mean squares“ (RLS) Algorithmus Einflüsse von Übersprechen in Mehrkernfasern oder Polarisationsmodendispersion entzerren [48–50].

Auch bei SDM-Systemen mit Modenmultiplexen konnte durch Entzerrung der Einfluss auf die Signalqualität durch Übersprechen zwischen den Signalmoden durch MIMO Signalprozessierung reduziert oder ganz beseitigt werden [51–53].

## 2.2 Geführte Moden in Glasfasern

Eine optische Faser mit Stufenindexprofil besteht aus einem Kern mit einer Brechzahl  $n_k$  umhüllt von einem Mantel mit der Brechzahl  $n_m$ . Damit Licht im Kern durch Totalreflexion geführt werden kann, muss  $n_k > n_m$  gelten.

Damit sich die elektromagnetische Welle im Wellenleiter ausbreiten kann, muss die Phase der Welle zwischen dem direkten Weg und nach zweimaligem Reflektieren unter Berücksichtigung des Goos-Hänchen Effekts [54] gleich sein oder die Differenz der Phasendrehungen ein Vielfaches von  $2\pi$  ergeben, da die Welle sonst nicht mehr konstruktiv

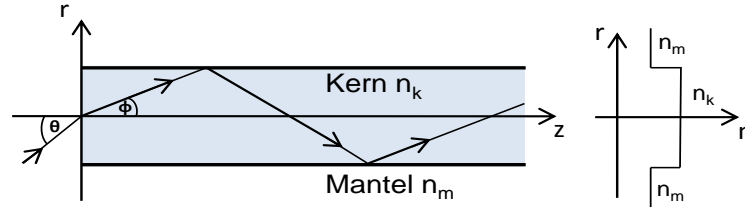


Abbildung 2.5: Aufbau eines Wellenleiters

interferiert und sich so auslöschen würde. Damit dies der Fall ist, muss für den Winkel  $\phi$

$$\tan\left(kn_k a \sin(\phi) - \frac{m\pi}{2}\right) = \sqrt{\frac{2\Delta}{\sin^2(\phi)} - 1} \quad (2.1)$$

gelten<sup>1</sup>. Dabei ist der Winkel abhängig von der Wellenzahl  $k = 2\pi/\lambda_0$  mit der Vakuumwellenlänge  $\lambda_0$ , dem Kernradius  $a$ , einer ganzen Zahl  $m \geq 0$  sowie der Brechzahldifferenz

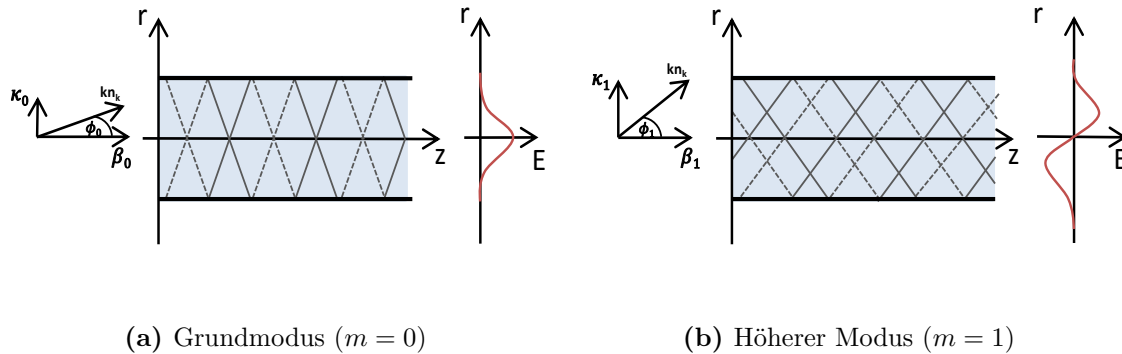
$$\Delta = \frac{n_k^2 - n_m^2}{2n_k^2}. \quad (2.2)$$

Der Winkel  $\phi$  kann also, um die Phasenbedingung zu erfüllen, nur diskrete Werte annehmen. Dabei wird jedes optische Feld, welches in einem Wellenleiter eben diese Phasenbedingung aus Gleichung 2.1 erfüllt, Modus genannt. Der Modus mit dem minimalen Wert für den Winkel  $\phi$  ( $m = 0$ ) wird Grundmodus genannt, alle anderen Moden ( $m \geq 1$ ) sind Moden höherer Ordnung. Über diese diskreten Werte des Winkels  $\phi$  lassen sich die Ausbreitungskonstanten für die Welle in  $z$  und  $r$  Richtung ausrechnen, die dementsprechend auch nur diskrete Werte annehmen können.

$$\beta = kn_k \cos(\phi) \quad (2.3)$$

$$\kappa = kn_k \sin(\phi) \quad (2.4)$$

<sup>1</sup> Für eine ausführliche Herleitung sei auf [55] verwiesen.



**Abbildung 2.6:** Phasenfronten der ersten zwei Moden

Abbildung 2.6 zeigt schematisch den Grundmodus mit  $m = 0$  und den Modus mit  $m = 1$ . Dabei symbolisieren die durchgezogenen Linien Phasenfronten, an denen die Amplitude des elektrischen Feldes maximal ist und gestrichelte Linien symbolisieren Phasenfronten, an denen die Amplitude des elektrischen Feldes minimal ist. An den Stellen, an denen zwei Phasenfronten konstruktiv interferieren, ist das resultierende E-Feld maximal, bzw. minimal. An Stellen, an denen Phasenfront aufeinander treffen und destruktiv interferieren, kann die Welle vollständig ausgelöscht werden und die Amplitude des E-Feldes beträgt null. So hat in Abbildung 2.6a der Grundmodus entlang der Faserachse das Feldmaximum. Beim höheren Modus in Abbildung 2.6b fallen entlang der Faserachse jedoch die positiven und negativen Phasenfronten zusammen, so dass hier die Feldstärke null beträgt. Dafür fallen die positiven mit den positiven und die negativen mit den negativen Phasenfronten in den äußeren Bereichen der Faser zusammen. An diesen Stellen entsteht das Maximum und Minimum der Feldstärke.

Für eine genauere Betrachtung der Feldverteilungen der Moden in einer Mehrmodenfaser

ist es nötig, die Maxwell-Gleichungen heranzuziehen [56–58]. Diese lauten

$$\operatorname{rot}(\mathbf{E}) = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (2.5a)$$

$$\operatorname{rot}(\mathbf{H}) = \mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad (2.5b)$$

$$\operatorname{div}(\mathbf{D}) = \rho \quad (2.5c)$$

$$\operatorname{div}(\mathbf{B}) = 0. \quad (2.5d)$$

Dabei sind  $\mathbf{E}$  und  $\mathbf{H}$  die Vektoren der elektrischen und magnetischen Feldstärke mit den Komponenten  $\{E_r, E_\varphi, E_z\}$  und  $\{H_r, H_\varphi, H_z\}$ ,  $\mathbf{B}$  die magnetische Flussdichte,  $\mathbf{J}$  die elektrische Stromdichte,  $\mathbf{D}$  die elektrische Flussdichte und  $\rho$  die Raumladungsdichte. Für einen optischen Wellenleiter kann elektrische Quellenfreiheit angenommen werden, so dass  $\mathbf{J} = 0$  und  $\rho = 0$  gesetzt werden können. Für ein nicht magnetisches Medium wie eine Glasfaser kann außerdem die magnetische Permeabilität  $\mu_r = 1$  angenommen werden. Damit vereinfachen sich die Gleichungen zu

$$\operatorname{rot}(\mathbf{E}) = -\mu_0 \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \quad (2.6a)$$

$$\operatorname{rot}(\mathbf{H}) = \varepsilon \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (2.6b)$$

$$\operatorname{div}(\varepsilon \mathbf{E}) = 0 \quad (2.6c)$$

$$\operatorname{div}(\mu_0 \mathbf{H}) = 0. \quad (2.6d)$$

Im nächsten Schritt wendet man den Rotationsoperator auf die Gleichung 2.6a an.

$$\operatorname{rot}(\operatorname{rot} \mathbf{E}) + \operatorname{rot}\left(\mu_0 \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}\right) = 0 \quad (2.7)$$

$$\Rightarrow \operatorname{rot}(\operatorname{rot} \mathbf{E}) + \mu_0 \frac{\partial}{\partial t}(\operatorname{rot}(\mathbf{H})) = 0 \quad (2.8)$$

$$\Rightarrow \operatorname{rot}(\operatorname{rot} \mathbf{E}) + \varepsilon \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = 0 \quad (2.9)$$

Mit dem Laplace Operator in Zylinderkoordinaten



$$\Delta = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \quad (2.10)$$

und mit Hilfe des Zusammenhangs

$$\text{rot}(\text{rot } \mathbf{E}) = \text{grad}(\text{div} \mathbf{E}) - \Delta \mathbf{E} \quad (2.11)$$

erhält man unter Berücksichtigung der Divergenz  $\text{div}(\mathbf{E}) = 0$ , da  $\rho = 0$  sowie einer analogen Berechnung mit Gleichung 2.6c für das magnetische Feld die Helmholtz-Gleichungen:

$$\frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial z^2} - \varepsilon \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = 0 \quad (2.12a)$$

$$\frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial z^2} - \varepsilon \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial t^2} = 0 \quad (2.12b)$$

Mit  $E_z = \tilde{E}_z(r, \varphi) \exp[j(\omega t - \beta z)]$  und  $H_z = \tilde{H}_z(r, \varphi) \exp[j(\omega t - \beta z)]$  eingesetzt in die Gleichungen 2.12a und 2.12b lassen sich die transversalen Wellengleichungen

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 E_z}{\partial \varphi^2} + (n^2 k^2 - \beta^2) E_z = 0 \quad (2.13a)$$

$$\frac{\partial^2 H_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial H_z}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 H_z}{\partial \varphi^2} + (n^2 k^2 - \beta^2) H_z = 0 \quad (2.13b)$$

herleiten. Dabei gilt für die Wellenzahl  $k = \omega \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0} = 2\pi/\lambda_0$ , für die Permittivität  $\varepsilon = \varepsilon_0 n^2$  und für die Brechzahl einer Stufenindexfaser

$$n = \begin{cases} n_k & \text{für } r \leq a \text{ im Kern} \\ n_m & \text{für } r > a \text{ im Mantel.} \end{cases} \quad (2.14)$$

Die transversalen Felder lassen sich dann über  $E_z$  und  $H_z$  und mit Hilfe der Maxwell-

Gleichungen ausrechnen.

$$E_r = \frac{j}{k^2 n^2 - \beta^2} \left( \beta \frac{\partial E_z}{\partial r} + \frac{\omega \mu_0}{r} \frac{\partial H_z}{\partial \varphi} \right) \quad (2.15a)$$

$$E_\varphi = \frac{j}{k^2 n^2 - \beta^2} \left( \frac{\beta}{r} \frac{\partial E_z}{\partial \varphi} - \omega \mu_0 \frac{\partial H_z}{\partial r} \right) \quad (2.15b)$$

$$H_r = \frac{j}{k^2 n^2 - \beta^2} \left( \beta \frac{\partial H_z}{\partial r} + \frac{\omega \varepsilon_0 n^2}{r} \frac{\partial E_z}{\partial \varphi} \right) \quad (2.15c)$$

$$H_\varphi = \frac{j}{k^2 n^2 - \beta^2} \left( \frac{\beta}{r} \frac{\partial H_z}{\partial \varphi} - \omega \varepsilon_0 n^2 \frac{\partial E_z}{\partial r} \right) \quad (2.15d)$$

In einer Stufenindexfaser können drei Arten von Moden geführt werden. Bei transversal elektrischen (*TE*) Moden gilt  $E_z = 0$ , bei transversal magnetischen (*TM*) gilt  $H_z = 0$  und wenn  $E_z \neq 0$  und  $H_z \neq 0$  der Fall ist, handelt es sich um einen hybriden Modus (*HE* oder *EH*).

### 2.2.1 *TE* Moden

Die Umfangsordnung für *TE* Moden beträgt null. Dies bedeutet, dass die elektrischen Feldlinien konzentrische Kreise bilden und keine Komponente in z-Richtung besitzen. Setzt man also  $E_z = 0$ , erhalten wir folgende Gleichung, in der  $q$  eine ganze Zahl ist.

$$\frac{\partial^2 H_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial H_z}{\partial r} + \left( n^2 k^2 - \beta^2 - \frac{q^2}{r^2} \right) H_z = 0 \quad (2.16)$$

Gleichung 2.16 ist die Differentialgleichung der Bessel-Funktionen, deren Lösungen als

$$H_z = A_1 J_q(\kappa r) + A_2 N_q(\kappa r) \quad (2.17)$$

gegeben sind. Hier beschreibt  $J_q$  die Bessel-Funktion und  $N_q$  die Neumann-Funktion. Die Neumann-Funktion ist jedoch keine sinnvolle physikalische Lösung, da  $N_q(0) \rightarrow -\infty$  und deshalb  $A_2 = 0$  gelten muss. Um die Stetigkeitsbedingung der  $H_z$  und  $H_\varphi$  Felder am Kern-Mantel-Übergang zu erfüllen muss für *TE* Moden außerdem  $q = 0$  gelten [56]. So lässt sich mit

$$\kappa = \sqrt{k^2 n_k^2 - \beta^2} \quad (2.18)$$

$$\sigma = \sqrt{\beta^2 - k^2 n_m^2} \quad (2.19)$$

und  $m = 0$  die Lösung für  $H_z$  für Kern und Mantel angeben.

$$H_z = \begin{cases} AJ_0(\kappa r) & \text{für } r \leq a \text{ im Kern} \\ BK_0(\sigma r) & \text{für } r > a \text{ im Mantel.} \end{cases} \quad (2.20)$$

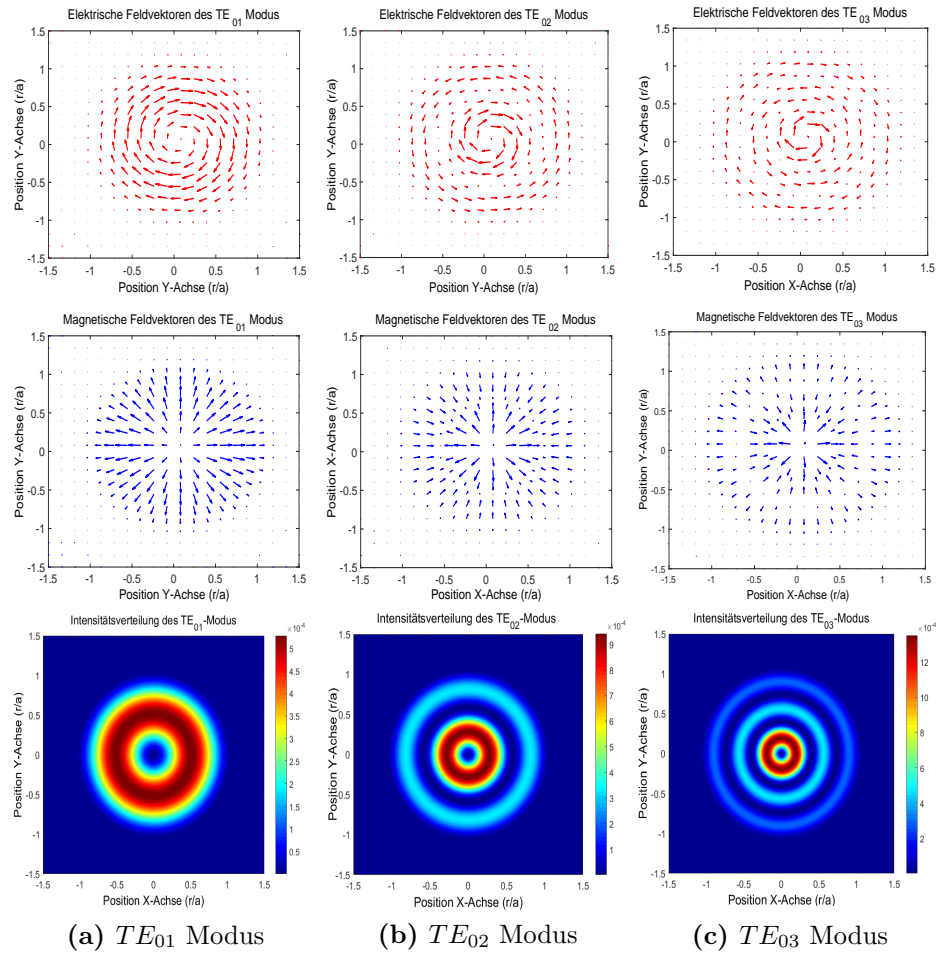
Im Kern ist die Lösung der Differenzialgleichung die Bessel-Funktion erster Art, nullter Ordnung  $J_0(\kappa r)$ . Im Mantel muss das Feld exponentiell zum Radius  $r$  abklingen. Die modifizierte Bessel-Funktion der zweiten Art  $K_0$  erfüllt diese Bedingung.  $A$  und  $B$  sind Konstanten, welche sich über die geführte Leistung  $P$  bestimmen. Über die Bedingung, dass das tangentielle EM-Feld am Kern-Mantel Übergang stetig sein muss, ergibt sich  $\partial/\partial\varphi = 0$  und damit

$$E_r = H_\varphi = 0. \quad (2.21)$$

Mit  $u = \kappa a$  und  $w = \sigma a$  lässt sich die charakteristische Gleichung für  $TE$  Moden angeben, über welche die diskreten Werte für die Ausbreitungskonstante  $\beta$  berechnet werden können.

$$\frac{J_1(u)}{uJ_0(u)} = -\frac{K_1(w)}{wK_0(w)} \quad (2.22)$$

Beim  $TE_{q\ell}$  Modus bezeichnet die erste Indexzahl  $q$  die Umfangsordnung (immer  $q = 0$ ) und  $\ell$  die Ordnung der Nullstelle der charakteristischen Gleichung. Die Anzahl der Änderungen der Rotationsrichtung bzw. der radialen Richtung des Feldvektoren beträgt  $\ell - 1$ . So rotiert beispielsweise das elektrische Feld des  $TE_{02}$  Modus um das Zentrum des Kerns im Uhrzeigersinn und ändert in den äußeren Bereichen des Kerns die Richtung, wo es entgegen dem Uhrzeigersinn rotiert. Abbildung 2.7 zeigt die transversalen elektrischen und magnetischen Feldvektoren der  $TE_{01}$ ,  $TE_{02}$  und  $TE_{03}$  Moden. Deutlich zu sehen ist das Fehlen einer  $E_r$ -Komponente bzw. einer  $H_\varphi$ -Komponente. Für jede Erhöhung der radialen



**Abbildung 2.7:** Transversale elektrische (rot) und magnetische (blau) Feldvektoren und Intensitätsverteilung der  $TE_{01}$ ,  $TE_{02}$  und  $TE_{03}$  Moden. Hohe Intensitäten sind in rot dargestellt, niedrige Intensitäten in blau.

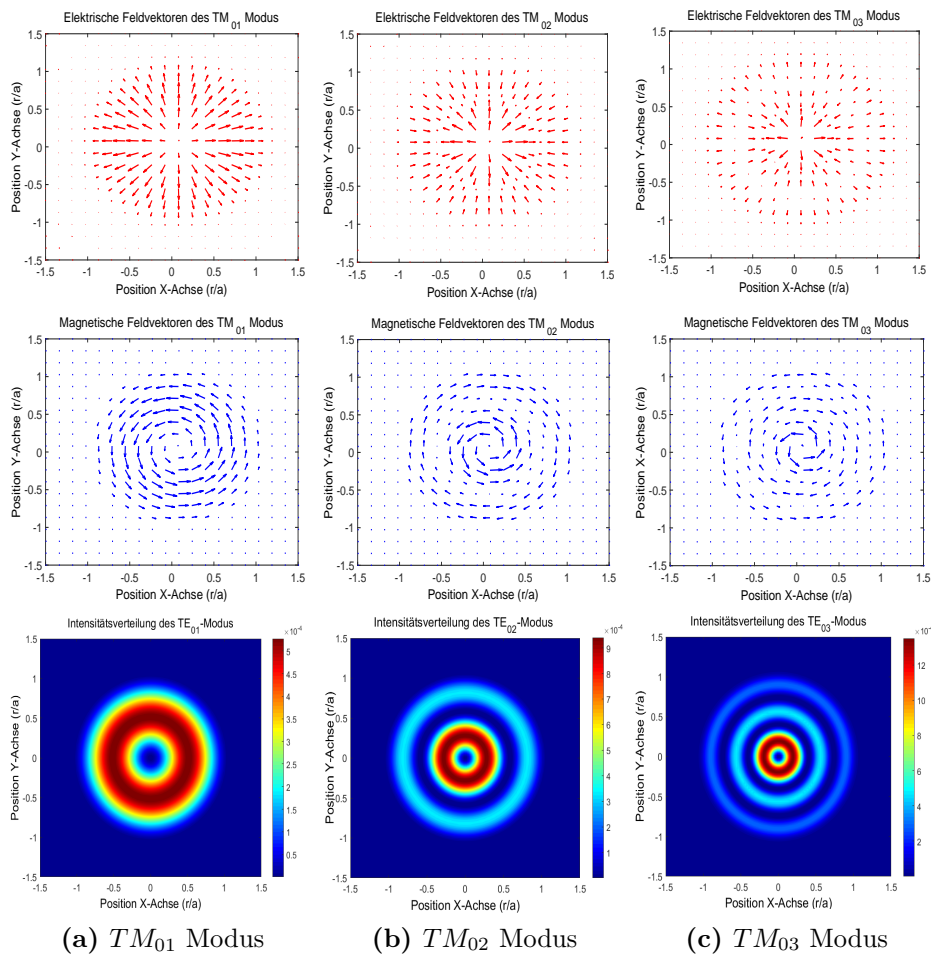
Ordnung um 1 erkennt man bei der Intensitätsverteilung jeweils einen zusätzlichen äußeren Ring.

Eine weitere wichtige Größe ist der Faserparameter

$$V = \sqrt{u^2 + w^2} = ka\sqrt{n_k^2 - n_m^2}, \quad (2.23)$$

der mit der Wellenzahl  $k$ , dem Faserradius  $a$ , und den Brechungsindizes für Kern und Mantel  $n_k$  und  $n_m$  die wichtigsten Eigenschaften der Faser beinhaltet. Ab einem Wert von  $V = 2,405$  ist der  $TE_{01}$  Modus ausbreitungsfähig. Bei kleineren Faserparametern wird kein  $TE$  Modus geführt.

### 2.2.2 $TM$ Moden



**Abbildung 2.8:** Transversale elektrische (rot) und magnetische (blau) Feldvektoren und Intensitätsverteilung der  $TM_{01}$ ,  $TM_{02}$  und  $TM_{03}$  Moden. Hohe Intensitäten sind in rot dargestellt, niedrige Intensitäten in blau.

Die magnetischen Feldlinien des magnetischen Feldes bilden bei  $TM$  Moden konzentrische Kreise und besitzen keine Komponente in  $z$ -Richtung. Zur Berechnung der Feldverteilung

von  $TM$  Moden setzt man deshalb  $H_z = 0$  und geht ähnlich wie bei der Berechnung der  $TE$  Moden vor. Auch für  $TM$  Moden muss  $q = 0$  gelten. Mit den Gleichungen 2.15a bis 2.15d ergibt sich dann für  $TM$  Moden die Gleichung

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial r} + (q^2 k^2 - \beta^2) E_z = 0, \quad (2.24)$$

deren Lösung mit

$$E_z = \begin{cases} A J_0(\kappa r) & \text{für } r \leq a \text{ im Kern} \\ B K_0(\sigma r) & \text{für } r > a \text{ im Mantel.} \end{cases} \quad (2.25)$$

gegeben ist. Die charakteristische Gleichung für  $TM$  Moden, über die sich die Ausbreitungskonstante bestimmen lässt, ist

$$\frac{J_1(u)}{u J_0(u)} = - \left( \frac{n_m}{n_k} \right)^2 \frac{K_1(w)}{w K_0(w)} \quad (2.26)$$

Zusammengefasst gilt für  $TM$ -Moden

$$E_\varphi = H_r = H_z = 0. \quad (2.27)$$

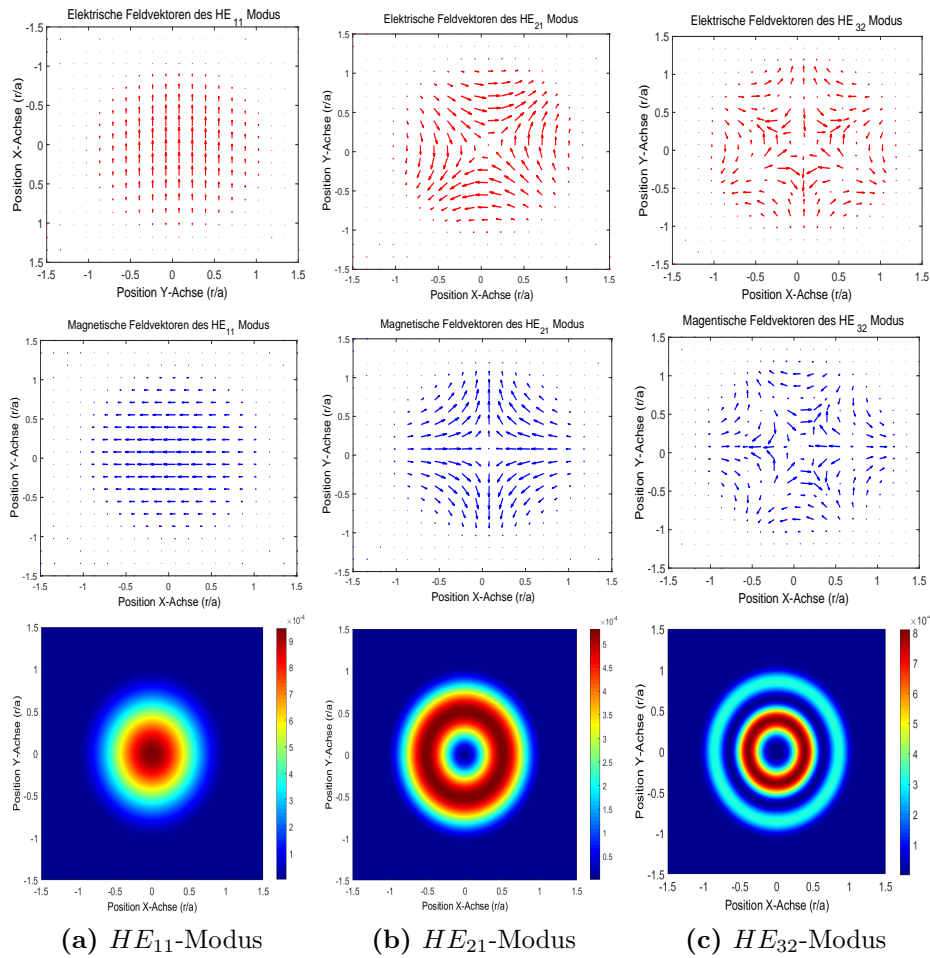
Abbildung 2.8 zeigt die ersten drei ausbreitungsfähigen  $TM$  Moden einer Stufenfaser. Während bei den Intensitätsverteilungen kein Unterschied zu den  $TE$  Moden aus Abbildung 2.7 zu erkennen ist, haben sich jedoch die Richtungen der Feldvektoren im Vergleich geändert. Anders als bei  $TE$  Moden rotieren die magnetischen Feldvektoren und das elektrische Feld besitzt nur radiale Komponenten. Bei einem Faserparameter von  $V < 2,405$  ist kein  $TM$  Modus ausbreitungsfähig.

### 2.2.3 Hybride Moden

Wenn der Modus elektrische und magnetische Feldkomponenten in axialer Richtung aufweist, demnach  $E_z \neq 0$  und  $H_z \neq 0$  sind, handelt es sich um einen hybriden Modus.

Dann lauten die Lösungen der Gleichungen 2.12a und 2.12b

$$E_z = \begin{cases} AJ_q\left(\frac{u}{a}r\right) \cos(q\varphi + \psi) & \text{für } r \leq a \text{ im Kern} \\ A\frac{J_q(u)}{K_q(w)}K_q\left(\frac{w}{a}r\right) \cos(q\varphi + \psi) & \text{für } r > a \text{ im Mantel} \end{cases} \quad (2.28)$$



**Abbildung 2.9:** Transversale elektrische (rot) und magnetische (blau) Feldvektoren und Intensitätsverteilung der  $HE_{11}$ ,  $HE_{21}$  und  $HE_{32}$  Moden

$$H_z = \begin{cases} C J_q\left(\frac{u}{a}r\right) \sin(q\varphi + \psi) & \text{für } r \leq a \text{ im Kern} \\ C \frac{J_q(u)}{K_q(w)} K_q\left(\frac{w}{a}r\right) \sin(q\varphi + \psi) & \text{für } r > a \text{ im Mantel,} \end{cases} \quad (2.29)$$

woraus sich die Lösungen für die restlichen Feldkomponenten ableiten lassen. Über die Bedingung der Stetigkeit der tangentialen Felder am Kern-Mantel Übergang lässt sich die charakteristische Gleichung für hybride Moden aufstellen:

$$\begin{aligned} \left[ \frac{J'_q(u)}{uJ_q(u)} + \frac{K'_q(w)}{wK_q(w)} \right] \left[ \frac{J'_q(u)}{uJ_q(u)} + \left(\frac{n_m}{n_k}\right)^2 \frac{K'_q(w)}{wK_q(w)} \right] \\ = \frac{\beta^2}{k^2} \left( \frac{1}{u^2} + \frac{1}{w^2} \right) q^2 \end{aligned} \quad (2.30)$$

wobei

$$\begin{aligned} J'_q(z) &= \frac{1}{2}[J_{q-1}(z) - J_{q+1}(z)] \\ K'_q(z) &= \frac{1}{2}[K_{q-1}(z) + K_{q+1}(z)] \end{aligned} \quad (2.31)$$

gilt. Mit Hilfe numerischer Berechnungen zur Bestimmung von Nullstellen (zum Beispiel mit Hilfe der Funktion „fzero“ in MATLAB [59]) lassen sich die Lösungen für  $\beta$  in der transzendenten Gleichung 2.30 bestimmen. Die charakteristische Gleichung 2.30 ist in  $\frac{J'_q(u)}{uJ_q(u)}$  quadratisch, d.h. man erhält zwei Lösungen für  $\frac{J'_q(u)}{uJ_q(u)}$ , jeweils für die als  $HE_{m\ell}$  oder  $EH_{m\ell}$  bezeichneten Eigenwellen der Stufenfaser. Die erste Indexzahl  $m$  bezeichnet die Umfangsordnung und die zweite Indexzahl  $\ell$  die radiale Ordnung der elektrischen Felder, was sich in Abbildung 2.9 gut erkennen lässt. Der  $HE_{11}$  Modus wird auch als Grundmodus bezeichnet, da dieser in einer Faser immer ausbreitungsfähig ist.

## 2.2.4 Linear polarisierte ( $LP$ ) Moden

Der Brechzahlunterschied zwischen Kern und Mantel in einer Stufenindexfaser ist üblicherweise in der Größenordnung von unter 1%. Damit lässt sich durch die Näherung  $n_k/n_m \cong 1$  die Berechnung der Fasermode, wie sie in den vorherigen Abschnitten vorgestellt wurde, nach Snyder und Gloge stark vereinfachen [60, 61]. Ein kleiner Brechzahlssprung führt zu



einem kleinen Grenzwinkel der Totalreflexion. Betrachtet man die charakteristische Gleichung 2.26 für  $TM$  Moden, erkennt man sofort, dass sich diese mit  $n_k/n_m \cong 1$  vereinfacht und die Form der charakteristischen Gleichung 2.22 für  $TE$  Moden annimmt. Für hybride Moden vereinfacht sich die charakteristische Gleichung 2.30 zu

$$\frac{J_{q+1}(u)}{uJ_q(u)} = -\frac{K_{q+1}(w)}{wK_q(w)} \quad \text{für } EH \text{ Moden} \quad (2.32)$$

$$\frac{J_{q-1}(u)}{uJ_q(u)} = \frac{K_{q-1}(w)}{wK_q(w)} \quad \text{für } HE \text{ Moden.} \quad (2.33)$$

Dies bedeutet, dass der  $HE_{m+1,\ell}$  und der  $EH_{m-1,\ell}$  Modus dieselbe charakteristische Gleichung unter der schwach führenden Näherung besitzen und damit näherungsweise entartet sind.

Tabelle 2.1 fasst die Beziehungen zwischen den exakten Wellenleitermoden und den  $LP$  Moden zusammen. Die exakten Wellenleitermoden einer Gruppe besitzen die selbe charakteristische Gleichung, d.h. sie werden durch einen einzelnen  $LP$  Modus beschrieben, welcher mit einer einzelnen Ausbreitungskonstante  $\beta$  propagiert. Schaut man sich Tabelle 2.1 an, so ergibt sich mit dem Zusammenhang  $J_{-1}(u) = J_1(-u)$  und  $K_{-1}(w) = K_1(w)$  für einen beliebigen  $LP_{m\ell}$  Modus die charakteristische Gleichung

$$\frac{J_m(u)}{uJ_{m-1}(u)} = -\frac{K_m(w)}{wK_{m-1}(w)}. \quad (2.34)$$

**Tabelle 2.1:** Charakteristische Gleichungen für die schwach führende Faser

LP Modus	Exakter Wellenleiter Modus	Char. Gleichung
$LP_{0\ell} (m = 0)$	$HE_{1\ell}$	$\frac{J_0(u)}{uJ_1(u)} = \frac{K_0(w)}{wK_1(w)}$
$LP_{1\ell} (m = 1)$	$TE_{0\ell}$ $TM_{0\ell}$ $HE_{2\ell}$	$\frac{J_1(u)}{uJ_0(u)} = -\frac{K_1(w)}{wK_0(w)}$
$LP_{m\ell} (m \geq 2)$	$EH_{m-1,\ell}$ $HE_{m+1,\ell}$	$\frac{J_m(u)}{uJ_{m-1}(u)} = -\frac{K_m(w)}{wK_{m-1}(w)}$

Für die Umfangsordnungen  $m$  der LP Moden und  $q$  der exakten Wellenleiter Moden gilt der Zusammenhang:

$$m = \begin{cases} 1 & \text{(TE und TM Moden)} \\ q + 1 & \text{(EH Moden)} \\ q - 1 & \text{(HE Moden)}. \end{cases} \quad (2.35)$$

Schwebungen der Felder innerhalb einer Modengruppe, existent aufgrund der unterschiedlichen Ausbreitungskonstanten, können also mit der Näherung der schwach führenden Faser nicht mehr erfasst werden.

Auch die Berechnung der EM-Felder vereinfacht sich für *LP* Moden. So berechnen sich die Feldkomponenten im Kern [56] mit

$$E_r = -jA\beta\frac{a}{u}J_m\left(\frac{u}{a}r\right)\cos((m+1)\varphi + \psi) \quad (2.36a)$$

$$E_\varphi = jA\beta\frac{a}{u}J_m\left(\frac{u}{a}r\right)\sin((m+1)\varphi + \psi) \quad (2.36b)$$

$$E_z = AJ_{m+1}\left(\frac{u}{a}r\right)\cos((m+1)\varphi + \psi) \quad (2.36c)$$

$$H_r = -jAw\varepsilon_0n_k^2\frac{a}{u}J_m\left(\frac{u}{a}r\right)\sin((m+1)\varphi + \psi) \quad (2.36d)$$

$$H_\varphi = -jAw\varepsilon_0n_k^2\frac{a}{u}J_m\left(\frac{u}{a}r\right)\cos((m+1)\varphi + \psi) \quad (2.36e)$$

$$H_z = A\frac{\beta}{w\mu_0}J_{m+1}\left(\frac{u}{a}r\right)\sin((m+1)\varphi + \psi) \quad (2.36f)$$

und im Mantel mit [56]

$$E_r = -jA\beta \frac{aJ_{m+1}(u)}{wK_{m+1}(w)} K_m \left( \frac{w}{a}r \right) \cos((m+1)\varphi + \psi) \quad (2.37a)$$

$$E_\varphi = -jA\beta \frac{aJ_{m+1}(u)}{wK_{m+1}(w)} K_m \left( \frac{w}{a}r \right) \sin((m+1)\varphi + \psi) \quad (2.37b)$$

$$E_z = A \frac{J_{m+1}(u)}{K_{m+1}(w)} K_{m+1} \left( \frac{w}{a}r \right) \cos((m+1)\varphi + \psi) \quad (2.37c)$$

$$H_r = -jAw\varepsilon_0 n_k^2 \frac{aJ_{m+1}(u)}{wK_{m+1}(w)} K_m \left( \frac{w}{a}r \right) \sin((m+1)\varphi + \psi) \quad (2.37d)$$

$$H_\varphi = -jAw\varepsilon_0 n_k^2 \frac{aJ_{m+1}(u)}{wK_{m+1}(w)} K_m \left( \frac{w}{a}r \right) \cos((m+1)\varphi + \psi) \quad (2.37e)$$

$$H_z = A \frac{\beta}{w\mu_0} \frac{J_{m+1}(u)}{K_{m+1}(w)} K_{m+1} \left( \frac{w}{a}r \right) \sin((m+1)\varphi + \psi). \quad (2.37f)$$

Da die longitudinalen Komponenten stark dominieren, sind die Felder der  $LP$  Moden nahezu transversal elektromagnetisch. Die transversalen Feldkomponenten sind in einer Richtung linear polarisiert; daher auch ihr Name „linear polarisiert“ ( $LP$ ).

Jeder  $LP_{m\ell}$  Modus mit  $m > 0$  kommt in vier verschiedenen Versionen vor, die sich durch die  $\cos((m+1)\varphi)$  bzw.  $\sin((m+1)\varphi)$  Abhängigkeit, welche mit dem Index „a“ und „b“ bezeichnet wird, sowie zwei orthogonalen Polarisationszuständen ergeben. Abbildung 2.10 zeigt als Beispiel den  $LP_{11}$  Modus. Alle vier Versionen des  $LP_{11}$  Modus sind vollständig entarteten Versionen, d.h. die Ausbreitungskonstanten  $\beta$  sind für alle Versionen gleich.

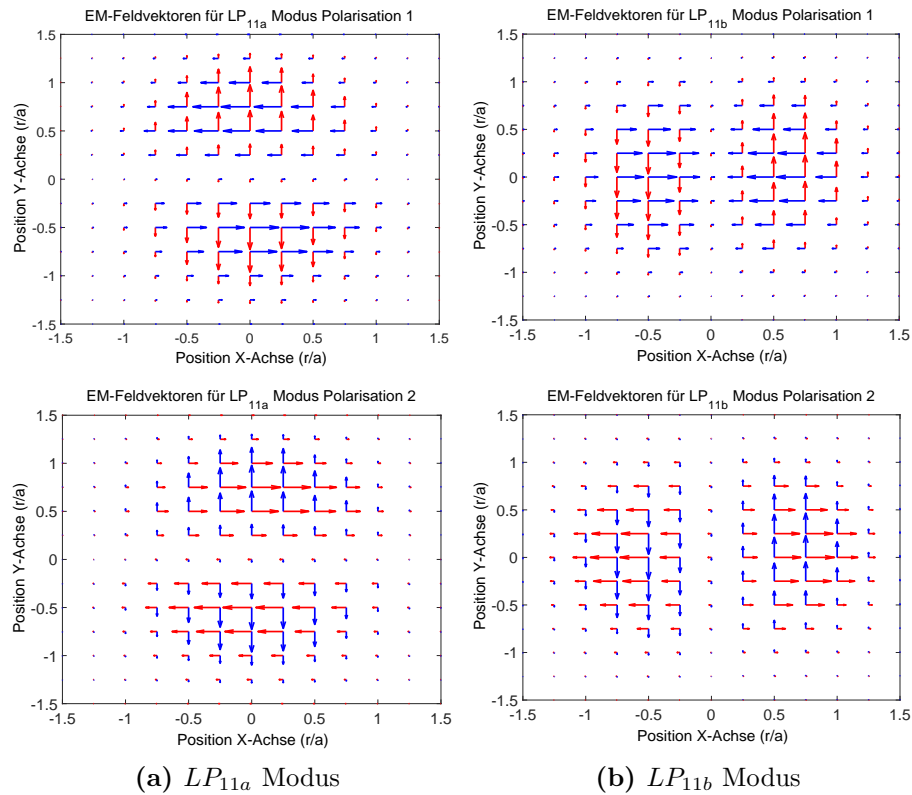
Mit Hilfe des Faserparameters  $V$

$$V = ka\sqrt{n_k^2 - n_m^2} \quad (2.38)$$

und des Phasenparameters  $B$

$$B = \frac{(\beta/k)^2 - n_m^2}{n_k^2 - n_m^2} \quad (2.39)$$

lässt sich im  $B(V)$ -Diagramm in Abbildung 2.11 darstellen, ab welchem Wert für  $V$  ein Modus höherer Ordnung ausbreitungsfähig ist. Der Phasenparameter beschreibt das Verhältnis der effektiven Brechzahl zur Mantel- und Kernbrechzahl. Je größer der Phasenparameter ist, desto stärker wird die Welle vom Kern geführt. Je kleiner der Phasenparameter ist,



**Abbildung 2.10:** Transversale elektrische (rot) und magnetische (blau) Feldvektoren aller vier Versionen des  $LP_{11}$  Modus

desto weiter dehnen sich die Felder der Welle in den Mantel aus. Ist der Wert des Phasenparameters nahe des Maximalwerts 1, wird die Welle fast vollständig im Kern geführt. In diesem Fall ist die Ausdehnung der Welle im Mantel sehr gering.

Für einen  $V$ -Wert von  $0 < V < 2,405$  ist nur der Grundmodus  $LP_{01}$  ausbreitungsfähig, welcher äquivalent zum exakten  $HE_{11}$  Modus ist. Ab einem Wert von  $V \geq 2,405$  wird der nächste höhere Modus  $LP_{11}$  in der Faser geführt. Als nächstes folgen dann die Moden mit der Bezeichnung  $LP_{21}$  und  $LP_{02}$ . Je größer der Faserparameter, desto mehr Moden sind ausbreitungsfähig und werden in der Faser geführt. In Abbildung 2.11 ist der Modus mit der höchsten Ordnung der  $LP_{71}$  Modus, der ab einem Faserparameter von  $V = 9,936$  geführt wird.

Die Intensitätsverteilungen aller  $LP$  Moden, welche im  $B(V)$ -Diagramm zu sehen sind, sind in Abbildung 2.12 dargestellt.

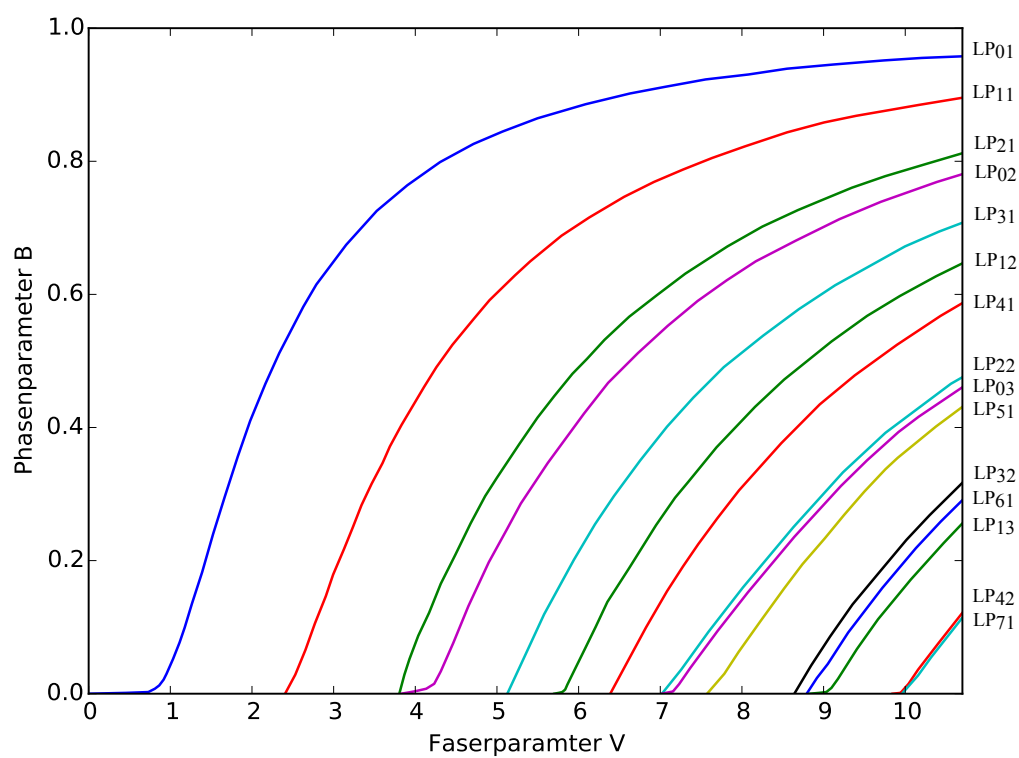
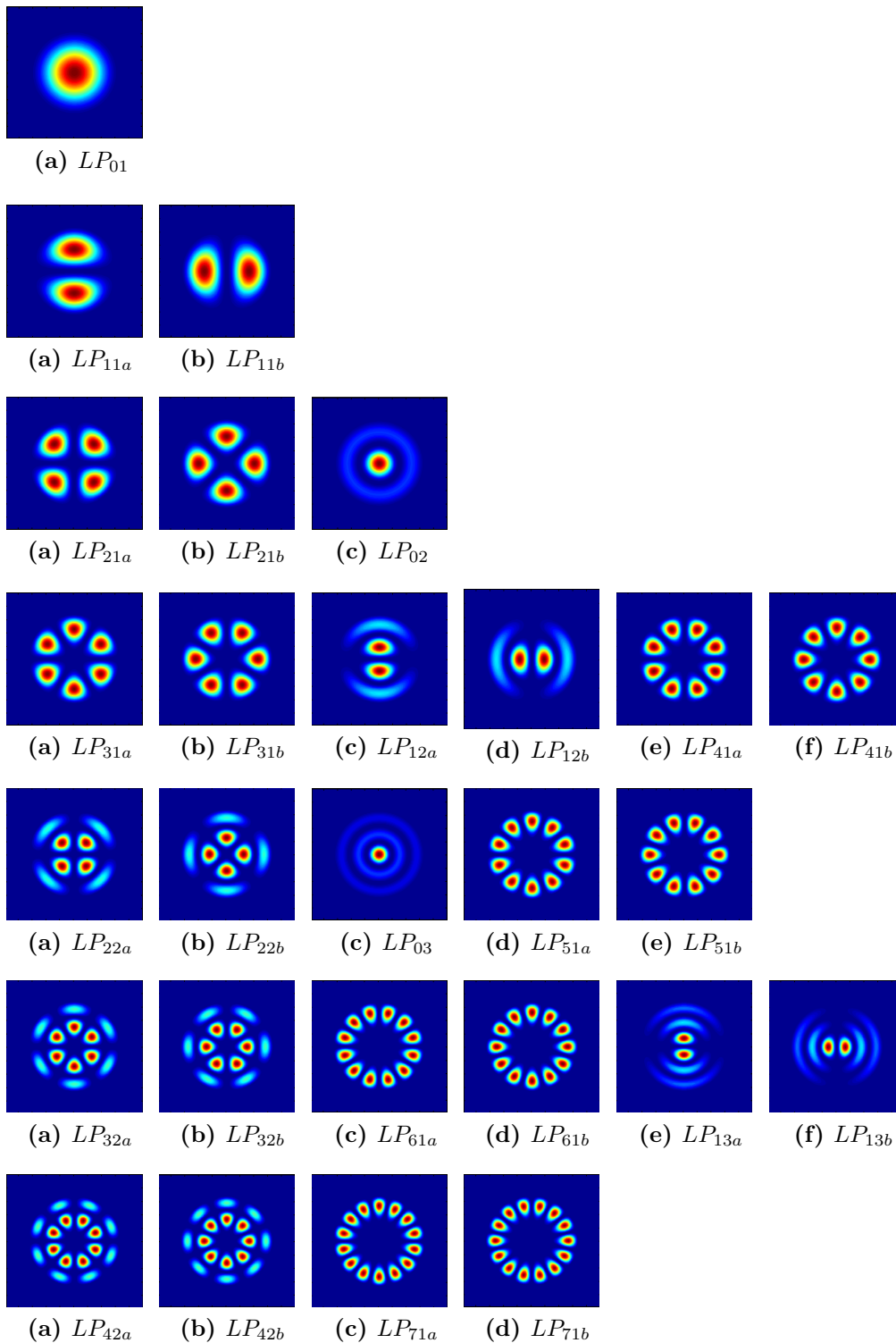


Abbildung 2.11:  $B(V)$ -Diagramm für eine Stufenindex-Faser

Abbildung 2.12: Intensitätsverteilungen der  $LP$  Moden

### 2.2.5 Geführte Leistung von $LP$ Moden

Die Leistung, welche von einem Modus in der Faser geführt wird, lässt sich mit Hilfe des Poynting-Vektors errechnen. Der Poynting-Vektor ist definiert als

$$S_z(r, \varphi, z) = \frac{1}{2} \left( E_r(r, \varphi, z) H_\varphi^*(r, \varphi, z) - E_\varphi(r, \varphi, z) H_r^*(r, \varphi, z) \right). \quad (2.40)$$

Damit lässt sich die geführte Leistung bestimmen, indem über die Fläche des Faserquerschnitts integriert wird.

$$P = \int_0^{2\pi} \int_0^\infty S_z r dr d\varphi = \int_0^{2\pi} \int_0^\infty E_r H_\varphi^* - E_\varphi H_r^* r dr d\varphi \quad (2.41)$$

Nach [56] lässt sich mit

$$\zeta_m(w) = \frac{K_m^2(w)}{K_{m-1}(w) K_{m+1}(w)} \quad (2.42)$$

die Leistung mit der Gleichung

$$P = P_{Kern} + P_{Mantel} = \frac{\pi}{2} w \varepsilon_0 n_k^2 \beta |A|^2 \frac{a^4}{u^4} J_m^2(u) \frac{v^2}{\zeta_m(w)} \quad (2.43)$$

berechnen. Dabeit gilt  $u = \kappa a$ ,  $w = \sigma a$  und  $V^2 = u^2 + w^2$ . Nach der Umstellung der Gleichung ergibt sich

$$A = \sqrt{\frac{2P u^4 \zeta_m(w)}{\pi w \varepsilon_0 n_k^2 \beta a^4 J_m^2(u) V^2}}. \quad (2.44)$$

Mit dieser Gleichung lässt sich der Anregungskoeffizient  $A$  direkt aus den Faserparametern und der geführten Leistung  $P$  des Modus berechnen. Dieser kann dann in die Gleichungen 2.36a und 2.37a zur Berechnung der elektrischen und magnetischen Feldvektoren eingesetzt werden.

Der Anregungskoeffizient  $A$  für die exakten Wellenleitermoden berechnet sich analog mit Hilfe des Poynting-Vektors. Eine ausführliche Beschreibung findet sich in [56].



## 2.3 Lineare Störeffekte

### 2.3.1 Dämpfung

Dämpfung der Signalleistung entlang der Glasfaser ist maßgeblich für die Reichweite eines Übertragungssystems verantwortlich. Mathematisch lässt sich Dämpfung mit

$$P_A = P_E \exp(-\alpha L) \quad (2.45)$$

beschreiben [58], mit  $P_E$  und  $P_A$  als Eingangs- bzw. Ausgangsleistung und der Faserlänge  $L$ . Der Dämpfungskoeffizient  $\alpha$  beinhaltet alle Dämpfungsmechanismen und liegt typischerweise bei einem Wert von 0,2 dB/km bei einer Wellenlänge von  $\lambda = 1550$  nm. Rekordwerte von 0,149 dB/km konnten von Hirano et al. im Jahr 2013 erreicht werden [62].

Zwei Dämpfungsmechanismen sind durch den Dämpfungskoeffizient  $\alpha$  erfasst: Bei der Absorption werden die Signalphotonen vom Material absorbiert und in eine andere Energieform umgewandelt, während bei der Streuung die Signalphotonen in eine andere Richtung gestreut werden.

Die Rayleigh-Streuung ist im Wellenlängenbereich von 0,5 bis 1,6  $\mu\text{m}$  der dominierende Dämpfungsmechanismus. Dabei werden die Photonen durch mikroskopische Brechzahl-schwankungen im Glasmaterial  $\text{SiO}_2$  gestreut. Charakteristisch für die Rayleigh-Streuung ist ihre umgekehrte Proportionalität zur Wellenlänge mit  $\alpha \sim 1/\lambda^4$ , d.h. je kürzer die Wellenlänge der Strahlung ist, desto höher ist die Dämpfung durch Rayleigh-Streuung.

Drei Arten der Absorption sind in der Glasfaser von Bedeutung:

- UV-Absorption

Die UV-Absorption beruht auf der Anregung von elektronischen Übergängen von  $\text{O}_2$ -Ionen, deren Absorptionskante bei 13,4 eV liegt, was einer Wellenlänge von ca. 0,1  $\mu\text{m}$  entspricht. UV-Absorption in Quarzglas ist nur unterhalb einer Wellenlänge von 0,5  $\mu\text{m}$  dominant.

- IR-Absorption

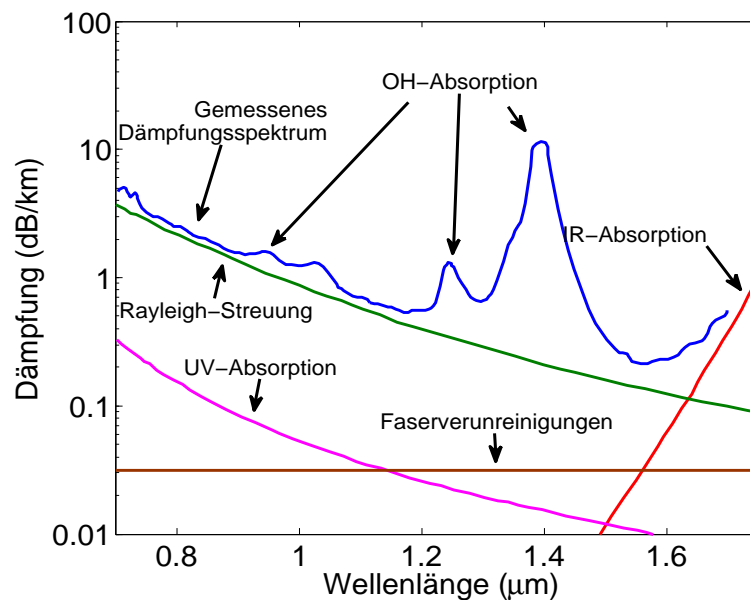
Bei der IR-Absorption werden durch die geführte optische Welle bei Wellenlängen, die den Resonanzfrequenzen entsprechen, Schwingungen des  $\text{SiO}_2$ -Tetrahedrons

angeregt. Die Resonanzfrequenzen liegen bei  $9\ \mu\text{m}$ ,  $12,5\ \mu\text{m}$ ,  $21\ \mu\text{m}$  und  $36,4\ \mu\text{m}$  und haben exponentiell abfallende Ausläufer zu niedrigen Wellenlängen hin. Bei  $1,6\ \mu\text{m}$  liegt die IR-Absorption bei  $0,1\ \text{dB/km}$ .

- OH-Absorption

Verunreinigungen im Quarzglas durch OH-Ionen führen durch Absorption zu zusätzlicher Dämpfung. Die OH-Ionen haben Resonanzfrequenzen bei Wellenlängen von  $2,73\ \mu\text{m}$ ,  $1,395\ \mu\text{m}$  und  $0,95\ \mu\text{m}$ . Je nach Grad der Verunreinigung ergibt sich die Stärke der Dämpfung. Bei einem Gewichtsanteil der OH-Ionen von 1 ppb („parts-per-billion“,  $10^{-9}$ ) ergibt sich bei einer Wellenlänge von  $1,395\ \mu\text{m}$  eine Dämpfung von  $0,05\ \text{dB/km}$  [63].

Abbildung 2.13 zeigt die spektrale Abhängigkeit der Dämpfung einer Glasfaser aus Quarzglas. Zusätzlich zu den oben genannten Arten der Absorption und Streuung sind unter dem Begriff „Faserverunreinigungen“ Verluste durch Mikrokrümmung und Mie-Streuung eingezeichnet. Durch Mikrokrümmungen entlang der Faser wird ein Teil der Welle nicht mehr durch den Kern geführt, wodurch Verluste entstehen. Die Mie-Streuung entsteht durch Brechzahlswankungen, welche sich über eine Größe von ca. einer Wellenlänge erstrecken.



**Abbildung 2.13:** Spektrale Abhängigkeit der Dämpfung einer Glasfaser aus Quarzglas nach [64]

### 2.3.2 Dispersion

In einer Übertragungsfaser breiten sich nicht nur unterschiedliche Moden mit verschiedenen Ausbreitungskonstanten  $\beta$  aus. Auch spektrale Komponenten besitzen unterschiedliche Ausbreitungskonstanten. Bei Übertragungen mit einem Modus können sich daher die übertragenen Impulse verbreitern, was mit dem Begriff Dispersion beschrieben wird. Dabei wird grundsätzlich zwischen Materialdispersion und Wellenleiterdispersion unterschieden, die unter dem Begriff chromatische Dispersion zusammengefasst werden.

Jede spektrale Komponente mit der Kreisfrequenz  $\omega = 2\pi f$  eines Signals in einer Glasfaser breitet sich mit der Phasengeschwindigkeit  $v_p = \omega/\beta$  aus. Die geführte Energie des Signals breitet sich mit der Gruppengeschwindigkeit

$$v_g = \frac{d\omega}{d\beta} \quad (2.46)$$

aus. Mit  $\beta = n\frac{\omega}{c}$  lässt sich die Gruppengeschwindigkeit mit  $v_g = c/n_g$  beschreiben. Dabei beschreibt  $n_g$  den Gruppenbrechungsindex

$$n_g = n + \omega \frac{dn}{d\omega}, \quad (2.47)$$

in den die Frequenzabhängigkeit der Brechzahl mit einfließt. Durch diese Abhängigkeit der Brechzahl von der Frequenz breiten sich die unterschiedlichen Frequenzanteile eines Signals mit unterschiedlichen Geschwindigkeiten in der Faser aus und die Signalimpulse werden über die Faserlänge, je nach Art der Dispersion, breiter oder schmaler. Die zeitliche Ausbreitung eines Signals mit der spektralen Breite  $\Delta\omega$  wird beschrieben mit

$$\Delta T = \frac{dT}{d\omega} \Delta\omega = \frac{d}{d\omega} \left( \frac{L}{v_g} \right) \Delta\omega = L \frac{d^2\beta}{d\omega^2} \Delta\omega = L\beta_2 \Delta\omega. \quad (2.48)$$

Der Ausdruck  $\beta_2 = d^2\beta/d\omega^2$  wird auch Gruppengeschwindigkeitdispersionsparameter („Group-Velocity-Dispersion (GVD) Parameter“) genannt und beschreibt in welchem Maß sich ein optischer Impuls verbreitert. Damit lässt sich der Dispersionsparameter

angeben mit

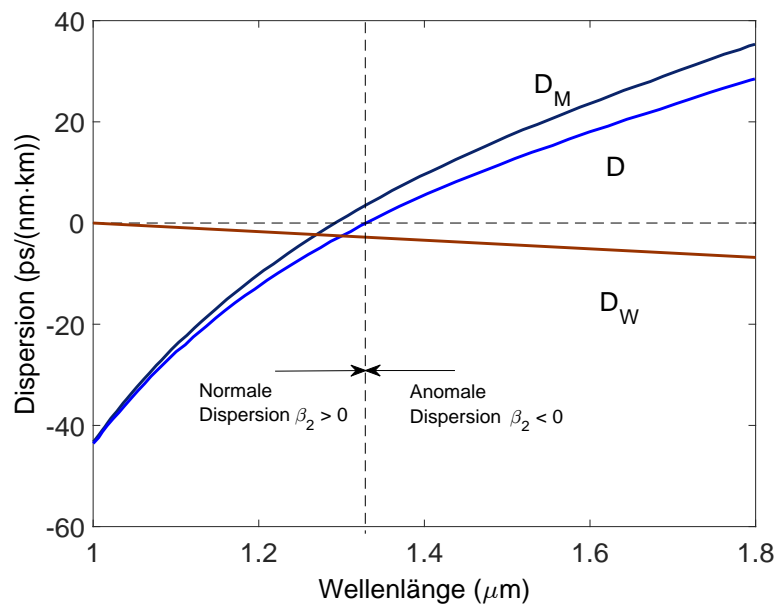
$$D = \frac{d}{d\lambda} \left( \frac{1}{v_g} \right) = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \beta_2. \quad (2.49)$$

Dieser bemisst sich mit der Einheit  $\frac{ps}{km \cdot nm}$ . Die chromatische Dispersion lässt sich als Summe von zwei Arten der Dispersion beschreiben: der Material- und der Wellenleiterdispersion.

$$D = D_M + D_W \quad (2.50)$$

Materialdispersion beschreibt dabei die Frequenzabhängigkeit der Brechzahlen und lässt sich mathematisch mit

$$D_M = -\frac{\lambda}{c_0} \frac{d^2 n_m}{d\lambda^2} \quad (2.51)$$



**Abbildung 2.14:** Dispersion einer Glasfaser mit einem Brechzahlssprung von  $\Delta = 0,3 \%$  und einem Kerndurchmesser von  $d = 8,2 \mu m$  [56]

beschreiben. In einer Standard-Einmodenfaser variiert die Wellenlänge bei der  $D_M = 0$  gilt zwischen  $\lambda = 1,27 - 1,29 \mu\text{m}$ .

Wellenleiterdispersion ergibt sich durch die Wellenführung des Wellenleiters. Bei zunehmender Wellenführung geht die Ausbreitungskonstante  $\beta$  von  $n_m k_0$  zu  $n_k k_0$  über. Beschreiben lässt sich Wellenleiterdispersion mit dem Phasen- und Faserparameter  $B$  bzw.  $V$ .

$$D_W = -\frac{n_k - n_m}{c_0 \lambda} \frac{V d^2(VB)}{dV^2} \quad (2.52)$$

Ist der Wert Wellenleiterdispersion in Gleichung 2.52 negativ, wird die Wellenlänge, bei der für die gesamte Dispersion  $D = 0$  gilt, ausgehend von der Materialdispersion um  $30 - 40 \text{ nm}$  auf ca.  $1,3 - 1,31 \mu\text{m}$  verschoben [65]. Für Fasern mit sogenanntem „Trench“ oder für Mikrostrukturfasern kann die Wellenleiterdispersion auch positive Werte annehmen [66, 67].

Abbildung 2.14 zeigt die Dispersionskurven einer Glasfaser. Der Bereich, in dem  $\beta_2 > 0$  gilt, wird auch als normale Dispersion bezeichnet. Im Gegensatz dazu gilt für die anomale Dispersion  $\beta_2 < 0$ . Durch die Wahl eines größeren Brechzahlsprungs oder eines anderen Kerndurchmessers lässt sich der Nulldurchgang des resultierenden Dispersionsverlaufs zu einer höheren Wellenlänge verschieben.

## 2.4 Erbium-dotierte Faserverstärker

Wie in Abschnitt 2.3.1 beschrieben, wird das optische Signal in einer Glasfaser durch verschiedene Absorptions- und Streumechanismen gedämpft. Zusätzlich zur Faserdämpfung entstehen Signalverluste an Spleißstellen oder durch Faserkopplungen. Für eine effektive optische Signalübertragung über lange Distanzen ist also eine Verstärkung des Signals entlang der Übertragungsstrecke nötig.

Optische Erbium-dotierte Faserverstärker (EDFA) bieten die Möglichkeit einer Verstärkung des Signals in der optischen Domäne. Eine vorherige Umwandlung in ein elektrisches Signal ist also nicht nötig, wodurch der Verstärker unabhängig von der genutzten Symbolrate und vom Modulationsformat ist. Zusätzlich kann ein EDFA alle Kanäle eines WDM Signals gleichzeitig verstärken.

Abbildung 2.15 zeigt den Aufbau eines EDFA. Das Eingangssignal mit einer Wellenlänge von  $\lambda_s = 1550 \text{ nm}$  wird zusammen mit der Pumpstrahlung bei  $\lambda_p = 980 \text{ nm}$  über einen Wellenlängen selektiven Koppler in die Erbium-dotierte Faser gekoppelt. Die Energie

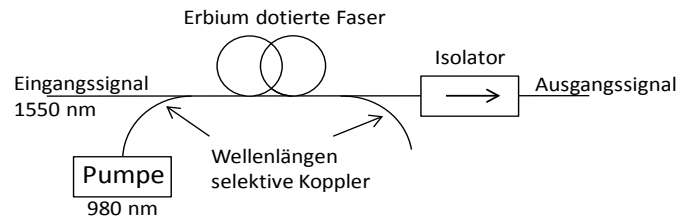


Abbildung 2.15: Aufbau eines EDFA

der Pumpstrahlung wird in der dotierten Faser genutzt, um das Signal zu verstärken. Um Rauschleistung durch Pumpstrahlung zu vermeiden wird am Ausgang der Faser die Pumpstrahlung, welche nicht von der Erbium-dotierten Faser absorbiert wurde, aus dem Signalweg ausgekoppelt. Der Isolator verhindert, dass Reflexionen in der Faser propagieren und so den Verstärker im schlimmsten Fall in einen Resonator verwandeln. In diesem Fall würde die Welle durch die Reflexion beim Hin- und Herlaufen in der Erbium-dotierten Faser wie in einem Laserresonator immer weiter verstärkt. Durch die entstehenden hohen Leistungen können Schäden im EDFA oder in anderen Bauteilen entlang der Übertragungsstrecke entstehen.

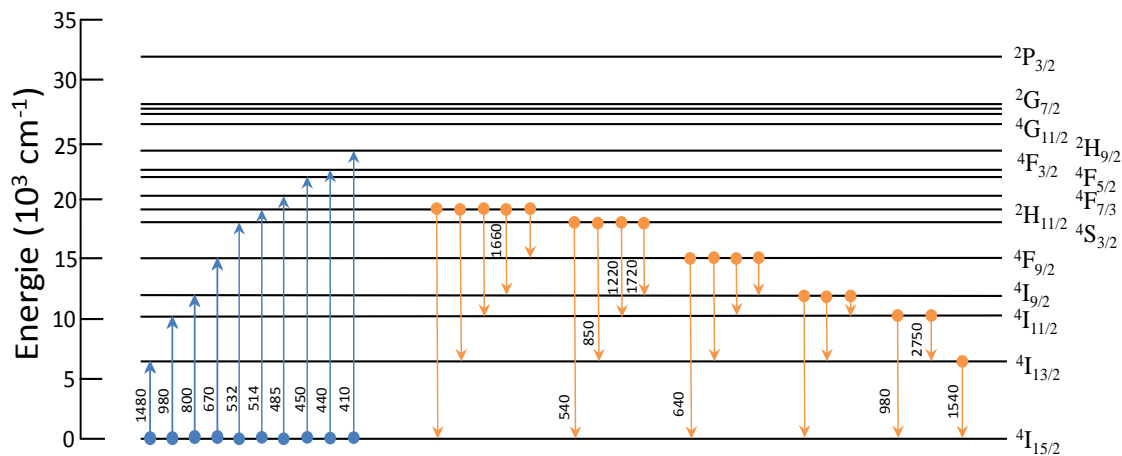
Folgend werden zunächst die Absorptions- und Emissionsmechanismen des EDFA besprochen. Anschließend werden die mathematischen Modellgleichungen für räumliches Multiplexen erweitert.

#### 2.4.1 Absorption und Emission in Erbium-dotierten Faserverstärkern

Beim EDFA wird als Energiespeicher das Erbium Ion  $Er^{3+}$  genutzt. Dabei wird die Energie der Pumpstrahlung im Erbium Ion durch Absorption eines Pumpphotons gespeichert, indem ein Elektron auf ein höheres Energieniveau angehoben wird. Umgekehrt relaxiert bei der Emission ein Elektron auf ein niedrigeres Energieniveau. Die freigesetzte Energie kann dabei ein Photon erzeugen. Geschieht dieser Prozess zufällig, spricht man von spontaner Emission. Trifft ein Photon auf ein Ion, welches sich im angeregten Zustand befindet, relaxiert das angeregte Elektron auf das niedrigere Energieniveau und eine exakte Kopie des einfallenden Photons entsteht, d.h. Bewegungsrichtung und räumlicher Modus, Amplitude und Phase, Wellenlänge bzw. Frequenz sowie Polarisierung des entstehenden und des kopierten Photons sind gleich. Bei diesem Prozess spricht man von stimulierter Emission; dieser physikalische Vorgang wird in EDFAs zur Verstärkung optischer Signale genutzt. Neben diesen strahlenden Übergängen existieren auch nicht-strahlende Übergänge vom

höheren ins niedrigere Energieniveau. Dabei wird die freigesetzte Energie der Elektronen beim Übergang in ein niedrigeres Energieniveau in Gitterschwingungen der Glasstruktur umgewandelt, sogenannte Phononen.

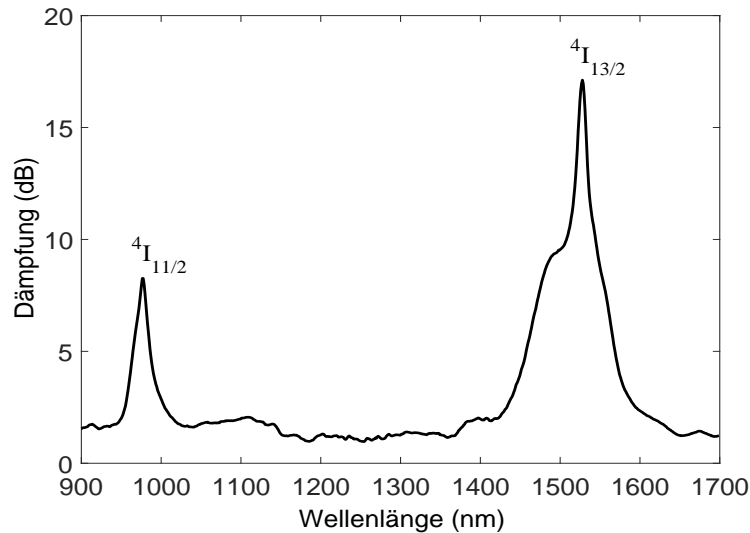
Die Auswahl geeigneter Materialien zur Dotierung der Faser, welche geeignet für die Signalverstärkung sind, ergibt sich durch die Berücksichtigung der spektralen Abhängigkeit der Dämpfung von Quarzglas, wie es in Abbildung 2.13 aufgezeigt ist. Das Dämpfungsmilimum liegt bei ca. 1550 nm, weshalb beim Material für optische Verstärker idealerweise Energieniveaus existieren sollten, zwischen denen stimulierte Emission bei genau dieser Wellenlänge stattfinden kann. Erbium - eine der seltenen Erden - bietet diese Eigenschaft.



**Abbildung 2.16:** Energieniveaus von Erbium, Absorptionsübergänge und strahlende Emissionsübergänge, die an den Pfeilen stehenden Zahlen geben die Übergangswellenlänge in nm an [68]

Abbildung 2.16 zeigt die Energieniveaus von  $Er^{3+}$ -Ionen mit Silikatglas als Wirtsmaterial. Die unterschiedlichen Energieniveaus werden mit  $^{2S+1}L_J$  beschrieben. Dabei ist  $S$  die Summe der Elektronenspins und  $L$  die Summe der Bahndrehimpulse mit  $L = 0,1,2,3,4,\dots$ , welche auf die Buchstabenbezeichnungen der verschiedenen Elektroneorbitale  $S, P, D, F, G, H, I, \dots$  (alphabetisch weiter) abgebildet werden.  $J$  bezeichnet den gesamten Drehimpuls. Für das Grundniveau des  $Er^{3+}$ -Ions gilt damit  $(J,L,S) \Rightarrow (15/2,6,3/2)$ , wodurch sich die Bezeichnung  $4I_{15/2}$  ergibt. Die blauen Pfeile in Abbildung 2.16 zeigen die Absorptionsübergänge vom Grundniveau in ein höheres Niveau. Die Übergangswellenlängen in nm sind neben den Pfeilen angegeben. Strahlende und nicht-strahlende Emissionen sind in der Abbildung durch die orangen Pfeile dargestellt. Ausgehend von einem angeregten Zustand werden bei der Rückkehr in ein niedrigeres Niveau Photonen mit der angegebenen Wellenlänge freigesetzt. Nicht dargestellt sind Übergänge von einem angeregten Niveau

in ein höheres Niveau durch Absorption. Dieser Vorgang wird auch als „Excited State Absorption“ (ESA) bezeichnet.



**Abbildung 2.17:** Gemessenes Absorptionsspektrum einer  $L=1$  m langen Erbium-dotierten Faser mit einer Weißlichtquelle

In Abbildung 2.17 ist das gemessene Absorptionsspektrum einer Erbium-dotierten Aluminiumsilikat-Glasfaser abgebildet. Deutlich zu sehen sind die Absorptionsbänder, die in Übereinstimmung stehen mit den Übergängen in Abbildung 2.18. Außerdem lässt sich erkennen, dass für den ungepumpten Zustand die Erbium-dotierte Faser sowohl im Wellenlängenbereich um 980 nm als auch um 1550 nm stark absorbierend ist.

Für die mathematische Beschreibung des EDFA wird ein Lasersystem mit drei Energieniveaus betrachtet, wie es in Abbildung 2.18 gezeigt ist. Dabei bezeichnet  $N_1$  die Besetzungsdichte des Grundniveaus  ${}^4I_{15/2}$  (auch unteres Laserniveau genannt),  $N_2$  die Besetzungsdichte des oberen Laserniveaus  ${}^4I_{13/2}$  und  $N_3$  die Besetzungsdichte des Pumpniveaus  ${}^4I_{11/2}$ .

$R_{13}$  ist die Pumprate vom ersten Energieniveau in das dritte Energieniveau. Dabei wird ein Pumpphoton absorbiert und ein Elektron angeregt. Die stimulierte Emissionsrate aus dem dritten Niveau ist mit  $R_{31}$  bezeichnet. Absorption von  $N_1$  nach  $N_2$  ist mit  $W_{12}$  und stimulierte Emission vom Niveau  $N_2$  nach  $N_1$  mit  $W_{21}$  beschrieben. Der Übergang vom Niveau 3 in das zweite Energieniveau erfolgt zum größten Teil nicht-strahlend. Durch die freigesetzte Energie kommt es zu Anregungen von Gitterschwingungen, sogenannten



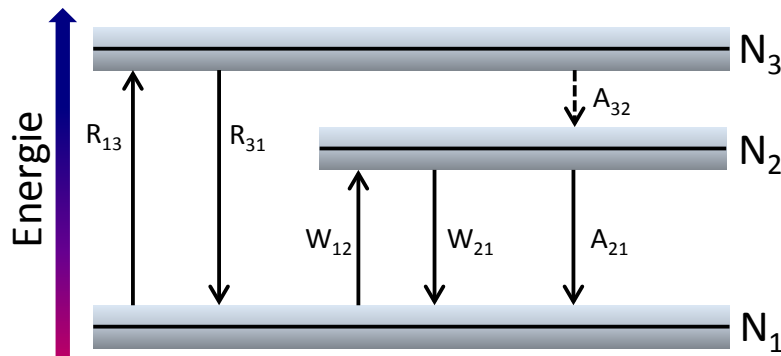


Abbildung 2.18: Energie-Diagramm eines dreistufigen Lasersystem

Phononen. Dabei ist die Übergangsrate vom 3. ins 2. Energieniveau  $A_{32} = 1/\tau_{32}$ , wobei  $\tau_{32}$  die mittlere Lebensdauer der Elektronen im Energieniveau 3 in Sekunden beschreibt. Die mittlere Lebensdauer beträgt  $\tau_{32} = 8 \mu\text{s}$ . Strahlende Übergänge vom Niveau 3 ins Niveau 2 treten sehr viel seltener auf als nicht-strahlende und werden deshalb oft vernachlässigt. Die Rate der spontanen Emission ist  $A_{21} = 1/\tau_{21}$ , wobei hier die Lebensdauer mit  $\tau_{21} = 8$  bis  $12 \text{ ms}$  im Energieniveau 2 deutlich länger ist als  $\tau_{32}$ .

Mit diesen Absorptions- und Emissionsraten lassen sich die Ratengleichungen für die Besetzungsdichten der drei Energieniveaus [69] aufstellen:

$$\frac{dN_1}{dt} = -R_{13}N_1 + R_{31}N_3 - W_{12}N_1 + W_{21}N_2 + A_{21}N_2 \quad (2.53)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = W_{12}N_1 - W_{21}N_2 - A_{21}N_2 + A_{32}N_3 \quad (2.54)$$

$$\frac{dN_3}{dt} = R_{13}N_1 - R_{31}N_3 - A_{32}N_3. \quad (2.55)$$

Für die gesamte  $\text{Er}^{3+}$ -Ionendichte  $\rho$  gilt  $N_1 + N_2 + N_3 = \rho$ . Unter der Annahme der Zeitinvarianz für die Besetzungsdichten  $dN_i/dt = 0$ , welche gültig ist für CW Signale oder modulierte Signale mit Frequenzen größer als  $\sim 10 \text{ kHz}$  [70], lassen sich die Ratengleichungen umschreiben in:

$$N_1(r, \varphi, z) = \rho \frac{(1 + W_{21}\tau_{21})(1 + \frac{R_{13}}{A_{32}})}{(1 + W_{21}\tau_{21})(1 + \frac{R_{13}+R_{31}}{A_{32}}) + W_{12}\tau_{21}(1 + \frac{R_{31}}{A_{32}}) + R_{13}\tau_{21}} \quad (2.56)$$

$$N_2(r, \varphi, z) = \rho \frac{R_{13}\tau_{21} + W_{12}\tau_{21}(1 + \frac{R_{13}}{A_{32}})}{(1 + W_{21}\tau_{21})(1 + \frac{R_{13}+R_{31}}{A_{32}}) + W_{12}\tau_{21}(1 + \frac{R_{31}}{A_{32}}) + R_{13}\tau_{21}}. \quad (2.57)$$

Damit lässt sich dann  $N_3 = \rho - N_1 - N_2$  berechnen. Die Absorptions- bzw. Emissionsrate  $W_{12}$  und  $W_{21}$  lassen sich für  $M_s$  räumliche Signalmoden schreiben als

$$W_{12}(r, \varphi, z) = \sum_{i=1}^{M_s} \frac{\sigma_a(\nu_s)}{h\nu_s} I_{s,i}(r, \varphi, z) = \sum_{i=1}^{M_s} \frac{\sigma_a(\nu_s)}{h\nu_s} P_{s,i}(z) \psi_{s,i}(r, \varphi) \quad (2.58)$$

$$W_{21}(r, \varphi, z) = \sum_{i=1}^{M_s} \frac{\sigma_e(\nu_s)}{h\nu_s} I_{s,i}(r, \varphi, z) = \sum_{i=1}^{M_s} \frac{\sigma_e(\nu_s)}{h\nu_s} P_{s,i}(z) \psi_{s,i}(r, \varphi) \quad (2.59)$$

mit dem Planckschen Wirkungsquantum  $h$  und der Signalfrequenz  $\nu_s$ .  $I_s$  bezeichnet die Intensitätsverteilung,  $P_s$  die Signalleistung. Die Absorptions- und Emissionsquerschnittsspektren sind von der Wellenlänge abhängig und mit  $\sigma_a$  und  $\sigma_e$  bezeichnet.  $\psi$  bezeichnet die normierte Intensität. Für die Normierung gilt

$$\psi_{s,i}(r, \varphi) = \frac{I_{s,i}(r, \varphi)}{P_{s,i}} = \frac{I_{s,i}(r, \varphi)}{\iint_A I_{s,i}(r, \varphi) r dr d\varphi}, \quad (2.60)$$

so dass  $\iint_A \psi_{s,i}(r, \varphi) r dr d\varphi = 1$  gilt.

Die Absorptions- und Emissionsraten der Pumpstrahlung  $R_{13}$  und  $R_{31}$  lassen sich analog beschreiben mit

$$R_{13}(r, \varphi, z) = \sum_{k=1}^{M_p} \frac{\sigma_a(\nu_p)}{h\nu_p} I_{p,k}(r, \varphi, z) = \sum_{k=1}^{M_p} \frac{\sigma_a(\nu_p)}{h\nu_p} P_{p,k}(z) \psi_{p,k}(r, \varphi) \quad (2.61)$$

$$R_{31}(r, \varphi, z) = \sum_{k=1}^{M_p} \frac{\sigma_e(\nu_p)}{h\nu_p} I_{p,k}(r, \varphi, z) = \sum_{k=1}^{M_p} \frac{\sigma_e(\nu_p)}{h\nu_p} P_{p,k}(z) \psi_{p,k}(r, \varphi). \quad (2.62)$$

Dabei werden die Raten für genau  $M_p$  Pumpmoden bei der Pumpwellenlänge  $\nu_p$  berechnet. Mit diesen Gleichungen lassen sich die Besetzungsdichten der Energieniveaus berechnen. Die Leistung der Signalmoden lassen sich über die Gesamtlänge der Erbium-dotierten Faser mit

$$\frac{dP_{s,i}}{dz} = P_{s,i} \int_0^{2\pi} \int_0^a r \psi_{s,i}(r,\varphi) [N_2(r,\varphi,z)\sigma_e(\nu_s) - N_1(r,\varphi,z)\sigma_a(\nu_s)] r dr d\varphi \quad (2.63)$$

ausrechnen. Die Pumpleistung bestimmt sich mit

$$-\frac{dP_{p,j}^+}{dz} = P_{p,j}^+ \int_0^{2\pi} \int_0^a \psi_{p,j}(r,\varphi) N_1(r,\varphi,z) \sigma_a(\nu_p) r dr d\varphi \quad (2.64a)$$

$$\frac{dP_{p,j}^-}{dz} = P_{p,j}^- \int_0^{2\pi} \int_0^a \psi_{p,j}(r,\varphi) N_1(r,\varphi,z) \sigma_a(\nu_p) r dr d\varphi. \quad (2.64b)$$

Dabei bezeichnet das hochgestellte „+“-Zeichen die Pumpleistung, welche entlang der Richtung der Signalausbreitung läuft und das hochgestellte „-“-Zeichen die Pumpleistung, welche durch Einkopplung der Pumpstrahlung am Faserende in die entgegengesetzte Richtung läuft. Gleichung 2.65 berechnet die Leistung der vorwärts und rückwärts laufenden spontanen Emission (ASE, siehe Kapitel 2.4.7). Die Richtung ist wieder kenntlich gemacht durch das hochgestellte „+“ und „-“-Zeichen.

$$\begin{aligned} \frac{dP_{ASE,i}^\pm}{dz} = P_{ASE,i}^\pm \int_0^{2\pi} \int_0^a \psi_{s,i}(r,\varphi) [N_2(r,\varphi,z)\sigma_e(\nu_s) - \\ N_1(r,\varphi,z)\sigma_a(\nu_s)] r dr d\varphi + m_g \sigma_e(\nu_s) h\nu_s \Delta\nu \int_0^{2\pi} \int_0^a N_2 \psi_{s,i}(r,\varphi) r dr d\varphi \end{aligned} \quad (2.65)$$

Um das ASE-Spektrum zu modellieren, ist eine Frequenzbandbreite  $\Delta\nu$  nötig, in der die ASE berechnet wird. Typischerweise besitzt  $\Delta\nu$  einen Wert von 12,5 oder 125 GHz, wobei innerhalb von  $\Delta\nu$  der Wert von  $\sigma_e$  als konstant angenommen wird. Da jeder Modus in zwei orthogonalen Polarisierungen geführt werden kann, muss für den Faktor  $m_g = 2$  gelten [71].

### 2.4.2 Linienverbreiterung und Wirkungsquerschnittsspektren

Absorption und Emission finden nur bei isolierten Erbium-Ionen bei diskreten Wellenlängen statt, wie es in Abbildung 2.16 gezeigt ist. Laserlinienverbreiterungen führen dazu, dass die Wahrscheinlichkeit eines Elektronenübergangs über ein gewisses Wellenlängenintervall gegeben ist. Für die Beschreibung nutzt man die sogenannten Wirkungsquerschnittsspektren, die die Wahrscheinlichkeit eines Übergangs für eine bestimmte Wellenlänge angeben. Die Einheit von Wirkungsquerschnittsspektren ist  $[\sigma_{a/e}] = m^2$ . Es ist zu unterscheiden zwischen homogener und inhomogener Linienverbreiterung:

- Homogene Linienverbreiterung

Bei der homogenen Linienverbreiterung werden die Linienbreiten aller Atome identisch verbreitert. Durch Stöße der Atome untereinander oder durch Interaktion der eingebetteten Erbium-Ionen mit der Gitterstruktur des Wirtsmaterials durch Phononen werden Elektronenübergänge innerhalb eines Niveaus (beispielsweise  ${}^4I_{13/2}$ ) von einem höheren in ein niedrigeres Level ausgelöst. Dadurch verkürzt sich die Lebenszeit der Elektronen im angeregten Zustand. Mit der Lebensdauer  $\tau_{21}$  und der spektralen Verbreiterung  $\Delta\nu = \frac{1}{2\pi\tau_{21}}$  sowie der Mittenfrequenz des optischen Übergangs  $\nu_0$  lässt sich mit Gleichung 2.66 die normierte Linienform errechnen, welche einer Lorentzkurve entspricht [72].

$$g(\nu) = \frac{\Delta\nu}{2\pi \left( \left( \frac{\Delta\nu}{2} \right)^2 + (\nu - \nu_0)^2 \right)} \quad (2.66)$$

- Inhomogene Linienverbreiterung

Bei der inhomogenen Linienverbreiterung werden Energieniveaus durch den Einfluss von Ligandenfeldern der Glasstruktur verschoben. Die vollständige Entartung der Energieniveaus wird durch den Stark-Effekt aufgehoben und es entstehen mehrere verschobene Energieniveaus, sogenannte Stark-Niveaus, deren Besetzungswahrscheinlichkeit einer Boltzmann-Verteilung entspricht. Durch die Aufspaltung in mehrere Stark-Niveaus ist bei einem EDFA das Pumpen mit 1480 nm möglich, da sich dieser dabei wie ein 3-Niveau Laser verhält.

Mit Hilfe der McCumber Theorie [73, 74] lässt sich zwischen den Absorptions- und

Emissionswirkungsquerschnittsspektren der Zusammenhang

$$\sigma_e(\nu) = \sigma_a(\nu) \cdot \exp\left(\frac{\epsilon - h\nu}{k_B T}\right), \quad (2.67)$$

mit der Boltzmannkonstanten  $k_B = 1,381 \times 10^{-23} \text{ J} \cdot \text{K}^{-1}$  und der Gittertemperatur  $T$  herstellen. Die Energie, die benötigt wird um ein einzelnes  $\text{Er}^{3+}$ -Ion vom Niveau  ${}^4I_{15/2}$  in das Niveau  ${}^4I_{13/2}$  anzuheben, wird mit  $\epsilon$  beschrieben.

Ist das Grundniveau geteilt in die Stark-Niveaus  $E_{1j} (j = 1, \dots, g_1)$  und das Laserniveau geteilt in  $E_{2k} (k = 1, \dots, g_2)$ , lässt sich die Energie  $\epsilon$  mit der Gleichung

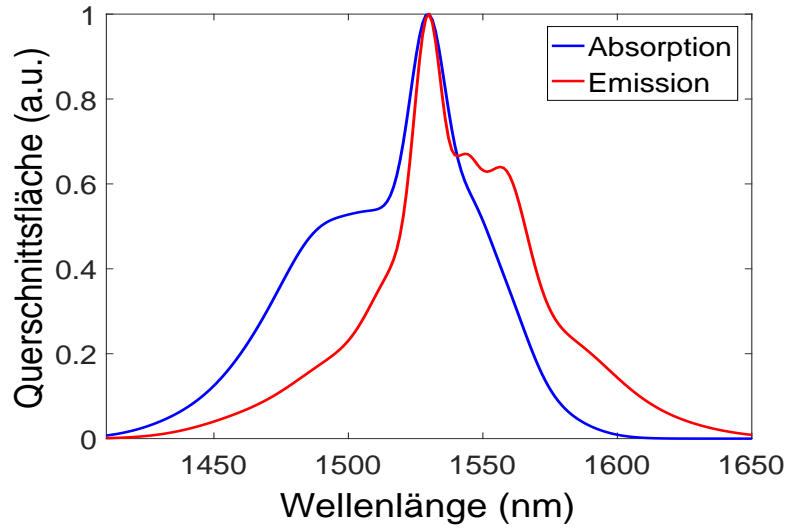


Abbildung 2.19: Absorptions- und Emissionsquerschnittsspektren [75]

$$\exp\left(\frac{\epsilon}{k_B T}\right) = \frac{1 + \sum_{j=2}^{g_1} \exp\left(-\frac{\delta E_{1j}}{k_B T}\right)}{\exp\left(-\frac{\delta E_0}{k_B T}\right) \left[1 + \sum_{k=2}^{g_2} \exp\left(-\frac{\delta E_{2k}}{k_B T}\right)\right]} \quad (2.68)$$

berechnen. Dabei ist  $\delta E_{1j}$  und  $\delta E_{2k}$  die Energiedifferenz zwischen den Stark-Subniveaus.  $\delta E_0$  beschreibt die Differenz zwischen den beiden niedrigsten Energieleveln der zwei Niveaus.

Nachdem der Zusammenhang zwischen Absorptions- und Emissionsquerschnittsspektrum besprochen wurde, sei noch die Beziehung zwischen dem Emissionsquerschnittsspektrum

und der Lebenszeit  $\tau_{21}$  genannt. Diese ist mit der Gleichung

$$\frac{1}{\tau_{21}} = \frac{8\pi n^2}{c_0^2} \int \nu^2 \sigma_e(\nu) d\nu \quad (2.69)$$

gegeben [75, 76].

Abbildung 2.19 zeigt die auf 1 normierten Absorptions- und Emissionsquerschnittsspektren. Für Simulationen ist es nützlich, diese Spektren numerisch zu errechnen. Dazu kann die Formel

$$\sigma(\lambda) = \sum_i a_i \exp \left\{ -4 \log 2 \frac{(\lambda - \lambda_i)^2}{\Delta\lambda_i^2} \right\} \quad (2.70)$$

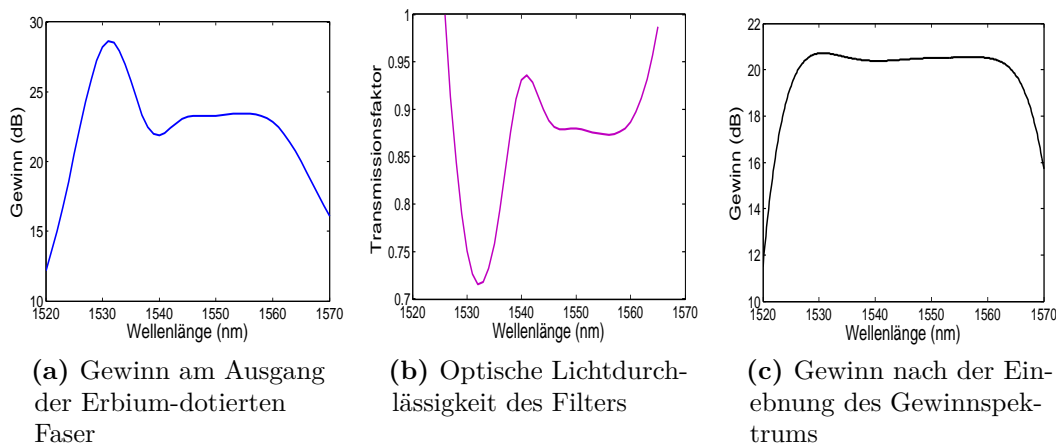
genutzt werden [75]. Die Parameter für das Spektrum, wie es in Abbildung 2.19 gezeigt ist, sind im Anhang der Tabelle A.1 und Tabelle A.2 zu entnehmen.

### 2.4.3 Spektrales Einebnen des Gewinns

Wie in Abschnitt 2.4.2 gezeigt, ist die Emission und Absorption von Photonen nicht homogen über die gesamte EDFA Bandbreite verteilt, wodurch optische Kanäle mit einem spektralen Abstand voneinander unterschiedlich stark verstärkt werden. In Übertragungstrecken, in denen mehrere Faserabschnitte und Verstärker verbaut sind, kann dies an den Empfängern zu starken Ungleichheiten der empfangenen Leistung unterschiedlicher Kanäle führen, wodurch große Unterschiede der Bitfehlerquoten („Bit Error Ratio“, BER) unterschiedlicher Kanäle entstehen können. Durch zu große Gewinnunterschiede entlang der Verstärkerkette kann es sogar zum totalen Verlust optischer Kanäle kommen.

Eine Methode zur Einebnung des Gewinnspektrums ist der Einsatz von passiven optischen Filtern [77, 78]. Dazu werden Bandsperren-Filter so eingestellt, dass Signale bei Wellenlängen mit hohen Gewinnwerten stärker gedämpft werden als Signal mit niedrigen Verstärkergeinnen [79]. Passive optische Filter zur Einebnung des Gewinns lassen sich mit Faser-Bragg-Gittern herstellen. Durch das Faser-Bragg-Gitter werden Signale bei Wellenlängen, welche die Bragg-Bedingung erfüllen, reflektiert [79]. Alternativ werden zur Herstellung auch Langperiodengitter („long-period grating“) verwendet [80]. Vorteile dieser passiven Filter sind ihre relativ simple Bauart im Vergleich zu aktiven Filtern [81], die Faserkompatibilität sowie geringer Einfügedämpfung. Gewinn- und Filterdämpfungsspek-

tren können jedoch von der Polarisation abhängen, was eine effektive Filterung schwierig gestaltet. Ein anderer großer Nachteil von passiven Filter ist, dass diese sich verändernden Gewinnspektren, welche durch Verstärkersättigung entstehen, nicht anpassen können. Ändert sich die Signaleingangsleistung, so wirkt sich dies auf die Inversion der Ladungsträger aus, was in einer Veränderung des Profils des Gewinnspektrums resultiert. Aus diesem Grund werden passive Filter in Kombination mit automatischer Gewinnregelung verbaut, beispielsweise mit elektrisch-variablen optischen Dämpfungsgliedern [82].



**Abbildung 2.20:** Einebnung des Gewinnspektrums mit einem passiven optischen Filter

Abbildung 2.20 verdeutlicht beispielhaft die Funktionsweise der passiven Filter. Zunächst sieht man in Abbildung 2.20a das Gewinnspektrum, wie es direkt am Ausgang der Erbium-dotierten Faser aussieht. Dabei wurden Kanäle von 1520 nm bis 1570 nm mit einem Kanalabstand von je 1 nm simuliert. Sowohl der Signal- als auch der Pumpmodus ist der Grundmodus  $LP_{01}$ . Durch den Einfluss der Wirkungsquerschnittsspektren ist der Gewinn über die Wellenlängen nicht gleichmäßig. Die Filterfunktion in Abbildung 3.12a hat dort, wo besonders starke Gewinne im Verstärker auftreten einen geringen Transmissionsfaktor. Die Form der Filterfunktion ergibt sich direkt aus der Form des Gewinnspektrums und wird auf dieses abgestimmt, woraus sich die Schwierigkeit bei einer Änderung des Gewinnspektrums ergibt. Werden Faser-Bragg-Gitter zur Herstellung der passiven optischen Filter verwendet, lassen sie sich einem veränderten Profil des Gewinnspektrums nicht anpassen. Schließlich zeigt Abbildung 2.20c das eingeebnete Spektrum nach der Filterung. Über das gesamte C-Band sind die Gewinndifferenzen auf unter  $\Delta G < 0.3 \text{ dB}$  verringert worden.

#### 2.4.4 Modale Abhängigkeit des Gewinns

Für Übertragungstrecken mit Einmodenfasern ist es wichtig, in Verstärkerketten die Gewinne über die Verstärkerbandbreite möglichst gleichmäßig zu halten. Für EDFAs im Mehrmodenmultiplexbetrieb kommt zusätzlich noch die Abhängigkeit des Gewinns vom übertragenen räumlichen Modus hinzu („Mode Dependent Gain“, MDG) [83–89], die beachtet werden muss. Dabei ist der Gewinn abhängig vom Grad der Überlappung  $\Gamma$  der Intensitätsverteilungen der genutzten Signal- und Pumpmoden.

$$\Gamma(r, \varphi, z) = \iint_A \psi_s(r, \varphi, z) \psi_p(r, \varphi, z) dA \quad (2.71)$$

Die Intensitätsverteilungen  $\psi_s$  und  $\psi_p$  können sich entlang der Faser ändern (zum Beispiel durch Schwebung, siehe Kapitel 3.4), wodurch die Überlappung  $\Gamma$  von  $z$  abhängt. Signalmoden, deren Intensitätsverteilungen besser mit denen der Pumpmoden übereinstimmen, erfahren in der Regel eine höhere Verstärkung im Vergleich zu Signalmoden, deren Intensitätsverteilungen nicht ausreichend mit den Pumpmoden übereinstimmen.

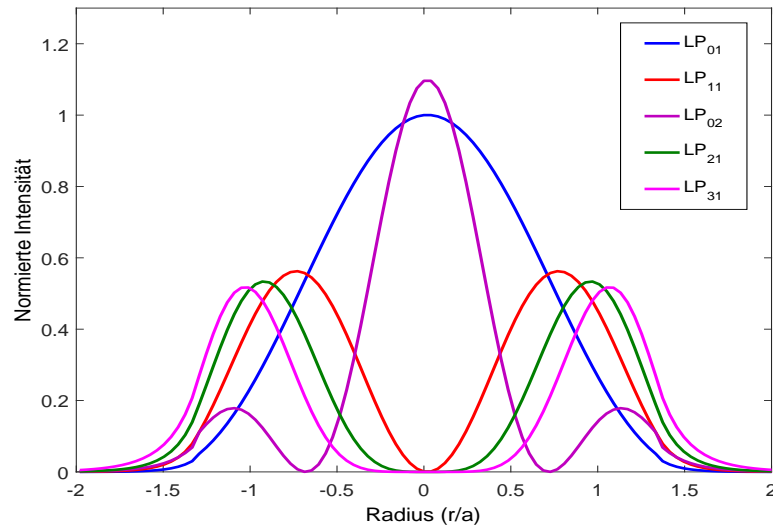


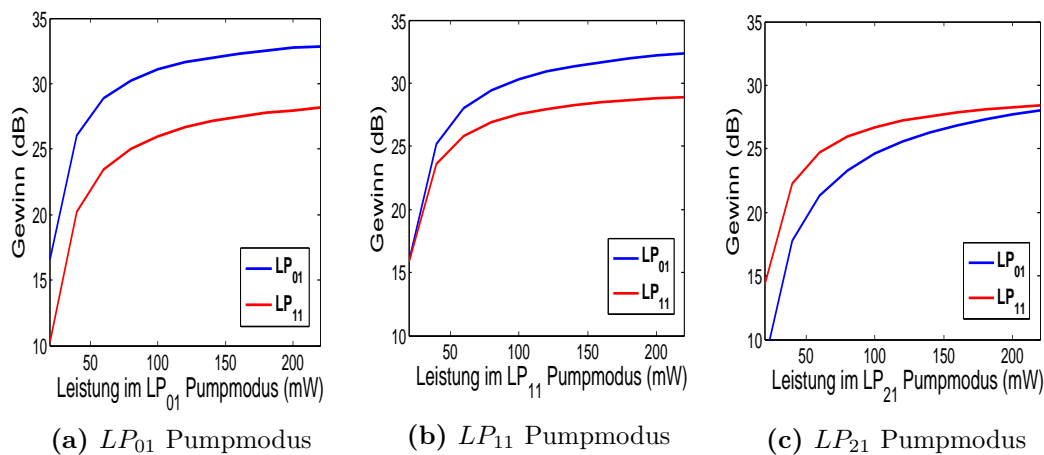
Abbildung 2.21: Normierte Intensitäten verschiedener Moden

Abbildung 2.21 zeigt die auf den  $LP_{01}$  Modus normierten Intensitäten, simuliert mit einem Faserparameter von  $V = 6$  bei  $\lambda = 1550$  nm. Wird ein EDFA, welcher beispielsweise als Signalmoden den  $LP_{01,s}$  und den  $LP_{11,s}$  Modus führt, ausschließlich mit Leistung im  $LP_{01,p}$  Pumpmodus gepumpt, so lässt sich aufgrund der abgebildeten Intensitätsprofile



leicht nachvollziehen, dass in diesem Fall der  $LP_{01,s}$  Modus durch eine größere Überlappung der Profile eine höhere Verstärkung erfahren wird als der  $LP_{11,s}$  Modus. Für eine selektive Verstärkung des  $LP_{11,s}$  Modus bietet sich wiederum ein Modus höherer Ordnung an, zum Beispiel der  $LP_{21,p}$  oder auch der  $LP_{31,p}$  Pumpmodus. Bei diesen Moden ist die Überlappung mit dem  $LP_{11,s}$  Modus größer als mit dem Grundmodus. Auch lässt sich an Abbildung 2.21 die Problematik der gleichmäßigen Verstärkung des  $LP_{01,s}$  und des  $LP_{02,s}$  Modus erkennen. Da beide Moden ihr Intensitätsmaximum im Zentrum der Faser haben, ist es schwierig, die Leistung des einen Modus zu verstärken ohne dabei gleichzeitig auch den Pegel des anderen Modus unerwünscht anzuheben.

Mithilfe numerischer Simulationen kann gezeigt werden, dass die Auswahl des Pumpmodus eine Ursache für MDG ist. Dabei können die Ergebnisse aus Kapitel 3.1 in [83], in dem die Abhängigkeit des Gewinns von den Pumpmoden untersucht wird, bestätigt werden. Abbildung 2.22 zeigt die Gewinne der  $LP_{01}$  und  $LP_{11}$  Signalmoden. Dabei wurde ein EDFA mit der Länge von  $L = 30$  m, einem Faserparameter von  $V = 4,7$  bei einem Faserdurchmesser von  $d = 10$   $\mu\text{m}$ , einer numerischen Apertur von  $NA = 0,23$  und einer homogenen Dotierungsdichte der  $Er^{3+}$ -Ionen von  $\rho = 10^{24}$   $\text{m}^{-3}$  simuliert. In Abbildung 2.22a wird zunächst der Fall betrachtet, dass die gesamte Pumpenergie im  $LP_{01,p}$  Modus geführt wird. In diesem Fall wird der  $LP_{01,s}$  Signalmodus stets höher verstärkt (ca. 6 dB) als der  $LP_{11,s}$  Modus. In Abbildung 2.22b wird nun die gesamte Pumpleistung im  $LP_{11,p}$



**Abbildung 2.22:** Modenabhängiger Gewinn des  $LP_{01}$  und  $LP_{11}$  Signalmodus bei Einsatz verschiedener Pumpmoden und Pumpleistung, ( $L = 30$  m,  $\rho = 10^{24}$   $\text{m}^{-3}$ )

Modus geführt, und wider Erwarten erfährt auch hier der  $LP_{01,s}$  eine größere Verstärkung, was darauf schließen lässt, dass die Überlappung zwischen dem  $LP_{01,s}$  und dem  $LP_{11,p}$  Modus noch zu groß ist. Es ist jedoch auch zu erkennen, dass der differenzielle Gewinn  $\Delta G = G(LP_{01,s}) - G(LP_{11,s})$  im Vergleich zum  $LP_{01,p}$  Pumpmodus kleiner geworden ist. So verkleinert sich bei 100 mW Pumpleistung  $\Delta G$  von ca. 4,5 dB auf 3 dB. In Abbildung 2.22c ist schließlich die gesamte Pumpleistung im  $LP_{21,p}$  Modus. Hier wird nun der  $LP_{11,s}$  im Vergleich zum  $LP_{01,s}$  Modus höher verstärkt. Bei hohen Pumpleistungen wird  $\Delta G$  kleiner, was sich dadurch erklären lässt, dass bei hohen Leistungen die gesamte Anzahl an Erbium-Ionen invertiert wird, auch im Zentrum des Kerns. Der selektive Effekt der Wahl des Pumpmodus wird in diesem Fall geringer.

Die Abhängigkeit der Höhe des Gewinns von Pumpmodus und Pumpleistung kann dazu genutzt werden, MDG durch die gezielte Verteilung der Pumpleistung auf mehrere Pumpmoden zu minimieren. Ein möglicher Aufbau für die Praxis ist dazu in Abbildung 2.23 gezeigt. Dabei wird die Pumpstrahlung mit  $\lambda_p = 980 \text{ nm}$  in mehrere Strahlen aufgeteilt. Die Polarisation wird mit Polarisationsstellern (PS) eingestellt. Die Moden höherer Ordnung werden mit Hilfe von Phasenplatten (PP) angeregt. Mit Hilfe von Strahlteilern (ST) werden die Pumpstrahlen wieder zu einem Pumpstrahl zusammengeführt. Die Signalstrahlung

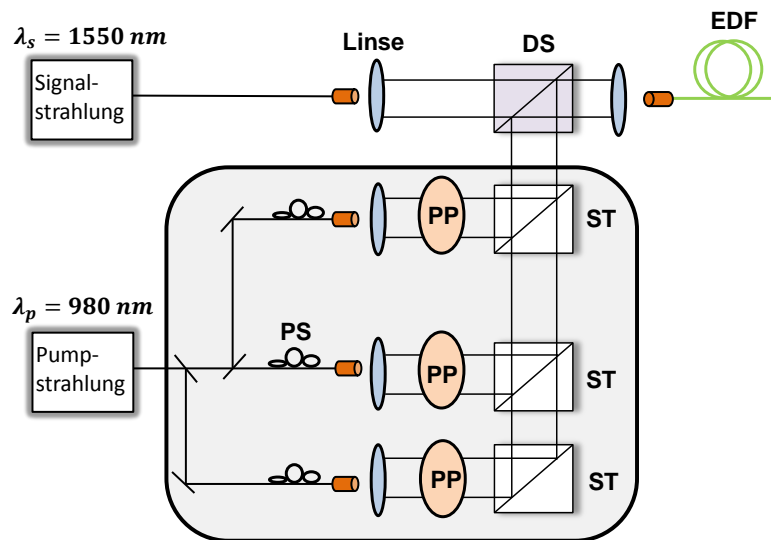


Abbildung 2.23: Kombination verschiedener Pumpmoden

mit der Wellenlänge  $\lambda_s = 1550$  nm wird mit der Pumpstrahlung durch einen dichromatischen Spiegel zusammengeführt und in die Erbium-dotierte Faser (EDF) eingekoppelt. Mit diesem Aufbau lässt sich die gesamte Pumpleistung auf verschiedene Pumpmoden aufteilen und so räumlich in der Erbium-dotierten Faser verteilen. Betrachtet man zum Beispiel die Simulationsergebnisse aus Abbildung 2.22, so lässt sich nachvollziehen, dass eine Kombination des  $LP_{21,p}$  Pumpmodus, in dem der Großteil der Pumpleistung geführt wird, mit dem  $LP_{01,p}$  Pumpmodus, in dem ein geringer Teil der Pumpleistung geführt wird, zu einer Minimierung des MDG führen kann. Der Aufbau in Abbildung 2.23 dient zur Veranschaulichung des Prinzips. Aufgrund zu hoher Einfügedämpfung ist ein solcher Aufbau für die Praxis jedoch ungeeignet, weshalb alternativ räumliche Lichtmodulatoren oder photonische Laternen (siehe Kapitel 4.1) eingesetzt werden können.

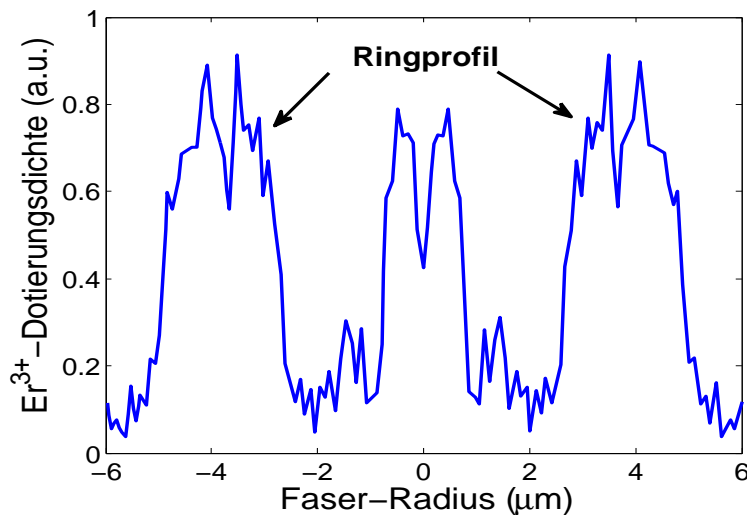
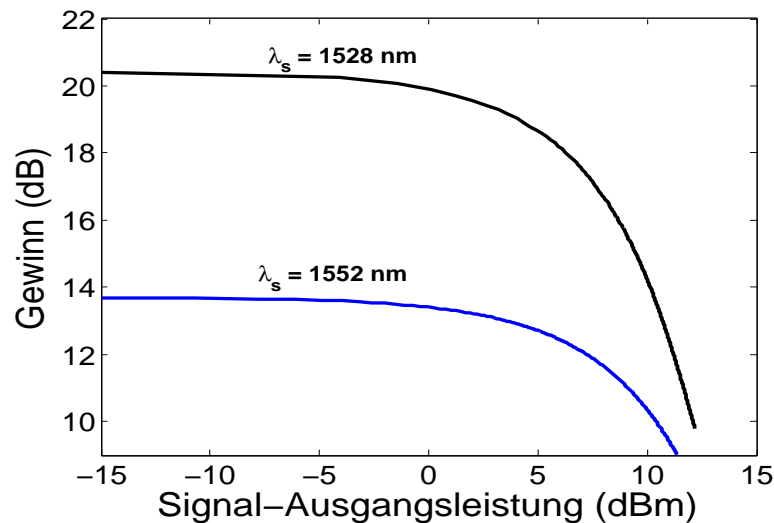


Abbildung 2.24: Ringprofil der  $Er^{3+}$ -Dotierung [90]

Neben der Kontrolle der Pumpmoden und Leistung kann auch das Profil der Dotierung dazu genutzt werden, MDG zu reduzieren [91]. In Abbildung 2.24 ist das Ring-Dotierungsprofil aus [90] gezeigt, welches dazu genutzt wird, MDG zwischen dem  $LP_{01,s}$  und  $LP_{11,s}$  Modus zu minimieren. Zu sehen ist die  $Er^{3+}$ -Dotierungsdichte über dem Faser-Radius, gemessen mit einer Elektronenstrahlmikroanalyse. Wie in [90] erläutert, kommt die Spitze in der Dotierungsdichte durch Imperfektionen im Herstellungsprozess zustande. Das Ringprofil in den äußeren Bereichen der Faser ist jedoch gut zu erkennen und dient dazu, den Leistungspegel des  $LP_{11,s}$  stärker anzuheben.

### 2.4.5 Verstärkersättigung

Bei kleinen Signaleingangsleistungen in Relation zur Pumpleistung operiert der EDFA im linearen Bereich. Dies bedeutet, dass der Gewinn unabhängig von der Eingangsleistung des Signals ist. Erhöht man die Signaleingangsleistung, so gerät der Verstärker ab einem gewissen Pegel in Sättigung und die Verstärkung ist nicht mehr linear. Wird das Signal entlang der Faser stärker, so reicht ab einem gewissen Punkt die Pumpenergie nicht mehr aus, um das Signal weiter proportional zu verstärken, sondern wird ausschließlich dazu verwendet, den Leistungspegel auf dem vorhandenen hohen Niveau zu halten. Im Unterschied zu Halbleiterverstärkern wird ein intensitätsmoduliertes Signal in einem EDFA trotz Sättigung bei der Verstärkung nicht verzerrt. Er arbeitet pseudolinear. Aufgrund der hohen Lebensdauer der Ladungsträger im oberen Laserniveau kann die Besetzungsdichte nur Leistungsänderungen bis zu einer Zeitkonstante um 10 ms folgen. Da die Änderung der Wahrscheinlichkeit für stimulierte Emission sehr schnell erfolgt, folgt das Ausgangssignal dem intensitätsmoduliertem Datensignal. Der von der Besetzungsdichte abhängende Gewinn folgt dem intensitätsmoduliertem Datensignal jedoch nicht und der Verstärker arbeitet oberhalb von Signalfrequenzen von ca. 1 MHz pseudolinear [92].



**Abbildung 2.25:** Gewinn in Abhängigkeit der Signal-Ausgangsleistung; Signal- und Pumpmodus ist der  $LP_{01}$  Grundmodus,  $L = 15$  m,  $P_p = 14,7$  dBm,  $\lambda_p = 980$  nm

In Abbildung 2.25 ist der Gewinn in Abhängigkeit von der Signal-Ausgangsleistung abgebildet und zeigt das Sättigungsverhalten des Verstärkers. Bei geringen Signal-Ausgangsleistungen arbeitet der Verstärker im linearen Bereich. Kommt die Signal-Ausgangsleistung in die

Nähe der Pumpleistung, nimmt der Gewinn ab. Dabei ist ein nützlicher Parameter die Ausgangssättigungsleistung  $P_{sat}^{out}$ , die definiert ist als die Ausgangsleistung, bei der der Verstärkergewinn um 3 dB im Vergleich zum ungesättigten Zustand gesunken ist [93]. Für die Signale in Abbildung 2.25 beträgt damit  $P_{sat}^{out} = 7$  dBm für  $\lambda_s = 1528$  nm und  $P_{sat}^{out} = 9,5$  dBm für  $\lambda_s = 1552$  nm.

#### 2.4.6 Ausbleichung der Pumpstrahlungs-Absorption

Die Charakteristik eines EDFAs bestimmt sich aus dem Gewinn, der Sättigungsleistung sowie dem Rauschverhalten. Diese drei Eigenschaften der EDFA-Charakteristik sind durch grundlegende physikalische Sachverhalte beschränkt. So gilt stets das Gesetz der Energieerhaltung. Die Ausgangsleistung des Verstärkers kann niemals die dem Verstärker zugefügte Energie übersteigen. Mit dem Photonenfluss  $\phi_p^{in} = P_p^{in}/h\nu_p$  für die Pumpstrahlung sowie dem Photonenfluss  $\phi_s^{in} = P_s^{in}/h\nu_s$  für die Signalstrahlung ergibt sich

$$\phi_s^{out} \leq \phi_p^{in} + \phi_s^{in}. \quad (2.72)$$

Bei einer vollständigen Konversion der Pumpphotonen in Signalphotonen gilt in Gleichung 2.72  $\phi_s^{out} = \phi_p^{in} + \phi_s^{in}$ , was in der Praxis nicht möglich ist. Durch spontane Emission oder Pumpphotonen, die mit keinem  $Er^{3+}$ -Ion in Wechselwirkung treten, entstehen Verluste. Im Falle eines ungepumpten Verstärkers mit  $\phi_p^{in} = 0$  wird die Signalstrahlung gedämpft (siehe auch das Absorptionsspektrum in Abbildung 2.17). Für einen realen EDFA ist also davon auszugehen, dass  $\phi_s^{out} < \phi_p^{in} + \phi_s^{in}$  gültig ist.

Mit dem Verhältnis der Pump- und Signalwellenlängen zueinander lässt sich die Aussage

$$P_s^{out} \leq P_s^{in} + \frac{\lambda_p}{\lambda_s} P_p^{in} \quad (2.73)$$

für die Signal-Ausgangsleistung treffen. Für das Verhältnis der Wellenlängen gilt stets  $\lambda_p/\lambda_s < 1$ , sowohl für das Pumpen in das Energieniveau  ${}^4I_{13/2}$  mit  $\lambda_p = 1480$  nm als auch für das Pumpen in das Energieniveau  ${}^4I_{11/2}$  mit  $\lambda_p = 980$  nm. Da üblicherweise im Verstärkerbetrieb  $P_s^{in}/P_p^{out} \ll 1$  gilt, gilt für den Wirkungsgrad  $P_s^{out}/P_p^{in} < 1$ . Gleichung 2.73 zeigt außerdem, dass der Wirkungsgrad für verschiedene Pumpwellenlängen unterschiedliche Werte annimmt. Pumpen mit  $\lambda_p = 1480$  nm nahe der Signalwellenlänge ist also potentiell energieeffizienter als Pumpen mit  $\lambda_p = 980$  nm. Gleichung 2.73 lässt sich für den Gewinn

$G = P_s^{out}/P_s^{in}$  umschreiben in

$$G \leq 1 + \frac{\lambda_p P_p^{in}}{\lambda_s P_s^{in}} = 1 + \frac{\phi_p^{in}}{\phi_s^{in}}. \quad (2.74)$$

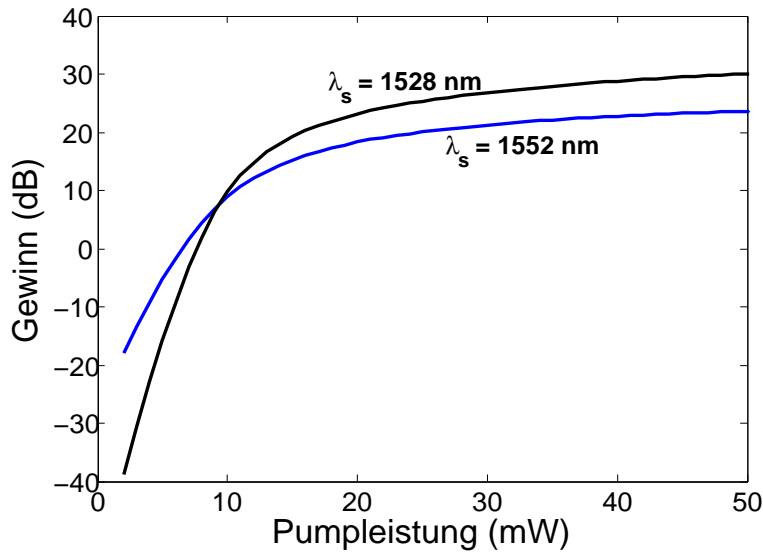
Der Gewinn in Gleichung 2.74 nimmt also seinen maximalen Wert an, wenn jedes Pumpphoton in ein Signalphoton umgewandelt wird. Außerdem darf der Photonenfluss des Signals in Relation zum Photonenfluss der Pumpstrahlung nicht zu hoch sein, sprich nach Umstellung der Gleichung 2.74 ergibt sich  $\phi_s^{in} \leq \phi_p^{in}/G-1$ .

Damit die Pumpstrahlung vollständig umgewandelt werden kann, ist es nötig, dass alle Pumpphotonen von  $Er^{3+}$ -Ionen absorbiert werden. In EDFAs ist die Absorption von Pumpphotonen jedoch durch die finite Anzahl von  $Er^{3+}$ -Ionen begrenzt. Eine vollständige Inversion des Grundniveaus durch Pumpstrahlung resultiert in Transparenz der aktiven Faser für die Inversion nicht benötigten, d.h. nicht absorbierten Pumpphotonen bei der Pump-Wellenlänge, was auch als Ausbleichung der Absorption bezeichnet wird. Bei vollständiger Inversion ( $N_1 = N_3 = 0$ ) und mit der Gesamtkonzentration von  $Er^{3+}$ -Ionen  $\rho$  gilt  $N_2 = \rho$ . Ist vollständige Inversion vorhanden, ist der Gewinn für die EDFA Länge  $L$  dann gegeben mit

$$G = \frac{P_s^{out}}{P_s^{in}} = \exp(\rho\sigma_e L). \quad (2.75)$$

Zusammenfassend lässt sich schreiben, dass der Gewinn bei konstanter Pumpleistung aufgrund der Energieerhaltung nicht durch eine Vergrößerung von  $\rho$  und  $L$  unendlich erhöht werden kann (Bedingung der vollständigen Inversion für Gleichung 2.75 wird nicht mehr erfüllt) und die Absorption der Pumpstrahlung limitiert ist durch die Anzahl an verfügbaren  $Er^{3+}$ -Ionen.

Abbildung 2.26 zeigt den Gewinn in Abhängigkeit von der Pumpleistung. Drei verschiedene Betriebszustände können in Bezug zur Pumpleistung  $P_p^{trans}$ , die nötig ist, um Transparenz ( $G = 0$  dB) für die Signalstrahlung herzustellen, benannt werden. Ist die Pumpleistung zu gering ( $P_p < P_p^{trans}$ ) verstärkt der EDFA nicht, sondern absorbiert die Signalstrahlung ( $G < 0$  dB). Verursacht der Verstärker keine Signaldämpfung ( $G \geq 0$  dB) und ist gleichzeitig nur teilweise invertiert ( $P_p \geq P_p^{trans}$ ), so steigt die Gewinnkurve bis ca. 10 mW Pumpleistung steil an. Für die Pumpleistung  $P_p \gg P_p^{trans}$  gilt nahezu vollständige Invertierung der  $Er^{3+}$ -Ionen und die Gewinnkurve flacht aufgrund der Bleichung der



**Abbildung 2.26:** Gewinn in Abhängigkeit der Pumpleistung, Signal- und Pumpmodus ist der  $LP_{01}$  Grundmodus,  $L = 25 \text{ m}$ ,  $P_s^{in} = -20 \text{ dBm}$ ,  $\lambda_p = 980 \text{ nm}$

Pumpstrahlungs-Absorption ab.

#### 2.4.7 Rauschverhalten

Neben dem Gewinn und der Sättigungsleistung bestimmt das Rauschverhalten die Gesamtcharakteristik eines EDFAs. Aufgrund der Heisenbergschen Unschärferelation [94] ist die Existenz eines rauschfreien Verstärkers nicht möglich. Die Heisenbergsche Unschärferelation besagt, dass bei der Messung von Impuls und Ort eines Teilchens stets eine gewisse Ungenauigkeit existiert. Diese Ungenauigkeit für den Impuls  $\Delta p$  und den Ort  $\Delta x$  lässt sich schreiben als [95]

$$\Delta p \Delta x \geq \frac{\hbar}{2}. \quad (2.76)$$

Die exakte Bestimmtheit des Impulses ( $\Delta p = 0$ ) hat also die vollständige Unbestimmtheit des Ortes ( $\Delta x = \infty$ ) zur Folge, und umgekehrt. Mit dem Impuls eines Photons  $p = \hbar k = \hbar \omega / c = E / c$  und der Ankunftszeit an einem Ort  $\Delta t = \Delta x / c$  lässt sich Gleichung 2.76 mit der

Photonenenergie  $E$  und der Zeit  $t$  umformen in

$$\Delta E \Delta t \geq \frac{\hbar}{2}. \quad (2.77)$$

Die Unschärfe der Energie ist interpretierbar als eine Unschärfe der Anzahl  $q$  an Photonen. Mit gegebener Frequenz lässt sich die Energie als  $\Delta E = h\nu\Delta q$  schreiben. Die Unschärfe der Phase  $\Delta\varphi$  der elektromagnetischen Welle steht mit der Zeit im Zusammenhang  $\Delta\varphi = 2\pi\nu\Delta t$ . Damit ist die Photonenzahl-Phase-Unschärfe gegeben mit

$$\Delta q \Delta\varphi \geq \frac{1}{2}. \quad (2.78)$$

Nimmt man nun - wie in [96] beschrieben - einen linearen, rauschfreien Verstärker mit dem Gewinn  $G$  und der konstanten Phasenverschiebung  $\Theta$  an, so dass

$$q_{out} = Gq_{in} \quad (2.79)$$

$$\varphi_{out} = \varphi_{in} + \Theta \quad (2.80)$$

gilt, lässt sich mit einem idealen Detektor am Ausgang des Verstärkers dann mit der minimalen Unschärfe

$$\Delta q_{out} \Delta\varphi_{out} = \frac{1}{2} \quad (2.81)$$

bestimmen. Mit der Photonenzahl und dem Gewinn lässt sich die Gleichung umschreiben zu

$$\Delta q_{in} \Delta\varphi_{in} = \frac{1}{2G}. \quad (2.82)$$

Da für den Gewinn per Definition  $G > 1$  gilt, ist Gleichung 2.82 ein Widerspruch zur Heisenbergschen Unschärferelation in Gleichung 2.78. Ein rauschfreier, nicht-phasensensitiver Verstärker wie ein EDFA, kann also nicht existieren [96]. Es muss Rauschen im Verstärker hinzukommen, dessen Ursache im EDFA die spontane Emission ist, um die geforderte



Unschärfe zu erhalten.

Für den Fall der vollständigen Inversion gilt  $N_1 = 0$ , also  $n_{sp} = 1$ . Für diesen Fall erhalten wir mit der Bandbreite  $B$  die minimal mögliche Rauschleistung für einen nicht-phasensensitiven Verstärker[96]

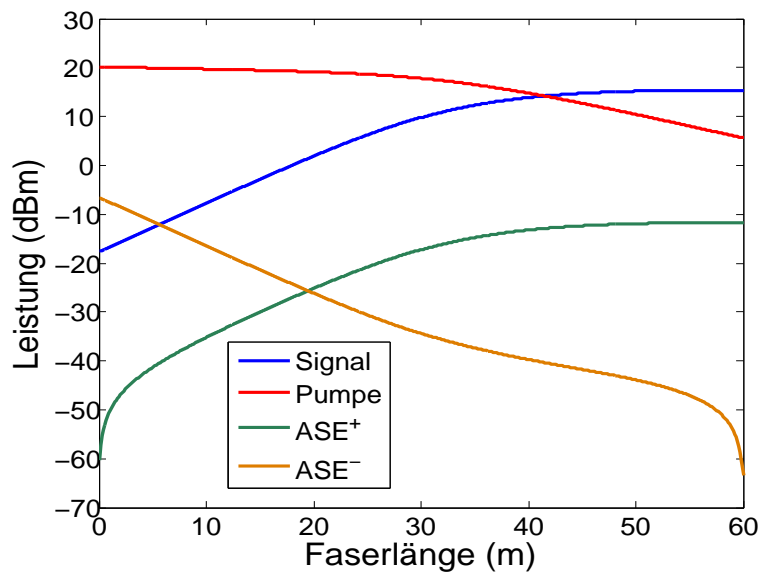
$$P_{N,min} = h\nu B(G - 1). \quad (2.83)$$

Mit dem Faktor  $\eta = \sigma_e/\sigma_a$  lässt sich der spontane Emissions-Faktor [95]

$$n_{sp} = \frac{\eta N_2}{\eta N_2 - N_1} \quad (2.84)$$

bestimmen. Damit ergibt sich die Rauschleistung am Ausgang des Verstärkers mit

$$P_N = n_{sp} h\nu B(G - 1). \quad (2.85)$$



**Abbildung 2.27:** Leistungsverläufe von Signal, Pumpe sowie vorwärts und rückwärts propagierende ASE

Abbildung 2.27 bildet die Leistungsverläufe des Signals, des Pumpsignals sowie des

Rauschens entlang der Faser ab. Am Fasereingang liegt sowohl die Signal- als auch die Pumpstrahlung an, die beide entlang der Faser in die Signalrichtung propagieren. Außerdem werden spontan emittierte Photonen entlang der Faser verstärkt, was als verstärkte spontane Emission oder „Amplified Spontaneous Emission“ (ASE) bezeichnet wird. Die ASE kann sowohl in die selbe ( $ASE^+$ ) als auch in entgegengesetzte Richtung ( $ASE^-$ ) des Signals propagieren.

Eine wichtige Größe zur Beschreibung der Rauscheigenschaft eines Verstärkers ist die optische Rauschzahl

$$F_o(z) = \frac{SNR_o(0)}{SNR_o(z)}. \quad (2.86)$$

Da der Verstärker immer Rauschen hinzufügt, ist der optische Signal-zu-Rausch Abstand  $SNR_o$  am Ausgang immer kleiner als am Eingang. Für die optische Rauschzahl gilt also immer  $F_o > 1$ . Der spontane-Emissions-Faktor  $n_{sp}$  lässt sich, unter Annahme konstanter Besetzungsdichten entlang der Faser, auch über die Leistung der ASE für den Fasermodus  $i$  bestimmen (siehe in [93] Gleichung 5.31):

$$n_{sp,i}(\lambda) = \frac{1}{G(\lambda) - 1} \frac{P_{ASE,i}^+(\lambda, L)}{2h\nu\Delta\nu} \quad (2.87)$$

Die optische Rauschzahl für den entsprechenden Modus berechnet sich dann mit der Gleichung

$$F_{o,i}(\lambda) = \frac{1 + 2n_{sp,i}(\lambda)[G_i(\lambda) - 1]}{G_i(\lambda)}, \quad (2.88)$$

wobei auch hier konstante Besetzungsdichten entlang der Faser angenommen werden. Für große Gewinne  $G \gg 1$  ergibt sich die Rauschzahl mit

$$F_{o,i}(\lambda, G \gg 1) = 2n_{sp,i}(\lambda). \quad (2.89)$$

Da der spontane Emissions-Faktor einen minimalen Wert von 1 annehmen kann, gilt

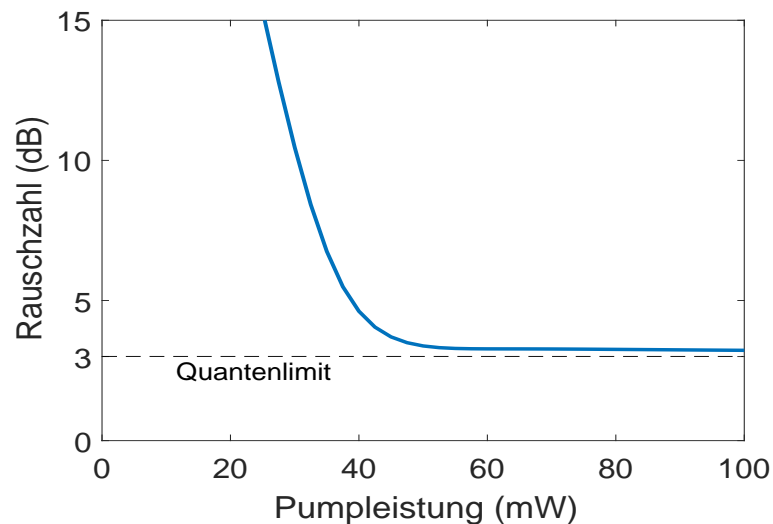
bei großen Gewinnen für die optische Rauschzahl von nicht-phasensensitiven Verstärkern

$$F_{o,i}(z, G_i \gg 1) \geq 2 \equiv 3 \text{ dB}. \quad (2.90)$$

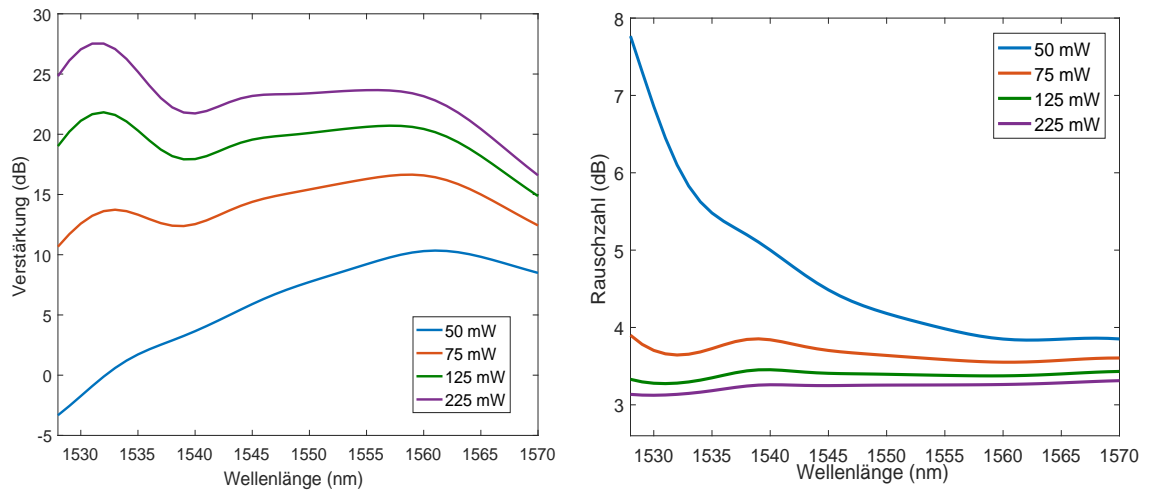
Diese Grenze wird oft auch als Quantenlimit bezeichnet. Für phasensensitive Verstärker lassen sich auch Rauschzahlen niedriger als 3 dB erreichen, bieten jedoch eine geringere Energieeffizienz als EDFAs. Da phasensensitive Verstärker im Rahmen dieser Arbeit nicht behandelt werden, sei an dieser Stelle auf entsprechende Literatur verwiesen [97–99].

Abbildung 2.28 zeigt den Verlauf der Rauschzahl bei steigender Pumpleistung. Da bei hoher Pumpleistung die Inversion der Ladungsträger steigt, nähert sich der Wert des spontanen Emissions-Faktor 1, d.h. die Rauschzahl nähert sich immer mehr dem Quantenlimit an. Experimentelle Messungen in [100] bestätigen den Verlauf der Kurve.

Abbildung 2.29 zeigt die Gewinn- und Rauschzahlspektren eines EDFAs bei steigender Pumpleistung. Die Eingangsleistung pro Kanal beträgt dabei  $P_s^{in} = -20$  dBm bei einer Faserlänge von  $L = 25$  m. Bemerkenswert ist, dass bei hohen Gewinnen ( $G > 10$  dB) die Rauschzahl einen nahezu konstanten Wert über die gesamte Bandbreite besitzt. Ebenfalls zu erkennen ist die Verkippung des Gewinnspektrums. Je geringer die Pumpleistung, desto



**Abbildung 2.28:** Beispielhafter Verlauf der Rauschzahl eines EDFA gepumpt bei  $\lambda_p = 980$  nm,  $L = 25$  m, Signaleingangsleistung  $P_s^{in} = -15$  dBm bei einer Signalwellenlänge  $\lambda_s = 1550$  nm,  $NA = 0,2$ ,  $V = 3,65$  bei  $\lambda_s = 1550$  nm, homogene Erbiumdotierung des Faserkerns mit  $\rho = 3,5 \cdot 10^{24} \text{ m}^{-3}$ , Signal- und Pumpmodus ist der  $LP_{01}$  Modus



(a) Gewinne bei unterschiedlichen Pumpleistungen

(b) Rauschzahlen bei unterschiedlichen Pumpleistungen

**Abbildung 2.29:** Gewinne und zugehörige Rauschzahlen eines EDFAs bei verschiedenen Pumpleistungen  $P_p = \{50 \text{ mW}, 75 \text{ mW}, 125 \text{ mW}, 225 \text{ mW}\}$ ,  $\lambda_p = 980 \text{ nm}$ , Signaleingangsleistung pro Kanal  $P_s = -20 \text{ dBm}$ , ein Kanal pro nm von  $\lambda_s = 1528 \text{ nm}$  bis  $\lambda_s = 1570 \text{ nm}$ ,  $NA = 0,2$ ,  $V = 3,65$  bei  $\lambda_s = 1550 \text{ nm}$ , homogene Erbiumdotierung des Faserkerns mit  $\rho = 3,5 \cdot 10^{24} \text{ m}^{-3}$ , Signal- und Pumpmodus ist der  $LP_{01}$  Modus

geringer werden die Kanäle bei kürzeren Wellenlängen verstärkt und das Gewinnspektrum verformt sich.

# KAPITEL 3

---

## Simulationsergebnisse

---

### 3.1 Energieeffizienz von Erbium-dotierten Faserverstärkern für Modenmultiplexen

Beim Einsatz von räumlichem Multiplexen mit Mehrmodenfasern müssen neben der Kapazitätssteigerung auch die Kosten pro Bit gesenkt werden, um einen Umstieg von Einmodensystemen auf diese Technologie zu rechtfertigen. Der Einsatz von energieeffizienten EDFAs für räumliches Multiplexen ist für eine Senkung der Kosten pro Bit zwingend notwendig, denn ohne die Kostenreduktion ließen sich auch für Kapazitätssteigerungen neue, parallel verlaufende konventionelle Übertragungssysteme mit Einmodenfasern installieren. Wie im vorherigen Kapitel beschrieben, müssen diese neuen Verstärker hohe Gewinne bei gleichzeitig guten Rauscheigenschaften liefern. Unterschiede in den Gewinnen zwischen den eingesetzten Signalmoden sollten außerdem so gering wie möglich ausfallen.

Um die Energieeffizienz von mehrmodigen EDFAs beurteilen zu können und einen Referenzwert zu erhalten, wird zunächst ein EDFA simuliert. Als Simulationsumgebung wird dabei MATLAB [59] genutzt. Zur Simulation werden die Gleichungen aus Kapitel 2.2 zur Berechnung der Feldverteilungen und Intensitäten der Fasermode sowie die Gleichungen aus Kapitel 2.4 zur Berechnung der Besetzungsdichten und der Leistungsverläufe der Signal- und Pumpmode entlang der Faser verwendet. Simuliert wird ein EDFA, in dem nur der Grundmodus geführt wird. Die Simulationsparameter sind in Tabelle 3.1 aufgelistet. Simuliert werden 36 Kanäle verteilt über das gesamte C-Band von 1528 nm bis 1563 nm mit je 1 nm Abstand zueinander. Gepumpt wird der EDFA codirektional. Die Eingangsleistung pro Kanal liegt bei  $0,001 \text{ mW} = -30 \text{ dBm}$ .

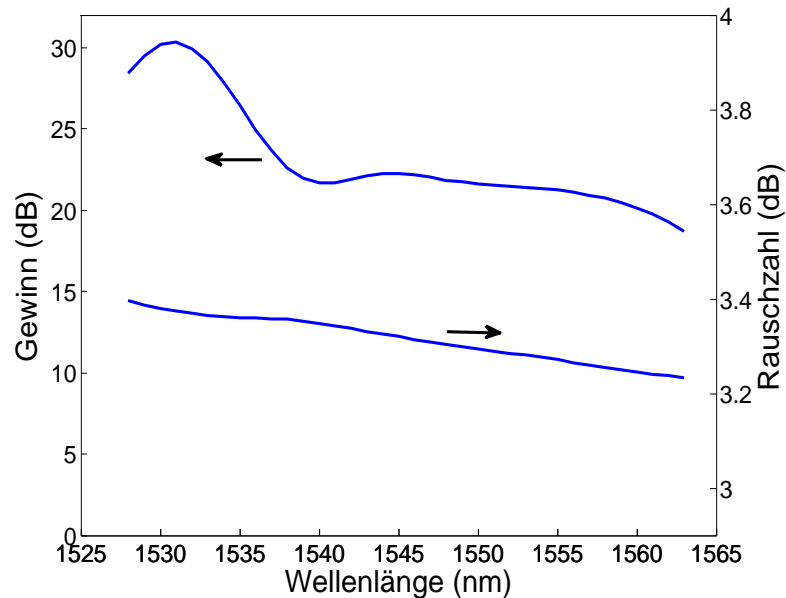
Gewinn- und Rauschzahlspektren sind in Abbildung 3.1 gezeigt. Die Parameter des

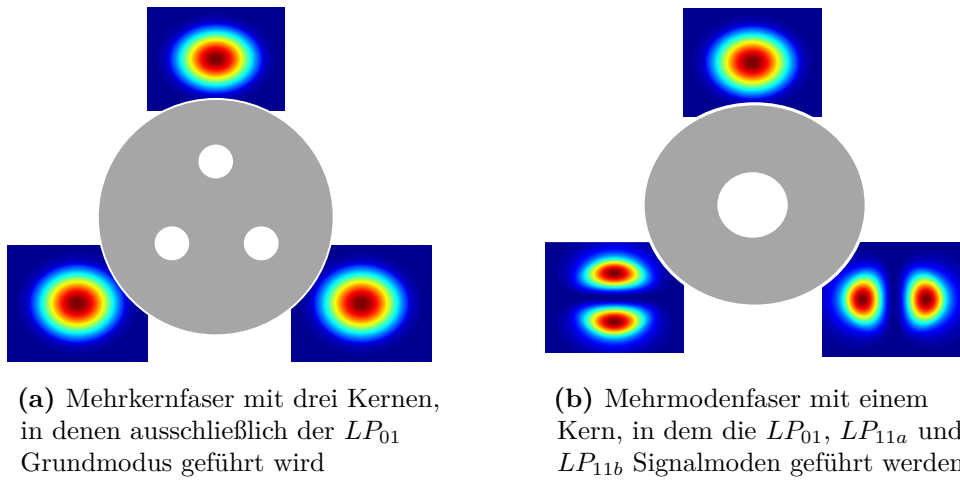
**Tabelle 3.1:** Simulationsparameter für einen einmodigen EDFA

Faserlänge	$L$	10 m
Faserkerndurchmesser	$D_k$	4,7 $\mu\text{m}$
Numerische Apertur	$NA$	0,23
Faserparameter bei 1550 nm	$V$	2,19
Dotierungsichte im Kern	$\rho$	$5,3 \times 10^{24} \text{ m}^{-3}$
Pumpwellenlänge	$\lambda_p$	980 nm
Pumpleistung $LP_{01}$	$P_p^{in}$	42 mW
Signaleingangsleistung pro Kanal $LP_{01}$	$P_s^{in}$	0,001 mW

EDFAs wurden so gewählt, dass der Gewinn  $G = 22 \text{ dB}$  bei  $\lambda_s = 1545 \text{ nm}$  beträgt [101]. Der maximale Gewinn liegt bei  $G_{max} = 30,2 \text{ dB}$  bei  $\lambda_s = 1530 \text{ nm}$ , der minimale Gewinn  $G_{min} = 18,7 \text{ dB}$  bei  $\lambda_s = 1563 \text{ nm}$  und Rauschzahlen bewegen sich in einem Bereich von 3,2 dB bis 3,4 dB.

Für räumliches Multiplexen sind Mehrkern- oder Mehrmodenfasern geeignet. Für eine Verdreifachung der Kapazität sind die möglichen Realisierungen mit solchen Fasern in Abbildung 3.2 abgebildet. Die Mehrkernfaser mit drei Kernen in Abbildung 3.2a ist in jedem Kern einmodig, d.h. es wird jeweils nur der Grundmodus geführt. Die erforderliche

**Abbildung 3.1:** Gewinn- und Rauschzahlspektren für den einmodigen EDFA



**Abbildung 3.2:** Mehrkern- und Mehrmodenfaser mit je drei geführten Moden

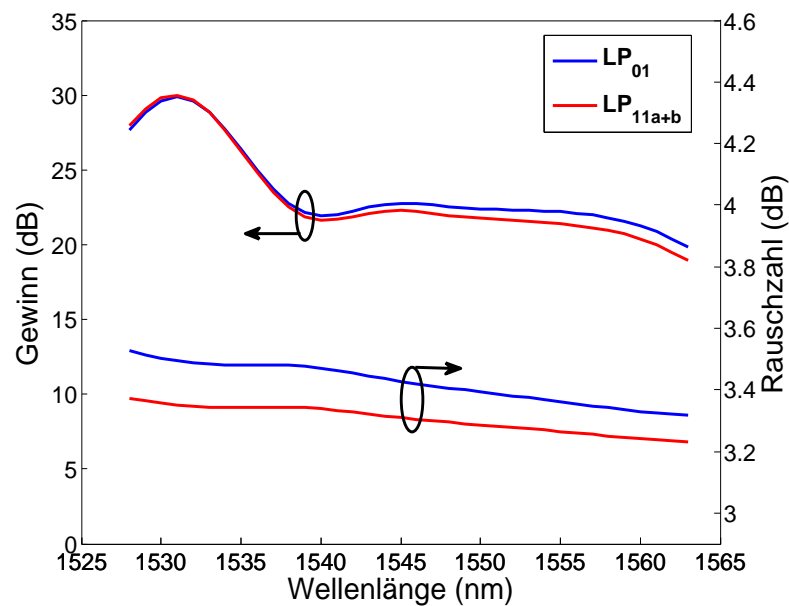
Pumpleistung für diesen Fall ist aus dem einmodigen EDFA ableitbar, indem sie mit dem Faktor drei multipliziert wird. Vergleichend dazu zeigt Abbildung 3.2b die Mehrmodenfaser mit drei geführten Signalmoden, die bei den Signalwellenlängen den  $LP_{01}$ , den  $LP_{11a}$  sowie den  $LP_{11b}$  Modus führt. Um die erforderliche Pumpleistung herauszufinden, wird der EDFA mit drei geführten Signalmoden simuliert. Die Simulationsparameter dafür sind in Tabelle 3.2 aufgelistet. Um neben dem Grundmodus eine Wellenführung der  $LP_{11a}$  und  $LP_{11b}$  Moden zu ermöglichen, ist es nötig, den Kerndurchmesser auf  $D_k = 7 \mu\text{m}$  zu vergrößern, wodurch sich auch der Faserparameter auf  $V = 3,26$  bei  $\lambda_s = 1550 \text{ nm}$  erhöht.

**Tabelle 3.2:** Simulationsparameter für einen EDFA mit drei geführten Signalmoden

Faserlänge	$L$	12 m
Faserkerndurchmesser	$D_k$	$7 \mu\text{m}$
Numerische Apertur	$NA$	0,23
Faserparameter bei 1550 nm	$V$	3,26
Dotierungsdichte im Kern	$\rho$	$5,3 \times 10^{24} \text{ m}^{-3}$
Pumpwellenlänge	$\lambda_p$	980 nm
Pumpleistung $LP_{01}$	$P_p^{in}$	10 mW
Pumpleistung $LP_{21a}$	$P_p^{in}$	47,5 mW
Pumpleistung $LP_{21b}$	$P_p^{in}$	47,5 mW
Signaleingangsleistung pro Kanal $LP_{01}$ , $LP_{11a}$ , $LP_{11b}$	$P_s^{in}$	0,001 mW

Bei  $\lambda_p = 980$  nm beträgt der Faserparameter  $V = 5,3$ , wodurch als Pumpmoden auch der  $LP_{21}$  und  $LP_{02}$  Modus geführt und genutzt werden können. Um MDG zu minimieren, wird die Erbium-dotierte Faser - wie in Kapitel 2.4.4 erklärt - mit Leistung in den  $LP_{01}$  und  $LP_{21a+b}$  Pumpmoden gepumpt.

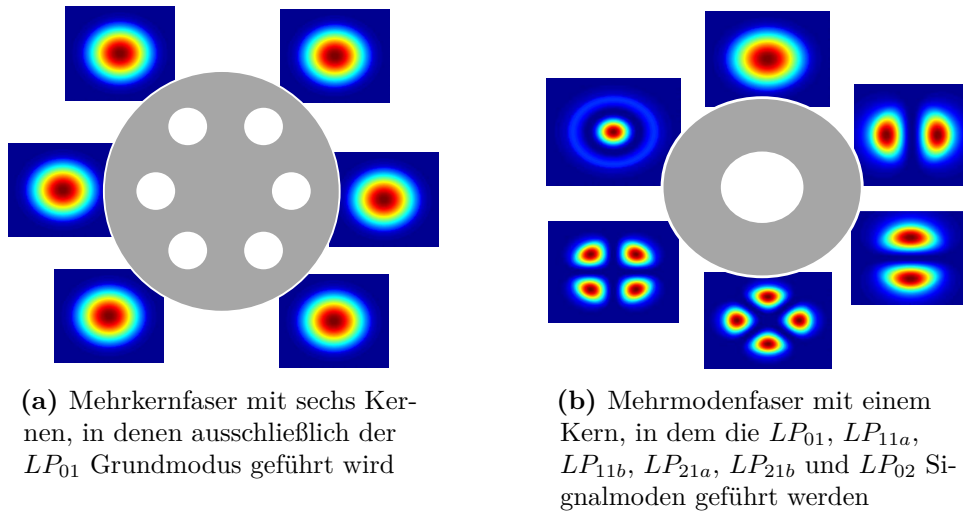
Die Gewinn- und Rauschzahlspektren für die  $LP_{01}$ ,  $LP_{11a}$  und  $LP_{11b}$  Moden sind in Abbildung 3.3 gezeigt. Da die Simulationsergebnisse für den  $LP_{11a}$  und den  $LP_{11b}$  Modus abgesehen von numerischen Abweichungen identisch ausfallen und damit die Kurven übereinander liegen, bilden die roten Kurven die Ergebnisse für beide  $LP_{11}$  Moden ab.



**Abbildung 3.3:** Gewinn- und Rauschzahlspektren für einen EDFA mit drei geführten Moden (Tabelle 3.2)

Für den EDFA mit drei geführten Moden wird demnach für eine Verstärkung auf demselben Niveau wie zuvor und bei einer Gewinndifferenz zwischen den Moden von  $\Delta G < 0.5$  dB eine gesamte Pumpleistung von 105 mW benötigt. Für den EDFA mit einer Mehrkernfaser mit drei Kernen benötigt man, ausgehend von den Ergebnissen für den einmodigen Verstärker,  $3 \times 42$  mW = 126 mW. Anders ausgedrückt benötigt man bei der Mehrkernfaser  $42$  mW/Modus, wohingegen der drei-modige EDFA  $35$  mW/Modus benötigt. Es ist zu erkennen, dass der mehrmodige EDFA mit der gleichen numerischen Apertur energieeffizienter verstärkt.





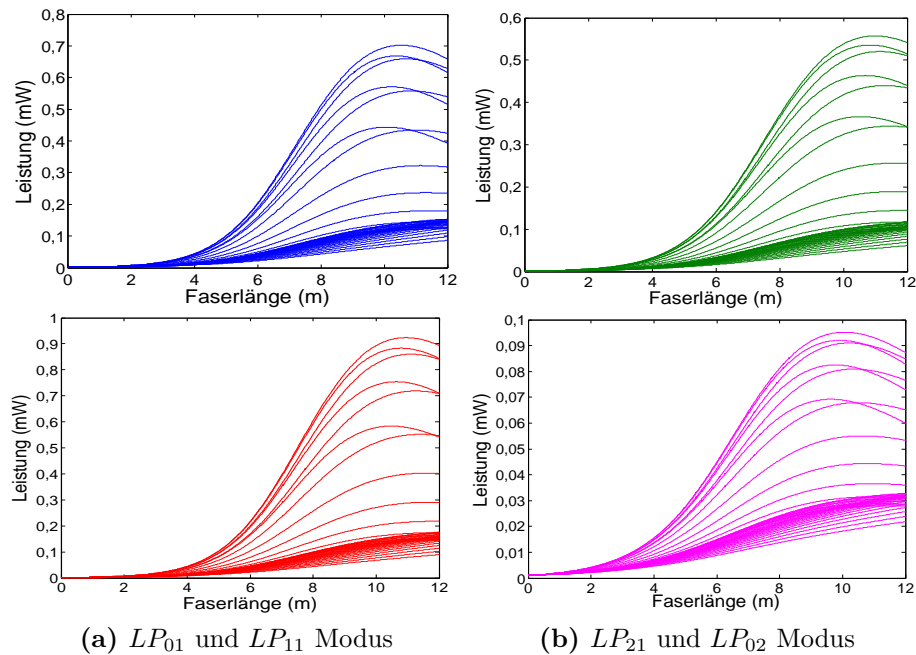
**Abbildung 3.4:** Mehrkern- und Mehrmodenfaser mit je sechs geführten Moden

Um diese Aussage weiter zu bestätigen, wird im nächsten Schritt der Kernradius erhöht, so dass insgesamt sechs Signalmoden geführt werden. Namentlich sind dies der  $LP_{01}$ , der  $LP_{11a}$  und  $LP_{11b}$ , der  $LP_{21a}$  und  $LP_{21b}$ , sowie der  $LP_{02}$  Modus. Die Simulationsparameter sind in Tabelle 3.3 aufgelistet. Die Intensitätsverteilungen der Moden sind in Abbildung 3.4 gezeigt. Dem gegenübergestellt ist in der selben Abbildung eine mögliche Anordnung der Kerne für eine 6-Kern-Faser.

Für eine optimale Auslegung des EDFAs ist es auch wichtig zu wissen, wie lang die Erbium-

**Tabelle 3.3:** Simulationsparameter für einen EDFA mit sechs geführten Signalmoden

Faserlänge	$L$	12 m
Faserkerndurchmesser	$D_k$	10,5 $\mu\text{m}$
Numerische Apertur	$NA$	0,23
Faserparameter bei 1550 nm	$V$	4,89
Dotierungsdichte im Kern	$\rho$	$5,3 \times 10^{24} \text{ m}^{-3}$
Pumpwellenlänge	$\lambda_p$	980 nm
Pumpleistung $LP_{01}$	$P_p^{in}$	20 mW
Pumpleistung $LP_{21a}$	$P_p^{in}$	70 mW
Pumpleistung $LP_{21b}$	$P_p^{in}$	70 mW
Signaleingangsleistung pro Kanal $LP_{01}$ , $LP_{11a}$ , $LP_{11b}$ $LP_{21a}$ , $LP_{21b}$ , $LP_{02}$	$P_s^{in}$	0,001 mW



**Abbildung 3.5:** Kanalleistungen der vier Signalmoden  $LP_{01}$  (blau),  $LP_{11}$  (rot),  $LP_{21}$  grün,  $LP_{02}$  (violett)

dotierte Faser idealerweise sein muss. Ist die Faser zu kurz, kann die Pumpleistung von der Faser nicht vollständig absorbiert werden. Die Signalverstärkung ist dann geringer im Vergleich zu einer ausreichend langen Faser, in der die Pumpleistung vollständig absorbiert werden kann und die nicht absorbierte Pumpleistung ist verschwendet. Ist die Faser zu lang, so wird diese in den Bereichen am Ende der Faser, in denen die Pumpleistung zu gering ist, bei der Signalwellenlänge absorbierend. Um die optimale Länge herauszufinden, werden die Leistungsverläufe der Wellenlängenkanäle in den Signalmoden entlang der Faser betrachtet. In Abbildung 3.5 sind die Leistungen der 36 übertragenen Wellenlängenkanäle des jeweiligen Signalmodus gezeigt. Da auch hier wieder die Ergebnisse für die  $LP_{11a}$  und  $LP_{11b}$ , bzw.  $LP_{21a}$  und  $LP_{21b}$  Moden identisch sind, sind die „a“ und „b“ Versionen in der Abbildung zusammengefasst. Wie zu erkennen, erreicht die Leistung in einigen Kanälen bei ca. 10 Meter Faserlänge ihr Maximum und nimmt dann aufgrund der erreichten Sättigungsleistung wieder ab. Aufgrund des Profils des Emissionsquerschnittsspektrums steigen die Leistungen von Kanälen bei größeren Wellenlängen langsamer aber weiter stetig an. Schaut man sich die Gesamtleistungen der Signalmoden in Abbildung 3.6 an, lässt sich erkennen, dass diese auch bis zu einer Länge von 12 Meter noch weiter steigen.

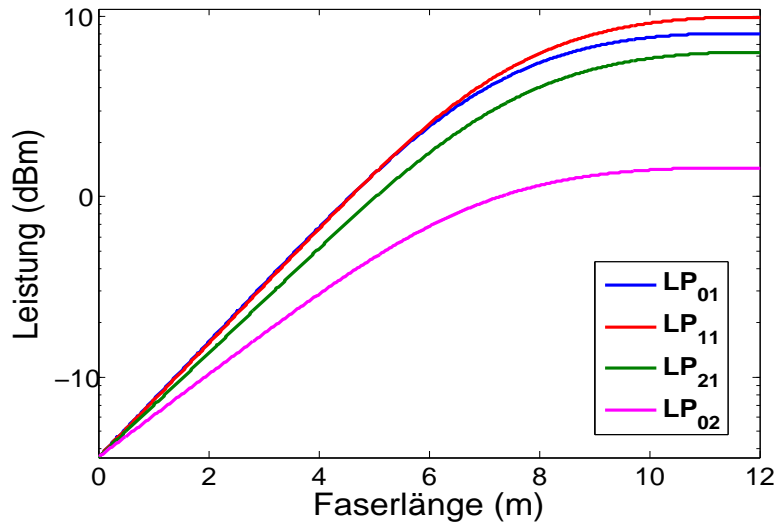
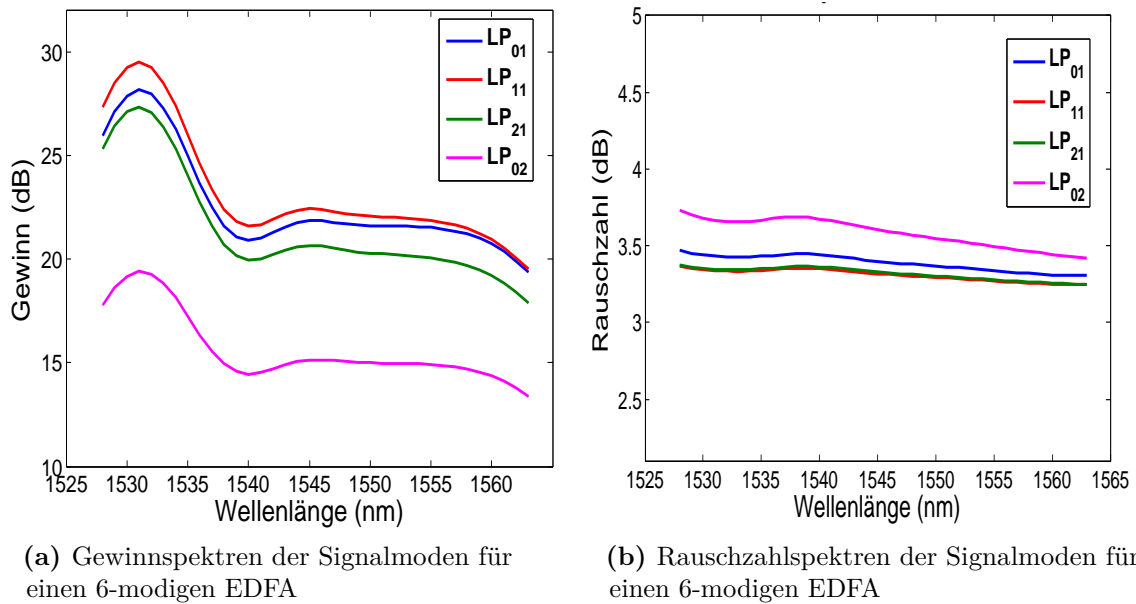


Abbildung 3.6: Gesamtleistung der Moden entlang der Erbium-dotierten Faser

Aus diesem Grund wird für die Simulation eine Faserlänge von 12 Meter gewählt. Das Gewinn- und Rauschzahlenspektrum des 6-modigen EDFAs ist in Abbildung 3.7 zu sehen. Mit der gewählten Pumpkonfiguration sind hohe Gewinne mit geringem MDG für die  $LP_{01}$ ,  $LP_{11}$  und  $LP_{21}$  Moden erreichbar. Wie aber in Abbildung 3.6 und 3.7a zu sehen, fällt der Gewinn und der Leistungspegel des  $LP_{02}$  Modus am Faserausgang deutlich geringer aus. Betrachtet man die Rauschzahlen in Abbildung 3.7b, so sind die Rauschzahlen für den  $LP_{02}$  Modus geringfügig größer als für die restlichen Signalmoden, welche optische Rauschzahlen von  $F_o(\lambda) < 3,5$  dB besitzen.

Obwohl der EDFA den  $LP_{02}$  Modus führt, kann dieser aufgrund des zu geringen Gewinns und des zu großen  $\Delta G$  im Vergleich mit den anderen Signalmoden nicht zur Signalübertragung genutzt werden. Eine solch große Gewinndifferenz in einer Verstärkerkette kann im Extremfall zu einem Verlust der Signale führen. Die restlichen fünf Signalmoden bleiben also für eine Datenübertragung übrig. Die gesamte Pumpleistung für diesen mehrmodigen EDFA beträgt 160 mW. Bei einer Mehrkernfaser mit fünf Kernen errechnet sich die gesamte benötigte Leistung mit  $5 \times 42 \text{ mW} = 210 \text{ mW}$ . Der mehrmodige EDFA ist also auch hier energieeffizienter als der entsprechende Mehrkern-EDFA. Außerdem ergibt sich beim 6-modigen EDFA mit 5 nutzbaren Signalmoden ein Leistungsverhältnis von  $32 \text{ mW}/\text{Modus}$ , was im Vergleich zum 3-modigen EDFA mit  $35 \text{ mW}/\text{Modus}$  nochmals eine Steigerung der Energieeffizienz bedeutet.

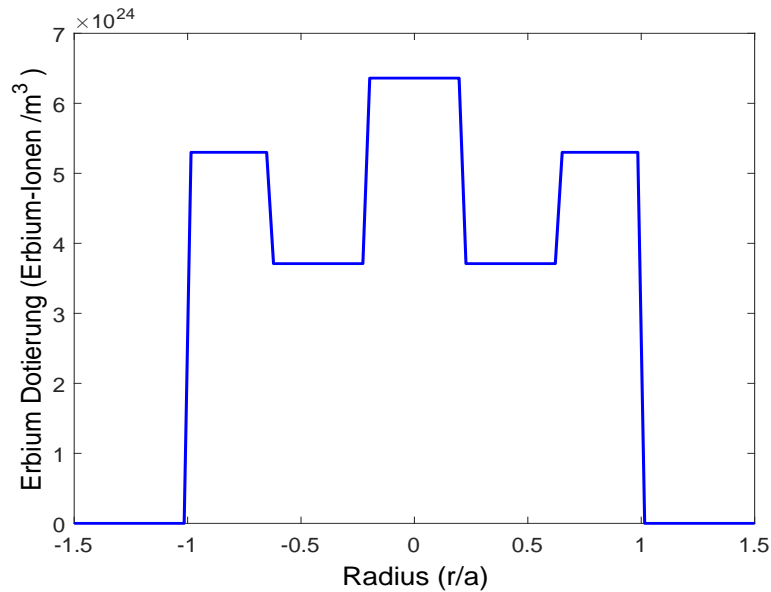
Um die volle Übertragungskapazität der Faser auszunutzen, stellt sich die Frage, wie



**Abbildung 3.7:** Gewinn- und Rauschzahlspektren für einen 6-modigen EDFA

der Gewinn des in der Faser geführten  $LP_{02}$  Modus angeglichen werden kann, um eine Signalübertragung mit diesem Modus zu ermöglichen.

Problematisch bei der Angleichung des Gewinns des  $LP_{02}$  Modus an die übrigen Signalmoden ist die Überlappung des Intensitätsmaximums mit dem des  $LP_{01}$  Modus (Abbildung 2.21). Ein stärkeres Pumpen des Zentrums des Kerns führt nicht nur zu einer Erhöhung des Gewinns für den  $LP_{02}$  Modus, sondern erhöht gleichzeitig auch den Gewinn des  $LP_{01}$  Grundmodus. Dies ist jedoch nicht erwünscht, da der Grundmodus schon eine ausreichende Verstärkung erfährt. Eine Möglichkeit den  $LP_{02}$  Modus nutzbar zu machen, ist die Veränderung des Dotierungsprofils. Bisher war die Dotierung mit Erbium-Ionen homogen über den gesamten Kern. Abbildung 3.8 zeigt das für eine Signalübertragung mit dem  $LP_{02}$  Modus veränderte Dotierungsprofil. Für eine erhöhte Verstärkung des  $LP_{02}$  Modus wird im Zentrum des Kerns die Dotierung auf  $\rho = 6,3 \times 10^{24} \text{ m}^{-3}$  angehoben. Um diese stark dotierte Kernmitte herum ist ein gering dotierter Ring zu sehen, der mit  $\rho = 4 \times 10^{24} \text{ m}^{-3}$  dotiert ist, um die vom  $LP_{01}$  Modus geführte Leistung nicht zu stark ansteigen zu lassen. In dem äußeren Bereich des Kerns befindet sich ein etwas stärker dotierter zweiter Ring mit  $\rho = 5,3 \times 10^{24} \text{ m}^{-3}$ . Dieser ist dazu gedacht, die Signalmoden, die ihre Intensitätsmaxima in diesen Bereichen haben, sprich der  $LP_{11}$  und der  $LP_{21}$  Modus, ausreichend zu verstärken. Für eine maximale Verstärkung mit dem veränderten



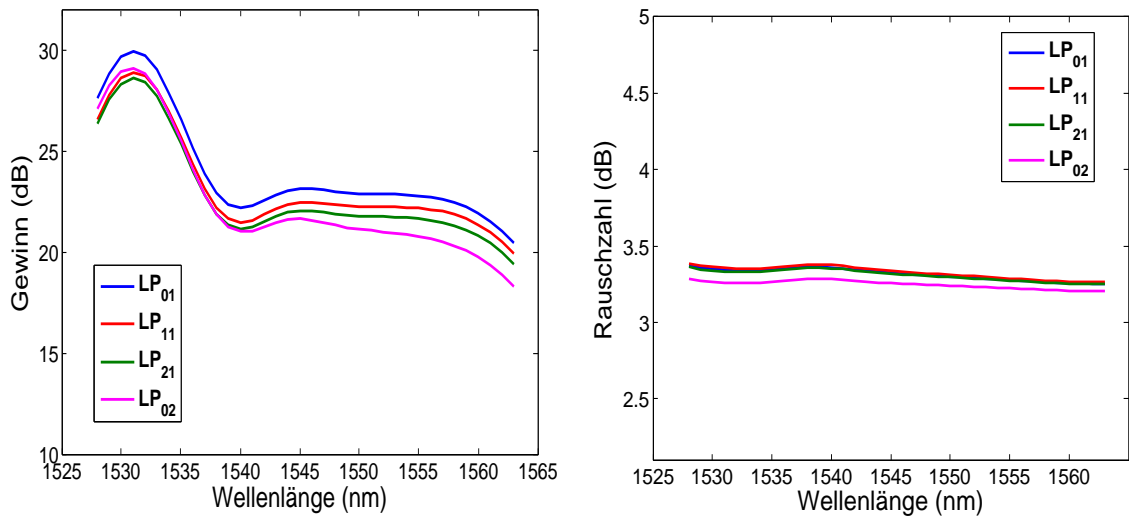
**Abbildung 3.8:** Dotierungsprofil der Erbium-dotierten Faser

Dotierungsprofil ist eine Faser von 15 Meter Länge nötig. Auch werden die verwendeten Pumpmoden sowie deren Pumpleistungen so angepasst, dass eine gleichmäßige Verstärkung der Signalmoden erreicht wird. Alle Simulationsparameter sind in Tabelle 3.4 aufgelistet.

Abbildung 3.9 zeigt die Gewinn- und Rauschzahlspektren des EDFAs mit Ringprofil-

**Tabelle 3.4:** Simulationsparameter für einen EDFA mit sechs geführten Signalmoden

Faserlänge	$L$	15 m
Faserkerndurchmesser	$D_k$	10,5 $\mu\text{m}$
Numerische Apertur	$NA$	0,23
Faserparameter bei 1550 nm	$V$	4,89
Dotierungsdichte im Kern	$\rho$	siehe Abbildung 3.8
Pumpwellenlänge	$\lambda_p$	980 nm
Pumpleistung $LP_{02}$	$P_p^{in}$	100 mW
Pumpleistung $LP_{21a}$	$P_p^{in}$	20 mW
Pumpleistung $LP_{21b}$	$P_p^{in}$	20 mW
Pumpleistung $LP_{31a}$	$P_p^{in}$	25 mW
Pumpleistung $LP_{31b}$	$P_p^{in}$	25 mW
Signaleingangsleistung pro Kanal $LP_{01}$ , $LP_{11a}$ , $LP_{11b}$ , $LP_{21a}$ , $LP_{21b}$ , $LP_{02}$	$P_s^{in}$	0,001 mW



(a) Gewinnspektren der Signalmoden für einen 6-modigen EDFA mit Ringprofil-Dotierung

(b) Rauschzahlspektren der Signalmoden für einen 6-modigen EDFA mit Ringprofil-Dotierung

**Abbildung 3.9:** Gewinn- und Rauschzahlspektren für einen 6-modigen EDFA mit einer Ringprofil-Dotierung

dotierung. Wie an den Gewinnen zu erkennen ist, ist der Gewinn des  $LP_{02}$  Modus auf dem selben Niveau wie die Gewinne der übrigen Signalmoden. Auch die Unterschiede der Rauschzahlen für alle Moden sind geringer im Vergleich zum EDFA ohne Ringprofil-Dotierung und liegen bei  $\Delta F_o < 0,1$  dB. Bei diesem EDFA kann also auch der  $LP_{02}$  als Signalmodus genutzt werden. Mit einem Leistungsverhältnis von  $31,7 \text{ mW}/\text{Modus}$  ist dieser EDFA im Vergleich genauso energieeffizient wie der ohne Ringprofil-Dotierung mit nur 5 Signalmoden. Da jedoch für die MIMO-Signalprozessierung jeder Modus detektiert werden muss, ist es sinnvoll, jeden geführten Modus als Signalmodus nutzen zu können. Durch die erzielte Gewinnangleichung mit Hilfe des angepassten Dotierungsprofils sowie durch angepasste Pumpleistungen und Pumpmoden ist dies bei gleichzeitig hoher Energieeffizienz möglich.

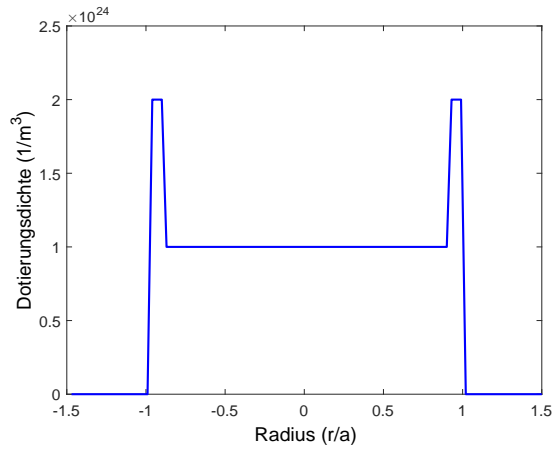
### 3.2 Einebnung des Gewinnspektrums bei variabler Anzahl von Signalmoden

Die Anzahl der genutzten Kanäle kann in WDM-Systemen der erforderlichen Kapazität angepasst werden. Beispielsweise werden bei der Erstinstallation von WDM-Systemen anfänglich nur wenige Wellenlängen zur Signalübertragung genutzt. Wird eine größere Übertragungskapazität nötig, werden mehr Kanäle bei unterschiedlichen Wellenlängen hinzu geschaltet. Die EDFAs in der Übertragungsstrecke müssen sich diesen unterschiedlichen Betriebszuständen anpassen können. Für Übertragungssysteme mit mehreren Fasermode ist es wünschenswert, analog zur Flexibilität von WDM-Systemen, auch unterschiedliche Signalmoden zur Signalübertragung hinzuzufügen oder abzuschalten. Der mehrmodige EDFA muss dann an die Betriebszustände mit unterschiedlichen Signalmoden angepasst werden. Dabei muss durch eine passende Wahl der Pumpmoden, Pumpleistungen und des Dotierungsprofils der Faser dafür gesorgt werden, dass alle Signalmoden eine Verstärkung auf demselben Niveau erfahren. Um ebene Gewinnspektren für die Signalmoden zu erhalten, werden dann Filter eingesetzt.

Wie in Kapitel 2.4.3 beschrieben, werden passive Filter zur Einebnung der Gewinnspektren eingesetzt. Dabei stellt sich die Frage ob es ausreicht, ein solches Filter für alle Signalmoden zu verwenden, oder ob jeder Modus einzeln gefiltert werden muss. Außerdem ist zu klären, ob bei einer sich verändernden Anzahl von Signalmoden die Übertragungsfunktion des Filters angepasst werden muss [102].

Um diese Fragen zu beantworten, wird ein EDFA, der 8 Moden bei der Signalwellenlänge führt, wovon 7 Moden für die Signalübertragung genutzt werden, simuliert. Mit einem Kerndurchmesser von  $D_k = 12 \mu\text{m}$  und einer numerischen Apertur von  $NA = 0,225$  ergibt sich für den EDFA ein Faserparameter von  $V = 5,5$ . Als Signalmoden werden der  $LP_{01}$ ,  $LP_{11a+b}$ ,  $LP_{21a+b}$  und  $LP_{31a+b}$  genutzt. Der  $LP_{02}$  Modus wird aufgrund der Schwierigkeiten einer ausreichenden Gewinnangleichung an die übrigen Moden zunächst nicht zur Signalübertragung genutzt, wird jedoch für die Berechnungen der Rauschleistungen berücksichtigt. Die Länge der dotierten Faser beträgt aufgrund der niedrigen Dotierungsdichte 50 Meter. Um eine ausreichende Verstärkung der  $LP_{31a}$  und  $LP_{31b}$  Moden zu gewährleisten, ist der Kern in den äußeren Bereichen höher dotiert (Abbildung 3.10).

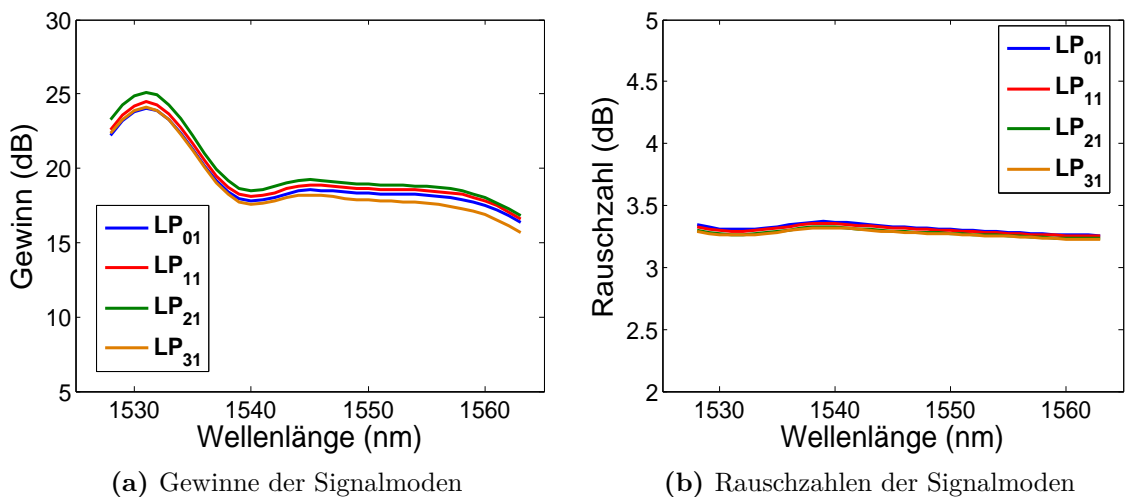
Im gesamten C-Band von 1528 nm bis 1563 nm werden Kanäle im Abstand von je 1 nm simuliert, es werden also insgesamt  $7 \times 36 = 252$  Kanäle simuliert. Die Eingangsleistung pro Kanal ist -20 dBm.



**Abbildung 3.10:** Dotierungsprofil der Erbium-dotierten Faser

Gepumpt wird der EDFA mit 170 mW im  $LP_{01}$  Modus und je 200 mW im  $LP_{61a}$  und  $LP_{61b}$  Modus. Die Auswahl der Pumpmoden, welche durch Austesten ermittelt wurde, ermöglicht eine gute Steuerung der Invertierung des Verstärkers in den inneren und äußeren Bereichen des Faserkerns. Die Gewinn- und Rauschzahlspektren für alle Signalmoden sind in Abbildung 3.11 dargestellt. Deutlich zu sehen ist die gute Gewinnangleichung aller Moden mit einer Gewinndifferenz von  $\Delta G < 1,5 \text{ dB}$ .

Die Übertragungsfunktion des passiven Filters wird nun aus dem Leistungsspektrum



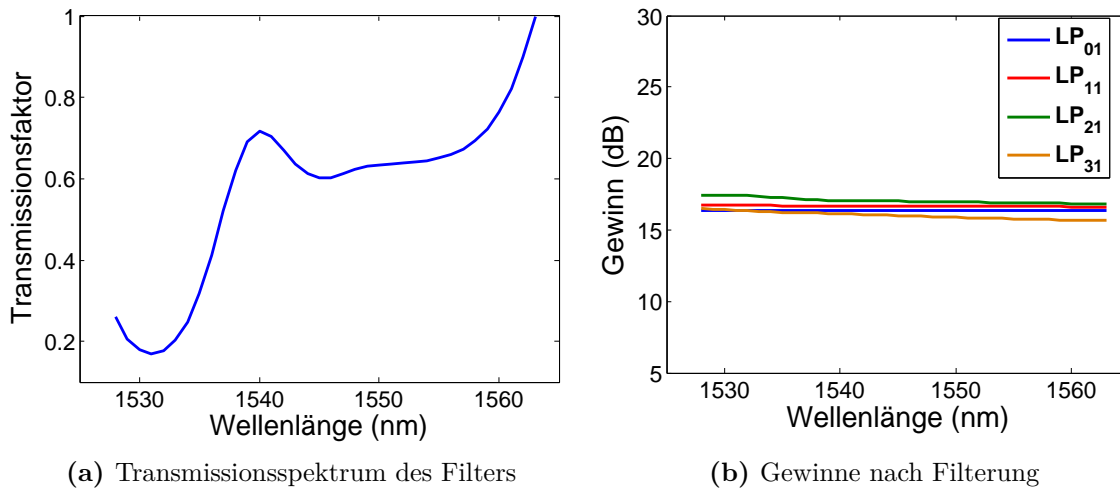
**Abbildung 3.11:** Gewinne und Rauschzahlen für die volle Kanalanzahl



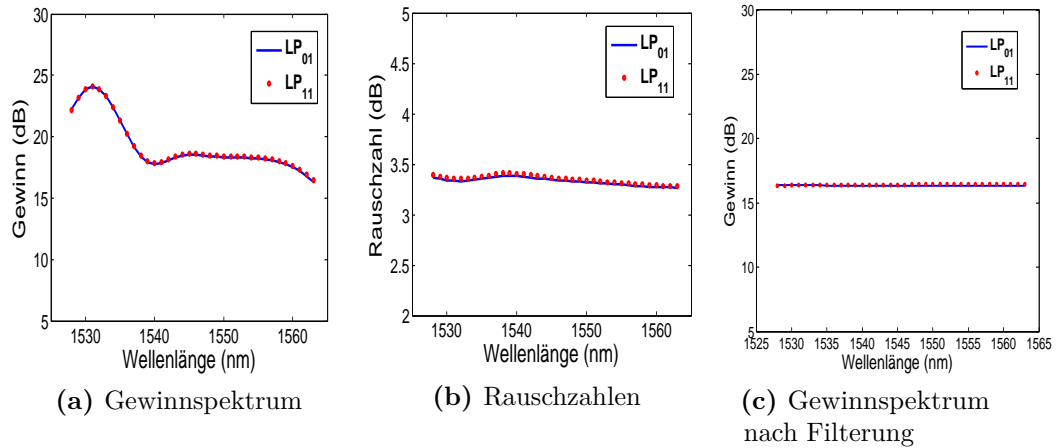
des  $LP_{01}$  Grundmodus am Ausgang der Faser berechnet. Mit diesem Filter wird das Gewinnspektrum des Grundmodus also vollständig eingeebnet. Die Übertragungsfunktion des passiven optischen Filters ist in Abbildung 3.12a gezeigt. Wendet man dieses Filter auch auf alle anderen Signalmoden an, erhält man die Gewinnspektren, welche in Abbildung 3.12b abgebildet sind. Die Form der Gewinnspektren aller Signalmoden ist eingeebnet und die Gewinndifferenz zwischen den Moden liegt bei  $\Delta G < 1 \text{ dB}$ .

Folgend wird nun angenommen, dass der  $LP_{01}$  Modus für die Signalübertragung eingesetzt wird und unterschiedliche Moden hinzugefügt werden. Das passive optische Filter wird dabei nicht verändert. Der  $LP_{61}$  Pumpmodus wird durch den  $LP_{31}$  Pumpmodus ersetzt, da die Gewinnangleichung bei zwei Moden einfacher ist als bei allen 7 Moden, und daher ein Pumpmodus geringerer Ordnung genutzt werden kann. Im ersten Fall werden ausschließlich die  $LP_{01}$  und die  $LP_{11a+b}$  Moden verstärkt, während die Pumpleistung bei 130 mW im  $LP_{01}$  und je 80 mW im  $LP_{31a+b}$  Modus liegt. Abbildung 3.13a und 3.13b zeigen die Gewinn- und Rauschzahlspektren für beide Moden. In Abbildung 3.13c ist das Gewinnspektrum zu sehen, nachdem das Signal gefiltert wurde. Dabei ist das Gewinnspektrum vollständig eingeebnet und die Gewinndifferenzen sowohl zwischen den einzelnen Moden als auch zwischen verschiedenen Wellenlängen liegen deutlich unter 0,1 dB.

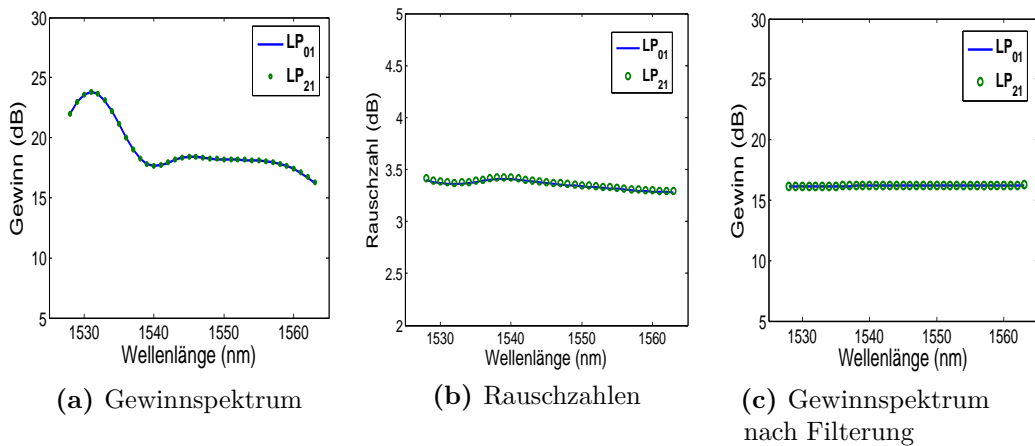
Im Fall, dass der  $LP_{21a}$  und der  $LP_{21b}$  Modus zum Grundmodus hinzugeschaltet werden, lassen sich hohe Gewinne bei gleichzeitig geringen Gewinndifferenzen mit einer Pumpleis-



**Abbildung 3.12:** Transmissionsspektrum des optisches Filters und Gewinnspektrum nach Filterung



**Abbildung 3.13:** Modenabhängiger Gewinn des  $LP_{01}$  und  $LP_{11}$  Signalmodus bei Einsatz verschiedener Pumpmoden und Pumpleistung, ( $L = 30$  m,  $\rho = 10^{24}$  m $^{-3}$ )

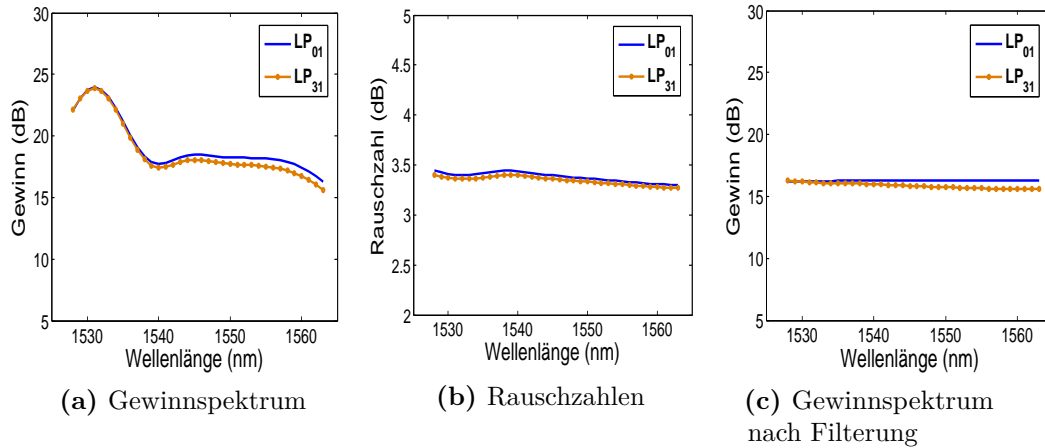


**Abbildung 3.14:** Modenabhängiger Gewinn des  $LP_{01}$  und  $LP_{21}$  Signalmodus bei Einsatz verschiedener Pumpmoden und Pumpleistung, ( $L = 30$  m,  $\rho = 10^{24}$  m $^{-3}$ )

tung von 90 mW für den  $LP_{01}$  Pumpmodus und je 95 mW für den  $LP_{31a+b}$  Pumpmodus erreichen. Die Rauschzahlen liegen bei ca. 3,4 dB. Auch hier kann dasselbe passive optische Filter dafür eingesetzt werden, ein glattes Gewinnspektrum zu erreichen (Abbildung 3.14). Gleiches gilt für den Fall, dass der  $LP_{31a}$  und der  $LP_{31b}$  Modus genutzt werden. Der EDFA wird in diesem Fall mit 57 mW im  $LP_{01}$  und je 112 mW im  $LP_{31a+b}$  Modus gepumpt. Die Simulationsergebnisse sind in Abbildung 3.15 zu sehen.

Aus den obigen Fällen lässt sich schließen, dass ein einzelnes optisches Filter für alle

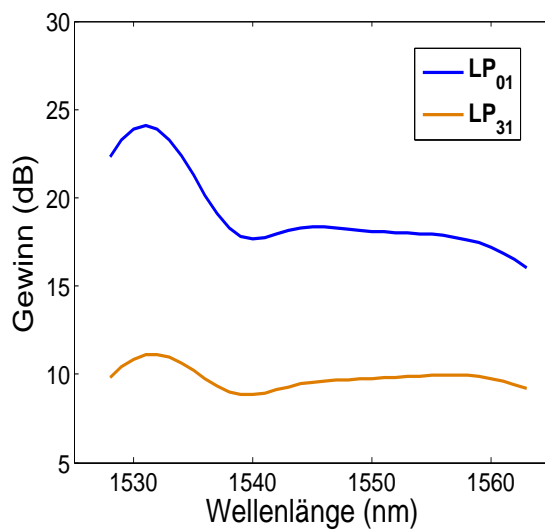
genutzten Signalmoden für die Einebnung des Gewinnspektrums genutzt werden kann. Dies ist jedoch nicht immer der Fall, wie im Folgenden gezeigt wird.



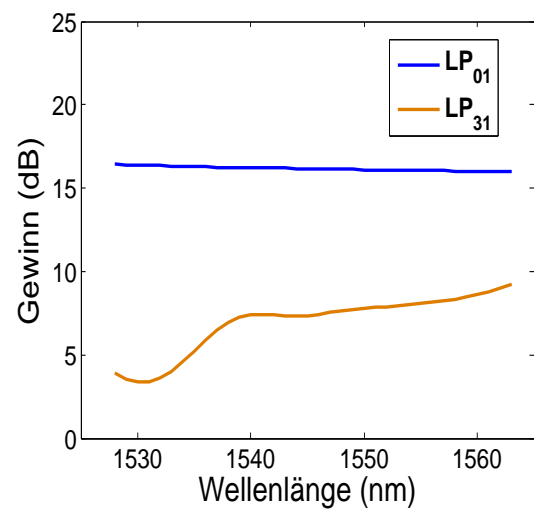
**Abbildung 3.15:** Modenabhängiger Gewinn des  $LP_{01}$  und  $LP_{31}$  Signalmodus bei Einsatz verschiedener Pumpmoden und Pumpleistung, ( $L = 30$  m,  $\rho = 10^{24}$  m $^{-3}$ )

Ein EDFA, der homogen mit  $\rho = 10^{24}$  m $^{-3}$  dotiert ist, führt als Signalmoden den  $LP_{01}$ , den  $LP_{31a}$  und den  $LP_{31b}$  Modus. Gepumpt wird ausschließlich mit 160 mW im  $LP_{01}$  Pumpmodus. Man erhält ein Gewinnspektrum wie in Abbildung 3.16a gezeigt. Aufgrund der Pumpkonfiguration und der homogenen Dotierung erhält man zwei sich stark unterscheidende Gewinnspektren. Werden diese Signale nun mit dem selben Filter gefiltert, erkennt man in Abbildung 3.16b, dass aufgrund der Verkippung des Gewinnspektrums eine ausreichende Einebnung für die  $LP_{31}$  Moden nicht mehr möglich ist.

Bevor also passiv gefiltert wird, müssen die Gewinne im EDFA durch eine entsprechende Pumpkonfiguration oder Dotierung angeglichen werden. Ist dies der Fall, lassen sich unter Verwendung eines einzelnen passiven optischen Filters zur Einebnung der Gewinnspektren auch Signalmoden zu- und abschalten, je nachdem, wie viel Kapazität für die Übertragung zur Verfügung gestellt werden muss. Durch dieses Vorgehen lässt sich der Einsatz von modenabhängigen Filtern verhindern.



(a) Gewinne des  $LP_{01}$  Modus und  $LP_{31}$  Modus ohne ausreichende Gewinnangleichung



(b) Gewinne des  $LP_{01}$  und  $LP_{31}$  Modus nach optischer Filterung

**Abbildung 3.16:** Gewinne für einen EDFA mit optischer Filterung ohne ausreichende Gewinnangleichung

### 3.3 Abhängigkeit der Verstärkung der Fasermoden vom Rotationswinkel

Linear polarisierte  $LP_{m\ell}$  Moden mit  $m > 0$  können immer in ihrer „a“ und „b“ Version durch die Faser propagieren. Zusätzlich kann sich ein Modus in der Faser jedoch auch um einen Rotationswinkel  $\theta$  gedreht in der Faser ausbreiten. In Abbildung 3.17 ist die Rotation des  $LP_{11a}$  Modus um den Winkel  $\theta$  veranschaulicht. Für die Verstärkung der unterschiedlichen Signalmoden ist eine Überlappung ihrer Intensitäten mit denen der Pumpmoden erforderlich. Durch die Rotation um den Winkel  $\theta$  eines Modus können deshalb aufgrund sich ändernder Überlappungen Winkelabhängigkeiten der Verstärkung entstehen. In Abbildung 3.18 ist der Gewinn eines EDFAs abgebildet, der ausschließlich mit 75 mW Pumpleistung im  $LP_{11a}$  Modus gepumpt, und in dem nur der  $LP_{11a}$  Signalmodus geführt wird. Dieser  $LP_{11a}$  Signalmodus wird jedoch um  $\theta_{max} = 2\pi$  gedreht. Wie zu erkennen ist, unterscheidet sich der Gewinn dabei um ca. 10 dB. Ist der  $LP_{11a}$  Modus nicht rotiert, d.h.  $\theta = 0$ , so liegt der Gewinn bei 25 dB. Ist der Winkel  $\theta = \pi/2$ , so sind es nur 5 dB Gewinn.

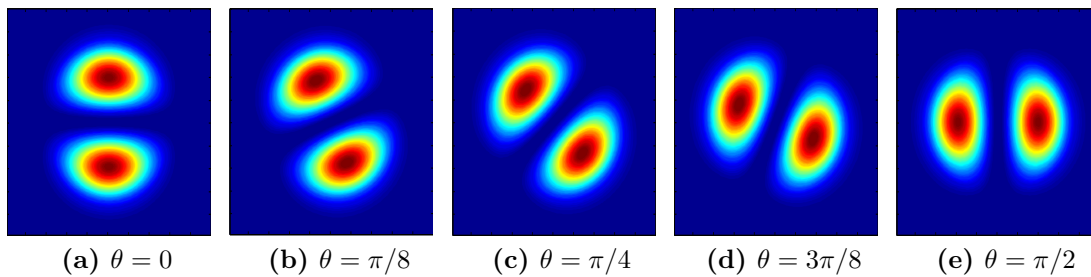
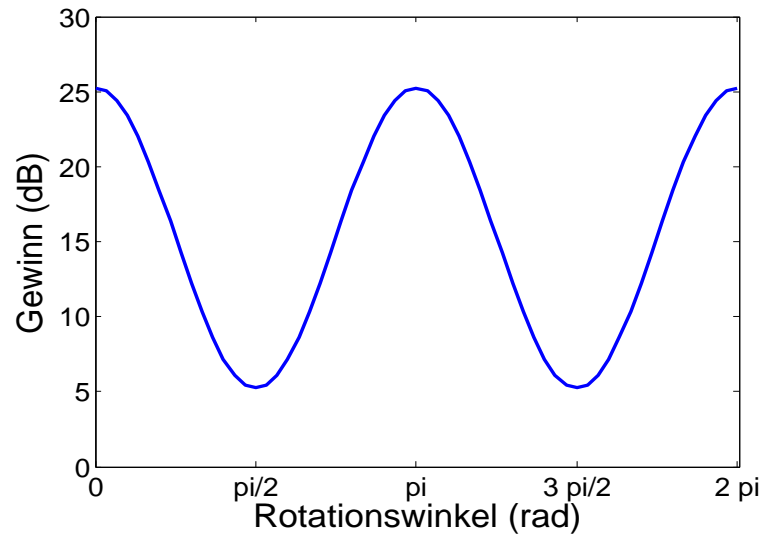
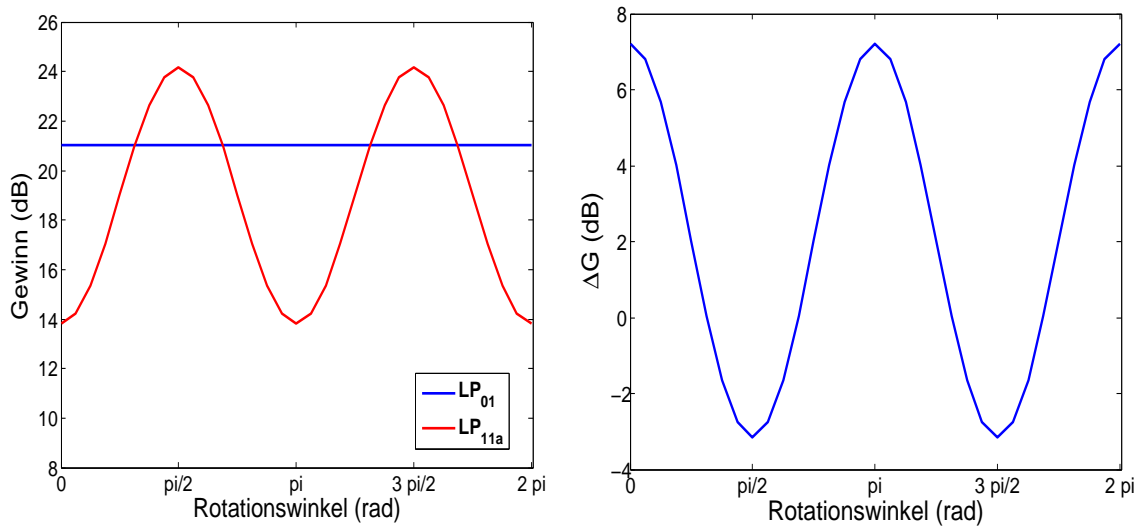


Abbildung 3.17: Rotation des  $LP_{11a}$  Modus um den Winkel  $\theta$

Diese Winkelabhängigkeit bleibt auch bestehen, wenn zusätzlich zum  $LP_{11a}$  Modus der  $LP_{01}$  Grundmodus zur Signalübertragung genutzt wird. Die Gewinne bei einem rotierenden  $LP_{11a}$  Signalmodus, einer Pumpleistung von 150 mW im  $LP_{11a}$  Pumpmodus, der nicht rotiert, und einer 50 Meter langen dotierten Faser mit  $\rho = 10^{24} \text{ m}^{-3}$  sind in Abbildung 3.19 gezeigt. Die Eingangsleistung der Signalmoden ist  $-13 \text{ dBm}$ . Während der Gewinn des  $LP_{11a}$  Signalmodus in Abhängigkeit vom Rotationswinkel  $\theta$  steht, bleibt der Gewinn des Grundmodus konstant. Dies bedeutet, dass MDG (siehe Kapitel 2.4.4) auch vom Winkel  $\theta$  abhängig ist [83]. In Abbildung 3.19b ist die Gewinndifferenz  $\Delta G = G(LP_{01}) - G(LP_{11a})$  zu sehen. Dabei wird  $\Delta G$  auch negativ, was bedeutet, dass der  $LP_{11a}$  Modus höher verstärkt wird als der Grundmodus. Da  $\Delta G$  auch den Wert Null annimmt, kann die Orientierung des Signal- und Pumpmodus theoretisch auch zur Angleichung



**Abbildung 3.18:** Gewinne für den  $LP_{11a}$  Modus, der um den Rotationswinkel  $\theta$  gedreht wird



**(a)** Gewinne des  $LP_{01}$  Modus und  $LP_{11a}$  Modus

**(b)** Gewinndifferenz zwischen dem  $LP_{01}$  Modus und dem  $LP_{11a}$  Modus

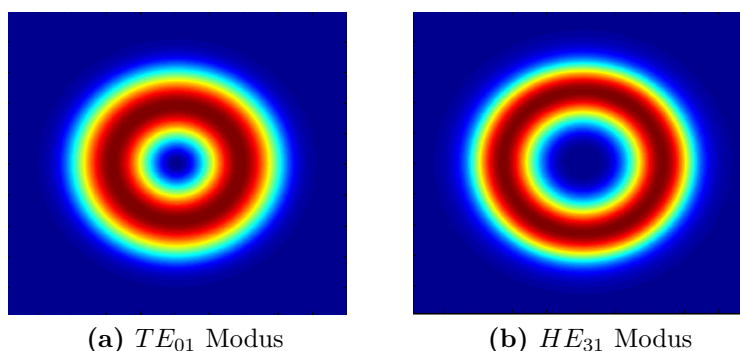
**Abbildung 3.19:** Gewinne und Gewinndifferenz für einen EDFA gepumpt mit dem  $LP_{11a}$  Modus (150 mW)

der Gewinne genutzt werden. In der Praxis ist eine Kontrolle des Drehwinkels jedoch aufgrund der fixierten optischen Bauteile und Mechaniken sehr schwierig. Außerdem ist der Drehwinkel aufgrund von Polarisationschwankungen durch Temperaturschwankungen und mechanischen Vibrationen über die Zeit potentiell instabil. Zusätzlich sind die exakten Fasermoden in einer Faser mit kreisrundem Kern nur näherungsweise entartet, d.h. der  $LP_{11}$  Modus unterliegt einer Schwebung. Aufgrund dieser Schwebung ändert sich die Drehung des Modus entlang der Faser, wodurch eine Kontrolle des Drehwinkels zusätzlich erschwert wird.

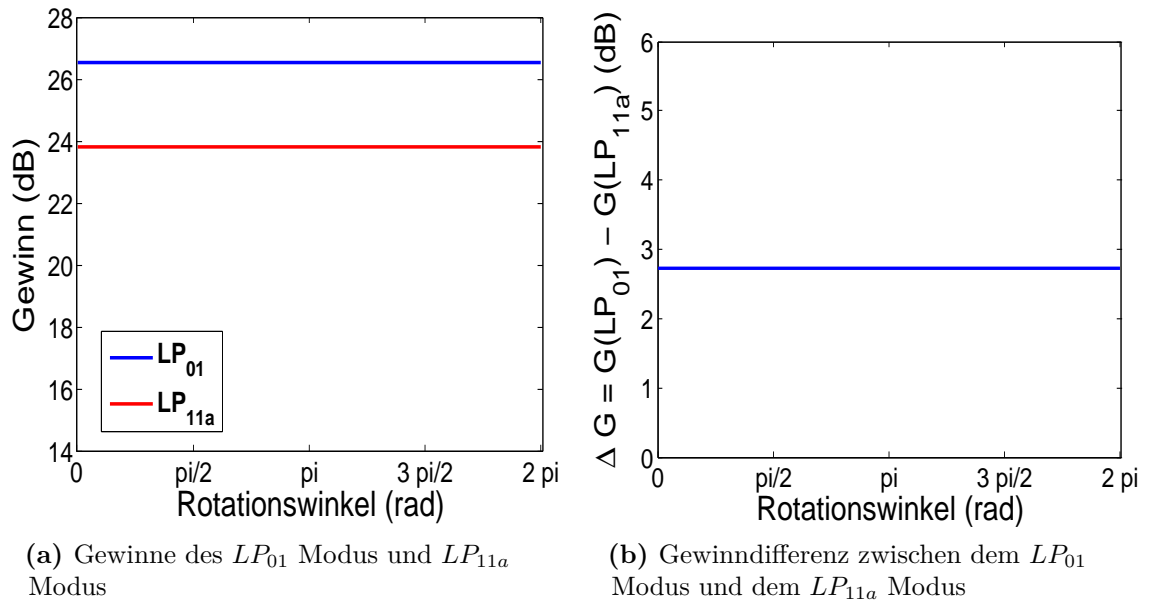
Um die Winkelabhängigkeit des Gewinns aufzuheben, bietet sich der Einsatz von Pumpmoden mit rotationssymmetrischen Intensitätsverteilungen, wie zum Beispiel dem  $TE_{01}$  Modus, an [103]. Mit Hilfe von Modenumwandlern aus photonischen Kristallfasern, in denen beispielsweise Licht vom  $LP_{01}$  in den  $TE_{01}$  Modus gekoppelt wird [104, 105], lassen sich solche Moden anregen. In Abbildung 3.20 werden die Intensitätsverteilungen des  $TE_{01}$  und  $HE_{31}$  Modus gezeigt, die beide rotationssymmetrische Intensitätsverteilungen besitzen. Außerdem lässt sich erkennen, dass die Leistung im  $TE_{01}$  Modus im Vergleich zum  $HE_{31}$  Modus mehr im Inneren des Kerns geführt wird, was sich wiederum zur Angleichung der Gewinne der Signalmoden nutzen lässt.

Abbildung 3.21a zeigt die Gewinne der Signalmoden für einen mit 130 mW gepumpten EDFA. Die gesamte Pumpleistung wird dabei im  $TE_{01}$  Modus geführt. Die Winkelabhängigkeit des Gewinns des  $LP_{11a}$  Modus ist hier vollständig aufgehoben, wodurch die Gewinndifferenz  $\Delta G$  konstant bleibt (Abbildung 3.21b).

Schließlich lassen sich die Gewinne für die unterschiedlichen Signalmoden noch angleichen. Abbildung 3.22a zeigt die Gewinne für den EDFA gepumpt mit dem  $TE_{01}$  Modus (15



**Abbildung 3.20:** Rotationssymmetrische Intensitätsprofile des  $TE_{01}$  und des  $HE_{31}$  Modus

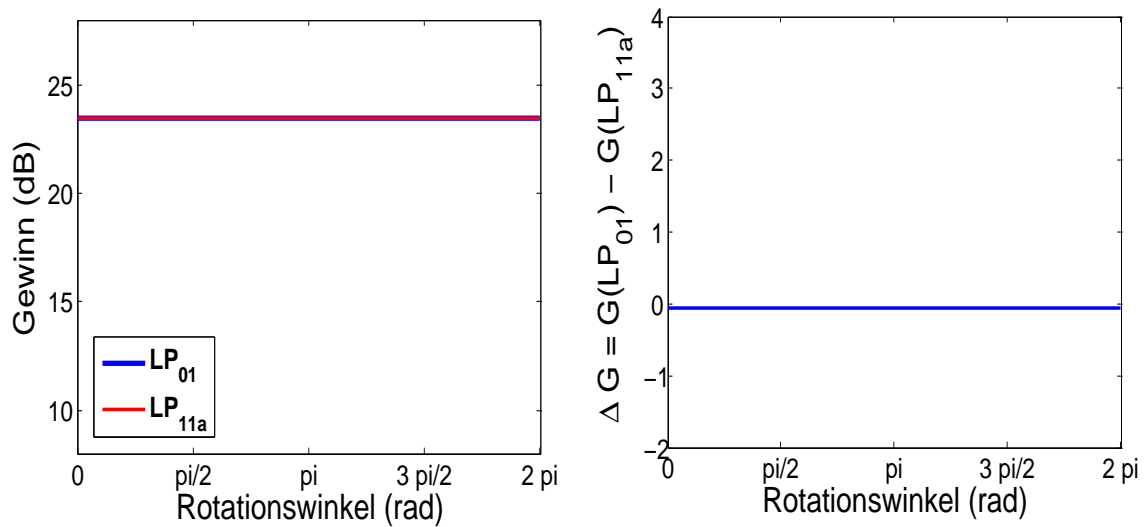


**Abbildung 3.21:** Gewinne und Gewinndifferenz für einen EDFA gepumpt mit dem  $TE_{01}$  Modus (130 mW)

mW) und dem  $HE_{31}$  Modus (110 mW). Für die  $LP_{01}$  und  $LP_{11a}$  Signalmoden beträgt der Gewinn  $G = 23,4 \text{ dB}$ , so dass eine vernachlässigbare Gewinndifferenz von  $\Delta G = 0,05 \text{ dB}$  zwischen beiden Moden existiert, wie in Abbildung 3.22b zu sehen ist.

Durch den Einsatz von Pumpmoden mit rotationssymmetrischen Intensitätsprofilen lässt sich also die Winkelabhängigkeit der Verstärkung für Signalmoden höherer Ordnung vermeiden. Mit unterschiedlichen exakten Wellenleitermoden höherer Ordnung, die alle rotationssymmetrische Intensitätsprofile besitzen, ihre Leistungen jedoch in unterschiedlichen Bereichen der Faser führen, lassen sich auch die Gewinne für verschiedene Signalmoden angleichen.





(a) Gewinne des  $LP_{01}$  Modus und  $LP_{11a}$  Modus

(b) Gewinndifferenz zwischen dem  $LP_{01}$  Modus und dem  $LP_{11a}$  Modus

**Abbildung 3.22:** Gewinne und Gewinndifferenz für einen EDFA gepumpt mit dem  $TE_{01}$  Modus (15 mW) und dem  $HE_{31}$  Modus (110 mW)

### 3.4 Einfluss von Schwebungseffekten

Bei der Berechnung der Feldverteilung der in der Faser geführten linear polarisierten Moden wird, wie in Kapitel 2.2.4 beschrieben, die Annahme getroffen, dass der Brechzahlunterschied zwischen Kern und Mantel sehr gering ist. Dadurch lässt sich die charakteristische Gleichung stark vereinfachen und die exakten Fasermode einer Modengruppe werden durch einen  $LP$  Modus mit einer charakteristischen Gleichung beschrieben. Dabei vernachlässigt man auch die Schwebung zwischen Moden innerhalb einer Modengruppe, die bei Betrachtung der exakten Wellenleitermoden zu beobachten ist.

Schwebungslängen zwischen zwei Moden mit den Ausbreitungskonstanten  $\beta_1$  und  $\beta_2$  berechnen sich mit

$$L_B = \frac{2\pi}{|\beta_1 - \beta_2|}. \quad (3.1)$$

mit

$$\Delta\beta = |\beta_1 - \beta_2|. \quad (3.2)$$

Die exakten Moden innerhalb einer Gruppe besitzen sehr ähnliche Ausbreitungskonstanten, wodurch sich sehr lange (einige Zentimeter bis Meter) Schwebungslängen ergeben. Bei den Näherungslösungen für die  $LP$  Moden gibt es nur die vollständig entarteten „a“ und „b“ Versionen des selben  $LP$  Modus. Die Schwebungslängen zwischen zwei  $LP$  Moden sind um Größenordnungen kleiner als zwischen zwei exakten Moden der selben Modengruppe: Die Größenordnung von Schwebungslängen zwischen Moden aus unterschiedlichen Modengruppen ist im Bereich von  $\mu\text{m}$ . Im Gegensatz dazu befinden sich die Schwebungslängen von Moden innerhalb einer Modengruppe in der Größenordnung von einigen cm. Im Folgenden wird ein EDFA angenommen, dessen aktive Faser als Signalmode die ersten zwei Modengruppen bei der Signalwellenlänge  $\lambda_s = 1550 \text{ nm}$  führt. Abbildung 3.23 illustriert für diesen mehrmodigen EDFA den oben beschriebenen Sachverhalt. Auf der linken Seite sind die  $LP$  Moden abgebildet. Die Pfeile beschreiben die Feldvektoren des elektrischen Feldes. Der Grundmodus  $LP_{01}$  bzw.  $HE_{11}$  ist immer ausbreitungsfähig. Als nächstes führt die Faser den  $LP_{11}$  Modus, den es in zwei Ausführungen gibt. Diese sind vollständig entartet und breiten sich mit exakt derselben Ausbreitungskonstante aus. Die

Ausbreitungskonstanten zwischen dem  $LP_{01}$  Modus und den  $LP_{11}$  Moden unterscheiden sich jedoch stark, so dass zwischen den Moden ein großes  $\Delta\beta$  existiert und dementsprechend eine kleine Schwebungslänge  $L_B$  die Folge ist. Auf der rechten Seite sind die exakten Wellenleiter Moden der ersten zwei Modengruppen dargestellt. Der Grundmodus  $HE_{11}$  hat zur nächsten Modengruppe aufgrund stark unterschiedlicher Ausbreitungskonstanten ein großes  $\Delta\beta$ . Innerhalb der nächsten höheren Modengruppe lässt sich erkennen, dass die vollständige Entartung, wie sie bei den  $LP$  Moden der Fall ist, aufgehoben wird. Zugehörig zu der Modengruppe ist der  $TM_{01}$ ,  $TE_{01}$  sowie der  $HE_{21a}$  und der  $HE_{21b}$  Modus. Beide  $HE_{21}$  Moden sind vollständig entartet. Sie besitzen die selbe Ausbreitungskonstante  $\beta$ .

Die Ausbreitungskonstanten der  $TM_{01}$ ,  $TE_{01}$  und  $HE_{21}$  Moden unterscheiden sich jedoch, wobei die Unterschiede im Vergleich zu den Differenzen zwischen zwei Modengruppen weit geringer ausfallen. Aufgrund dieser Tatsache kommt es innerhalb einer Modengruppe zu Schwebungen, die durch die  $LP$  Näherung nicht erfasst werden.

Um die Gewinne in einem EDFA, der den  $LP_{01}$  und den  $LP_{11}$  Signalmodus führt, anzu-

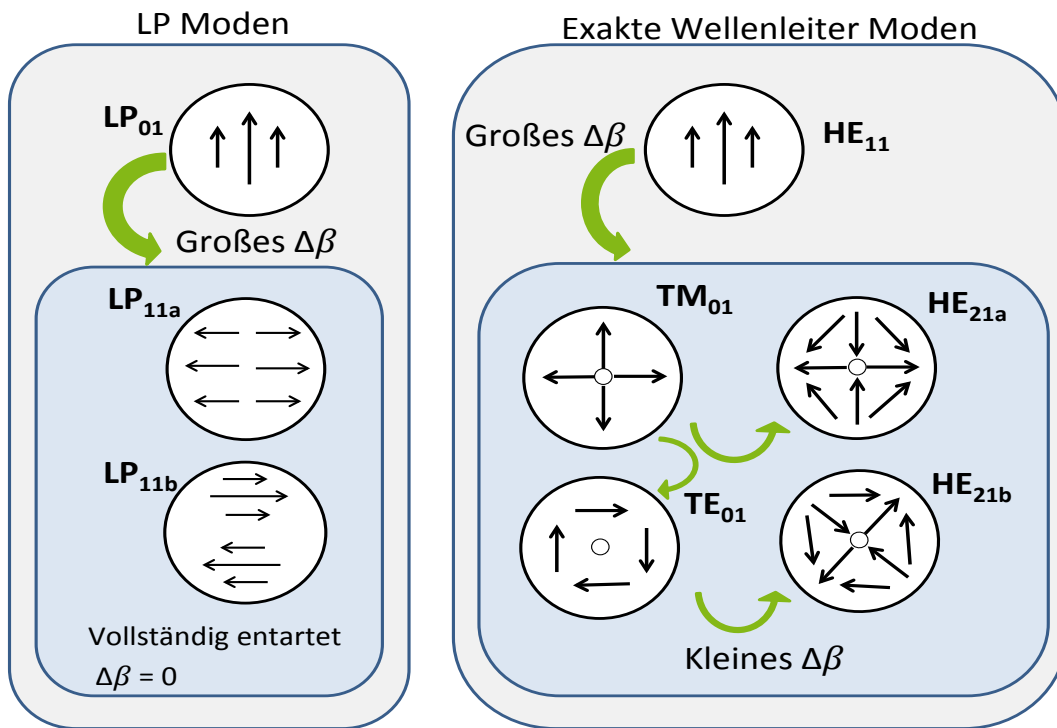
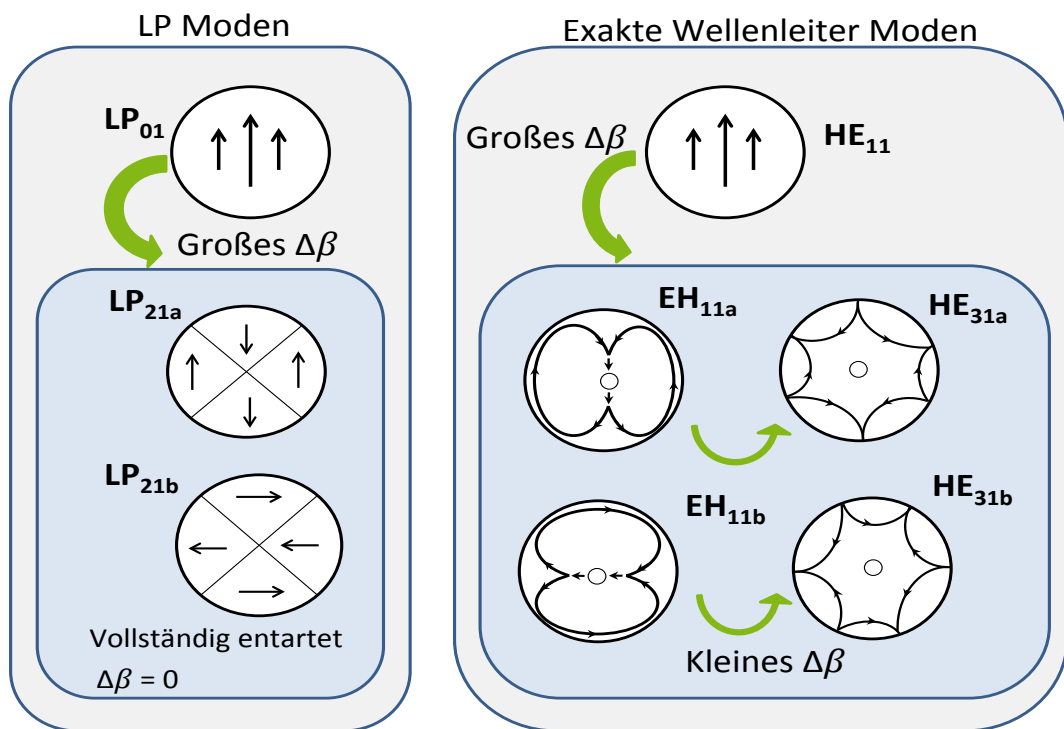


Abbildung 3.23: Vergleich zwischen  $LP$  Moden und exakten Wellenleiter Moden und deren Ausbreitungskonstanten

gleichen, ist es sinnvoll mit dem  $LP_{01}$  und dem  $LP_{21}$  Modus zu pumpen. Auch hier führt die Nutzung der  $LP$  Näherung zum Wegfall der Schwebung innerhalb einer Modengruppe.

Abbildung 3.24 zeigt für die Pumpmoden den Vergleich zwischen den  $LP$  Moden und den exakten Wellenleiter Moden. Beide Versionen des  $LP_{21}$  Modus sind vollständig entartet. Im Vergleich dazu besteht die Modengruppe bei den exakten Wellenleiter Moden aus dem  $EH_{11a}$  und  $EH_{11b}$  sowie dem  $HE_{31a}$  und  $HE_{31b}$  Modus. Beide Versionen des  $EH_{11}$  und des  $HE_{31}$  Modus sind vollständig entartet. Es gibt nur eine zusätzliche Schwebung zwischen den Moden dieser Modengruppe im Vergleich zu der ersten Modengruppe in Abbildung 3.23.

Um die Schwebung zwischen den Moden in den EDFA Simulationsmodellen zu berücksichtigen, müssen die Gleichungen aus Kapitel 2.4.1 angepasst werden. Dort sind die Emissions- und Absorptionsraten für Signal- und Pumpmoden gegeben mit



**Abbildung 3.24:** Vergleich zwischen  $LP$  Moden und exakten Wellenleiter Moden und deren Ausbreitungskonstanten

$$W_{12}(r, \varphi, z) = \sum_{i=1}^{M_s} \frac{\sigma_a(\nu_s)}{h\nu_s} P_{s,i}(z) \psi_{s,i}(r, \varphi) \quad (3.3)$$

$$W_{21}(r, \varphi, z) = \sum_{i=1}^{M_s} \frac{\sigma_e(\nu_s)}{h\nu_s} P_{s,i}(z) \psi_{s,i}(r, \varphi) \quad (3.4)$$

und

$$R_{13}(r, \varphi, z) = \sum_{k=1}^{M_p} \frac{\sigma_a(\nu_p)}{h\nu_p} P_{p,k}(z) \psi_{p,k}(r, \varphi) \quad (3.5)$$

$$R_{31}(r, \varphi, z) = \sum_{k=1}^{M_p} \frac{\sigma_e(\nu_p)}{h\nu_p} P_{p,k}(z) \psi_{p,k}(r, \varphi). \quad (3.6)$$

Will man nun die Schwebung zwischen den Moden berücksichtigen, müssen die elektromagnetischen Felder der Moden aufsummiert werden:

$$E_s(r, \varphi, z) = \sum_{i=1}^{M_s} E_i(r, \varphi) \exp(-j\beta_i z) \quad (3.7)$$

$$E_p(r, \varphi, z) = \sum_{k=1}^{M_p} E_k(r, \varphi) \exp(-j\beta_k z). \quad (3.8)$$

Damit ergibt sich das resultierende Feld an jeder Position  $z$  entlang der Faser, woraus sich die  $z$ -abhängige Leistungsdichteverteilung errechnen lässt. Damit ergeben sich dann die neuen Emissions- und Absorptionsraten mit

$$W_{12}(r, \varphi, z) = \frac{\sigma_a(\nu_s)}{h\nu_s} P_s(z) \psi_s(r, \varphi, z) \quad (3.9)$$

$$W_{21}(r, \varphi, z) = \frac{\sigma_e(\nu_s)}{h\nu_s} P_s(z) \psi_s(r, \varphi, z) \quad (3.10)$$

mit

$$\psi_s(r, \varphi, z) = \frac{|E_s(r, \varphi, z)|^2}{\iint_A |E_s(r, \varphi, z)|^2 r dr d\varphi} \quad (3.11)$$

und

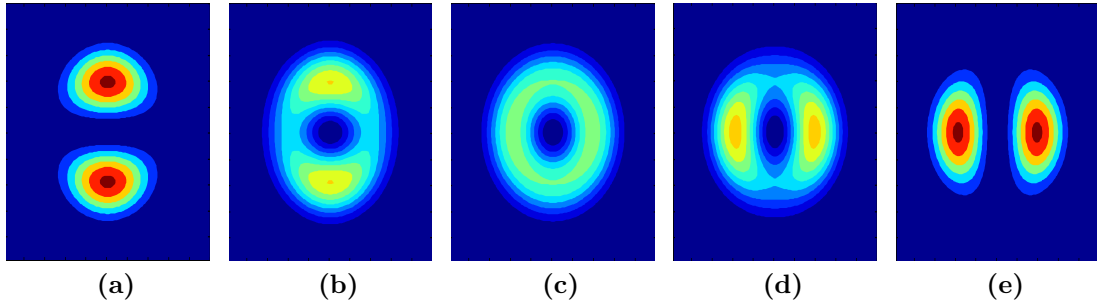
$$R_{13}(r,\varphi,z) = \frac{\sigma_a(\nu_p)}{h\nu_p} P_p(z) \psi_p(r,\varphi,z) \quad (3.12)$$

$$R_{31}(r,\varphi,z) = \frac{\sigma_e(\nu_p)}{h\nu_p} P_p(z) \psi_p(r,\varphi,z) \quad (3.13)$$

mit

$$\psi_p(r,\varphi,z) = \frac{|E_p(r,\varphi,z)|^2}{\iint_A |E_p(r,\varphi,z)|^2 r dr d\varphi}. \quad (3.14)$$

Anders als in den Gleichungen 3.3 bis 3.6 fällt die Summe über die einzelnen Moden in den Gleichungen 3.9 bis 3.13 weg, da durch die Superposition der Felder aller Signal- bzw. Pumpmoden die gesamte resultierende Leistungsdichteverteilung errechnet wird. Abbildung 3.25 zeigt die Intensitäten über eine halbe Schwebungsperiode der  $HE_{21a}$  und  $TE_{01}$  Moden.



**Abbildung 3.25:** Halbe Schwebungsperiode der  $HE_{21a}$  und  $TE_{01}$  Moden

Durch Superposition der Feldvektoren der beiden Moden steht am Anfang der Schwebungsperiode eine Intensitätsverteilung, wie man sie vom  $LP_{11a}$  Modus kennt. Beide Intensitätsmaxima sinken dann jedoch ab und es ergibt sich nach einer viertel Schwebungsperiode eine kreisrunde Intensitätsverteilung (Abbildung 3.25c). Nach einer halben Schwebungsperiode besitzt die Intensität die Form des  $LP_{11b}$  Modus (Abbildung 3.25e). In der zweiten Hälfte der Schwebungsperiode, die nicht abgebildet ist, bewegt sich die Intensitätsverteilung dann in die Ausgangsform zurück, bis sie wieder am Ausgangspunkt in Abbildung 3.25a angelangt ist.

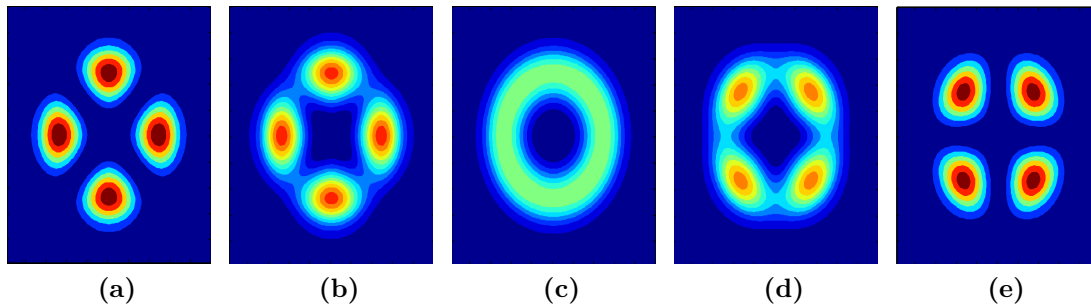
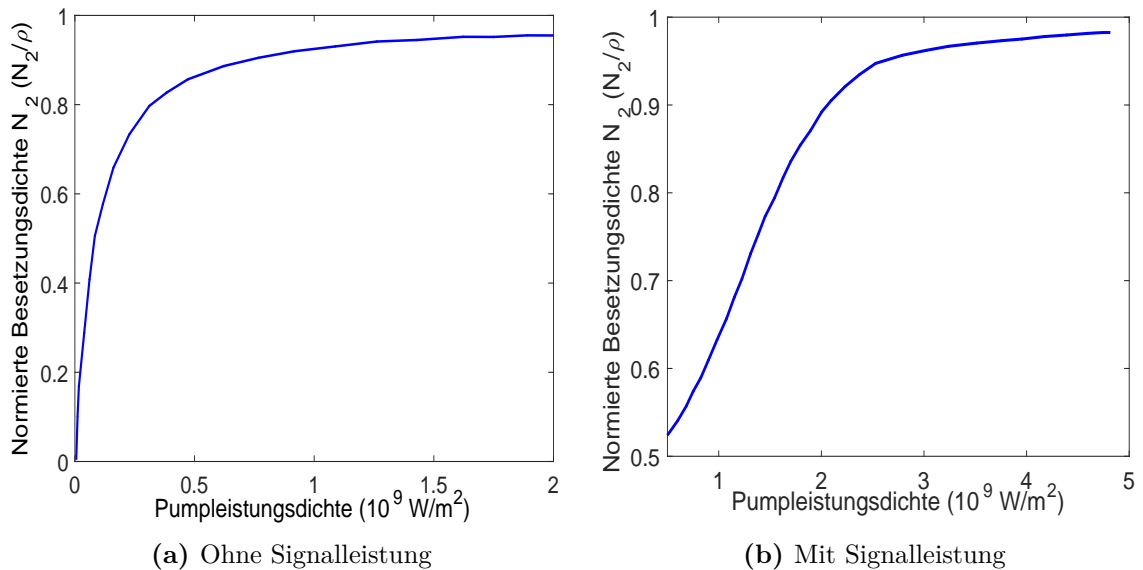


Abbildung 3.26: Halbe Schwebungsperiode der  $EH_{11a}$  und  $HE_{31}$  Moden

Für die  $EH_{11a}$  und  $HE_{31a}$  Moden ist eine halbe Schwebungsperiode in Abbildung 3.26 gezeigt. Durch Superposition der elektro-magnetischen Felder am Beginn der Schwebungsperiode ergibt sich die Intensitätsverteilung des  $LP_{21a}$  Modus. Über die Länge der halben Schwebungsperiode verändert sich die Intensitätsverteilung über ein kreisrundes Profil hin zum  $LP_{21b}$  Modus. Die zweite Hälfte der Schwebungsperiode, die nicht abgebildet ist, ist dann wieder der Weg zurück zum Profil des  $LP_{21a}$  Modus in Abbildung 3.26a.

Wird zusätzlich zum  $EH_{11a}$  und  $HE_{31a}$  Modus auch noch der  $EH_{11b}$  und  $HE_{31b}$  Modus geführt, lässt sich aufgrund der vollständigen Entartung der „a“ und „b“ Versionen ein kreisrundes Profil entlang der kompletten Schwebungslänge erkennen. Wird zusätzlich dazu beispielsweise der  $HE_{11}$  Grundmodus geführt, so ergibt sich aufgrund der Unterschiede bei den Schwebungslängen zwischen dem  $HE_{11}$  und dem  $EH_{11}$  Modus sowie zwischen dem  $HE_{11}$  und dem  $HE_{31}$  Modus eine Veränderung der transversalen Intensitätsverteilung entlang der Faser.

Um den Einfluss von Schwebungseffekten auf die Verstärkereigenschaften zu zeigen, wird ein EDFA von 5 Metern Länge simuliert. Mit einem Faserradius von  $4,75 \mu\text{m}$  und einer numerischen Apertur von  $NA = 0,2$  besitzt die dotierte Faser einen Faserparameter von  $V = 3,85$ . Die Faser ist mit einer Erbium-Ionendichte von  $\rho = 10^{25} \text{ m}^{-3}$  dotiert. Untersucht wird der Einfluss von Schwebungen zwischen den Pumpmoden, sprich dem  $HE_{11}$  (25 mW),  $EH_{11a+b}$  und  $HE_{31a+b}$  Modus (je 50 mW), und mit den  $LP_{01}$  (25 mW) und  $LP_{21a+b}$  Pumpmoden (je 100 mW) verglichen. Dabei wird jeweils nur eine Polarisation betrachtet, d.h. kein PolMUX. Die  $LP$  Moden sind linear polarisiert. Als Signalmoden werden die  $LP_{01}$  und  $LP_{11a+b}$  Moden mit  $-13 \text{ dBm}$  Eingangsleistung und einer Signalwellenlänge von  $\lambda_s = 1550 \text{ nm}$  simuliert. Zunächst werden die Besetzungsdichten im Laserniveau  $N_2$  in Abhängigkeit der Pumpleistungsdichte betrachtet.



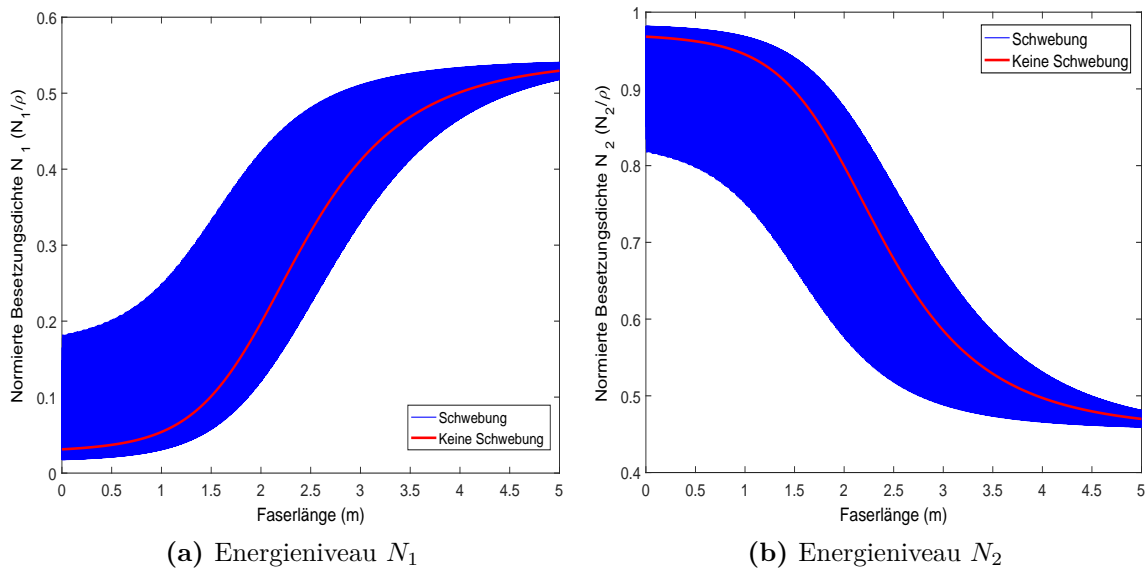
**Abbildung 3.27:** Besetzungsdichte im Laserniveau  $N_2$  in Abhängigkeit der Pumpleistungsdichte

In Abbildung 3.27a sieht man die Besetzungsdichte am Eingang der Faser entlang der Faserachse ohne ein anliegendes Signal. Ist keine Pumpleistung vorhanden, so befindet sich auch kein Elektron im Laserniveau  $N_2$ . Mit zunehmender Leistung steigt die Inversion zunächst proportional zur Pumpleistungsdichte an, bis zu einer Leistungsdichte von ca.  $0,25 \times 10^9 \text{ W/m}^2$ . Bei einer Leistungsdichte von  $1 \times 10^9 \text{ W/m}^2$  sind ca. 90% der vorhandenen Ladungsträger im angeregten Energiezustand. Sind alle Ladungsträger im angeregten Zustand, so ist für die von den  $Er^{3+}$ -Ionen nicht absorbierte Pumpstrahlung die Faser transparent. Man spricht vom Ausbleichen der Pumpabsorption (siehe Kapitel 2.4.6). In Abbildung 3.27b ist die Besetzungsdichte in Abhängigkeit der Pumpleistungsdichte am Eingang des Verstärkers abgebildet, diesmal jedoch mit anliegender Leistung in den Signalmoden. Wird Pumpleistung angelegt, steigt die Kurve verglichen mit Abbildung 3.27a nicht so steil an, was durch die stimulierte Emission durch die Signalphotonen zu erklären ist. Den angeregten Erbium-Ionen wird durch die stimulierte Emission die Energie wieder entzogen und sie fallen in das Grundniveau zurück. Jedoch ist auch mit vorhandenen Signalen ein „quasilinearer“ Anstieg der Besetzungsdichte im Laserniveau bis ca.  $2 \times 10^9 \text{ W/m}^2$  zu beobachten. Ab diesem Wert sind wieder nahezu alle Ladungsträger angeregt und es besteht Ausbleichung der Pumpabsorption.

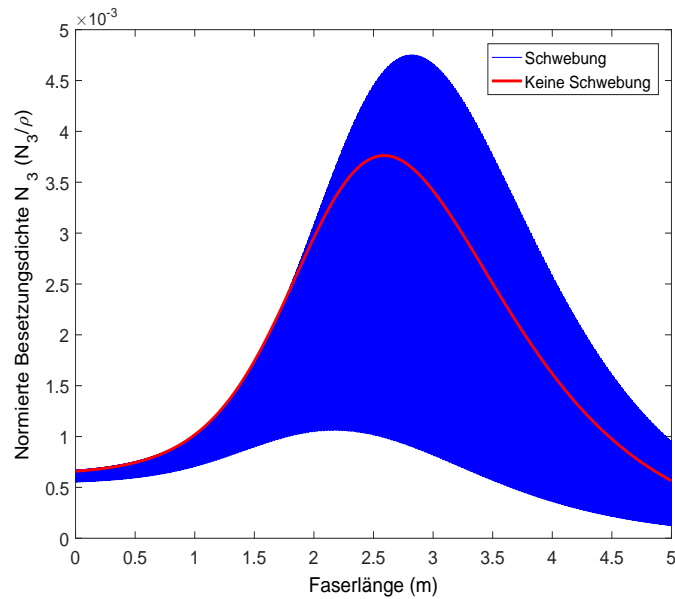
Aufgrund der Schwebung zwischen den Pumpmoden und der daraus resultierenden



räumlichen Veränderung der Leistungsdichte entlang der Faser sind auch räumliche Veränderungen der Besetzungsdichten in den drei Energieniveaus zu erwarten. Zunächst werden deshalb die Ergebnisse in Abbildung 3.28 und 3.29 betrachtet, für die der EDFA mit den  $LP_{01}$ ,  $LP_{21a}$  und  $LP_{21b}$  Pumpmoden simuliert wird. Die rote Linie zeigt dabei den Verlauf der Besetzungsdichten an der Position  $(r, \varphi) = (2,14 \mu\text{m}, 224^\circ)$  entlang der Faser, wie sie mit den Gleichungen 3.3 bis 3.6 ohne Berücksichtigung der Schwebung berechnet werden. Zu sehen ist ein glatter Verlauf der roten Kurven. Im Gegensatz dazu ist bei den blauen Kurven die Schwebung der Pumpmoden berücksichtigt. Man erkennt ein schnelles Oszillieren der Kurve. Da die  $LP_{21a}$  und  $LP_{21b}$  Moden vollständig entartet sind, existiert nur eine Schwebung zwischen dem  $LP_{01}$  und den  $LP_{21a+b}$  Moden mit  $L_B \approx 180 \mu\text{m}$ . Abbildung 3.28a und 3.28b zeigen die Besetzungsdichten im Grundniveau und im Laserniveau, ebenfalls an der Position  $(r, \varphi) = (2,14 \mu\text{m}, 224^\circ)$ . Diese Position bietet sich zur genaueren Untersuchung an, da hier die Auswirkungen der Schwebung auf die Besetzungsdichten gut zu beobachten sind. Mit abnehmender Pumpleistung können weniger Elektronen angeregt werden und die Besetzungsdichte im oberen Laserniveau  $N_2$  sinkt und steigt im Grundniveau, bzw. unteren Laserniveau,  $N_1$ . Abbildung 3.29 zeigt die Besetzungsdichte im Energieniveau  $N_3$ . Da die Relaxationszeit vom Niveau  $N_3$  ins Niveau



**Abbildung 3.28:** Besetzungsdichte im Grundniveau  $N_1$  und im Laserniveau  $N_2$  entlang der Faser an der Position  $(r, \varphi) = (2,14 \mu\text{m}, 224^\circ)$

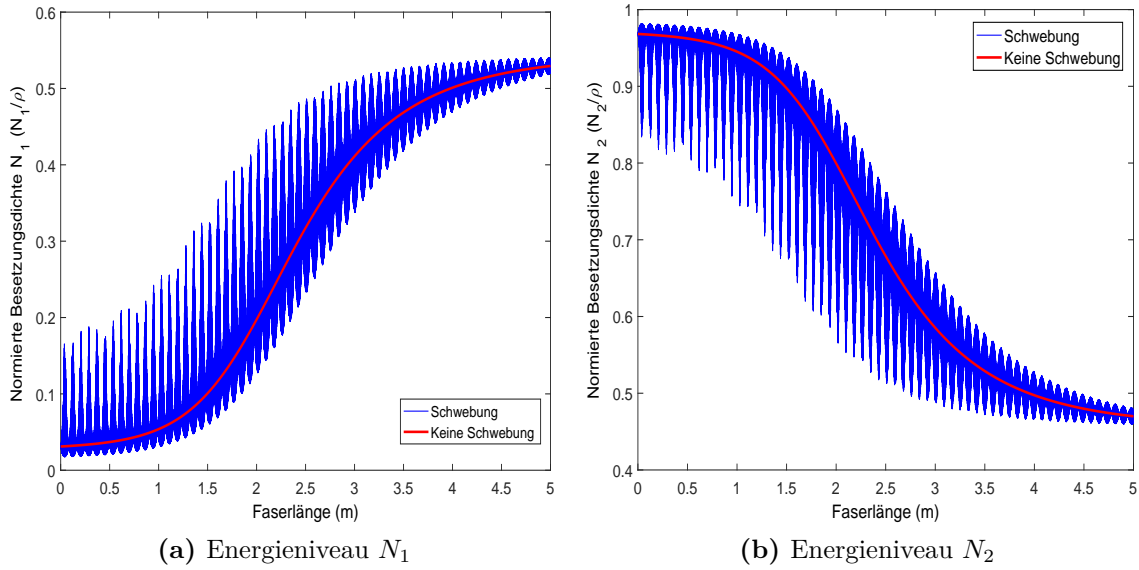


**Abbildung 3.29:** Besetzungsdichte im Laserniveau  $N_3$  entlang der Faser an der Position  $(r, \varphi) = (2,14 \mu\text{m}, 224^\circ)$

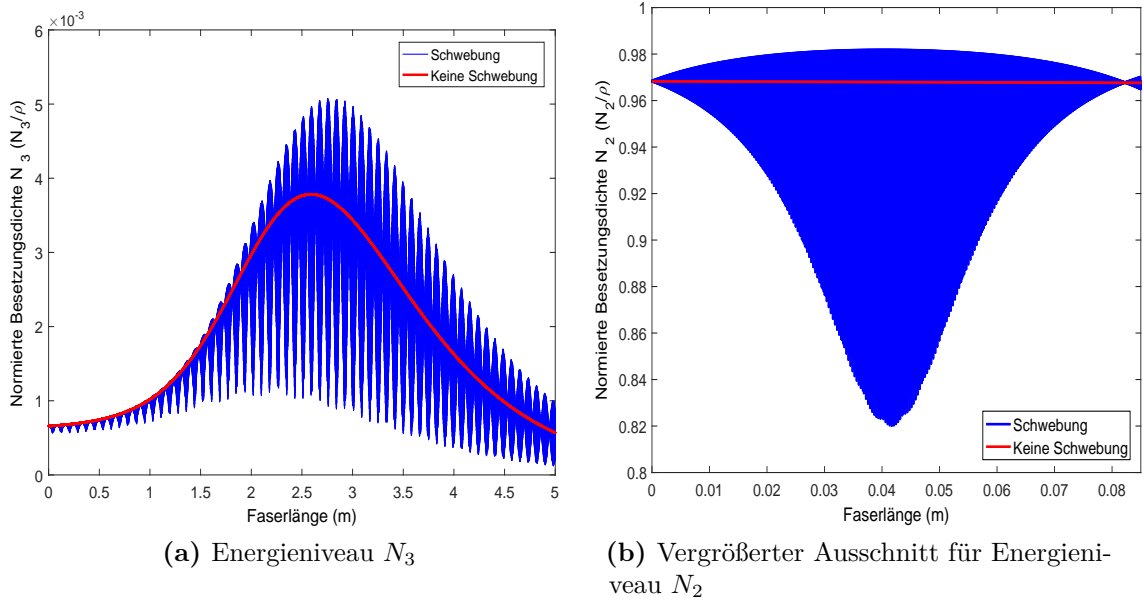
$N_2$  mit  $8 \mu\text{s}$  sehr kurz ist, befinden sich auch nur sehr wenige Ladungsträger im dritten Energieniveau, weswegen in Simulationsmodellen für EDFAs das dritte Energieniveau auch oft vernachlässigt wird [69, 83].

In allen drei Energieniveaus ist die Auswirkung der Schwebung der Pumpmoden mit einer Schwebungslänge von  $180 \mu\text{m}$  deutlich zu erkennen. Der Verlauf der Kurven entlang der Faser und auch der Unterschied der Kurven (Schwebung, keine Schwebung) zueinander lässt sich mit der oben besprochenen Beziehung zwischen der Anregung von Ladungsträgern und der Pumpleistungsdichte herstellen.

In den vorderen Bereichen der Faser ( $L < 2 \text{ m}$ ) ist die Pumpleistungsdichte noch sehr hoch. Bei konstruktiver Interferenz der Pumpmoden während der Schwebungslänge übersteigt die Leistungsdichte die Schwelle, an dem sie von den vorhandenen  $\text{Er}^{3+}$ -Ionen absorbiert werden kann und es entsteht die angesprochene Bleichung der Pumpstrahlungsabsorption. Bei destruktiver Interferenz entlang der Schwebungslänge fällt die Pumpleistungsdichte unter diese Schwelle. Die Faser ist für die Strahlung bei der Pumpwellenlänge nicht mehr transparent und wird absorbiert. Wie man in Abbildung 3.28b sieht, ist während dieser Phase die resultierende Pumpleistungsdichte nicht ausreichend, um alle vorhandenen Ladungsträger anzuregen. Dadurch entsteht am Anfang des Verstärkers eine einseitig



**Abbildung 3.30:** Besetzungsdichten im Energieniveau  $N_1$  und  $N_2$  entlang der Faser an der Position  $(r,\varphi) = (2,14 \mu\text{m}, 224^\circ)$ , gepumpt mit exakten Wellenleitermoden



**Abbildung 3.31:** Besetzungsdichten im Energieniveau  $N_3$  und  $N_2$  entlang der Faser an der Position  $(r,\varphi) = (2,14 \mu\text{m}, 224^\circ)$ , gepumpt mit exakten Wellenleitermoden

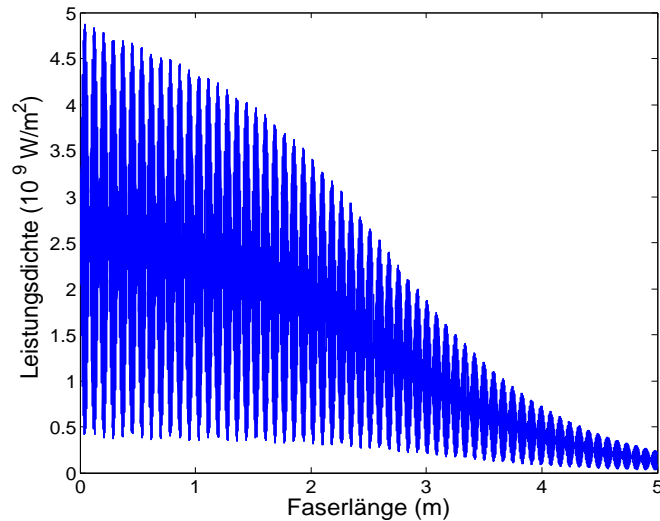
nach unten oszillierende Kurve für die Besetzungsdichte im Laserniveau  $N_2$ , wenn die Schwebung berücksichtigt wird. Die Werte schwanken dabei von  $0,81 \leq N_2(z=0) \leq 0,98$ . Wird die Schwebung vernachlässigt (rote Kurve), wird dieser Effekt nicht berücksichtigt und die Besetzungsdichte verbleibt am Anfang des Verstärkers stets auf einem sehr hohen Wert mit  $N_2(z=0) = 0,97$ .

Um einen Vergleich zwischen  $LP$  und exakten Wellenleitermoden anstellen zu können, werden im nächsten Schritt für die Pumpmoden anstelle der  $LP$  Moden die exakten Wellenleitermoden genutzt, sprich der  $HE_{11}$  sowie die  $HE_{31a+b}$  und  $EH_{11a+b}$  Moden. Wie aus Abbildung 3.24 zu entnehmen, ist zu erwarten, dass eine zusätzliche Schwebung zwischen den Pumpmoden zu sehen sein sollte. In Abbildung 3.30 und 3.31 ist diese zusätzliche Schwebung zu erkennen. Für alle Energieniveaus werden wieder die Besetzungsdichten dargestellt. Zwischen dem  $EH_{11}$  und dem  $HE_{31}$  Modus existiert ein  $\Delta\beta = 73,3 \text{ m}^{-1}$ , was einer Schwebungslänge von  $L_B = 8,23 \text{ cm}$  entspricht. Abbildung 3.31b zeigt einen vergrößerten Ausschnitt einer solchen Schwebungslänge am Faseranfang.

Für den simulierten EDFA ist die Pumpleistung auf den  $EH_{11a}$  und  $EH_{11b}$  sowie dem  $HE_{31a}$  und  $HE_{31b}$  Modus aufgeteilt. Die „a“ und „b“ Versionen der Moden sind vollständig entartet. Die Schwebungslängen zwischen dem  $EH_{11a}$  und  $HE_{31a}$  sowie dem  $EH_{11b}$  und  $HE_{31b}$  Modus sind also exakt gleich lang. Betrachtet man nur den  $EH_{11a+b}$  und  $HE_{31a+b}$  Modus, so ergibt sich aus der Entartung eine konstante, kreisrunde Leistungsdichteverteilung entlang der gesamten Faserlänge. Zusätzlichen Einfluss auf die Leistungsdichteverteilung und damit auf die Besetzungsdichten hat der Unterschied der Schwebungslängen zwischen den  $HE_{11}$  und  $EH_{11}$  sowie den  $HE_{11}$  und  $HE_{31}$  Moden, der  $8,23 \text{ cm}$  lang ist.

Auch lässt sich wieder eine einseitig nach unten oszillierende Kurve erkennen. Um dieses Verhalten besser erklären zu können, ist in Abbildung 3.32 die Leistungsdichte entlang der Faser an der Position  $(r, \varphi) = (2,14 \text{ } \mu\text{m}, 224^\circ)$  dargestellt. Man sieht eine gleichmäßig nach oben und unten oszillierende Kurve. Dabei liegt für die Leistungsdichte das Minimum am Anfang der Faser bei ca.  $0,5 \times 10^9 \text{ W/m}^2$  und das Maximum bei ca.  $5 \times 10^9 \text{ W/m}^2$ . Wie Abbildung 3.27b zu entnehmen ist, reicht der „quasilineare“ Bereich, in dem sich die Leistungsdichte proportional auf die Besetzungsdichte auswirkt, bis ca.  $2 \times 10^9 \text{ W/m}^2$ . Bei höheren Leistungsdichten steigt die Besetzungsdichte nur noch in einem sehr begrenzten Maße. Aus diesem Grund oszilliert die Kurve der Besetzungsdichte im Laserniveau  $N_2$  die ersten drei Meter der Faser einseitig nach unten. Bei einer Länge von  $L > 3 \text{ m}$  ist aufgrund von Absorption der Pumpenergie die Leistung auch bei konstruktiver Interferenz unter die Schwelle von  $2 \times 10^9 \text{ W/m}^2$  gefallen. Ab diesem Punkt wirkt sich die Pumpleistungsdichte

proportional auf die Besetzungsdichte aus.



**Abbildung 3.32:** Gesamte Leistungsdichte entlang der Faser an der Position  $(r, \varphi) = (2,14 \mu\text{m}, 224^\circ)$

Die oben abgebildeten Verläufe der Besetzungsdichten wirken sich auch auf die Gewinne und Rauschzahlen des Verstärkers aus. In Tabelle 3.5 sind die Gewinne und Rauschzahlen für die Verstärkersimulation mit *LP* Pumpmoden aufgelistet. Wird die Interferenz der Felder nicht berücksichtigt, so ist die Gewinndifferenz der Signalmoden mit  $\Delta G = 0,12$  dB sehr gering. Auch die Rauschzahlen besitzen nur einen sehr geringen Unterschied von 0,1 dB. Betrachtet man den Gewinn unter Berücksichtigung der Schwebung, so ist dieser für den Grundmodus im Vergleich zum ersten Fall um fast 1 dB geringer. Auch der Gewinn für die  $LP_{11a+b}$  Moden fällt geringer aus. Dies lässt sich wieder damit erklären, dass bei destruktiver Interferenz der Felder der Pumpmoden nicht alle Erbium-Ionen angeregt werden.

Die gleiche Gegenüberstellung für den Fall, dass der Verstärker mit den exakten Wellenleitermoden gepumpt ist, findet sich in Tabelle 3.6. Wird die Schwebung nicht berücksichtigt, gleichen die Gewinne und Rauschzahlen, abgesehen von sehr geringen Abweichungen, denen der *LP* Pumpmoden. Damit lässt sich sagen, dass für den Fall, dass die Schwebung in der Modellierung des EDFAs vernachlässigt wird, *LP* Moden und exakte Wellenleitermoden die selben Ergebnisse liefern. Wird jedoch die Schwebung berücksichtigt, erkennt man

**Tabelle 3.5:** Gewinne und Rauschzahlen für die Signalmoden, MM-EDFA gepumpt mit  $LP_{01} + LP_{21_{a+b}}$  Moden

Keine Schwebung		
Signalmodus	Gewinn (dB)	Rauschzahl (dB)
$LP_{01}$	27.56	3.27
$LP_{11a} + LP_{11b}$	27.44	3.37
Mit Schwebung		
Signalmodus	Gewinn (dB)	Rauschzahl (dB)
$LP_{01}$	26.60	3.39
$LP_{11a} + LP_{11b}$	27.05	3.43

auch hier wieder Unterschiede der Gewinne und Rauschzahlen. Wie zu erwarten, weichen diese nach unten ab.

Schwebung zwischen den Pumpmoden hat also einen starken Einfluss auf die Besetzungsdichten entlang der aktiven Faser. Dies wiederum beeinflusst die Verstärkercharakteristik und bestimmt schließlich die Gewinne und Rauschzahlen. Ist eine hohe Genauigkeit der Berechnungen gnötig, müssen die Schwebungen zwischen den Moden berücksichtigt werden [106].

Bei Verwendung von Laserquellen mit einer Linienbreite von 10 MHz bis zu 100 MHz in experimentellen Untersuchungen kann der Einfluss von Schwebungseffekten aufgrund einer kurzen Kohärenzlänge niedriger ausfallen. Da die aktive Faser in einem EDFA je-

**Tabelle 3.6:** Gewinne und Rauschzahlen für die Signalmoden, MM-EDFA gepumpt mit  $HE_{11} + HE_{31_{a+b}} + EH_{11_{a+b}}$  Moden

Keine Schwebung		
Signalmodus	Gewinn (dB)	Rauschzahl (dB)
$LP_{01}$	27.57	3.27
$LP_{11a} + LP_{11b}$	27.47	3.37
Mit Schwebung		
Signalmodus	Gewinn (dB)	Rauschzahl (dB)
$LP_{01}$	27.19	3.31
$LP_{11a} + LP_{11b}$	27.31	3.39

---

doch nur wenige Meter lang ist, sollten auch für solche Laserquellen der Einfluss der Schwebungseffekte auf die Gewinn- und Rauschzahlen berücksichtigt werden.





# KAPITEL 4

---

## Messaufbau für mehrmodige EDFAs und experimentelle Ergebnisse

---

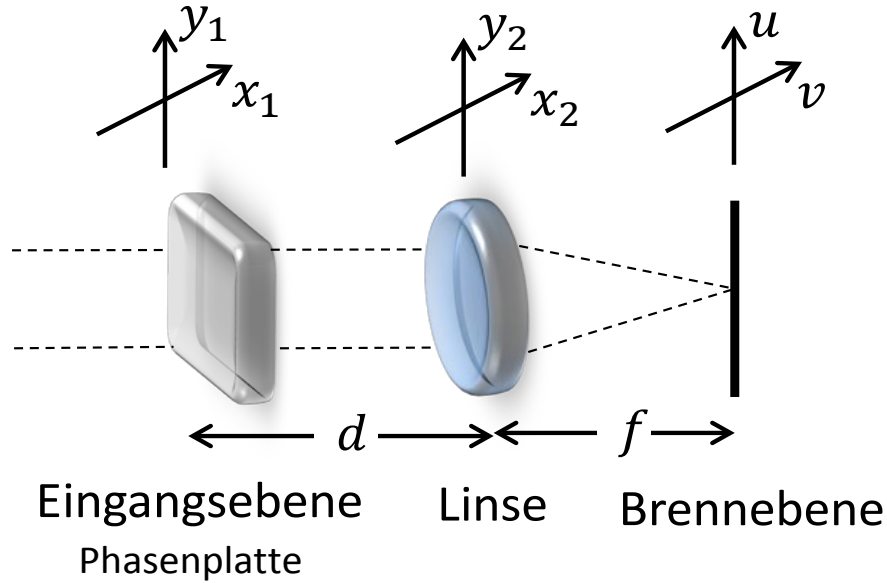
### 4.1 Selektive Anregung von Fasermoden

Um eine getrennte Signalübertragung in den Fasermoden zu ermöglichen, ist eine selektive Anregung der Moden nötig. Dabei haben sich drei mögliche Vorgehensweisen besonders bewährt, wovon zwei in dieser Arbeit genutzt und deshalb ausführlich besprochen werden. In Laboraufbauten können die Moden entweder mit Hilfe von Phasenplatten oder räumlichen Lichtmodulatoren („Spatial Light Modulator“, SLM) angeregt werden. Auch sogenannte photonische Laternen („photonic lanterns“) haben sich zur Anregung von Fasermoden bewährt [107–109].

#### 4.1.1 Anregung mit Hilfe von Phasenplatten

Um Licht aus einer Einmodenfasern in einen höheren Modus selektiv in eine Mehrmodenfasern einzukoppeln, können Phasenplatten genutzt werden. Dabei muss die Phasenplatte dem Phasenprofil des Modus entsprechen, der angeregt werden soll. Der Grundmodus hat eine ebene Phasenfront, weswegen keine Phasenplatte nötig ist. Der  $LP_{11}$  Modus benötigt einen Phasensprung von  $\pi$  in der Mitte der Platte. Für den  $LP_{11a}$  und den orthogonalen  $LP_{11b}$  Modus müssen zwei unterschiedliche, um  $90^\circ$  gedrehte Platten genutzt werden.

Phasenplatten haben den Vorteil, dass sie sowohl in der Bildebene als auch in der Fourierebene platziert werden können. Der Begriff Fourierebene stammt daher, dass Linsen die Eigenschaft besitzen, eine zweidimensionale Fouriertransformation durchzuführen. Abbildung 4.1 zeigt eine mögliche Anordnung zur Verwendung von Phasenplatten. In der Eingangsebene befinden sich die der Welle aufzuprägenden Phaseninformationen; im behandelten Fall die Phasenplatte mit der Übertragungsfunktion  $t_{pp}(x,y)$ . Im Abstand



**Abbildung 4.1:** Phasenplatte in der Eingangsebene vor der Linse platziert

$d$  ist eine Linse mit der Brennweite  $f$  platziert. Die Brennebene bzw. Fourierebene ist am rechten Rand zu sehen. Die Phasenplatte soll mit einem kollimierten Strahl aus einer Einmodenfaser bestrahlt werden, dessen Feldverteilung mit  $\Psi_{SMF}$  bezeichnet ist. Dann lässt sich das Feld in der Brennebene mit der Gleichung

$$\Psi(u,v) = \frac{\exp \left[ j \frac{k}{2f} \left( \left( 1 - \frac{d}{f} \right) (u^2 + v^2) \right) \right]}{j\lambda f} \times \iint_{-\infty}^{+\infty} \Psi_{SMF}(x_1, y_1) t_{ml}(x_1, y_1) \exp \left[ -j \frac{2\pi}{\lambda f} (x_1 u + y_1 v) \right] dx_1 dy_1 \quad (4.1)$$

berechnen [110]. Amplitude und Phase an den Koordinaten  $(u, v)$  stehen also in Abhängigkeit des Eingangsspektrums an den Raumfrequenzen

$$f_x = \frac{u}{\lambda f} \quad (4.2)$$

$$f_y = \frac{v}{\lambda f}. \quad (4.3)$$

Für den Fall, dass die Phasenplatte im Abstand  $d = f$  zur Linse steht, fällt der quadratische Phasenfaktor  $(u^2 + v^2)$  vor dem Integral weg und es bleibt eine exakte zweidimensionale Fouriertransformation stehen. Die Kopplungseffizienz für den  $LP_{ml}$  Modus lässt sich, bei Positionierung der Faser in der  $(u,v)$ -Ebene, mit der Gleichung für den Koppelkoeffizient

$$\eta_{ml} = \left| \iint_{-\infty}^{+\infty} \chi_{SMF}(u,v) t_{ml}(u,v) \chi_{ml}^*(u,v) \, dudv \right|^2 \quad (4.4)$$

beschreiben [111].  $\chi_{SMF}$  beschreibt die komplexe Amplitude des elektrischen Felds am Eingang der Faser, angeregt durch eine Standard-Einmodenfaser. Dabei wird folgende Normierung angewandt:

$$\left| \iint_{-\infty}^{+\infty} \chi_{SMF}(u,v) \, dudv \right|^2 = 1. \quad (4.5)$$

Die Übertragungsfunktion der Phasenplatte hat eine konstante Amplitude von  $|t_{ml}| = 1$  und wird dabei mit

$$t_{ml}(u,v) = \frac{\chi_{ml}(u,v)}{|\chi_{ml}(u,v)|} \quad (4.6)$$

berechnet [111].  $\chi_{ml}^*$  beschreibt die komplex konjugierte Amplitude des  $LP_{ml}$  Modus und wird analog zur komplexen Amplitude des Grundmodus  $\chi_{SMF}$  normiert. Gleichung 4.4 beschreibt also die Überlappung zwischen dem Produkt der normierten Feldverteilung des Grundmodus der Einmodenfaser und der Übertragungsfunktion der Phasenplatte mit der normierten Feldverteilung des  $LP_{ml}$  Modus. Wie in [111] gezeigt, liegt dabei der maximale Koppelkoeffizient von einer Einmodenfaser und einem unveränderten Modenfelddurchmesser in eine Mehrmodenfaser mit einem Faserparameter von  $V = 5$  für den  $LP_{01}$  Modus bei ca.  $-1 \text{ dB}$ . Das Unterschreiten der  $0 \text{ dB}$  Grenze lässt sich mit der Abweichung zwischen der Feldverteilung  $\chi_{SMF}$  zur Feldverteilung  $\chi_{01}$  aufgrund unterschiedlicher Faserparameter begründen.

Um Phasenplatten mit einem bestimmten Phasensprung  $\Delta\varphi$  herstellen zu können, müssen

die beiden Hälften der Phasenplatte einen bestimmten Unterschied ihrer Dicke  $d$  aufweisen. Mit der Dicke  $d$  lässt sich die Phasendifferenz

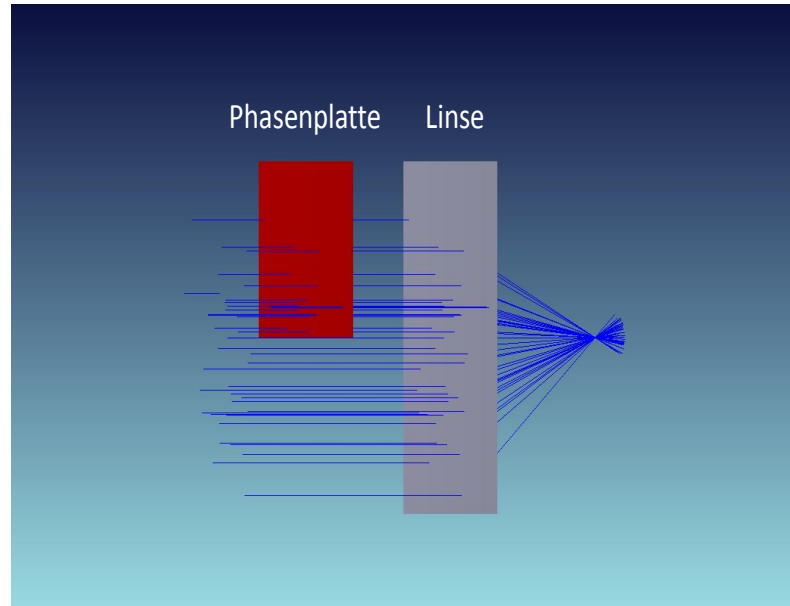
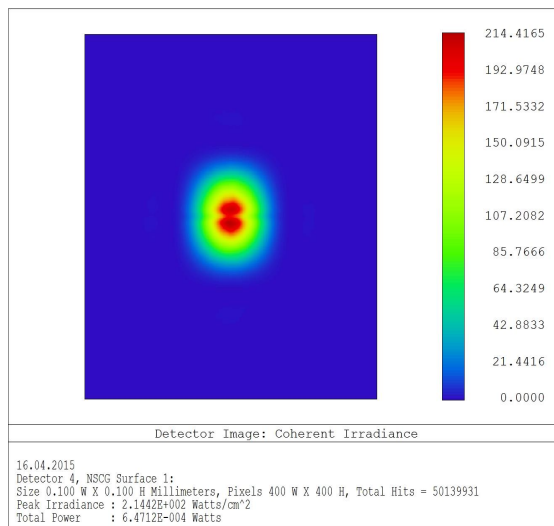
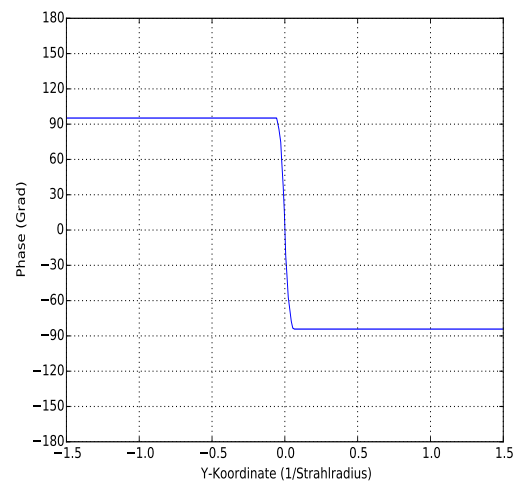


Abbildung 4.2: Simulation einer Phasenplatte für die Anregung des  $LP_{11}$  Modus



(a) Intensität



(b) Phasenverlauf

Abbildung 4.3: Intensität und Phasenverlauf hinter der  $LP_{11\alpha}$  Phasenplatte vor der Abbildung durch die Linse

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi d}{\lambda}(n_{gl} - 1) \quad (4.7)$$

bestimmen. Mit einer Brechzahl  $n_{gl} = 1,45$  für Borosilikatglas ergibt sich beispielsweise für einen Phasensprung von  $\pi$  eine nötige Dicke von

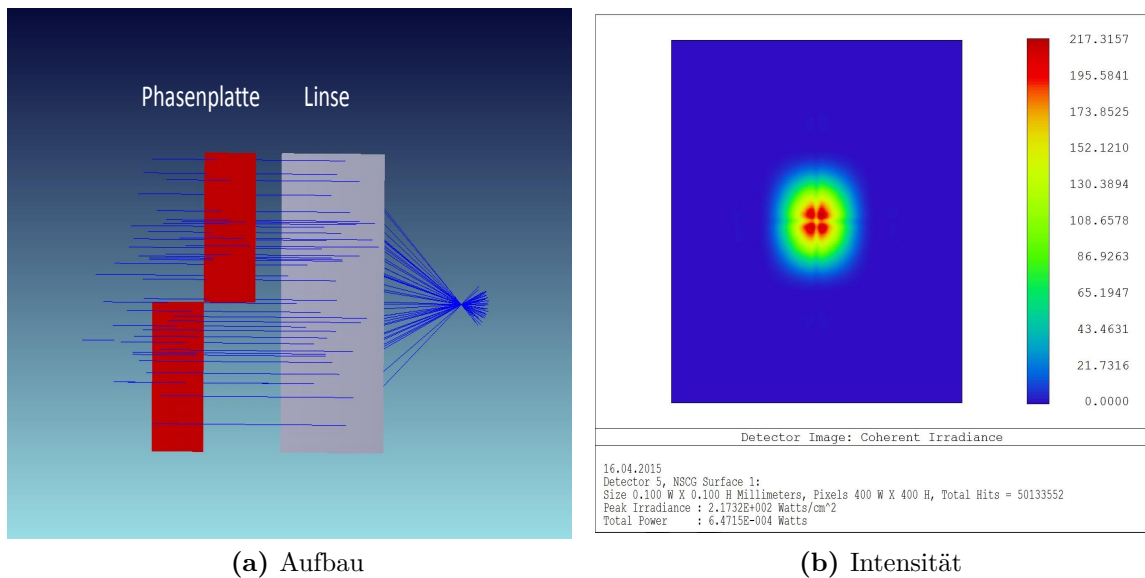
$$d = \frac{\lambda}{2(n_{gl} - 1)} = 1,7 \text{ }\mu\text{m}. \quad (4.8)$$

Um den Aufbau in Abbildung 4.1 mit Phasenplatten zu simulieren, kann das Strahlverfolgungsprogramm „Zemax OpticStudio“ [112] genutzt werden. Abbildung 4.2 zeigt den Simulationsaufbau für eine Phasenplatte für den  $LP_{11a}$  Modus. Die blauen Linien skizzieren dabei einen Gauß-Strahl und dienen nur zur Orientierung und Erleichterung beim Entwurf des optischen Aufbaus. Die in der Abbildung gekennzeichnete Phasenplatte hat, wie oben angegeben, eine Brechzahl von  $n_{gl} = 1,45$  und für den erforderlichen Phasensprung eine Dicke von  $d = 1,7 \text{ }\mu\text{m}$ . Hinter der Phasenplatte folgt eine Linse, hinter der sich ein Detektor befindet.

Die Ergebnisse der Simulation sind in Abbildung 4.3 abgebildet. Die Intensität am Detektor ist in Abbildung 4.3a gezeigt und ist dabei wie gewünscht zur Anregung des  $LP_{11a}$  Modus am Fasereingang geeignet. Abbildung 4.3b zeigt den Verlauf der Phase entlang der vertikalen y-Achse. Gut zu erkennen ist der Phasensprung um  $180^\circ$ , der genau an der Kante der Phasenplatte entsteht. Diese Simulationsergebnisse zeigen, dass sowohl das Intensitätsprofil als auch der Phasenverlauf des einfallenden Strahls durch die Phasenplatte in einer Weise verändert wird, dass dieser geeignet ist, den  $LP_{11a}$  Modus am Fasereingang anzuregen. Für die Simulation des  $LP_{11b}$  Modus muss die Phasenplatte im Aufbau aus Abbildung 4.2 um  $90^\circ$  gedreht werden.

Um zu zeigen, dass sich der Aufbau auch für höhere Moden geeignet ist und simulieren lässt, zeigt Abbildung 4.4a den Aufbau für die Simulation einer Phasenplatte für die Anregung des  $LP_{21a}$  Modus. Die Phasenplatte besteht hier aus zwei Teilstücken, die diagonal zueinander angeordnet werden müssen. Dahinter befinden sich wieder eine Linse sowie der Detektor. Das detektierte Profil der Intensität ist in Abbildung 4.4b zu sehen und ist geeignet, den  $LP_{21a}$  Modus am Fasereingang anzuregen. Wie in [113] experimentell gezeigt, muss bei der Anregung des  $LP_{21}$  Modus mit 4,1 dB Verlust gerechnet werden.

Phasenplatten, welche durch eine Dicke  $d$ , die abhängig von der Brechzahl ist, einen



**Abbildung 4.4:** Simulation für eine  $LP_{21a}$  Phasenplatte und detektierte Intensität

Phasensprung von  $180^\circ$  erreichen können, sind also wie oben gezeigt durch Freistrahlaufbauten geeignet, höherstufige Fasermode anzuregen.

#### 4.1.2 Anregung mit räumlichen Licht-Modulatoren (SLM)

Eine weitere Möglichkeit, Fasermode selektiv anzuregen, sind räumliche Licht-Modulatoren [114–120]. Die Phaseninformation, die der optischen Welle aufgeprägt werden soll, wird dabei durch elektrische Signale zum SLM übertragen. Zur Herstellung von SLMs haben sich flüssige Kristalle auf Silizium („Liquid Crystals On Silicon“, LCOS) bewährt. Drei Klassen von flüssigen Kristallen lassen sich unterscheiden: nematisch, smektisch und cholesterisch [110].

Bei der nematischen Kristallstruktur, wie sie in Abbildung 4.5a skizziert ist, sind alle Moleküle über das gesamte Volumen in eine Richtung parallel orientiert. In diesem Volumen sind die Molekül-Zentren jedoch zufällig verteilt. Auch bei der smektischen Kristallstruktur Abbildung 4.5b sind die Moleküle parallel in eine Richtung orientiert. Allerdings sind die Molekül-Zentren hier in parallelen Schichten angeordnet, wobei die Verteilung innerhalb dieser Schichten wieder zufällig ist. Bei der cholesterischen Kristallstruktur Abbildung 4.5c dreht sich die Orientierungsrichtung der Moleküle von Schicht zu Schicht. Für den Bau von

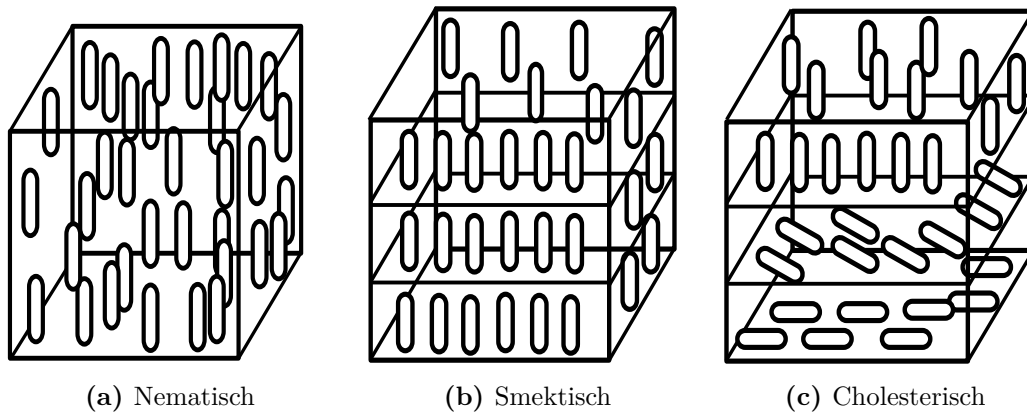


Abbildung 4.5: Molekulare Anordnung für drei verschiedene Typen von Flüssigkristallen

SLMs werden üblicherweise nematische Kristallstrukturen verwendet. Beim Anlegen einer ausreichend großen Spannung drehen sich die Moleküle und orientieren ihre Achse in die Richtung des elektrischen Feldes. Dadurch ändern sich auch die optischen Eigenschaften des Materials. Beim Abschalten der Spannung drehen sich die Moleküle wieder in ihre Ausgangslage.

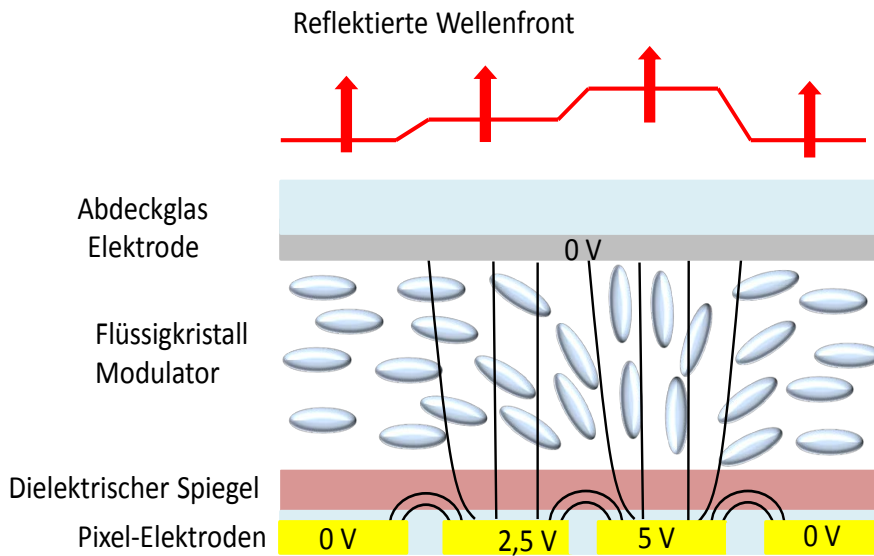


Abbildung 4.6: Aufbau eines reflektiven SLM

Abbildung 4.6 zeigt eine seitliche Ansicht vom SLM der XY-Serie der Firma „Boulder

Nonlinear Systems“. Bei diesem SLM handelt es sich um einen reflektiven SLM. Am unteren Rand sieht man die Pixel-Elektroden. Diese sind in einem Gitter mit  $512 \times 512$  Pixeln gleichmäßig angeordnet. Mit einer Pixelgröße von  $15 \times 15 \mu\text{m}$  ergibt sich damit eine gesamte aktive Fläche von  $7,68 \times 7,68 \text{ mm}$ . Über den Pixel-Elektroden liegt ein dielektrischer Spiegel, an dem die einfallende Welle reflektiert wird. Beim Anlegen einer Spannung an eine Pixel-Elektrode breitet sich durch die Schicht mit dem Flüssigkristall ein elektrisches Feld aus, was durch die Feldlinien in der Abbildung verdeutlicht wird. Die Moleküle richten sich nach dem Feld aus. Durch die veränderten optischen Eigenschaften wird die Phase der Welle moduliert. Jede Pixel-Elektrode kann getrennt angesteuert werden, wodurch eine räumliche Modulation der einfallenden Welle möglich ist. Da die Phasenmodulation durch die Flüssigkristalle polarisationsabhängig ist, muss die einfallende Welle linear vertikal polarisiert sein.

## 4.2 Beschreibung des Laboraufbaus

Um die Eigenschaften eines mehrmodigen EDFAs zu untersuchen, wurde ein experimenteller Aufbau im Labor realisiert, wie er in Abbildung 4.7 zu sehen ist.

Als Strahlungsquellen für die Signalmoden werden DFB-Laser („Distributed Feedback Laser“) genutzt. Mit Hilfe von Polarisationsstellern kann die gewünschte Polarisation der Welle eingestellt werden. Linsen mit einer Brennweite von  $f = 15,4 \text{ mm}$  sorgen für eine Kollimation des einfallenden Strahls. Phasenplatten werden eingesetzt, um den  $LP_{11a}$  und  $LP_{11b}$  Modus selektiv anzuregen. Dazu muss der Übergang der Platte von der dünneren zur dickeren Schicht um  $90^\circ$  gedreht werden, was in der Abbildung bei beiden Phasenplatten zu erkennen ist. Der  $LP_{01}$  Modus benötigt keine Phasenplatte, weshalb die Strahlung zur Anregung direkt in den Signalpfad eingekoppelt werden kann. Zur Zusammenführung der unterschiedlichen Strahlen werden zwei 50:50 Strahlteiler benutzt. Die Eigenschaften der Strahlteiler sind in Abbildung 4.8 zu sehen.

Abbildung 4.8a zeigt das Transmissionsspektrum der verwendeten Strahlteiler. Die Polarisationsabhängigkeit des Bauteils ist bei der eingesetzten Wellenlänge von  $\lambda_s = 1550 \text{ nm}$  vernachlässigbar. Auch erreicht die Transmission für beide Polarisierungen nicht das Optimum von 50%, wodurch im Aufbau Leistungsverluste entstehen. Die Werte für die Reflexion in Abbildung 4.8b sind bei  $\lambda_s = 1550 \text{ nm}$  in einem sehr niedrigen Bereich ( $< 0,2\%$ ). Reflexionen können im schlimmsten Fall Schäden - zum Beispiel Zerstörung der Dioden, Leistungsmesser und Spektrumanalysatoren oder Zerstörung der aktiven Faser - verursachen, weshalb dieser niedrige Wert vor allem für den Schutz der Bauteile wichtig



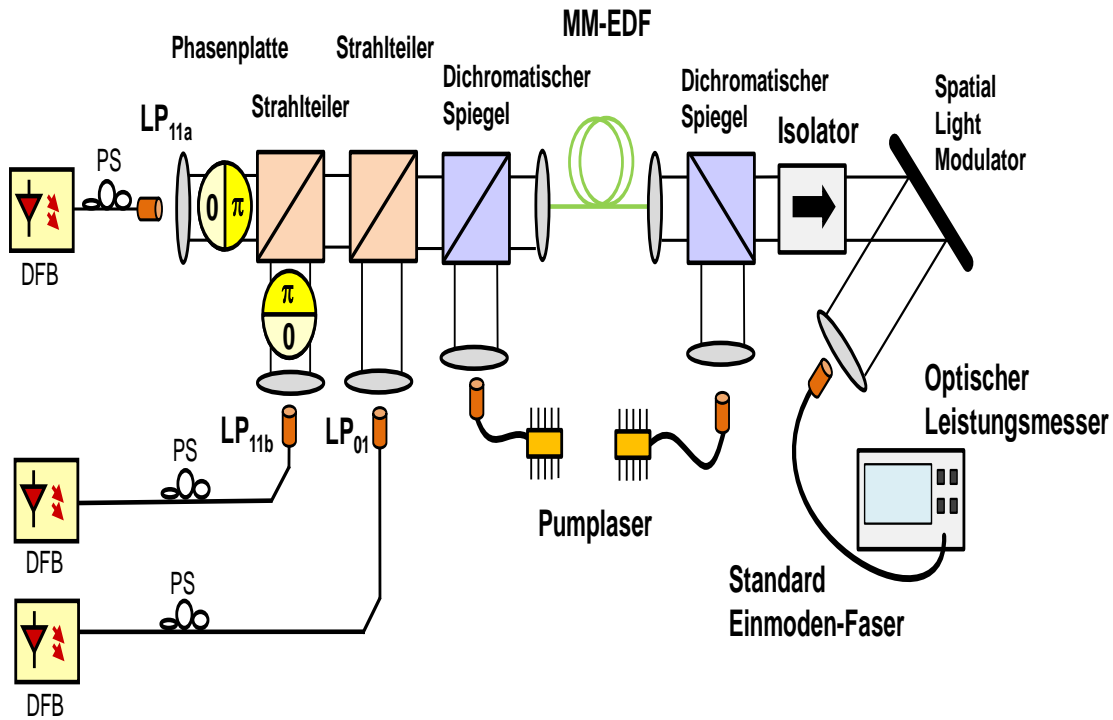
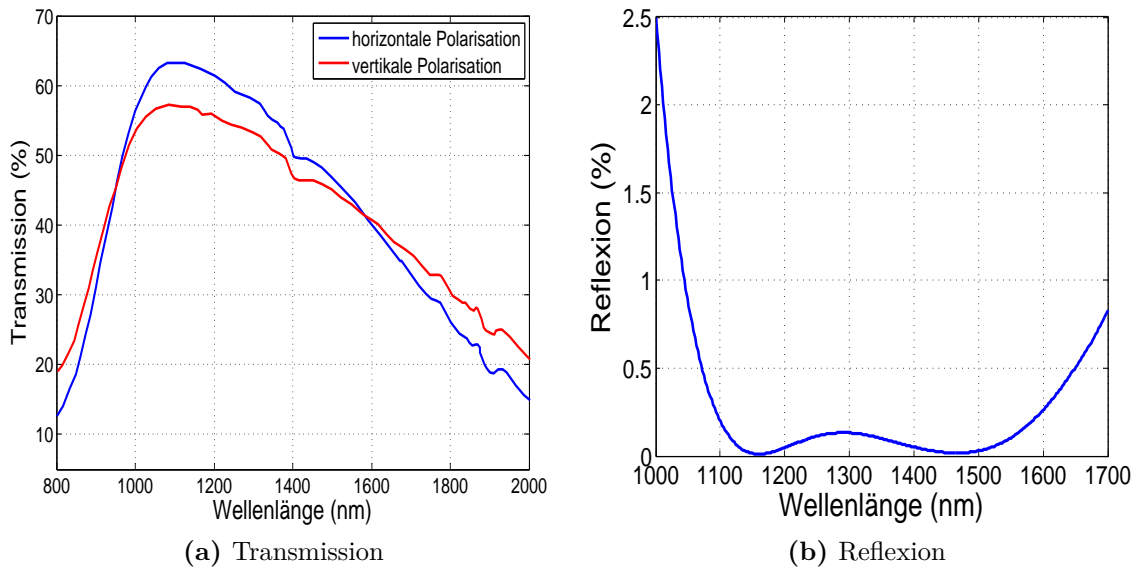


Abbildung 4.7: Laboraufbau für einen mehrmodigen EDFA

ist.

Durch den Einsatz von zwei 50:50 Strahlteilern ergibt sich für die Strahlleistung für die  $LP_{11a}$  und  $LP_{11b}$  Moden am Eingang der Faser eine Dämpfung von 6 dB und für die Strahlleistung für den  $LP_{01}$  Modus eine Dämpfung von 3 dB. Da der Wert für die Transmission - wie in Abbildung 4.8a zu sehen - niedriger als 50 % ist, sind diese Dämpfungswerte das theoretische Minimum. Im genutzten Versuchsaufbau sind die Verluste ca. 4 dB höher.

Zur Einkopplung der Pumpstrahlung in den Signalpfad werden dichromatische Spiegel eingesetzt. Diese dichromatischen Spiegel reflektieren Strahlung im Wellenlängenbereich der Pumpstrahlung bei  $\lambda_p = 980$  nm und sind transparent für die Signalstrahlung im Bereich  $\lambda_s = 1550$  nm. Die Eigenschaften der dichromatischen Spiegel sind in Abbildung 4.9 zu sehen. Die Wellenlänge, bei der sich die Transmissions- mit der Reflexionskurve kreuzt, liegt bei  $\lambda_{co} = 1180$  nm. Die aktive Faser kann durch den Einsatz von zwei dichromatischen Spiegeln in Bezug auf die Richtung der Signalübertragung sowohl in ko- als auch in kontradirektionale Richtung gepumpt werden. Auch bidirektionales Pumpen



**Abbildung 4.8:** Eigenschaften der eingesetzten Strahlteiler [121]

ist mit der Versuchsanordnung möglich.

Zum Pumpen der aktiven Faser wird eine Laserdiode verwendet, deren Abmessungen und Pinbelegungen in Anhang B zu finden sind. Die Laserdiode besitzt eine maximale Ausgangsleistung von 600 mW bei einer Wellenlänge von  $\lambda_p = 977,6$  nm. Die spektrale Breite, bei der die Leistung um 3 dB gesunken ist („Full Width at Half Maximum“, FWHM), ist mit einem typischen Wert von  $\Delta\lambda_{FWHM} = 0,6$  nm angegeben. Für mehr Informationen bezüglich der verwendeten Pumpdiode sei auf den Anhang B und [123] verwiesen.

Nach der Auskopplung aus der Erbium-dotierten Faser und Kollimation mit Hilfe einer Linse, wird der Strahl hinter dem zweiten dichromatischen Spiegel durch einen Freistrahl-Isolator geführt. Dieser dient dazu, Reflexionen zurück in die aktive Faser zu verhindern. Wie schon oben erwähnt, können solche Reflexionen verstärkt werden und die übrigen Bauteile beschädigen, weshalb eine Minimierung und Unterdrückung dieser Reflexionen nicht zu vernachlässigen ist. Abbildung 4.10 zeigt die Isolations- und Transmissionseigenschaften des optischen Isolators.

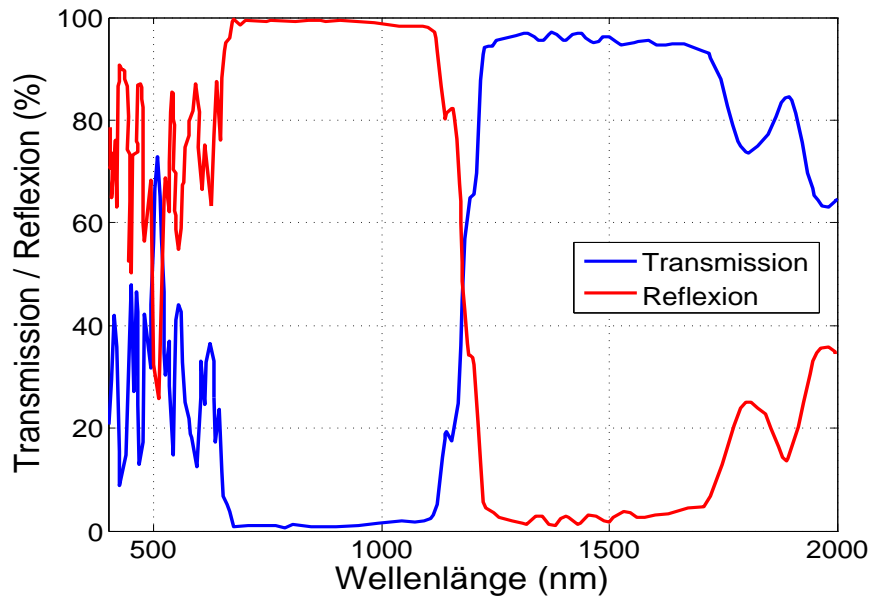


Abbildung 4.9: Transmission und Reflexion der dichromatischen Spiegel [122]

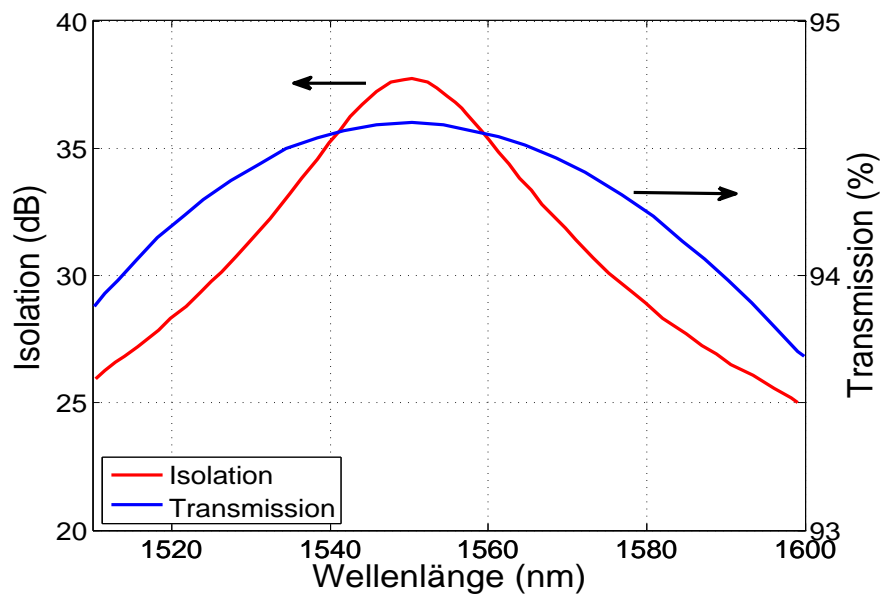
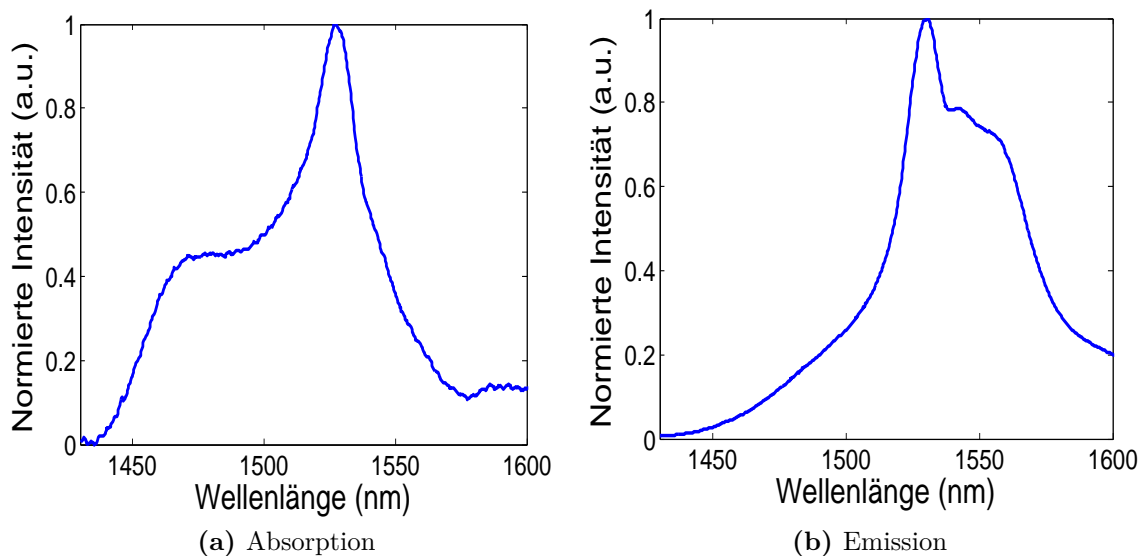


Abbildung 4.10: Transmission und Isolation des optischen Freistrahls-Isolators [124]

#### 4.2.1 Eigenschaften der Erbium-dotierten Mehrmodenfaser

Die genutzte Erbium-dotierte Faser ist eine Stufenindex-Faser und besitzt einen Kerndurchmesser von  $7,5 \mu\text{m}$ . Mit einer numerischen Apertur von  $NA = 0,22$  ergibt sich damit bei  $\lambda_s = 1550 \text{ nm}$  ein Faserparameter von  $V = 3,19$ . Damit werden bei der Signalwellenlänge  $\lambda_s = 1550 \text{ nm}$  der Grundmodus  $LP_{01}$ , der  $LP_{11a}$  sowie der  $LP_{11b}$  Modus von der Faser geführt. Der Durchmesser des Mantels beträgt  $125 \mu\text{m}$ .



**Abbildung 4.11:** Gemessenes Absorptions- und Emissionsspektrum der Erbium-dotierten Mehrmodenfaser

Abbildung 4.11 zeigt das gemessene Absorptions- und Emissionsspektrum der Faser. Um das Absorptionsspektrum zu messen, ist ein kurzes Stück der zu vermessenden Faser nötig. Das Ausgangssignal einer Weißlichtquelle wird in die aktive Faser eingekoppelt und der Ausgang der Faser an einen optischen Spektrumanalysator angeschlossen. Dieser zeigt nun das Absorptionsspektrum der Faser an. Ein breiterer Ausschnitt des Absorptionsspektrums ist in Abbildung 2.17 gezeigt. Um das Emissionsspektrum zu messen, wird die aktive Faser mit Pumpstrahlung bei  $\lambda_p = 980 \text{ nm}$  und einer hohen Pumpleistung gepumpt. Durch die hohe Pumpleistung ist die Faser sehr stark gepumpt, wodurch das Grundniveau quasi unbesetzt ist und Absorption keine Rolle spielt. Das Emissionsspektrum im C-Band kann dann mit Hilfe eines optischen Spektrumanalysators gemessen werden.

Dotiert ist die Faser mit einer Erbium-Konzentration von  $500 \text{ ppm}$  („parts-per-million“).

Dies lässt sich, wie in [75] beschrieben, in die Anzahl von  $\text{Er}^{3+}$  – Ionen/ $\text{cm}^3$  umrechnen. Dazu nötig ist die Molmasse von  $\text{Er}^{3+}$ -Ionen, welche gegeben ist mit

$$Z(\text{Er}^{3+}) = 167,3 \text{ g/mol.} \quad (4.9)$$

Dieser Wert lässt sich in die Formel

$$\varrho(\text{Er}^{3+}) = 10^6 \frac{\rho(\text{Er}^{3+}) \text{cm}^{-3}}{D} \frac{Z(\text{Er}^{3+})}{\mathcal{N}} \text{ ppm} \quad (4.10)$$

einsetzen. Dabei bezeichnet  $D$  die Glasdichte [125] und  $\mathcal{N}$  die Avogadro Zahl gegeben mit  $\mathcal{N} = 6,02 \times 10^{23}$ .  $\varrho(\text{Er}^{3+})$  bezeichnet die Erbium-Konzentration in ppm und  $\rho(\text{Er}^{3+})$  die Erbium-Konzentration in Ionen/ $\text{cm}^3$ .

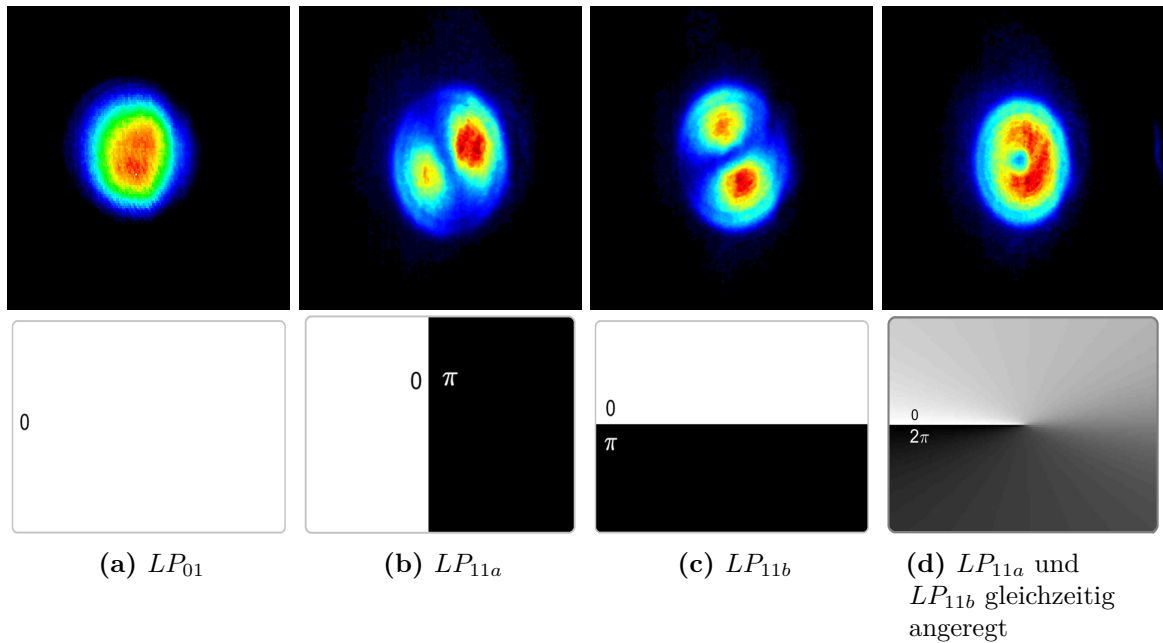
Mit einem Wert für die Glasdichte von  $D = 2,95 \text{ g/cm}^3$  [75, 126] lässt sich die Erbium-Konzentration pro  $\text{cm}^3$  für die vorhandene Faser ausrechnen:

$$\rho(\text{Er}^{3+}) = \frac{\varrho(\text{Er}^{3+})}{Z(\text{Er}^{3+})} \frac{D\mathcal{N}}{10^6} = 5,3075 \times 10^{18} \text{ Ionen/cm}^3. \quad (4.11)$$

Damit sind sowohl die Absorptions- und Emissionsspektren sowie die Erbium-Konzentration der Erbium-dotierten Mehrmodenfaser bekannt und können im vorhandenen Simulationsmodell für mehrmodige EDFAs verwendet werden.

### 4.3 Modenprofile der Fasermode

In den vorherigen Kapiteln wurden die Methoden zur selektiven Anregung von Fasermode und der für diese Arbeit konstruierte Laboraufbau vorgestellt. Der Laboraufbau aus Abbildung 4.7 wird nun dafür genutzt, die Fasermode selektiv anzuregen. Die genutzte aktive Faser wird ausschließlich in kodirektionaler Richtung gepumpt. Die Intensitäten der angeregten Mode werden am Ausgang der Faser mit einer InGaAs-Kamera des Typs C10633 der Firma Hamamatsu aufgenommen. Diese Kamera ist für einen Wellenlängenbereich von 950 - 1700 nm ausgelegt und damit für die Aufnahme von Fasermode im C-Band geeignet. Die Fasermode werden jeweils mit der Strahlung eines DFB-Lasers angeregt und können beliebig an- und abgeschaltet werden. Abbildung 4.12 zeigt die experimentell



**Abbildung 4.12:** Intensitätsprofile der mit Phasenplatten selektiv angeregten Fasermoden und ihre Phasenprofile (vgl. dazu auch in [111], Abbildung 4)

angeregten und mit der Kamera aufgenommenen Modenprofile.

Abbildung 4.12a zeigt das Intensitätsprofil des  $LP_{01}$  Modus. Für den Grundmodus ist keine Phasenplatte nötig. In Abbildung 4.12b ist das Intensitätsprofil des  $LP_{11a}$  Modus sowie das Phasenprofil mit dem Phasensprung in der Mitte zu sehen, welches dem Profil der Phasenplatte gleicht, die zur Anregung des Modus genutzt wird. In Abbildung 4.12c ist der  $LP_{11b}$  Modus zu sehen. Vergleicht man das Intensitätsprofil des  $LP_{11a}$  Modus aus Abbildung 4.12b mit dem simulierten, theoretischen Modenprofil, so lässt sich erkennen, dass die beiden Intensitätsmaxima nicht perfekt gleichmäßig ausgeprägt sind. Diese Abweichungen von dem errechneten Modenprofil lassen sich durch nicht perfekt ausgerichtete mechanische und optische Elemente im Laboraufbau sowie durch Überkopplungen der geführten Moden innerhalb der aktiven Faser erklären. Die leichte diagonale Drehung des Modus entsteht durch die Propagation durch die Faser und durch die Verdrehung der Faser selbst. Diese Drehung ist unproblematisch, da sie, wie in Abbildung 4.12c für den Fall des  $LP_{11b}$  Modus zu sehen, für alle Moden gleich ausfällt. Das um  $90^\circ$  gedrehte Phasenprofil des  $LP_{11b}$  Modus ist unter dem Intensitätsprofil zu sehen. Werden die  $LP_{11a}$  und  $LP_{11b}$  Moden gleichzeitig angeregt, so detektiert die Kamera ein Ringprofil, wie es in Abbildung 4.12d

zu sehen ist. Auch hier weicht das reale Intensitätsprofil durch nicht perfekte Bauteile und Ausrichtungen von der Theorie leicht ab.

## 4.4 Einfluss von Schwebung zwischen Fasermoden

In Kapitel 3.4 wurde mit Hilfe numerischer Simulationen gezeigt, dass die Schwebung zwischen Pumpmoden in einem mehrmodigen EDFA Einfluss auf die Verstärkercharakteristik hat. Besonders groß ist dabei der Einfluss der Schwebung auf die Besetzungsdichten in den oberen und unteren Laserniveaus, was sich auch auf die Verstärkung und die Rauscheigenschaften des Verstärkers auswirkt. In diesem Abschnitt wird experimentell der Einfluss von Schwebung zwischen den Signalmoden auf die Verstärkercharakteristik gezeigt. Dazu wird die Verstärkung zwischen einem breitbandigen und einem schmalbandigen Signal verglichen [127].

Das elektromagnetische Feld, welches durch die Faser geführt wird, lässt sich mit der Gleichung

$$E(r,t) = \sum_{k=1}^{M_s} A_k(z,t) F_k(x,y) \exp(-j\beta_k z) \quad (4.12)$$

beschreiben [58]. Dabei wird über die gesamte Anzahl von  $M_s$  vorhandenen Signalmoden summiert.  $A_k$  bezeichnet die sich langsam verändernde Einhüllende des  $k$ -ten Modus.  $F_k$  ist die transversale Feldverteilung des elektrischen Feldes, dessen Berechnung in Kapitel 2.2 besprochen wurde. Da sich jeder Signalmodus mit einer eigenen Propagationskonstante  $\beta_k$  durch die Faser bewegt, verändert sich das resultierende Feld  $E$  entlang der Faser in Ausbreitungsrichtung  $z$  über die Schwebungslänge. Die Schwebungslänge  $L_B = 2\pi/(\beta_1 - \beta_2)$  zwischen zwei  $LP$  Signalmoden ist aufgrund ihrer stark voneinander abweichenden Ausbreitungskonstanten im Bereich von  $\mu\text{m}$  und damit sehr kurz.

Wenn der mehrmodige EDFA im Bereich der Sättigung arbeitet, so ist die Beziehung zwischen der Signalleistung am Eingang des Verstärkers und der Signalverstärkung bzw. Signalausgangsleistung nichtlinear (siehe Kapitel 2.4.5). Wird nun die Schwebung zwischen Moden betrachtet, so lässt sich erkennen, dass sich über die Schwebungslänge sowohl die Höhe als auch die örtliche Verteilung der Leistungsdichte verändert. Für ein schmalbandiges Signal wird die Schwebung über die Schwebungslänge nicht gestört. Hier bleibt die Phasenbeziehung zwischen den Moden über eine lange Strecke bestehen. Ein solches

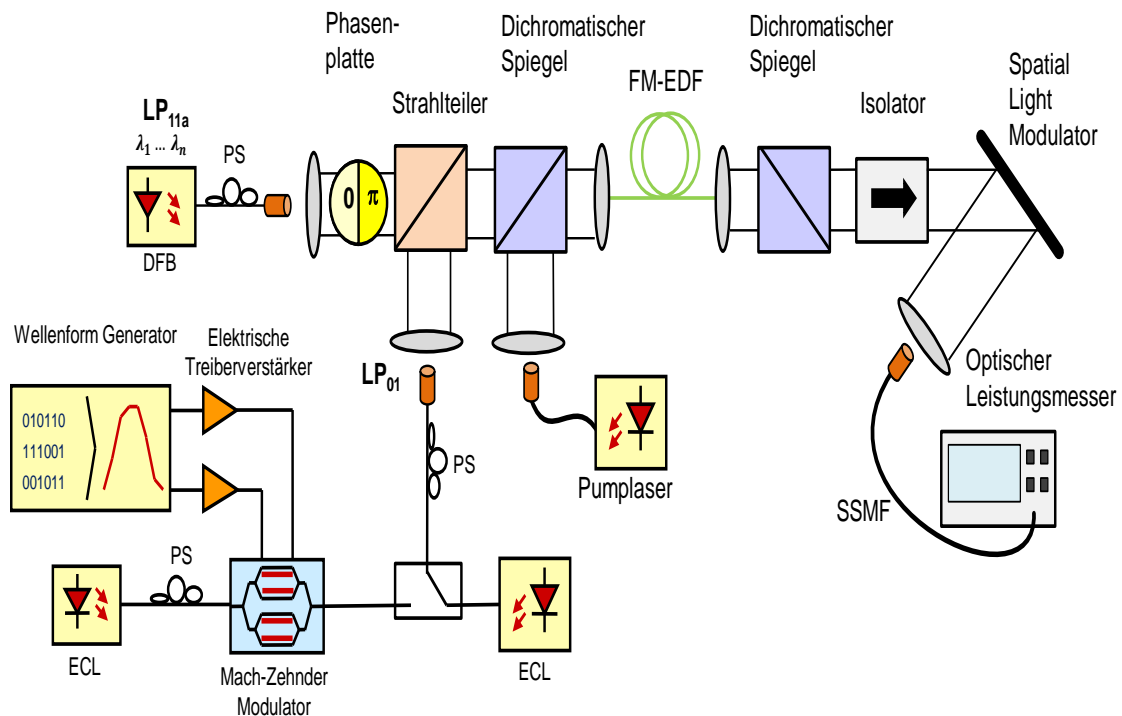


Abbildung 4.13: Aufbau zur Messung von Schwebungseffekten

schmalbandiges Signal ist zum Beispiel ein CW-Laser („Continuous Wave“) Signal. In Bereichen der Schwebungslänge, in denen sich die Felder der unterschiedlichen Signalmoden konstruktiv überlagern, kann die resultierende Leistungsdichte potentiell zu hoch sein, um linear verstärkt werden zu können. Im Gegensatz dazu können in Bereichen der Schwebungslänge, in denen sich die Felder destruktiv überlagern, die örtlichen Leistungsdichten wiederum soweit absinken, dass der Sättigungsbereich des Verstärkers verlassen wird. Enthält nun die Einhüllende  $A_k(z,t)$  die Amplituden- und Phaseninformationen eines modulierten Signals, zum Beispiel eines QPSK-Signals, so verändert sich die Phasenbeziehung zwischen den Signalmoden über die Zeit und die Schwebung wird fortwährend gestört. Die räumliche Leistungsdichte befindet sich durch diese Unterbrechungen der Schwebungsperiode nicht mehr so häufig im Sättigungsbereich und die Auswirkungen der Schwebung auf die Verstärkereigenschaften werden abgeschwächt. Da die Leistungsdichte bei dem QPSK-Signal nicht so stark in den Bereich der Sättigung gerät, kann für ein schmalbandiges Signal wie dem CW-Signal ein niedrigerer Gewinn im Vergleich zum QPSK-Signal erwartet werden. Um den Einfluss von Schwebung zu messen, werden im



Folgenden in einem MM-EDFA der  $LP_{01}$  und der  $LP_{11a}$  Modus angeregt. Um vergleichen zu können, ob sich der Effekt der Schwebung messen lässt, wird der  $LP_{01}$  Modus entweder mit einem CW-Laser Signal oder einem QPSK modulierten Signal angeregt.

Abbildung 4.13 zeigt den modifizierten Aufbau zur Messung von Schwebungseffekten. Zur Anregung des  $LP_{11a}$  Modus wird ein DFB Laser mit 10 MHz Bandbreite verwendet. Die Wellenlänge dieser Strahlungsquelle kann über ein kleines Wellenlängenintervall  $\lambda_1 \dots \lambda_n$  variiert werden. Für die Anregung des  $LP_{01}$  Modus kann wahlweise ein CW-Signal oder ein QPSK moduliertes Signal verwendet werden. Zwischen diesen Signalquellen kann gewechselt werden, was durch den Schalter in Abbildung 4.13 symbolisiert ist. Auf der rechten Seite des Schalters ist für die Anregung des  $LP_{01}$  Modus die Strahlungsquelle für das CW-Signal zu sehen. Es wird ein Laser mit externem Resonator („External Cavity Laser“, ECL) verwendet.

Auf der linken Seite des Schalters ist der Aufbau für das QPSK-Signal abgebildet. Das QPSK Signal wird mit einem Wellenform Generator („Arbitrary Waveform Generator“, AWG) mit einer Abtastrate von 10 Gsample/s und einer Bandbreite von 8 GHz generiert. Gesendet wird eine zufällige Sequenz mit einer Länge von  $2^{14}$  Bits. Die elektrischen Treiberverstärker besitzen eine Bandbreite von 25 GHz. Beide vorhandenen ECL-Laser emittieren bei einer Wellenlänge von 1550,92 nm mit einer Linienbreite von 100 kHz.

Abbildung 4.14 zeigt die Leistungsspektren der beiden Signalquellen, gemessen mit einem optischen Spektrumanalysator. In rot ist das deutlich breitbandigere QPSK-Signal im Vergleich zum, mit einer 100 kHz Linienbreite, schmalbandigen CW-Signal in blau zu erkennen.

Die Leistung der beiden Signalquellen wird so eingestellt, dass stets eine konstante mittlere Leistung am Eingang der Faser anliegt. Die Eingangsleistung aller Signalmoden, also sowohl vom  $LP_{01}$  als auch vom  $LP_{11a}$  Modus, liegt bei  $-15$  dBm. Auch die Polarisation für beide Quellen ist durch den Polarisationssteller so eingestellt, dass am Eingang der Faser stets die gleiche Polarisation für beide Signalquellen anliegt. Auf diese Weise wird die Vergleichbarkeit der Messergebnisse von beiden Strahlungsquellen gewährleistet.

Gepumpt wird die Erbium-dotierte Faser in kodirektionaler Richtung. Der zweite dichromatische Spiegel am Faserausgang dient dann dazu, die restliche, nicht absorbierte Pumpstrahlung aus dem Signalpfad auszukoppeln. Gepumpt wird mit einer Pumpleistung von  $20$  dBm bei  $\lambda_p = 977,6$  nm.

Die aktive Faser ist 8 Meter lang. Bei einem Faserparameter von  $V = 3,19$  bei  $\lambda_s = 1550$  nm errechnet sich die Schwebungslänge zwischen dem  $LP_{01}$  und dem  $LP_{11a}$  Modus zu  $L_B = 294,5$   $\mu\text{m}$ . In Abbildung 4.15 sind die Ergebnisse der Gewinnmessung zu sehen.

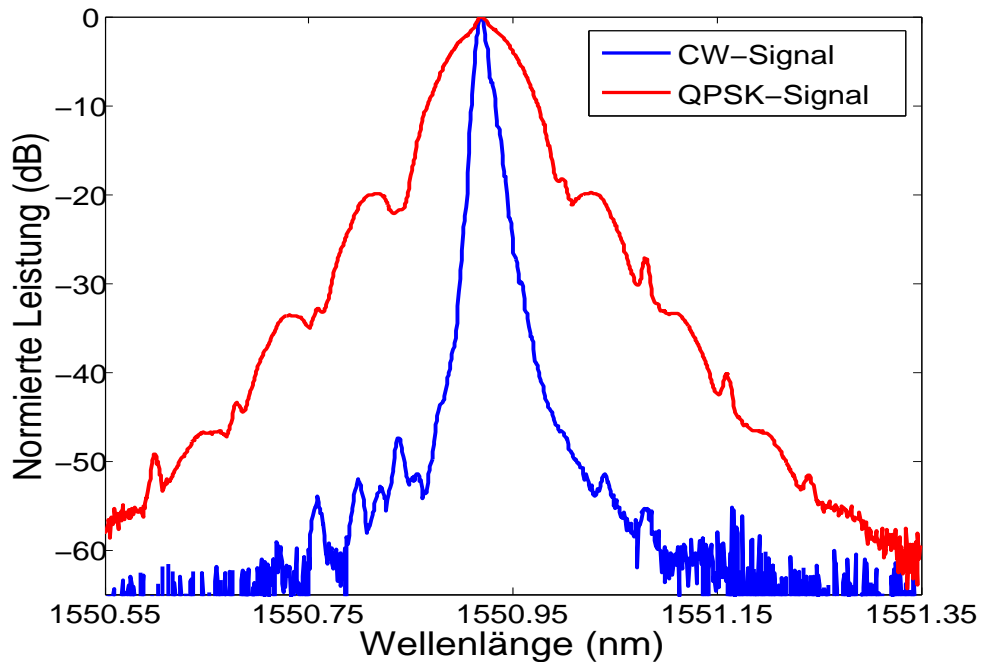
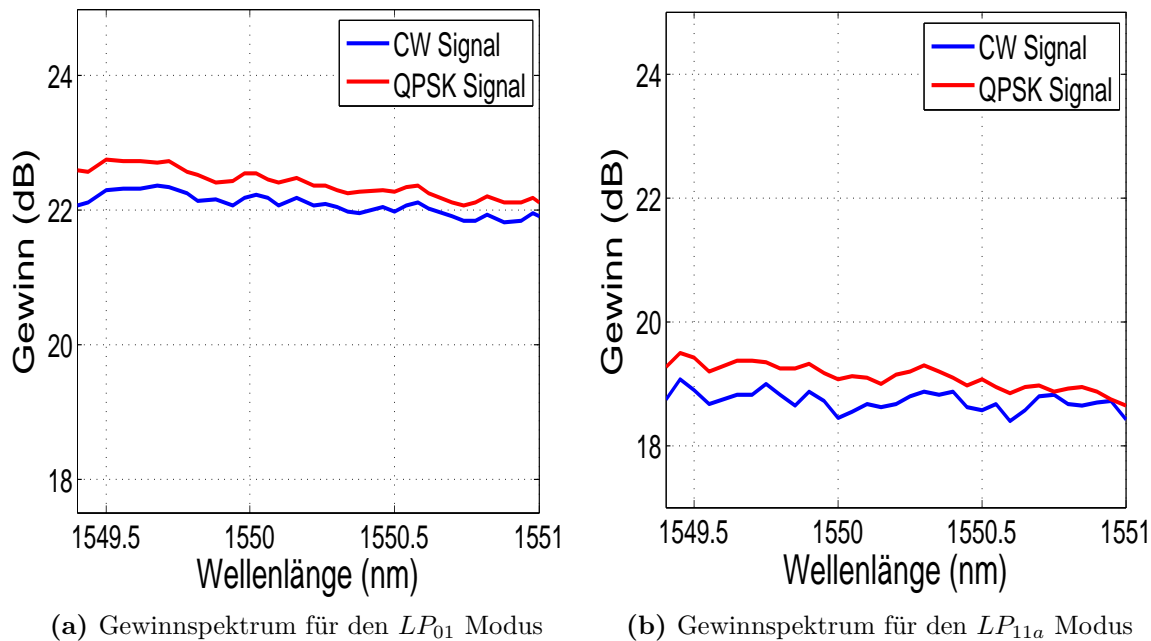


Abbildung 4.14: Leistungsspektren der Signalquellen

Abbildung 4.15a zeigt das Gewinnspektrum für den  $LP_{01}$  Modus und Abbildung 4.15b das Gewinnspektrum für den  $LP_{11a}$  Modus. Um zu zeigen, dass der Einfluss von intermodaler Schwebung über ein kleines Wellenlängenintervall gemessen werden kann, wird die Wellenlänge der Laserquelle für den  $LP_{11a}$  Modus von 1549,4 nm bis 1551 nm variiert. Der Gewinn für den  $LP_{01}$  Modus liegt im Bereich von 22 dB. Vergleicht man die Gewinne der beiden Moden, fällt zunächst auf, dass der Gewinn des  $LP_{11a}$  Modus um ca. 3 dB geringer ist, als der des  $LP_{01}$  Modus. Dieser Unterschied lässt sich damit erklären, dass keine Minimierung von MDG durch eine gezielte Einkopplung von Leistung in Pumpmoden höherer Ordnung vorgenommen wurde. Auch gibt es kein Ringprofil der Erbiumkonzentration in der aktiven Faser. Abbildung 4.13 zeigt, dass die Pumpleistung ohne Phasenplatte so in die Faser gekoppelt wird, dass sie hauptsächlich vom Grundmodus geführt wird. Da auf eine präzise, modenselektive Einkopplung der Pumpleistung ausschließlich in den Grundmodus verzichtet wurde, können jedoch auch Moden höherer Ordnung angeregt werden und Pumpleistung führen. Wie in Kapitel 2.4.4 erläutert und durch Simulationen bestätigt, erfährt bei einer Pumpkonfiguration, in der die Pumpleistung hauptsächlich im Grundmodus geführt wird, der  $LP_{01}$  Signalmodus im Vergleich zum  $LP_{11a}$  Modus eine



**Abbildung 4.15:** Gemessene Gewinne für den  $LP_{01}$  und den  $LP_{11a}$  Modus

höhere Verstärkung, was sich in dem 3 dB Gewinnunterschied in der Messung niederschlägt. Außerdem lässt sich in Abbildung 4.15a erkennen, dass das CW-Signal im Vergleich zum QPSK-Signal um bis zu 0,4 dB niedriger verstärkt wird. Erklären lässt sich dieser Unterschied mit der Schwebung zwischen den Signalmoden. Dadurch, dass bei dem QPSK-Signal die Schwebungsperiode durch die ständig wechselnde Phasenbeziehung der Moden unterbrochen wird, wird der Effekt der Schwebung abgeschwächt. Im Gegensatz dazu bleibt die Phasenbeziehung beim schmalbandigen CW-Signal konstant. Hier gerät der Verstärker räumlich bei konstruktiver Überlagerung in Sättigung und das Signal wird nicht mehr linear verstärkt. Bei destruktiver Überlagerung sinkt die räumliche Leistungsdichte und das Signal wird in Bereichen der destruktiven Überlagerung linear verstärkt.

Ein Unterschied in der selben Größenordnung lässt sich auch für den  $LP_{11a}$  Modus in Abbildung 4.15b erkennen. Hier beträgt der Unterschied des Gewinns für das CW- und QPSK-Signal 0,1 bis 0,4 dB. Da dieser Unterschied in den Gewinnen beim  $LP_{11a}$  Modus in der selben Größenordnung liegt wie beim  $LP_{01}$  Modus, wird weiter das Argument unterstützt, dass sich dieser Unterschied auf die Schwebung zwischen den Moden zurückführen lässt. Da die resultierende Leistungsdichteverteilung durch Superposition von allen geführten Signalmoden entsteht, muss die Schwebung einen Einfluss auf den Gewinn der

Signalmoden in der gleichen Größenordnung besitzen.

Die Charakterisierung von EDFAs wird üblicherweise mit CW-Quellen durchgeführt, wodurch sich andere Gewinne ergeben als später im Betrieb mit modulierten Signalen bei gleicher Pumpleistung. Da die Schwebung in Verstärkern einen Einfluss auf die Verstärkereigenschaften hat und wie oben gemessen Unterschiede beim Gewinn für unterschiedliche Signalquellen auftreten können, ist es wichtig, den Einfluss auf die Verstärkereigenschaften aufgrund der Schwebung zwischen den Moden zu berücksichtigen.

# KAPITEL 5

---

## Zusammenfassung und Fazit

---

In dieser Arbeit wurden EDFAs für SDM Systeme mit Mehrmodenfasern theoretisch und experimentell untersucht. Die Theorie zur Feldberechnung der geführten Fasernmoden ist in Kapitel 2.2 beschrieben. Dabei kann zwischen exakten Wellenleiter Moden und linear polarisierten ( $LP$ ) Moden unterschieden werden. Diese Unterscheidung ist vor allem in Hinblick auf die Untersuchungen der Auswirkungen von Schwebungseffekten wichtig. Die Eigenschaften von EDFAs werden in Kapitel 2.4 besprochen. Besonders hervorzuheben ist dabei, dass die Verstärkung in einem mehrmodigen EDFA abhängig ist von der Überlappung der Intensitätsverteilungen der Signalmoden zu den Intensitätsverteilungen der Pumpmoden. Für eine Angleichung der Gewinne für verschiedene Signalmoden kann also Pumpleistung, aufgeteilt auf unterschiedliche Pumpmoden mit genutzt werden.

In Kapitel 3.1 wird gezeigt, dass EDFAs für SDM mit Mehrmodenfasern potentiell energieeffizienter sind als EDFAs für Mehrkernfasern, bei denen jeder Kern nur den Grundmodus führen kann. Dabei werden für jeden Modus Kanäle mit einer Eingangsleistung von  $-30\text{ dBm}$  im C-Band von  $1528\text{ nm}$  bis  $1563\text{ nm}$  mit einem Kanalabstand von  $1\text{ nm}$  simuliert. Zunächst wird ein Mehrmoden-EDFA mit drei Moden simuliert, welcher den  $LP_{01}$ ,  $LP_{11a}$  und  $LP_{11b}$  Modus führt. Die Parameter des EDFA wurden dabei so gewählt, dass der Gewinn bei einer Wellenlänge von  $\lambda_s = 1545\text{ nm}$   $22\text{ dB}$  beträgt. Der EDFA mit drei geführten Moden in einem Kern benötigt  $35\text{ mW}/\text{Modus}$ . Für eine 3-Kern Faser ist dagegen eine Pumpleistung von  $42\text{ mW}/\text{Modus}$  nötig. Beim 3-modigen EDFA kann also im Vergleich zum EDFA für die 3-Kern Faser die benötigte Leistung um  $17\%$  gesenkt werden. Unterschiede bei den Gewinnwerten für die unterschiedlichen Signalmoden lassen sich durch Pumpleistung in den  $LP_{01}$  und  $LP_{21a+b}$  Pumpmoden minimieren.

Höhere Energieeffizienz zeigt sich auch bei den Simulationsergebnissen eines 6-modigen EDFAs, in dem die  $LP_{01}$ ,  $LP_{11a}$ ,  $LP_{11b}$ ,  $LP_{21a}$ ,  $LP_{21b}$  und  $LP_{02}$  Signalmoden geführt werden. Problematisch erweist sich dabei die Gewinnangleichung für den  $LP_{02}$  Modus. Mit einem geeigneten Ringprofil für die Dotierung des Kerns der aktiven Mehrmodenfaser kann jedoch auch der  $LP_{02}$  Modus als Signalmodus genutzt werden. Mit einem Leistungsverhältnis von  $31,6 \text{ mW}/\text{Modus}$  lässt sich mit dem 6-modigen EDFA im Vergleich zum 6-Kern EDFA eine Leistungsersparnis von 25 % erreichen.

In Kapitel 3.2 wird gezeigt, dass Gewinne in Mehrmoden-EDFAs auch bei einer sich verändernden Anzahl von Signalmoden durch eine Anpassung der Pumpmoden angeglichen werden können. Motiviert ist diese Untersuchung durch die Überlegung, dass beim Einsatz von Mehrmoden-EDFAs bei höheren Kapazitätsanforderungen nach und nach Signalmoden hinzugeschaltet werden können. Auch beim Abschalten einzelner Signalmoden muss der EDFA an den veränderten Arbeitspunkt angepasst werden können. Für ein glattes Gewinnspektrum muss ein passives Filter zur Einebnung der Gewinnspektren verwendet werden. Hier stellt sich die Frage, ob ein einzelnes passives Filter mit einer Übertragungsfunktion für alle vorhandenen Signalmoden ausreichend ist. Bei den Simulationen wurde zunächst der Mehrmoden-EDFA auf die volle Kanalzahl ausgelegt. Dabei wurden die  $LP_{01}$ ,  $LP_{11}$ ,  $LP_{21}$  und  $LP_{31}$  Signalmoden genutzt. Die Gesamtzahl der Kanäle beträgt 252. Um für diesen Fall hohe Gewinne mit einer Gewinndifferenz von  $\Delta G \leq 1 \text{ dB}$  zu erreichen, muss der EDFA mit Leistung im  $LP_{01}$  und  $LP_{61a+b}$  Modus gepumpt werden. Die Übertragungsfunktion des passiven Filter zur Gewinnangleichung wird durch das Gewinnspektrum des  $LP_{01}$  Modus am Ausgang des EDFA bestimmt. Im nächsten Schritt werden dann die  $LP_{21}$  und  $LP_{31}$  Signalmoden entfernt. Durch Anpassung der Pumpleistung und der Pumpmoden können die Gewinne der Signalmoden auf demselben Niveau gehalten werden, wie bei voller Kanallast. Außerdem lässt sich dasselbe passive optische Filter nutzen wie zuvor, so dass keine Veränderung der Übertragungsfunktion des Filters nötig ist. Dies funktioniert allerdings nur, wenn die Gewinndifferenz der Signalmoden am Ausgang des Verstärkers ausreichend klein ist. Bei großen Unterschieden im Gewinn verändert sich das Signalspektrum der Signalmoden und die Einebnung des Gewinnspektrums mit dem passiven Filter ist unzureichend. Der Mehrmoden-EDFA ist also fähig, flexibel in verschiedenen Arbeitspunkten betrieben zu werden. Bei ausreichender Minimierung der Gewinndifferenz zwischen den Signalmoden ist auch nur ein einzelnes passives optisches Filter zur Einebnung der Gewinnspektren ausreichend.

In Kapitel 3.3 wird gezeigt, wie sich mit Hilfe von Pumpmoden mit rotationssymmetrischen Intensitätsprofilen die Abhängigkeit des Gewinns von dem Drehwinkel zwischen Signal- und Pumpmodus aufheben lässt. Pumpet man einen Mehrmoden-EDFA, welcher die  $LP_{01}$  und den  $LP_{11a}$  Signalmoden führt, mit dem  $LP_{11a}$  Modus und lässt diesen rotieren, so erkennt man eine Abhängigkeit des Gewinns vom Rotationswinkel. Die Gewinndifferenz zwischen dem  $LP_{01}$  und dem  $LP_{11a}$  Modus variiert je nach Drehwinkel um bis zu 10 dB. Nutzt man stattdessen einen Pumpmodus mit einem rotationssymmetrischen Intensitätsprofil, wie den  $TE_{01}$  Modus, bleibt der Gewinn der Signalmoden unabhängig vom Rotationswinkel. Durch Nutzung von Pumpmoden mit rotationssymmetrischen Intensitätsprofilen lässt sich die Abhängigkeit des Gewinns vom Drehwinkel entfernen.

Kapitel 3.4 befasst sich mit dem Einfluss von Schwebung der Moden auf die Verstärkereigenschaften. Schwebung entsteht durch die Überlagerung der elektro-magnetischen Felder, welche sich durch die unterschiedlichen Ausbreitungskonstanten der Moden periodisch entlang der Faser verändert. Unterscheiden lässt sich dabei die Schwebung zwischen Modengruppen und innerhalb einer Modengruppe. Für die Betrachtung der Schwebung innerhalb einer Modengruppe sind  $LP$  Moden nicht geeignet und es müssen die exakten Wellenleitermoden berücksichtigt werden. Innerhalb einer Schwebungslänge verändert sich die Intensitätsverteilung der Pumpstrahlung. Simulationen zeigen, dass die Leistungsdichte bei konstruktiver Interferenz während der Schwebungslänge die Schwelle übersteigt, bei der die Energie von den Erbium-Ionen vollständig absorbiert werden kann. Aufgrund der limitierten Anzahl von Erbium-Ionen tritt dann örtliche Bleichung der Pumpabsorption auf. Sinkt während der Schwebungslänge die Intensität wieder, kann die vorhandene Pumpenergie vom Verstärker wieder vollständig absorbiert werden. Aufgrund dieses Effekts schwankt die Besetzungsdichte des oberen Laserniveaus in Bereichen der aktiven Faser, wo die Pumpleistung noch hoch ist, einseitig nach unten. Wird die Schwebung vernachlässigt, wird dieser Effekt nicht berücksichtigt, was sich in den Gewinnen und Rauschzahlen der Verstärkersimulation bemerkbar macht. So zeigen die Simulationsergebnisse bei einem 3-modigen EDFA bei  $LP$  Moden unter Berücksichtigung der Schwebung, für den  $LP_{01}$  Signalmodus einen 1 dB geringeren Gewinn und für die  $LP_{11a+b}$  Moden einen 0,6 dB geringeren Gewinn. Die Rauschzahlen fallen um bis zu 0,1 dB und damit geringfügig höher aus. Bei Verwendung der exakten Wellenleiter Moden können Schwebungen innerhalb einer Modengruppe berücksichtigt werden. Auch hier erkennt man Differenzen bei den Gewinnen von 0,4 dB ( $LP_{01}$ ) und 0,1 dB ( $LP_{11a+b}$ ). Die Simulationsergebnisse zeigen außerdem, dass die Schwebungen zwischen den Pumpmoden starke Auswirkungen auf die

Besetzungsdichteverteilungen in allen drei Energieniveaus besitzen und sich über diese auf die Verstärkereigenschaften auswirken. Für präzise Simulationen sollten diese Schwebungseffekte also berücksichtigt werden.

Kapitel 4.1 und 4.2 erläutern die genutzten Labormessplätze und stellen die experimentellen Ergebnisse vor. Im Kapitel 4.3 werden die im Labor mit einer Kamera aufgenommenen Intensitätsprofile der selektiv angeregten Fasermode gezeigt.

Kapitel 4.4 untersucht den Einfluss von Schwebung zwischen Signalmoden auf die Verstärkereigenschaften. Dazu werden die Signalmoden mit einer schmalbandigen und einer breitbandigen Signalquelle angeregt und die resultierenden Verstärkererträge verglichen. Als breitbandiges Signal dient ein QPSK-Signal. Bei der breitbandigen Signalquelle wird die Schwebungsperiode durch eine stetig wechselnde Phasenbeziehung unterbrochen. Bei der schmalbandigen CW-Signalquelle bleibt die Phasenbeziehung konstant. Bei konstruktiver Interferenz während der Schwebungslänge und hohen Signalleistungen kann der Verstärker örtlich in Sättigung geraten. Bei destruktiver Interferenz fällt der Signalpegel unter diese Schwelle und das Signal wird linear verstärkt. Bei breitbandigen QPSK-Signalen ist dieser Effekt aufgrund der nicht ausgeprägten Schwebung zwischen den Signalmoden geringer. Bemerkbar macht sich dies in den Messungen mit einem bis zu 0,4 dB niedrigeren Gewinn sowohl beim  $LP_{01}$  als auch beim  $LP_{11a}$  Modus für das CW-Signal. EDFAs werden üblicherweise mit CW-Signalen charakterisiert, weshalb der Einfluss von Schwebung zwischen Signalmoden, der sich auf die Verstärkererträge niederschlägt, von Bedeutung für die spätere Benutzung im Betrieb ist, da hier die Erträge höher ausfallen können.

Abschließend lässt sich sagen, dass räumliches Multiplexen neben der Steigerung der Übertragungskapazität das Potential besitzt, durch energieeffiziente Mehrmode-EDFAs Kosten bei der Datenübertragung zu sparen. Durch den Einsatz von unterschiedlichen Pumpmoden, Pumpleistungen und Dotierungsprofilen können solche Verstärker an sich verändernde Betriebszustände angepasst werden. Es wurde gezeigt, dass aufgrund der Schwebung der geführten Moden entlang der aktiven Faser Effekte entstehen, die bei Einmodefasern keine Rolle spielen, jedoch bei mehrmodigen EDFAs bei der Übertragung von Datensignalen berücksichtigt werden müssen.



---

## Literaturverzeichnis

---

- [1] “Cisco Visual Networking Index : Global Mobile Data Traffic Forecast Update , 2013 - 2018, <http://www.cisco.com/c/en/us/solutions/service-provider/visual-networking-index-vni/white-paper-listing.html>,” 2014.
- [2] “Frankfurter Internetknoten DE-CIX, <https://www.de-cix.net/about/statistics/>,” 2015.
- [3] “Cisco Visual Networking Index : Forecast and Methodology , 2013 - 2018, [http://www.cisco.com/c/en/us/solutions/collateral/service-provider/ip-ngn-ip-next-generation-network/white\\_paper\\_c11-481360.pdf](http://www.cisco.com/c/en/us/solutions/collateral/service-provider/ip-ngn-ip-next-generation-network/white_paper_c11-481360.pdf),” 2014.
- [4] R. Chraplyvy, “Combating The Coming Capacity Crunch,” *Symp. "Photonics Commun.*, Tel Aviv, 2011.
- [5] C. Shannon, “A Mathematical Theory of Communication,” *Bell Syst. Tech. J.*, vol. 27, pp. 379–423, 1948.
- [6] P. M. Krummrich, “Spatial multiplexing for high capacity transport,” vol. 17, no. 5, pp. 480–489, Elsevier Inc., Oct. 2011.
- [7] M. Di Renzo, H. Haas, A. Ghayeb, S. Sugiura, and L. Hanzo, “Spatial Modulation for Generalized MIMO: Challenges, Opportunities, and Implementation,” *Proc. IEEE*, vol. 102, no. 1, pp. 56–103, Jan. 2014.
- [8] D. J. Richardson, J. M. Fini, and L. E. Nelson, “Space-division multiplexing in optical fibres,” *Nat. Photonics*, vol. 7, pp. 354–362, Apr. 2013.
- [9] R. J. Essiambre, R. Ryf, N. K. Fontaine, and S. Randel, “Breakthroughs in photonics 2012: Space-division multiplexing in multimode and multicore fibers for high-capacity

- optical communication,” *IEEE Photonics J.*, vol. 5, no. 2, pp. 0701307–0701307, 2013.
- [10] S. Berdagué and P. Facq, “Mode division multiplexing in optical fibers,” *Appl. Opt.*, vol. 21, no. 11, pp. 1950–1955, Jun 1982.
- [11] P. M. Krummrich, “Optical amplification and optical filter based signal processing for cost and energy efficient spatial multiplexing,” *Opt. Express*, vol. 19, no. 17, pp. 16636–52, Aug. 2011.
- [12] P. V. Mamyshev, “All-optical data regeneration based on self-phase modulation effect,” in *24th European Conference on Optical Communication*, vol. 1, pp. 475–476, Sep 1998.
- [13] G. R. Walker, “Gain and noise characterisation of erbium doped fibre amplifiers,” *Electronics Letters*, vol. 27, no. 9, pp. 744–745, April 1991.
- [14] M. Shimizu, M. Horiguchi, M. Yamada, M. Okayasu, T. Takeshita, I. Nishi, J. Noda, and E. Sugita, “Highly Efficient Integrated Optical Fibre Amplifier Module Pumped by a 0.98 Laser Diode,” *Electron. Lett.*, vol. 26, no. 8, pp. 498–500, 1990.
- [15] H. Taga, M. Suzuki, Y. Yoshida, S. Yamamoto, and H. Wakabayashi, “Bit-error-rate characterization of im-dd ultralong-distance optical communication systems with er-doped fiber amplifiers using a recirculating loop,” *Journal of Lightwave Technology*, vol. 11, no. 12, pp. 2100–2104, Dec 1993.
- [16] M. Hwang, S. and Willner, “Guidelines for optimizing system performance for 20 WDM channels propagating through a cascade of EDFA’s,” *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 5, no. 10, pp. 1190–1193, 1993.
- [17] S. Warm, A. Juarez, B. Wohlfeil, and K. Petermann, “Cross-talk in mode-division-multiplex optical fiber transmission systems,” *13th Int. Conf. Transparent Opt. Networks*, pp. 1–4, 2011.
- [18] K. Takenaga, S. Tanigawa, N. Guan, S. Matsuo, K. Saitoh, and M. Koshiba, “Reduction of crosstalk by quasi-homogeneous solid multi-core fiber,” in *Optical Fiber Communication Conference*, p. OWK7, Optical Society of America, 2010.
- [19] A. R. Shah, R. C. J. Hsu, A. Tarighat, and A. H. Sayed, “Coherent Optical MIMO (COMIMO),” *J. Light. Technol.*, vol. 23, no. 8, pp. 2410–2419, 2005.

- [20] S. Haykin, *Adaptive Filter Theory*. Prentice Hall International, 4th ed., 2001, chapter 8 and 9.
- [21] Q. Li, G. Li, W. Lee, M. I. Lee, D. Mazzaresse, B. Clerckx, and Z. Li, "MIMO techniques in WiMAX and LTE: A feature overview," *IEEE Commun. Mag.*, vol. 48, no. 5, pp. 86–92, 2010.
- [22] H. Zhou and G. Wornell, "On the limits of communication over optical on-off keying channels with crosstalk," in *IEEE International Symposium on Information Theory*, pp. 2809–2813, June 2014.
- [23] D. J. F. Barros and J. M. Kahn, "Comparison of Orthogonal Frequency-Division Multiplexing and ON-OFF Keying in Direct-Detection Multimode Fiber Links," *J. Light. Technol.*, vol. 29, no. 15, pp. 2299–2309, 2011.
- [24] F. Derr, "Optical QPSK Homodyne Transmission of 280 Mbit/s," *Electron. Lett.*, vol. 26, no. 6, pp. 401–403, 1990.
- [25] F. Derr, "Coherent optical QPSK intradyne system: Concept and digital receiver realization," *J. Light. Technol.*, vol. 10, no. 9, pp. 1290–1296, 1992.
- [26] M. Boukli-Hacene and L. Kurz, "Comparison of optical bpsk and qpsk heterodyne lightwave systems," in *Military Communications Conference, 1994. MILCOM '94. Conference Record, 1994 IEEE*, vol. 2, pp. 362–366, Oct 1994.
- [27] D. Jokhakar Jignesh, U. Sripathi, and M. Kulkarni, "Performance Enhancement of Optical QPSK systems with Coherent reception for High speed Links," *Int. Conf. Adv. Comput. Commun. Informatics*, pp. 632–637, 2013.
- [28] P. J. Winzer and R.-J. Essiambre, "Advanced Modulation Formats for High-Capacity Optical Transport Networks," *J. Light. Technol.*, vol. 24, no. 12, pp. 4711–4728, Dec. 2006.
- [29] P. Winzer, A. Gnauck, C. Doerr, M. Magarini, and L. Buhl, "Spectrally Efficient Long-Haul Optical Networking Using 112-Gb/s Polarization-Multiplexed 16-QAM," *J. Light. Technol.*, vol. 28, no. 4, pp. 547–556, Feb. 2010.
- [30] Y. Mori, C. Zhang, K. Igarashi, K. Katoh, and K. Kikuchi, "Phase-noise tolerance of optical 16-qam signals demodulated with decision-directed carrier-phase estimation,"

- in *Optical Fiber Communication Conference and National Fiber Optic Engineers Conference*, p. OWG7, Optical Society of America, 2009.
- [31] G. Huang, Y. Miyoshi, A. Maruta, Y. Yoshida, and K. I. Kitayama, “All-optical OOK to 16-QAM modulation format conversion employing nonlinear optical loop mirror,” *J. Light. Technol.*, vol. 30, no. 9, pp. 1342–1350, 2012.
- [32] C. Do, A. V. Tran, C. Zhu, D. Hewitt, and E. Skafidas, “Data-aided osnr estimation for qpsk and 16-qam coherent optical system,” *IEEE Photonics Journal*, vol. 5, no. 5, pp. 6601609–6601609, Oct 2013.
- [33] Y.-W. Song, Z. Pan, Y. Arieli, S. M. M. Nezam, S. A. Havstad, and A. E. Willner, “Enhanced suppression of nonlinearity-induced crosstalk in wdm systems using optical polarization-shift-keying,” in *Conference on Lasers and Electro-Optics/Quantum Electronics and Laser Science Conference*, p. CThQ2, Optical Society of America, 2003.
- [34] B. Konrad and K. Petermann, “Improvement of System Performance in N 40-Gb / s WDM Transmission Using Alternate Polarizations,” *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 15, no. 1, pp. 2002–2004, 2003.
- [35] J. Sakaguchi, B. J. Puttnam, W. Klaus, Y. Awaji, N. Wada, A. Kanno, T. Kawanishi, S. Member, K. Imamura, H. Inaba, K. Mukasa, R. Sugizaki, T. Kobayashi, and M. Watanabe, “305 Tb/s Space Division Multiplexed Transmission Using Homogeneous 19-Core Fiber,” *J. Light. Technol.*, vol. 31, no. 4, pp. 554–562, 2013.
- [36] S. Randel, M. Magarini, R. Ryf, A. Gnauck, P. Winzer, T. Hayashi, T. Taru, and T. Sasaki, “Mimo-based signal processing of spatially multiplexed 112-gb/s pdm-qpsk signals using strongly-coupled 3-core fiber,” in *37th European Conference and Exposition on Optical Communications*, p. Tu.5.B.1, Optical Society of America, 2011.
- [37] R. Ryf, N. K. Fontaine, M. Montoliu, S. Randel, S. H. Chang, and H. Chen, “Space-Division Multiplexed Transmission Over 3x3 Coupled-Core Multicore Fiber,” *Opt. Fiber Commun. Conf.*, no. Tu2J.4, 2014.
- [38] R. Ryf, R. Essiambre, A. Gnauck, S. Randel, M. a. Mestre, C. Schmidt, P. Winzer, R. Delbue, P. Pupalakis, A. Sureka, T. Hayashi, T. Taru, and T. Sasaki, “Space-

- Division Multiplexed Transmission over 4200 km 3-Core Microstructured Fiber,” *Natl. Fiber Opt. Eng. Conf.*, p. PDP5C.2, 2012.
- [39] B. J. Puttnam, J. M. D. Mendinueta, R. S. LuÅs, W. Klaus, J. Sakaguchi, Y. Awaji, N. Wada, T. A. Eriksson, E. Agrell, P. A. Andrekson, and M. Karlsson, “Energy efficient modulation formats for multi-core fibers,” in *Optical Fibre Technology, OptoElectronics and Communication Conference and Australian Conference on*, pp. 694–696, July 2014.
- [40] J. Sakaguchi, Y. Awaji, N. Wada, A. Kanno, T. Kawanishi, T. Hayashi, T. Taru, T. Kobayashi, and M. Watanabe, “Space division multiplexed transmission of 109-tb/s data signals using homogeneous seven-core fiber,” *Journal of Lightwave Technology*, vol. 30, no. 4, pp. 658–665, Feb 2012.
- [41] B. Zhu, T. F. Taunay, M. F. Yan, M. Fishteyn, G. Oulundsen, and D. Vaidya, “70-Gb / s Multicore Multimode Fiber Transmissions for Optical Data Links,” *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 22, no. 22, pp. 1647–1649, 2010.
- [42] D. Molin, M. Bigot-Astruc, G. Kuyt, G. Melin, and P. Sillard, “Multimode fibers for cost-effective high-speed, short-range networks,” in *European Conference and Exhibition on Optical Communication*, p. Th.1.B.3, Optical Society of America, 2012.
- [43] D. Molin, M. Bigot-Astruc, and P. Sillard, “Reach extensions with chromatic dispersion compensated multimode fibers,” in *Optical Communication (ECOC 2013), 39th European Conference and Exhibition on*, pp. 1–3, Sept 2013.
- [44] P. Sillard, M. Astruc, D. Boivin, H. Maerten, and L. Provost, “Few-mode fiber for uncoupled mode-division multiplexing transmissions,” in *37th European Conference and Exposition on Optical Communications*, p. Tu.5.LeCervin.7, Optical Society of America, 2011.
- [45] P. Sillard, M. Bigot-Astruc, and D. Molin, “Few-mode fibers for mode-division-multiplexed systems,” *J. Light. Technol.*, vol. 32, no. 16, pp. 2824–2829, 2014.
- [46] P. S. J. Russell, “Photonic-crystal fibers,” *Journal of Lightwave Technology*, vol. 24, no. 12, pp. 4729–4749, Dec 2006.
- [47] Thorlabs, “Hollow Core Photonic Crystal Fiber HC-1550.”

- [48] M. Westhäuser, S. Akhtari, M. Finkenbusch, and P. Krummrich, "Reduction of crosstalk-induced OSNR penalties in high bit rate optical spatially multiplexed systems," *Adv. Photonics Congr.*, p. SpW3B.2, 2012.
- [49] M. Westhäuser, S. Akhtari, M. Finkenbusch, and P. M. Krummrich, "Quantification and Reduction of OSNR-Penalties due to Crosstalk in High Bit Rate Multi Core Fiber Systems," *ITG Fachtagung für Photonische Netze*, 2012.
- [50] M. Westhäuser, M. Finkenbusch, S. Akhtari, and P. Krummrich, "Mitigation of combined PMD- and crosstalk-induced signal distortions in spatially-multiplexed multi-core fiber networks," *Adv. Photonics Congr.*, p. SpW3B.3, 2012.
- [51] S. Randel, R. Ryf, A. Sierra, P. J. Winzer, A. H. Gnauck, C. A. Bolle, R.-J. Essiambre, D. W. Peckham, A. McCurdy, and R. Lingle, "6×56-gb/s mode-division multiplexed transmission over 33-km few-mode fiber enabled by 6×6 mimo equalization," *Opt. Express*, vol. 19, no. 17, pp. 16697–16707, Aug 2011.
- [52] S. Randel, A. Sierra, S. Mumtaz, A. Tulino, R. Ryf, P. Winzer, C. Schmidt, and R. Essiambre, "Adaptive MIMO signal processing for mode-division multiplexing," *Opt. Fiber Commun. Conf.*, p. OW3D.5, 2012.
- [53] S. O. Arik, J. M. Kahn, and K. P. Ho, "Mimo signal processing for mode-division multiplexing: An overview of channel models and signal processing architectures," *IEEE Signal Processing Magazine*, vol. 31, no. 2, pp. 25–34, March 2014.
- [54] M. Born and E. Wolf, "Principles of Optics," pp. 48–50, sixth ed., 1959.
- [55] K. Okamoto, "Fundamentals of Optical Waveguides," Elsevier, second ed., 2006, chapter 1.
- [56] K. Okamoto, "Fundamentals of optical waveguides," Elsevier, second ed., 2006, chapter 3.
- [57] D. Marcuse, "Theory of Dielectric Optical Waveguides," Academic Press, 1974, chapter 2.
- [58] G. P. Agrawal, "Nonlinear Fiber Optics," academic press, fifth ed., 2013, chapter 2.1 and 2.2.
- [59] "MATLAB Website , <http://de.mathworks.com/products/matlab/>," 2016.

- [60] W. Snyder, "Asymptotic Expressions for Eigenfunctions and Eigenvalues of a Dielectric or Optical Waveguide," *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 17, no. 12, pp. 1130–1138, 1969.
- [61] D. Gloge, "Weakly Guiding Fibers," *Appl. Opt.*, vol. 10, no. 10, pp. 2252–2258, 1971.
- [62] M. Hirano, T. Haruna, Y. Tamura, T. Kawano, S. Ohnuki, Y. Yamamoto, Y. Koyano, and T. Sasaki, "Record Low Loss, Record High FOM Optical Fiber with Manufacturable Process," *Opt. Fiber Commun. Conf. Fiber Opt. Eng. Conf. 2013*, p. PDP5A.7, 2013.
- [63] E. Voges and K. Petermann, *Optische Kommunikationstechnik*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2002, chapter 3.4.1.
- [64] T. Miya, Y. Terunuma, T. Hosaka, and T. Miyashita, "Ultimate Low-Loss Single-Mode Fibre at 1.55 micro meter," *Electron. Lett.*, vol. 15, no. 4, pp. 15–17, 1979.
- [65] Corning, "SMF-28 Optical Fiber Product Information," 2002.
- [66] Y. Sasaki, Y. Amma, K. Takenaga, S. Matsuo, K. Saitoh, and M. Koshiba, "Trench-assisted low-crosstalk few-mode multicore fiber," in *Optical Communication (ECOC 2013), 39th European Conference and Exhibition on*, pp. 1–3, Sept 2013.
- [67] R. Ahmad, M. S. Ali, K. M. Nasim, and M. S. Habib, "A slope matched microstructure optical fiber for dispersion compensation over  $s + c + 1$  wavelength bands," in *International Conference on Advances in Electrical Engineering (ICAEE)*, pp. 106–110, Dec 2013.
- [68] E. Desurvire, *Erbium-Doped Fiber Amplifiers*. John Wiley & Sons, Inc., 2002, chapter 4.3.
- [69] E. Desurvire, *Erbium-Doped Fiber Amplifiers*. John Wiley & Sons, Inc., 2002, chapter 1.
- [70] R. I. Laming, L. Reekie, P. R. Morkel, and D. N. Payne, "Multichannel Crosstalk and Pump Noise Characterisation of Er<sup>3+</sup> doped Fibre Amplifier Pumped at 980 nm," *Electron. Lett.*, vol. 25, no. 7, pp. 455–456, 1989.
- [71] C. Giles and E. Desurvire, "Modeling erbium-doped fiber amplifiers," *J. Light. Technol.*, vol. 9, no. 2, pp. 271–283, 1991.

- [72] V. Ter-Mikirtychev, “Fundamentals of Fiber Lasers and Fiber Amplifiers,” *Springer*, 2013, chapter 2.5.1.
- [73] D. E. McCumber, “Theory of phonon-terminated optical masers,” *Phys. Rev.*, vol. 134, issue 2A, pp. A299–A306, Apr 1964.
- [74] W. J. Miniscalco and R. S. Quimby, “General procedure for the analysis of Er(3+) cross sections,” *Opt. Lett.*, vol. 16, no. 4, pp. 258–260, 1991.
- [75] E. Desurvire, *Erbium-Doped Fiber Amplifiers*. John Wiley & Sons, Inc., 2002, chapter 4.
- [76] A. Bjarklev, *Optical Fiber Amplifiers: Design and System Applications*. Artech House, Inc., 1993.
- [77] M. Tachibana, R. I. Laming, P. R. Morkel, and D. N. Payne, “Erbium-doped fiber amplifier with flattened gain spectrum,” *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 3, no. 2, pp. 118–120, 1991.
- [78] V. L. da Silva, Y. Silberberg, J. S. Wang, E. L. Goldstein, and M. J. Andrejco, “Automatic gain flattening in optical fiber amplifiers via clamping of inhomogeneous gain,” *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 5, no. 4, pp. 412–414, 1993.
- [79] M. Harurnoto, M. Shigehara, and H. Sugaurna, “Gain-flattening filter using long-period fiber gratings,” *Journal of Lightwave Technology*, vol. 20, no. 6, pp. 1027–1033, Jun 2002.
- [80] J.-C. Dung, S. Chi, and S. Wen, “Gain flattening of erbium-doped fibre amplifier using fibre bragg gratings,” *Electronics Letters*, vol. 34, pp. 555–556, Mar 1998.
- [81] H. S. Kim, S. H. Yun, H. K. Kim, N. Park, and B. Y. Kim, “Actively gain-flattened erbium-doped fiber amplifier over 35 nm by using all-fiber acoustooptic tunable filters,” *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 10, no. 6, pp. 790–792, June 1998.
- [82] J. Zyskind and A. Srivastava, *Optically Amplified WDM Networks*. Elsevier Science, first ed., 2011, chapter 6.
- [83] N. Bai, E. Ip, T. Wang, and G. Li, “Multimode fiber amplifier with tunable modal gain using a reconfigurable multimode pump,” *Opt. Express*, vol. 19, no. 17, pp. 16601–16611, Aug 2011.



- [84] N. Bai, E. Ip, Y. Luo, G.-D. Peng, T. Wang, and G. Li, "Experimental study on multimode fiber amplifier using modal reconfigurable pump," in *Optical Fiber Communication Conference*, p. OW1D.3, Optical Society of America, 2012.
- [85] E. Ip, M. jun Li, C. Montero, and Y. Yano, "6x28-gbaud few-mode recirculating loop transmission with gain-equalized inline few-mode fiber amplifier," in *Optical Fiber Communication Conference/National Fiber Optic Engineers Conference 2013*, p. OW4F.3, Optical Society of America, 2013.
- [86] Y. Jung, Q. Kang, J. K. Sahu, B. Corbett, J. OCallaghan, F. Poletti, S. U. Alam, and D. J. Richardson, "Reconfigurable Modal Gain Control of a Few-Mode EDFA Supporting Six Spatial Modes," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 26, no. 11, pp. 1100–1103, June 2014.
- [87] D. Askarov and J. M. Kahn, "Design of Multi-Mode Erbium-Doped Fiber Amplifiers for Low Mode-Dependent Gain," *IEEE Photonics Soc. Summer Top. Meet. Ser.*, p. WC2.2, 2012.
- [88] R. Ryf, R. Essiambre, J. von Hoyningen-Huene, and P. Winzer, "Analysis of mode-dependent gain in raman amplified few-mode fiber," in *Optical Fiber Communication Conference*, p. OW1D.2, Optical Society of America, 2012.
- [89] P. J. Winzer, H. Chen, R. Ryf, K. Guan, and S. Randel, "Mode-dependent loss, gain, and noise in mimo-sdm systems," in *2014 The European Conference on Optical Communication (ECOC)*, pp. 1–3, Sept 2014.
- [90] E. Ip, M. jun Li, and C. Montero, "Experimental characterization of a ring-profile few-mode erbium-doped fiber amplifier enabling gain equalization," in *Optical Fiber Communication Conference/National Fiber Optic Engineers Conference 2013*, p. JTh2A.18, Optical Society of America, 2013.
- [91] G. Le Cocq, L. Bigot, A. Le Rouge, M. Bigot-Astruc, P. Sillard, C. Koebele, M. Salsi, and Y. Quiquempois, "Design and Characterization of a Mutlimode EDFA Supporting 4 Transverse Mode Groups for Modal Division Multiplexed Transmission," *ECOC Tech. Dig.*, vol. 20, no. 24, pp. 27051–61, 2012.
- [92] R. Noé, *Essentials of Modern Optical Fiber Communication*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, first ed., 2010, chapter 3.1.2.

- [93] E. Desurvire, *Erbium-Doped Fiber Amplifiers*. John Wiley & Sons, Inc., 2002, chapter 5.
- [94] W. Heisenberg, “Über den anschaulichen Inhalt der quantentheoretischen Kinematik und Mechanik,” *Zeitschrift für Phys.*, vol. 43, pp. 172–198, 1927.
- [95] E. Desurvire, *Erbium-Doped Fiber Amplifiers*. John Wiley & Sons, Inc., 2002, chapter 2.
- [96] H. Heffner, “The Fundamental Noise Limit of Linear Amplifiers,” *Proc. IRE*, vol. 50, pp. 228–232, 1962.
- [97] M. Karlsson, “Transmission systems with low noise phase-sensitive parametric amplifiers,” *J. Lightwave Technol.*, vol. 34, no. 5, pp. 1411–1423, Mar 2016.
- [98] Z. Tong and S. Radic, “Low-noise optical amplification and signal processing in parametric devices,” *Adv. Opt. Photon.*, vol. 5, no. 3, pp. 318–384, Sep 2013.
- [99] P. Kylemark, M. Karlsson, T. Torounidis, and P. A. Andrekson, “Noise statistics in fiber optical parametric amplifiers,” *J. Lightwave Technol.*, vol. 25, no. 2, pp. 612–620, Feb 2007.
- [100] R. Laming and D. Payne, “Noise Characteristics of Erbium-Doped Fiber Amplifier Pumped at 980 nm,” *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 2, no. 6, pp. 418 – 421, 1990.
- [101] P. M. Krummrich and S. Akhtari, “Selection of energy optimized pump concepts for multi core and multi mode erbium doped fiber amplifiers,” *Opt. Express*, vol. 22, no. 24, pp. 30267–30280, Dec 2014.
- [102] S. Akhtari and P. Krummrich, “Multi mode optical amplifiers with flexible wavelength and spatial channel count,” *Opt. Fiber Commun. Conf. Fiber Opt. Eng. Conf. 2013*, p. JTh2A.21, 2013.
- [103] S. Akhtari and P. M. Krummrich, “Optical Amplifier With Rotationally Symmetrical Pump Modes for Enhanced Mode Multiplexing,” *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 24, no. 23, pp. 2097–2100, 2012.
- [104] A. Witkowska, S. G. Leon-Saval, K. Lai, and T. A. Birks, “Lp01 to te01, fibre mode convertor,” in *Lasers and Electro-Optics, 2007 and the International Quantum*

- Electronics Conference. CLEOE-IQEC 2007. European Conference on*, pp. 1–1, June 2007.
- [105] K. Lai, S. G. Leon-Saval, a. Witkowska, W. J. Wadsworth, and T. a. Birks, “Wavelength-independent all-fiber mode converters,” *Opt. Lett.*, vol. 32, no. 4, pp. 328–330, 2007.
- [106] S. Akhtari and P. M. Krummrich, “Impact of Mode Beating Effects in Optical Multi-Mode Amplifiers for Space Division Multiplexing,” *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 25, no. 24, pp. 2482–2485, 2013.
- [107] N. K. Fontaine, R. Ryf, S. G. Leon-Saval, and J. Bland-Hawthorn, “Evaluation of Photonic Lanterns for Lossless Mode-Multiplexing,” *Ecoc*, p. Th.2.D.6, 2012.
- [108] N. K. Fontaine, “Photonic Lantern Spatial Multiplexers in Space-Division Multiplexing,” *2013 IEEE Photonics Soc. Summer Top. Meet. Ser. PSSTMS 2013*, p. TuC2.1, 2013.
- [109] N. K. Fontaine, “3D Waveguide and All-Fiber "Photonic Lantern" Spatial Multiplexers,” *12th Int. Conf. Opt. Internet Proceeding*, pp. TB2–2, 2014.
- [110] J. W. Goodman, *Introduction to Fourier Optics*. Roberts & Company Publishers, 3rd ed., 2005, chapter 5.
- [111] R. Ryf, S. Randel, S. Member, A. H. Gnauck, C. Bolle, A. Sierra, S. Member, S. Mumtaz, M. Esmaelpour, E. C. Burrows, R.-j. Essiambre, P. J. Winzer, D. W. Peckham, A. H. McCurdy, and R. Lingle, “Mode-Division Multiplexing Over 96 km of Few-Mode Fiber Using Coherent,” *J. Light. Technol.*, vol. 30, no. 4, no. 4, pp. 521–531, 2012.
- [112] Zemax, “OpticStudio, <http://www.zemax.com/products/opticstudio/about>,” 2015.
- [113] G. Labroille, B. Denolle, P. Jian, P. Genevaux, N. Treps, and J.-F. Morizur, “Efficient and mode selective spatial mode multiplexer based on multi-plane light conversion,” *Opt. Express*, vol. 22, no. 13, pp. 15599–15607, Jun 2014.
- [114] J. Carpenter and T. D. Wilkinson, “Holographic Mode-Group Division Multiplexing,” *Opt. Fiber Commun. Conf. Fiber Opt. Eng. Conf. 2011*, p. OThN3, 2011.

- [115] J. Carpenter and T. D. Wilkinson, "Precise modal excitation in multimode fibre for control of modal dispersion and mode-group division multiplexing," *37th Eur. Conf. Expo. Opt. Commun.*, p. We.10.P1.62, 2011.
- [116] J. Carpenter and T. D. Wilkinson, "All optical mode-multiplexing using holography and multimode fiber couplers," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 30, no. 12, pp. 1978–1984, June 2012.
- [117] C. Koebele, M. Salsi, D. Sperti, P. Tran, P. Brindel, H. Mardoyan, S. Bigo, A. Boutin, F. Verluise, P. Sillard, M. Astruc, L. Provost, F. Cerou, and G. Charlet, "Two mode transmission at 2x100gb/s, over 40km-long prototype few-mode fiber, using lcos-based programmable mode multiplexer and demultiplexer," *Opt. Express*, vol. 19, no. 17, pp. 16593–16600, Aug 2011.
- [118] J. Carpenter, B. C. Thomsen, and T. D. Wilkinson, "Degenerate mode-group division multiplexing," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 30, no. 24, pp. 3946–3952, Dec 2012.
- [119] J. Carpenter, B. C. Thomsen, and T. D. Wilkinson, "Mode division multiplexing of modes with the same azimuthal index," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 24, no. 21, pp. 1969–1972, Nov 2012.
- [120] J. Carpenter, B. J. Eggleton, and J. Schröder, "110x110 optical mode transfer matrix inversion," *Opt. Express*, vol. 22, no. 1, pp. 96–101, Jan 2014.
- [121] Thorlabs, "Beamsplitter CM1-BS015."
- [122] Thorlabs, "Dichroic Mirror DMLP1180."
- [123] 3SP, "1999CHP Pumplaser-Diode Datasheet."
- [124] Thorlabs, "Isolator IO-4-1550-VLP."
- [125] R. Teschner, *Glasfasern*, ch. Glasdichte, pp. 33–36. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2013.
- [126] K. Linganna, K. Suresh, S. Ju, W.-T. Han, C. Jayasankar, and V. Venkatramu, "Optical properties of er<sup>3+</sup>-doped k-ca-al fluorophosphate glasses for optical amplification at 1.53  $\mu\text{m}$ ," *Opt. Mater. Express*, vol. 5, no. 8, pp. 1689–1703, Aug 2015.

- [127] S. Akhtari, M. Finkenbusch, R. Winfield, and P. M. Krummrich, "Experimental analysis of the impact of beating between signal modes on few-mode erbium doped fiber amplifier performance," in *Optical Fiber Communication Conference*, p. Tu3C.4, Optical Society of America, 2015.



---

## Abkürzungsverzeichnis

---

ASE	Amplified Spontaneous Emission
AWG	Arbitrary Waveform Generator
BER	Bit Error Ratio
DFB	Distributed Feedback
EB	Exabytes
ECL	External Cavity Laser
EDF	Erbium-dotierte Faser
EDFA	Erbium-doped fiber amplifier
ESA	Excited State Absorption
FMF	Few Mode Fiber
FWHM	Full Width at Half Maximum
GVD	Group-Velocity Dispersion
HC-PBGF	Hollow-core Photonic Bandgap Fiber
IP	Internet Protokoll
LCOS	Liquid Crystals On Silicon
LP	linear polarisiert
MCF	Multi Core Fiber
MDM	Mode Division Multiplexing
MIMO	Multiple-Input-Multiple-Output
MMF	Multimode Fiber
OEO	Optical-Eletrical-Optical
OOK	On-Off-Keying
OSNR	Optical Signal-to-Noise Ratio
PolMUX	Polarisationsmultiplexen

PolSK	Polarization-Shift-Keying
PP	Phasenplatten
ppb	parts-per-billion
ppm	parts-per-million
PS	Polarisationssteller
QPSK	Quadrature Phase-Shift Keying
SDM	Space Division Multiplexing
SLM	Spatial Light Modulator
SNR	Signal-to-noise ratio
ST	Strahlteiler
Tb/s	Terabit pro Sekunde
TDM	Time Division Multiplexing
WDM	Wavelength Division Multiplexing



# ANHANG A

---

## Parameter für die numerische Berechnung der Wirkungsquerschnittsspektren

---

Wie in Kapitel 2.4.2 beschrieben, lassen sich mit der Gleichung

$$\sigma(\lambda) = \sum_i a_i \exp \left\{ -4 \log 2 \frac{(\lambda - \lambda_i)^2}{\Delta\lambda_i^2} \right\} \quad (\text{A.1})$$

die Wirkungsquerschnittsspektren numerisch modellieren. Die Spektren, die in 2.19 gezeigt sind, lassen sich mit den Parametern aus [75] für eine Typ-3 (Germanium-Aluminiumsilikat mit hoher Aluminium Konzentration [75]) Erbium-dotierte Faser modellieren.

**Tabelle A.1:** Parametersatz für Absorptionsspektrum einer Type-3 Erbium-dotierten Faser

$\Delta\lambda_i$ (nm)	$\lambda_i$ (nm)	$a_i$
40	1440	0,03
50	1482	0,31
29	1492	0,17
29	1515	0,37
16,5	1530	0,74
17	1544	0,28
25	1555	0,30
35	1570	0,07

Für die gemessenen Spektren, wie sie in Abbildung 4.11 gezeigt sind, ergeben sich folgende Parametersätze:

**Tabelle A.2:** Parametersatz für Emissionsspektrum einer Type-3 Erbium-dotierten Faser

$\Delta\lambda_i$ (nm)	$\lambda_i$ (nm)	$a_i$
40	1470	0,06
50	1500	0,16
25	1520	0,30
12,5	1530,6	0,37
13	1542,5	0,38
22	1556	0,49
45	1575	0,20
60	1600	0,06

**Tabelle A.3:** Parametersatz für gemessenes Absorptionsspektrum

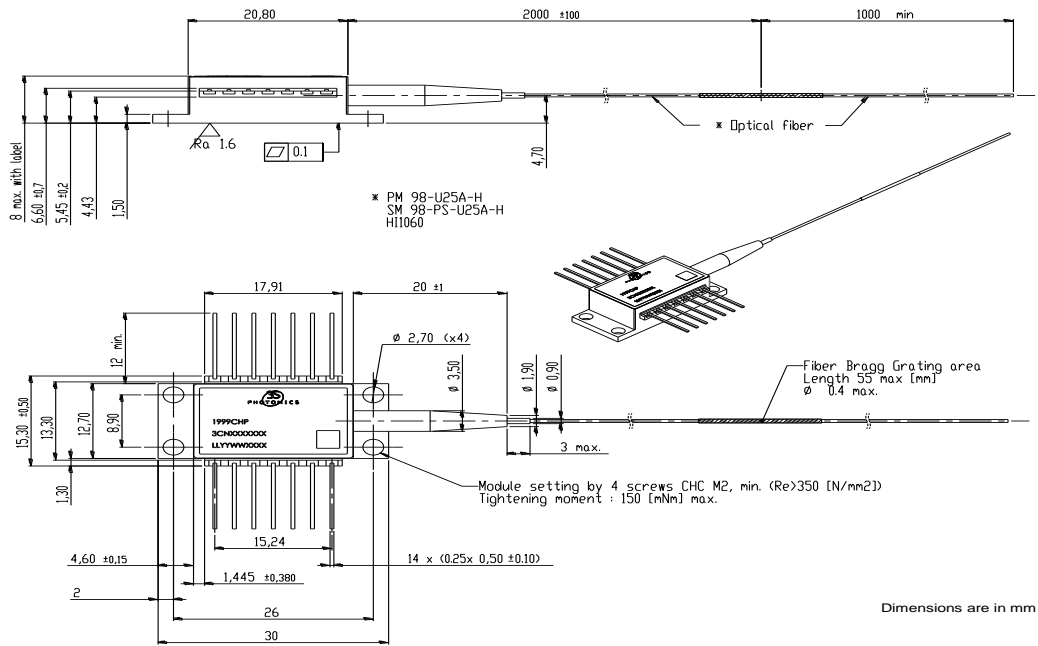
$\Delta\lambda_i$	$\lambda_i$	$a_i$
22,3	1413,4	0,08
39,4	1454,8	0,26
41	1495,7	0,63
19	1514,3	0,21
17,1	1529,7	0,77
13,9	1543,2	0,24
29,9	1554,2	0,51
55	1602,9	0,01

**Tabelle A.4:** Parametersatz für gemessenes Emissionsspektrum

$\Delta\lambda_i$	$\lambda_i$	$a_i$
58	1477,6	-0,0032
71,1	1513,6	0,2765
24,2	1525,1	0,2281
13,3	1529,8	0,4904
10,3	1542,7	0,1732
27,5	1554,4	0,5143
39,2	1572,8	0,1272
60	1602,6	0,1623

# ANHANG B

## Datenblatt der im Messaufbau verwendeten Pumpdiode



### PIN ASSIGNMENT

N°	Description	N°	Description
1	TEC (+)	8	No connect
2	Thermistor	9	No connect
3	Monitor PD Anode	10	Laser Anode (+)
4	Monitor PD Cathode	11	Laser Cathode (-)
5	Thermistor	12	No connect
6	No connect	13	Ground
7	No connect	14	TEC (-)

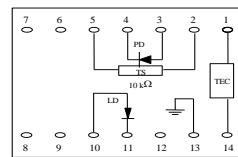


Abbildung B.1: Maße und Pinbelegungen für die Pumplaser-Diode 3SP-1999CHP [123]