

1 Einleitung

Faserlaser erfahren aufgrund ihrer zahlreichen Vorteile gegenüber Gas-, wie auch Laserkristallbasierten Festkörperlasern einen zunehmenden Einsatz in industriellen Produktionsprozessen [1]. Durch das große Verhältnis der Oberfläche laseraktiver Fasern zu ihrem Volumen lassen sich Faserlaser ausgezeichnet kühlen und thermische Störeffekte können wirksam unterdrückt werden. Die Erzeugung von Laserstrahlung hoher Qualität und Stabilität wird durch das Faserdesign möglich, wobei sich elektrisch-zu-optische Wirkungsgrade von mehr als 30% und Standzeiten von etwa 100.000 Std. erzielen lassen [2]. Der Markt für Faserlaser wächst mit einer bis zum Jahr 2021 prognostizierten jährlichen Wachstumsrate von 12% fast doppelt so schnell wie der ohnehin stark wachsende Gesamtmarkt für Laser [3]. Der wichtigste und mit Abstand größte Markt, ist die Materialbearbeitung, in der Faserlaser unter anderem zum Schneiden, Schweißen, Strukturieren und Beschriften genutzt werden [3, 4]. Das Streben dieser Märkte nach den höchsten Laserleistungen in Kombination mit den geringsten Strahlparameterprodukten kann durch die Faserlasertechnologie verwirklicht werden [5]. Die kommerzielle Entwicklung von Faserlasersystemen ist eng mit dem Fortschritt und der Entwicklung von Pumpplaserdioden und innovativen Konzepten der Pumplichtzufuhr verknüpft [6]. Die Möglichkeit einer Skalierung der Ausgangsleistung hängt von der erzielbare Pumpleistungen und der Fokussierbarkeit erzeugten Pumplichts ab. Durch die Entwicklung spezieller Faserdesigns, wie der *Double-Clad-Faser*, erfolgte eine Reduzierung der Anforderungen an die Strahlqualität der Pumplichtquellen, da sich die numerische Apertur und die Querschnittsfläche der Faser erhöhen lässt, ohne die Qualität der Signalstrahlung des Faserlasers negativ zu beeinflussen. Dennoch sind aufgrund der großen Diskrepanz der rechteckigen Apertur der Laseremission und dem kreisförmigen Querschnitt der Faser Techniken zur Reorganisation und Kombination der Strahlung einzelner Emittier eines oder mehrerer Diodenlaser notwendig [2, 7, 8, 9]. Anordnungen zum Multiplexing des Pumplichts sind teuer und anfällig für Ausrichtungsfehler. Die Einstrahlung des Pumplichts über die Stirnflächen der Glasfaser erhöht darüber hinaus, durch die vorliegenden hohen Leistungsdichten, das Risiko einer Schädigung der Glasfaser [10]. Das Konzept des *fused fiber bundling*, welches die Einstrahlung des Pumplichts durch die Seitenflächen der laseraktiven Faser vorsieht, ist das wohl am häufigsten verwendete Pumpkonzept derzeitiger Faserlaser [11]. Hierbei wird das Pumplicht über Mikrooptiken zunächst in passive Transportfasern eingestrahlt. Die Transportfasern werden durch Faserspleißverbindungen mit der laseraktiven Faser kontaktiert. Ein großer Nachteil dieser Technologie besteht in der hohen Komplexität der Formung des Pumplichts zur Einstrahlung in die passiven Transportfasern und den hohen Fertigungsaufwand der Mikrooptiken, was sich deutlich auf die Kosten solcher fasergekoppelter Pumpplaserdioden auswirkt. Ziel der vorliegenden Arbeit war es daher, ein neuartiges Pumpkonzept für Faserlaser zu entwickeln, welches den Verzicht auf komplexe und hochpreisige Strahlformungsoptiken ermöglicht. Das

1 Einleitung

vorgestellte Konzept verfolgt einen innovativen Ansatz der Pumpstrahlungskopplung durch die Seitenflächen der laseraktiven Faser. Der physikalische Effekt der Richtungskopplung zwischen einer gefertigten passiven Kantenwellenleiterstruktur und der laseraktiven Faser wird zur optischen Anregung des seltenerd-dotierten Signalkerns der Faser gezielt ausgenutzt. Laserdiodenbarren mit konventionellen Zylinderlinsen zur Kollimation der Pumpstrahlung entlang ihrer *fast axis* (FAC-Linsen) können für die Pumplichtzufuhr eingesetzt werden. Durch gezielte Einflussnahme auf die Kopplungseigenschaften der Strahlung ist eine optische Anregung der laseraktiven Faser über die Länge der Kantenwellenleiterstruktur hinaus möglich. Die Verwendung mehrerer Einheiten zur Pumpstrahlungszufuhr gestattet eine Leistungsskalierung des Faserlasers.

Unter zahlreichen Konfigurationen des Faserlaserresonators werden für industrielle Anwendungen zunehmend monolithische Konzepte eingesetzt [12, 13]. Durch den Verzicht auf faserexterne Optiken und eine Integration der Resonatorspiegel in die Glasfaser, kann die Sensitivität des Faserlaserresonators gegenüber Vibrationen gemindert werden, wodurch die Ausfallsicherheit steigt [14]. Die Herstellung von Faser-Bragg-Gittern stellt die Schlüsseltechnologie zur Erzeugung solcher monolithischer Resonatoren dar [15]. Ihre Erzeugung basiert auf der gezielten Nutzung der Photosensitivität einiger Glasfasern im ultravioletten Spektralbereich [16]. Die periodische Belichtung induziert eine periodische Änderung der Brechzahl der Faser, wodurch sich innerhalb der Glasfaser Interferenzspiegel erzeugen lassen. Schwierigkeiten der Herstellung von Faser-Bragg-Gittern entstehen durch die Nutzung laseraktiver Fasern, die aufgrund ihrer Dotierung eine nur sehr geringe Photosensitivität aufweisen [17]. Darüber hinaus werden zur Skalierung der Ausgangsleistung von Faserlasern häufig *Large-Mode-Area*-Fasern eingesetzt. Zur Erhöhung der Schwellleistung für unerwünschte nichtlineare Effekte, wie der stimulierten Raman-Streuung (SRS), oder der stimulierten Brillouin-Streuung (SBS), werden durch die mehrere 10 μm betragenden Signalkerndurchmesser die Leistungsdichten innerhalb der Faser reduziert [14]. Die Erhöhung des Signalkerndurchmessers resultiert in der Regel in einer Zunahme des V-Parameters der Faser, wodurch neben der Grundmode der Signalstrahlung zahlreiche transversale Moden höherer Ordnungszahlen innerhalb des Signalkerns ausbreitungsfähig sind. Ein Faser-Bragg-Gitter innerhalb solcher Fasern, kann zu einem Übersprechen der relativen Leistungsanteile einzelner Modenordnungen und spektraler Anteile des Verstärkungsspektrums der Seltenerd-dotierung führen [12, 16]. Dies kann die Qualität erzeugter Signalstrahlung erheblich beeinflussen. Die Erzeugung probater Resonatorspiegel ist für diesen Fasertyp nicht trivial. Ziel der vorliegenden Arbeit war es, Experimentalaufbauten zur Herstellung und Untersuchung holografischer Faser-Bragg-Gitter zu erstellen und ihre Funktionalität zunächst anhand einer photosensitiven *Single-Mode*-Faser zu überprüfen. Notwendige Entwicklungsschritte zur Erzeugung von Faser-Bragg-Gittern in laseraktiven *Large-Mode-Area*-Fasern werden im Hinblick auf die Herstellung eines monolithischen Faserlaserresonators aufgezeigt.

Die Auskopplung der Signalstrahlung durch die Glasfaserstirnflächen stellt für jeden Faserlaser einen inhärenten Schwachpunkt dar [18, 19, 20, 21]. Bereits eine geringfügige Kontamination kann aufgrund der vorliegenden hohen Leistungsdichten in einer starken Tempera-

turerhöhung resultieren. Molekulare Kontaminanten, also Flüssigkeitsfilme, führen zu einer erhöhten Absorption der Signalstrahlung, die einen signifikanten Faktor zur Ausbildung thermischer Linsen darstellt [22, 23]. Das Anhaften von Partikeln äußert sich darüber hinaus in lokalen Temperaturgradienten, die aufgrund der ungleichmäßigen Absorption der Signalstrahlung Störungen des Intensitätsprofils der Faserlaseremission hervorrufen [22, 24]. Mit der Verunreinigung der Glasfaserstirnfläche gehen Effizienzverluste des Faserlasers einher, die in einer Herabsetzung der Ausgangsleistung resultieren. Im schlimmsten Fall tritt eine Degradation der Glasfaserstirnfläche ein, die zu einer Zerstörung der Glasfaserstirnfläche, bzw. des Faserkonnektors und zu einem Ausfall des Gesamtsystems führt. Bisherige Lösungsansätze zur Vermeidung einer Schädigung der Glasfaser begründen sich auf der Verwendung sogenannter *End-Caps*, die an die Glasfaser angespleißt werden und zu einer Reduzierung der Leistungsdichte auf den besonders beanspruchten Grenzflächen führen [11, 25]. Die Problematik einer Kontamination wird hierdurch nicht ausgeräumt, sondern es wird lediglich das Risiko einer Schädigung durch die Verringerung der Leistungsdichte minimiert. Im Zuge der vorliegenden Arbeit sollte daher eine Prozesstechnologie zur Veredelung von Quarzglasoberflächen entwickelt werden, die die Anhaftung von molekularen und partikulären Kontaminanten signifikant reduziert und gleichzeitig die Transmissionseigenschaften behandelter Oberflächen nicht zum Nachteil beeinflusst. Besonders im Hinblick auf die Anwendung von *End-Caps*, die im Bereich von Hochleistungsfaserlasern konventionell eingesetzt werden, ist die Erzielung einer entspiegelnden Wirkung erzeugter Oberflächen erstrebenswert [26, 27]. Unerwünschte Reflexe, die hohe Leistungsanteile beinhalten, können dadurch im Bereich des Glasfaserkonnektors vermieden und die Ausfallsicherheit des Faserlasers in der Folge erhöht werden. Die entwickelte Technologie soll somit in Konkurrenz zu den etablierten Dünnschicht-Antireflexbeschichtungen treten.



2 Grundlagen

Seltenerdotierte Glasfasern bilden ein herausragendes Verstärkungsmedium zur Realisierung von Hochleistungslasern. Durch die große Interaktionslänge, der innerhalb der Glasfaser geführten Strahlung mit dem laseraktiven Medium, lassen sich hohe Signalverstärkungen bereits im Einfachdurchlauf erzielen [28]. Faserlaser können in besonderem Maße in ihrer Ausgangsleistung skaliert werden, da die Faser eine große Oberfläche aufweist und sich in der Folge das thermische Management im Vergleich zu laserkristallbasierten Festkörperlaser deutlich vereinfacht [29, 30]. Mit der Entwicklung von *Double-Clad*-Fasern (DCF) und Hochleistungspumplaserdioden wurde die Einstrahlung hoher Pumpleistungen in die laseraktive Faser möglich und es konnten in der Folge Ausgangsleistungen des Faserlasers im Multikilowatt-Bereich erzielt werden [31, 32, 10]. Unterschiedliche Pumpschemata auf Basis einer Einstrahlung des Pumplichts durch die Faserstirnflächen oder durch eine seitliche Pumplichtzufuhr an mehreren Stellen entlang der Faser, finden Anwendung. Nachteile bestehender Pumpschemata ergeben sich aus der Notwendigkeit der Formung der stark asymmetrischen Strahlung der Pumplaserdioden. Komplexe und hochpreisige Strahlformungsoptiken sind für alle etablierten Pumpschemata notwendig. Ein im Rahmen dieser Arbeit entwickeltes Konzept soll diese Nachteile ausräumen.

2.1 Lichtleitung und -verstärkung in Glasfasern

In Abb. 2.1 ist der Aufbau einer *Double-Clad*-Faser schematisch dargestellt. Die Glasfaser besitzt mehrere Schichten, die von innen nach außen als Signalkern (*core*), Sockelschicht (*pedestal area*), innerer Mantel (*inner cladding*) und äußerer Mantel (*outer cladding*) bezeichnet werden. Eine Schutzschicht (*coating*) umhüllt die Faser, wobei in einigen technischen Ausführungsformen der äußere Fasermantel gleichermaßen die Schutzschicht bilden kann [33, 34]. Der Brechungsindex der Glasfaser nimmt stufenweise mit jeder Schicht von innen nach außen ab. Strahlung kann innerhalb des Signalkerns, wie auch innerhalb des sogenannten Pumpkerns geführt werden. Der Pumpkern der *Double-Clad*-Faser wird durch die Grenzfläche des inneren Fasermantels zum äußeren Fasermantel definiert und beinhaltet alle innen liegenden Faserschichten. Der Durchmesser des Pumpkerns d_{cl} ist um etwa ein bis zwei Größenordnungen größer als der Durchmesser d_{co} des Signalkerns. Pumplicht, welches in den Pumpkern eingestrahlt wird, durchstrahlt den seltenerdotierten Signalkern der Faser und regt diesen optisch an. Aus dem kritischen Winkel der Totalreflexion $\Psi_{cl/co}$ an den Grenzschichten des inneren Fasermantels zum äußeren Mantel bzw. des Signalkerns zur Sockelschicht, ergeben sich die maximalen Öffnungswinkel

$$\alpha_{cl/co} = \arcsin \left(n_{cl/co} \cos(\psi_{cl/co}) \right). \quad (2.1)$$

2 Grundlagen

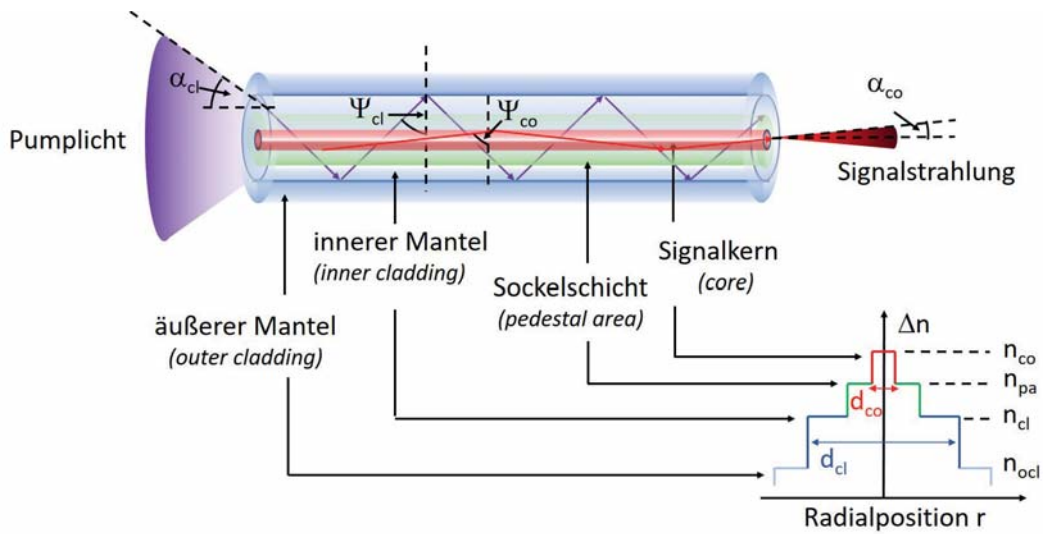


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung einer *Double-Clad*-Faser

eines in die Glasfaser einstrahlbaren Pumplichtkegels bzw. eines aus der Faser austretenden Signalstrahlungskegels. Die Angabe der Winkelakzeptanz der Faser bzw. des Öffnungswinkels aus der Faser austretender Strahlung, erfolgt gemeinhin in Form der numerischen Apertur

$$NA_{cl/co} = \sin(\alpha_{cl/co}). \quad (2.2)$$

Der Pumpkern typischer *Double-Clad*-Fasern besitzt eine numerische Apertur NA_{cl} , die um einen Faktor 2,5 bis 7 höher ist als entsprechende Werte NA_{co} des Signalkerns der Faser [35, 36, 37]. Durch die deutlich größere Querschnittsfläche des Pumpkerns im Vergleich zum Signalkern der Faser, wie auch die signifikant höhere numerische Apertur, sinken die Anforderungen an die Strahlqualität der Pumplichtquelle im Vergleich zu einer direkten Einstrahlung des Pumplichts in den Signalkern. Pumplicht geringer Strahlqualität kann in den Pumpkern der *Double-Clad*-Faser eingestrahlt und in Signalstrahlung hoher Strahlqualität konvertiert werden. Hierin begründet sich der maßgebliche Vorteil einer *Double-Clad*-Faser gegenüber *Single-Clad*-Fasern.

2.1.1 Transversale Wellenleitermoden

Die Lichtführungseigenschaften des Pump- und Signalkerns werden mit Hilfe der Helmholtzgleichung

$$\nabla^2 \vec{E} = k_0^2 n^2(\omega) \vec{E}, \quad (2.3)$$

beschrieben. \vec{E} ist der Vektor der elektrischen Feldstärke, k_0 die Vakuumwellenzahl des Lichts und n der Brechungsindex der jeweiligen Faserschicht gemäß Abb. 2.1. Eine zu Gl. (2.3) analoge Gleichung ist für die magnetische Feldstärke \vec{H} gegeben. Zwei der insgesamt sechs Feldkomponenten der elektrischen und der magnetischen Feldstärke sind linear unabhängig voneinander. Die Feldkomponenten entlang der Propagationsrichtung der Strahlung (positive

2.1 Lichtleitung und -verstärkung in Glasfasern

z-Richtung) können demnach unabhängig voneinander betrachtet werden. Für Gl. (2.3) wird der Lösungsansatz

$$\vec{E}_z(\omega, \vec{r}) = U(r) \cdot e^{-i \cdot \phi l} \cdot e^{-i \cdot \beta z} \quad (2.4)$$

mit der Radialkomponente des elektrischen Feldes $U(r)$, der Winkelkomponente ϕ mit $l \in \mathbb{Z}$ und der Propagationskonstante β gewählt. Durch Einsetzen der Radialkomponente des elektrischen Feldes in Gl. (2.3) folgt

$$\frac{d^2 U}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dU}{dr} + \left(n^2 k_0^2 - \beta^2 - \frac{l^2}{r^2} \right) U(r) = 0. \quad (2.5)$$

Im Bereich des Pumpkerns $r < \frac{d_{cl}}{2}$ (bzw. des Signalkerns $r < \frac{d_{co}}{2}$) sind die Lösungen der Gl. (2.5) Besselfunktionen erster Gattung und l-ter Ordnung. Die radiale Feldverteilung $U(r)$ oszilliert mit sinkender Amplitude bei zunehmendem Radius r . Im Bereich des äußeren Mantels $r > \frac{d_{cl}}{2}$ (bzw. des inneren Mantels $r > \frac{d_{co}}{2}$) sind die Lösungsfunktionen Hankelfunktionen l-ter Ordnung. Anders als die Besselfunktionen erster Gattung, ergibt sich durch diese keine Oszillation des Radialfeldes $U(r)$, sondern ein rein exponentieller Abfall der Feldamplitude. Durch die Forderung der Übereinstimmung der Besselfunktion $J_l(u)$ und der Hankelfunktion $K_l(w)$ an der Grenzfläche des Pumpkerns (bzw. des Signalkerns) ergeben sich die Eigenwertgleichungen

$$w J_l(u) \frac{dK_l(w)}{dw} - u \frac{dJ_l(u)}{du} K_l(w) = 0 \quad (2.6)$$

mit den normierten radialen Ausbreitungskonstanten

$$u = \frac{d_{cl/co}}{2} \sqrt{n_{cl/co}^2 k_0^2 - \beta^2} \quad (2.7)$$

für den Pumpkern (bzw. den Signalkern) und

$$w = \frac{d_{cl/co}}{2} \sqrt{\beta^2 - n_{ocl/cl}^2 k^2} \quad (2.8)$$

für den äußeren Mantel (bzw. inneren Mantel) der Faser. Die Lösungen des Eigenwertproblems Gl. (2.6) sind durch die Propagationskonstante β_{lm} gegeben. Für jede Ordnung l gibt es mehrere Lösungen. Diese sind mit dem Index m gekennzeichnet. Der Index l beschreibt die azimutale Feldverteilung, der Index m die meridionale Feldverteilung der Mode LP_{lm} .

In Abb. 2.2 sind exemplarisch die Intensitätsverteilungen transversaler Moden des Pumpkerns einer *Double-Clad*-Faser dargestellt. Die Oszillation der radialen Intensitätsverteilung innerhalb des inneren Mantels, wie auch die exponentielle Abnahme der Intensität der Pumpstrahlungsmoden außerhalb des inneren Mantels sind deutlich zu erkennen. Je nach Modenordnung befindet sich ein Maximum (Mode LP_{01} , bzw. LP_{02}) oder ein Minimum (Mode LP_{21} , bzw. LP_{32}) der Pumpstrahlungsintensität im Bereich des Faserkerns. Eine effiziente Anregung der laseraktiven Ionen des seltenerd-dotierten Signalkerns der Faser kann nur erfolgen, wenn ein hoher räumlicher Überlapp der Pumpstrahlung mit dem Signalkern

2 Grundlagen

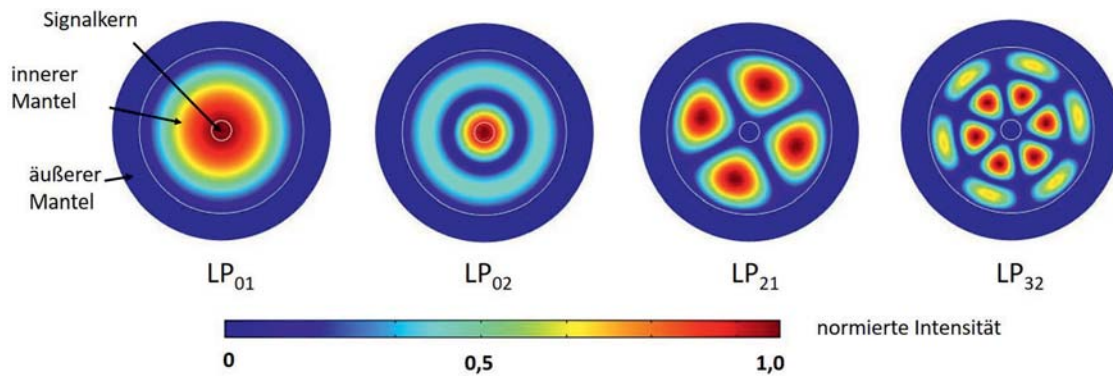


Abbildung 2.2: Transversale Pumplichtmoden innerhalb des Pumpkerns einer *Double-Clad*-Faser

vorhanden ist. Um einen möglichst großen Anteil der Pumpstrahlung zur optischen Anregung des Signalkerns nutzen zu können, müssen Helix-Moden, wie die Moden LP_{21} und LP_{32} unterdrückt bzw. Randstrahlen in Richtung des Signalkerns reflektiert werden [10]. Durch den Bruch der Radialsymmetrie des inneren Mantels der *Double-Clad*-Faser, lässt sich dieses Problem technologisch adressieren [38, 39, 40]. Entsprechende Ausführungsformen von *Double-Clad*- Fasern sind in Abb. 2.3 exemplarisch dargestellt. Den Abflachungen (*flats*) des

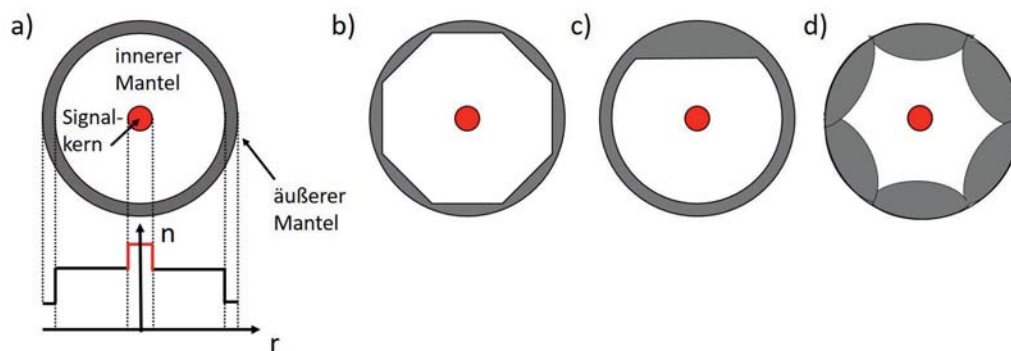


Abbildung 2.3: Übergang vom rotationssymmetrischen Querschnitt des inneren Mantels einer DCF zu gebrochenen Rotationssymmetrien.

inneren Mantels gemäß der Ausführungsform a) der Abb. 2.3, kommt im Rahmen dieser Arbeit eine besondere Bedeutung zu. Auf sie wird im Rahmen des Abschnitts 2.2.4 näher eingegangen.

Die Entstehung transversaler Moden höherer Ordnungszahlen innerhalb des Signalkerns beeinflusst maßgeblich die Qualität erzeugter Signalstrahlung. Die normierte Frequenz, auch V-Parameter genannt, stellt in diesem Zusammenhang eine wichtige Kenngröße dar. Mit Hilfe der normierten Frequenz lässt sich eine Aussage darüber treffen, wie viele transversale Moden innerhalb des Signalkerns der Faser ausbreitungsfähig sind. Sie ist durch die Beziehung

2.1 Lichtleitung und -verstärkung in Glasfasern

$$V_{co} = \frac{\pi}{\lambda_s} d_{co} \cdot NA_{co}, \quad (2.9)$$

gegeben, wobei λ_s die Wellenlänge der Signalstrahlung ist. Gilt für die normierte Frequenz $V < 2,405$, kann sich ausschließlich die transversale Grundmode der geführten Lichtwelle im Signalkern der Glasfaser ausbilden. Fasern, die lediglich die Ausbildung der Grundmode gestatten werden als *Single-Mode*-Fasern bezeichnet. Für Werte $V > 2,405$ sind ebenfalls transversale Moden höherer Ordnung ausbreitungsfähig. Es handelt sich bei der entsprechenden Faser um eine *Multi-Mode*-Faser. Die Anzahl ausbreitungsfähiger Wellenleitermoden ist durch

$$N = \frac{V^2}{2} \quad (2.10)$$

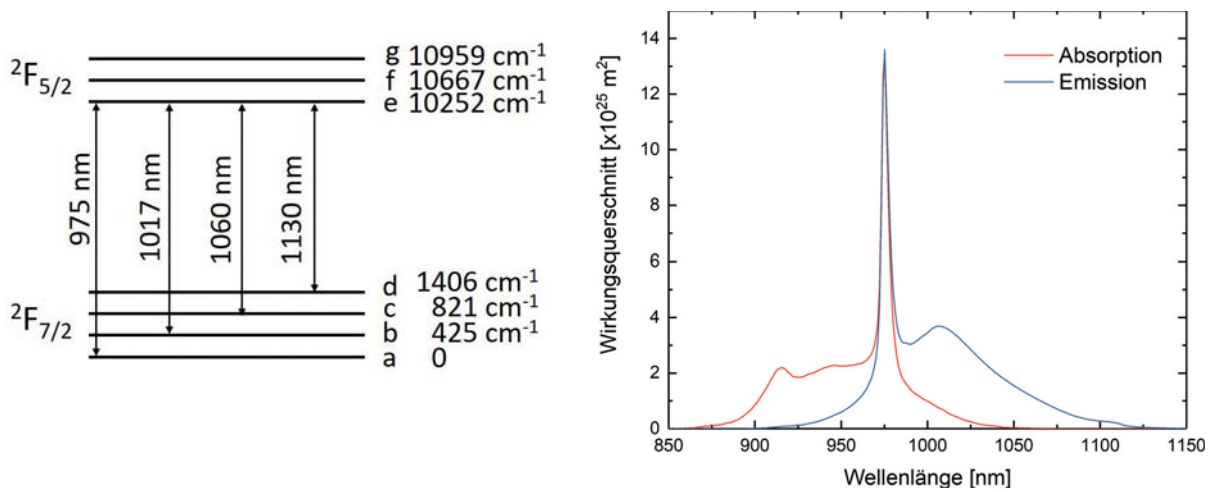
gegeben. Unter der Annahme einer Gleichverteilung der Signalleistung über die ausbreitungsfähigen Modenordnungen, lässt sich die Beugungsmaßzahl M^2 der Faserlaseremission näherungsweise durch die Beziehung

$$M^2 \approx \frac{V}{2}, \quad (2.11)$$

ermitteln [41]. Die Anzahl transversaler Moden, die genügend Verstärkung erfahren, um über die Laserschwelle zu gelangen, ist jedoch aufgrund des räumlichen Verstärkungsprofils bzw. erhöhter resonatorinterner Verluste für Moden höherer Ordnungszahlen oftmals geringer als der durch Gl. (2.10) errechnete Wert. Zur Erhöhung der Strahlqualität des Faserlasers und zur Reduzierung etwaiger Modeninstabilitäten, die durch einen Leistungsaustausch zwischen transversalen Moden verschiedener Ordnungen entstehen, können transversale Moden höherer Ordnung gezielt diskriminiert werden [42]. Derartige Maßnahmen können bereits durch das Faserdesign erfolgen. Eine Reduzierung des Signalkerndurchmessers resultiert in einer Abnahme der normierten Frequenz und gemäß Gl. (2.11) ebenfalls in einer Reduzierung der Beugungsmaßzahl. Eine Faser mit geringem Signalkerndurchmesser ist jedoch nicht immer von Vorteil, da durch das Auftreten höherer Leistungsdichten innerhalb des Signalkerns die Schwellleistung für das Auftreten einer thermischen Linse, wie auch nichtlinearer optischer Effekte, wie der stimulierten Brillouin-Streuung (SBS) oder der stimulierten Raman-Streuung (SRS), gesenkt wird [43]. Der Eintritt solcher Effekte stellt Limits für die erzielbare Ausgangsleistung eines Faserlasers dar [44]. Eine weitere Möglichkeit ergibt sich durch die Reduzierung der numerischen Apertur NA_{co} des Signalkerns, die maßgeblich durch dessen Dotierungskonzentration bestimmt ist. Bei besonders hoch dotierten Kernen wird die, in Abb. 2.1 schematisch dargestellte Sockelschicht als zusätzliche Schicht in die Faser eingebracht. Die Sockelschicht ist häufig mit Germanium dotiert, wodurch der Brechungsindex gegenüber dem undotierten Quarzglas des inneren Fasermantels angehoben wird. Dies führt zu einer Verringerung des Brechungsindexkontrastes des Signalkerns, gegenüber der, ihn umgebenden Faserschicht. Eine gezielte Reduzierung der numerischen Apertur NA_{co} kann somit erreicht und gemäß den Gl. (2.9) und (2.11) die Beugungsmaßzahl emittierter Signalstrahlung reduziert werden.

2.1.2 Das laseraktive Medium

Die Auswahl der Dotanden des Signalkerns richtete sich neben der angestrebten Emissionswellenlänge des Faserlasers, vor allem nach der Effizienz des optischen-zu-optischen Leistungsübertrags der Pumplichtquelle und der Verfügbarkeit hoher Pumpleistungen im spektralen Absorptionsbereich. Gegenüber anderen seltenen Erden, wie bspw. Neodymium (Nd), zeichnet sich Ytterbium (Yb) besonders durch die lange Lebensdauer des oberen Laser-niveaus von 1,35 ms, den geringen Quantendefekt von typischer Weise $< 10\%$, sowie das Nichtvorhandensein einer Reabsorption der Pump-, oder Signalstrahlung durch bereits angeregte Zustände (*excited state absorption*) bzw. Verluste durch *Upconversion*-Prozesse aus [11, 45, 46]. Hohe optisch-zu-optische Effizienzen von weit über 80% und mittlere Leistungen bis in den Multikilowatt-Bereich lassen sich erzielen, weshalb Ytterbium das bevorzugte Dotierungsmaterial zur Herstellung von Hochleistungsfaserlasern ist [46, 47]. Die energetischen Niveaus des Ytterbium-dotierten Signalkerns sind durch den Grundzustand $^2F_{7/2}$ und den deutlich vom Grundzustand separierten, metastabilen Zustand $^2F_{5/2}$ gegeben. Das Energieniveauschema der Yb^{3+} -Ionen innerhalb eines Phosphosilikatglases, wie es im Rahmen dieser Arbeit verwendet wurde, ist in Abb. 2.4(a) dargestellt. Infolge des elektrischen Feldes der Elektronenverteilung des Wirtsglases, findet eine Stark-Aufspaltung des Grundzustandes und des anregbaren Zustandes statt [48]. Der Grundzustand $^2F_{7/2}$ besitzt durch die



(a) Energieniveauschema des Yb-dotierten Phosphosilikatglases [49] (b) spektrale Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte [50]

Abbildung 2.4: Spektrale Charakteristik des Yb-dotierten Signalkerns einer Phosphosilikatfaser

Stark-Aufspaltung vier Subniveaus, der energetisch höhere Zustand $^2F_{5/2}$ besitzt drei. Durch die Stark-Aufspaltung können strahlende Übergänge zwischen verschiedenen Kombinationen der Subniveaus der beiden Zustände erfolgen. Die Subniveaus sind in Abb. 2.4(a) mit den Buchstaben *a* bis *g* und den zugehörigen Wellenzahlen gekennzeichnet. Die energetische Dis-