

1. Einleitung

Die optische Kommunikationstechnik hat in den letzten zehn Jahren eine rasante Entwicklung erlebt. Dabei wurde durch verschiedene Erfindungen und Entwicklungen die Datenrate, mit welcher Nachrichten über ein Glasfaserkabel übertragen werden können, vervielfacht. Aufgrund ihrer geringen Dämpfung und geringen Signalverzerrungen scheint die Glasfaser ein optimales Übertragungsmedium zu sein. Für höchste Datenraten und lange Übertragungsstrecken ergeben sich allerdings auch in Glasfasern Hindernisse, welche es zu überwinden gilt. Dazu zählen lineare und nichtlineare Signalverzerrungen durch Dispersionseffekte und nichtlineare Effekte, sowie vor allem eine Verminderung des Signalpegels durch Dämpfung.

Zur Kompensation dieser Faserdämpfung muss das Signal nach einer gewissen Distanz verstärkt werden. Dazu bietet sich, neben der aufwendigen Methode der Umwandlung optischer Signale in elektrische und Verstärkung dieser mit anschließender Rückwandlung in optische Signale, eine rein optische Verstärkung an. Ein weiterer Vorteil der rein optischen Verstärkung liegt in der Breitbandigkeit der Verstärkung: Mehrere Kanäle mit unterschiedlichen Signalwellenlängen können gleichzeitig verstärkt werden. Für die optische Verstärkung werden in der optischen Nachrichtentechnik bisher vor allem Erbium-Faserverstärker eingesetzt. Der Grund dafür ist, dass Erbium ein breites Verstärkungsband bei den Wellenlängen um 1550 nm aufweist, also in jenem Spektralbereich, in dem die Dämpfung in Glasfasern am niedrigsten ist.

Will man jedoch über eine bereits verlegte Glasfaser Daten mit einer höheren Datenrate übertragen, so bietet sich vor allem die Möglichkeit an, bei zusätzlichen (Träger-)wellenlängen zu übertragen. Dabei stößt man jedoch schnell in Wellenlängenbereiche vor, welche außerhalb des Verstärkungsbands von Erbium liegen. Neuartige optische Verstärker für diese Spektralbereiche werden benötigt. Dabei bieten sich, als flexible und kostengünstige Verstärkerlösung, verteilte oder konzentrierte Raman-Verstärker an [Isl04a, Isl04b], welche sich den Raman-Effekt in Glasfasern zu Nutze machen (Siehe Kapitel 2). Dabei findet eine Verstärkung des längerwelligen Signallichts durch nichtlineare Streuung des kürzerwelligen Pumplichts statt. Dieser Effekt ist sonst vor allem als Störeffekt bei der Übertragung von mehreren Kanälen bei verschiedenen Wellenlängen über eine Faser (WDM-System) bekannt und verursacht die so genannte Raman-Verkipfung, ein Übersprechen von Signalleistung von kürzeren zu längeren Wellenlängen.

Die Ausnutzung des Raman-Effekts zur optischen Verstärkung bietet den Vorteil, dass dieser Effekt nicht auf einen bestimmten Wellenlängenbereich beschränkt ist, sondern im gesamten optischen Spektrum zu beobachten ist. Bei diesem Verstärkertyp ist bei verteilten Raman-Verstärkern die Übertragungsfaser selbst, bei konzentrierten oft eine ohnehin zur Kompensation chromatischer Dispersion nachgeschaltete dispersionskompensierende Faser das verstärkende Element, so dass lediglich ein geeigneter Pumplaser einer entsprechenden kürzeren Ausgangswellenlänge λ_p benötigt wird, siehe Abb. 1.1. Dieser Pumplaser kann so in das System eingebaut werden, dass das Pumplicht mit dem Signallicht propagiert (Co-Pumping) oder in Gegenrichtung propagiert (Counter-Pumping). Ein solcher Pumplaser sollte idealerweise eine Ausgangsleistung im Bereich mehrerer hundert Milliwatt haben, fasergekoppelt sein und in seiner

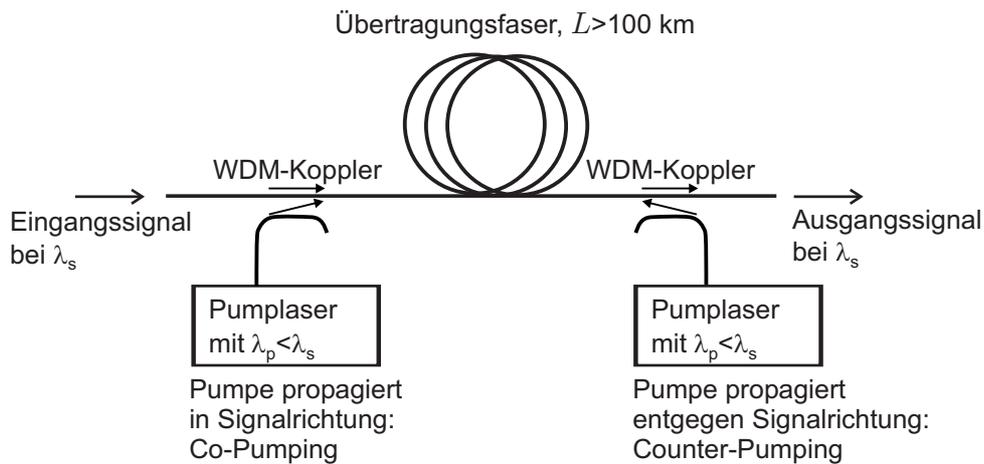


Abb. 1.1: Typischer Aufbau eines verteilten Raman-Verstärkers mit zwei Pumpschemata, welche einzeln oder zusammen eingesetzt werden können. Die WDM-Koppler koppeln jeweils Licht der Pumpwellenlänge über und transmittieren Licht bei der Signalwellenlänge.

Wellenlänge frei wählbar sein. Diese Eigenschaften werden nun wiederum von Raman-Lasern erfüllt, welche aus einer Glasfaser mit Fasergittern als Reflektoren an den Faserenden bestehen, und somit eine hohe Ausgangsleistung bei einem hohen Wirkungsgrad direkt, d.h. ohne Kopplungsverluste, in das zu verstärkende System liefern. Dabei bieten Raman-Laser, vor allem auch durch die Möglichkeit der Kaskadierung von Laserlinien (siehe Kapitel 3.1), die Möglichkeit, Leistung von existierenden Lasern, welche in ihrer Ausgangswellenlänge durch die verwendeten Lasermaterialien festgelegt sind, zu beliebigen längeren Wellenlängen zu konvertieren. Mit einem solchen Raman-Laser lässt sich die Leistung, welche z.B. von Ytterbium-Faserlasern bei einer Wellenlänge von 1060nm bereitgestellt wird, zu einer Wellenlänge im Bereich von 1100nm bis hin zu 1600nm konvertieren.

Raman-Faserlaser wurden in den letzten Jahren von verschiedenen Gruppen weltweit intensiv erforscht [RCD⁺02, HBM⁺02, CRB03, Bou03a, Isl04b]. Schwerpunkte dieser Untersuchungen waren u.a. die Optimierung dieser Laser hinsichtlich ihrer Konversionseffizienz und die Entwicklung so genannter Multiwavelength-Raman-Laser mit mehreren Ausgangswellenlängen. Die dynamischen Eigenschaften dieser Laser sind hingegen noch relativ wenig untersucht worden. Gegenstand dieser Arbeit ist nun die Untersuchung zweier Möglichkeiten, solche Raman-Faserlaser bezüglich ihres Einsatzes flexibler zu gestalten. Die erste dieser Möglichkeiten besteht darin, in einem Übertragungssystem mit mehreren Raman-Pumplasern abhängig von der Systemlast einzelne Pumplaser an- oder auszuschalten. In dieser Hinsicht ist das Schaltverhalten von Raman-Lasern von Interesse, welches in Kapitel 4 experimentell und numerisch untersucht wird. Die zweite Möglichkeit besteht darin, nicht nur die Ausgangsleistung, sondern auch die Ausgangswellenlänge eines Raman-Faserlasers während des Betriebes zu verändern. Solche abstimmbaren Raman-Faserlaser werden experimentell und theoretisch (in Kapitel 5) untersucht. Da in diesen Kapiteln häufig die Berechnung von verschiedenen Raman-Laserkonfigurationen erforderlich ist, werden am Anfang dieser Arbeit, nach einem kurzen Abriss der Raman-Lasern zu Grunde liegenden physikalischen Effekte in Kapitel 2, Methoden zur Simulation des stationären Zustands von Raman-Faserlasern in Kapitel 3 gezeigt, und ein analytisches Näherungs-

modell zur schnellen Berechnung solcher Laser entwickelt.

Es wird in dieser Arbeit gezeigt, wie zum einen durch die Auswahl geeigneter Laserkonfigurationen und Pumpparameter das Schaltverhalten von Raman-Lasern optimiert werden kann, zum anderen werden freistrah- und faseroptisch abstimmbare Raman-Laser, welche als flexible Pumpquelle in einem optischen Verstärker eingesetzt werden können, theoretisch und praktisch demonstriert. Mit diesen Ergebnissen ist es möglich, Raman-Laser in einem WDM-System flexibler einzusetzen und dadurch höhere Datenraten mit geringerem Aufwand zu erreichen.

2. Der Raman-Effekt in Glasfasern

In diesem Kapitel werden die Grundlagen der Raman-Streuung in Glasfasern, soweit sie für ein grundlegendes Verständnis dieses Effekts und seiner Anwendungen notwendig sind, behandelt. Nach einer kurzen Einführung in die Entwicklung seit der Entdeckung des Raman-Effekts wird die quantenmechanische Beschreibung dieses physikalischen Phänomens vorgestellt. Anschließend werden Abhängigkeiten des Raman-Effekts in Glasfasern von verschiedenen Parametern besprochen, welche für die optische Nachrichtentechnik interessant sind. Dieses Kapitel lehnt sich dabei an Kapitel 2 in [Isl04a] und an die Veröffentlichung von Shen und Bloembergen [SB65] an. Hier sei für weitere Informationen auf eben diese Texte, sowie auf das bekannte Buch von Agrawal [Agr01] und die im folgenden Text gegebenen Referenzen verwiesen. Auf eine Beschreibung der anderen nichtlinearen optischen Effekte, also Vierwellenmischung, Selbstphasenmodulation, Kreuzphasenmodulation und Brillouinstreuung, wird dabei verzichtet, diese ist ebenfalls in [Agr01] zu finden.

2.1. Geschichtliche Entwicklung

Der Raman-Effekt, benannt nach C. V. Raman, wurde von eben diesem, einem indischen Physiker, und einer Gruppe in Russland um Landsberg und Mandelstam beinahe zeitgleich im Jahr 1928 entdeckt [Ram28]. C. V. Raman selbst erhielt für die nach ihm benannte Entdeckung 1930 den Nobelpreis, übrigens als erster Asiate überhaupt. Der Raman-Effekt wurde und wird seit dieser Zeit zur Charakterisierung von Materie verwendet, ein Verfahren, welches unter dem Namen Raman-Spektroskopie bekannt ist. Die Raman-Verstärkung wurde zufällig 1962 während der ersten Experimente mit gütegeschalteten Rubinlasern entdeckt [WN62] und als stimulierter Raman-Effekt erkannt [EHM⁺62]. Eine ausführliche Beschreibung der Theorie von stimulierter Brillouin- und Raman-Streuung wurde bald darauf veröffentlicht [SB65, Blo67]. Seit den ersten Versuchen zur Übertragung von Daten mit Glasfaserkabeln wurde der Einfluss von nichtlinearen Effekten untersucht. Da die Stärke nichtlinearer optischer Effekte von der Intensität des Lichts und der Wechselwirkungslänge abhängt, können diese Effekte in Glasfasern, in denen das Licht mit kleinem Modenfelddurchmesser und daraus folgend mit hoher Intensität über weite Strecken propagiert, schon bei relativ niedrigen Leistungen auftreten [Smi72]. In den Jahren 1972 und 1973 wurden dann von Stolen u.a. zum ersten Mal das Raman-Verstärkungsprofil und der Raman-Verstärkungskoeffizient in Glasfasern bestimmt [SIT72, SI73, SLJ84]. Seither wurden verschiedene Aspekte der Raman-Verstärkung detailliert untersucht. Interessant für die optische Nachrichtentechnik sind vor allem die Abhängigkeit des Raman-Verstärkungskoeffizienten von Faserdotierungen mit Germanium [BBN⁺01] und Phosphor [DGB⁺97, Dia02], die Abhängigkeit des Verstärkungskoeffizienten von der Pumpwellenlänge [New02], die Wechselwirkung des Raman-Effekts mit anderen nichtlinearen Effekten [GMPD90, VEC03], sowie Messmethoden für die Raman-Verstärkung [DKHI95, BBN⁺01]. Ein in den letzten Jahren neu entstandenes Forschungsgebiet, photonische Kristallfasern, beginnt zuneh-

mend für die Anwendung in Raman-Verstärkern und -Lasern interessant zu werden, weshalb die Untersuchung des Raman-Effekts in diesen Fasern zunehmendes Interesse erweckt [MHT03].

2.2. Quantentheoretische Beschreibung des Raman-Effekts

Kurz nach der Entdeckung des Raman-Effekts wurde für diesen eine Interpretation gefunden. Eine einfache Darstellung dieser Interpretation ist in Abbildung 2.1 zu sehen.

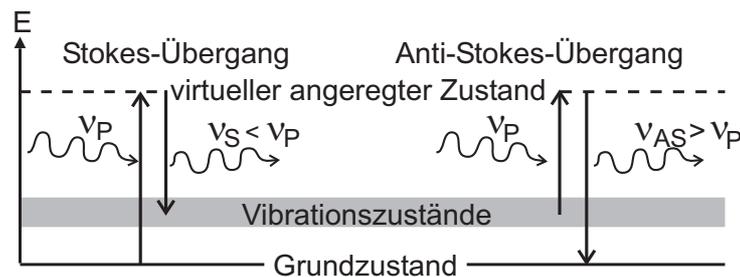


Abb. 2.1: Energiebanddarstellung des spontanen Raman-Effekts für Stokes- und Anti-Stokes-Übergänge.

Ein einfallendes Photon einer bestimmten Energie $h\nu_P$, mit dem Planckschen Wirkungsquantum h , wird von einem Molekül inelastisch gestreut, wobei Vibrationsenergie auf das Molekül übergeht. Dabei geht das Molekül über einen virtuellen angeregten Zustand in einen Zustand über, in welchem ein Rest Vibrationsenergie im Molekül verbleibt. Diese Vibrationsenergie kann durch die Bedingung der Energieerhaltung mit $h\Omega = h(\nu_P - \nu_S)$, $\Omega > 0$, quantifiziert werden, dies bezeichnet gleichzeitig den Energieverlust des Pumpphotons, dessen Frequenz nach der Streuung ist entsprechend ν_S . Die Richtung und Polarisation des Stokesphotons hängt dabei, anders als bei der stimulierten Emission, nicht von der des Pumpphotons ab. Die Größe des Energieverlustes dieses sog. Stokes-Übergangs ist abhängig von den quantenmechanischen Eigenschaften der Moleküle, an denen gestreut wird, und kann damit zur Bestimmung bzw. Charakterisierung verschiedener Materialien verwendet werden (Raman-Spektroskopie). Der Streuprozess kann auch umgekehrt ablaufen, dann wird ein einfallendes Photon, welches auf ein bereits angeregtes Molekül trifft, mit einem Energiegewinn inelastisch gestreut, ein Vorgang, der als Anti-Stokes-Übergang bezeichnet wird.

Während in Kristallen meist nur eine oder mehrere diskrete Frequenzdifferenzen, abhängig von den möglichen diskreten Molekül- bzw. Gitterschwingungen, auftreten, zeigt sich in amorphem Glas eine breite spektrale Verteilung der möglichen Vibrationsfrequenzen (Siehe Abb. 2.2).

Sind die Moleküle im thermischen Gleichgewicht mit ihrer Umgebung, dann ist die Übergangsratesrate proportional zum Bose-Einstein-Faktor $N_\Omega = 1 / \left[\exp\left(\frac{h\Omega}{k_B T}\right) - 1 \right]$ (Kap. 2.2.1 in [Isl04a]), mit der absoluten Temperatur T in Kelvin und der Boltzmann-Konstanten k_B . Die temperaturabhängigen Übergangsratesraten für spontane Stokes- und Anti-Stokes-Übergänge sind dann

$$\begin{aligned} W_S &\sim N_P (1 + N_\Omega) \quad \text{für den Stokes-Übergang und} \\ W_{AS} &\sim N_P N_\Omega \quad \text{für den Anti-Stokes-Übergang} \end{aligned} \quad (2.1)$$

wobei N_P die Anzahl der einfallenden Pumpphotonen bezeichnet, welche proportional zur optischen Leistung P_0 ist. Aus (2.1) folgt direkt, dass das Verhältnis von Stokes zu Anti-Stokes Intensität gleich $\exp(h\Omega/k_B T)$ ist, eine Beziehung, welche z.B. auch zur Temperaturmessung verwendet wird.

2.3. Stimulierte Raman-Streuung und Raman-Verstärkung in Glasfasern

Die Anzahl der Stokes-Übergänge hängt nicht nur vom Bose-Einstein-Faktor, sondern auch von der bereits bei der Stokes-Frequenz vorhandenen Anzahl der Photonen N_S ab. Dies bewirkt die stimulierte Raman-Streuung [Blo67] und ist damit die Grundlage für die Raman-Verstärkung. Da die zeitliche Änderung der Photonen bei der Stokes-Frequenz proportional zur Stokes-Übergangsrate ist, ergibt sich aus (2.1) für den Stokes-Übergang:

$$\frac{dN_S}{dt} = SN_P (1 + N_\Omega + N_S) \quad (2.2)$$

mit einer Konstanten S . Teilt man diese Konstante durch die Lichtgeschwindigkeit bei der Stokes-Frequenz c/n_S (n_S : Brechungsindex bei der Stokes-Frequenz ν_S), so erhält man einen Verstärkungsparameter G , und damit eine Gleichung, welche die Zunahme der Stokes-Photonen durch spontane und stimulierte Emission pro Längenelement beschreibt:

$$\frac{dN_S}{dz} = GN_P (1 + N_\Omega) + GN_P N_S \quad ; \quad G = \frac{n_S S}{c} \quad , \quad (2.3)$$

wobei der linke Teil des Ausdrucks für die Änderungsrate den Effekt spontaner Emission, der rechte den stimulierter Emission beschreibt. Stimulierte Emission ist sowohl für in die gleiche wie auch für in entgegengesetzte Richtung propagierende Wellen möglich und hat in beiden Fällen den gleichen Verstärkungskoeffizienten.

Setzt man $1 + N_\Omega \simeq 1$, was bei Raumtemperatur wegen $N_\Omega \ll 1$ getan werden kann, so erhält man mit dem Verstärkungskoeffizienten g_R und der einfallenden Pumpleistung P_0 die Beziehung

$$\begin{aligned} \frac{dP_P}{dz} &= -\alpha_P P_P \quad ; \quad P_P(z=0) = P_0 \\ \frac{dN_S}{dz} &= \frac{g_R}{A_{\text{eff}}} (1 + N_S) P_P - \alpha_S N_S \quad , \end{aligned} \quad (2.4)$$

wobei A_{eff} die effektive Fläche, gegeben durch das Überlappintegral der radialen Pump- und Stokes-Verteilung in der Faser, bezeichnet, und α_S bzw. α_P die Faserdämpfung bei der Stokes- und Pumpfrequenz ist. Die Abhängigkeit von g_R von der Differenz zwischen Pump- und Stokes-Frequenz wurde von R. Stolen 1972 gemessen [SIT72, SI73] und später noch genauer untersucht [SLJ84]; sie ist in Abbildung 2.2 dargestellt. Die Größe des Raman-Verstärkungskoeffizienten ist also vor allem von der Frequenzdifferenz zwischen Pumpe und Stokes-Linie¹

¹Die Bezeichnung Stokes-Linie definiert einen schmalbandigen Bereich, in welchem, z.B. in einem Raman-Laser, Verstärkung durch den Raman-Effekt stattfindet.

abhängig und erreicht ein Maximum bei etwa -13 THz. Rechnet man, wie es in der optischen Nachrichtentechnik üblich ist und in den folgenden Kapiteln auch getan wird, in Wellenlängen statt in Frequenzen, so ergibt sich bei einer Pumpwellenlänge von $\lambda_P = 1060 \text{ nm}$ ein Raman-Verstärkungsmaximum bei $\lambda_S = 1111 \text{ nm}$.

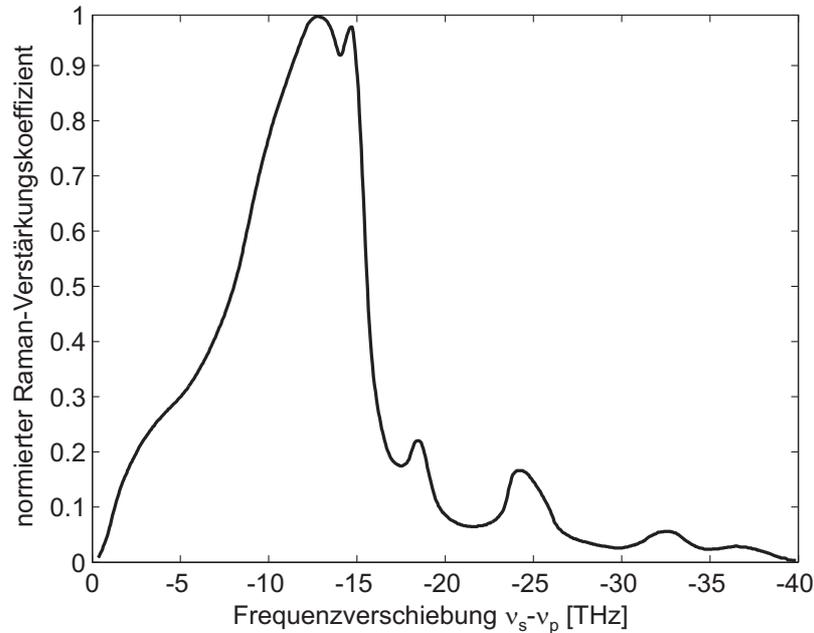


Abb. 2.2: Abhängigkeit des Raman-Verstärkungskoeffizienten von der Frequenzdifferenz zwischen Pump- und Stokes-Photon, nach [SLJ84].

Im Gleichungssystem (2.4) wird angenommen, dass die Leistung der Stokes-Linie so gering ist, dass die Pumpe durch diese nicht beeinflusst wird. Dies wurde von R. G. Smith [Smi72] angenommen, während 1978 J. AuYeung die ersten Berechnungen mit Pumpabsorption durchführte [AY78] (Siehe Gleichung (2.8)).

Die Stokes-Leistung über eine bestimmte Bandbreite $\Delta\nu$ ist $P_S = h\nu_S\Delta\nu N_S$, so dass die Differentialgleichungen (2.4) in Leistungen ausgedrückt lauten:

$$\begin{aligned} \frac{dP_P}{dz} &= -\alpha_P P_P, & P_P(z=0) &= P_0 \\ \frac{dP_S}{dz} &= -\alpha_S P_S + g_{P,S} P_S P_P + q_{P,S} P_P \end{aligned} \quad (2.5)$$

Der Raman-Verstärkungsparameter $g_{P,S}$ wird aus dem Verstärkungskoeffizienten g_R zu

$$g_{P,S} = g_R / (A_{\text{eff}} p) \quad (2.6)$$

mit einem polarisationsabhängigen Faktor p (siehe Kap. 2.4) berechnet. Für den Faktor q , wel-