

Optimierung des Brillouin Spektrums für Slow-Light Systeme in faserbasierten optischen Netzen

Ronny Henker, Andrzej Wiatrek, Kai-Uwe Lauterbach, Markus Junker und Thomas Schneider
Hochschule für Telekommunikation Leipzig (FH), Leipzig, Deutschland
Max James Ammann, Andreas Thomas Schwarzbacher
Dublin Institute of Technology, Dublin, Irland

Kurzfassung

Slow- und Fast-Light hat sich in den letzten Jahren zu einem effektiven Werkzeug etabliert, mit dem sich die Gruppengeschwindigkeit von optischen Signalen gezielt verändern lässt. Dabei besitzt der Effekt neben dem physikalischen Interesse ein sehr hohes praktisches Potenzial in der optischen Kommunikations- und Informationstechnik. Für potentielle Anwendungen ist insbesondere der nichtlineare Effekt der stimulierten Brillouin-Streuung (SBS) von Bedeutung, da er viele Vorteile gegenüber anderen Methoden bietet. Jedoch besitzt das Verfahren auch zwei wesentliche Herausforderungen. Zum einen ist die maximale Zeitverzögerung durch den Sättigungseffekt der SBS begrenzt und zum anderen kommt es zu Verzerrungen (Verbreiterungen) der verzögerten Pulse. Für diese beiden Aspekte spielt die Form des Brillouin Spektrums eine entscheidende Rolle. In diesem Artikel wird anhand eines bereits vorgestellten Verfahrens gezeigt, wie sich die spektrale Form der Brillouin Streuung dahingehend optimieren lässt, dass eine möglichst hohe Zeitverzögerung bei einer niedrigen Pulsverzerrung erreicht werden kann. Dazu werden die Ergebnisse durchgeführter Simulationen sowie erste praktische Ergebnisse vorgestellt und diskutiert.

1 Einleitung

1.1 Slow-Light

Die Veränderung der Gruppengeschwindigkeit von optischen Signalen hat in den letzten Jahren stark an Bedeutung gewonnen, da sich damit vielversprechende und vielseitige praktische Anwendungen realisieren lassen. Eine Verzögerung optischer Pulse in photonischen Netzen kann beispielsweise für Zwischenspeicher bei der optischen Paketübertragung, für die Synchronisation unterschiedlicher Bitströme in optischen Schaltnetzwerken sowie für die Entzerrung gestörter optischer Pulse genutzt werden. Darüber hinaus ist Slow-Light für die Photonik im Radiofrequenzbereich, die zeitaufgelöste Spektroskopie sowie die nichtlineare Optik äußerst interessant [1-6]. Optische Signale breiten sich in photonischen Netzen mit der Gruppengeschwindigkeit v_g aus. Diese wiederum ist abhängig vom Gruppenbrechungsindex n_g des Materials. Bekanntermaßen gilt mit c als Vakuumlichtgeschwindigkeit und unter Vernachlässigung der Wellenleiterdispersion:

$$v_g = \frac{c}{n_g}. \quad (1)$$

Ist es möglich n_g zu verändern, so kann man ein optisches Signal entlang einer Faserstrecke gezielt verlangsamen (Slow-Light) oder beschleunigen (Fast-Light). Dabei ist der Gruppenbrechungsindex und

somit die Verzögerungszeit ΔT abhängig von der Frequenz ω [7]:

$$n_g = n(\omega) + \omega \frac{dn(\omega)}{d\omega}, \quad (2)$$

wobei n den Realteil des Brechungsindex in der Faser darstellt. Durch eine positive Änderung der Frequenzabhängigkeit des Brechungsindex $\omega dn/d\omega$ erhält man schließlich eine Vergrößerung von n_g und damit eine Verzögerung der optischen Signale.

Eine große Änderung der Gruppenlaufzeit erfolgt allein schon durch das Auftreten einer starken Materialdispersion. Diese tritt immer dann auf, wenn sich das Licht in Frequenzbereichen in der Nähe von Materialresonanzen befindet [7]. Bei dem Slow-Light Effekt werden diese Resonanzen künstlich erzeugt. Dafür können verschiedene Methoden und Materialsysteme zum Einsatz kommen. So wurde die Verlangsamung der Gruppengeschwindigkeit von Licht zum Beispiel in kalten [2] oder heißen Atomgasen [8], in Halbleiter-Nanostrukturen [4], Quantum-Well [9] und Quantum-Dot Systemen [10] sowie in Wellenleitern, die nach dem Prinzip der photonischen Kristalle arbeiten [11], gezeigt. Weiterhin können auch Verstärkungseffekte in Erbium-dotierten Faser Verstärkern (EDFA) [12] und Halbleiterverstärkern (SOA) [13] für Slow-Light genutzt werden. Die erreichbare Zeitverzögerung ist mit diesen Verfahren jedoch sehr gering und steht einem sehr hohen Aufwand gegenüber.

Nichtlineare Fasereffekte sind dagegen weitaus effektiver, um optische Signale zu verzögern. Sie bieten gleichzeitig den Vorteil, dass die Glasfaser direkt das jeweilige Slow-Light-Medium darstellt und damit ein-

fach in bestehende photonische Netze integriert werden kann. Beispielsweise lässt sich die Vierwellmischung zusammen mit der Faserdispersion [14] oder die Raman-Streuung [15] zur Erzeugung von Slow-Light verwenden. Von besonderem Interesse ist dabei aber die SBS [3].

1.2 Brillouin-Streuung

Die SBS besitzt gegenüber den anderen Methoden wesentliche Vorteile. Zunächst benötigt sie nur geringe Pumpleistungen, um auch hohe Zeitverzögerungen zu erreichen. Die Systeme sind einfach zu implementieren und können aus Standardkomponenten der Telekommunikationstechnik aufgebaut werden. Außerdem arbeitet die SBS in allen Fasern in deren gesamten Transparenzbereich, wodurch diese Methode flexibel einsetzbar ist. In [16] wurde bereits gezeigt, dass sich durch die SBS die Gruppengeschwindigkeit in einem sehr weiten Bereich von 71000 km/s bis hin zu Vakuum-Überlichtgeschwindigkeit steuern lässt. Bei der SBS handelt es sich um einen nichtlinearen Effekt mit sehr niedrigem Schwellwert, bei dem es zu Wechselwirkungen zwischen dem einfallenden Licht und dem Material kommt. Breitet sich eine starke Pumpwelle mit der Frequenz f_p in Richtung einer Glasfaser aus, so wird ein Teil der optischen Leistung an Dichteschwankungen des Materials zurückgestreut. Diese Stokes-Welle überlagert sich dann mit der Pumpwelle und bildet eine Dichtewelle in Richtung der Pumpwelle. An der Dichtemodulation wird immer mehr Leistung gestreut, wodurch der Vorgang weiter aufgeschaukelt wird. Ab einer bestimmten Pumpleistung, dem Schwellwert, kommt es zu einem stimulierten Prozess. Aufgrund der Relativgeschwindigkeit zwischen Pump- und Dichtewelle ist die Stokes-Welle um den sogenannten Brillouin Shift f_B in der Frequenz bzw. Wellenlänge verschoben [17]. Dieser beträgt z. B. in Standard Single Mode Fasern (SSMF) bei einer Wellenlänge von 1550 nm ungefähr 11 GHz.

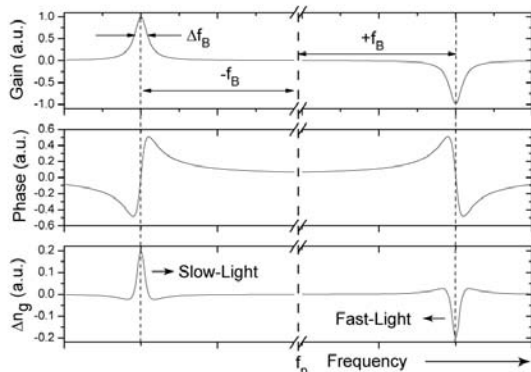


Bild 1 Gewinn bzw. Verlust (oben), Phasenänderung (mitte) und Gruppenbrechungsindexänderung (unten) durch SBS [7]

Befindet sich die Pumpleistung unterhalb des Schwellwertes, dann wird lediglich ein Gewinn und ein Verlust in der Faser erzeugt, wie das obere Diagramm in **Bild 1** zeigt. Dabei ist der Gewinn im Frequenzbereich um f_B nach unten und der Verlust nach oben verschoben. Weiterhin gehen sie einher mit einer Änderung der Phase und damit auch mit einer Änderung des Gruppenbrechungsindex (siehe mittlerer und unterer Teil von Bild 1). Innerhalb des Gewinns und Verlusts kann demnach eine gegenläufige Signalwelle verstärkt bzw. gedämpft, aber gleichzeitig auch verzögert bzw. beschleunigt werden, da nach Gln. (2) der Anstieg für den Gruppenbrechungsindex bei $f_p - f_B$ positiv und bei $f_p + f_B$ negativ ist.

2 Slow-Light und Brillouin-Streuung

Die Ausbreitung eines Pulses durch das Slow-Light Medium in Abhängigkeit von der Frequenz ω wird durch den komplexen Wellenzahlvektor $k(\omega)$ beschrieben [18]. Für einen einfachen Brillouin-Gewinn mit Lorentz-förmiger Verteilung ergibt sich [19]:

$$k(\omega) = \frac{n_0}{c} \omega + \frac{g_0}{z} \left(\frac{\gamma}{(\omega - \omega_0) + j\gamma} \right) \quad (3)$$

mit n_0 als dem komplexen Brechungsindex in der Faser, z als Faserlänge, ω_0 als Mittenfrequenz und $\gamma = \Delta f_B / 2$ als der halben Halbwertsbreite (FWHM) des Gewinns. Der Gewinn g_0 im Zentrum der Verteilung ist definiert als:

$$g_0 = \frac{g P L_{eff}}{A_{eff}}, \quad (4)$$

wobei g der Brillouin Gewinn Koeffizient, P die Pumpleistung sowie L_{eff} und A_{eff} die effektive Faserlänge bzw. -fläche ist [19].

Der Imaginärteil von Gln. (3) führt zur Verstärkung des Pulses und der Realteil zur Änderung der Phase. Die Ableitung des Realteils wiederum führt zum Gruppenbrechungsindex. Daraus ergibt sich dann für die durch die SBS hervorgerufene Zeitverzögerung im Gewinnzentrum (bei $\omega = \omega_0$):

$$\Delta T = \frac{g_0}{\gamma}. \quad (5)$$

Die Zeitverzögerung hängt damit einerseits von dem Gewinn der SBS bzw. der Pumpleistung und andererseits von der Brillouin Bandbreite ab. Letztere ist sehr gering und beträgt in SSMF nur ca. 30 MHz. Damit begrenzt die SBS die maximal verzögerbare Datenrate. Um Übertragungsgeschwindigkeiten von mehreren Gbit/s zu gewährleisten, muss der Brillouin Gewinn verbreitert werden. Dies kann z. B. über eine direkte Modulation der Pumpquelle geschehen und stellt kein Problem dar [20], [21].

Jedoch besitzen SBS-basierte Slow-Light Systeme noch zwei weitere Herausforderungen. Zum einen

geht die Verzögerung mit einer Verzerrung (Verbreiterung) der optischen Pulse einher [22]. Die Ursache dafür liegt in den höheren Ordnungen des Wellenzahlvektors $k(\omega)$. Auch die Verzerrungen können zum Teil durch eine Verbreiterung des SBS-Gewinns kompensiert werden. Maßgeblich ist aber, dass das breite Spektrum und damit auch der Verlauf des Gruppenbrechungsindex eine idealerweise flache Dachform besitzt.

Zum anderen ist die maximale Zeitverzögerung durch den Sättigungseffekt der SBS bei den meisten Systemen auf ca. 30 ns begrenzt, da diese wie ein Verstärker wirkt. Mit steigender Pumpleistung kommt die SBS in die Pumpauszehrung, in der der Gewinn und damit die Verzögerung nicht weiter zunehmen. Um die maximale Zeitverzögerung zu erweitern gibt es verschiedene Ansätze. In [23] wurden vier separate Verzögerungsstrecken mit eigenen Pumpquellen kaskadiert und das Signal zwischen jeder Strecke zusätzlich gedämpft. Damit konnte in jedem Slow-Light Segment die maximale Zeitverzögerung erreicht und die gesamte Verzögerung auf 152 ns erweitert werden. Gleichzeitig wurde aber auch der Puls von 40 ns auf 102 ns verbreitert. Dies verringert die effektive Zeitverzögerung, d. h. das Verhältnis zwischen Zeitverzögerung und Pulsbreite am Systemausgang, drastisch. Darüber hinaus ist diese Methode sehr aufwändig.

Ein einfacheres Verfahren ist die Überlagerung eines schmalen Brillouin-Gewinns mit einem verbreiterten Brillouin-Verlust [24]. Dadurch wird die Verzögerung der Pulse, die vom Anstieg des Gewinns abhängt, von der Verstärkung bzw. Sättigung, die eine Funktion der Größe des Gewinns ist, entkoppelt. Zwar erhält man dadurch Verzögerungen um drei Pulse, die Pulsbreite wird dabei jedoch verdoppelt.

Für eine Erweiterung der maximalen Verzögerungszeit bei gleichzeitiger Verringerung der Verzerrungen spielt die Form des Brillouin-Spektrums eine entscheidende Rolle. Zum einen muss der Gradient des Gewinns sehr steil sein und zum anderen muss der Gewinn eine flache breite Dachform aufweisen. Um dies zu ermöglichen haben wir ein neues Verfahren entwickelt, mit dem diese Formung und damit Optimierung des Brillouin-Spektrums möglich wird. Hierbei wird ein Brillouin-Gewinn mit zwei Verlusten an dessen Flanken überlagert. Eine Steigerung der Zeitverzögerung auf vier Pulsbreiten wurde bereits gezeigt [19]. In diesem Artikel soll nun diese Methode näher untersucht und hinsichtlich einer Optimierung der Pulsverzerrung betrachtet werden, um die effektive Zeitverzögerung zu steigern.

3 Theorie und Simulation

Für eine Überlagerung eines Lorentz-förmigen Brillouin-Gewinns mit zwei Verlustspektren an dessen Flanken wird der komplexe Wellenzahlvektor zu [19]:

$$k(\omega) = \frac{n_0}{c} \omega + \frac{g_1}{z} \left(\frac{\gamma_1}{(\omega - \omega_0) + j\gamma_1} \right) - \frac{g_2}{z} \left(\frac{\gamma_2}{(\omega - (\omega_0 + \delta)) + j\gamma_2} \right) - \frac{g_2}{z} \left(\frac{\gamma_2}{(\omega - (\omega_0 - \delta)) + j\gamma_2} \right) \quad (6)$$

wobei $g_{1,2}$ der Brillouin Koeffizient und $\gamma_{1,2}$ die halbe FWHM Bandbreite des Gewinns und der Verluste sind. Die beiden Verluste besitzen einen Abstand von 2δ zueinander. Der Verlauf des Gewinns ist in **Bild 2** dargestellt.

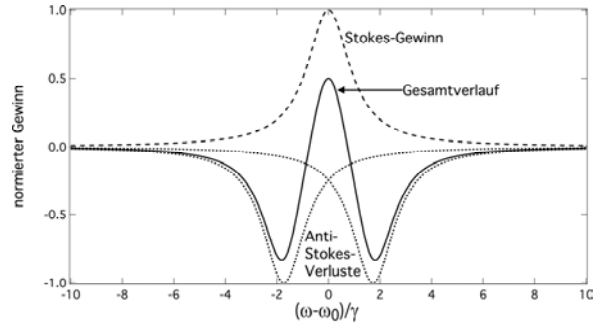


Bild 2 Überlagerung von Gewinn und Verlusten

Die resultierende Zeitverzögerung im Zentrum des Gewinns für diese Methode ergibt sich zu:

$$\Delta T = \frac{g_1}{\gamma_1} + 2g_2\gamma_2 \frac{\delta^2 - \gamma_2^2}{(\delta^2 + \gamma_2^2)^2} \quad (7)$$

Wie man sieht hängt ΔT jetzt zusätzlich von der Pumpleistung, der Bandbreite und dem Abstand der beiden Verlustspektren ab. Nimmt man für den Gewinn und die Verluste die gleichen Bandbreiten und Leistungen an, so lässt sich die Abhängigkeit des Gruppenbrechungsindex sowie der Zeitverzögerung von δ untersuchen. Die Ergebnisse zeigen **Bild 3** und **Bild 4**.

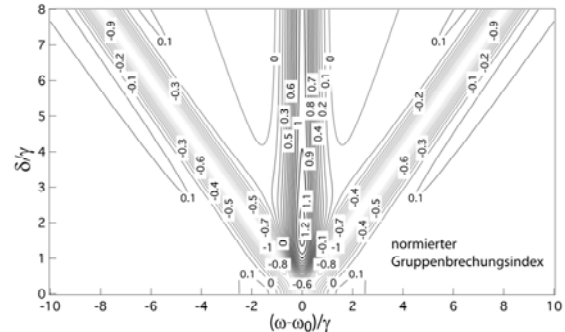


Bild 3 Änderung des Gruppenbrechungsindex

Wie man im Bild 3 erkennen kann, beeinflussen die beiden Verlustspektren die Höhe des Gruppenbrechungsindex maßgeblich. Wird der Abstand zum Gewinnzentrum größer, so nimmt auch der Einfluss der Verluste ab. Der höchste Gruppenbrechungsindex und damit die höchste Zeitverzögerung tritt an der Stelle

$\delta = \sqrt{3}\gamma \approx 1,7\gamma$ auf, wie man in Bild 4 erkennen kann. Damit ergibt sich für die maximale Zeitverzögerung nach Gln. (7) eine Steigerung um 25 % durch die Hinzunahme der Verluste:

$$\Delta T = \frac{g_1}{\gamma} + \frac{1}{4} \frac{g_2}{\gamma}. \quad (8)$$

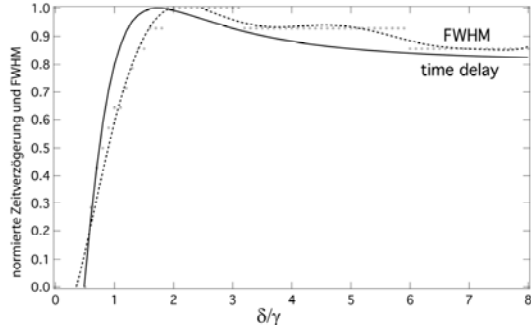


Bild 4 Normierte Zeitverzögerung bei $\omega=\omega_0$ und FWHM Bandbreite des Gruppenbrechungsindex

Die FWHM-Werte für den Gruppenbrechungsindex wurden an einzelnen Stellen von δ aus dem Konturplot ermittelt und danach mit einem Polynom 9-ten Grades interpoliert. Mit steigender Bandbreite sollten die auftretenden Pulsverzerrungen abnehmen. Für das Maximum der Bandbreite des Gruppenbrechungsindex (entspricht dem Minimum der Verzerrungen) ergibt sich für δ ein Wert, der nahe dem Maximum für die Zeitverzögerung liegt. Die leichte Verschiebung kommt durch die Interpolation zustande. Somit kann erwartet werden, dass sich das Maximum der effektiven Zeitverzögerung in derselben Region befindet.

Um einen breiten und flachen Verlauf des Gruppenbrechungsindex zu erhalten, muss der Brillouin-Gewinn verbreitert werden, welcher dadurch Gaußförmig wird. Dafür kann der komplexe Wellenzahlvektor wie folgt angegeben werden [19]:

$$k(\omega) = \frac{n_0}{c} \omega + \frac{g_1}{jz} \left(e^{-\left(\frac{\omega-\omega_0}{\gamma_G}\right)^2} \cdot \operatorname{erfc}\left(-j \frac{\omega-\omega_0}{\gamma_G}\right) \right) - \frac{g_2}{z} \left(\frac{\gamma_2}{(\omega - (\omega_0 + \delta)) + j\gamma_2} \right) - \frac{g_2}{z} \left(\frac{\gamma_2}{(\omega - (\omega_0 - \delta)) + j\gamma_2} \right) \quad (9)$$

Dabei entspricht γ_G der 1/e-Bandbreite des Gauß-Gewinns und $\operatorname{erfc}()$ der komplementären Error-Funktion. Für die Zeitverzögerung durch SBS im Gewinnzentrum gilt dann:

$$\Delta T = \frac{2g_1}{\gamma_G \sqrt{\pi}} + 2g_2 \gamma_2 \frac{\delta^2 - \gamma_2^2}{(\delta^2 + \gamma_2^2)^2}. \quad (10)$$

Durch die Verbreiterung des Gewinnspektrums nimmt zunächst die erreichbare Zeitverzögerung ab. Demgegenüber steht nun aber eine größere Bandbreite zur Verfügung. Dies kann man ebenfalls im Verlauf des Gruppenbrechungsindex für einen auf die dreifache

natürliche Brillouin-Bandbreite verbreiteten Gewinn in Abhängigkeit von δ in Bild 5 erkennen.

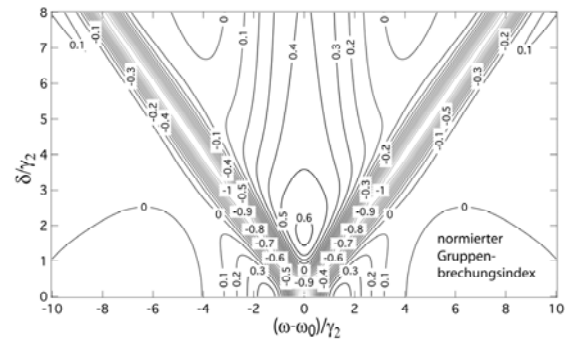


Bild 5 Änderung des Gruppenbrechungsindex für einen verbreiterten Gewinn mit $\gamma_G = 3\gamma_2$

Das Verzögerungsmaximum der Gewinnmittenfrequenz befindet sich auch in diesem Fall wieder bei einem Abstand der Verluste für $\delta = \sqrt{3}\gamma_2$. Unter diesen Voraussetzungen und unter der Annahme, dass $g_1 = g_2 = g$ gilt, lässt sich Gln. (10) zu $0,63g/\gamma_2$ vereinfachen. Die Zeitverzögerung und FWHM-Bandbreite des Gruppenbrechungsindex in Abhängigkeit von δ ist in Bild 6 dargestellt.

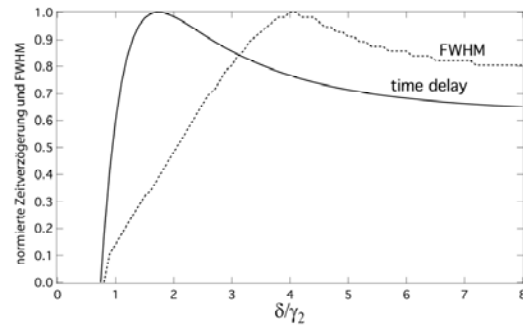


Bild 6 Normierte Zeitverzögerung bei $\omega = \omega_0$ und FWHM Bandbreite des Gruppenbrechungsindex für einen verbreiterten Gewinn mit $\gamma_G = 3\gamma_2$

Liegen die Verlustspektren nahe am Gewinnzentrum – so wie im Fall des Verzögerungsmaximums –, dann schränken diese die jetzt größere Bandbreite stark ein. Mit größer werdendem Abstand steigt auch die Bandbreite bis die Verluste keinen Einfluss mehr ausüben. Deshalb hat sich das FWHM-Maximum in diesem Fall verschoben und liegt bei $\delta = 4\gamma_2$. Gleichzeitig verläuft der Gruppenbrechungsindex in diesem Bereich weitestgehend flach. Für die effektive Zeitverzögerung lässt sich das Maximum demnach im Bereich $1,7\gamma_2 < \delta < 4\gamma_2$ erwarten. Dies wird im nächsten Abschnitt anhand praktischer Untersuchungen näher betrachtet.

4 Praktische Untersuchung

Der prinzipielle Versuchsaufbau ist in Bild 7 dargestellt. Ein Faserlaser erzeugt ein optisches Trägersignal

bei einer Wellenlänge von 1550 nm, dem über einen Mach-Zehnder Modulator (MZM1) und einem elektrischen Pulsgenerator Gauß-förmige Pulse mit einer Breite von 30 ns aufmoduliert werden. Diese Pulse werden in eine 50 km lange SSMF, die das Slow-Light Medium darstellt, eingekoppelt. Die Pulsleistung lässt sich dabei über einen optischen Dämpfungssteller (Att) kontrollieren. Über einen Zirkulator (C) werden die durch einen 3-dB Koppler zusammengeführten Pumpspektren von der anderen Seite in die Faser eingespeist. Diese erzeugen dort die Brillouin-Gewinn- und Verlustspektren. Der Gewinn wird durch einen Distributed Feedback (DFB) Laser (Gewinnpumpe) erzeugt und durch einen Erbium-dotierten Faserverstärker (EDFA1) verstärkt. Zur Verbreiterung des Gewinnspektrums kommt ein Rauschgenerator zum Einsatz, der den Pumplaser direkt moduliert. Ein zweiter DFB-Laser (Verlustpumpe) erzeugt zusammen mit MZM2 über externe Modulation mit einem Sinussignal die beiden Verlustspektren, dessen Leistungen über EDFA2 einstellbar sind. Der MZM wird dabei mit unterdrücktem Träger betrieben, so dass nur die ersten beiden Seitenbänder entstehen. Die zweifache Sinusfrequenz bestimmt den Abstand der beiden Verlustspektren. Um das Gewinn- und die Verlustspektren zu überlagern, muss die Verlustpumpe um den zweifachen Brillouin Shift (ca. 22 GHz) im Frequenzbereich gegenüber der Gewinnpumpe nach unten verschoben sein. Am Ausgang des Zirkulators (Port 3) detektiert eine Photodiode (PD) die optischen Pulse und wandelt sie in elektrische um, die von einem Oszilloskop (Osci) ausgewertet werden.

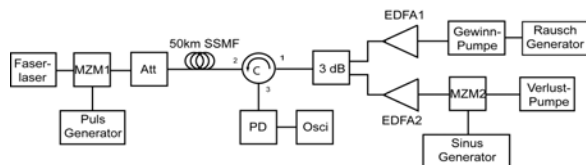


Bild 7 Prinzipieller Versuchsaufbau. MZM: Mach-Zehnder Modulator, Att: Dämpfungssteller, SSMF: Standard Single Mode Faser, C: Zirkulator, PD: Photodiode, Osci: Oszilloskop, EDFA: Erbium-dotierter Faserverstärker

Mit diesem Aufbau wurden die Zeitverzögerung und die Pulsbreite in Abhängigkeit vom Abstand der Verlustspektren untersucht. **Bild 8** zeigt zunächst das Ergebnis, wenn der Brillouin-Gewinn und die Verluste die gleiche Bandbreite (natürliche Brillouin Bandbreite von ca. 28 MHz) besitzen. Die Pumpleistung für die Verluste betrug dabei 10 dBm und für den Gewinn 10,5 dBm. Mit steigendem Abstand der Verluste steigt die Zeitverzögerung an, bis das Maximum bei $\delta \approx 1,7\gamma$ erreicht ist. Die Pulsverzerrung bzw. -breite nimmt dagegen auf Grund der steigenden Bandbreite ab. Auch hier liegt der optimale Punkt bei $\delta \approx 1,7\gamma$. Damit befindet sich ebenfalls das Maximum der effektiven Zeitverzögerung in derselben Region. Steigt der Ver-

lustabstand weiter an, dann nimmt der Einfluss der Verluste und damit die Zeitverzögerung wieder ab.

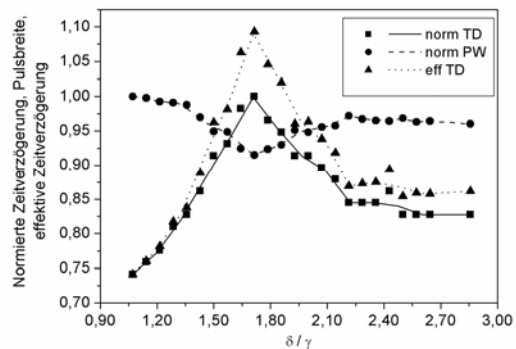


Bild 8 Normierte Zeitverzögerung (normTD), Pulsbreite (normPW) und effektive Zeitverzögerung (effTD) vs. δ für $\gamma_1 = \gamma_2$

Verbreitert man jedoch das Gewinnspektrum und variiert den Abstand der beiden Verlustspektren, dann treten die drei Optimierungspunkte bei unterschiedlichen Werten von δ auf, wie man in **Bild 9** für eine Verbreiterung des Brillouin-Gewinns auf das dreifache der natürlichen Bandbreite erkennen kann. Die Pumpleistung des Gewinnspektrums musste in Folge der Verbreiterung auf 15 dBm erhöht werden. Gleichzeitig wurde die Verlustpumpleistung auf 11 dBm angepasst. Das Verzögerungsmaximum wird bei $\delta \approx 1,8\gamma$ erreicht und liegt nahe dem Wert aus der vorherigen Messung. Die Pulsbreite nimmt auf Grund der größeren Gewinnbandbreite mit steigendem Verlustabstand stetig ab und nähert sich einem Minimum an. Dadurch verschiebt sich das Maximum der effektiven Zeitverzögerung auf einen Wert von $\delta \approx 2,25\gamma$. Würde man noch größere Gewinnbandbreiten verwenden, dann ist anzunehmen, dass sich dieser Wert noch weiter erhöhen wird. Hinsichtlich einer Optimierung dieses Slow-Light Systems entstehen damit drei „Arbeitspunkte“; maximale Zeitverzögerung, minimale Pulsverzerrung, maximale effektive Zeitverzögerung.

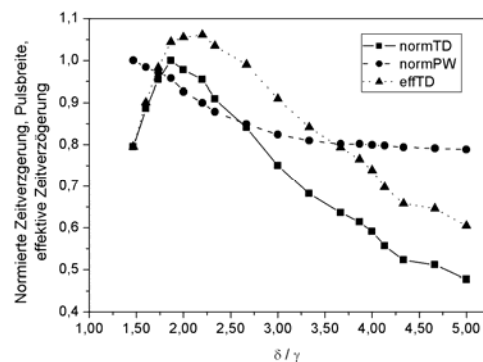


Bild 9 Normierte Zeitverzögerung (normTD), Pulsbreite (normPW) und effektive Zeitverzögerung (effTD) vs. δ für $\gamma_1 = 3\gamma_2$

5 Zusammenfassung

In diesem Artikel haben wir gezeigt, wie sich das Brillouin-Spektrum bestehend aus einem (verbreiterten) Gewinn und zwei Verlusten an dessen Flanken durch Veränderung des Frequenzabstandes der Verluste für Slow-Light optimieren lässt. Dabei treten für gleiche Bandbreiten von Gewinn und Verlust die maximale Zeitverzögerung, die minimale Pulsbreite bzw. maximale Brillouin-Bandbreite sowie die maximale effektive Zeitverzögerung bei gleichem Abstand der Verluste auf ($\delta \approx 1,7\gamma$). Bei Verwendung eines verbreiterten Gewinns hingegen liegen die optimalen Punkte für die maximale Verzögerung ($\delta \approx 1,7\gamma$) und die maximale effektive Verzögerung ($\delta \approx 2,25\gamma$) nicht beieinander. Im Bereich der maximalen effektiven Zeitverzögerung ist eine starke Verringerung der Verzerrungen bei großer Zeitverzögerung zu erwarten. Die durchgeführten Simulationen und Messungen stehen dabei in guter Übereinstimmung zueinander.

Jedoch wurden bei dieser Untersuchung noch nicht die höheren Ordnungen des komplexen Wellenzahlvektors bzw. der Verzerrung betrachtet. Durch das vorgestellte Verfahren ist es aber ebenfalls möglich, diese höheren Ordnungen so anzupassen, dass diese keinen Einfluss auf die Slow-Light Übertragung besitzen und damit die Pulsverzerrungen noch stärker reduziert werden können. Eine nähere Untersuchung dazu ist noch notwendig.

Abschließend möchten wir J. Klinger von der Hochschule für Telekommunikation für die fachliche und der Deutschen Telekom für die finanzielle Unterstützung herzlich danken.

6 Literatur

- [1] Boyd, R. W. et al.: Slow and Fast Light. Progress in Optics, Vol. 43, 2002, pp. 497-530
- [2] Hau, L. V. et al.: Light speed reduction to 17 meters per second in an ultracold atomic gas. Nature, Vol. 397, 1999, pp. 594 - 598
- [3] Okawachi, Y. et al.: Tunable all-optical delays via Brillouin slow light in an optical fiber. Phys. Rev. Lett., Vol. 94, 2005, 153902
- [4] Chang-Hasnain, C. J. et al.: Variable Optical Buffer Using Slow Light in Semiconductor Nanostructures. Proc. IEEE, Vol. 91, 2003, pp. 1884 - 1897
- [5] Boyd, R. W. et al.: Applications of slow-light in telecommunications. Optics & Photonics News, April 2006, pp. 19-23
- [6] Zhang, B. et al.: Slow light on Gbit/s differential-phase-shift-keying signals. Opt. Express, Vol. 15, 2007, pp. 1878-1883
- [7] Schneider, T. et al.: Slow und Fast Light in photonischen Netzen – ein Überblick. Proc. 8. ITG-Fachtagung Photonische Netze, Vol. 201, 2007, pp. 17 – 24
- [8] Kash, M. M. et al.: Ultraslow group velocity and enhanced nonlinear optical effects in a coherently driven hot atomic gas. Phys. Rev. Lett., Vol. 82, 1999, pp. 5229 – 5232
- [9] Ku, P. C. et al.: Slow light in semiconductor quantum wells. Opt. Lett., Vol. 29, 2004, pp. 2291 – 2293
- [10] Van der Poel, M. et al.: Controllable delay of ultrashort pulses in a quantum dot optical amplifier. Opt. Exp., Vol. 13, 2005, pp. 8032 – 8037
- [11] Gersen, H. et al.: Real-space observation of ultraslow light in Photonic Crystal Waveguides. Phys. Rev. Lett., Vol. 94, 2005, 073903
- [12] Lepeshkin, N. N. et al.: Slow and Fast Light Propagation in Erbium doped Fiber. Proc. of QELS-Conference. Baltimore, 2005, QTuC3
- [13] Uskov, A. V. et al.: Delay Limit of Slow Light in Semiconductor Optical Amplifiers. IEEE Photon. Technol. Lett., Vol. 18, 2006, 731 – 733
- [14] Sharping, J. E. et al.: All-optical tunable, nanosecond delay using Wavelength conversion and fiber dispersion. Proc. of CLEO 2005, Long Beach, USA, 2005, CTuT1
- [15] Sharping, J. E. et al.: Wide bandwidth slow light using a Raman fiber amplifier. Opt. Exp., Vol. 13, 2005, pp. 6092 – 6098
- [16] Gonzalez-Herraez, M. et al.: Optically controlled slow and fast light in optical fibers using stimulated Brillouin scattering. Appl. Phys. Lett., Vol. 87, 2005, 081113
- [17] Schneider, T.: Nonlinear Optics in Telecommunications. Berlin, New York, Springer 2004
- [18] Stenner, M. D. et al.: Distortion management in slow-light pulse delay. Opt. Exp., Vol. 13, 2005, pp. 9995-10002
- [19] Schneider, T. et al.: Comparison of enhancement delay mechanisms for SBS-based slow light systems. Opt. Exp., Vol. 15, 2007, pp. 9606-9613
- [20] Zhu, Z. et al.: 12-GHz-Bandwidth SBS Slow Light in Optical Fibers. Proc. of OFC 2006. USA, 2006, PD1
- [21] Schneider, T. et al.: Potential Ultrawide Slow-Light Bandwidth enhancement. Opt. Exp., Vol. 14, 2006, pp. 11082 – 11087
- [22] Zhu, Z. et al.: Numerical study of all-optical slow-light delays via stimulated Brillouin scattering in an optical fiber. J. Opt. Soc. Am. B., Vol. 22, 2005, pp. 2378 – 2384
- [23] Song, K. Y. et al.: Long optically controlled delays in optical fibers. Opt. Lett., Vol. 30, 2005, pp. 1782 – 1784
- [24] Schneider, T. et al.: Time delay enhancement in stimulated Brillouin scattering based slow light systems. Opt. Lett., Vol. 32, 2007, 220-223