

Slow und Fast Light in photonischen Netzen – ein Überblick

Thomas Schneider, Ronny Henker, Kai-Uwe Lauterbach, Markus Junker
Deutsche Telekom AG, Fachhochschule Leipzig, Gustav-Freytag Str. 43-45, 04277 Leipzig, Germany

Kurzfassung

Die Kontrolle der Ausbreitungsgeschwindigkeit von Licht durch Licht ist ein faszinierendes neues Feld der Physik. Neben einem fundamentalen Interesse existieren aber auch eine ganze Reihe praktischer Anwendungen eines solchen Verfahrens. Unter diesen befinden sich z. B. die optische Signalverarbeitung, die Radiofrequenz - Photonik, die nichtlineare Optik sowie die zeitaufgelöste Spektroskopie. Von besonderem Interesse ist hier allerdings die Anwendung als optischer Puffer in paketvermittelten optischen Netzen. Dieser Artikel gibt einen Überblick über die Grundlagen und Grenzen sowie über die bislang erzielten Ergebnisse.

1 Einleitung

Die heutigen Datennetze bestehen aus Glasfasern zum Transport der Daten und Netzwerkknoten zu ihrer Vermittlung im Netz. Die Vermittlung in den Knoten geschieht mit Hilfe so genannter Switches und Router. Diese erhalten die Datenpakete des optischen Transportnetzes und wandeln sie in elektrische Signale, um sie zu verarbeiten. Anschließend werden die Pakete wieder in optische Signale gewandelt, um sie über Glasfasern zum nächsten Knoten zu schicken, bei diesem geschieht dann das Gleiche. Das Datenaufkommen in den Transportnetzen wird jedes Jahr annähernd verdoppelt. Für das optische Transportnetz stellt dies kein Problem dar, da jede einzelne Glasfaser in der Lage ist, mehr als 100 Kanäle mit Datenraten von 10 oder auch 40 Gbit/s zu übertragen. Die Kapazität der Netzwerkknoten verdoppelt sich hingegen nur alle 18 Monate [1].

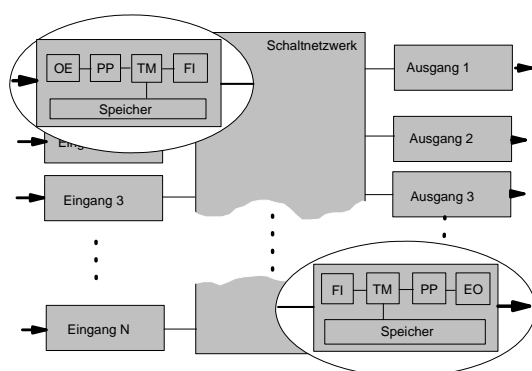


Bild 1 Schematischer Aufbau eines Netzwerkknotens. OE; optisch- elektrische Wandlung, PP; packet processor, TM; traffic manager, FI; fabric interface, EO; elektrisch-optische Wandlung.

Bild 1 zeigt die schematische Architektur eines Netzwerkknotens. Jedem optischen Kanal des Transportnetzes wird eine eigene Eingangskarte zugewiesen. In dieser werden die optischen Pulse zunächst in elektri-

sche Signale gewandelt. Alles Weitere geschieht dann auf elektrischer Ebene. Als zweiter Schritt werden die Pakete analysiert, um Informationen über das Ziel und eventuelle Prioritäten zu erhalten. Anschließend werden sie einem Verkehrsmanager zugewiesen. Dieser speichert die Signale so lange, bis ein Weg durch das Schaltnetzwerk frei geworden ist. Ist dies der Fall, so wird das Paket an die jeweilige Ausgangskarte geschickt. Dort geschieht alles in umgekehrter Reihenfolge. Auch hier existiert wieder ein Speicher, der die Pakete so lange zwischenspeichern kann, bis ein Weg über die Ausgangsfaser zum nächsten Netzwerkknoten frei wird.

Steigt das Datenaufkommen in den Netzen, so steigt auch die Anzahl der Kanäle und damit die Anzahl der Eingangs- und Ausgangskarten am Netzwerkknoten. Ein nicht zu unterschätzendes Problem ist dabei, dass dadurch die physischen Abmessungen des Knotens immer größer werden. Daher steigt der Weg, den ein elektrisches Signal zwischen Eingangs- und Ausgangskarte durch den Knoten zurückzulegen hat. Elektrische Signale hoher Frequenz können keine weiten Strecken zurücklegen, ohne deutliche Verluste und Verzerrungen zu erleiden. Für optische Signale ist dies hingegen kein Problem. Daher wird in den letzten Jahren verstärkt nach optischen Alternativen zu den elektrischen Netzwerkknoten gesucht.

2 Optische Puffer

Die einfachste Form eines optischen Netzwerkknotens stellt die Verbindung zwischen durchstimmbaren Lasern und dispersiven Elementen dar. Jede Eingangskarte enthält einen in der Wellenlänge veränderbaren Laser. Der Laser ist mit dem Eingang eines diffraktiven Elements verbunden. Dies kann z. B. ein „Arrayed Waveguide Grating“ sein (ein integrierter optischer Schaltkreis, der dieselbe Funktionalität hat wie ein konventionelles Beugungsgitter). Durch die Festlegung der Wellenlänge mit Hilfe des Lasers kann jede Eingangskarte mit jeder Ausgangskarte verbun-

den werden. Während alle anderen Funktionalitäten des optischen Netzwerkknotens bereits gezeigt wurden [2], stellt die Zwischenspeicherung der Signale ein bislang nur wenig zufriedenstellend gelöstes Problem dar. Wie oben bereits beschrieben, müssen die Pakete sowohl in der Eingangs- als auch in der Ausgangskarte gespeichert bzw. gepuffert werden können, um eine optimale Verarbeitung im Schaltnetzwerk und im Netz zu gewährleisten.

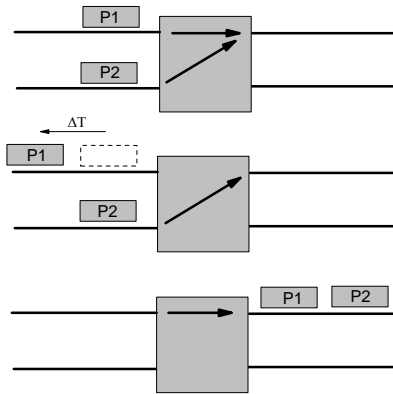


Bild 2 Grundprinzip eines optischen Puffers zur Kollisionsvermeidung.

Die grundsätzliche Aufgabe eines solchen Puffers zeigt Bild 2. In der oberen Abbildung wollen beide Pakete ($P1$ und $P2$) zur selben Zeit auf denselben Ausgangsport des Knotens zugreifen. Ohne einen optischen Puffer würde dies zu einer Kollision und damit zu einer Blockade des Knotens führen. Daher wird eines der beiden Pakete ($P1$) in der mittleren Abbildung um ΔT gepuffert. Dies gibt dem Knoten die Möglichkeit, zunächst $P2$ zu bearbeiten, um danach $P1$ an den entsprechenden Ausgangsport zu schalten. Ein optischer Puffer kann folgendermaßen definiert werden [3]:

- Der Datenstrom ist optisch. Es findet keine optisch-elektrisch-optische Wandlung statt.
- Der Puffer speichert das Signal für eine Zeit ΔT , wobei die dem Signal zugefügten Verzerrungen und die Dämpfung gering bleiben.
- Die Speicherzeit ΔT ist variabel und extern kontrollierbar.

Nach dieser Definition muss nur der Datenstrom im optischen Format verbleiben, während der Header des Pakets durchaus eine Umwandlung in das elektrische Format erfahren kann. Anforderungen an die Speicherkapazität und die Reaktionsgeschwindigkeit des optischen Puffers hängen von der jeweiligen Anwendung ab.

Die Grundform eines optischen Speichers zeigt Bild 3. Im oberen Teil der Abbildung (Bild 3a) wird ein Paket auf eine Verzögerungsstrecke einer festen Länge L geschickt. Diese kann z. B. durch eine Glasfaser gebildet werden.

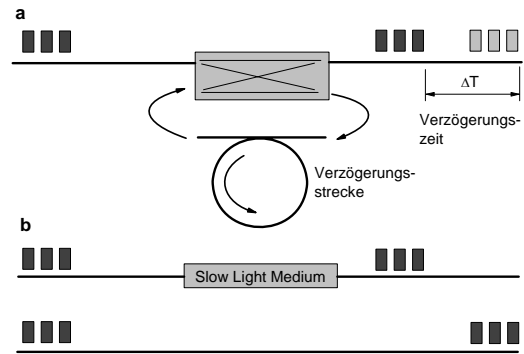


Bild 3 Grundkonzept der optischen Verzögerung bzw. Speicherung a) das Paket wird mit Hilfe einer Verzögerungsstrecke gespeichert; b) zur Verzögerung dient ein Medium, in dem der Gruppenbrechungsindex vergrößert wurde.

Das Paket bewegt sich mit der Gruppengeschwindigkeit:

$$v_g = \frac{\partial \omega}{\partial k} = \frac{c - \omega \frac{\partial n(k, \omega)}{\partial k}}{n(k, \omega) + \omega \frac{\partial n(k, \omega)}{\partial \omega}} \quad (1)$$

durch das Fasersegment, wobei n der Realteil des Brechungsindex in der Faser und k die Wellenzahl im Wellenleiter darstellt. Die Verzögerungszeit folgt aus der Länge des Fasersegments und beträgt $T_g = L/v_g$. Sollte die Länge der Verzögerungsleitung nicht ausreichen, so kann sie auch mehrfach durchlaufen werden. Dies führt zu einer Verzögerung von $n \times T_g$. Die Speicherkapazität bzw. die Anzahl der Bits, die gespeichert werden können, wird durch die Zeit eines Umlaufs T_g bestimmt. Ist die Anzahl der Bits länger, so kommt es zu einer Interferenz zwischen den Bits am Anfang und Ende des Pakets. Die Speicherzeit ist ein ganzzahliges Vielfaches der Umlaufzeit $n \times T_g$ und die Zeit zum Auslesen der Information wird ebenfalls wieder durch T_g bestimmt. Ist das Paket einmal in der Schleife, kann es erst wieder nach einem vollständigen Umlauf ausgelesen werden.

Große Verzögerungen der Gruppenlaufzeit auf kleinstem Raum lassen sich z. B. durch optische Wellenleiter, die in Form einer Spirale aufgewickelt werden, erzielen [4]. Extrem kleine Abmessungen erhält man durch Ringresonatoren, die mit „Silicon-on-Insulator“ (SOI) –Strukturen auf Silizium-Basis aufgebaut werden können. Die Größe eines solchen optischen Puffers auf einem Silizium-Chip beträgt lediglich $0,09 \text{ mm}^2$. Gleichzeitig ist er in der Lage, 10 Bit bei Datenraten von bis zu 5 Gbit/s fehlerfrei zu puffern [5].

Neben der Länge des Segments kann die Verzögerungszeit nach Gln. (1) auch durch eine starke posi-

tive Wellenleiterdispersion $\delta n/\delta k$ beeinflusst werden. Die Wellenleiterdispersion und damit die Gruppenlaufzeit kann z. B. durch Gitter und andere periodische Strukturen beeinflusst werden [6].

Das grundsätzliche Problem aller oben beschriebenen Methoden ist, dass die Speicherzeit feststeht und nicht verändert werden kann. In den Datenetzen ist die Ankunftszeit der Datenpakete hingegen meist nicht quantisiert, sondern zufällig. Es gibt zwar Ansätze, die Verzögerungsstrecke durch eine Erwärmung zu verlängern und damit die Speicherzeit zu verändern, jedoch sind diese Maßnahmen aufwändig und verändern die Speicherzeit nur geringfügig. Ein weiteres Problem ist, dass passive Verzögerungsstrecken zu einer Dämpfung des Signals führen. Der in [5] vorgestellte Speicherchip hat beispielsweise bei Resonanz eine Einfügedämpfung von 22 dB.

3 Slow- und Fast Light

Seit mehreren Jahren wird ein Ansatz diskutiert, der einen Ausweg aus diesem Problem bieten könnte. Dies ist das so genannte „Slow-Light“ Konzept. Bei ihm wird die Verzögerung nicht über die Länge der Strecke, sondern über die Größe des Gruppenbrechungsindex n_g bestimmt, wie Bild 3b zeigt. Geht man davon aus, dass sich die Wellenleiterdispersion vernachlässigen lässt, so folgt aus Glng. (1):

$$v_g = \frac{c}{n(\omega) + \omega \frac{\partial n(\omega)}{\partial \omega}} = \frac{c}{n_g} \quad (2)$$

Wenn n_g beliebig veränderbar ist, dann lassen sich auch beliebige Verzögerungszeiten einstellen. Wie ein Blick auf Glng. (2) zeigt, erhält man eine Vergrößerung bzw. Verkleinerung von n_g durch eine Änderung der Frequenzabhängigkeit des Brechungsindex $\omega dn/d\omega$. Eine starke Materialdispersion führt demnach automatisch zu einer großen Änderung der Gruppenlaufzeit. Ist sie positiv, wird der Puls verlangsamt. Wenn sie hingegen negativ ist, wird der Puls beschleunigt. Dies kann sogar so weit gehen, dass der Puls sich mit Vakuum - Überlichtgeschwindigkeit durch das Medium bewegt.

Eine starke Dispersion tritt immer dann auf, wenn sich die Frequenz des Lichts in der Nähe von Materialresonanzen befindet. Der obere Teil der Abb. 4 zeigt als Beispiel den mit der Sellmeier - Gleichung berechneten Brechungsindexverlauf in einem Dielektrikum, wie z. B. einer Glasfaser [7]. Die beiden starken Änderungen des Brechungsindex treten bei einer ionischen (niedrige Frequenzen) und elektronischen Resonanz (hohe Frequenzen) auf. Die erstere wird durch Gitterschwingungen hervorgerufen, während die zweite eine Folge der Anregung der Valenzelektronen des Mediums ist. Für Glasfasern wäre dies z.B. bei Wellenlängen von 9,896 μm und 0,1162 μm [8]

der Fall. Wie man aber dem unteren Teil der Abbildung entnehmen kann, sind die Resonanzen mit einer sehr starken Absorption verbunden. Der Puls wird also nicht nur verzögert oder beschleunigt, sondern auch stark gedämpft.

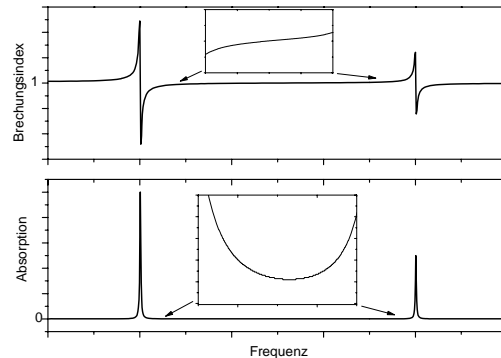


Bild 4 Brechungsindex- (oben) und Absorption (unten) eines Dielektrikums.

Die ersten Experimente zur Verzögerung und Verlangsamung von Licht beruhten tatsächlich auf starken Resonanzabsorptionen. Verdünnte Atomgase haben z. B. nur einen sehr geringen Brechungsindex von $n-1 = 10^{-3}$. Dieser ändert sich aber in der Nähe einer Resonanz extrem stark, so dass der Gruppenbrechungsindex Werte von 10^6 annehmen kann. Dies führt zu Gruppengeschwindigkeiten von nur 300 m/s. Auf der anderen Seite ist die Dämpfung aber derart stark, dass schon nach wenigen Mikrometern das gesamte Licht absorbiert wird [9].

Im Jahre 1990 zeigten Stephen E. Harris und seine Gruppe von der Stanford University, dass sich durch ein zusätzliches Laserfeld (Pump- oder Control-Field) in einem 3-Niveau System ein schmalbandiger Transparenzbereich innerhalb einer Absorption schaffen lässt [10]. Durch die gleichzeitige Absorption des Signal- und Pumpfeldes und durch die kohärente Kopplung zwischen den Laserfeldern und dem Atomsystem, entsteht eine destruktive Quanteninterferenz zwischen den beiden Absorptionswegen. Dies führt zu einem schmalbandigen Transparenzbereich in der Mitte der Absorptionslinie. Sie nannten diesen Effekt „elektromagnetisch induzierte Transparenz“ (EIT). Mit EIT lässt sich in kalten [11] oder heißen [12] Atomgasen die Gruppengeschwindigkeit auf nur 8 m/s reduzieren. Inzwischen wurde auch in einem Festkörper (einem mit Praseodym dotierten SiO_2 - Kristall, Pr:YSO) EIT dazu benutzt, Pulse vollständig anzuhalten. Die Speicherzeit betrug 0.5 ms und die Experimente wurden bei einer Temperatur von 5 K durchgeführt [13].

Die Ergebnisse der EIT sind zwar sehr beeindruckend, aber die Trägerfrequenz des zu verzögernden Pulses muss genau mit dem Zentrum der Transparenz übereinstimmen. Das macht diese Systeme sehr

schmalbandig und die Absorptionen liegen nicht im Bereich der Telekommunikationswellenlängen. Gleichzeitig sind kalte und heiße Atomgase nur schwer in photonische Netze zu integrieren. Aus diesem Grunde wurde in den letzten Jahren verstärkt nach Alternativen gesucht, die zum einen bei Raumtemperatur arbeiten und zum anderen in bestehende Kommunikationssysteme integriert werden können. Im Prinzip lässt sich die Gruppengeschwindigkeit der Pulse immer dann besonders gut verändern, wenn man sich in der Nähe einer Resonanz des Materials befindet. In Halbleiter-Nanostrukturen [3], Quantum-Well [14] und Quantum-Dot [15] Systemen sowie Wellenleitern, die nach dem Prinzip der photonischen Kristalle arbeiten [16], lassen sich diese Resonanzen künstlich erzeugen. Die Verlangsamung der Gruppengeschwindigkeit wurde in all diesen Systemen gezeigt. Die Speicherkapazität ist allerdings meist nicht größer als 1 Bit.

Neben der Absorption kann auch die Verstärkung zu einer starken Dispersion führen. So wurde Slow Light in Erbium dotierten Faserverstärkern (EDFA) und in Halbleiterverstärkern (SOA) gezeigt. Während die Verzögerung in einem EDFA nur Bruchteile eines einzelnen Bits beträgt [17], kann sie in einem SOA auch nur höchstens zwischen 1 und 2 bit betragen [18]. Letzteres liegt daran, dass in einem SOA die Verzögerungszeit mit seiner Länge steigt. Gleichzeitig erhöht dies aber auch den Gewinn und damit die verstärkte spontane Emission.

4 Brillouin Streuung

Auch nichtlineare Fasereffekte bieten die Möglichkeit der Veränderung der Gruppengeschwindigkeit. Fasern haben den besonderen Vorteil, dass sie nahtlos in optische Übertragungstrecken integriert werden können. Zur Erzeugung von Slow-Light lässt sich die Vierwellenmischung (FWM) zusammen mit der Faserdispersion [19], sowie die Raman-Streuung [20] verwenden. Von besonderer Bedeutung ist allerdings die stimulierte Brillouin Streuung (SBS) [21], dies hat mehrere Gründe:

- Die SBS benötigt nur geringe Pumpleistungen für relativ große Verzögerungszeiten.
- Kommerzielle Bauteile der Telekommunikation können benutzt werden.
- Die SBS arbeitet in allen Fasern und im gesamten Transparenzbereich der Faser.

Mit der SBS in optischen Fasern wurden z. B. Gruppengeschwindigkeiten zwischen 71000 km/s und Vakuum - Überlichtgeschwindigkeit gezeigt [22]. Das Grundprinzip der SBS zeigt Abb. 5.

Eine starke Pumpwelle breitet sich in eine Richtung des Wellenleiters aus. Ein Teil der optischen Leistung wird an Dichteschwankungen des Materials in entgegengesetzter Richtung gestreut. Diese so genannte

Stokes Welle überlagert sich mit der Pumpwelle und erzeugt durch Elektrostriktion eine Dichtewelle, die sich in der Richtung der Pumpwelle ausbreitet. An dieser Dichtewelle wird noch mehr optische Leistung gestreut, die ihrerseits wieder die Dichtewelle verstärkt usw., bis es ab einer bestimmten Leistung der Pumpwelle (Schwellwert) zu einem stimulierten Prozess kommt.

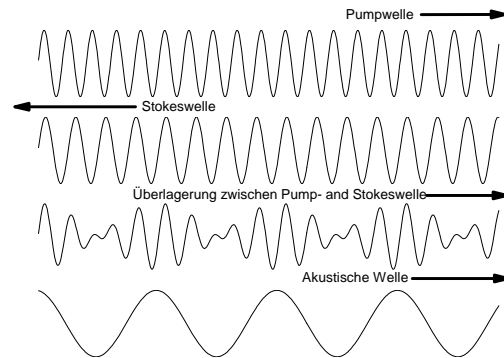


Bild 5 Grundprinzip der stimulierten Brillouin-Streuung [7].

Da Pump- und Dichtewelle eine Relativgeschwindigkeit zueinander haben, hat die Stokes Welle eine geringfügig andere Frequenz bzw. Wellenlänge als die Pumpwelle. Diese Frequenzverschiebung zwischen der Frequenz der Pumpwelle f_p und dem Brillouin Gewinn ist die so genannte „Brillouin shift“ f_B .

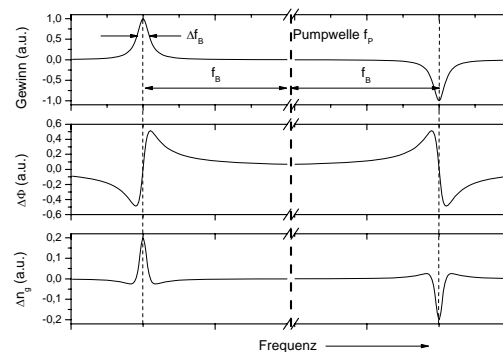


Bild 6 Gewinn (oben), Phase (mitte) und Gruppenbrechungsindexänderung durch Brillouin-Streuung.

Ist die Eingangsleistung hingegen kleiner als der Schwellwert, erzeugt die Pumpwelle lediglich einen Gewinn in der Faser, an dem eine gegenläufige Welle verstärkt werden kann (siehe Abb. 6 Oben). Der Frequenzunterschied zwischen der Pumpwelle und dem Gewinn entspricht dem Brillouin shift. In Standard Single Mode Fasern (SSMF) beträgt diese Frequenzverschiebung annähernd 11 GHz bei einer Pumpwellenlänge von 1550 nm. Die full width at half maxi-

mum (FWHM) Bandbreite des Gewinns Δf_B ist mit rund 30 MHz relativ gering.

Breitet sich eine weitere Welle mit einer Frequenz von $f_P + f_B$ in der Faser in entgegengesetzter Richtung zur Pumpwelle aus, so wirkt sie wie eine Pumpe für die eigentliche Pumpwelle. Optische Leistung wird von ihr an die Pumpwelle übertragen. Demnach erzeugt die Pumpwelle bei $f_P - f_B$ einen Gewinn, aber gleichzeitig bei $f_P + f_B$ einen Verlust. Dieser Gewinn bzw. Verlust geht mit einer Änderung der Phase und damit des Brechungsindex in der Faser einher, wie der mittlere Teil von Bild. 6 zeigt.

5 Slow und Fast Light mit SBS

Nach Glng. (2) führt der Brechungsindexgradient zu einer Änderung der Gruppengeschwindigkeit. Für den Gewinn ist der Gradient bei $f_P - f_B$ positiv. Nach Glng.(2) ergibt sich daraus ein Anstieg des Gruppenbrechungsindex und damit eine Verringerung der Gruppengeschwindigkeit. Die Pulse werden also verlangsamt (Slow Light). Für das Verlustspektrum folgt hingegen ein negativer Gradient. Der Gruppenbrechungsindex wird demnach kleiner und die Gruppengeschwindigkeit steigt an (Fast Light).

Wenn sich ein Puls durch eine Medium ausbreitet, so ist die Amplitude des Ausgangspulses $A(\omega, z)$ bezogen auf den Eingangspuls $A(\omega, 0)$:

$$A(\omega, z) = A(\omega, 0)e^{jk(\omega)z} \quad (3)$$

wobei z die Länge des Mediums und $k(\omega)$ die komplexe Wellenzahl beschreibt. Ist das Medium nicht ideal, so muss die komplexe Wellenzahl in eine Taylor-Reihe entwickelt werden:

$$k(\omega) = k_0 + k_1(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2}k_2(\omega - \omega_0)^2 + \dots \quad (4)$$

hier ist $k_1 = dk/d\omega$ die reziproke Gruppengeschwindigkeit und $k_2 = dk^2/d\omega^2$ ist die Gruppengeschwindigkeitsdispersion [7]. Die Zeitverzögerung des Pulses durch die Ausbreitung in der Faser ist also einfach $\Delta T = z(k_1 - 1/c)$. Bei einem Gewinn durch SBS in der Faser ergibt sich für die komplexe Wellenzahl des Pulses:

$$k(\omega) = n_0 \frac{\omega}{c} + \frac{g_0}{z} \left(\frac{\gamma}{(\omega - \omega_0) + j\gamma} \right) \quad (5)$$

mit n_0 als dem komplexen Brechungsindex in der Faser, $\gamma = \pi\Delta f_B$ als der halben FWHM-Bandbreite der SBS, ausgedrückt als Kreisfrequenz und

$$g_0 = \frac{gPL_{eff}}{A_{eff}} \quad (6)$$

als dem Gewinn im Zentrum (bei $\omega = \omega_0$) der Verteilung. In (6) ist g der Brillouin Gewinn, P die optische Eingangsleistung, L_{eff} die effektive Faserlänge und A_{eff} die effektive Faserfläche [7].

Der Imaginärteil der Glng. (5) führt zu einer Verstärkung der Pulse (Abb. 6, oben) und der Realteil zu einer Phasenänderung (Abb. 6, Mitte). Die Ableitung des Realteils führt dann entsprechend Glng. (4) auf den Gruppenbrechungsindex (Abb. 6 Unten). Im Zentrum des Gewinns ergibt sich daraus für die Verzögerung, die allein durch die SBS hervorgerufen wird,

$$\Delta T_{SBS} = \frac{1}{c} (L_{eff} n_{SBS} - Ln_{gn}) = \frac{g_0}{\gamma} \quad (7)$$

wobei n_{gn} den Gruppenbrechungsindex ohne SBS und n_{SBS} den Anteil, der allein durch SBS hervorgerufen wird, bezeichnen soll.

Gleichzeitig wird der Puls durch die höheren Ordnungen der Glng. (4) verzerrt. Der Pulsverbreiterungsfaktor B ist das Verhältnis zwischen der Ausgangs- und Eingangspulsbreite, er ist [23]:

$$B = \frac{\tau_{out}}{\tau_{in}} = \sqrt{1 + \frac{16 \ln 2}{\tau_{in}^2 \gamma^2} g_0} \quad (8)$$

Demnach geht jede Verzögerung mit einer Verbreiterung des Pulses einher. Diese Verbreiterung ist aber um so geringer, umso größer die Bandbreite der SBS ist.

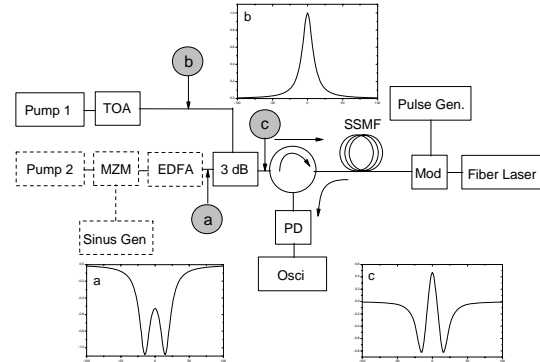


Bild 7 Experimenteller Aufbau zur Erzeugung von Slow und Fast Light. MZM; Mach-Zehnder modulator, TOA; tunable optical attenuator, Gen; Generator, Mod; Modulator, PD; Photodiode, Osci; Oscilloscope.

Einen experimentellen Aufbau zur Erzeugung von Slow und Fast Light mit SBS zeigt Bild 7. Für die Beschleunigung und Verlangsamung der Pulse benötigt man zunächst nur die Komponenten, die in der Abbildung mit einer durchgezogenen Linie dargestellt sind. Der Faserlaser auf der rechten Seite erzeugt die Trägerwelle der Pulse. Er kann auch durch einen

DFB-Laser ersetzt werden. In unseren Experimenten arbeiten wir meist bei Wellenlängen von 1550 nm. Der Puls-Generator erzeugt zusammen mit dem Modulator die Pulse. Wir nutzen meist Pulse mit einer zeitlichen Dauer von 30 ns und einer Wiederholrate im MHz-Bereich. Die Pulse werden anschließend in eine Faser eingekoppelt. Um die Anforderungen an die Pumpleistungen zu verringern, nutzen wir eine 50 km lange SSMF. Alle anderen Gruppen nutzen kürzere Fasern, benötigen dafür aber höhere Pumpleistungen. Ein anderer Weg ist die Verwendung kurzer, hoch-nichtlinearer Fasern [24, 25].

Von der anderen Seite wird eine Pumpwelle (Pump 1) über einen Zirkulator in dieselbe Faser eingespeist. Das Gewinnspektrum, welches durch diese Pumpwelle erzeugt wird, zeigt Bild 7b. Um die Verzögerung zu steuern, wird die Pumpleistung des Lasers mit einem einstellbaren optischen Dämpfungsglied verändert. Als Pumpquellen nutzen wir DFB-Laserdioden. Die verzögerten Pulse werden über den Zirkulator an eine Photodiode geleitet und mit einem Oszillografen ausgewertet.

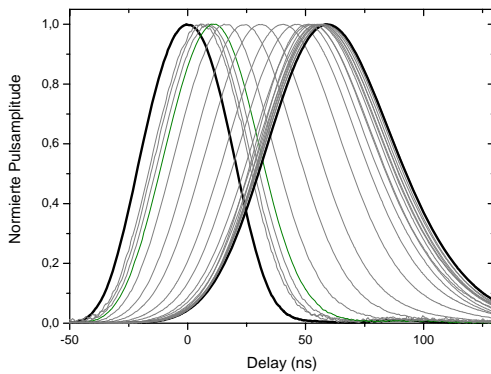


Bild 8 Mit SBS verzögerte Pulse.

Das typische Ergebnis einer Verzögerung von Pulsen mit SBS zeigt Abb. 8. Mit steigender Pumpleistung nimmt die Verzögerung, aber gleichzeitig auch die Verzerrung (die Pulsbreite) zu. Größere Verzögerungszeiten sind mit einem solchen Aufbau nicht möglich, da man mit den Pumpleistungen in den Bereich der stimulierten Emission der SBS gelangt. Dies ist für unsere Anordnung ab Leistungen von ca. 7 mW der Fall.

6 Grenzen des Verfahrens

Ein großes Problem der SBS ist ihre geringe Bandbreite. Mit einer Halbwertsbreite von lediglich 30 MHz lassen sich nur Pulse mit einer Datenrate von höchstens 15 Mbit/s bearbeiten. Auf der anderen Seite wird die SBS Bandbreite aber durch die Faltung zwischen der Bandbreite des Pumpsignals Δf_P und der

natürlichen, durch die Faserparameter definierten, Bandbreite Δf_B bestimmt [7].

$$\gamma = \pi(\Delta f_P \otimes \Delta f_B) \quad (9)$$

Durch eine externe oder direkte Modulation der Pumpwelle lässt sich demnach eine einfache Vergrößerung der Bandbreite erzielen. In [22] wurde der Pumplaser beispielsweise direkt mit einer pseudo random bit sequence (PRBS) Folge mit einer Datenrate von 38 Mbit/s moduliert. Das Ergebnis war ein 325 MHz breites Pumpspektrum. In [26] wurde die slow light Bandbreite auf 1,9 GHz erweitert, indem die Pumpquelle direkt mit einer Gaußverteilten Rauschquelle moduliert wurde. Dasselbe Konzept wurde in [27] dazu benutzt, die SBS Bandbreite in einer hoch-nichtlinearen Faser mit einer Brillouin Verschiebung von 9,6 GHz auf 12,6 GHz zu erhöhen.

Sieht man sich Bild 6 an, so erkennt man, dass bei einer Vergrößerung des Pumpspektrums die Bandbreite des Gewinns ansteigt, gleichzeitig steigt aber auch die Bandbreite des Verlustes. Im Bereich der Pumpwelle löschen sich beide gegenseitig aus. Daher wurde bislang weithin angenommen, dass die maximal erreichbare Bandbreite in der Größenordnung von $2f_B$ [27, 28] liegt. Demnach lassen sich mit einem SBS basierten System Datenraten von nicht viel mehr als 10 Gbit/s verzögern. In optischen Telekommunikationsnetzen müssen aber Datenraten von 40 Gbit/s und mehr verarbeitet werden. Wir konnten zeigen [29], dass die $2f_B$ -Grenze nur gültig ist, wenn lediglich ein einziger Laser als Pumpquelle verwendet wird. Ein zweiter Pumplaser (Pump 2 in Abb. 7), der eine Pumpwelle mit einer Frequenz von $f_{P2} = f_{P1} + 2f_B$ erzeugt, wobei f_{P1} die Frequenz der ersten Pumpwelle ist, hat wieder ein Gewinn- und ein Verlustspektrum. Das Gewinnspektrum von f_{P2} bei einer Frequenz von $f_{P2} - f_B$ überlagert sich nun aber mit dem Verlustspektrum des ersten Pumplasers bei $f_{P1} + f_B$. Man kann den Verlust dementsprechend kompensieren und in einen Gesamtgewinn wandeln, wenn die optische Leistung von f_{P2} größer als die von f_{P1} ist. Wir sehen keine Grenzen für dieses Verfahren, so dass im Prinzip jede beliebige Bandbreite erzeugt werden kann.

Ein anderes Problem ist die, bezogen auf die Pulsbreite, geringe Speicherkapazität. Wie Abb. 8 zeigt, beträgt die Speicherkapazität lediglich 1 Bit.

In den meisten Veröffentlichungen beträgt die maximale Verzögerungszeit 30 ns, wenn mit der natürlichen Brillouin Bandbreite gearbeitet wird. Diese Verzögerung ist durch den Schwellwert der SBS begrenzt. In [30] wurden daher 4 Verzögerungsstrecken hintereinander geschaltet. Jede hatte ihre eigene Pumpe und der Puls wurde bei jedem Übergang von der einen zur anderen Strecke wieder gedämpft. Mit diesem Verfahren wurden Verzögerungszeiten von 152 ns erzielt. Auf der anderen Seite wurde der 40 ns

breite Eingangsimpuls allerdings auf 102 ns verbreitert. Wir konnten in [31] zeigen, dass sich diese Verzerrungen durch die Verbreiterung der Pumpspektren mit mehreren Brillouin-Linien verringern lassen.

Auf der anderen Seite ist das Verfahren recht aufwändig. Ein viel einfacheres Verfahren, mit dem man ebenfalls sehr große Verzögerungszeiten erzielt, ist ein Analogon zur bereits besprochenen elektromagnetisch induzierten Transparenz (EIT). Bei diesem wird das schmale Gewinnspektrum eines Pumplasers (Bild 7b) mit dem breiten Verlustspektrum eines zweiten Lasers überlagert. Die Verzögerung hängt vom Gradienten des Gewinns ab, während die Verstärkung und damit die Sättigung eine Funktion seiner Größe ist. Mit diesem Verfahren entkoppelt man demnach die Verzögerung von der Verstärkung und erhält sehr große Verzögerungszeiten.

Mit diesem Verfahren konnten wir Eingangspulse mit einer zeitlichen Dauer von 34 ns um rund 100 ns verzögern. Dies entspricht einer Speicherkapazität von 3 Bit [32]. Bild 9 zeigt das Ergebnis. Ohne zusätzliches Verlustspektrum betrug die maximale Verzögerungszeit rund 44 ns. Mit Verlustspektrum konnten wir diese auf annähernd 100 ns steigern. Wie die kleine Abbildung zeigt, stieg der Gewinn und damit die Ausgangsamplitude nicht an. Die zeitliche Breite des Ausgangspulses betrug dabei 64 ns.

Bei dem soeben beschriebenen Verfahren verschiebt man die Grundlinie des Gewinns, der Gradient des Spektrums bleibt erhalten. Größere Verzögerungszeiten lassen sich durch eine Änderung des Gradienten erzielen. Dies erreichen wir durch die Überlagerung eines Gewinnspektrums (Abb. 7b) mit zwei Verlustspektren an seinen Flanken (Abb. 7a) [33]. Diese beiden Verlustspektren werden durch die externe Modulation des Pumpsignals (Pump2) mit einem Sinussignal erzeugt. Im Mach-Zehnder Modulator (MZM) wird dazu der Träger unterdrückt.

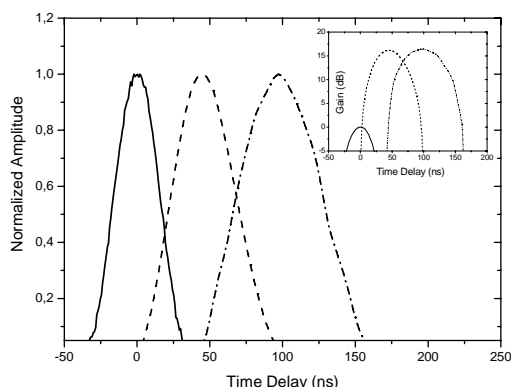


Bild 9 Mit EIT verzögerte Pulse in normierter Darstellung. Durchgezogene Linie: Referenz, gestrichelte Linie: ohne Verlust, Strich-Punkt-Linie: mit Verlust.

Die kleine Abbildung zeigt dasselbe in logarithmischer Darstellung ohne Normierung.

Inwiefern die Speicherkapazität des Verfahrens theoretisch begrenzt wird, ist umstritten. In [34] wird z. B. hergeleitet, dass bei einer zulässigen Verbreiterung des Pulses um das Doppelte die maximal mögliche Verzögerung:

$$\left(\frac{\Delta T_{SBS}}{\tau_{in}} \right)_{\max} = \frac{3}{2} \gamma \tau_{in} \quad (10)$$

beträgt. Da γ beliebig groß gewählt werden kann, kann auch die Speicherkapazität beliebig groß werden. Auf der anderen Seite wird in [35] hergeleitet, dass der benötigte Gewinn G um N bits zu speichern

$$G \approx 50N^{3/2} \quad (11)$$

beträgt. Bei einer Speicherkapazität von mehr als 5 Bit ergeben sich demnach unrealistisch große Gewinne von mehr als 560 dB, aber selbst für die von uns bereits erzielten 3 Bit benötigt man danach 260 dB. Wie ein Vergleich mit Abb. 9 zeigt, benötigen wir allerdings nur 16 dB. Die Herleitung in [35] berücksichtigt nicht die Möglichkeit der Entkopplung zwischen Gewinn und Verzögerung.

7 Zusammenfassung

Neben einem fundamentalen Interesse an der Kontrolle der Ausbreitungsgeschwindigkeit von Licht besteht auch ein zunehmendes Interesse an möglichen Anwendungen dieses Verfahrens. Hier wurde ein Überblick über die Grundlagen und Grenzen sowie über die bislang erzielten Ergebnisse gegeben. Von besonderem Interesse waren dabei Verfahren, die sich direkt für Anwendungen in photonischen Netzen eignen.

8 Literatur

- [1] Bernasconi, P. et al.: "Toward Optical Packet Switching," *Photonics Spectra*. March 2006, pp. 84 – 92
- [2] *Journ. Lightw. Technol.* (Special Issue on Optical Networks), Vol. 18, Dec. 2000
- [3] Chang-Hasnain, C. J.: et. al.: "Variable Optical Buffer Using Slow Light in Semiconductor Nanostructures," *Proc. IEEE*. Vol. 91, 2003, pp. 1884 – 1897
- [4] Rasras, M. S. et. al.: "Integrated resonance-enhanced variable optical delay lines," *IEEE Photon. Technol. Lett.*. Vol. 17, 2005, pp. 834 – 836

- [5] Xia, F. et. al.: "Ultracompact optical buffers on a silicon chip," *Nature Photonics*. Vol. 1, 2007, pp. 65 – 72
- [6] Lenz, G et al.: "Optical delay lines based on optical filters," *IEEE J. Quantum Electron.* Vol. 37, 2001, pp. 525 – 532
- [7] Schneider, T.: *Nonlinear Optics in Telecommunications*, Berlin, New York, Springer 2004
- [8] Mlitson, I. H.: *J. Opt. Soc. Am.* 54, 1964, 628
- [9] Gauthier, D. J. et. al.: "Slow Light; From Basics to Future Aspects," *Photonics Spectra*. March 2006, pp. 44 – 50
- [10] Harris, S. E. et. al.: "Nonlinear optical Processes using electromagnetically induced transparency," *Phys. Rev. Lett.* 1990, pp. 1107 – 1110
- [11] 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
- [12] 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
- [13] Turukhin, A. V. et. al.: "Observation of ultraslow and stored light pulses in a solid," *Phys. Rev. Lett.* Vol. 88, 2002, 023602
- [14] Ku, P. C. et. al.: "Slow light in semiconductor quantum wells," *Opt. Lett.* Vol. 29, 2004, pp. 2291 – 2293
- [15] 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
- [16] Gersen, H. et al.: "Real-space observation of ultraslow light in Photonic Crystal Waveguides," *Phys. Rev. Lett.* Vol. 94, 2005, 073903
- [17] Lepeshkin, N. N. et al.: "Slow and Fast Light Propagation in Erbium doped Fiber," in *Proc. of QELS-Conference*. Baltimore, USA, 2005, QTuC3
- [18] Uskov, A. V. et al.: "Delay Limit of Slow Light in Semiconductor Optical Amplifiers," *IEEE Photon. Technol. Lett.* Vol. 18, 2006, 731 – 733
- [19] Sharping, J. E. et al.: "All-optical tunable, nanosecond delay using Wavelength conversion and fiber dispersion," in *Proc. of CLEO 2005*, Long Beach, USA, 2005, CTuT1
- [20] Sharping, J. E. et al.: "Wide bandwidth slow light using a Raman fiber amplifier," *Opt. Exp.* Vol. 13, 2005, pp. 6092 – 6098
- [21] Okawachi, Y. et al.: "Tunable all-optical delays via Brillouin slow light in an optical fiber," *Phys. Rev. Lett.* Vol. 94, 2005, 153902
- [22] Herraes, M. G. et. al.: "Arbitrary-bandwidth Brillouin slow light in optical fibers," *Opt. Exp.* Vol. 14, 2006, pp. 1395 – 1400
- [23] 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
- [24] Abedin, K. S.: "Stimulated scattering in single-mode tellurite glass fiber," *Opt. Exp.* Vol. 14, 2006, pp. 11766 – 11772
- [25] Florea, C. et al.: "Stimulated Brillouin scattering in single-mode As₂S₃ and As₂Se₃ chalcogenide fibers," *Opt. Exp.* Vol. 14, 2006, pp. 12063 – 12070
- [26] Dawes, A. M. C. et. al.: "Improving the bandwidth of SBS-based slow-light delay," in *Proc. of CLEO. USA, 2006*, CThW1
- [27] Zhu, Z. et al.: "12-GHz-Bandwidth SBS Slow Light in Optical Fibers," in *Proc. of OFC. USA, 2006*, PD1
- [28] Shumakher, E. et al.: "On the balance between delay, bandwidth and signal distortion in slow light systems based on stimulated Brillouin scattering in optical fibers," *Opt. Exp.* Vol. 14, 2006, pp. 5877 – 5884
- [29] Schneider, T. et. al.: "Potential Ultrawide Slow-Light Bandwidth enhancement," *Opt. Exp.* Vol. 14, 2006, pp. 11082 – 11087
- [30] Song, K. Y. et. al.: "Long optically controlled delays in optical fibers," *Opt. Lett.* Vol. 30, 2005, pp. 1782 – 1784
- [31] Schneider, T. et. al.: "Distortion reduction in cascaded slow light delays," *Electr. Lett.* Vol. 42, 2006, pp. 1110 – 1112
- [32] Schneider, T. et. al.: "Time delay enhancement in stimulated Brillouin scattering based slow light systems," *Opt. Lett.* Vol. 32, 2007, 220 – 223
- [33] Schneider, T. et. al.: "Adapting the Brillouin Spectrum for slow light delays," submitted to *Electr. Lett.*
- [34] Boyd, R. W. et. al.: "Limits on the Time Delay Induced by Slow-Light Propagation," in *Proc. of QELS. 2005*, QTuC1
- [35] Khurgin, J. B.: "Performance limits of delay lines based on optical amplifiers," *Opt. Lett.* Vol. 31, 2006, 948 – 950