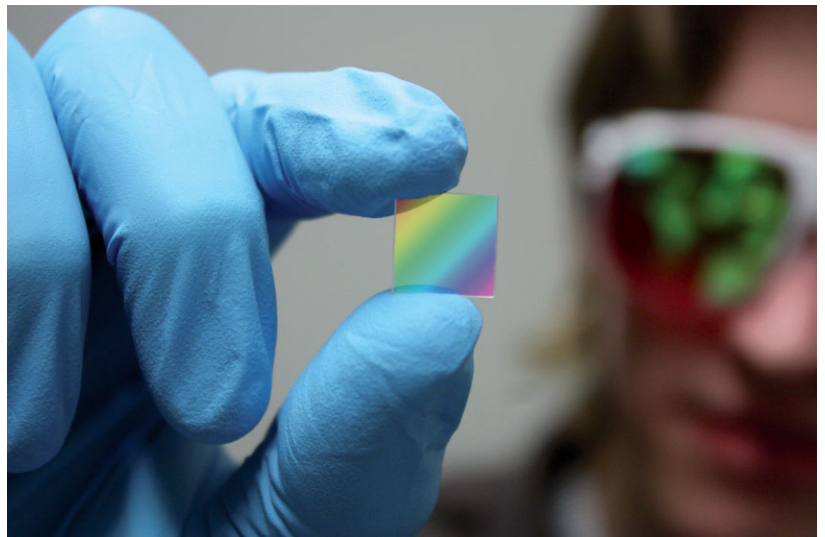


Langsames Licht in dispersiven Medien

Licht im Schneckentempo

WOLFGANG HORN | CORNELIA DENZ

Bei langsamem Licht „bremst“ ein dispersives Medium die Gruppengeschwindigkeit der Lichtpulse massiv ab. Aktuelle Experimente erzielen bis zu 17 m/s, was im Vergleich zur Vakuumlichtgeschwindigkeit von rund 300 000 km/s dramatisch ist. Anwendungen dieses Phänomens sind vor allem in der optischen Informationsverarbeitung zu erwarten. Es könnte die Konversion von optischen in elektronische Signale überflüssig machen, die derzeit zur Pufferung und Synchronisation von Bits in optischen Netzwerken nötig ist.



Auf diesem optischen Chip aus hochreinem Quarzglas sind mit hochenergetischen Femtosekundenpulsen eine große Anzahl von funktionalen Lichtwellenleitern erzeugt worden. Sie sind so strukturiert, dass in ihnen langsames Licht entsteht. Das disperse Farbspiel im Bild hat allerdings eine andere Ursache: Die vielen Wellenleiter wirken zusammen als holographisches Beugungsgitter.

Die optische Signalverarbeitung hat das Potenzial, Datenkommunikationssysteme zu revolutionieren. Kosten und Leistungsaufnahme von derzeit benötigten elektronischen Zwischenelementen könnten vollständig wegfallen. Ein rein optisch arbeitendes Netzwerk verspricht eine erheblich bessere Signalkapazität und höhere Bandbreite. Das Schlüsselement ist dabei eine Komponente, die eine durchstimmbare Verzögerung von optischen Pulsen möglich macht. Das würde eine effektive Pufferung von Datenpaketen erlauben.

Als Beispiel können wir uns einen optischen Router für Datenpakete vorstellen, der eine beliebige Anzahl von eingehenden Verbindungen auf einen bestimmten Ausgang schaltet. Da ein solcher Router immer nur ein einziges Paket verarbeiten kann, entsteht eine Kollision, sobald zwei Pakete gleichzeitig eintreffen. Ein vorgeschaltetes Verzögerungselement zur Pufferung eines Pakets löst dieses Problem, da es eintreffende Pakete entsprechend zurückhält. Heutige Systeme konvertieren dazu optische Signale zurück in elektrische Signale, die ein konventioneller elektronischer Speicher puffert. Es wurden zwar schon rein optische Komponenten zu diesem Zweck entwickelt, beispielsweise Faserverzögerungsstrecken. Diese konnten sich aber nicht durchsetzen, da sie nur bedingt durchstimmbare sind. Sie lassen lediglich eine eingeschränkte Kontrolle der gewünschten Verzögerung zu.

Langsames oder sogar gestopptes Licht könnte vor allem in diesem Bereich der Informationsverarbeitung Verwen-

dung finden, wobei der Verlangsamungsrekord bei heutigen Bitraten für Glasfasernetze bei etwa 25 Pulsbreiten liegt [1]. Bei einer Datenrate von 40 Gb/s können also etwa 25 aufeinander folgende Pulse, deren Halbwertsbreiten sich nicht überlagern dürfen, verzögert werden.

Wünschenswert wäre allerdings eine Pufferung von einigen Millionen Pulsen bei Pulslängen von weniger als 30 ps und einer Bandbreite für Signale von mindestens 12,5 GHz. Das entspricht bei einer Zentralwellenlänge von 1550 nm, wie sie in der optischen Kommunikationstechnik Standard ist, einem spektralen Bereich von 0,1 nm. Die grundlegende Problematik ist das Verzögerungs-Bandbreiten-Produkt: je kürzer ein Puls, desto breiter sein Spektrum. Folgerichtig muss der Effekt, der das Licht verlangsamt, über einen sehr großen spektralen Bereich anwendbar sein.

Physikalische Systeme, in denen langsames Licht beobachtbar ist, sind jedoch sehr schmalbandig. Man muss also Lösungen finden, die sowohl das Zerlaufen des Pulses verhindern als auch die benötigte Bandbreite für heutige Übertragungsgeschwindigkeiten bereitstellen. Eine zentrale Fragestellung aktueller Experimente ist die Suche nach der maximalen Modulationsbandbreite, bei der ein Signal den optimalen Verlangsamungseffekt ausnutzt.

Phasen- und Gruppengeschwindigkeit

Der Unterschied zwischen der Phasen- und Gruppengeschwindigkeit eines Wellenpaketes wurde bereits von Baron Rayleigh 1877 nachgewiesen. Die Phasengeschwindigkeit einer monochromatischen, elektromagnetischen Welle in einem dispersiven Medium ist definiert als die Geschwindigkeit an den Punkten einer Wellenfront, die mit konstanter Phase propagieren:

$$v_p = \frac{\omega}{k}.$$

Dabei ist k die Wellenzahl und ω die Frequenz. Gewöhnlich wird die Phasengeschwindigkeit in Abhängigkeit vom Brechungsindex n_0 angegeben:

$$v_p = \frac{c}{n_0},$$

wobei c die Vakuumlichtgeschwindigkeit ist. Betrachtet man nun die Propagation eines einzelnen Lichtpulses, so ist das Feld nicht monochromatisch. Sein spektrales Ausbreitungsverhalten wird durch die Gruppengeschwindigkeit beschrieben:

$$v_g = \frac{d\omega}{dk}.$$

Mit dieser Gruppengeschwindigkeit bewegt sich das zeitliche Interferenzmuster aller spektralen Komponenten des Pulses fort. Vereinfacht kann man auch sagen, dass v_g die Geschwindigkeit des Schwerpunkts der Einhüllenden des Pulses ist.

Im Vakuum entspricht die Gruppengeschwindigkeit auch der Phasengeschwindigkeit, da sich alle Frequenzkomponenten mit der gleichen Geschwindigkeit bewegen. Normalerweise breitet sich der Lichtpuls jedoch in einem dispersiven Medium aus, so dass sich die Phasengeschwindigkeit von der Gruppengeschwindigkeit unterscheidet. Dies ist beispielsweise in einem Glasfaserkabel der Fall. Für Pulse mit einer Zentralfrequenz ω_0 definiert man analog zur Gruppengeschwindigkeit den Gruppenbrechungsindex als:

$$n_g(\omega_0) = n(\omega_0) + \omega_0 \left(\frac{dn(\omega_0)}{d\omega_0} \right)$$

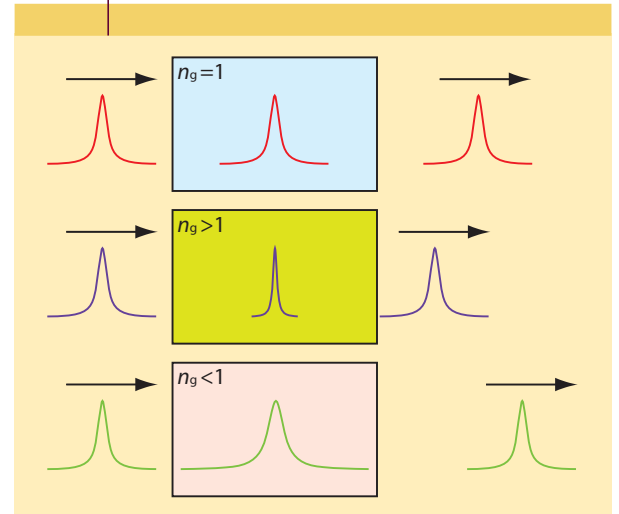
und die Gruppengeschwindigkeit als

$$v_g = \frac{c}{n_g}.$$

In Abbildung 1 ist die Propagation eines Pulses in Medien für unterschiedliche Gruppenindizes dargestellt. Bei $n_g = 1$ erhält man dispersionsfreie Ausbreitung, und das Ausgangssignal des Pulses bleibt unverändert. Bei $n_g > 1$ verlangsamt sich die Gruppengeschwindigkeit und bei $n_g < 1$ wächst sie.

Besonders attraktiv ist eine möglichst große Veränderung der Gruppengeschwindigkeit. Dafür benötigt man ein System, das über einen schmalen Frequenzbereich hochdispersiv ist. Die einfachste Möglichkeit ist ein Material mit

ABB. 1 | LICHTPULSE IN MEDIEN



Propagation eines Pulses durch ein Medium mit einem Gruppenbrechungsindex von 1 (oben), größer als 1 (Mitte) und kleiner als 1 (unten).

sehr hohem Brechungsindex. Es existieren jedoch keine optischen Materialien, bei denen der Brechungsindex hoch genug ist, um den gewünschten Effekt zu erreichen. Also müssen wir zunächst die Frage klären, wie man einen solchen hochdispersiven Spektralbereich in einem Material künstlich herstellen kann. Dazu betrachten wir als Beispiel ein wegweisendes quantenoptisches Phänomen, anschließend wenden wir uns anwendungsbezogenen Konzepten in künstlich strukturierten Systemen zu.

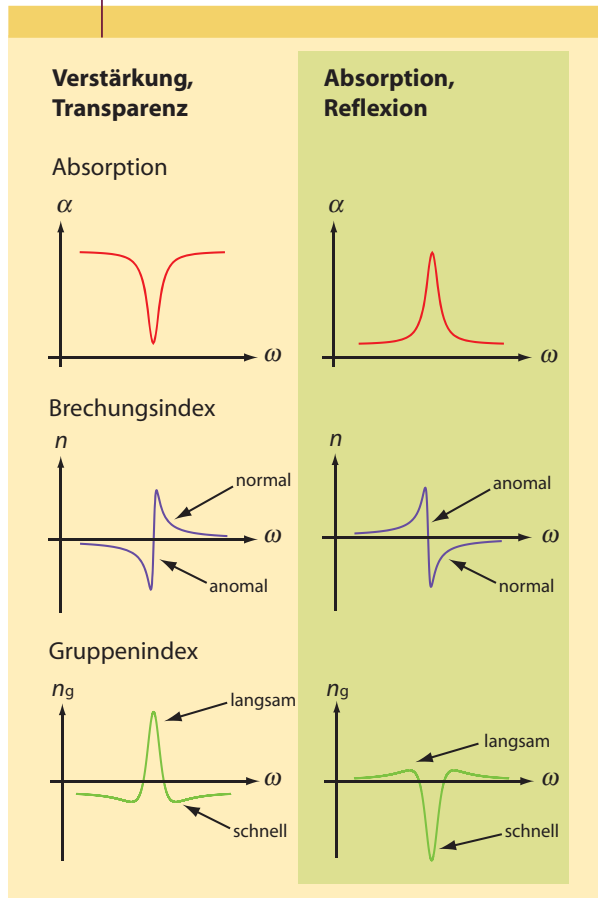
Dispersion an Resonanzen

Optisch resonante Systeme, zum Beispiel Fabry-Perot-Resonatoren oder Filter aus dielektrischen Schichten mit unterschiedlichen Brechungsindizes, erzeugen an einem Punkt oder an mehreren Punkten im Spektrum eine Veränderung der Absorptions- oder der Transmissionseigenschaften. Jede spektrale Änderung der Absorption hat zugleich auch eine Änderung des Brechungsindex zur Folge. Die Kopplung der Amplituden- und Phasenantwort eines Materials wird gewöhnlich durch den komplexen Brechungsindex

$$N = n(\omega) + \frac{i\alpha(\omega)c}{2\omega}$$

angegeben, mit der Absorption $\alpha(\omega)$. Der Realteil von N entspricht der Phasenänderung, während der Imaginärteil die Absorptionseigenschaften darstellt. Beide sind miteinander durch die Kramers-Kronig-Beziehung verknüpft.

Abbildung 2 stellt den Zusammenhang zwischen Absorption, Brechungsindex und Gruppenbrechungsindex an der Stelle einer Resonanz dar. Die rechte Spalte ist repräsentativ für ein atomares Zwei-Niveau-System, das Licht passender Frequenz absorbiert und dadurch in einen höheren Energiezustand angeregt wird (oben). Bei Resonanz erhöht sich die Absorption $\alpha(\omega)$. In der Mitte ist die Dispersions-

ABB. 2 | LANGSAMES UND SCHNELLES LICHT


Entstehung von langsamem und schnellem Licht an einer Resonanz. Aufgrund der Kopplung von realem und imaginärem Brechungsindex kommt es zur Veränderung der Gruppengeschwindigkeit. Die rechte Spalte zeigt den Fall der Absorption bei Resonanz, die linke umgekehrt den Fall der Verstärkung bei Resonanz.

kurve $n(\omega)$ dargestellt. Auf beiden Seiten der Zentralfrequenz sehen wir eine positive Steigung oder normale Dispersion. Das erhöht als Folge auch den Gruppenbrechungsindex $n_g(\omega)$. Ein frequenzangepasster Puls, der spektral nicht zu breit und somit zeitlich nicht zu kurz ist, propagiert hier langsamer als ein Referenzpuls in einem resonanzfreien Spektrum. Man würde *langsameres Licht* beobachten. Unter realistischen Bedingungen lassen sich so in Gasen Gruppengeschwindigkeiten von

$$\frac{v_g}{c} \approx 10^{-6} \text{ oder } v_g \approx 300 \frac{\text{m}}{\text{s}}$$

erreichen. Allerdings ist die Absorption nahe einer Resonanz sehr hoch mit der Folge, dass fast der gesamte Anteil des einfallenden Lichtes auf wenigen Mikrometern leider absorbiert wird. Ein weiterer unerwünschter Effekt ist die dispersionsbedingte spektrale Verbreiterung: Kurze Pulse verbreitern sich zeitlich, während sie verlangsamt werden.

An der Zentralfrequenz, wo die Absorption am größten ist, tritt ein weiterer interessanter Effekt auf: Die Steigung

$n(\omega)$ ist negativ, und daher ist die Dispersion an dieser Stelle anomal. Der Gruppenbrechungsindex kann hier sehr klein oder sogar negativ werden. Dieser Effekt wird allgemein als *schnelles Licht* (superluminal) bezeichnet, und der Puls propagiert schneller durch das Medium als seine Referenz. Eine negative Gruppengeschwindigkeit bedeutet allerdings, dass die Pulsspitze das Medium bereits verlässt, bevor sie im Medium angekommen ist. Dieser Effekt mag zunächst nicht intuitiv erscheinen, konnte aber experimentell nachgewiesen werden [2]. Schnelles und langsames Licht können auch im inversen Fall beobachtet werden, wenn die Resonanz statt Absorption eine Verstärkung verursacht (Abbildung 2 linke Spalte).

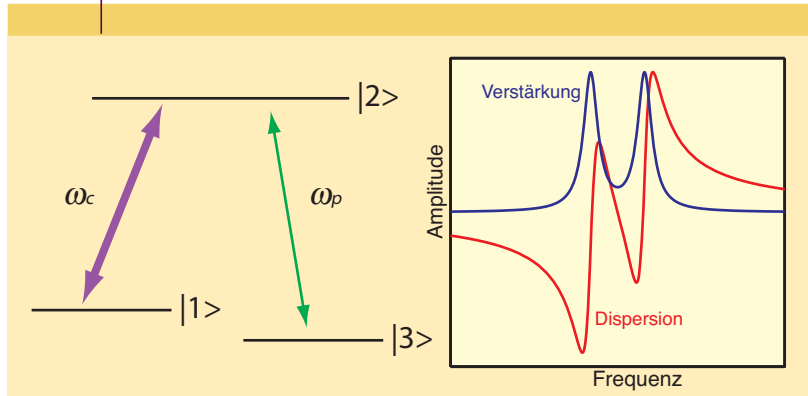
Wenn wir den „antiintuitiven“ Bereich anomaler Dispersion betrachten, müssen wir die Frage einer möglichen Kausalitätsverletzung klären. Nach Einsteins Spezieller Relativitätstheorie ist es nicht möglich, dass ein Objekt oder Signal sich mit einer Geschwindigkeit oberhalb der Vakuumlichtgeschwindigkeit c bewegt. Bereits 1960 beschäftigten sich Léon Brillouin und Arnold Sommerfeld mit diesem Problem. Sie kamen zu dem Schluss, dass die Geschwindigkeit, mit der sich die eigentliche Signalinformation fortpflanzt, nicht schneller als c sein kann. Die grundlegende Argumentation basiert auf der Tatsache, dass die Wellenfront des Pulses die eigentliche Information trägt. Selbst wenn sich der Puls mit Überlichtgeschwindigkeit bewegt, kann dies die Wellenfront nicht. Experimente mit Rechteckpulsen haben gezeigt, dass die Wellenfront bei starker Dispersion deformiert wird und es zu Informationsverlust kommt. Schnelles Licht verletzt demnach nicht die Kausalität.

Zusammenfassend können wir langsames Licht also folgendermaßen erzeugen. Wir wollen eine Änderung der Gruppengeschwindigkeit hervorrufen, und die Gruppengeschwindigkeit hängt von der Dispersion des Materials ab. Wir ändern daher die Dispersion, indem wir die Absorption des Materials ändern, da der Brechungsindex mit der Absorption über die Kramers-Kronig-Relation verknüpft ist. Der universelle Charakter einer einfachen spektralen Änderung hat zur Folge, dass langsames Licht in einer großen Anzahl von Systemen experimentell nachgewiesen werden konnte. Dazu zählen Bose-Einstein-Kondensate [3], stimulierte Streuprozesse [4], optische Halbleiterverstärker [5], Glasfasern [6], Wellenmischprozesse [7], Ringresonatoren [8], Besetzungszillationen [9] und Flüssigkristallsysteme [10]. Wir stellen die Wichtigsten im Folgenden vor.

Atomare Systeme

Die bisher beeindruckendste Veränderung der Gruppengeschwindigkeit wurde in einem speziellen quantenmechanischen System demonstriert: Die elektromagnetisch induzierte Transparenz (EIT) erlaubt es, in einem Medium gleichzeitig Transparenz und eine starke Dispersion zu erzeugen. Das bekannteste Experiment führte die Gruppe von Stephen Harris 1999 in Stanford durch [3]. Sie konnte in einem Bose-Einstein-Kondensat aus Natriumatomen, die auf 435 nK

ABB. 3 | ELEKTROMAGNETISCH INDUZIERTE TRANSPARENZ



Drei-Niveau-System zur Erzeugung elektromagnetisch induzierter Transparenz (links). Das Kontrollfeld sorgt für eine transparente Region in der Mitte der atomaren Resonanz und erhält gleichzeitig die Dispersioneigenschaften (rechts).

gekühlt waren, Lichtpulse mit einer Gruppengeschwindigkeit von 17 m/s nachweisen. Das ist gerade einmal die Geschwindigkeit eines Fahrradfahrers. Die grundlegende Idee: Man reduziert die Absorption durch einen kohärenten optischen Effekt, erhält aber gleichzeitig die dispersiven Eigenschaften des Mediums. Diese Situation lässt sich in einem atomaren System mit drei Zuständen durch Quanteninterferenz herstellen.

Um die Grundidee hinter dem EIT-Verfahren zu beschreiben, können wir uns das Bose-Einstein-Kondensat als ein Medium aus atomaren Drei-Niveau-Systemen mit bestimmten Eigenschaften vorstellen. Wir betrachten nun ein einzelnes Drei-Niveau-System, das sich zu Beginn im Grundzustand $|1\rangle$ befindet (Abbildung 3). Ein Pump laser mit der Frequenz ω_c regt den elektronischen Übergang zwischen den unbesetzten Zuständen resonant an und bringt das System in einen sogenannten Dunkelzustand. Dabei findet keine Anregung in das hohe Niveau statt, weil die Kopplungsamplituden destruktiv interferieren. Dieser Zustand ist damit von der Laseranregung entkoppelt, deshalb wird er als Dunkelzustand bezeichnet. In diesem Quantenzustand sind die Elektronen in den beiden unteren Zuständen $|1\rangle$ und $|3\rangle$ „gefangen“: Sie können nicht in $|2\rangle$ hinauf springen und dabei einen Lichtpuls absorbieren. Zusätzlich induziert nun ein zweiter Testlaser mit der Frequenz ω_p eine Störung des Systems, die resonant zu dem zweiten Übergang $|3\rangle$ ist. Da der Zustand $|2\rangle$ nicht besetzt ist, erfährt der Testpuls nun weder Absorption noch Emission: Das System ist für ihn transparent.

Anschaulich können wir uns die Verlangsamung des Testlaserpulses so vorstellen: Trifft er auf das Medium, dann verliert der Lichtpuls vorne an seiner steigenden Flanke Energie durch atomare Anregung und parasitäre unelastische Streuung an Atomen oder Molekülen (Raman-Streuung). Dies geschieht bis zum Intensitätsmaximum des Pulses. Auf seiner fallenden Flanke sinkt nun sein Anregungspotential wieder, die Atome fallen wieder in den niedrigeren Zustand. Sie führen dabei die von ihnen „zwischen gespeichert“

Energie wieder dem Lichtpuls in elektromagnetischer Form zu. Nur der durch parasitäre Streuverluste verlorene Energieanteil fehlt nun dem wieder hergestellten Lichtpuls. Damit wird effektiv eine Verzögerung erreicht.

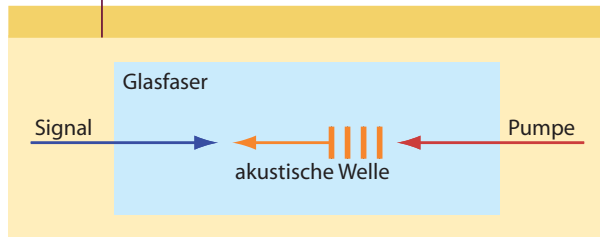
Man kann den Puls sogar für eine kurze Zeit vollständig anhalten und zu einem späteren Zeitpunkt wieder emittieren lassen. Dazu muss man ein System finden, in dem die Energie des Lichts zwischenzeitlich vollständig in die Anregung der Atome übergehen kann. Prinzipiell könnte man diese Experimente auch in atomaren Gasen mit geeigneten Drei-Niveau-Systemen durchführen, die eine wesentlich höhere Temperatur als ein Bose-Einstein-Kondensat haben. Die höhere Temperatur senkt aber die Atomdichte und verbreitert damit das Transparenzfenster, was den Effekt schwächt.

In quantenmechanischen Systemen wie EIT konnten zwar bisher die niedrigsten Gruppengeschwindigkeiten nachgewiesen werden. Sie besitzen jedoch erhebliche Nachteile für eine praktische Anwendung in optischen Netzwerkkomponenten. Zum einen sind sehr niedrige Temperaturen und damit ein hoher experimenteller Aufwand notwendig. Zum anderen sind Übergänge zwischen atomaren Zuständen diskret und somit nicht über einen breiten Spektralbereich nutzbar. Daher ist die Entwicklung eines Konzepts wünschenswert, das bei Raumtemperatur einsetzbar ist und gleichzeitig bei optischen Telekommunikationsfrequenzen Pulsverzögerungen zulässt. Tatsächlich kann man mit Streuprozessen in Glasfaserkabeln EIT-ähnliche Dispersionszustände erzeugen. Das gilt auch für periodisch strukturierte, schmalbandige optische Filter. Beide stellen wir nun vor.

Stimulierte Streuung

Wechselwirkt ein Lichtfeld mit einer akustischen Schwingung in einem atomaren Kristallgitter (einem Phonon), dann werden seine Photonen an den Phononen im Gitter gestreut. Dieses Phänomen heißt Brillouin-Streuung. Ist das Lichtfeld stark genug, besitzt es also eine ausreichend hohe Leistungsdichte, kann es auch selbst Phononen im Gitter und damit eine optische Dichteänderung erzeugen. Diese wirkt wie ein Beugungsgitter (Abbildung 4) und kann so mit einem zweiten Lichtfeld wechselwirken. In diesem Fall spricht man von stimulierter Brillouin-Streuung (SBS). Die Differenzfrequenz der beiden Laserstrahlen ist durch die Anregungsfrequenz im Material gegeben.

Wenn man langsames Licht durch SBS beobachten will, verwendet man eine starke Pumplichtquelle und einen schwachen Testlaserstrahl, die gegenläufig durch einen Lichtwellenleiter propagieren (Abbildung 4). Der SBS-Prozess überträgt Energie vom starken Kontrollstrahl mit höherer Frequenz zum niederfrequenten Signalstrahl. Wird der Signalstrahl dabei genau um die Frequenz der akustischen Anregung verschoben, dann wird das Signal exponentiell verstärkt. Da die Beugung durch die Phononen nur in einem engen Frequenzbereich wirkt, ist diese Verstärkung in der Bandbreite begrenzt. Die Verstärkung vergrößert sich mit

ABB. 4 | STIMULIERTE BRILLOUIN-STREUUNG


Bei der stimulierten Brillouin-Streuung induziert ein Pumpstrahl eine akustische Welle (Phonon) im Kristallgitter. Diese wirkt wie ein Beugungsgitter, an dem das optische Signal gestreut wird.

der Intensität des Pumpfeldes und sorgt so für eine spektral selektive Brechungsindexänderung. Die Folge ist langsames Licht bei dieser Wellenlänge. Ein ähnlicher Effekt wurde auch durch stimulierte Raman-Streuung gezeigt: Dort nutzt man anstelle von Phononen die Schwingungszustände von Molekülen.

Allerdings konnte man derart niedrige Gruppengeschwindigkeiten wie in Quantengasen bisher noch nicht beobachten. Auch die Bandbreite des Effekts ist normalerweise kleiner als 100 MHz, was angesichts der Frequenzen von Licht sehr schmal ist. Es begrenzt damit die Pulslänge ungünstig, denn je kürzer ein Puls ist, desto breiter ist seine Frequenzbandbreite. Untersuchungen haben allerdings gezeigt, dass man die Bandbreite auf mehr als 1 GHz erhöhen kann, wenn man durch Kombination mehrerer SBS-Prozesse das Verstärkungsverhalten spektral abflacht. Die Bandbreite von stimulierter Raman-Streuung hingegen kann in Quarzglas größer als 1 THz sein. Nachteilig bei der technischen Nutzung solcher Streuprozesse ist jedoch die relativ hohe Pumpintensität, mit der man die akustischen Phononen oder molekularen Schwingungszustände anregen muss.

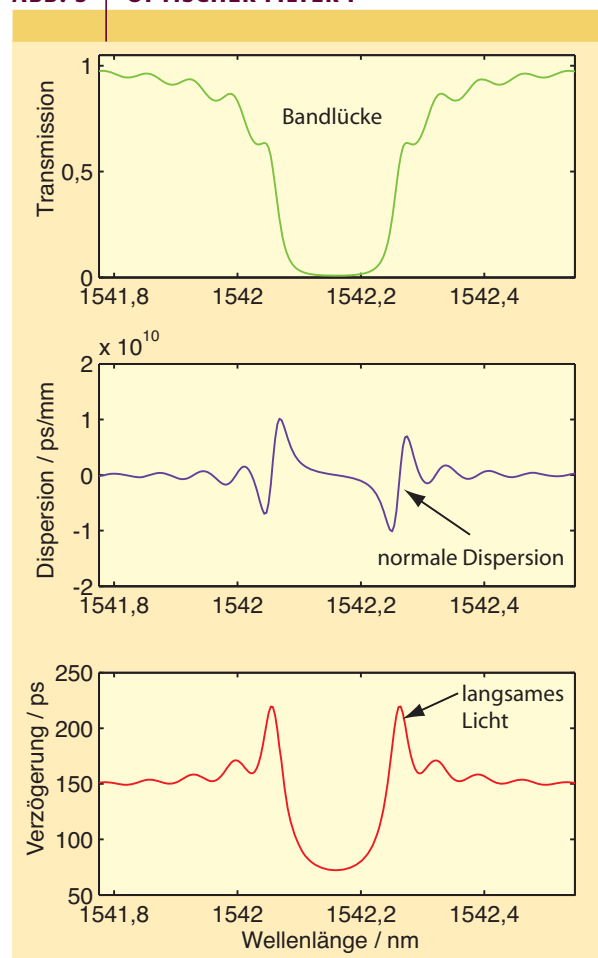
Optische Filter

Viele optische Filter sind passive, lineare, resonante Strukturen. In ihnen kann man alle physikalischen Eigenschaften von optischen Verzögerungselementen wiederfinden. Meist sind es photonische Strukturen, die durch Vielfachreflexionen das optische Signal effektiv einfangen und Photonen speichern können. Das Verhalten ist somit einem Laserresonator sehr ähnlich. Man kann damit große Verzögerungen erreichen, indem man die optische Weglänge maximiert, die ein Signal in diesen Strukturen zurücklegt.

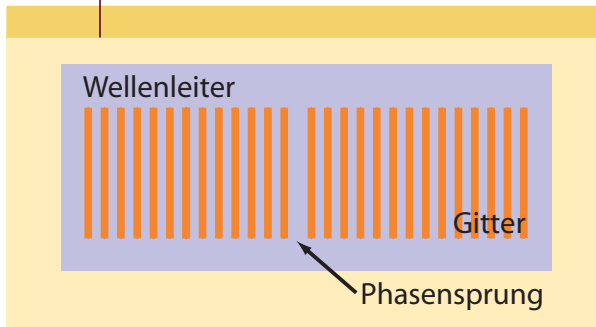
Im nichtresonanten Fall ist diese optische Weglänge $n_g(\omega)L$, wobei L der geometrischen Länge des Materials entspricht und somit nicht wesentlich länger als die Wechselwirkungslänge des Lichts mit dem Material selbst ist. Im resonanten Fall dagegen kann die Verzögerung mehrere Ordnungen größer sein. Bisher konnte man in optischen Filtern zwar nicht vergleichbar niedrige Gruppengeschwindigkeiten beobachten wie in Quantengasen. Dies ist jedoch für die technische Anwendung ohne Bedeutung: Dafür ist nicht

der absolute Wert der Gruppengeschwindigkeit entscheidend, sondern die relative Verzögerung im Verhältnis zur erreichbaren Pulsdauer.

Um das Entstehen von langsamem Licht in optischen Filtern zu verstehen, stellen wir zunächst ein transparentes Medium vor, dessen Brechungsindex periodisch moduliert ist. Ein solches Bragg-Gitter wird bei der Beschichtung von dielektrischen Laserlinienspiegeln und in Glasfasergittern für Sensoranwendungen angewendet. Ein Bragg-Reflexionsgitter ist das einfachste Beispiel eines optischen Filters. Im linearen Fall ist es ein gut modellierbares System, das seit über dreißig Jahren in Glasfasern mit industrieller Qualität hergestellt wird. Gewöhnlich verwendet man bei der Produktion UV-Laserlicht, um den Brechungsindex von Quarzglas im Kernbereich der Faser zu verändern. Dabei wird ein Laserstrahl durch eine Phasenmaske auf eine Faser projiziert, so dass die erste und die minus erste Beugungsordnung der Maske ein sinusförmiges Interferenzmuster erzeugen. Das UV-Laserlichtmuster erhöht den Brechungsindex im

ABB. 5 | OPTISCHER FILTER I


Eine vollständige eindimensionale Frequenzbandlücke zeigt in der Transmission (oben) einen für das Licht transparenten Bereich, der sich entsprechend auf die Dispersion (Mitte) und die Gruppengeschwindigkeit (unten) auswirkt. Die Kurven sind theoretisch berechnet, das Material jedoch realisiert.

ABB. 6 PHASENVERSCHOBENES GITTER

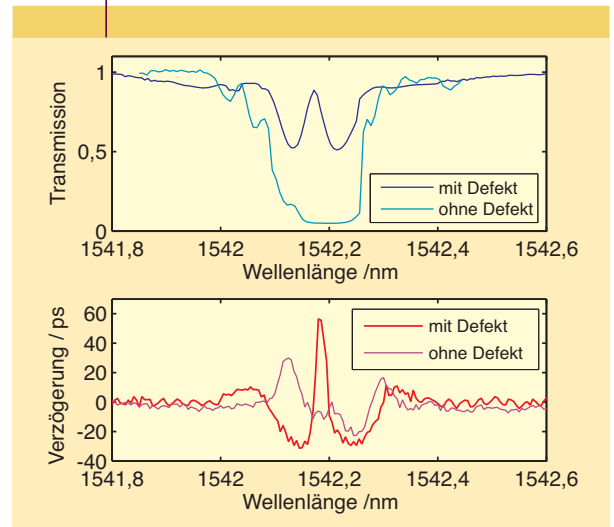
Periodische Brechungsindex-Modulation in einem Wellenleiter (Bragg-Reflexionsgitter): Der Phasensprung von 180° in der Periodizität erzeugt ein spektral schmales Transparenzfenster. In diesem Fenster wird die Amplitude des Pulses nicht verändert. Trotzdem bleibt die steile Dispersion darin erhalten, was die Gruppengeschwindigkeit wie gewünscht verlangsamt.

Kern der Faser durch eine chemische Veränderung des Glases um etwa 0,001 bis 0,01. Könnte man Verzögerungseffekte direkt in solchen Wellenleitern ausnutzen, dann wäre dies ein wichtiger Schritt für die Integration in vorhandene optische Technologien.

Abbildung 5 zeigt das Transmissionsspektrum (Amplitude) einer Brechungsindexstruktur eines Faser-Bragg-Gitters: Dieses weist bei einer Lichtwellenlänge von etwa 1542 nm einen Wellenlängenbereich von etwa 200 pm Breite auf, der einfallendes Licht nicht durchlässt, sondern zurück reflektiert. Dieser spezielle Frequenzbereich ist deshalb so interessant für potenzielle Anwendungen, weil er im optischen Telekommunikationsbereich Standard ist.

Auch hier sind Amplitude und Phase gekoppelt, wie wir das beim komplexen Brechungsindex N diskutiert haben. Also muss sich in dem Wellenlängenbereich, wo sich das Transmissionsverhalten drastisch ändert, auch die Gruppengeschwindigkeit ändern. Das Dispersionsverhalten des Materials ist in der Mitte von Abbildung 5 aufgetragen. An den Bandkanten befinden sich zwei Bereiche, an denen die Dispersion normal ist. Im Bereich verbotener Propagation ist sie anomal. Dementsprechend lassen sich auch in der spektralen Abhängigkeit der Gruppengeschwindigkeit langsames und schnelles Licht wiederfinden.

Allerdings haben wir hier auch die generelle Problematik, dass die Dämpfung des Signals zunimmt, je näher man sich der maximalen Verzögerung an der Bandkante nähert. Diesen nachteiligen Effekt können wir durch gezielte Symmetriebrechung in Form eines Phasendefekts verringern. Dabei entsteht auch in dieser Faser ein spektraler Bereich mit hoher Transmission, bei dem die dispersiven Eigenschaften weitestgehend erhalten bleiben. Den Phasendefekt bringen wir in Form eines Sprunges um 180° in die Periodizität des Gitters ein (Abbildung 6). Abbildung 7 zeigt die Transmissionsamplitude und die Verzögerung in einem 2 cm langen System mit und ohne Phasendefekt. Da sich die Transmission innerhalb des verbotenen Bereichs stark ver-

ABB. 7 OPTISCHER FILTER II

Transmissionsverhalten (oben) und relative Gruppengeschwindigkeitsänderung eines schmalbandigen optischen Filters.

ändert, ändert sich auch der Brechungsindex sehr steil. Dort zeigt die Verzögerung der Lichtleitung ein lokales Maximum. In diesem Maximum ist die Faser also transparent für Pulse, die bei passender Bandbreite verzögert werden.

In der Arbeitsgruppe „Nichtlineare Photonik“ am Institut für Angewandte Physik der Universität Münster entwickeln wir integrierte und durchstimmbare optische Elemente auf der Basis der hier vorgestellten Prinzipien. Sie sind für Telekommunikationsfrequenzen geeignet. Diese Schaltkreise bestehen aus Wellenleitern und periodischen Brechungsindexstrukturen, die es erlauben, unterschiedliche künstliche Dispersionseigenschaften zu erzielen und kurze Pulse vielfältig zu beeinflussen. Diese Schaltkreise erzeugen wir zum Beispiel durch holographische Verfahren. Zusätzlich setzen wir einen speziellen Prozess der Energiekopplung in Kristallen ein. Dieser erlaubt es uns, Gruppengeschwindigkeiten bis herunter zu 0,02 cm/s zu erzielen [11]. In diesem Fall ist jedoch gewöhnlich die Bandbreite der limitierende Faktor, wir können also nur entsprechend lange Pulse verwenden.

INTERNET

Forschung in Münster
www.wwu.de/Physik.AP/Denz
www.nichtlineare-photonik.de

Wissenschaftssendungen im Deutschlandfunk
www.dradio.de/dlf/sendungen/wib/1070042/
www.dradio.de/dlf/sendungen/einsteins-erben/352041

Die Integration solcher Konzepte in bestehende optische Technologien ist vielversprechend. Trotzdem ist eine Kommerzialisierung bislang nicht absehbar, da generell die grundlegenden Probleme von rein optischen Schaltkreisen nicht gelöst wurden. Eine der zeitnahen Einsatzmöglichkeiten für langsames Licht wäre die Synchronisation von optischen Netzen, da man hierfür geringere Pulsbreiten benötigt als bei den eingangs erwähnten Pufferanwendungen.

Zusammenfassung

Langsames Licht verspricht in vielen Bereichen der Photonik und optischen Datenkommunikation Vorteile. Es kann in verschiedenen Systemen wie etwa Quantengasen, bei Streuprozessen und in optischen Filtern auftreten. Entscheidend ist eine spektrale Änderung des imaginären Brechungsindex durch starke Dispersion für das Licht. Bisher konnten jedoch nicht alle wichtigen Faktoren in einem System vereint werden, die für eine Anwendung benötigt werden. Kurze Lichtpulse, wie sie attraktiv für die Datenverarbeitung sind, erfordern zum Beispiel eine sehr hohe Bandbreite. Hinzu kommen die Miniaturisierung, Durchstimbarkeit und möglichst geringe Dämpfung des Systems.

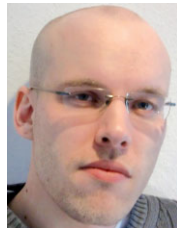
Stichworte

Langsames Licht, schnelles Licht, Gruppengeschwindigkeit, Phasengeschwindigkeit, normale Dispersion, anomale Dispersion, elektromagnetisch induzierte Transparenz, EIT, stimulierte Streuung, optische Filter.

Literatur

- [1] R. M. Camacho et al., Phys. Rev. Lett. **2007**, 98, 153601.
- [2] G.M. Gehring et al., Science **2006**, 312, 895.
- [3] L. Hau et al., Nature **1999**, 397, 594.
- [4] Y. Okawachi et al., Opt. Express **2006**, 14, 2317.
- [5] B. Pesala et al., JOSA B **2008**, 25, C64.
- [6] J. T. Mok et al., Nature Physics **2006**, 2, 775.
- [7] C. Monat et al., Opt. Express **2010**, 18, 22915.
- [8] V. R. Almeida et al., Nature **2004**, 431, 1081.
- [9] Y. Okawachi et al., Phys. Rev. Lett. **2005**, 94, 153902.
- [10] S. Residori et al Phys. Rev. Lett. **2008**, 100, 203603.
- [11] W. Horn et al., Journal of Optics **2010**, 12, 104011.

Die Autoren



Wolfgang Horn promoviert zurzeit in der Arbeitsgruppe „Nichtlineare Photonik“ an der Westfälischen Wilhelms-Universität Münster. Seine Forschungsschwerpunkte sind Pulspropagation in photonischen Bandlückenstrukturen, phasenkodierete optische Filter und Femtosekundenintegration optischer Bauelemente.



Cornelia Denz promovierte 1992 über optische Datenspeicherung und neuronale Netze an der TU Darmstadt. Nach der Habilitation wurde sie 2001 an das Institut für Angewandte Physik der Westfälischen Wilhelms-Universität Münster berufen. Die Arbeitsschwerpunkte ihrer Gruppe sind nichtlineare optische Effekte für Anwendungen in der nanophotonischen Informationsverarbeitung und in der Biophotonik.

Anschrift

Prof. Dr. Cornelia Denz, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, Institut für Angewandte Physik, Corrensstr. 2/4, 48149 Münster. Denz@wwu.de