

# Räumliche optische Solitonen – Licht steuert Licht

Nichtlineare optische Materialien bieten zukunftsweisende Perspektiven für die optische Informationsverarbeitung

Cornelia Denz und Carsten Weilmann

Die optische Informationsverarbeitung verlangt immer mehr nach Elementen, die Licht direkt schalten und parallel verarbeiten können. Solche rein optischen Schalt- und Steuerelemente können flexible Verbindungen (*Interconnects*) schaffen und Funktionen nur durch die Wechselwirkung von Licht mit Materie erzeugen, ohne zusätzliche Lichtleitfasern oder physikalische Führungen zu benötigen. So kann Licht sich selbst führen oder manipulieren und lässt sich damit zur Erzeugung adaptiver photonischer Komponenten nutzen.

Kommunikationsnetze mit Glasfasern übertragen inzwischen enorme Datenmengen – Kapazitäten von mehr als 1 Terabit pro Sekunde über viele tausend Kilometer sind möglich [1]. Optische Netze sind daher elektrischen Telekommunikationsnetzen weitaus überlegen. Zur Steuerung optischer Signale müssen diese jedoch nach wie vor in elektrische Signale umgewandelt werden. Dies limitiert in hohem Maße die Bandbreite des Netzwerkes und führt unweigerlich zu Übertragungsverlusten. Vollständig optische Elemente können dagegen Millionen von Verbindungen parallel schalten und adaptive Funktionen – wie Schalter, Verteiler oder Steuerelemente – nur durch die Wechselwirkung von Licht mit Materie erzeugen.

Nichtlineare optische Materialien und ihre besonderen Eigenschaften bilden eine mögliche Grundlage für solche rein optischen Schalt- und Steuerelemente. In diesen Materialien ist der Brechungsindex keine Konstante, wie wir es z. B. bei Glas gewöhnt sind, sondern er ist proportional zur Intensität des eingestrahnten Lichts. Dies hat weitreichende Folgen für die Lichtausbreitung in einem Medium. In einem linearen Medium oder bei der Lichtausbreitung in Luft verändert sich ein Lichtstrahl sowohl in seiner räumlichen als auch in seiner zeitlichen Form, die eng mit dem Spektrum des Lichts verbunden ist. Dies ist für uns so selbstverständlich, dass es uns kaum verwundert: Ein Lichtstrahl, der durch ein Prisma oder durch Wassertropfen in Wolken propagiert, spaltet sich in seine Spektralfarben auf – eine Folge der Dispersion, der Abhängigkeit der Ausbreitungsgeschwindigkeit von der Frequenz des Lichts. Ein kurzer, zeitlich begrenzter Lichtpuls wird dadurch während er sich ausbreitet verlängert – er „zerfließt“. Dieser Effekt beschränkt die Übertragungsraten in der Telekommunikation stark. Genauso verbreitert sich ein



Photorefraktive Kristalle wie dieser aus Strontium-Barium-Niobat (SBN) sind besonders geeignet, um optische Solitonen zu erzeugen. (Quelle: J. Petter, TU Darmstadt)

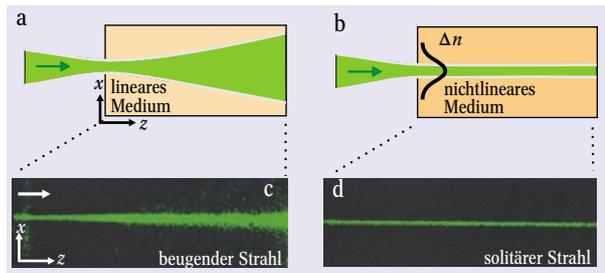
räumlich begrenzter Lichtstrahl im Laufe der Ausbreitung. Das Phänomen der Beugung nach Hindernissen ist eine direkte Manifestation dieser Verbreiterung. Abbildung 1a skizziert, wie sich ein fokussierter Lichtstrahl in einem herkömmlichen „linearen“ Material durch Beugung verbreitert. Koppelt man den Lichtstrahl mit einem Gauß-förmigen Strahlprofil hingegen in ein nichtlineares Medium ein, so erhöht sich der Brechungsindex lokal so, dass der Strahl an dieser Stelle wie durch eine Linse fokussiert wird – nur dass sich der Strahl selbst fokussiert (Abb. 1b). Dabei erzeugt er einen Brechungsindexkanal im Material, der einem Lichtwellenleiter entspricht: Im Zentrum des Strahls ist der Brechungsindex gegenüber den Randbereichen erhöht, genau wie bei einer Gradientenindexfaser.

Kompensiert die Selbstfokussierung exakt die natürliche Beugung des Lichts in diesen Materialien, dann entstehen so genannte räumliche optische Solitonen – nichtbeugende Lichtstrahlen, die einfach durch ihre Propagation stabile, durch Licht rekonfigurierbare Wellenleiterkanäle im Material erzeugen, die ihrerseits wiederum Licht führen und leiten können (Abb. 1c und d). Wesentlich für die Stabilität solcher Lichtstrukturen ist die Tatsache, dass die Nichtlinearität des Materials eine Sättigung erreicht, sodass die induzierte Brechungsindexmodulation eine obere Schranke aufweist. Andernfalls bewirkt ein erhöhter Brechungsindex eine weitere Fokussierung, die wiederum einen wachsenden Brechungsindex nach sich zieht und schließlich durch die „Fokuskatastrophe“ zum Strahlkollaps führt. Dabei können die hohen Intensitätsdichten sogar das Material schädigen. Die Sättigung der Nichtlinearität ermöglicht es hingegen, die Beugung exakt auszubalancieren. So kann schließlich ein selbststabilisierter, mit unverändertem Profil propagierender

Prof. Dr. Cornelia Denz und Dr. Carsten Weilmann, Institut für Angewandte Physik, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, Corrensstr. 2/4, 48149 Münster

Lichtstrahl – ein räumliches Soliton – entstehen. In ganz ähnlicher Weise kann der nichtlineare Brechungsindex das Spektrum eines Pulses derart verändern, dass die Dispersion kompensiert wird. So wird im Falle eines kurzen Pulses das Zerfließen des Wellenpakets verhindert – ein zeitliches optisches Soliton entsteht [2].

Die Propagation von Licht in einem nichtlinearen Material lässt sich mit Hilfe der paraxialen Wellengleichung beschreiben, wenn man einen nichtlinearen Term hinzunimmt, der die Proportionalität des Brechungsindex zur Intensität enthält. Man spricht in diesem Fall ohne Sättigung auch von einer Kerr-Nichtlinearität. Beschränkt man das Problem auf eine einzige transversale Dimension (einen Lichtstreifen), so



**Abb. 1:** Während sich ein Lichtstrahl in einem „linearen“ Medium durch Beugung verbreitert (a), lässt er sich in einem nichtlinearen Medium durch Kopplung mit einem Gauß-förmigen Strahlprofil fokussieren (b). In (c) und (d) sind experimentelle Realisierungen dieser beiden Situationen in einem 5 mm langen photorefraktiven Kristall zu sehen. (Quelle: Mordechai Segev).

erhält man für die Propagation der Strahlamplitude eine nichtlineare Wellengleichung, die einen intensitätsabhängigen Term proportional zur dritten Potenz des Lichtfeldes enthält. Interpretiert man diesen Term als ein Potential, stimmt die Wellengleichung formal mit der Schrödinger-Gleichung mit einem nichtlinearen Potentialterm überein. Diese nichtlineare Schrödinger-Gleichung besitzt analytische Lösungen, die nicht nur über ein gleichbleibendes Profil verfügen, sondern auch äußerst robust sind, wenn sie sich „begegnen“: Ähnlich wie zwei Massepartikel stoßen sie elastisch. Aus dieser Eigenschaft leitet sich die Bezeichnung Soliton für eine Klasse solitärer, beugungskompensierter Wellenphänomene in verschiedenartigsten physikalischen Systemen ab.

Bei zwei transversalen Dimensionen – man kann sich hier eine „Lichtnadel“ vorstellen –, wird die mathematische Beschreibung komplexer, da hier nur die oben diskutierte Sättigung zu stabilen räumlichen Solitonen führen kann. Die entsprechende Gleichung besitzt dann keine analytischen Lösungen mehr. Physikalisch folgt daraus, dass die Solitonen inelastisch stoßen und somit zahlreiche Wechselwirkungseffekte bei Kollisionen entstehen können. Dennoch spricht man auch hier von räumlich solitären Strahlen oder kurz von räumlichen Solitonen.

Unter einer Vielzahl nichtlinear optischer Materialien haben sich photorefraktive Kristalle als besonders geeignet erwiesen, um solitäre Lichtstrahlen experimentell zu erzeugen. Die erforderliche Brechungsindexmodulation ( $\Delta n = 10^{-5}$ – $10^{-4}$ ) lässt sich bereits mit sehr kleinen Lichtleistungen im Bereich einiger Mikrowatt erreichen, die weit geringer sind als diejenigen herkömmlicher Laserpointer. Der photorefraktive Effekt basiert auf der Erzeugung freier Ladungsträger

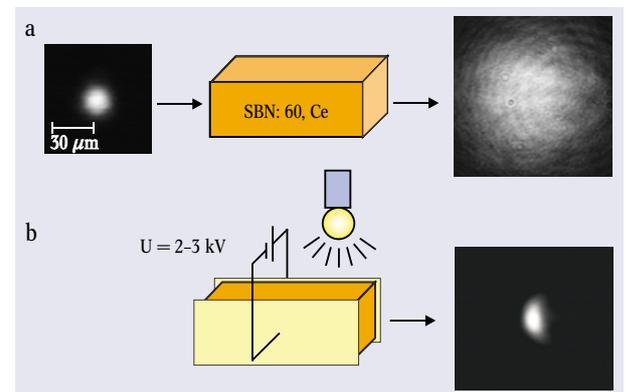
im Material und deren räumlichen Umverteilung durch Transportprozesse wie Diffusion oder Drift in einem elektrischen Feld (siehe Infokasten „Der photorefraktive Effekt“). Somit kann ein statisches Raumladungsfeld entstehen, welches schließlich für eine Modulation des Brechungsindex über den linearen elektrooptischen Effekt (Pockels-Effekt) verantwortlich ist. Hierbei ändert sich der Brechungsindex proportional zum wirkenden elektrischen Feld,  $\Delta n \propto |E|$ .

Da Ladungsträger in einem Kristall nur begrenzt verfügbar sind, weist der photorefraktive Effekt eine sättigbare, intensitätsabhängige Nichtlinearität auf, welche eine Voraussetzung zur Erzeugung räumlicher Solitonen ist. 1992 machten sich Mordechai Segev und seine Mitarbeiter [3] an der Princeton University diese Eigenschaften des photorefraktiven Effektes zu Nutze. In einem photorefraktiven Strontium-Barium-Niobat-Kristall (SBN), in dem der Ladungstransport hauptsächlich durch ein von außen angelegtes äußeres elektrisches Feld und eine zusätzliche Beleuchtung mit inkohärentem Weißlicht gesteuert wird, konnten sie ein räumliches optisches Soliton erzeugen. Da es durch eine Raumladungsverteilung entsteht, die das äußere elektrische Feld abschirmt, bezeichnet man dieses räumliche Soliton auch als photorefraktives Abschirmungssoliton.

### Erzeugung photorefraktiver Solitonen

Zur Erzeugung eines photorefraktiven Solitons fokussieren wir einen Laserstrahl mit einer geringen Leistung im Bereich einiger Mikrowatt auf die Eintrittsfläche des nichtlinearen Mediums. Der fokussierte Spot, der sich im Medium zu einem räumlichen Soliton entwickelt, hat eine Größe von 10–20  $\mu\text{m}$ . Dazu sind insbesondere Laserstrahlen im sichtbaren, grünen Wellenlängenbereich ideal, da dort die meisten photorefraktiven Materialien am empfindlichsten sind. Als Material eignen sich Cerium-dotierte SBN-Kristalle (SBN:60,Ce), da sie bei geringen Feldern starke Ladungstransporteffekte durch Drift zeigen und sich mit großen Abmessungen von bis zu 20 mm Kantenlänge herstellen lassen.

Liegt am Kristall keine externe Spannung an, so verhält sich das Material nahezu linear – und der Strahl verbreitert sich während der Propagation auf sein Fünf- bis Zehnfaches (Abb. 2a). Ein externes elektri-



**Abb. 2:** Erzeugung eines photorefraktiven Abschirmungssolitons:  
 ► a) Propagation des Lichtstrahls im Kristall ohne externe Spannung. Das Material verhält sich nahezu linear und der Strahl verbreitert sich aufgrund von Beugung.  
 ► b) Inkohärente Hintergrundbeleuchtung sowie eine externe Spannung ermöglichen die stabile Selbstfokussierung und die Entstehung eines photorefraktiven Solitons.

ches Feld von einigen Kilovolt pro Zentimeter senkrecht zur Strahlrichtung bewirkt schließlich die Selbstfokussierung. Obwohl diese aufgrund der Feldrichtung eine Anisotropie zwischen den beiden transversalen Richtungen einführt, wird die Beugung des Lichtstrahls kompensiert, und auf der Austrittsfläche des Kristalls ist das photorefraktive Soliton sichtbar (Abb. 2b).

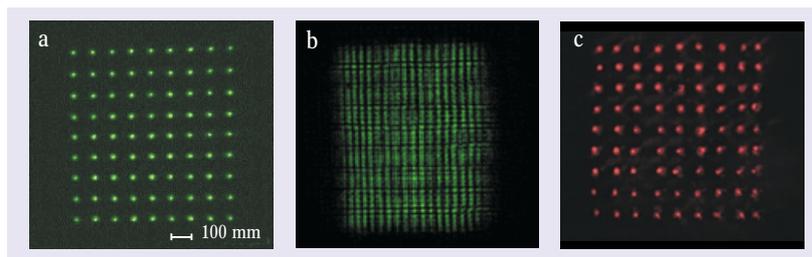
Stabile Selbstfokussierung entsteht für einen relativ großen Bereich der externen Parameter Lichtintensität, Spannung und dem Verhältnis von Strahlintensität und Hintergrundbeleuchtung. Obwohl der Durchmesser des Lichtstrahls nahezu konstant bleibt, nimmt er aufgrund der Anisotropie der induzierten Brechungsindexmodulation eine elliptische Form an. Der Grad dieser Elliptizität hängt in hohem Maße direkt von den genannten Parametern ab und lässt sich somit gezielt beeinflussen.

Ist der Lichtstrahl hinreichend fokussiert, so tritt der Diffusionsanteil des Ladungstransportprozesses stärker in Erscheinung. Analog zum driftdominierten Ladungstransport (siehe Infokasten „Der photorefraktive Effekt“) kann man sich leicht verdeutlichen, dass ein diffusionsbestimmter Mechanismus zu einem asymmetrischen Brechungsindexprofil führt, welches eine seitliche Ablenkung des Lichtstrahls verursacht (*beam bending*). Daher verläuft die Trajektorie des photorefraktiven Solitons leicht gekrümmt. Diese seitliche Ablenkung kann bis zum Fünffachen seines Durchmessers betragen. Beide Effekte, Selbstfokussierung und „Bending“, finden im Kristall auf einer Zeitskala im Bereich einiger Sekunden statt, sodass sich beide Effekte direkt aufeinanderfolgend beobachten lassen [4, 5].

### Photorefraktive Solitonen als Wellenleiter

Ein photorefraktives Soliton kann als selbstinduzierter Gradientenwellenleiter interpretiert werden. Es ist daher ein Wellenleiter für Lichtstrahlen, die entweder durch einen anderen Wellenlängenbereich oder eine komplexere transversale Geometrie charakterisiert

sind. Besonders deutlich wird dies am Beispiel eines roten oder infraroten Laserstrahls einer Laserdiode. Da die Energie pro Photon geringer ist als die Bandlücke des photorefraktiven Materials, wird keine nennenswerte Brechungsindexmodulation im Kristall induziert. Anstelle einer Selbstfokussierung unterliegen diese Laserstrahlen im nichtlinearen Material daher einer starken Beugung. Koppelt man sie jedoch in ein von einem grünen Laserstrahl erzeugtes Soliton ein, so propagie-



**Abb. 3:**  
 ▶ a) Ein Gitter von 9 × 9 Strahlen auf der Eintrittsfläche des Kristalls.  
 ▶ b) Das entsprechende Beugungsbild bei linearem Propagationsverhalten auf der Austrittsfläche.  
 ▶ c) Wellenleitung roter Probenstrahlen in den durch grünes Licht erzeugten Wellenleiterkanälen.

ren sie in der induzierten Brechungsindexmodulation des grünen Strahls ohne Beugungseffekte. Damit ermöglicht die Wellenlängensensitivität des photorefraktiven Effekts die effektive Führung und Steuerung eines starken Signalstrahls (z. B. im infraroten Telekommunikationsbereich) durch einen schwachen Steuerstrahl, wobei die Intensität des Signalstrahls sogar bis zum Zehnfachen des Steuerstrahls betragen kann. Somit lässt sich Licht durch Licht selbst gezielt manipulieren und steuern, Wellenleiter entstehen ohne eine vorherige Strukturierung oder Präparation des Materials.

Da der Lichtstrahl das Material nur in einem begrenzten Bereich ändert, lassen sich eine Vielzahl einzelner Solitonen gleichzeitig im photorefraktiven Kris-

### Der photorefraktive Effekt

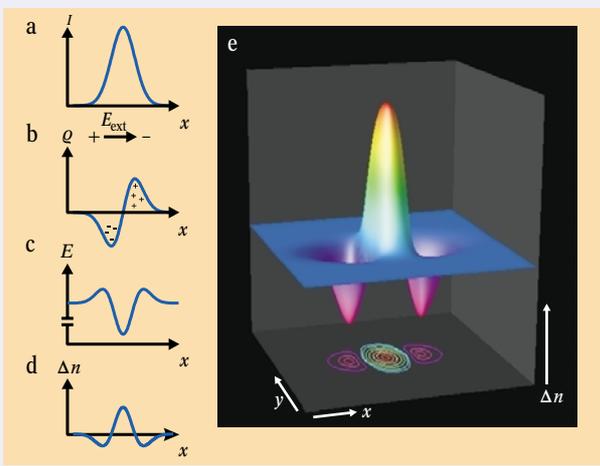
In einem photorefraktiven Kristall können durch Photoionisation freie Ladungsträger in das Leitungsband der Kristallstruktur angeregt werden. Im Leitungsband bewegen sich diese frei und unterliegen den beiden Ladungstransportmechanismen Diffusion und Drift. Ist der Ladungstransport driftbestimmt, z. B. durch Anlegen eines externen elektrischen Feldes, so ist die aus einem symmetrischen Intensitätsprofil (a) resultierende Ladungsträgerverteilung (b) asymmetrisch. Das daraus resultierende statische Raumladungsfeld  $E$ , welches man durch Integration über das Gaußsche Gesetz erhält, besitzt somit eine symmetrische Gestalt (c). Dieses wiederum moduliert mit Hilfe des Pockels-Effekts den Brechungsindex gemäß  $\Delta n = -1/2 n_0^3 r_{\text{eff}} E$ , mit dem un-

modulierten Brechungsindex des Mediums  $n_0$  und dem effektiven elektrooptischen Koeffizienten  $r_{\text{eff}}$ . Das Profil der Brechungsindexmodulation (d) ähnelt dem eines herkömmlichen Gradientenwellenleiters, in dem die interne Totalreflexion die transversa-

le Ausbreitung eines Lichtstrahls verhindert.

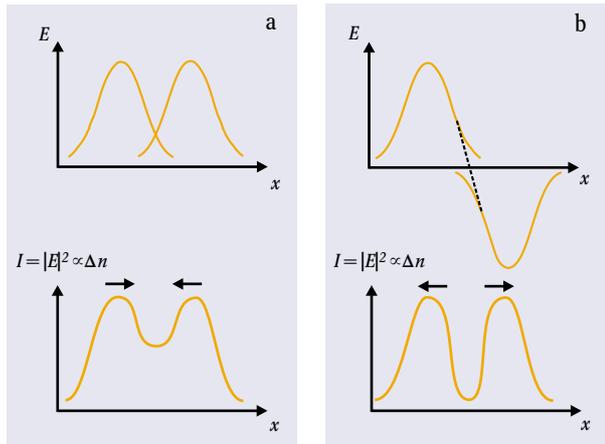
Damit ein für die Selbstfokussierung benötigter driftdominierter Ladungstransport gewährleistet ist, legt man transversal zur Ausbreitungsrichtung ein elektrisches Feld einiger Kilovolt

pro Zentimeter an den Kristall an. Dies ermöglicht eine stabile Selbstfokussierung, führt aber unweigerlich zu einem Symmetriebruch des Systems. Anhand eines Band-Transport-Modells für den photorefraktiven Effekt kann die Brechungsindexmodulation einer gegebenen Intensität numerisch bestimmt werden [2]. Hierbei ergibt sich für einen zirkularsymmetrischen Gaußschen Lichtstrahl die in (e) dargestellte anisotrope Brechungsindexmodulation in der transversalen Ebene. Während der Brechungsindex im Zentrum erhöht ist, ist er an den seitlichen Rändern des vom Lichtstrahl beleuchteten Bereichs lokal erniedrigt. Diese Anisotropie ist insbesondere für die Wechselwirkung der Solitonen von essenzieller Bedeutung.



tall generieren. Abb. 3a zeigt 81 einzelne Lichtstrahlen, die mit Hilfe eines Flüssigkristall-Displays erzeugt und anschließend auf den Kristall fokussiert wurden. Ohne angelegte Spannung wird jeder Strahl durch Beugung aufgeweitet, und an der Austrittsfläche entsteht das in Abb. 3b gezeigte Bild. Durch Anlegen einer Spannung erfährt jedoch jeder einzelne Strahl Selbstfokussierung und geht in ein Soliton über. Insgesamt wird so das ursprüngliche Lichtstrahlen-Muster auf der Austritts-

**Abb. 4:** Prinzip der inkohärenten und kohärenten Wechselwirkung von Solitonen. Attraktive Wechselwirkung zueinander inkohärenter sowie kohärenter, in Phase befindlicher Solitonen (a). Repulsive Wechselwirkung tritt bei kohärenten, aber phasenverschobenen Lichtstrahlen auf (b).



fläche des Kristalls wieder rekonstruiert. Die Eigenschaften der Solitonen erlauben es nun, in jedem einzelnen selbstinduzierten Wellenleiterkanal einen roten Probestrahl zu führen, sodass ein großflächiges Array von geführten roten Lichtstrahlen entsteht (Abb. 3c). Gleichzeitig kann man einzelne Solitonen auch als Lichtpixel interpretieren, die in entsprechender Anordnung Bildinformationen darstellen. Anwendungen finden solche pixelierten Bildinformationen im Bereich adaptiver Abbildungen, da sich die Ebene der scharfen Abbildung ohne Eingriffe in ein optisches System aufgrund der variablen Nichtlinearität verändern lässt. Die räumliche Auflösung solcher Muster liegt im Bereich von ein bis zwei Solitondurchmessern. Liegt der transversale Abstand der Solitonen unter diesem kritischen Wert, so kommt es zur gegenseitigen Wechselwirkung.

**Wechselwirkung photorefraktiver Solitonen**

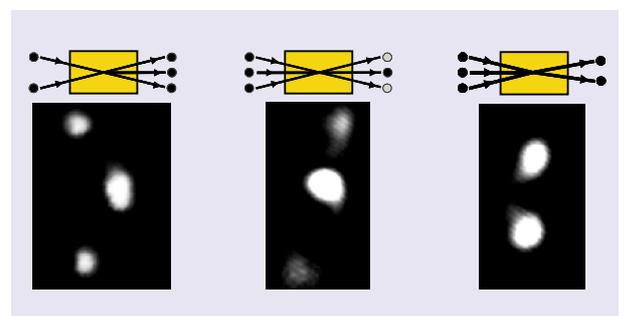
Überlagern sich die von zwei oder mehreren Solitonen erzeugten Brechungsindexänderungen bei der Propagation der Solitonen, so hat dies nachhaltige Auswirkungen auf ihre weitere Propagation. Da die von einem einzelnen Lichtstrahl erzeugte transversale Ausdehnung der Brechungsindexmodulation wegen der Nichtlokalität des photorefraktiven Effekts größer als der Lichtstrahl selbst ist, unterliegen auch unbeleuchtete Stellen am Rande eines Solitons einer Brechungsindexmodulation. Dadurch können Solitonen bereits miteinander wechselwirken, wenn sich ihre Lichtverteilungen noch nicht überlagern. Die entstehenden faszinierenden Wechselwirkungsszenarien erlauben zahlreiche weitere Möglichkeiten, Licht durch andere Lichtstrahlen direkt zu manipulieren und gezielt zu steuern. Die Nutzung dieser Effekte als Wellenleiterkonfigurationen sind daher vielfältig.

Lässt man die Anisotropie des photorefraktiven Solitons zunächst außer Acht, so kann man generell zwischen zwei Klassen von Wechselwirkungsverhalten unterscheiden. Bei kohärenten Lichtstrahlen bestimmt deren relative Phasenlage den Typ der Wechselwir-

kung, sie kann attraktiv oder repulsiv sein. Sind die Lichtstrahlen jedoch inkohärent zueinander, so existiert keine feste Phasenbeziehung zwischen den Strahlen, die Solitonen ziehen sich gegenseitig an. Abbildung 4 verdeutlicht diese beiden Szenarien der inkohärenten und kohärenten Wechselwirkung. Bei zwei zueinander inkohärenten Lichtfeldern ergibt sich die Gesamtintensität aus der Summe der Intensitäten der einzelnen Strahlen. Im Bereich der Überlagerung zwischen den beiden Solitonen kommt es somit zu einer lokalen Erhöhung des Brechungsindex (Abb. 4a), und die Strahlen ziehen sich an. Ähnliches gilt für kohärente Strahlen, die kohärent in Phase propagieren. Ist die gegenseitige Phase der beiden Strahlen jedoch um  $\pi$  verschoben, so existiert ein Minimum der Intensität (destruktive Interferenz), wie in Abb. 4b gezeigt. Da in diesem Fall die innere Flanke der Brechungsindexmodulation jedes Lichtstrahls steiler als die äußere verläuft, stoßen sich die beiden Solitonen gegenseitig ab. Kontrolliert man die Phasenlage beider Lichtstrahlen, so kann gezielt zwischen attraktiver und repulsiver Wechselwirkung und somit zwischen verschiedenen daraus resultierenden Positionen der Solitonen auf der Austrittsfläche des Kristalls geschaltet werden.

Kollidieren zwei kohärente Solitonen unter einem kleinen Winkel, entstehen faszinierende Wechselwirkungsphänomene. So erfahren zwei Solitonen Verstärkung und Abschwächung bis hin zur Erzeugung und Vernichtung einzelner Solitonen. Aufgrund von Interferenz im Kreuzungsbereich erzeugen die Solitonen ein Brechungsindexgitter, über welches Energie zwischen den einzelnen Wellenleiterkanälen ausgetauscht bzw. neue Kanäle erzeugt werden können (Abb. 5). Durch Verändern der relativen Phasenlage kann zwischen den einzelnen Szenarien geschaltet werden. Deutlich ist in Abb. 5a die horizontale Verschiebung des zentralen Solitons zu erkennen, die auf die Intensitätsabhängigkeit des Bending-Effekts zurückzuführen ist. Das im Vergleich zu den anderen beiden relativ intensive zentrale Soliton wird dadurch stärker seitlich abgelenkt.

Kohärente Wechselwirkungen zeigen verschiedenartigste Effekte, die für eine Realisierung rein optischer, adaptiver Schaltelemente für Lichtstrahlen prinzipiell in Frage kommen. Für den praktischen Gebrauch sind jedoch Geräte, die auf phasensensitiven Effekten beruhen, aufgrund ihrer Störanfälligkeit nur schwer zu kontrollieren und zu stabilisieren. Hilfe können hier zueinander inkohärente Lichtstrahlen schaffen. Diese erscheinen auf den ersten Blick jedoch nicht sonderlich



**Abb. 5:** Verschiedene Wechselwirkungseffekte kohärenter Solitonen: schematischer Querschnitt durch den Kristall (obere Reihe) bzw. Kristallaustrittsfläche (untere Reihe).  
 ► a) Entstehung eines dritten Solitons,  
 ► b) Verstärkung des zentralen Solitons und  
 ► c) Vernichtung des zentralen Solitons.

vorteilhaft, da man hier lediglich attraktive, aber keine repulsiven Effekte erwartet. Berücksichtigt man jedoch den Aspekt der Anisotropie der Brechungsindexmodulation in einem photorefraktiven Kristall, so birgt diese Art der Wechselwirkung ein immenses Anwendungspotenzial: Um das Soliton herum existieren sowohl Bereiche positiver als auch negativer Brechungsindexänderungen, die auch im inkohärenten Fall eine Abstoßung von Solitonen ermöglicht. Propagieren beispielsweise zwei Solitonen in einer Ebene parallel zum extern angelegten elektrischen Feld (horizontal), so hängt die Art der Wechselwirkung vom Abstand der beiden Solitonen ab. Liegt er im Bereich eines Strahldurchmessers, so überlagern sich positive Bereiche der Brechungsindexänderung und es kommt zu einer gegenseitigen Anziehung (Abb. 6a). Vergrößert man den Abstand derart, dass sich negative Bereiche überlagern, so tritt zwischen den Solitonen eine Verringerung des Brechungsindex auf, und es lässt sich eine Abstoßung beobachten (Abb. 6b). Dieses Verhalten beruht auf der Anisotropie des photorefraktiven Systems und wird als anomale Wechselwirkung bezeichnet [6]. In der Ebene senkrecht zum externen Feld treten hingegen nur attraktive Effekte auf (siehe Abb. 6c). Man erkennt deutlich, dass aufgrund der anisotropen Brechungsindexmodulation im photorefraktiven Kristall entlang der beiden transversalen Richtungen verschiedene Effekte der Anziehung und Abstoßung existieren. Koppelt man nun zwei Lichtstrahlen nicht parallel, sondern leicht verkippt zueinander in den Kristall, so können weitaus komplexere Wechselwirkungseffekte stattfinden. Wenn sich anziehende und abstoßende „Kräfte“ gegenseitig die Waage halten, können die Solitonen auf spiralartigen Trajektorien durch das nichtlineare Medium propagieren [7]. Übertragen in ein Teilchenbild für Solitonen kann dieses Phänomen anhand einer Balance zwischen Zentrifugal- und Anziehungskräften auf die Lichtpartikel interpretiert werden.

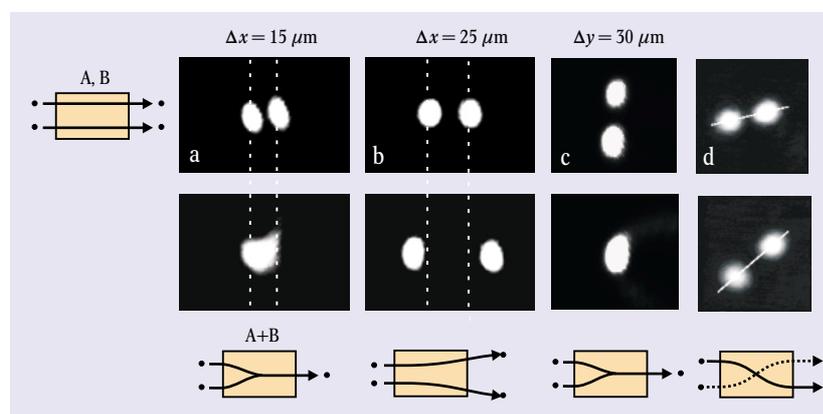
In einem weiteren Schritt lassen sich nun die Wechselwirkung und die Wellenleitung kombinieren. Wechselwirken zwei oder mehrere Solitonen miteinander, so gilt dies in gleichem Maße auch für Lichtstrahlen, die in diesen Wellenleitern geführt werden. Verstärkung und Kopplung sowie Positionsveränderungen können auf diese Weise auf Lichtstrahlen übertragen werden, für die das Material insensitiv ist. Dies erschließt einen großen Frequenzbereich bis hin zu den für die Telekommunikation üblichen infraroten Wellenlängen ( $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ ). Die Wellenleitungseigenschaften sind nur durch Einkoppelverluste und Absorption im Medium beschränkt. Wechselwirkungseffekte zwischen einem Steuerstrahl und den einzelnen Kanälen eines Solitonenarrays ermöglichen zudem die gezielte Fusion oder das Aufspalten einzelner Solitonenkanäle. Aufbauend auf diesen Effekten lassen sich somit rein optische Koppler und Steuerelemente erzeugen, die eine große Anzahl komplexer Verzweigungen von adaptiven und schaltbaren Wellenleiterkanälen ermöglichen.

### Mehrkomponentige Solitonen

Die Effekte der Wellenleitung und Wechselwirkung wurden bislang mit Licht kohärenter Lichtquellen demonstriert. Um technische Anwendungen im Bereich optischer Netzwerke zu realisieren, sind jedoch preiswerte Lichtquellen mit einem geringeren Grad an räumlicher Kohärenz besonders attraktiv. Teilkohärentes Licht unterliegt einer viel stärkeren Beugung als

kohärentes Licht, was eine große Herausforderung bezüglich seiner Selbstfokussierung darstellt. Mit Hilfe des Prinzips mehrkomponentiger oder Vektorsolitonen kann der Kohärenzgrad des Lichts sukzessive reduziert werden, was eine detaillierte Untersuchung der Selbstfokussierung teilkohärenten Lichts ermöglicht. In diesem Fall induzieren mehrere zueinander inkohärente Lichtstrahlen einen Multimode-Wellenleiter, in dem sämtliche Lichtstrahlen als Eigenmoden unter Beibehaltung ihres Profils selbstfokussiert propagieren können. Mit Hilfe dieses Prinzips ist es daher möglich, Lichtstrahlen mit einer komplexen räumlichen Struktur zu stabilisieren.

Strukturierte Lichtstrahlen, wie man sie von Hermite- oder Laguerre-Gaußschen Moden eines Laserresonators her kennt, sind durch mehrere Phasensprünge oder Phasensingularitäten charakterisiert (siehe Infokasten „Transversale Lichtmoden“). Diese verhindern eine effektive Selbstfokussierung des komplexen Lichtstrahls, denn benachbarte Peaks einer Mode sind außer



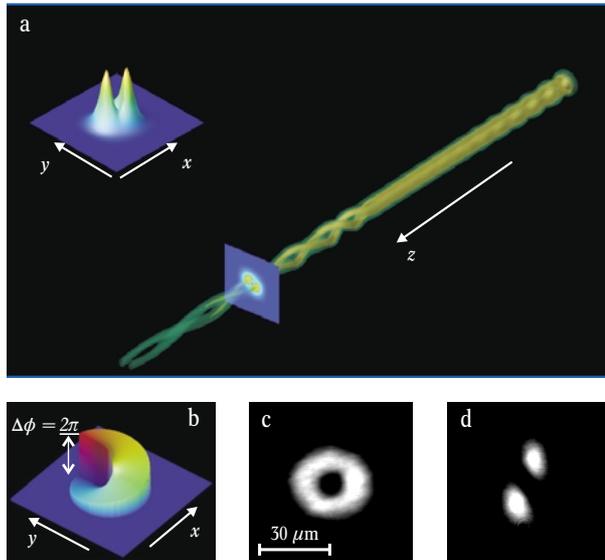
**Abb. 6:** Abstandsabhängige anomale Wechselwirkung (untere Reihe) im Vergleich zur Position wenn die Solitonen separat propagieren (obere Reihe). Man erkennt Anziehung bei geringem Abstand (a) und Abstoßung bei größerem Abstand (b) in der horizontalen Ebene. Entlang der vertikalen Richtung erfahren die Solitonen eine stetige Anziehung (c). Kombiniert man beide Effekte durch Drehen der Einfallsebene, treten Rotationseffekte auf (d).

Phase und stoßen sich wie beschrieben gegenseitig stark ab. Daher bilden zwar einzelne Peaks einer transversalen Mode Quasi-Solitonen, doch die Gesamtstruktur bleibt bei der Propagation nicht erhalten, sondern divergiert stark.

Dies lässt sich in einem photorefraktiven Kristall, in den eine Dipolmode eingekoppelt wird, beobachten. Die inkohärente Überlagerung mit einem Gaußschen Strahl gleicher Intensität kann dabei die starke Abstoßung der beiden Dipolanteile verhindern. Beide, der optische Dipol sowie die Gaußsche Komponente, werden hierbei zu Komponenten eines Dipol-Moden-Vektorsolitons [8]. Im Unterschied zur Wellenleitung sind in diesem Fall beide Strahlen gleichermaßen an der Modulation des Brechungsindex beteiligt. Da ein solches Vektorsoliton auch bei Wechselwirkungen wie Stößen mit anderen Solitonen stabil bleibt, kann man es im Teilchenbild der Solitonenphysik als „Lichtmolekül“ auffassen.

Zahlreiche Untersuchungen mit einer Vielzahl komplexer Lichtstrahlen zeigen, dass lediglich Moden mit Phasensprüngen, nicht aber solche mit Phasensingularitäten zu einem stabilen Vektorsoliton führen können. Sämtliche Moden mit einer zirkulärsymmetrischen Intensitätsverteilung und inhärenter Phasensingularität, wie z. B. optische Wirbel, unterliegen bei der Kombi-

nation mit einem Gaußschen Lichtstrahl einer symmetriebrechenden Instabilität. In numerischen Simulationen und im Experiment konnten wir zeigen, dass ein optischer Wirbel, gekennzeichnet durch seine topologische Ladung  $m$ , im Laufe der Propagation in eine  $m+1$ -modige Struktur zerfällt. Abb. 7a zeigt das Ergebnis einer numerischen Simulation. Man erkennt deutlich, wie die anfangs ringförmige Intensitätsverteilung eine sich drehende Dipolgestalt annimmt. Die Abbildungen



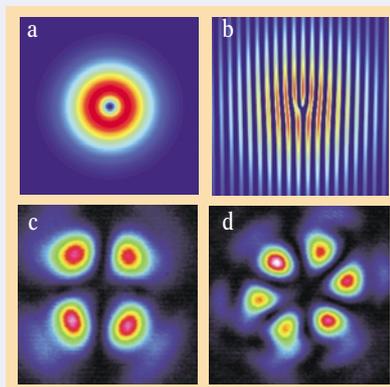
**Abb. 7:** Numerische Simulation eines optischen Wirbels, der mit einem Gaußschen Strahl gleicher Leistung im selbstfokussierenden Medium propagiert (a). Schraubenförmige Phasenverteilung einer Wirbelmode (b) in der transversalen Ebene. Vorder- und Rückseite des Kristalls im Experiment zeigen deutlich den definierten Übergang einer ringförmigen Intensitätsverteilung (c) in eine Dipolstruktur (d). Der Gaußsche Strahl ist zu Illustrationszwecken ausgeblendet.

### Transversale Lichtmoden

Strukturierte Lichtstrahlen zeichnen sich durch Phasensprünge oder Singularitäten aus. Dipole oder Multipole höherer Ordnung zeigen Phasensprünge zwischen den einzelnen Komponenten von einer halben Wellenlänge oder  $\Delta\phi = \pi$ . Ein solcher Phasensprung kann durch partielles Einfügen eines dünnen Glasplättchens in einen Lichtstrahl induziert werden. Durch den Brechungsindexunterschied zwischen Glas und Luft erfährt ein Teil des Strahls eine Phasenverschiebung, die durch eine geeignete seitliche Verkipfung des Glasplättchens auf den gewünschten Wert  $\pi$  eingestellt werden kann. Prägt man einem Gaußschen Strahl einen Phasensprung auf, so entsteht eine Dipolmode.

Optische Wirbel zeichnen sich hingegen durch eine Phasensingularität aus. Diese können mittels Beugung an einem Interferenzmuster erzeugt werden, welches zunächst durch digitale Holographie berechnet und danach durch ein laserlitographisches Verfahren auf eine Glasplatte aufgebracht wird. Abb. (a) zeigt die Intensitätsverteilung, die in der ersten Beugungsordnung einer in (b) dargestellten Interferenzfigur entsteht. Die Phasensingula-

rität ist anhand des verschwindenden zentralen Interferenzstreifens deutlich zu erkennen. Die resultierende schraubenförmige Phasenverteilung einer solchen Wirbelmode zeigt Abb. 7b. Sie ist durch die topologische Ladung  $m$  charakterisiert. Bei einem azimuthalen Umlauf ergibt sich ein Phasenhub von  $m2\pi$ . Durch Superposition zweier opti-



scher Wirbel mit entgegengesetztem Drehsinn erhält man schließlich für  $m = 1, 2, 3$  eine Dipol-, Quadrupol- (c) oder sogar Hexapolstruktur (d).

7c und d zeigen das Ergebnis des entsprechenden Experiments.

Die Erzeugung verschiedener Vektorsolitonen beschränkt sich nicht auf die Kombination einer Mode höherer Ordnung mit der Grundmode, vielmehr können sich komplexe, eigentlich divergierende Lichtstrukturen auch gegenseitig stabilisieren. Ferner kann durch das Hinzufügen weiterer Moden ein etwaiges Aufbrechen der lokalisierten Lichtstrukturen kontrolliert und sogar verhindert werden. Bei einer höheren Anzahl einzelner Moden nimmt der räumliche Kohärenzgrad der Gesamtlichtverteilung stetig ab, da die einzelnen Komponenten zueinander inkohärent sind. Dennoch ist eine stabile Selbstfokussierung bei abnehmendem Kohärenzgrad möglich, vorausgesetzt, dass die Nichtlinearität des Mediums und somit die externe Spannung entsprechend angepasst werden.

Die Erforschung solitärer Lichtstrukturen umfasst mittlerweile eine umfangreiche Palette an verschiedenen Phänomenen. So wurden anhand numerischer Simulationen weitere Solitonenklassen wie z. B. „Necklace“-Solitonen oder Solitonen-Cluster postuliert. Diese bestehen aus einzelnen, bis zu über einem Dutzend solitären Lichtstrahlen, die wie Perlen einer Kette auf einem Ring angeordnet sind. Beträgt die Phasendifferenz zwischen benachbarten Solitonen des Solitonenrings  $2\pi m/N$ ;  $N > 4m$ , wobei  $N$  die Anzahl der Solitonen darstellt, so dreht sich die gesamte Ringstruktur während der Propagation wenn sie mit einer Gaußförmigen Grundmode kombiniert wird. Für eine möglichst lange stabile Propagation muss ähnlich wie bei spiralen Solitonen eine Balance zwischen Anziehungs- und Zentrifugalkräften existieren. Andernfalls kollidieren die einzelnen Solitonen des Rings, wobei sich typischerweise ihre Drehrichtung ändert.

### Solitonen in mehreren Raumdimensionen – optische Lichtkugeln

Die bisher betrachteten räumlichen Solitonen entstehen durch das Wechselspiel zwischen Beugung und Nichtlinearität und erzeugen durch Änderung des Brechungsindex im Material die Brechungsindexverteilung einer Gradientenindexfaser. In Fasern selbst können jedoch Pulse auch wieder durch das Wechselspiel von Dispersion und Nichtlinearität am Zerfließen gehindert werden, sodass zeitliche optische Solitonen entstehen. Lange Zeit wurden beide Phänomene getrennt betrachtet. Wenn jedoch kurze Pulse in Materialien propagieren, die aufgrund ihrer Nichtlinearität sowohl räumliche als auch zeitliche Verbreiterungseffekte kompensieren, kann ein raum-zeitliches optisches Soliton entstehen, eine Lichtkugel, die sich durch das Material bewegt. Solche solitären Strukturen hätten immense Vorteile in der optischen Informationsverarbeitung, könnten sie doch ihren Brechungsindexkanal selbst schreiben und darin als kurze Pulse eine schnelle Datenübertragung ohne Störungen gewährleisten.

Aufgrund der komplexen Wechselwirkung aller Raumdimensionen und der zeitlichen Komponente ist es jedoch bisher experimentell nicht gelungen, raum-zeitliche Solitonen zu erzeugen. In vielen Fällen kommt es hier ebenso wie bei der Kerr-Nichtlinearität in zwei räumlichen Dimensionen zum Strahlkollaps, der Strahl bricht dabei in einzelne Spots, so genannte Filamente auf. Zahlreiche Wissenschaftler arbeiten jedoch derzeit weltweit an der Realisierung dieser „Optical Bullets“, indem sie die entsprechenden räumlichen

und zeitlichen Anteile der Nichtlinearität geschickt kombinieren. In nichtlinearen optischen Materialien, die Frequenzverdopplung zeigen, ist es kürzlich durch Kaskadierung des Effekts gelungen, raum-zeitliche solitäre Strukturen in einer räumlichen und der zeitlichen Dimension zu erzeugen. Erhöht man die räumliche Dimension, zerfallen diese Strukturen jedoch sofort wieder [9].

Auch in einem Plasma können solche raum-zeitlichen Solitonen entstehen, etwa in einem Fusionsreaktor. Dort kann das Plasma in einem torroidalen Magnetfeld eingeschlossen werden, es wird räumlich durch das Magnetfeld eingengt. Um die Fluktuationen des Plasmas zu stabilisieren, versuchen Forscher derzeit, Effekte der vorliegenden Nichtlinearitäten und der Dispersion derart zu koppeln, dass stabile Plasmakugeln entstehen. Sie würden das Pendant zu optischen Lichtkugeln darstellen.

Ein ähnliches Phänomen wurde in der Natur schon seit Jahrhunderten beobachtet: Bei besonderen Bedingungen während eines Gewitters kann durch die starken elektrischen und magnetischen Felder bei einer Blitzentladung ein Kugelblitz entstehen. Obwohl das Phänomen zu den rätselhaftesten Naturphänomenen gehört und bisher nicht zweifelsfrei erklärt werden konnte, kann es doch mit der Bildung einer stabilen, selbstorganisierten Plasmakugel in Verbindung gebracht werden. Somit könnte der Kugelblitz das erste, von der Natur geschaffene raum-zeitliche Soliton sein.

### Photonische Kristalle

Räumliche und raum-zeitliche Solitonen eröffnen den Weg zu neuen Perspektiven der Wellenleitung von Licht durch komplexe Strukturen, die selbst wiederum durch Licht entstanden sind – die solitonenbasierte Informationsverarbeitung. Das Material ist hierbei aufgrund seiner induzierten Brechungsindexmodulation der Mittler, der die Wirkung des Lichts auf das Licht überträgt. Derzeit entstehen fast täglich neue Ideen für solche Konfigurationen. Eines der interessanten, daraus erwachsenen neuen Gebiete ist die Solitonenentstehung in komplexen periodischen Strukturen, so genannten photonischen Kristallen [10]. Hier können Solitonen in periodischen Strukturen gelenkt und transportiert werden, es können somit Basiselemente für die Lichtsteuerung entstehen, in denen das Licht selbst seinen Weg steuert. Darüber hinaus zeigen weitere, aktuelle Untersuchungen über diskrete Solitonen, dass ein Lichtstrahl in einem Array vorgegebener, durch Oberflächenstrukturierungstechniken erzeugter Wellenleiterstrukturen ebenfalls als Soliton propagieren kann. Durch ein Übersprechen der evaneszenten Felder einzelner Kanäle können somit effiziente Kopplungsmechanismen realisiert und für die adaptive Wellenleitung genutzt werden.

Räumliche optische Solitonen in nichtlinearen optischen Materialien mit intensitätsabhängigem Brechungsindex sind daher eine der vielversprechendsten Kandidaten auf dem Weg zu einer lichtgesteuerten, adaptiven optischen Wellenleitung in der Telekommunikation. Bisher beschränken sich die meisten Untersuchungen aufgrund ihrer sensitiven Nichtlinearität auf photorefraktive Kristalle. Hinsichtlich eines kommerziellen Einsatzes rein optischer solitonenbasierender Elemente ist es derzeit eine der großen Herausforderungen, preiswertere photorefraktive Materialien mit kürzeren Reaktionszeiten zu entwickeln. Mögliche

Kandidaten hierfür sind photorefraktive oder photoadressierbare Polymere, die Schaltzeiten im Millisekundenbereich ermöglichen und weitaus besser für eine Massenanfertigung geeignet sind.

### Danksagung

Wir danken unseren Kollegen und Mitarbeiter/innen an der Westfälischen Wilhelms-Universität, an der TU Darmstadt, an der Universität Belgrad und an der Australian National University in Canberra für vielfältige Unterstützung. Besonderer Dank gilt F. Kaiser, M. Belic, Yu. S. Kivshar und W. Krolikowski für die wertvolle und fruchtbare Zusammenarbeit zwischen Theoretikern und Experimentatoren.

### Literatur

- [1] H. Zarschizky und A. Richter, *Physik Journal*, April 2003, S. 33
- [2] F. Mitschke, *Phys. Blätter*, Februar 2000, S. 25
- [3] M. Segev, B. Crosignani, A. Yariv und B. Fischer, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 923 (1992)
- [4] C. Denz, M. Schwab und C. Weillnau, *Transverse Pattern Formation in Photorefractive Optics*, Springer, Heidelberg (2003)
- [5] C. Weillnau, M. Ahles, J. Petter, D. Träger, J. Schröder und C. Denz, *Ann. Phys.* **11**, 573 (2002)
- [6] W. Królikowski, M. Saffman, B. Luther-Davies und C. Denz, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 3240 (1998)
- [7] A. Stepken, M. R. Belic, F. Kaiser, W. Królikowski und B. Luther-Davies, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 540 (1998)
- [8] W. Królikowski, E. A. Ostrovskaya, C. Weillnau, M. Geisser, G. McCarthy, Yu. S. Kivshar, C. Denz und B. Luther-Davies, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 1424 (2000)
- [9] F. Wise, P. di Trapani, *Optics and Photonics News*, Sonderband „Solitons“, Februar 2002, S. 28
- [10] A. Birner, K. Busch und F. Müller, *Phys. Blätter*, April 1999, S. 27
- [11] P. Yeh, *Introduction to Photorefractive Nonlinear Optics*, J. Wiley & Sons, New York (1993)

### Die Autoren

**Cornelia Denz**, Jahrgang 1963, hat nach dem Physikstudium an der TU Darmstadt ihre Promotion hauptsächlich am Institut d'Optique Théorique et Appliquée in Orsay, Frankreich, durchgeführt.

In ihrer Habilitation (1999) beschäftigte sie sich mit raum-zeitlicher Strukturbildung in der nichtlinearen Optik und deren Verbindung zu Anwendungen in der optischen Informationsverarbeitung. Seit 2001 ist sie Professorin am Institut für Angewandte Physik der Westfälischen Wilhelms-Universität Münster und seit 2003 Lehrstuhlinhaberin in der Angewandten Physik mit Schwerpunkt „Nichtlineare Photonik“.

**Carsten Weillnau**, Jahrgang 1973, studierte Physik an der TU Darmstadt und als Austauschstudent an der Königlich Technischen Hochschule in Stockholm, Schweden. Er promovierte 2003 über eine Arbeit zu Vektorsolitonen in photorefraktiven Kristallen. In seiner Freizeit widmet er sich recht ambitioniert akustischen Resonanzphänomenen in Messingröhren und ist als freischaffender Posunist im Rhein-Main-Gebiet tätig.

