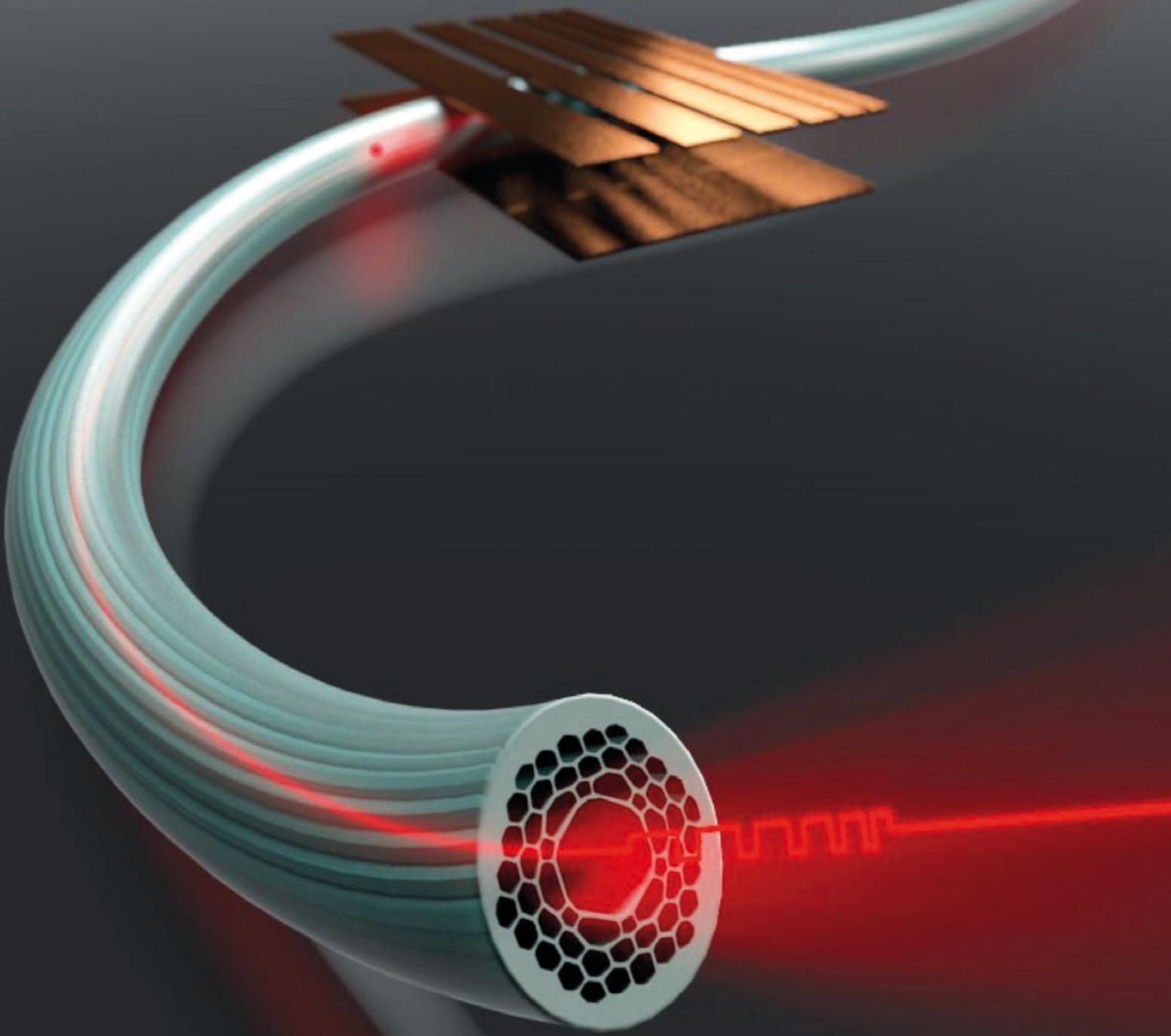


OPTIK

Berührungslos manipuliert

Photonische Hohlkernfasern bieten die Möglichkeit, mikroskopische Objekte über lange Distanzen optisch zu manipulieren.

Richard Zeltner, Shangran Xie und Philip St.J. Russell



Optische Fallen sind elegante Werkzeuge, um mikroskopische Objekte ohne physischen Kontakt zu manipulieren. Üblicherweise entsteht eine solche Falle durch die Fokussierung eines oder mehrerer Laserstrahlen im freien Raum. Allerdings limitiert die Diffraktion des Laserstrahls oder der Bildbereich der Optiken die Manipulationsreichweite. Photonische Hohlkernfasern bieten einen Ausweg aus diesem Dilemma und eröffnen interessante Perspektiven, um Partikel über lange Distanzen rein optisch zu bewegen.

Optische Fallen erlauben es, Objekte zu manipulieren, die deutlich kleiner sein können als die Wellenlänge des verwendeten Laserlichts [1, 2]. Die dabei wirkenden Kräfte unterteilen sich in eine Streukraft, die aus dem Strahlungsdruck des Lichts resultiert, und eine Gradientenkraft. Während die Streukraft immer entlang der Ausbreitungsrichtung des Lichts wirkt, hängt die Orientierung der Gradientenkraft vom Brechungsindex des Objekts und dem des umgebenden Mediums ab. In den meisten Experimenten besitzt das Objekt eine größere optische Dichte als das Medium. In diesem Fall zieht die Gradientenkraft das Objekt in den Bereich der höchsten Intensität.

Die wohl etabliertesten Arten von optischen Fallen sind die Zweistrahl Falle und die optische Pinzette (Abb. 1). Zwei gegenläufige und schwach fokussierte Laserstrahlen erzeugen eine Zweistrahl Falle. Während die Gradientenkraft das Partikel lateral auf der optischen Achse gefangen hält, gleichen sich die entgegengesetzten Streukräfte der beiden Laserstrahlen aus, sodass auch in der axialen Richtung eine Falle entsteht. Durch Ändern des Verhältnisses der Laserleistungen lässt sich das Partikel axial verschieben. Für eine optische Pinzette ist dagegen nur ein einziger, stark fokussierter Laserstrahl nötig, der einen enormen axialen Intensitätsgradienten aufweist. Daraus resultiert eine axiale Komponente der Gradientenkraft, die groß genug ist, um die Streukraft auszugleichen und das Teilchen entlang der optischen Achse zu fangen. Gleichzeitig zieht auch hier die laterale Komponente der Gradientenkraft das Partikel zum Strahlzentrum. Wird die Position des Fokus verändert, „folgt“ das gefangene Teilchen. Optische Pinzetten ermöglichen es somit, Partikel einzufangen und in allen drei Dimensionen zu bewegen.

Winzige Kräfte mit hoher räumlicher Präzision auf mikroskopische Objekte ausüben zu können, macht optische Fallen für verschiedenste Fachrichtungen unersetzlich, und ebnete den Weg für bahnbrechende Experimente. Die Vergabe einer Hälfte des Nobelpreises für Physik 2018 an Arthur Ashkin für die Erfindung der optischen Pinzette und ihre Anwendung auf biologische Systeme ist dabei nur das jüngste Zeugnis der Bedeutung optischer Fallen für die moderne Forschung [3].

Mit optischen Wellenleitern manipuliert

Trotz vielfältiger Anwendungsmöglichkeiten unterliegen diese Fallen einer fundamentalen Beschränkung: Die Dimensionen, über welche sich ein Objekt manipulieren lässt, sind durch den Bildbereich der Fokussierungsoptik

oder durch die natürliche Aufweitung des Laserstrahls auf bestenfalls wenige Millimeter beschränkt. Daher kamen optische Wellenleiter ins Spiel, in denen sich Licht beugungsfrei in diskreten Moden ausbreitet. Wie auch im freien Raum zieht dabei die Gradientenkraft das Partikel in den Bereich der höchsten Intensität, während der Strahlungsdruck Kraft in Ausbreitungsrichtung des Lichts erzeugt. Wellenleiter sind grob in zwei Kategorien zu unterteilen: Hohlkernwellenleiter, in denen die Moden in einem hohlen oder flüssigkeitsgefüllten Kern propagieren, oder Festkernwellenleiter, in denen sich die Moden in einem festen Kern ausbreiten. In beiden Fällen limitieren nur Verluste im Wellenleiter und seine physische Länge die Manipulationsreichweite.

Beim Festkernwellenleiter interagiert die optische Mode mit dem Partikel nur durch ein evaneszentes Feld an der Außenseite des Wellenleiters. Häufig ist dabei der Überlapp zwischen Licht und Partikel klein, wodurch die wirkenden optischen Kräfte vergleichsweise gering ausfallen können. Zudem zieht die Gradientenkraft das Partikel in Richtung der äußeren Oberfläche des Wellenleiters. Dies kann zu einer unerwünschten Adhäsion führen. Beim Hohlkernwellenleiter hingegen wird das Partikel in den Kern eingeführt (Abb. 2), was einen sehr hohen Überlapp zwischen Licht und Partikel gewährleistet. Da die Intensitätsverteilung der fundamentalen Mode im Zentrum des Kerns ein Maximum besitzt, wird das Partikel dort lateral gefangen, sodass es die innere Oberfläche des Kerns nicht berührt. Bereits in den 1990er-Jahren gelang es zu zeigen, dass Glaskapillaren als wohl einfachste Hohlkernwellenleiter optischen Transport über mehrere Millimeter erlauben [4]. Allerdings sind die optischen Verluste sehr hoch, was den Transport über längere Strecken erschwert.

Ein Ausweg aus diesem Dilemma bietet die 1999 erstmalig realisierte photonische Hohlkernfaser. Solche Fasern bestehen – wie der Name bereits andeutet – aus einem hohlen Kern, üblicherweise mit einem Durchmesser von mehreren zehn Mikrometern, der von einer periodischen Mikrostruktur aus Glas umgeben ist (Abb. 3). Bis heute wurden verschiedene Arten photonischer Hohlkernfasern demonstriert, die sich in ihren Eigenschaften zum Teil deutlich unterscheiden und grob in zwei Klassen unterteilen lassen: Fasern, die Licht mittels einer photonischen Bandlücke leiten, und Fasern, deren Leitungsmechanismus auf Anti-Resonanz basiert, beispielsweise Kagomé-Fasern [5].

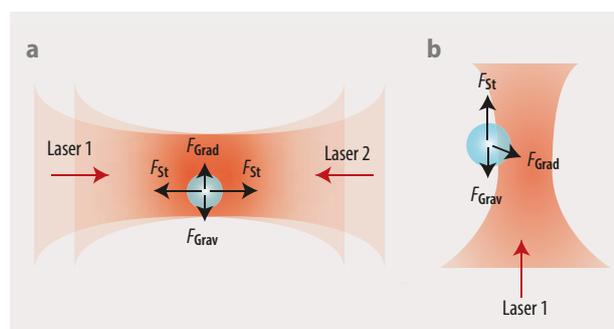


Abb. 1 Eine Zweistrahl Falle entsteht durch zwei gegenläufige und schwach fokussierte Laserstrahlen (a). Eine optische Pinzette basiert auf einem einzigen, stark fokussierten Laserstrahl (b).

In beiden Klassen bestimmt die Mikrostruktur aus Glas maßgeblich die photonischen Eigenschaften der Faser und wirkt gewissermaßen als „Gefängnis“ für das Licht, das mit äußerst geringen Verlusten im Faserkern geleitet wird. Dies ermöglicht den optischen Transport von Partikeln über hunderte von Metern oder mehr. Zudem leiten photonische Hohlkernfasern meist mehrere optische Moden mit jeweils unterschiedlichen Feldverteilungen und Phasengeschwindigkeiten. Damit lassen sich komplexe Intensitätsverteilungen entlang der Faser erzeugen, was zusätzliche Freiheitsgrade für die Manipulation von Partikeln bietet. Da die Biegeverluste vergleichsweise gering ausfallen, ist es möglich, Partikel entlang komplexer Pfade zu transportieren.

Manipulierte Partikel in Hohlkernfasern

Diese Eigenschaften machen photonische Hohlkernfasern zu einer interessanten Spielwiese für Mikromanipulationsexperimente. Zuvor gilt es jedoch, das Partikel in den Faserkern einzuführen. Dafür stehen bewährte Techniken zur Verfügung. Eine Möglichkeit besteht darin, das Partikel mittels einer optischen Pinzette direkt vor dem Faserkern zu platzieren. Von dort kann es durch die Streukraft, die ein in die Faser gekoppelter Laserstrahl erzeugt, in den Kern gelangen [6].

Die Alternative basiert auf einer Zweistrahl Falle: Koppelt man zwei gegenläufige Laserstrahlen in die Enden der Faser, so bildet sich einige Dutzend Mikrometer vor dem Faserausgang eine optische Falle [7]. Gelangen Partikel in deren Nähe, werden sie dort gefangen und lassen sich durch Veränderung der relativen Leistung beider Laser in den Kern einführen. Im Grunde ist das für jedes Partikel möglich, das physisch in den Faserkern passt. Allerdings können Partikel, deren Durchmesser vergleichbar mit dem des Kerns sind, leicht den Fasereingang oder die innere Oberfläche des Kerns berühren, dort haften bleiben und somit das Experiment beenden, bevor es überhaupt begonnen hat. Für sehr kleine Partikel ist die Wahrscheinlichkeit geringer, an der Faserwand zu enden, allerdings sind in ihrem Fall die optischen Kräfte schwächer. Dies erschwert

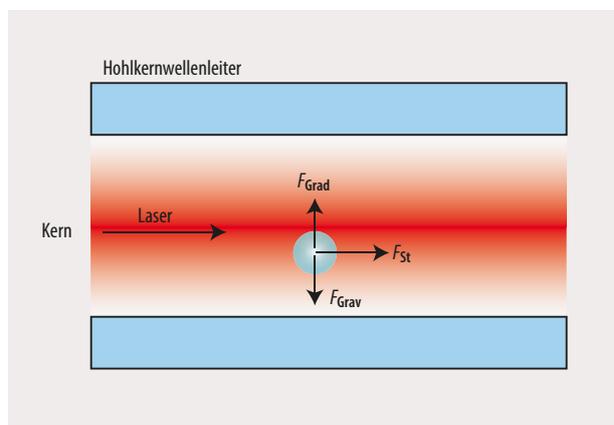


Abb. 2 Ein Partikel im Kern eines Hohlkernwellenleiters wird lateral im Zentrum des Kerns gefangen und gleichzeitig axial angetrieben. Die Manipulationsreichweite ist nur durch die Verluste und die Länge des Wellenleiters beschränkt.

mitunter das Einführen in den Kern bzw. verlangt höhere Laserleistungen.

Befindet sich ein Partikel einmal im Kern, ist seine axiale Geschwindigkeit präzise durch eine Laser-Doppler-Messung feststellbar [8]. Die Integration der Geschwindigkeit über die Zeit erlaubt es zudem, die Position des Partikels während des Experiments zu bestimmen. Diese Technik ist vor allem hilfreich, wenn bildgebende Verfahren an ihre Grenzen stoßen – etwa beim Partikeltransport über längere Strecken oder in visuell nicht zugänglichen Bereichen.

Die Geschwindigkeit des Partikels v_p im Kern ergibt sich aus dem Gleichgewicht der axialen optischen Kraft F_{opt} , der Stokesschen Reibungskraft F_{St} und, falls die Faser vertikal orientiert ist, der Gravitationskraft F_{Grav} :

$$F_{\text{opt}} \pm F_{\text{Grav}} = F_{\text{St}} = 6\pi R\eta v_p K. \quad (1)$$

Hierbei sind R der Partikelradius, η die dynamische Viskosität des stationären Mediums im Faserkern und K ein Korrekturfaktor, der das Verhältnis der Radien von Kern und Partikel berücksichtigt. Die optische Kraft hängt von der Lichtintensität, der angeregten Fasermode sowie der Form, dem Radius und dem Brechungsindex des Partikels ab. Wird der Laser ausschließlich in die fundamentale Mode der Faser gekoppelt, so ist die antreibende Kraft über kurze Distanzen, bei denen optische Verluste vernachlässigbar sind, konstant. Das Partikel bewegt sich in diesem Fall mit einer gleichmäßigen Geschwindigkeit entlang der Faser. Beim Transport über längere Distanzen spielen die Verluste jedoch eine Rolle, sodass die Partikelgeschwindigkeit entlang der Faser exponentiell abnimmt.

Was genau „längere Distanzen“ letztlich sind, hängt von den Verlusten ab: Während die verlustärmsten photonischen Hohlkernfasern grundsätzlich einen optischen Transport über mehrere hundert Meter erlauben, liegen die experimentell erreichten Manipulationslängen – auch durch die verfügbare Laserleistung und die experimentellen Ziele bedingt – eher bei mehreren Zentimetern bis einigen Metern. Neben der Frage, über welche Distanzen optischer Transport möglich ist, sind auch die erreichten Geschwindigkeiten der Partikel im Kern interessant. Diese liegen, abhängig von der Viskosität des Mediums im Kern und der verwendeten Laserleistung, meist zwischen mehreren 100 $\mu\text{m/s}$ und mehreren 10 cm/s . Durch das Evakuieren der Faser ist es jedoch möglich, die Reibung deutlich zu senken. Bereits bei einem Druck von 1 mbar, der relativ leicht zu realisieren ist, können die Partikel eine Geschwindigkeit von 10 m/s erreichen.

Das genau definierte Verhältnis zwischen der Partikelgeschwindigkeit sowie den Eigenschaften von Partikel und Faser eröffnet interessante Möglichkeiten der Analyse. Einerseits lassen sich aus der Partikelgeschwindigkeit als Funktion der axialen Position die Verluste der Faser abschätzen. Diese Methode hat gegenüber der üblichen „Cutback“-Technik den Vorteil, dass die Faser dabei unversehrt bleibt. Beim Cutback wird die zu testende Faser stückweise vom hinteren Ende an zerschnitten und jeweils die transmittierte Leistung nach jedem neuen Schnitt gemessen, um die Faserverluste zu bestimmen.

Ein optisch angetriebenes Partikel zu verwenden, um den Verlust innerhalb einer Hohlkernfaser zu bestimmen, ist somit eine nicht-invasive Alternative [7]. Zudem können Fluktuationen der Partikelgeschwindigkeit Aufschluss über Ungleichmäßigkeiten in der Faserstruktur, etwa dem Kerndurchmesser, geben. Andererseits bietet sich die Möglichkeit, die Eigenschaften einzelner Partikel zu vermessen. So leiten sich aus der Geschwindigkeit eines Partikels mit bekanntem Durchmesser seine Dichte und sein Brechungsindex ab [7]. Ebenso kann eine plötzliche Änderung der Geschwindigkeit auf Verformungen des Partikels hindeuten. Bei Glaspartikeln sind Verformungen zwar praktisch ausgeschlossen, doch bei „weichen“ Materialien wie biologischen Zellen kann das ganz anders aussehen.

Biophysikalische Messungen

Ist eine photonische Hohlkernfaser mit Flüssigkeit gefüllt, ändern sich zwar ihre photonischen Eigenschaften, dennoch ist sie weiter in der Lage, effizient Licht zu leiten. Das ermöglicht es, biologische Zellen entlang des Faserkerns zu transportieren. So gelang es, Erythrozyten über eine Strecke von 24 cm rein optisch zu leiten [6]. Bei den Experimenten trat zudem ein interessanter Effekt auf: Während die Geschwindigkeit der Zellen für geringe optische Leistungen konstant war, stieg sie für höhere Leistungen entlang der Faser an. Die wahrscheinlichste Erklärung dafür findet sich in den biomechanischen Eigenschaften der Zelle. Erythrozyten sind weich und können bereits bei geringer Krafteinwirkung ihre Form merklich ändern. Daher zwingen die immer höheren Scherkräfte bei steigenden Leistungen die Zellen in eine hydrodynamisch günstigere Form. Die veränderte Form reduziert einerseits die Reibung und erhöht andererseits die antreibende optische Kraft. In der Folge nimmt die Geschwindigkeit zu.

Sensorik mittels fliegender Partikel

Die optische Manipulation mit photonischen Hohlkernfasern bietet darüber hinaus vielfältige Anwendungsmöglichkeiten wie eine „Sensorik mit fliegenden Partikeln“. Das zugrundeliegende Konzept ist simpel, wie das Beispiel eines Temperatursensors zeigt (Abb. 4). Ein Partikel wird entlang der Faser transportiert und seine Reaktion auf externe Einflussgrößen gemessen. Beim Temperatursensor etwa bedingt eine lokale Temperaturvariation eine Änderung der

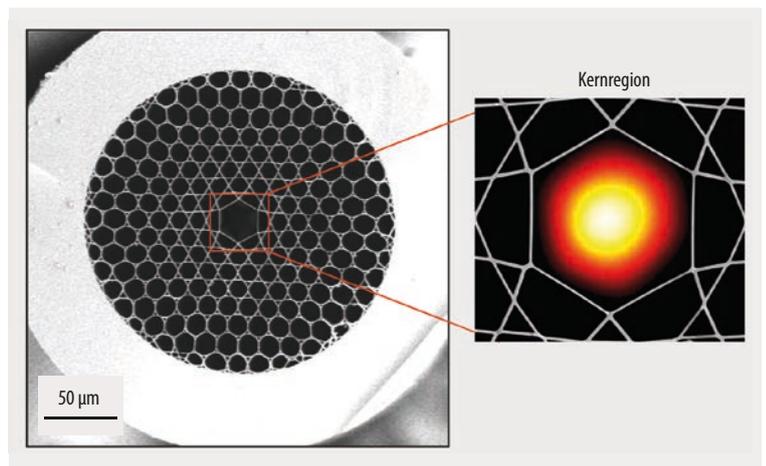


Abb. 3 Querschnitt einer Kagomé-Faser, aufgenommen im Rasterelektronenmikroskop. Die periodische Struktur wirkt wie ein „Gefängnis“ für Licht und ermöglicht effiziente Lichtleitung im hohlen Kern. Die Ausschnittvergrößerung zeigt die gemessene Intensitätsverteilung der fundamentalen Mode.

Viskosität des Mediums im Faserkern und damit der Partikelgeschwindigkeit, siehe Gl. (1). Das ist keine gänzlich neue Idee – bereits in anderen optischen Fällen kamen Partikel als Sensoren zum Einsatz, etwa in mikrofluidischen Chips. Photonische Hohlkernfasern ermöglichen es jedoch, dieses Konzept auf große Dimensionen zu übertragen.

In der ersten Realisierung eines solchen Sensors diente ein elektrisch geladenes Partikel dazu, das elektrische Feld einer strukturierten Elektrode mit einer räumlichen Auflösung von etwa 100 µm zu messen. Passiert das Partikel die Elektrode, so lenken es die elektrischen und magnetischen Kräfte vom Zentrum der lateralen optischen Falle im Kern aus. Diese Auslenkung verändert die Menge an Licht, die das Partikel aus der Faser streut. Damit erlaubt es die Messung der Transmission als Funktion der Partikelposition, das elektrische Feld in Amplitude und Verteilung zu rekonstruieren [9].

Gegenüber vielen etablierten Fasersensoren besteht der Vorteil darin, dass die photonische Hohlkernfaser nicht als aktiver Sensor fungiert, sondern lediglich zum Transport des Partikels und zum Auslesen der Messinformation dient. Entsprechend lässt sich die zu messende physikalische Größe, zum Beispiel Temperatur [9, 10] oder Strahlung [11], unkompliziert durch die Wahl eines funktionalisierten Partikels einstellen.

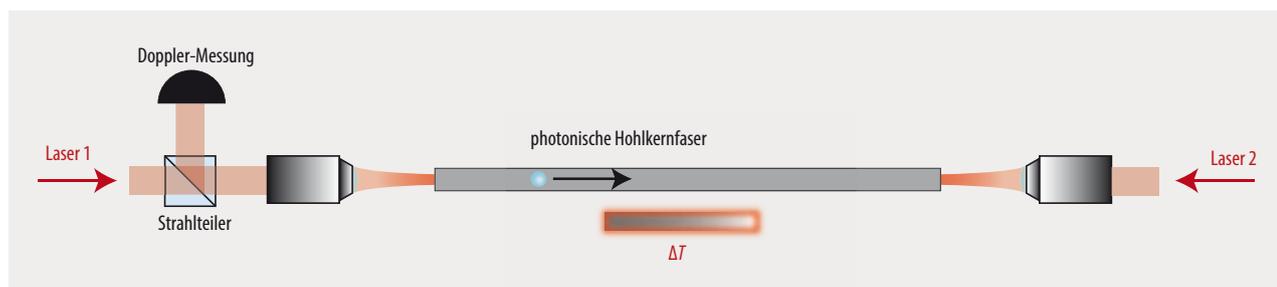


Abb. 4 Ein Partikel kann als positionierbarer Sensor dienen, der auf externe Einflussgrößen im Umfeld der Faser reagiert. So ermöglicht die Messung der Partikelgeschwindigkeit Rückschlüsse auf lokale Temperaturänderungen entlang der Faser. Die physikalische Größe, auf die der Sensor reagiert, lässt sich durch entsprechend funktionalisierte Partikel unkompliziert anpassen.

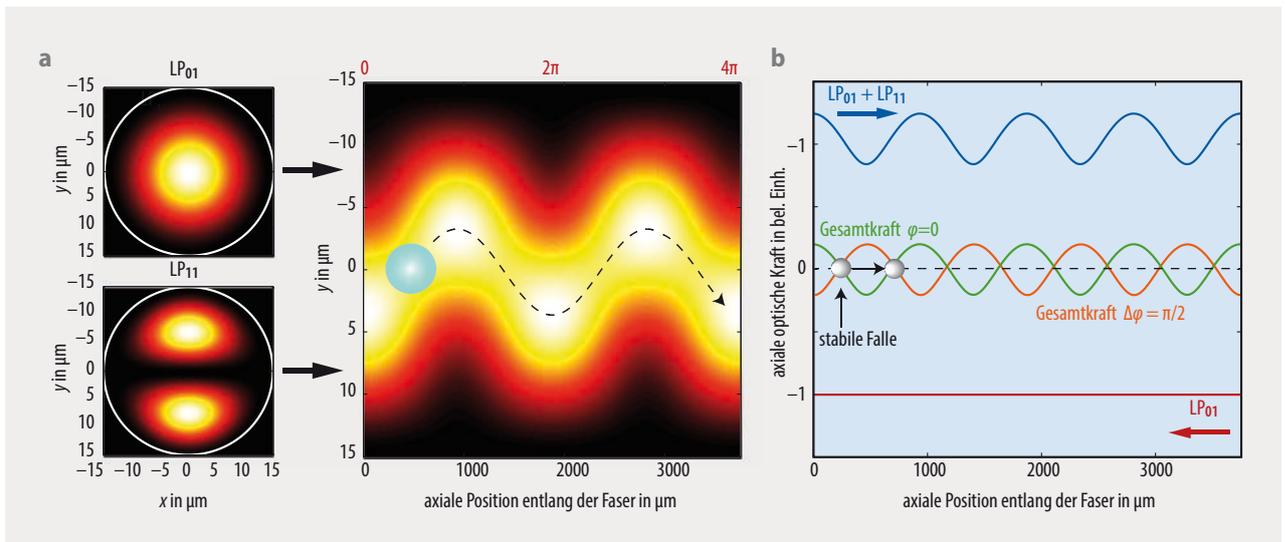


Abb. 5 Die Interferenz verschiedener Fasermode führt zu periodischen Intensitätsvariationen (a), berechnet für einen Kerndurchmesser von 30 μm und eine Wellenlänge von 1064 nm. Diese können einen großen Einfluss auf die Dynamik gefangener Partikel haben. Hier ist die Überlagerung der fundamentalen LP₀₁-Mode und der LP₁₁-Mode gezeigt. Die intermodale Interferenz kann dazu dienen, eine Reihe an Fallen zu formen (b), die sich mittels räumlicher Lichtmodulatoren axial verschieben lassen, vgl. Text.

Ein Förderband für Partikel

Photonische Hohlkernfasern können meist mehrere Moden mit geringen Verlusten leiten. In guter Näherung werden diese durch linear polarisierte Moden (LP-Moden) beschrieben, die jeweils unterschiedliche Feldverteilungen und Propagationskonstanten besitzen. Werden mehrere Moden gleichzeitig angeregt, führen destruktive und konstruktive Interferenz zu einer periodischen Intensitätsverteilung entlang der Faser (**Abb. 5a**). In der Intensitätsmodulation treten jeweils drei Maxima pro Schwebungsperiode auf. Da das Feld der LP₀₁-Mode jeweils abwechselnd mit dem oberen oder unteren Feldknoten der LP₁₁-Mode in Phase ist, oszilliert die laterale Position des Intensitätsmaximums um die Achse der Faser. Dadurch führt zum einen die schwankende Intensität entlang der Faser zu einer oszillierenden optischen Kraft, die wiederum Oszillationen der Partikelgeschwindigkeit hervorruft. Zum anderen folgt das Partikel, wie durch die gestrichelte schwarze Linie angedeutet, einer sinusartigen Kurve entlang der Intensitätsmaxima. Obwohl im Experiment die Einkopplung meist darauf optimiert ist, hauptsächlich die LP₀₁-Mode anzuregen, kann derartige intermodale Interferenz schnell zu unerwünschten Artefakten führen.

Gleichzeitig bietet sich eine neue Möglichkeit, um Partikel zu manipulieren. In **Abb. 5b** ist die axiale Kraft im Kern der Faser für die Anregung der LP₀₁-Mode und der LP₁₁-Mode in der vorwärtsläufigen Richtung sowie der Anregung einer reinen LP₀₁-Mode in der gegenläufigen Richtung gezeigt. Während intermodale Interferenz des vorwärtsläufigen Lichts Oszillationen der axialen Kraft entlang der Faser erzeugt (blaue Kurve), ist die Kraft, die aus dem gegenläufigen Licht in der LP₀₁-Mode resultiert (rote Linie), konstant. In Summe bilden sich an den Nulldurchgängen der Gesamtkraft mit negativer Steigung axiale Fallen, um Partikel stabil zu fangen. Aus diesen Fallen an zunächst ortsfesten Positionen lässt sich ein optisches Förderband

erzeugen: Räumliche Lichtmodulatoren erlauben es, die relative Phase der eingekoppelten Moden zu verändern und damit die Fallen und darin gefangene Partikel wohldefiniert entlang der Faser zu verschieben, wie in der Mitte von **Abb. 5b** dargestellt [12].

Ein optisches Förderband kann auch dadurch entstehen, dass zwei gegenläufige Laser mit gleicher Polarisation in die Faser eingekoppelt werden, sodass sich eine stehende Welle ausbildet, in deren Intensitätsmaxima sich Partikel fangen lassen. Das Verschieben der Frequenz oder Phase der Laser zueinander erlaubt es, die Position der Intensitätsmaxima und damit der Partikel zu steuern [13].

Eine Kette aus Partikeln

In den bisher geschilderten Experimenten ging es um einzelne Partikel. Doch lassen sich auch mehrere Partikel gleichzeitig im Faserkern manipulieren? Intuitiv ist zu erwarten, dass die axialen optischen Kräfte zwei verschiedene Partikel miteinander kollidieren lassen würden. Tatsächlich gelang es aber zu beobachten, dass die Partikel – unter bestimmten Bedingungen – nicht kollidieren, sondern sich

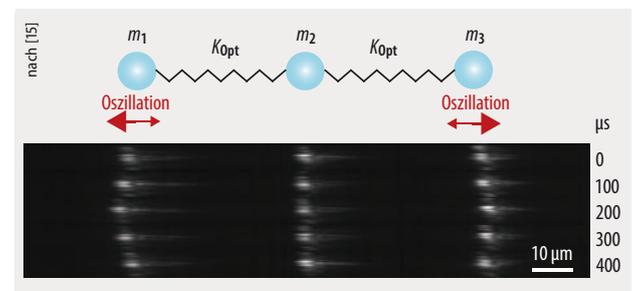


Abb. 6 Optisch gebundene Partikel stellen ein System gekoppelter Massen dar. Ein solches System besitzt charakteristische mechanische Schwingungsmoden, die experimentell zu beobachten sind. So zeigt die Abbildung die lateral durch die Faserwand beobachtete Bewegung dreier Partikel in der „breathing mode“.

in diskreten, stabilen Abständen zueinander in einer Kette anordnen. Die Abstände können dabei die Wellenlänge des Lichts und den Partikeldurchmesser um Größenordnungen überschreiten.

Diese Beobachtung lässt sich durch eine optische Bindung erklären, wie sie 1989 erstmalig beschrieben [14] und seitdem vielfach experimentell untersucht wurde. Demnach kann ein primäres gefangenes Partikel lokale Intensitätsmaxima erzeugen – etwa durch Streuung des Laserlichts oder Linseneffekte. Ein solches Maximum kann als optische Falle für ein sekundäres Partikel dienen, das seinerseits eine Falle für das primäre Partikel erzeugt. Da die Positionen dieser Fallen von den Positionen der Partikel abhängen, beeinflussen sie sich gegenseitig in ihren Bewegungen – sie sind also optisch gebunden. Natürlich ist dieser Effekt nicht auf zwei Partikel beschränkt.

Im Fall der photonischen Hohlkernfaser entstehen diese lokalen Fallen jedoch nicht durch bloße Streuung oder Linseneffekte. Vielmehr streut das gefangene Partikel als Modenkonzentrierer Licht aus der fundamentalen Mode in Moden höherer Ordnung. Die verschiedenen Moden können dann miteinander interferieren und lokale Fallen für weitere Partikel erzeugen. Die relativen Positionen dieser Fallen entlang der Faser sind maßgeblich durch die Schwebungsperioden der beteiligten Moden bestimmt. Dies ermöglicht die optische Bindung von Partikeln, die mehrere Millimeter getrennt sind. In Freistrahl-Konfigurationen sind es üblicherweise nur einige Mikrometer. Zudem lassen sich diese Abstände durch die Eigenschaften des Lasers und der Faser auf experimentelle Bedürfnisse maßschneidern. Doch wofür kann eine solche Partikelkette nützlich sein?

Ein einzelnes optisch gefangenes Partikel ist meist als harmonischer Oszillator zu beschreiben [9]. Eine optisch gebundene Kette an Partikeln stellt dagegen ein System optisch gekoppelter mechanischer Oszillatoren dar (**Abb. 6**) – ähnlich zu Massen, die durch Federn verbunden sind –, das charakteristische mechanische Schwingungsmoden aufweist. Photonische Hohlkernfasern erlauben es, die kollektiven Oszillationen eines solchen schwebenden Oszillators bei niedrigem Gasdruck, und damit bei schwacher Dämpfung, zu beobachten [15]. In der „breathing mode“ zum Beispiel schwingen die beiden äußeren Partikel entlang der Faserachse gegenphasig, während das innere Partikel stationär ist (**Abb. 6**). Die vergleichsweise großen Abstände zwischen den Partikeln ermöglichen es, diese Oszillationen durch einfache bildgebende Systeme zu messen.

Über die bloße Beobachtung von Schwingungsmoden hinaus könnten Partikelketten dazu dienen, nichtlineare Kopplung im Fall starker Bindekräfte oder Synchronisation zu studieren. Zudem ist es möglich, einzelne Partikel kontrolliert zu beeinflussen, etwa um die Auswirkungen externer Störungen auf die kollektiven Oszillationen zu untersuchen.

Aus der Kombination optischer Mikromanipulation mit photonischen Hohlkernfasern eröffnen sich also vielfältige Möglichkeiten und Forschungsrichtungen. Sie reichen von Experimenten mit direktem Bezug zu konkreten Anwendungen außerhalb optischer Labore über biophysikalische

Messungen bis hin zu grundsätzlichen physikalischen Fragen. Darüber hinaus etablieren sich photonische Hohlkernfasern zunehmend als photonische Plattform, sodass dieses noch junge Forschungsfeld auf weitere spannende Resultate hoffen lässt.

Literatur

- [1] P. H. Jones, O. M. Maragò und G. Volpe, *Optical Tweezers: Principles and Applications*, Cambridge University Press (2015)
- [2] A. Ashkin, *Phys. Rev. Lett.* **24**, 156 (1970)
- [3] A. Ashkin, Nobel Lecture, www.nobelprize.org/prizes/physics/2018/ashkin/lecture
- [4] M. J. Renn, R. Pastel und H. J. Lewandowski, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 1574 (1999)
- [5] P. St.J. Russell, *J. Lightw. Technol.* **24**, 4729 (2006)
- [6] S. Unterkofler et al., *J. Biophotonics* **6**, 743 (2013)
- [7] O. A. Schmidt et al., *Opt Lett.* **37**, 91 (2012)
- [8] M. K. Garbos et al., *Opt. Lett.* **36**, 2020 (2011)
- [9] D. S. Bykov et al., *Nat. Phot.* **9**, 461 (2015)
- [10] R. Zeltner et al., *Opt. Lett.* **43**, 1479 (2018)
- [11] R. Zeltner et al., *Appl. Phys. Lett.* **108**, 231107 (2016)
- [12] O. A. Schmidt, T. G. Euser und P. St.J. Russell, *Opt. Express* **21**, 29383 (2013)
- [13] D. Grass et al., *Appl. Phys. Lett.* **108**, 221103 (2016)
- [14] K. Dholakia und P. Zemanek, *Rev. Mod. Phys.* **82**, 1767 (2010)
- [15] D. S. Bykov et al., *Light - Sci. Appl.* **7**, 22 (2018)

Die Autoren



Richard Zeltner (FV Quantenoptik und Photonik) studierte bis 2014 „Integrated Life Science“ an der Universität Erlangen-Nürnberg (FAU). Nach dem Masterstudium begann er eine Promotion über optische Fallen in photonischen Hohlkernfasern in der Gruppe von Philip Russell am MPI für die Physik des Lichts (MPL) in Erlangen, welche er im September 2018 abschloss. Seit März 2019 ist er bei der Firma Menlo Systems tätig.

Shangran Xie promovierte 2013 an der Tsinghua University in China über verteilte optische Fasersensoren. Seit 2013 arbeitet er als Postdoktorand in der Gruppe von Philip Russell am MPL, in der er seit 2015 Teamleiter des Optomechanik-Teams ist.



Philip Russell ist ein Gründungsdirektor des MPL und Inhaber der Alfred Krupp von Bohlen und Halbach-Proessur am Lehrstuhl für Experimentalphysik der FAU. Er ist Fellow der Royal Society und der Optical Society of America (OSA) und Träger zahlreicher Auszeichnungen, darunter der Körber-Preis für die Europäische Wissenschaft (2013), der Berthold Leibinger Zukunftspreis (2014) und der Rank Prize for Optoelectronics (2018). Im internationalen Jahr des Lichts 2015 war er Präsident der OSA.



Dr. Richard Zeltner, Menlo Systems GmbH, Am Klopferspitz 19a, 82152 Martinsried, **Dr. Shangran Xie** und **Prof. Dr. Philip St.J. Russell**, Max-Planck-Institut für die Physik des Lichts, Staudtstraße 2, 91058 Erlangen