

Der Dreh mit dem Licht

Optische Spiralwellen und ihre Anwendungen

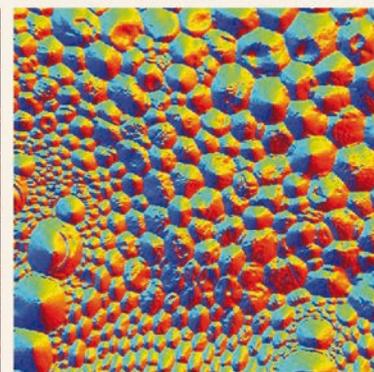
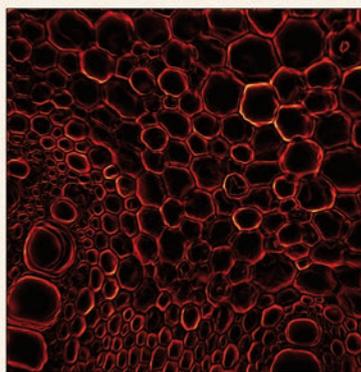
Monika Ritsch-Marte

Licht mit Bahndrehimpuls lässt sich veranschaulichen mit einem Bündel Spaghetti, das in der Mitte zusammen gedrückt und verdrillt wird. Solche optischen Spiralwellen haben vielfältige Anwendungen, beispielsweise können sie dazu dienen, Partikel mit der optischen Pinzette gezielt zu sortieren. In der Mikroskopie lässt sich mit ihnen eine Kantenverstärkung erzielen, und in der Quantenkryptographie ermöglichen Spiralwellen es, mehr Informationen zu verschränken.

Licht besitzt Energie, deren technische Nutzung mittels Solarheizung oder Photovoltaik allgegenwärtig ist. Und obwohl Licht kein Strahl massenhafter Teilchen ist, besitzt es doch Impuls. Der Strahlungsdruck, der durch Impulsübertrag auf ein Objekt bei Reflexion oder Absorption entsteht, ist zwar sehr klein (für Sonnenlicht in Erdentfernung beträgt er einige μPa), aber dennoch unübersehbar für einige interessante Phänomene: Der Strahlungsdruck des Sonnenlichts trägt beispielsweise wesentlich dazu bei, dass Kometen einen Schweif haben, der immer von der Sonne weg zeigt. Möglicherweise lässt sich dies in einem Sonnensegelantrieb für Raumsonden ausnutzen.

Wie sieht es mit dem Drehimpuls des Lichts aus? Mikroskopisch ist Licht durch Photonen zu beschreiben, mit einem Energiequantum $\hbar\omega$ und einem Impuls $\hbar k$. Photonen sind Spin-1-Teilchen und besitzen daher einen intrinsischen Drehimpuls. Dieser „Spin“ macht sich makroskopisch als die Polarisation bemerkbar: Dass Licht rechts- bzw. linkszirkular oder linear polarisiert sein kann, lässt sich als Ensemble-Mittelwert über eine Verteilung von Photonen verstehen, die sich jeweils in einem Polarisationszustand mit Helizität ± 1 oder in Superpositionen davon befinden können.

Aber kann Licht auch Drehimpuls im Sinne des Bahndrehimpulses eines Teilchens besitzen? Betrachten wir zur Beantwortung dieser Frage erst einmal die allgemeine Definition des Drehimpulses als das Vektorprodukt des Ortsvektors und des Impulses, $\mathbf{L} = \mathbf{r} \times \mathbf{p}$. Stellen wir uns zur Veranschaulichung eine Tür vor, in deren Mittelpunkt ein kleiner Spiegel befestigt ist, der einen Lichtstrahl reflektieren und dabei Impuls auf die Tür übertragen kann. Bezogen auf einen Punkt auf der Drehachse durch die Türangeln besitzt der Lichtstrahl definitionsgemäß einen Drehimpuls. Da sich sein Vorzeichen bei der Reflexion ändert, lässt sich ein Drehmoment ausüben, das proportional zur zeitlichen



Mithilfe von Spiralwellen lassen sich die Kanten von Objekten verstärken. Die Simulationen zeigen die Intensität (links) und Phase (rechts) bei diesem Spiralphasenkontrast.

Änderung des Drehimpulses ist, also $\Delta L/\tau$. Bei einem Abstand r des Spiegels zur Drehachse und N_{ph} reflektierten Photonen in der Zeit τ führt dies zu einem Drehmoment von $r N_{\text{ph}} 2\hbar k/\tau$. Leider lässt sich damit nicht viel anstellen: Um eine 10 kg schwere Tür mit einer winzigen Tangentialbeschleunigung von $1 \mu\text{m}/\text{s}^2$ um ihre Angeln zu rotieren, bräuchte man Millionen von 1 mW-Laserpointer, um den nötigen Impulsübertrag aufzubringen. Als Türöffner in diesem Sinne eignet sich Licht also kaum. Eher würde das Licht ein Loch in die Tür brennen. Für mikroskopisch kleine Partikel können derartige Kräfte und Drehmomente trotzdem eine Rolle spielen.

In der allgemeinen Definition hängt der Drehimpuls auf triviale Art über den Ortsvektor \mathbf{r} vom Bezugspunkt ab und sagt daher kaum etwas über die möglicherweise speziellen Eigenschaften einer be-

KOMPAKT

- Für paraxiales Licht lässt sich eine Art „innerer optischer Bahndrehimpuls“ einführen, der nicht vom Spindrehimpuls der Polarisation abhängt.
- Der Bahndrehimpuls von optischen Spiralwellen ermöglicht es, Drehmomente auf Objekte auszuüben.
- Das Spiralwellen-Phänomen ist nicht auf Transversalwellen beschränkt, sondern auf viele Arten von Wellen (z. B. akustische Wellen oder Materiewellen) und auch auf quantenmechanische Systeme übertragbar.
- Optische Spiralwellen haben Anwendungen in vielen Bereichen, z. B. in der optischen Mikromanipulation, der Quantenkryptographie und der optischen Mikroskopie.

Prof. Dr. Monika Ritsch-Marte, Department für Physiologie und Medizinische Physik, Medizinische Universität Innsbruck, Müllerstr. 44, 6020 Innsbruck, Österreich

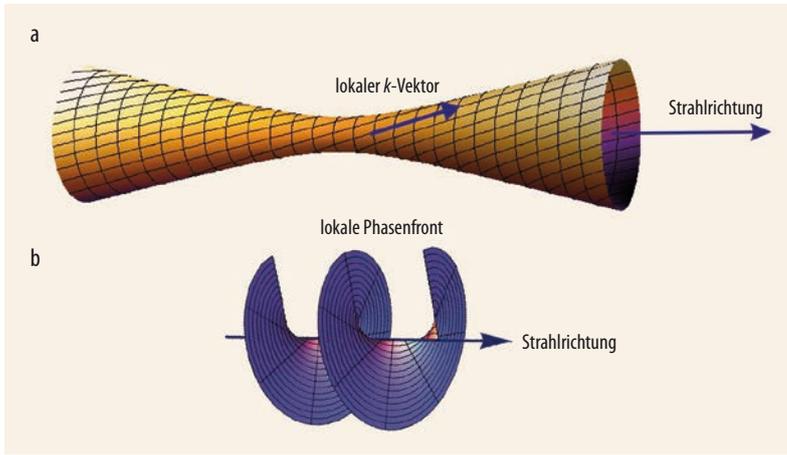


Abb. 1 Die Rasterlinien der lokalen k -Vektoren (a) eines Laserstrahls mit Bahndrehimpuls ähneln einem verdrehten Spaghettibündel, die Phasenfront (b) gleicht einer Helix.

stimmen Lichtwelle aus. So kann man sich z. B. fragen, ob es Licht mit einer lokalen Impulsverteilung geben kann, das – um im Bild mit der Tür zu bleiben – imstande ist, den Türknauf zu drehen. Für Fragen dieser Art bietet es sich an, ein Koordinatensystem zu wählen, das auf die optische Achse des Lichtstrahls bezogen ist. Dies führt zu einer Art „innerem optischen Bahndrehimpuls“.

Um den Türknauf drehen zu können, muss der Drehimpuls des Lichts offensichtlich eine axiale z -Komponente in Richtung der generellen Laufrichtung haben. Entsprechend muss der lokale Impuls eine

xy -Komponente besitzen. Licht dieser Art nennt man optische Spiralwellen bzw. Licht mit Bahndrehimpuls (Orbital Angular Momentum, OAM) [1, 2].

Dieses spezielle Licht lässt sich mit einem einfachen Bild veranschaulichen: Ausgangspunkt ist ein fokussierter Laserstrahl, den man sich als ein Bündel roher Spaghetti, die in der Mitte zusammengedrückt worden sind, vorstellt. Verdrillt man das Bündel (Abb. 1a), erhalten die lokalen k -Vektoren und damit der lokale Impuls eine „transversale“ (streng genommen sollte es heißen azimuthale) Komponente in der xy -Ebene. Resultat ist eine Lichtwelle, deren Impulsverteilung durch Impulsübertrag transversale optische Kräfte ausüben kann, und zwar im gleichen Sinn wie die gewählte Verdrillungsrichtung, die die Symmetrie bricht.

Wenn man statt der lokalen k -Vektoren, den Strahlen, die Phasenfront der Welle betrachtet (Abb. 1b), offenbart sich das Schlüsselement, das optische Wellen mit Bahndrehimpuls auszeichnet: Die Phasenfront windet sich wie eine Helix oder Wendeltreppe um die optische Achse. Eine große Klasse von speziellen Lichtmoden besitzt diese Eigenschaft, zum Beispiel die Laguerre-Gauss-Moden $LG_{pl}(r, \varphi, z)$, die eine $\exp(-il\varphi)$ -Abhängigkeit vom azimuthalen Winkel φ in Zylinderkoordinaten (r, φ, z) besitzen, die einer schraubenförmigen oder „helikalen“ Phase entspricht.

Abb. 2 zeigt einige LG-Moden; der Index l gibt dabei an, wie oft sich die Phase um 2π verdrillt, wenn φ sich einmal um die optische Achse dreht. In unserem Bild vom Spaghetti-Bündel entspricht dies der Stärke der Verdrillung. Im Photonenbild hat jedes Photon einen Bahndrehimpuls $l\hbar$. Für $|l| > 0$ entsteht ein Wirbelfeld mit einer Phasensingularität, einem „Phasenvortex“, im Zentrum bei $r=0$, wo die Intensität null ist und die Phase unbestimmt. Der Moden-Index p bestimmt die Anzahl der Intensitätsringe um die Phasensingularität in der Mitte. Wegen ihrer Ähnlichkeit zum amerikanischen Süßgebäck sind solche Laserstrahlen auch als Donut-Moden bekannt (wobei die räumliche Intensitätsverteilung natürlich kein Torus ist).

Der Bahndrehimpuls eines Photons $l\hbar$ in einem OAM-Feld kann deutlich größer sein als der Spindrehimpuls (Spin Angular Momentum, SAM), der nur die Werte $\pm\hbar$ annehmen kann. An dieser Stelle sei darauf hingewiesen, dass der Bahndrehimpuls des Lichts sich auch rein klassisch beschreiben lässt, d. h. die auf die Photonen bezogenen Größen, welche die Konstante \hbar enthalten, sind hier nur eine praktische Skalierung aus mikroskopischer Sicht heraus. Alles ließe sich auch ohne das Konzept des Photons und ohne \hbar klassisch mithilfe des Maxwell-Tensors ableiten – nur etwas umständlicher. Erste Überlegungen zur Drehimpulsdichte des Lichts gehen tatsächlich auf Poynting zurück. Eine strikte Unterteilung in Spin- und Bahndrehimpuls des Lichts ist eigentlich nicht möglich, und diese lassen sich auch durch Absorption oder anisotrope Medien ineinander umwandeln [3]. Es war das große Verdienst von Allen, Woerdman und Kollegen zu erkennen, dass es trotzdem physikalisch sinnvoll sein kann, bestimmten Lichtwellen einen Bahndrehimpuls zuzuordnen [4].

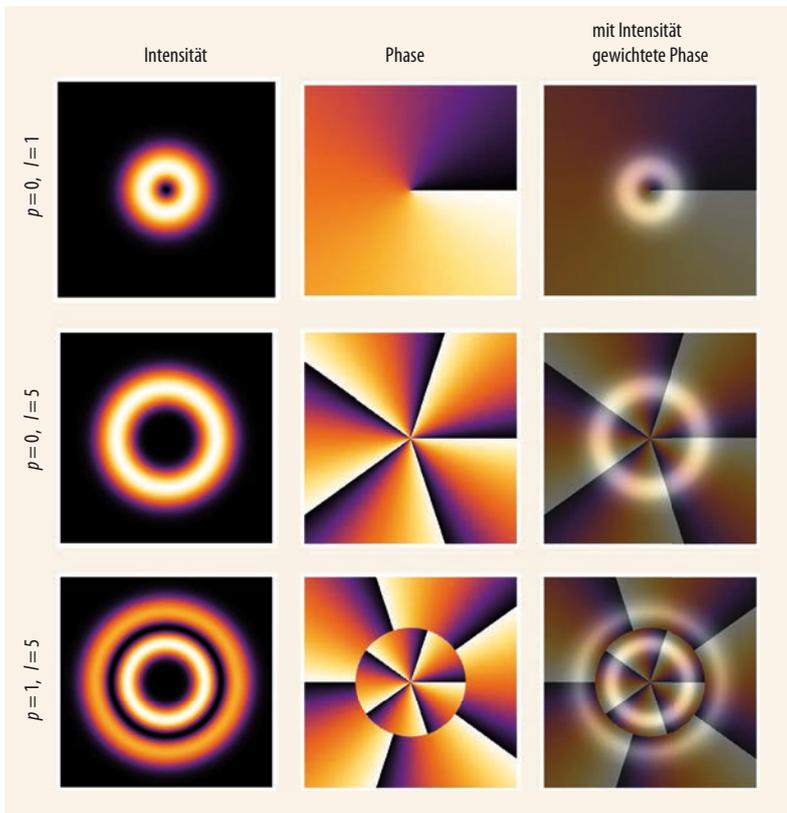


Abb. 2 Einige Laguerre-Gauss-Moden mit Bahndrehimpuls. Die Intensitätsverteilung besitzt jeweils $p+1$ Ringe, und die Phase ändert sich bei Umlauf um den Ursprung um $l \cdot 2\pi$. Phasensingularitäten und Phasensprünge um andere Werte als Mehrfache von 2π kommen nur dort vor, wo die Intensität null ist.

Betrachten wir **Abb. 3**, um noch einmal den Unterschied zwischen Spin- und Bahndrehimpuls hervorzuheben: Der Spindrehimpuls ist durch die Polarisation des Lichts gegeben, also eine lokale Größe, während der Bahndrehimpuls eine Folge einer schraubenförmigen globalen Phasenfront ist. Das hat zur Folge, dass sehr kleine Teilchen (z. B. Atome oder kleine Moleküle) OAM nicht „spüren“, da sie nur lokal mit einer sehr kleinen Region wechselwirken, in der das globale Phasenprofil der Phasenfront keine Rolle spielt. Bahndrehimpuls lässt sich daher im Gegensatz zu Spindrehimpuls nicht auf einzelne kalte Atome übertragen, wohl aber auf ausgedehntere Systeme wie Bose-Einstein-Kondensate oder Mikropartikel, wie wir noch sehen werden.

Genau genommen ist die Unterteilung in Spin- und Bahndrehimpuls mehr ein nützliches Konzept aus der Praxis heraus, das in bestimmten Situationen seine Gültigkeit verliert: Bei stark fokussiertem Licht ist die paraxiale Optik, die nur Lichtstrahlen mit kleinen Winkeln bezüglich der optischen Achse beschreibt, nicht mehr gültig. In einem engen Fokus macht sich die Vektornatur der elektrischen und magnetischen Feldkomponenten des Lichts bemerkbar. Dort können longitudinale Feldkomponenten der Polarisation auftreten, was die Abgrenzung zu den azimuthalen Komponenten des k -Vektors von OAM-Licht erschwert.

Aufgeprägtes Profil

Wie erzeugt man nun Licht mit Bahndrehimpuls? Es genügt, einem Laserstrahl ein Phasenprofil $\exp(-i\ell\varphi)$ aufzuprägen. Dies erzeugt zwar keine reine LG-Mode, aber das ist oft auch nicht notwendig. Die naheliegendste, aber nicht immer einfachste Möglichkeit ist eine Spiralphasenplatte, also ein Phasenplättchen aus einem optisch transparenten Material mit einem Schraubenprofil (**Abb. 4a**). Solche Spiralphasenplatten sind für verschiedene optische Wellenlängen kommerziell erhältlich.

Soll bei einer gewählten Wellenlänge λ ein Phasensprung von 2π an der Kante der Spiralphasenplatte aus

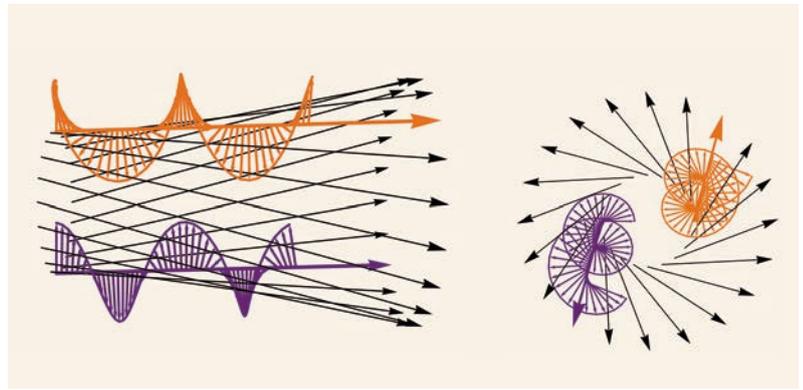


Abb. 3 Unterschied zwischen Spin- und Bahndrehimpuls (links Seitenansicht, rechts Frontalansicht): Zwei lokale k -Vektoren (orange bzw. violett) wurden exemplarisch herausgegriffen und jeweils die Feldvektoren für zirkuläre Polarisation eingezeichnet. Während sich die SAM-Helizität der Polarisation lokal auswirkt, braucht es ein ausgedehntes System, das mit beiden k -Vektoren in Wechselwirkung tritt, um die OAM-Verdrillung zu „spüren“.

einem Material mit Brechungsindex n auftreten, so ist ein Profil der Dicke $P(r, \varphi) = D_0 + \ell \lambda \varphi / [2\pi(n-1)]$ nötig. Also eine Grenzfläche, die sich wie eine „Ski-piste“ genau einmal herum hinaufwindet (**Abb. 4a**), mit einer Kantenhöhe $D = \ell \lambda / (n-1)$ und einer lokalen azimuthalen Komponente der Flächennormale N von $\sin \alpha(r) = D / (2\pi r)$ in einem Punkt im Abstand r vom Zentrum. Aus dem Brechungsgesetz folgt, dass der Brechungswinkel an der Schräge der Spiralphasenplatte durch $(n-1) \sin \alpha(r) = (n-1) \ell \lambda / [(n-1) 2\pi r] = \ell / k r$ gegeben ist. Multiplikation mit dem Betrag des Drehimpulsvektors $|\mathbf{r} \times \hbar \mathbf{k}|$ ergibt eine azimuthale Drehimpulskomponente von $\ell \hbar$ pro Photon.

Eine sehr flexibel einsetzbare Alternative zum Spiralphasenplättchen ist der räumliche Licht-Modulator (Spatial Light Modulator, SLM). Er ermöglicht es durch Anlegen einer individuellen Spannung an jedes der bis zu 1000×2000 Pixel eines LC-Displays, den effektiven Brechungsindex des Pixels gezielt zu verändern. Damit lässt sich die Phase einer einlaufenden Lichtwelle nach einem frei wählbaren räumlichen Muster verschieben. Meist sind die Phasenverschiebungen in 8-Bit-Graustufen kodiert, z. B. schwarz = 0 und weiß = 2π [5]. **Abb. 4b** zeigt ein Phasenmuster, das eine helikale Phasenfront erzeugt, wenn es an einem

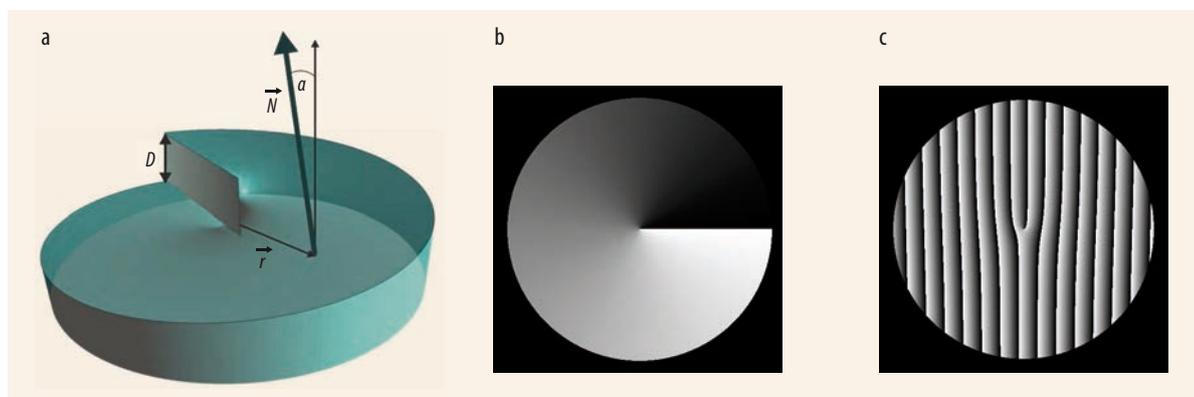


Abb. 4 Verschiedene Möglichkeiten der Erzeugung von Drehwellenlicht: Spiralphasenplatte (a) aus einem transparenten Material und zwei als Grauwerte

kodierte Phasenmuster (b, c), die auf einem räumlichen Lichtmodulator dargestellt werden, um einer ebenen Welle eine helikale Phase aufzuprägen. Dem

Muster rechts ist ein Sägezahngritter überlagert (Details siehe Text).

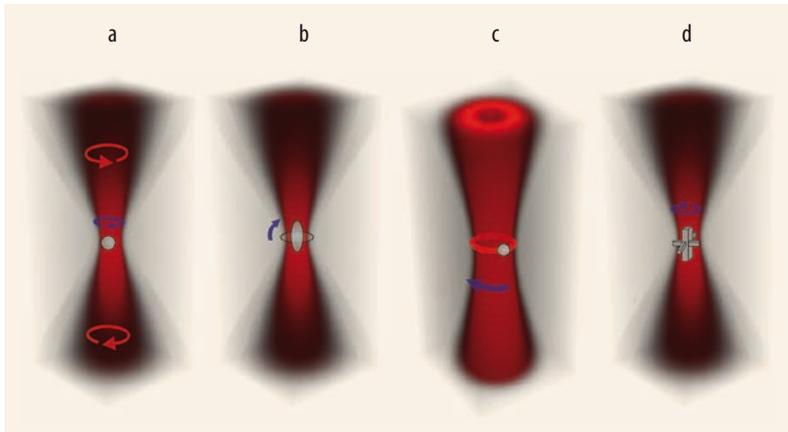


Abb. 5 Durch den Übertrag optischer Drehmomente lassen sich Teilchen in Bewegung versetzen. In a) dreht sich das Teilchen um die eigene Achse, in b) richtet es sich parallel zur optischen Achse

aus, um den Strahlungsdruck zu minimieren, in c) läuft ein Teilchen entlang des Intensitätsrings eines OAM-Strahls, und der Rotor in d) dreht sich um seine eigene Achse.

von einer ebenen Welle beleuchteten SLM dargestellt wird. Die lokale Phasenverschiebung entspricht gerade dem Profil der Spiralphasenplatte in **Abb. 4a**.

Überlagert man diesem Muster ein Sägezahngritter, entsteht ein Phasenmuster, das oft dazu dient, den störenden Untergrund von ungebeugtem Licht bei geringer Beugungseffizienz des SLM zu vermeiden (**Abb. 4c**). Man arbeitet dann nur mit dem Licht, das vom überlagerten Sägezahngritter in eine bestimmte Richtung („off-axis“) gebeugt wird. Dann führt die mangelnde Beugungseffizienz zwar zu Intensitätsverlusten, verunreinigt aber nicht das erzeugte Lichtmuster, wie es „on-axis“ ohne Gitter der Fall wäre. Der große Vorteil des SLMs ist seine Flexibilität, d. h. die Möglichkeit, Spiralphasenplatten für beliebige optische Wellenlängen herstellen zu können – und eventuelle Aberrationen im optischen Aufbau gleich zu korrigieren.

Eine weitere Möglichkeit, Licht mit Bahndrehimpuls zu erzeugen, ist eine „q-plate“. Das ist ein anisotropes inhomogenes optisches Element, in dem die Verteilung der lokalen optischen Achse so variiert (z. B. durch Flüssigkristalle, die azimuthal in einem speziellen Muster ausgerichtet sind), dass in der Mitte ein singulärer Punkt entsteht [4].

Spiralwellen in der Anwendung

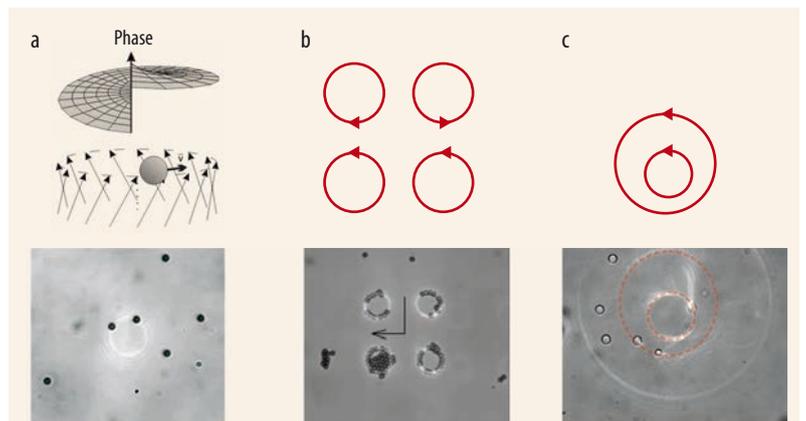
Licht ist ein praktisches, berührungsfrei „steriles“ und gleichzeitig formbares Werkzeug, um transparente Mikropartikel zu fangen, zu halten oder gezielt zu bewegen. Ein bekanntes Beispiel für diese Mikromanipulation ist die optische Pinzette: Ein stark fokussierter Laserstrahl zieht ein kleines, (für die gewählte Wellenlänge) transparentes Teilchen, das einen höheren Brechungsindex besitzt als seine Umgebung, in seinen Fokus. Dieser Effekt beruht auf dem Übertrag von linearem Impuls des Lichts auf dielektrische Teilchen aufgrund von Brechung bzw. Beugung.

Optischer Schraubenschlüssel

Der Drehimpuls erlaubt es, durch Absorption ein Drehmoment auf einen Körper auszuüben, um diesen in Rotation zu versetzen. Damit ergeben sich neue Möglichkeiten für die Mikromanipulation von Teilchen unter dem Einfluss von Licht: Neben der optischen Pinzette gibt es somit den „optischen Schraubenschlüssel“, der Teilchen in Rotation versetzt. Bemerkenswerterweise induzieren dabei rein statische Lichtverteilungen Teilchenrotationen.

Ist Drehimpulsübertrag auch ohne Absorption möglich? Das ist eine wichtige Frage, denn einer der Hauptgründe für den großen Erfolg der optischen Pinzette in der biomedizinischen Forschung rührt daher, dass das Laserlicht nicht absorbiert wird und daher keine Erwärmung verursacht. Halina Rubinsztein-Dunlop und Mitarbeiter haben auf elegante Weise demonstriert, dass doppelbrechende, transparente Kalzitpartikel in zirkular polarisiertem Licht aufgrund der Drehimpulserhaltung um ihre eigene Achse zu rotieren beginnen (**Abb. 5a**) [6]. Es gibt aber weitere Möglichkeiten, Teilchen mittels optischen Drehmomenten zu beeinflussen. Beispielsweise richtet sich ein elliptisches Teilchen parallel zur optischen Achse aus, um den Strahlungsdruck zu minimieren (**Abb. 5b**). Unter dem Einfluss der transversalen Impulskomponenten befindet sich ein Teilchen in stetigem Umlauf längs des Intensitätsrings eines OAM-Lichtstrahls (**Abb. 5c**). Ist ein asymmetrischer Rotor in einer optischen Pinzette gefangen, dreht er sich um seine eigene Achse (**Abb. 5d**) [7]. Für eine stabile Fangposition in drei Dimensionen sind unter Umständen (z. B. in c) in axialer Richtung

Abb. 6 Mikrowerkzeuge aus Spiralwellenlicht: Ein μm -kleines Polymerteilchen ist durch den Impulsübertrag der schräg einfallenden k -Vektoren im Intensitätsring gefangen (a). Eine Mikropumpe lässt sich interaktiv schalten, um gezielt Teilchen oder Zellen auszusortieren (b). Zwei exzentrische Spiralwellen ermöglichen es, Teilchen unterschiedlicher Größe zu sortieren (c).



weitere Rückstellkräfte nötig, z. B. durch eine zweite gegenläufige Lichtwelle, eine Wand oder durch Oberflächenkräfte an einer Grenzfläche.

Diese Bewegungsformen sind sehr nützlich: Die lichtinduzierte Rotation eines Teilchens kann durch Vergleich mit dem Stokesschen Gesetz dazu dienen, die unbekannte Viskosität vor Ort zu messen, sogar in einer biologischen Probe. Auch die Konfiguration in **Abb. 5c** hat interessante Anwendungen: Da die lokalen k -Vektoren um den Ring herum eine transversale Komponente haben, schickt die elastische Streuung des Lichts das Teilchen in eine Umlaufbewegung, deren Richtung vom Vorzeichen von l abhängt (**Abb. 6a**). Aus mehreren solchen Elementen lässt sich z. B. eine Art Mikropumpe aus Licht basteln (**Abb. 6b**): Die richtige Wahl des Drehsinns in jedem der vier Ringe sorgt dafür, dass ein mit einer Strömung (im Bild von oben) einlaufendes Teilchen – nur durch Umschalten zwischen verschiedenen statischen Intensitätsverteilungen – in eine bestimmte Richtung geschickt wird. Leider sind die mit der optischen Mikropumpe erzielbaren Strömungen dabei nicht groß und damit nicht sehr interessant für die Mikrofluidik. Die Anordnung hat aber den großen Vorteil, dass sie bei Verwendung eines SLM programmierbar ist, d. h. gezieltes, interaktives Hantieren ermöglicht (z. B. eine ungewöhnlich aussehende Zelle zu einer Pipette zu transportieren, um sie für weitere Untersuchungen auszusortieren). Und manchmal reichen auch kleine Strömungen, um einen Effekt zu erzielen, so genügt z. B. die durch ein optisch rotiertes Teilchen erzeugte Mikrozirkulation, um die Wachstumsrichtung eines Neurons zu beeinflussen [8]. Die Kombination zweier verschiedener Spiralwellenringe ist in der Lage, Zellen grössenselektiv zu sortieren (**Abb. 6c**): Größere (oder elastischere) Teilchen in der Umlaufbahn spüren den engeren Ring und werden hineingezogen, während die kleineren in ihrer Umlaufbahn verbleiben.

Optische Pinzetten sind auch deswegen so beliebt, weil sie als Sensoren für Kräfte von 1–100 pN einsetzbar sind. Damit ließen sich erstmals die Kräfte einzelner molekularer Motoren in einer Muskelfaser quantitativ bestimmen. Analog dazu lassen sich auch Drehmomente in einem biologischen System messen. Zudem verformen sich elastische Partikel unter dem Einfluss von optischen Kräften oder Drehmomenten, was in der „optischen Streckbank“ [9] zur Diagnostik von Tumorzellen in einem Mikrofluidik-Chip dient, da diese oft deutlich verformbarer sind als normale Zellen.

An den Kanten verstärkt

Drehwellenlicht findet auch in gänzlich anderen Bereichen, z. B. der Mikroskopie, seine Anwendung, etwa zur Verbesserung des Auflösungsvermögens: Die STED-Mikroskopie nutzt die Tatsache, dass die Intensitätsverteilung einer Donut-Mode mit $|l| = 1$ ringförmig ist, um Moleküle um den Scanpunkt herum „auszuschalten“. Dies ermöglicht ein deutlich höheres Auflösungsvermögen im Fluoreszenz-Mikroskop [10]. Der Drehimpuls des Lichts wird hier nicht direkt ver-

wendet, sondern andere Eigenschaften, die sozusagen als Begleiterscheinung mit dabei sind.

Auch den Bildkontrast kann Drehwellenlicht verbessern: Im Spiralphasenkontrast [11] nutzt man das schraubenförmige Phasenprofil einer Donut-Mode mit $|l| = 1$ zur Kantenverstärkung (**Abb. 7**): Ein optisches Abbildungssystem mit zwei Sammellinsen bildet einen Objektpunkt auf einen Bildpunkt ab. In der Realität ist die Punktantwort des optischen Systems ein beugungslimitiertes Scheibchen. Steht in die Mitte zwischen den zwei Linsen, in der hinteren Brennebene der ersten bzw. der vorderen Brennebene der zweiten Linse, eine Spiralphasenplatte, verändert sich die Punktantwort: Nach den Gesetzen der Fourier-Optik entspricht diese Ebene einer Fourier-Ebene in Bezug auf die Objekt- und Bildebene. Die zweite Linse führt also eine Fourier-Transformation des Spiralphasenprofils aus, was einen optischen Donut mit ringförmigem Intensitätsprofil erzeugt. Die Punktantwort des Systems ist dadurch ein beugungslimitierter Donut anstelle eines Beugungsscheibchens. Für ausgedehnte Phasen- und Amplitudenobjekte hat dies dramatische Auswirkungen: Die spezielle Eigenschaft des Donuts, dass gegenüberliegende Punkte auf dem Ring in jede Richtung 180° außer Phase sind, führt dazu, dass bei der Faltung des Objekts mit der Punktantwort Bereiche, in denen das Objekt homogen ist, durch destruktive Interferenz unterdrückt sind (**Abb. 8**).

Nur an Stellen, an denen sich die Felder benachbarter Punkte stark unterscheiden – entweder in Amplitude oder in Phase – ist die destruktive Interferenz nicht vollständig, und man erhält ein Signal. Die Konsequenz ist eine Umverteilung des Lichts in Bereiche, an denen das Objekt sehr inhomogen ist, scharfe Kanten werden besonders verstärkt. Da das Spiralphasenprofil keine spezielle Richtung auszeichnet, ist die Verstärkung isotrop. Formal lässt sich dieser Effekt durch eine Faltung mit dem Faltungskern $\sim i \exp(-il\varphi) / r^2$ beschreiben, der einer radialsymmetrischen Verallgemeinerung der Hilbert-Transformation von einer auf zwei Dimensionen entspricht.

Die optische Kantenverstärkung durch Spiralphasenkontrast lässt sich in Auflicht- und Durchlichtaufbauten verwenden. Auch reliefartige Kantenverstärkungseffekte statt isotroper Verstärkung sind möglich durch geschickte Veränderung des programmierbaren Fourier-Filters zwischen den Linsen, mit Licht- und

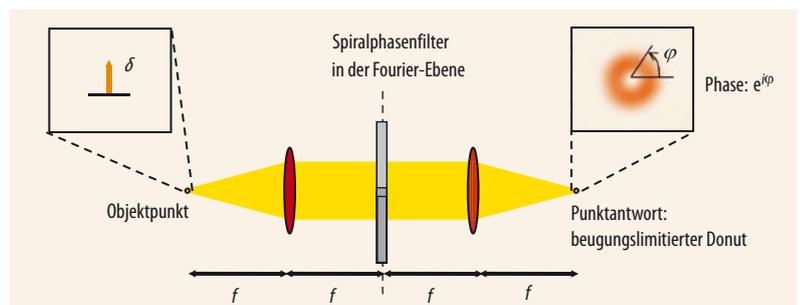


Abb. 7 In einem optischen System mit zwei Sammellinsen wird ein Objektpunkt als beugungslimitiertes Scheibchen abgebildet. Steht ein Spiralphasenfilter zwischen den Linsen, entsteht ein beugungslimitierter Donut.

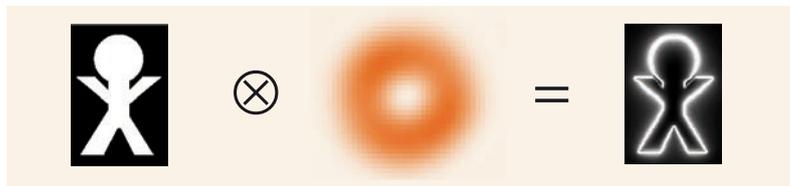


Abb. 8 Durch die Spiralphasenplatte im optischen System aus Abb. 7 resultiert das Bild des Objekts aus der Faltung des Objekts mit dem Donut. Die spezielle Eigenschaft des Donuts führt zu einer erheblichen Kantenverstärkung.

Schatten wie von einer virtuellen Lichtquelle, die sich interaktiv um das Objekt auf dem Objektträger herumbewegt. Drehwellenlicht mit geradem Index l , besonders mit $l = 2$, hat die kuriose Eigenschaft, dass Licht von einer starken Lichtquelle im Zentrum sehr effektiv herausgestreut wird. Dieser „Koronograph“ kann einen schwach leuchtenden Planeten in der Nähe einer hellen Sonne abbilden, weil das Licht der Sonne im Zentrum stark unterdrückt wird [12].

Verschränkte Informationen

Der optische Bahndrehimpuls ist zwar kein Quantenphänomen an sich, d. h. in klassischen und quantenmechanischen Systemen möglich, er findet aber trotzdem Anwendungen in der Quantenoptik und bei der Übertragung von Quanteninformation: Die Erzeugung korrelierter Photonenpaare mit Parametrischer Fluoreszenz (Parametric Down-Conversion) spielt eine wichtige Rolle bei experimentellen Tests der Bellschen Ungleichungen und des EPR-Paradoxons. Die Photonen werden paarweise so ausgesendet, dass jedes Paar auf der Fläche eines Emissionskegels liegt, dessen Öffnungswinkel vom (jeweils gegengleichen, transversalen) Impuls der Photonen bestimmt wird. Zeichnet ein Detektor viele emittierte Photonen auf, liegen alle auf einem Ring in der Detektorebene, der Winkel jeder einzelnen Emission ist allerdings zufällig.

Neben Energie- und Impulserhaltung gilt – auch bei diesem Prozess – Drehimpulserhaltung. Für korrelierte Photonen, denen ein Bahndrehimpuls von $+l$ bzw. $-l$ aufgeprägt wird, lässt sich analog zur Unschärferelation von Ort und Impuls eine Unschärferelation in Winkel und Drehimpuls definieren (wegen der Mehrdeutigkeit der Phase und der schwierigen Definition eines wohldefinierten Phasenoperators jedoch nur näherungsweise). Eine entsprechende Bellsche Ungleichung für OAM lässt sich ableiten, deren Verletzung auf eine Quantensignatur der OAM-tragenden Photonen hinweist. Innerhalb eines Unterraums mit konstantem l veranschaulicht man sich die möglichen Zustände am besten mit einer Art Poincaré-Darstellung, ähnlich zur Poincaré-Kugel zur Veranschaulichung der optischen Polarisation. OAM-Verschränkung in einem $(2l + 1)$ dimensionalen Unterraum bietet über das rein akademische Interesse hinaus eine praktische Möglichkeit, in der Quanten-Telekommunikation oder -Kryptographie mehr Information gleichzeitig zu verschränken [13], als mit der Verschränkung der Polarisation des Lichts machbar ist. Dies hat Miles Padgett von der Universität Glasgow bereits eindrucksvoll demonstriert [14].

Nur für Licht?

Drehwellen sind nicht an den optischen Frequenzbereich gebunden und kommen auch außerhalb der Optik zum Einsatz. In der Wechselwirkung von Materie mit Drehwellen skalieren einige schwache Lichteffekte (z. B. die „Rotational Doppler-Shift“) wie $1/\omega$ und sind daher leichter mit elektromagnetischen Wellen niedrigerer Frequenz zu demonstrieren, etwa mit Millimeterwellen [1]. Auch im Röntgenbereich wird mit Spiralwellen gearbeitet: (Absorptive) Spiralphasenplatten dienen dazu, dem Ausgangsstrahl eines Synchrotrons eine Spiralphase aufzuprägen und damit eine Art Röntgen-Spiralphasenkontrast zu ermöglichen. Viele der beschriebenen Phänomene sind nicht auf elektromagnetische Wellen beschränkt: Es gibt auch Spiralwellen in der Akustik oder in der Elektronenmikroskopie. Vermutlich harren noch weitere Anwendungen des Konzepts des „Lichttornados“, wie es Anton Zeilinger von der Universität Wien kürzlich genannt hat, auf ihre Entdeckung und Umsetzung.

Literatur

- [1] A. M. Yao und M. J. Padgett, *Advances in Optics and Photonics* **3**, 161 (2011)
- [2] D. L. Andrews und M. Babiker (Hrsg.), *The angular momentum of light*, Cambridge University Press (2012)
- [3] L. Marrucci et al., *Journal of Optics* **13**, 064001 (2011)
- [4] L. Allen et al., *Physical Review A* **45**, 8185 (1992)
- [5] C. Maurer, A. Jesacher, S. Bernet und M. Ritsch-Marte, *Laser & Photonics Reviews* **5**, 81 (2011)
- [6] M. E. J. Friese et al., *Nature* **394**, 348 (1998)
- [7] M. Padgett und R. Bowman, *Nature Photonics* **5**, 343 (2011)
- [8] T. Wu et al., *Nature Photonics* **6**, 62 (2012)
- [9] J. Guck et al., *Biophysical Journal* **81**, 767 (2001)
- [10] S. W. Hell, *Physik Journal*, Dezember 2007, S. 47
- [11] S. Fühapter, A. Jesacher, S. Bernet und M. Ritsch-Marte, *Optics Express* **13**, 689 (2005)
- [12] G. Foo et al., *Optics Letters* **30**, 3308 (2005)
- [13] A. Mair et al., *Nature* **412**, 313 (2001)
- [14] A. C. Dada et al., *Nature Physics* **7**, 677 (2011)

DIE AUTORIN

Monika Ritsch-Marte studierte Quantenoptik in Innsbruck und Neuseeland. Unterstützt durch ein Charlotte-Bühler-Stipendium des FWF habilitierte sie sich 1995 an der Universität Innsbruck. 1998 nahm sie einen Ruf an die Medizinische Fakultät (jetzt Universität) in Innsbruck an. Ihre derzeitigen Forschungsschwerpunkte sind holografische optische Pinzetten und moderne Lichtmikroskopie-Methoden. Die von ihr und Stefan Bernet geführte Arbeitsgruppe ist besonders bekannt für die innovative Verwendung von SLMs in diesen Bereichen. 2007 bis 2009 leitete sie als erste weibliche Präsidentin die Österreichische Physikalische Gesellschaft, 2009 erhielt sie einen ERC Advanced Grant, 2013 wurde sie zum OSA-Fellow gewählt. Ritsch-Marte ist begeisterte Fotografin und verbringt jede freie Minute in der Natur.

