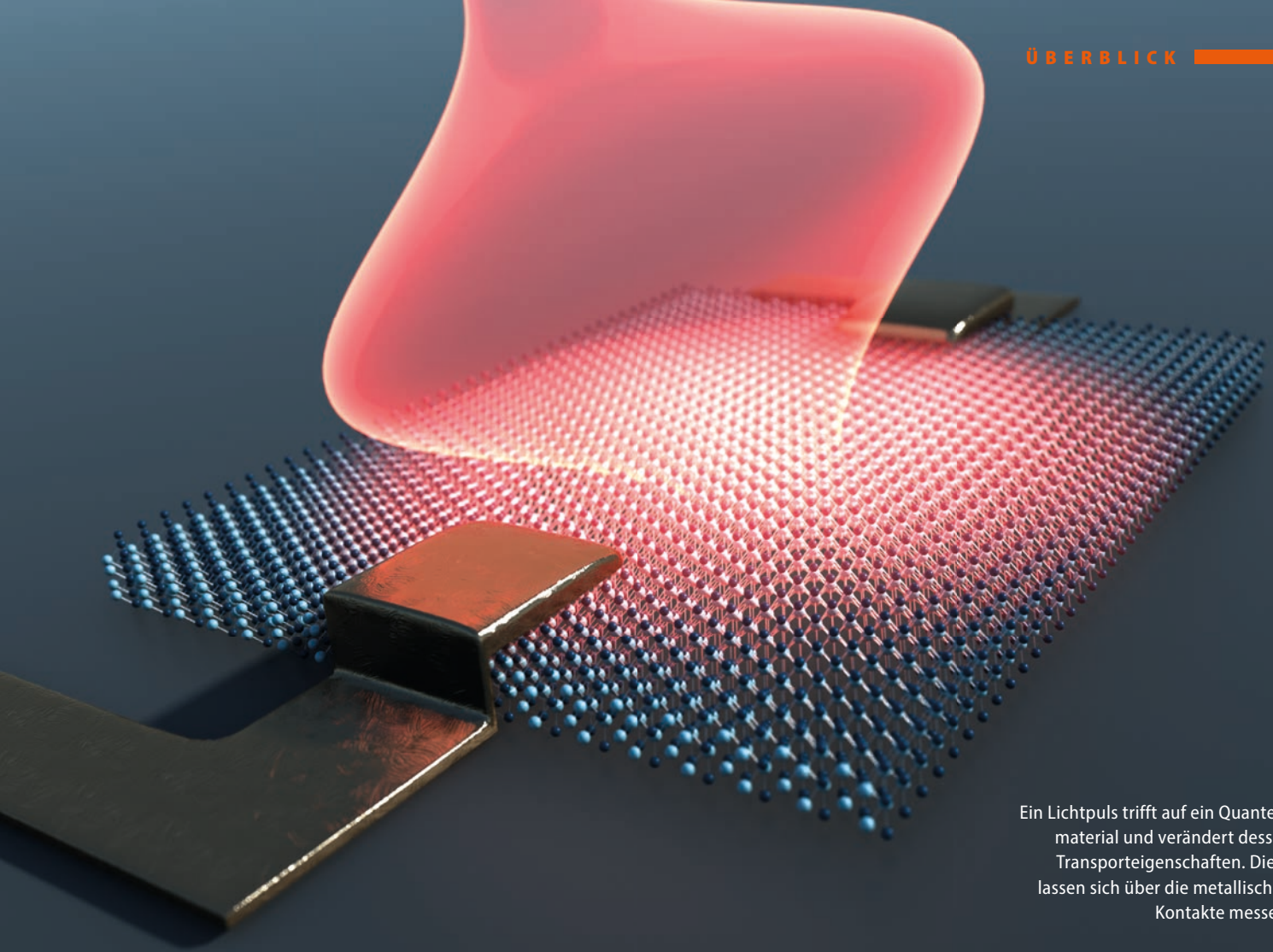




Ein Lichtpuls trifft auf ein Quantenmaterial und verändert dessen Transporteigenschaften. Diese lassen sich über die metallischen Kontakte messen.

## KONDENSIERTE MATERIE

# Licht treibt Materie an

**Kurze Laserpulse oder starke Licht-Materie-Kopplung können die Eigenschaften von Quantenmaterialien gezielt verändern.**

Michael A. Sentef

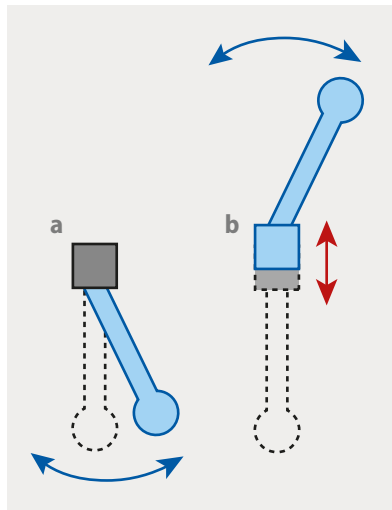
Licht kann in sogenannter Quantenmaterie Phänomene wie Topologie, Supraleitung oder Metall-Isolator-Übergänge induzieren. Daraus entstehen an der Schnittstelle von Festkörperphysik und Quantenoptik neue Forschungsfelder, in denen statt starker Laserpulse nun starke Licht-Materie-Kopplung dazu dient, langlebige Zustände mit neuen Funktionalitäten zu erzeugen.

**A**us wertlosen Metallen Gold zu machen – das ist ein alter Menschheitstraum. Ausgehend von den Alchemisten des Mittelalters kristallisierte sich daraus die wissenschaftliche Methode von Versuch und Irrtum, wodurch im 17. und 18. Jahrhundert die moderne Chemie aus

der Alchemie entstand. Im 21. Jahrhundert hat das Gold seinen Status zugunsten neuer „Quantenmaterialien“ eingebüßt, die einmal in grünen Technologien oder Quantenanwendungen zum Einsatz kommen sollen. Quantenmaterialien sind Festkörper, in denen es durch elektronische Korrelationen, Topologie oder beides interessante Phasendiagramme gibt. Diese Phasendiagramme enthalten thermische Materialzustände, die durch thermodynamische Variablen wie Druck, chemische Zusammensetzung oder Temperatur zu kontrollieren sind.

Eine weitere Möglichkeit, um Materialzustände zu ändern, bieten Laserpulse. Im Gegensatz zu den Gleichgewichtsphasendiagrammen bringt eine Laseranregung

**Abb. 1** Ein starres Pendel schwingt mit seiner Eigenfrequenz um das Minimum der potentiellen Energie (a). Wird sein Aufhängepunkt schnell auf und ab geschüttelt (b), und zwar viel schneller als die Periodendauer der Eigenschwingung, so wird bei Überschreiten einer kritischen Amplitude des Schüttelns die Schwingung um das Minimum instabil. Das Pendel schwingt um die invertierte Position.



das Material jedoch weg vom thermischen Gleichgewicht, da der Laser dem System Energie zuführt. Die Idee von lichtgetriebenen Materialzuständen besteht nun darin, dass diese zusätzliche Energie auf kurzen Zeitskalen (1 Femtosekunde =  $10^{-15}$  Sekunden) nicht das Material aufheizt, also die Temperatur erhöht, sondern etwa kohärent dessen elektronische Struktur verändert. Dadurch lassen sich neue Zustände stabilisieren, die im Gleichgewicht nicht existieren oder die sonst instabil wären.

Ein klassisches Pendel genügt, um diese dynamische Stabilisierung zu illustrieren: Der sowjetische Physiker Pjotr Kapiza – bekannt durch die Entdeckung der Suprafluidität in flüssigem Helium-4 – demonstrierte, dass das schnelle periodische Schütteln des Aufhängepunkts eines starren

Pendels den ursprünglich instabilen invertierten Zustand stabilisiert und den Gleichgewichtszustand destabilisiert (**Abb. 1**). Diese dynamische Stabilisierung ist zu verstehen mithilfe eines effektiven Potentials für die langsame Pendelbewegung, das durch das schnelle Schütteln induziert wird. Der Effekt basiert auf zwei wesentlichen Zutaten, nämlich der Trennung der Zeit- und Energieskalen zwischen äußerer Anregung und Eigendynamik des Pendels sowie der Nichtlinearität des Pendelpotentials, durch die ein im zeitlichen Mittel verschwindendes externes Potential ein nichtverschwindendes effektives Potential erzeugen kann (Gleichrichtungseffekt).

Das Kapiza-Pendel stellt eine Anwendung der allgemeineren Floquet-Theorie dar (**Infokasten**). Das Floquet-Theorem liefert einen Ansatz, um die zeitabhängige quantenmechanische Bewegungsgleichung für den Fall zu lösen, in dem das zeitabhängige Störpotential zeitlich periodisch ist. Die Energie des Systems ist nur noch modulo der externen Treibfrequenz  $\Omega$  erhalten, was dem Austausch ganzzahliger Vielfacher von  $\hbar\Omega$  zwischen Störfeld und System entspricht. Für lichtgetriebene Materialien ist die periodische Störung gegeben durch das zeitabhängige elektromagnetische Feld des Lasers. Der Energie-Austausch erfolgt in Form von Energiequanten (Photonen) zwischen Laserfeld und Material. Doch es passiert noch mehr: Der effektive Hamilton-Operator, der die Eigenzustände des Materials festlegt, ist nun gegeben durch den Floquet-Hamilton-Operator (Gl. 4). Dessen Eigenzustände weichen mit wachsender Amplitude der Störung immer stärker von denen des Materials im Gleichgewicht ab und können somit auch andere physikalische Eigenschaften besitzen.

In lasergetriebenen Festkörpern ist die periodische Störung nicht durch mechanisches Schütteln, sondern durch das oszillierende elektromagnetische Laserfeld gegeben. Somit entstehen durch die Kombination aus Bloch-Zuständen im räumlich periodischen Kristallgitter und Floquet-Zuständen durch das Laserfeld die Floquet-Bloch-Zustände  $E_n(k)$ , die den Eigenzuständen des Floquet-Hamilton-Operators (**Infokasten**) entsprechen. 2008 schlugen Takashi Oka und Hideo Aoki vor [1], dass sich dadurch die Dirac-Fermionen etwa in Graphen unter zirkular polarisiertem Licht so verändern, dass sie das 1988 von Haldane vorgeschlagene Modell des Quanten-Hall-Effekts ohne Magnetfeld (mittlerweile als Chern-Isolator bekannt) realisieren.

Ausgangspunkt hierzu sind Dirac-Fermionen mit kegelartiger Energie-Impuls-Relation (**Abb. 2a**). Diese weisen im Gleichgewicht keine Energielücke am Dirac-Punkt  $K$  auf, das System ist ein Dirac-Semimetall. Die für die Lückenlosigkeit mitverantwortliche Zeitinversionssymmetrie lässt sich jedoch durch eine zeitlich periodische Störung mit zirkular polarisiertem Licht brechen. Dieses Licht kann rechts- oder linksdrehend sein, unter Zeitinversion wandelt sich rechts- in linksdrehendes Licht und umgekehrt, sodass das System unter dieser Zeitinversion nicht mehr invariant ist. Durch das Laserlicht entstehen Floquet-Seitenbänder, also Kopien der Originalbänder, die um ganzzahlige Vielfache der Photonen-Energie  $\hbar\Omega$  gegenüber diesen versetzt sind (**Abb. 2a**). Zusätzlich öffnen sich Energielücken an den Kreuzungspunkten verschiedener Floquet-Bänder,

## Floquet-Theorie

Die zeitabhängige quantenmechanische Bewegungsgleichung

$$i\partial_t\psi = H(t)\psi \quad (1)$$

lässt sich für einen zeitperiodischen Hamilton-Operator  $H(t) = H(t+T)$  mit Periodendauer  $T = 2\pi/\Omega$  und Frequenz  $\Omega$  durch folgenden Ansatz lösen:

$$\psi(t) = \exp(-i\epsilon t) \sum_m \varphi_m^m \exp(-im\Omega t). \quad (2)$$

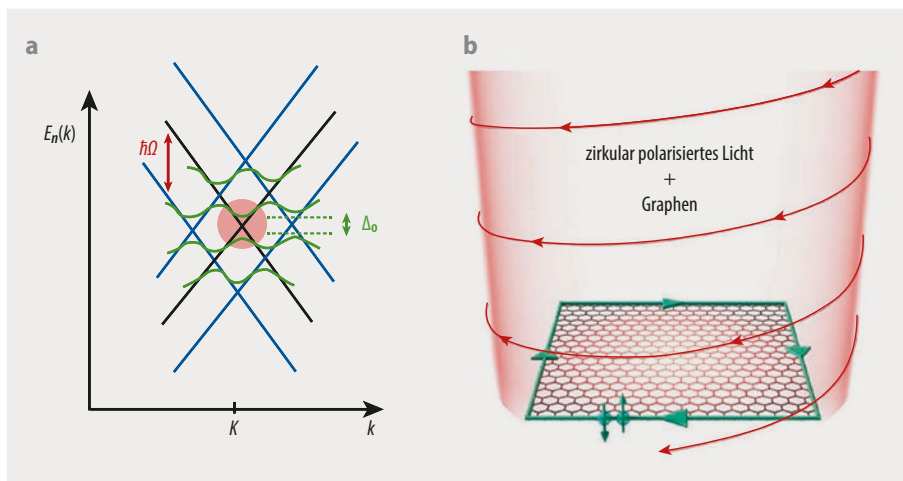
Dies führt durch Einsetzen auf eine Gleichung

$$\sum_{m=-\infty}^{\infty} H^{mn} \varphi_a^m = \epsilon_a \varphi_a^n \quad (3)$$

für die Koeffizienten  $\varphi_a^m$ , wobei der Index  $a$  die Eigenwerte  $\epsilon_a$  (**Floquet-Quasienergien**) nummeriert. Der **Floquet-Hamilton-Operator**

$$H^{mn} = \frac{1}{T} \int_0^T dt H(t) \exp[i(m-n)\Omega t] + m\delta_{mn}\Omega \quad (4)$$

mit der Einheitsmatrix  $I$  im ursprünglichen Hilbert-Raum des Problems besteht aus zwei Termen. Der erste Term enthält die Harmonischen des zeitabhängigen Hamilton-Operators; der zweite Term kommt von der Zeitableitung der Bewegungsgleichung und ist als Absorption von  $m$  „Photonen“ aufzufassen. Der Floquet-Hamilton-Operator beschreibt im klassischen Grenzfall das effektive Potential des invertierten Kapiza-Pendels (**Abb. 1**), aber auch den Floquet-Chern-Isolator (**Abb. 2**).



**Abb. 2** Am Dirac-Punkt  $K$  sitzt etwa in Graphen eine kegelförmige Bandstruktur mit linearer Energie-Impuls-Relation  $E(k)$  (schwarz, a). Durch periodisches Lasertreiben entstehen Floquet-Seitenbänder (blau) im Abstand  $\hbar\Omega$ , die durch Hybridisierung zu Floquet-Bloch-Bändern (grün) werden. Ist das Laserlicht zirkular polarisiert, bildet sich durch Brechen der Zeitinversionssymmetrie am ursprünglich lückenlosen Dirac-Kegel eine Bandlücke  $\Delta_0$  [1]. In Graphen rufen die im Inneren des Materials geformten Floquet-Bloch-Zustände an den Rändern topologisch geschützte Randmoden hervor (grün, b) mit einer Chiralität, die durch das Licht eingepägt wird.

da das Licht sie miteinander koppelt. Die entscheidende Bandlücke  $\Delta_0$  entsteht im Zentrum am Dirac-Punkt und ist bestimmt durch die Intensität des angelegten Laserlichts.

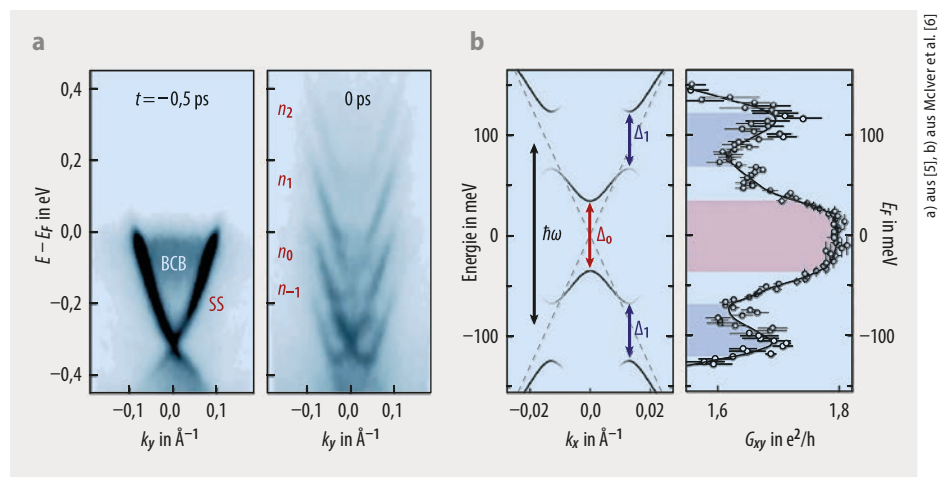
Die Bandlücke macht aus dem Semimetall einen Isolator (Floquet-Chern-Isolator) im Innern des Materials. An der Oberfläche bilden sich jedoch leitfähige Randzustände aus. Das Licht prägt diesen einen Drehsinn auf (Abb. 2b). Solche Randmoden innerhalb von Energielücken treten immer dann auf, wenn die Lückenöffnung mit einer nicht-trivialen Topologie (Änderung der Wellenfunktionen als Funktion des Impulses) einhergeht. Die Randmoden spiegeln die Tatsache wider, dass das Material sich von der Außenwelt, in welcher die Wellenfunktionen nicht dieselben Änderungen als Funktionen des Impulses aufweisen wie im Innern, topologisch unterscheidet. Daher muss sich am Rand die Lücke schließen [2]. Die hier beschriebene Modifikation der physikalischen Eigenschaften durch zeitlich periodische Störung ist als „Floquet-Engineering“ bekannt und findet mittlerweile diverse Anwendungen in verschiedenen Bereichen der Physik [3].

## Nachgewiesene Zustände

In Festkörpern sind Floquet-Zustände besonders schwierig nachzuweisen. Das liegt zum einen daran, dass die Laseranregung mit starken Pulsen das Material häufig aufheizt. Zum anderen streuen angeregte Elektronen stark durch Elektron-Elektron- und auch Elektron-Phonon-Wechselwirkungen. Um das Aufheizen zu reduzieren, nutzte die Arbeitsgruppe von Nuh Gedik am Massachusetts Institute of Technology im Jahr 2013 das Material  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$ , in dem eine Bandlücke das Innere des Kristalls für Anregungen unterhalb bestimmter Photonen-Energien durchsichtig macht. Gleichzeitig gibt es an der Oberfläche durch die Topologie der Elektronenbänder quasi-zweidimensionale Dirac-Fermionen. Mittels zeit- und winkelaufgelöster

Photoemissionsspektroskopie gelang es, bei überlappenden Anregungs- und Abfrage-Pulsen die Floquet-Seitenbänder sichtbar zu machen und durch zirkular polarisiertes Licht eine kleine Energielücke am Dirac-Punkt zu erzeugen (Abb. 3a) [4, 5].

Diese direkte Beobachtung von Floquet-Zuständen gestaltet sich in Graphen bis heute schwierig. Jedoch gibt es auch im Ladungs-Transportverhalten von Graphen unter zirkular polarisiertem Licht typische Fingerabdrücke der Floquet-Effekte. Im Floquet-Chern-Isolator hat die oben beschriebene nichttriviale Topologie neben dem Auftreten einer Energielücke und den Randmoden mit Drehsinn eine weitere Konsequenz: Das Anlegen einer Spannung entlang der  $x$ -Richtung bewirkt eine Hall-Spannung entlang der  $y$ -Richtung – analog zum klassischen Hall-Effekt in gekreuzten elektrischen und magnetischen Feldern. Bei sehr



**Abb. 3** Die Zeit- und winkelaufgelöste Photoemissionsspektroskopie (a) offenbart die Dirac-Oberflächenzustände (Surface States, SS) und das Leitungsband im Inneren (Bulk Conduction Band, BCB) von  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$ . Vor dem Eintreffen des Laserpulses ( $t = -0,5$  ps) ist die Gleichgewichts-Bandstruktur zu sehen (links) [5]. Während des Pulses ( $t = 0$  ps) erkennt man die Floquet-Seitenbänder  $n_{-1}$  bis  $n_2$  des oberen Teils des Dirac-Kegels. Links in b) ist die Skizze der Floquet-Bloch-Bandstruktur für die Parameter der Experiments [6] gezeigt; neben der Bandlücke  $\Delta_0$  am Dirac-Punkt ist die Hybridisierungslücke  $\Delta_1$  eingezeichnet, die zwischen dem ursprünglichen Dirac-Kegel und den darüber und darunter liegenden Seitenbändern entsteht. Rechts ist die Hall-Leitfähigkeit  $G_{xy}$  in der periodisch getriebenen Probe in Vielfachen des Leitfähigkeits-Quantums  $e^2/h$  gezeigt. Um die Fermi-Energie  $E_F$  findet sich ein Maximum der Breite  $\Delta_0$ . Zwei weitere Maxima existieren im Bereich der Seitenband-Kreuzungen mit Breite  $\Delta_1$ .

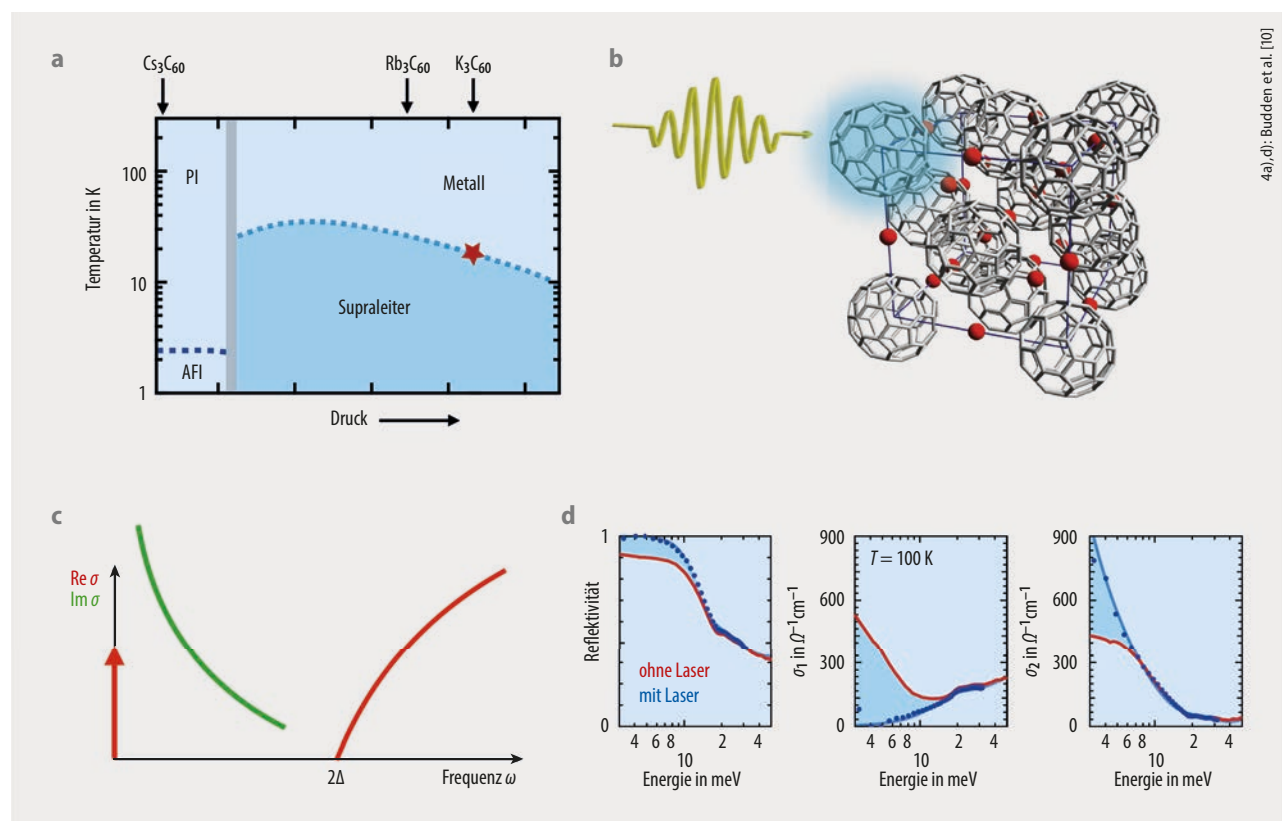
tiefen Temperaturen ist die zugehörige Hall-Leitfähigkeit ein ganzzahliges Vielfaches des Quantums der elektrischen Leitfähigkeit,  $2 \times e^2/h$  (ein Quantum pro Spin). Um die Hall-Leitfähigkeit im Floquet-getriebenen System nachzuweisen, bauten James McIver und das Team um Andrea Cavalleri am Max-Planck-Institut für Struktur und Dynamik der Materie in Hamburg ein komplexes Experiment auf. Dieses erlaubt es, den Ladungstransport unter kurzen Laserpulsen mit einer Zeitauflösung von unter einer Piko-sekunde zu messen. Damit wiesen sie im Jahr 2020 den lichtinduzierten anomalen Hall-Effekt in Graphen nach (Abb. 3b) [6]. Die Hall-Leitfähigkeit war aufwändig mittels lichtempfindlicher Schalter zu rekonstruieren, da elektronische Messmethoden für Ströme auf diesen extrem kurzen Zeitskalen nicht infrage kommen. Der an der Fermi-Energie gemessene Wert von  $1,8 \times e^2/h$  ist nicht weit vom idealen Wert  $2 \times e^2/h$  entfernt. Für ein präziseres Verständnis des nicht-idealen Floquet-Chern-Isolators gilt es, auch lichtinduzierte Anregungen ins Leitungsband von Graphen zu berücksichtigen, die im realen System unvermeidbar sind.

Die bisherigen Betrachtungen beruhten wesentlich auf dem Konzept der Bandlelektronen, die als Quasiteilchen im Festkörper nur schwach miteinander und mit dem Ionen-gitter wechselwirken. In Quantenmaterialien mit Elektron-Elektron- und Elektron-Phonon-Wechselwirkungen spie-

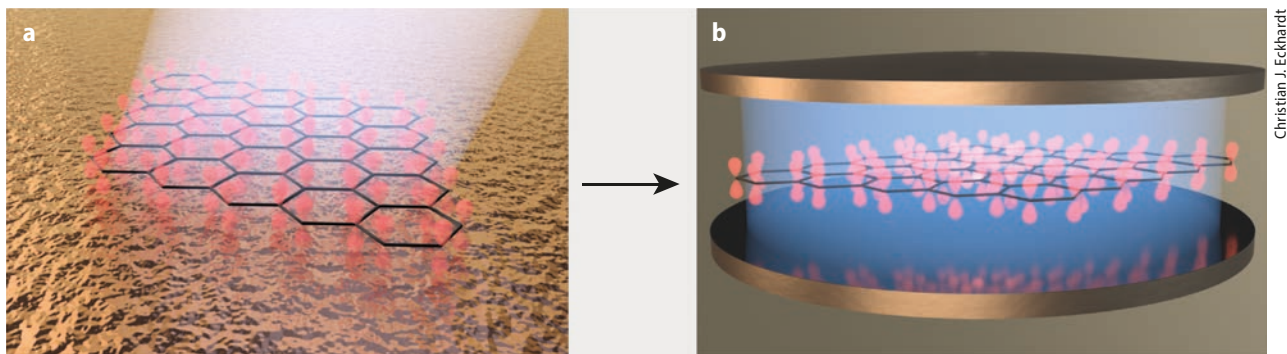
len aber Korrelationseffekte eine wichtige Rolle. Insbesondere führen sie zu interessanten Phasendiagrammen, die metallische, isolierende und auch supraleitende Zustände enthalten können (Abb. 4a). Laserpulse können solche Phasen kontrollieren oder auch verändern. Der erste Nachweis eines lichtinduzierten Phasenübergangs von einem Isolator zu einem Metall gelang 1990 in Japan [7].

## Supraleitung durch Licht induziert?

In den vergangenen Jahren konnte die Gruppe von Andrea Cavalleri einen neuartigen Effekt in verschiedenen Materialien nachweisen, welche die optischen Eigenschaften eines durch Licht induzierten Supraleiters zeigen [8]. Dazu betrachte man zunächst das Phasendiagramm (Abb. 4a). In der Regel tritt Supraleitung beim Abkühlen eines Materials aus einem metallischen Zustand zu tiefen Temperaturen auf. Dies entzieht dem System Entropie und erlaubt es, Cooper-Paare aus einzelnen Elektronen zu formen und diese Paare in einen phasenkohärenten Zustand zu versetzen. Jede Form der Energie- bzw. Entropiezufuhr ist schlecht für die Phasenkohärenz, Aufheizen führt zum Verlust der Supraleitung. Daher sollte die Laseranregung einen Supraleiter in die normalleitende metallische Phase versetzen – und in den meisten Fällen ist das auch so.



**Abb. 4** Das Phasendiagramm der alkalidotierten Fulleride  $A_3C_{60}$  ( $A = Cs, Rb, K$ ) enthält je nach Dotierungsatomen und als Funktion von Druck und Temperatur paramagnetische isolierende (PI), antiferromagnetische isolierende (AFI), metallische und supraleitende Phasen (a). In  $K_3C_{60}$  beträgt die kritische Sprungtemperatur für Supraleitung etwa 23 K (roter Stern). Charakteristisch für die Kristallstruktur der Fulleride sind die Kohlenstoff-Fußbälle mit dazwischen sitzenden Alkali-Atomen (rot, b). Ein kurzer Laserpuls bringt das Material aus dem Gleichgewicht. Der Realteil der komplexen optischen Leitfähigkeit  $\sigma$  (rot, c) zeigt eine Diracsche  $\delta$ -Funktion bei  $\omega = 0$  (roter Pfeil) und eine supraleitende Energielücke  $2\Delta$ . Der zugehörige Imaginärteil divergiert bei kleinen Frequenzen wie  $\omega^{-1}$ . Die gemessene optische Reflektivität (d, links), Real- (Mitte) und Imaginärteil (rechts) der optischen Leitfähigkeit zeigen bei  $T = 100$  K ohne Laseranregung (rot) metallisches Verhalten; mit Laseranregung (blau) verhalten sie sich ähnlich einem Supraleiter [10].



Christian J. Eckhardt

**Abb. 5** Die Idee der Cavity-Quantenmaterialien besteht darin, dass starke Laserpulse im Vakuum (a), die zu Floquet-Engineering führen können, durch starke Licht-Materie-Kopplung in Cavities (b) „ersetzt“ werden aufgrund eines reduzierten Photonen-Modenvolumens oder wegen Nahfeldeffekten auf Metalloberflächen. Dadurch ersetzt ein quantenmechanischer Zustand mit wenigen Photonen, der jedoch stärker an das eingebettete Material gekoppelt ist, einen klassischen, kohärenten Vielphotonenzustand.

Nur für bestimmte Systeme und für spezielle Formen der Laseranregung verkehrt sich dieses Prinzip in sein Gegenteil, und ein normalleitendes Material (beispielsweise  $K_3C_{60}$ , **Abb. 4b**) wird kurzzeitig „supraleitend“ – paradoxerweise weit oberhalb seiner kritischen Sprungtemperatur im Gleichgewicht.

Ähnlich dem Transport in lasergetriebenem Graphen ist diese Supraleitung, die nur für wenige Pikosekunden besteht, nicht direkt nachweisbar, sondern nur indirekt über die optischen Eigenschaften. Dazu gilt es, mit einem Abfragepuls zu bestimmen, wie viel Licht bei welchen Frequenzen die Probe reflektiert. Aus der Reflektivität ergibt sich die optische Leitfähigkeit (**Abb. 4b**). Die optische Leitfähigkeit ist eine komplexe Funktion der angelegten Lichtfrequenz und besitzt somit Real- und Imaginärteil. Der Realteil spiegelt den Strom wider, der dem Lichtfeld in Phase folgt, während der Imaginärteil die phasenverschobene Reaktion des Materials anzeigt. Das besondere Charakteristikum eines perfekten elektrischen Leiters ist die  $\delta$ -Funktion bei  $\omega = 0$  im Realteil der Leitfähigkeit. Diese bedeutet, dass ein einmal angeworfener Strom nie zerfällt, dass also perfekte Leitfähigkeit für Gleichstrom herrscht. Bei endlichen Frequenzen existiert eine Anregungslücke  $2\Delta$ , die mit der Paarungsenergie der Cooper-Paare im Supraleiter verbunden ist. Zur  $\delta$ -Funktion im Realteil gehört ein divergierender Imaginärteil, da beide Teile der komplexen Funktion miteinander verknüpft sind.

Für einen lichtinduzierten kurzlebigen Zustand lässt sich die  $\delta$ -Funktion nicht direkt messen, da Licht nur bei endlichen Frequenzen abfragen kann und es daher keine Information zum Verhalten bei  $\omega = 0$  liefert. Daher gilt es im Experiment, auf die Energielücke im Realteil und die Divergenz im Imaginärteil als Fingerabdrücke der „Supraleitung“ zurückzugreifen (**Abb. 4d**). Dieser Nachweis erfolgte im Jahr 2016 [9]. Ein wesentlicher Fortschritt gelang 2021 durch den Nachweis einer langlebigen, metastabilen Version der lichtinduzierten Supraleitung in  $K_3C_{60}$  [10]. Unter besonders starken Laserpulsen mit Frequenzen im mittleren Infrarotbereich traten Lebensdauern von mehreren Nanosekunden auf statt der vorher erreichten wenigen Pikosekunden. Diese tausendmal längere Lebensdauer reicht aus, um die optischen Messungen mit zeitaufgelösten Transportmessungen zu vergleichen. Demnach ist der

langlebige lichtinduzierte Zustand mit perfekter Metallizität kompatibel (gemessen in einem Kontroll-Experiment mit Transportmethoden).

Bisher war – etwas lapidar – von „lichtinduzierter Supraleitung“ die Rede. Allerdings sind die gemessenen optischen Eigenschaften zwar konsistent mit denen eines Supraleiters. Sie weisen für sich allein allerdings zunächst nur nahezu perfekte Metallizität nach. Das zweite wesentliche Kriterium für Supraleitung – der perfekte Diamagnetismus mit Magnetfeldverdrängung (Meißner-Ochsenfeld-Effekt) – haben die „lichtinduzierten Supraleiter“ noch nicht gezeigt, da die Experimente für lichtgetriebene Systeme und kurzlebige Zustände extrem aufwändig sind und derzeit in Hamburg stattfinden – mit noch offenem Ergebnis.

Die lichtinduzierten supraleitungsartigen Eigenschaften traten in verschiedenen Materialklassen auf [8]. Neben Fullerenen gehören dazu verschiedene Kuprat-Supraleiter und zweidimensionale organische Leiter. All diese Materialien weichen verschieden stark von der konventionellen BCS-Theorie der Supraleitung ab und zeigen Merkmale supraleitender Fluktuationen auch oberhalb der Sprungtemperatur. Interessanterweise scheinen diese Fluktuationen mit dem lichtinduzierten Effekt zusammenzuhängen, denn nur in bestimmten Bereichen des Phasendiagramms gelingt es, den supraleitungsartigen Zustand mit Licht zu erzeugen. Inwieweit diese Beobachtung hilft, ein mikroskopisches Verständnis für lichtinduzierte Supraleitung zu entwickeln, bleibt abzuwarten. In jedem Fall haben diese Experimente für reichlich Erklärungsbedarf in der Theorie gesorgt.

## Hin zu starker Licht-Materie-Kopplung

Für künftige technologische Anwendungen wäre es wünschenswert, wenn sich lichtinduzierte Quantenzustände von Materie nicht nur mit sehr starken Laserpulsen erzielen ließen und wenn man die Lebensdauern solcher neuer Zustände nach Maß verlängern könnte. Bisher haben wir das Licht als klassisches Feld beschrieben, nämlich als externe, quasi-periodische Kraft auf das Material. Doch Licht weist selbst Quanteneigenschaften auf, die sich in quantisierten Energiepaketen, den Photonen, manifestieren. So ist aus der Quantenoptik bekannt, dass in Hohlräumen die spontane Emission von Atomen mit anderen Raten abläuft als im

Vakuum ohne Hohlraum (z. B. Purcell-Effekt). In der Tat gilt es bei den Eigenschaften von Materie immer, auch die Eigenschaften des sie umgebenden Raums mitzudenken. Die Kombination von Quantenoptik und lasergetriebenen Quantenmaterialien führt zum neuen Forschungsfeld der Cavity-Quantenmaterialien. Das sind Materialien, die in einem Hohlraum (englisch: cavity) zwischen Spiegeln eingebettet sind (Abb. 5). In solchen Hohlräumen werden Photonen eingefangen und immer wieder an den Spiegeln reflektiert, sodass sie effektiv stärker als im Vakuum mit dem Material wechselwirken können.

Wenig überraschend kann daher die gezielte Modifikation des umgebenden Raums mit Cavities teils dramatische Effekte auf die in ihnen platzierte Materie haben. Die Forschung an Cavity-Quantenmaterialien steckt noch in den Kinderschuhen [11]. Jedoch lieferten erste Experimente Hinweise darauf, dass sich Phasenübergänge durch die Modifikation des Vakuums selbst ohne Laseranregung verändern lassen. Die Gruppe von Thomas Ebbesen in Straßburg hat experimentell gezeigt, dass die für Supraleiter charakteristische Magnetfeldverdrängung bei veränderten Sprungtemperaturen einsetzt, wenn kleine Körner supra-leitender Materialien in einer Polymermatrix eingebettet und auf eine Goldoberfläche gebracht werden [12]. Ein möglicher Grund hierfür ist die Hybridisierung von teils photonartigen, teils plasmonartigen polaritonischen Anregungen, in denen Licht an die Ladungsverschiebungen an der Goldoberfläche koppelt, wobei spezifische Vibrationen des Polymers und der supraleitenden Körner auftreten. Im Detail ist das Experiment jedoch bisher nicht verstanden.

Die Gruppe von Daniele Fausti in Erlangen zeigte kürzlich, dass sich der Übergang zwischen Metall und Isolator in 1T-TaS<sub>2</sub> drastisch verändert, wenn sich das Material zwischen den Spiegeln einer Fabry-Perot-Kavität befindet [13]. Dieses ebenfalls bisher nicht verstandene Experiment demonstrierte, dass eine Veränderung der Cavity-Resonanzfrequenz, die durch den Spiegelabstand kontrolliert wird, auch den durch den Hohlraum induzierten Effekt ändert. Bereits 2021 berichtete die Gruppe von Jérôme Faist an der ETH Zürich, dass sich die quantisierte Hall-Leitfähigkeit im zweidimensionalen Elektronengas im Magnetfeld durch die Kopplung an Hohlraum-Moden in Split-Ring-Resonatoren modifizieren lässt [14]. Diese Resultate weisen den Weg für weitere Experimente, in denen unterschiedliche Hohlraum-Strukturen mit verschiedenen Quantenmaterialien zu kombinieren sind. Ziel dabei ist es zu untersuchen, wie sich deren Phasendiagramme hierbei verändern. Sie motivieren zudem neue theoretische Untersuchungen zu der Frage, was in solchen komplexen Strukturen genau passiert.

## An den Grenzen zwischen den Communities

Die Forschung an laserangeregten Vielteilchensystemen fern vom thermischen Gleichgewicht hat zu überraschenden Resultaten geführt [15], die teils neue Forschungsrichtungen (Floquet-Materialien, lichtinduzierte Phasenübergänge) begründet haben. Neben den technologischen Entwicklungen waren dafür auch Paradigmenwechsel in unserem Verständnis des Zusammenspiels von Licht mit

Quantenmaterie von zentraler Bedeutung. Um die gewonnenen Einsichten künftig auch in neuen Anwendungen nutzbar zu machen, ist neben einem engen Zusammenspiel von Theorie, Computersimulation und Experiment auch die interdisziplinäre Zusammenarbeit zwischen verschiedenen wissenschaftlichen Communities (z. B. Ultrakurzzeitspektroskopie, Kondensierte Materie, Oberflächenphysik, Materialwissenschaft, Quantenoptik und Photonik) gefragt. Bestenfalls sollten sich diese neuen Verbindungen bereits in der Ausbildung von Studierenden in entsprechenden Master- und Graduiertenprogrammen ergeben.

Richard Feynmans berühmtes Credo „There is plenty of room at the bottom“, das die Nanowissenschaften begründete, sei hier etwas modifiziert wiedergegeben: „There is plenty of room in between the classical and quantum limits of light-matter interactions“. Wenn es gelingt, starke Licht-Materie-Kopplung mit gezielter Laseranregung zu kombinieren, werden sich neue Möglichkeiten ergeben, um lichtgetriebene Quantenzustände von Materie zu designen.

## Literatur

- [1] T. Oka und H. Aoki, Phys. Rev. B **79**, 081406(R) (2009)
- [2] M. Aidelsburger und C. Weitenberg, Physik Journal, Juli 2021, S. 46
- [3] M. S. Rudner und N. Lindner, Nat. Rev. Phys. **2**, 229 (2020)
- [4] Y. H. Wang et al., Science **342**, 453 (2013)
- [5] F. Mahmood et al., Nat. Phys. **12**, 306 (2016)
- [6] J. W. McIver et al., Nat. Phys. **16**, 38 (2019)
- [7] S. Koshihara et al., Phys. Rev. B **42**, 6853(R) (1990)
- [8] A. Cavalleri, Contemp. Phys. **59**, 31 (2018)
- [9] M. Mitrano et al., Nature **530**, 461 (2016)
- [10] M. Budden et al., Nat. Phys. **17**, 611 (2021)
- [11] F. Schlawin, D. M. Kennes und M. A. Sentef, Appl. Phys. Rev. **9**, 011312 (2022)
- [12] A. Thomas et al., arXiv:1911.01459
- [13] G. Jarc et al., arXiv:2210.02346
- [14] F. Appugliese et al., Science **375**, 1030 (2022)
- [15] A. de la Torre et al., Rev. Mod. Phys. **93**, 041002 (2021)

## Der Autor



**Michael A. Sentef** (FV Tiefe Temperaturen und FV Oberflächenphysik) studierte in Augsburg Physik und promovierte in Theoretischer Festkörperphysik. Er war Postdoc an der Stanford University und dem SLAC National Accelerator Laboratory, wo sein Interesse für Nichtgleichgewichtsprozesse und ultraschnelle Phänomene in Fest-

körpern geweckt wurde. Nach einem kurzen Aufenthalt an der Universität Bonn wechselte er 2015 an das Max-Planck-Institut für Struktur und Dynamik der Materie in Hamburg. Seit Dezember 2022 ist er Associate Professor an der University of Bristol. Vor kurzem war er zu Gast im ZEIT-Podcast „Frisch an die Arbeit“.

**Prof. Dr. Michael A. Sentef**, School of Physics, University of Bristol, Tyndall Avenue, Bristol BS8 1TL, England; Max-Planck-Institut für Struktur und Dynamik der Materie, Luruper Chaussee 149, 22761 Hamburg, ab 1.4.: Institut für Theoretische Physik, Universität Bremen, Otto-Hahn-Allee 1, 28359 Bremen