

■ Eingesperrt – nicht hinter, sondern auf dem Gitter

Destructive Interferenz in photonischen Netzwerken mit Flachbändern erlaubt es, Licht gezielt in räumlich kompakten Wellenzuständen einzusperrern.

Die Welleninterferenz in neuartigen optisch strukturierten Materialien ermöglicht es, den Transport von Licht im Detail zu kontrollieren. Dazu zählt insbesondere das Einsperren von Licht und dessen wohldefiniertes lokalisiertes Führen durch „photonische Gitter“. Diese Gitter bestehen aus zueinander parallel angeordneten Einmoden-Wellenleitern mit Durchmessern im Mikrometer-Bereich und einer Gesamtlänge von bis zu einem halben Meter. Quer zur Ausbreitungsrichtung entsteht aufgrund der räumlich periodischen Modulation des Brechungsindex mit einer Amplitude $\delta n \sim 0,7 \cdot 10^{-3}$ eine zweidimensionale Gitterstruktur mit Gitterkonstanten im 10- μm -Bereich. Licht kann dann aus einem Wellenleiter in einen benachbarten tunneln. Die Einhüllende der Lichtwelle variiert entlang der Ausbreitungsrichtung nur langsam im Vergleich zur Lichtwellenlänge. Die dazugehörige Wellenzahl k_{\parallel} lässt sich im Rahmen einer parabolischen Näherung der Maxwell-Gleichungen als Eigenwert einer effektiven Schrödinger-Gleichung interpretieren. Das führt – dank der diskreten Translationsinvarianz des in transversaler Richtung zweidimensionalen Gitters – zu einer Bandstruktur des Eigenwerts k_{\parallel} als Funktion des transversalen Wellenzahlvektors \vec{k}_{\perp} .

Für gewöhnlich sind Bandstruktur-Eigenzustände aufgrund der Translationsinvarianz nicht lokalisiert, sondern ausgedehnt. Dies gilt aber nicht für spezielle reguläre Gitterstrukturen mit makroskopisch entarteten flachen Bändern. Wir betrachten dazu eine zeitunabhängige Schrödinger-Gleichung für die Wellenausbreitung auf einem translationsinvarianten Gittermodell, das von lokalisierten Zuständen Ψ_m ausgeht und Matrixelementen $t_{m,n}$, welche die Sprungwahrscheinlichkeit („Hopping“) zwischen verschiedenen Gitterplätzen m bzw. n beschrei-

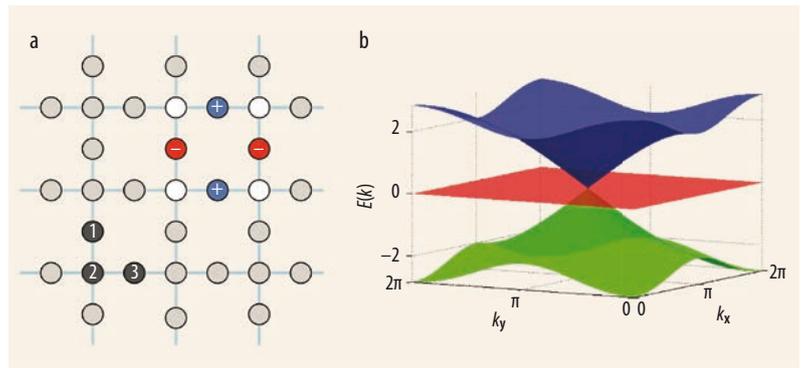


Abb. 1 Die Elementarzelle des zweidimensionalen Lieb-Gitters besteht aus den drei Gitterplätzen 1, 2 und 3 (a, Details im Haupttext). Die Bandstruktur

des zweidimensionalen Lieb-Gitters mit $t_x=t_y=1$ und einem Flachband (rot) bei Energie $E=0$.

ben. Im Rahmen dieses Tight-Binding-Gittermodells nimmt die Schrödinger-Gleichung die Form $k_{\parallel} \Psi_m = -\sum_n t_{m,n} \Psi_n$ an. Aufgrund ihrer speziellen Symmetrie besitzt nun eine besondere Klasse von Gittern („Flachband-Gitter“) mit mindestens zwei Gitterplätzen pro Elementarzelle zumindest ein Band, dessen Eigenwerte nicht vom Wellenvektor \vec{k}_{\perp} abhängen, das also komplett flach ist [1]. Flachbänder sind somit makroskopisch entartet. Sie wurden in den 1990er-Jahren von Zeng, Elser, Mielke und Tasaki eingeführt, um Probleme des Ferromagnetismus und der Frustration zu diskutieren (vgl. den Übersichtsartikel [1]).

Flachbänder entstehen dank der Existenz kompakter lokalisierter Eigenzustände [1]. Die komplexen Amplituden eines kompakten lokalisierten Eigenvektors verschwinden exakt außerhalb eines endlichen Volumens. Diese Zustände benötigen im Gegensatz zu Defekt- und Unordnungszuständen (die zwar auch lokalisiert, jedoch nicht kompakt sind) keine Störung der perfekten Gitterstruktur. Stattdessen ist destruktive Interferenz entscheidend – sie verhindert, dass die Wellenfunktion von einem Gitterplatz m mit endlicher Amplitude auf unbesetzte, über $t_{m,n}$ verbundene Gitterplätze n tunnelt [2]. Ein angeregter kompakter lokalisierter

Lichtzustand sperrt demzufolge das Licht vollständig auf einer endlichen kleinen Anzahl von Wellenleitern ein – das Licht kann nicht auf benachbarte Wellenleiter „wegtunneln“, obwohl die Wellenleiter miteinander verbunden sind.

Flachbänder wurden schon mehrfach experimentell beobachtet. Vor drei Jahren untersuchten Masumoto et al. Photolumineszenzeigenschaften dissipativer Exziton-Polariton-Kondensate auf Kagome-Gittern, die sich mit Flachbändern erklären lassen [3]. Guzman-Silva et al. publizierten im vergangenen Jahr Ergebnisse zu Transporteigenschaften photonischer Lieb-Gitter, die im Einklang mit der Existenz von Flachbändern stehen [4]. Eine direkte Beobachtung der beugungsfreien Ausbreitung kompakter lokalisierter Zustände stand jedoch bislang aus. Dies liegt vor allem an der Empfindlichkeit dieser Zustände gegenüber langreichweitiger Wechselwirkung mit anderen dispersiven Bändern. Daher ist eine sehr gute Kontrolle der kurzreichweitigen Tight-Binding-Kopplungen unerlässlich.

Kürzlich gelang es in zwei Experimenten, Licht in kompakten lokalisierten Flachband-Zuständen auf einem zweidimensionalen Gitter einzusperrern [5, 6]. Die Elementarzelle des verwendeten Lieb-Gitters besteht aus drei Gitterplätzen (1, 2,

Prof. Dr. Sergej Flach, Institute for Basic Science, Center for Theoretical Physics of Complex Systems, Daejeon, Südkorea und New Zealand Institute for Advanced Study, Centre for Theoretical Chemistry and Physics, Massey University, Auckland, Neuseeland; Dr. Joshua D. Bodyfelt, New Zealand Institute for Advanced Study, Centre for Theoretical Chemistry and Physics, Massey University, Auckland, Neuseeland

3 in Abb. 1a). In sehr guter Näherung sind die Hopping-Elemente t nur von null verschieden zwischen benachbarten Gitterpunkten, die durch graue Linien verbunden sind. Die Elliptizität der experimentell erzeugten Wellenleiter führt im Allgemeinen zu anisotropen Hopping-Elementen entlang der x - und y -Achsen. Eines der drei Energiebänder ist flach (Abb. 1b). Ein kompakter lokalisierter Eigenzustand existiert z. B. ausschließlich auf den zwei blau bzw. rot markierten Gitterplätzen, mit entsprechenden positiven bzw. negativen Amplituden. Auf den vier weißen Gitterplätzen verhindert destruktive Interferenz ein Zerfließen des Eigenzustands, sodass die Wellenamplitude verschwindet.

Beide Arbeitsgruppen benutzten auf einfallsreiche Art photonische Gitter und untersuchten Strukturen mit insgesamt etwa 300 Wellenleitern in zweidimensionalen Lieb-Gitter-Konfigurationen. Diese wurden mit Hilfe eines Femtosekunden-Ätzverfahrens buchstäblich in Glassubstrate geschrieben, die auf Silizium basieren. Derartige photonische Gitter erlauben ein Höchstmaß an Kontrolle über die Gitterabstände. Die optimale Realisierung eines Tight-Binding-Gittermodells gelang für einen Gitterabstand $a = 20 \mu\text{m}$ (Lichtwellenlänge $\lambda = 532 \text{ nm}$ [5]) bzw. $a = 44 \mu\text{m}$ (mit $\lambda = 780 \text{ nm}$ [6]). Dabei sind Hopping-Prozesse zu übernächsten Nachbarn vernachlässigbar, zwischen benachbarten Wellenleitern aber immer noch stark genug. Der tatsächliche Abstand zwischen den Zentren zweier benachbarter Wellenleiter beträgt $a/2$.

Um die Existenz eines kompakten lokalisierten Zustandes nachzuweisen, ist jedoch noch eine präzise Präparation des Anfangszustands nötig, der wohldefinierte Amplituden- und Phasenrelationen in den anzuregenden Wellenleitern voraussetzt. Dazu steht ein ganzes Arsenal an technischen Methoden zur Verfügung, u. a. horizontal polarisiertes Licht, räumliche Lichtmodulatoren, Polarisatoren, Mikroskopobjektive, CCD-Kameras sowie optische Beugungselemente.

Der Einsatz hat sich gelohnt – im Ergebnis stellen die Autoren beider Arbeiten eine Reihe von Aufnahmen des Ausgangssignals (mit CCD-Kameras aufgenommen) vor, also die Lichtintensitätsverteilung nach einer Ausbreitung des Eingangszustands über 10 cm. Sowohl einzelne kompakte lokalisierte Zustände als auch Kombinationen mehrerer solcher Zustände ließen sich erfolgreich beobachten. Sind hingegen im Anfangszustand die Phasenrelationen inkorrekt gewählt, so beobachtet man die gewöhnliche Ausbreitung des Lichts auf die gesamte Wellenleiterstruktur [5].

Damit ist ein neues Kapitel auf dem Gebiet der kontrollierten Lichtausbreitung in photonischen synthetischen Materialien aufgeschlagen. Wie um dies zu unterstreichen, haben Baboux et al. vor wenigen Monaten kompakte lokalisierte Zustände mit Hohlraum-polaritonen in eindimensionalen Lieb-Gittern beobachtet [7]. Nach dem Motto – *all that can be done, will be done*.

Sergej Flach und Joshua D. Bodyfelt

- [1] O. Derzhko, J. Richter und M. Maksymenko, Int. J. Mod. Phys. B **29**, 1530007 (2015)
- [2] S. Flach et al., EPL **105**, 30001 (2014)
- [3] N. Masumoto et al., New J. Phys. **14**, 065002 (2012)
- [4] D. Guzman-Silva et al., New J. Phys. **16**, 063061 (2014)
- [5] R. A. Vicencio et al., Phys. Rev. Lett. **114**, 245503 (2015)
- [6] S. Mukherjee et al., Phys. Rev. Lett. **114**, 245504 (2015)
- [7] F. Baboux et al., arXiv:1505.05652 (2015)