

von Beckmann et al. könnten somit einen Beitrag bei der Entwicklung von Bauelementen darstellen, die für Quantencomputer eine Rolle spielen.

MATTHIAS ESCHRIG

- [1] D. Beckmann, H. B. Weber und H. v. Löhneysen, Phys. Rev. Lett. **93**, 197003
- [2] A. F. Andreev, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **46**, 1823 (1964) [Sov. Phys. JETP **19**, 1228 (1964)]
- [3] G. Deutscher und D. Feinberg, App. Phys. Lett. **76**, 487 (2000)
- [4] D. V. Averin und Yu. V. Nazarov in Single Charge Tunneling, hrsg. von H. Grabert und M. H. Devoret, Plenum Press, New York (1992)
- [5] M. S. Choi, Ch. Bruder und D. Loss, Phys. Rev. B **62**, 13569 (2000)

## Lokal angeregt, ganz diskret

**In nichtlinearen räumlich diskreten Systemen sind lokalisierte Moden generisch – wie jüngst auf atomarer Skala bestätigt.**

Festkörper besitzen aufgrund ihrer diskreten Translationssymmetrie räumlich ausgedehnte wellenartige Anregungen, etwa Gitterschwingungen (Phononen), Spinanregungen (Magnonen) und verschiedene elektronische Anregungen mit einer entsprechenden Bandstruktur. Seit ca. 80 Jahren ist bekannt, dass bei Verletzung der Translationsinvarianz, z. B. durch Defekte oder Unordnung, räumlich lokalisierte Anregungen entstehen können. Dieses Lehrbuchwissen wurde seit Ende der 1980-er Jahre wesentlich erweitert, als man erkannte, dass die Nichtlinearität in einem translationsinvarianten räumlich diskreten System zu lokalisierten Anregungen führen kann. Während letztere in räumlich kontinuierlichen nichtlinearen Systemen nur unter starken Einschränkungen (Eindimensionalität, Integrität usw.) vorkommen, existieren lokalisierte Anregungen auf diskreten nichtlinearen Gittern als generische Lösungen der zugrunde liegenden Bewegungsgleichungen, unabhängig von der Gitterdimension, der konkreten Form der Bewegungsgleichungen, der Anzahl der Freiheitsgrade pro Gitterplatz etc. Neben einer Reihe von beeindruckenden, vom Standpunkt der Physik sehr unterschiedlichen Experimenten zum Nachweis dieser in der Literatur oft als intrinsisch lokalisierte Moden (ILM), Discrete

Breather (DB) oder diskrete Solitonen (DS) bezeichneten Anregungen, gelang nun an der Cornell University auch der direkte Nachweis von räumlich lokalisierten Spinanregungen auf atomarer Skala für den uniaxialen Antiferromagneten  $(\text{C}_2\text{H}_5\text{NH}_3)_2\text{CuCl}_4$  [1], nachdem ihre Existenz bereits vor fünf Jahren indirekt nachgewiesen wurde [2].

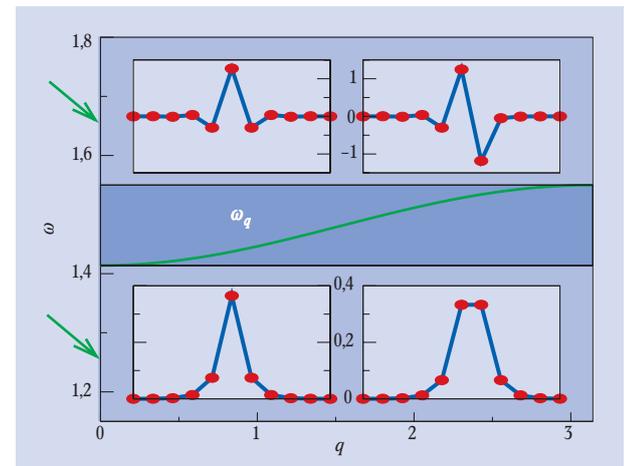
Theoretische Untersuchungen dieser Anregungen wurden bereits 1970 von Ovchinnikov durchgeführt [3] und später von Sievers und Takeno im Zusammenhang mit Gitterschwingungsmodellen fortgesetzt [4]. Seitdem sind zahlreiche Arbeiten zum mathematischen Verständnis der dynamischen Lokalisierung erschienen [5]. Kurz gefasst, wird ein räumliches translationsinvariantes Gitter mit einem Freiheitsgrad pro Gitterpunkt betrachtet. Nichtlineare Bewegungsgleichungen, die eine im Allgemeinen kurzreichweitige Wechselwirkung auf dem Gitter beinhalten, beschreiben die Dynamik. Unter der Annahme eines klassischen Grundzustandes, der einem Energieminimum entspricht, führt die Linearisierung der Bewegungsgleichungen zu Lösungen in der Form von ebenen Wellen mit einer Dispersionsrelation  $\omega_q$ , die die Frequenzabhängigkeit der ebenen Welle von dem Wellenvektor  $q$  beschreibt. Das Frequenzspektrum  $\omega_q$  ist aufgrund des räumlichen Gitters beschränkt und kann außerdem eine Reihe von verbotenen Bereichen besitzen. Kehrt man nun zum allgemeinen nichtlinearen Problem zurück, so führt die Nichtlinearität zu geänderten Schwingungsfrequenzen und damit nichtlinearen Anregungen mit Frequenzen  $\Omega_b \neq \omega_q$ . Gilt auch für alle Vielfachen der Grundfrequenz einer Anregung  $k\Omega_b \neq \omega_q$ , so erhält man neben einer Vielzahl anderer Lösungen exakte zeitperiodische und räumlich lokalisierte Anregungen – ILMs (Abb. 1). Dies ist im allgemeinen nur für beschränkte Spektren  $\omega_q$  möglich, und schließt damit den Fall von räumlich kontinuierlichen nichtlinearen Feldgleichungen aus.

Angesichts der wenigen Voraussetzungen lassen sich ILMs in räumlich diskreten Systemen spielend auf Rotations- und Spinfreiheitsgrade verallgemeinern. ILM-Anregungen wurden inzwischen direkt in Systemen wechselwirkender Josephson-Kontakte, wechselwirkender nichtlinearer optischer Wellenleiter, getriebenen mikromechanischen

Systemen und Bose-Einstein-Kondensaten auf optischen Gittern beobachtet. Weitere indirekte Beobachtungen gelangen an Einkristallen aus PtCl-Verbindungen sowie in intrinsischen Stapelkontakten von Hochtemperatur-Supraleitern [6]. Für Staubplasmakristallen wurde ihre Existenz vorhergesagt.

Während ILMs in den meisten Experimenten auf  $\mu\text{m}$ -Skalen lokalisieren, demonstriert das neue Experiment von Sato und Sievers ihre Natur auf atomaren Skalen. Die Spins der untersuchten Verbindung sind in einer Ebene stark ferromagnetisch, zwischen den Ebenen aber schwach antiferromagnetisch

Dr. Matthias Eschrig, Institut für Theoret. Festkörperphysik, Universität Karlsruhe, 76128 Karlsruhe

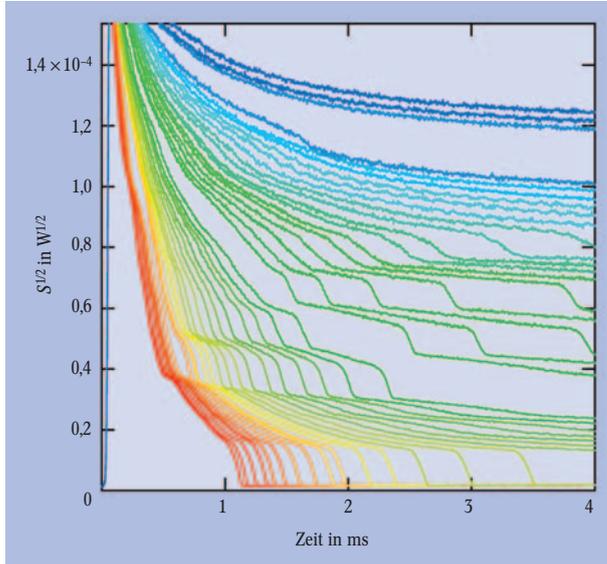


**Abb. 1:** Das Frequenzspektrum  $\omega_q$  (grüne Linie) für eine Kette wechselwirkender anharmonischer Oszillatoren. Die grünen Pfeile markieren zwei ausgewählte ILM-Frequenzen. Diesen entsprechen die gezeigten ausgewählten räumlichen Profile von lokalisierten Anregungen verschiedener Symmetrie [6].

gekoppelt. In [2] wurde das System mit einem starken elektromagnetischen Wechselfeld knapp unterhalb des Spinwellen-Bandes kleinamplitudiger Anregungen getrieben. Spinwellen werden mit wachsender Amplitude instabil und zerfallen in stark nichtlineare, räumlich getrennte ILMs mit Frequenzen in der Bandlücke unterhalb des Spinwellen-Bandes. Für diese ILMs wird eine charakteristische Lokalisierungslänge von der Größenordnung zwischenatomarer Abstände erwartet.

Sato und Sievers verwenden einen zusätzlichen Puls bei der Frequenz  $f_2$ , um frequenznahe ILMs phasenstarr zu koppeln und somit vor einem zu schnellen Zerfall zu bewahren. ILM-Anregungen bei der Frequenz  $f_2$  transformieren ein Probenfeld mit Frequenz  $f_3$  in eine Emissionswelle bei der Detektorfrequenz  $f_{\text{det}} = 2f_2 - f_3$ , deren Amplitude proportional zur Energie und Anzahl der ILMs ist. Sato und Sievers

geling es damit, den Zerfall von einzelnen ILM-Anregungen zeitaufgelöst zu beobachten. Abbildung 2 zeigt Zerfallskurven als eine Überlagerung einer exponentiellen Relaxation, die der ausgedehnten Spinwelle zugewiesen wird, und Stufen einheitlicher Energie, die als Zerfall einzelner ILMs interpretiert werden.



**Abb. 2:** Quadratwurzel der Emission  $S$  als Funktion der Zeit (gemessen bei  $f_{\text{det}} = 2f_2 - f_3$ ), für  $34 \text{ mW} < f_2 < 88 \text{ mW}$  (von rot nach blau). Die beobachteten Emissionsstufen markieren den Zerfall einzelner intrinsisch lokalisierter Moden.

Das elegante Experiment von Sato und Sievers unterstreicht auf beeindruckende Weise die Vielfalt der inzwischen bekannten Systeme, in denen diese Anregungen existieren. Notwendig bleibt ein besseres Verständnis davon, wie diese Anregungen zu den verschiedenen Eigenschaften der untersuchten Objekte beitragen. Dann sollten auch Anwendungen möglich werden, zum Beispiel für nichtlineare optische Schalter oder das gezielte Aufbrechen chemischer Bindungen [5, 6].

SERGEJ FLACH UND  
ULRICH SCHWARZ

- [1] M. Sato und A. J. Sievers, *Nature* **432**, 486 (2004)
- [2] U. T. Schwarz, L. Q. English, und A. J. Sievers, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 223 (1999)
- [3] A. A. Ovchinnikov, *Sov. Phys. JETP* **30**, 147 (1970).
- [4] A. J. Sievers und S. Take-no, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 970 (1988)
- [5] S. Aubry, *Physica D* **103**, 201 (1997); S. Flach und C. R. Willis, *Phys. Rep.* **295**, 181 (1998); T. Dauxois et al. (Hrsg.), *Energy Localisation and Transfer*, World Scientific (2004)
- [6] D. K. Campbell, S. Flach und Yu. S. Kivshar, *Physics Today*, Januar 2004, S. 43

Priv.-Doz. Dr. Sergej Flach, Max-Planck-Institut für Physik komplexer Systeme, Nöthnitzer Str. 38, 01187 Dresden; Priv.-Doz. Dr. Ulrich T. Schwarz, Institut für experimentelle und angewandte Physik, Universität Regensburg, Universitätsstr. 31, 93053 Regensburg

## Starke Kopplung im Festkörper

*In Mikroresonatoren mit eingebetteten Quantenpunkten lässt sich die Kopplung zwischen Lichtemitter und Resonatormode gezielt einstellen.*

Das gekoppelte System aus einem Atom und einer einzelnen Mode eines Resonators ist das Parade-modell in der Quantenoptik. Sowohl für die Grundlagenforschung, bei der fundamentale Aspekte bezüglich Kohärenz und Dekohärenz in quantenmechanischen Systemen studiert werden, als auch für die Quanteninformationswissenschaft spielt es eine herausragende Rolle. An diesem System wurde in der Vergangenheit demonstriert, dass sich optische Prozesse (wie z. B. die spontane Emission von Photonen) modifizieren lassen, indem man die Kopplung zwischen Atom und elektromagnetischem Feld gezielt beeinflusst. Darüber hinaus war es möglich, nichtklassische Zustände, Superpositionen von Quantenzuständen [1], sowie insbesondere eine quantenmechanische Verschränkung zwischen Quantensystemen in Resonatoren sehr hoher Güte zu erzeugen [2]. Im Allgemeinen sind derartige Experimente jedoch durch die Schwierigkeit limitiert, einzelne Atome im Feldmaximum einer Resonatormode festzuhalten.

Hier könnten im Prinzip Festkörpersysteme Abhilfe schaffen. Allerdings war es bisher nicht möglich gewesen, Resonatorstrukturen ausreichender Güte in Festkörpern zu realisieren, welche den Effekt eines kohärenten Energieaustausches zwischen einem einzelnen Lichtemitter und einer Resonatormode erlauben. Dies hat sich jedoch durch die bahnbrechenden Arbeiten zweier unabhängiger Gruppen in Deutschland und den USA grundlegend geändert [3, 4]. Beiden Gruppen gelang es, durch die Verwendung von selbstorganisierten Halbleiter-Quantenpunkten in Mikroresonatoren in den Bereich der sog. *starken Kopplung* vorzustoßen.

Das elementare Modellsystem in der Resonator-Quantenelektrodynamik ist ein Zwei-Niveau-Emitter, welcher resonant mit einer Resonatormode wechselwirkt. Bei schwacher optischer Anregung eines Quantenpunktes, d. h. wenn im Mittel nur ein Elektron und ein Loch in den Quantenpunkt gelang-

gen, bildet sich aufgrund des starken Ladungsträgeranschlusses und der Coulomb-Wechselwirkung ein gebundener Elektron-Loch-Zustand (Exziton), der als Zwei-Niveau-System angesehen werden kann. Je nach Breite der Resonatormode kann man das System als Zwei-Niveau-System gekoppelt an das Kontinuum beschreiben (*schwache Kopplung*), was zum Zerfall des Zwei-Niveau-Systems führt, oder als zwei gekoppelte diskrete Zustände, bei denen die Energie wie bei einer Schwebung periodisch ausgetauscht wird (*starke Kopplung*). Bei *schwacher Kopplung* sind Effekte wie die Verstärkung oder Unterdrückung der spontanen Emission verglichen zur strahlenden Rekombination im Vakuum (d. h. *ohne* umgebende Resonatorstruktur) beobachtbar, und spontan emittierte Photonen lassen sich gezielt in die Grundmode des Resonators einkoppeln. Diese Kontrolle der spontanen Emission ist insbesondere attraktiv für Anwendungen in der Optoelektronik, wie z. B. Laser mit niedriger Schwelle, die Realisierung von hocheffizienten Leuchtdioden oder aber triggerbare Einzelphotonenquellen mit hoher Wiederholrate [5].

Bei *starker Kopplung* kann der Emitter für eine gewisse Zeit *kohärent* mit einer Resonatormode in Wechselwirkung treten: Dabei wird die Energie periodisch zwischen Emitter und Mode ausgetauscht. Dieses Regime setzt voraus, dass die Exziton-Photon-Kopplung (ausgedrückt über den *Kopplungsparameter*  $g$ ) die Dekohärenzraten des Systems aus Emitter (Rate  $\gamma_x$ ) und Resonatormode (Rate  $\gamma_c$ ) übertrifft:  $g^2 > (\gamma_c - \gamma_x)^2/16$ . Diese Dekohärenzraten resultieren einerseits aus dem Photonenverlust aus der Mode des Resonators ( $\gamma_c \sim 1/Q$ ,  $Q$ : Resonatorgüte), andererseits aus der Dephasierung des exzitonischen Dipols, welcher im Wesentlichen durch die spontane Emissionsrate des Exzitons bestimmt wird. Falls der Quantenpunkt im Maximum des elektrischen Feldes der Resonatormode platziert ist, gilt:  $g \sim (f/V_m)^{1/2}$  mit der Oszillatorstärke  $f$  des Exzitons und dem Modenvolumen  $V_m$  des Resonators. Da  $\gamma_c$  für sehr kleine Resonatorstrukturen üblicherweise sehr viel größer als  $\gamma_x$  ist, liegt die Herausforderung darin, das Produkt  $(f/V_m)^{1/2}Q$  zu maximieren, was Resonatoren höchster Güte bei möglichst kleinem Modenvolumen erfordert. Zusätzlich sollte die