

gelang 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.

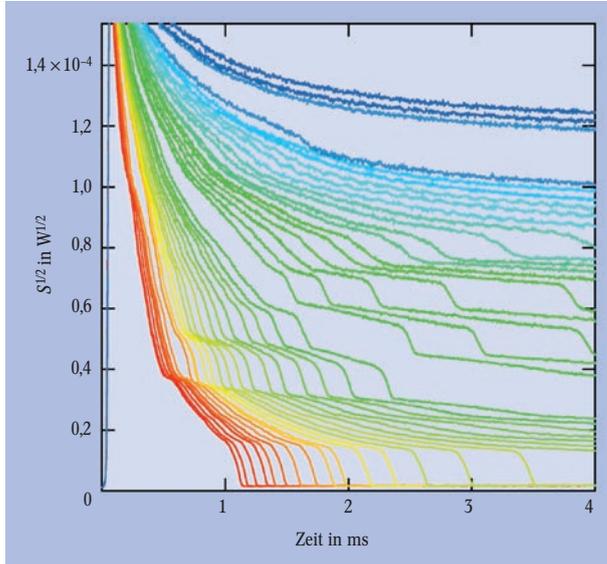


Abb. 2: Quadratwurzel der Emission S als Funktion der Zeit (gemessen bei $f_{\text{det}} = 2f_2 - f_3$), für $34 \text{ mW} < f_2 < 88 \text{ mW}$ (von rot nach blau). Die beobachteten Emissionsstufen markieren den Zerfall einzelner intrinsisch lokalisierter Moden.

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 γ_x) und Resonatormode (Rate γ_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 γ_c für sehr kleine Resonatorstrukturen üblicherweise sehr viel größer als γ_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

Oszillatorstärke des Exzitons im Quantenpunkt maximiert werden.

Die Gruppe um A. Forchel von der Universität Würzburg verwendete eine vertikale Resonatorstruktur, welche mit Molekularstrahlepitaxie hergestellt wurde. Durch eine Kombination von Elektronenstrahl-lithographie und selektivem Ionenätzen gelang es schließlich, zylinderförmige Mikrostrukturen mit

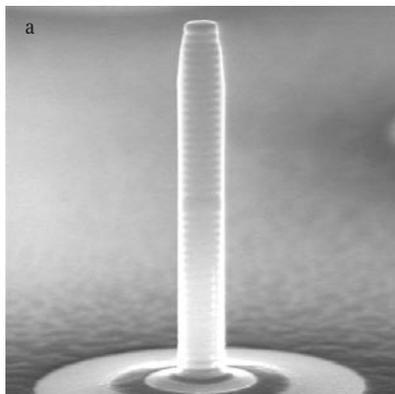


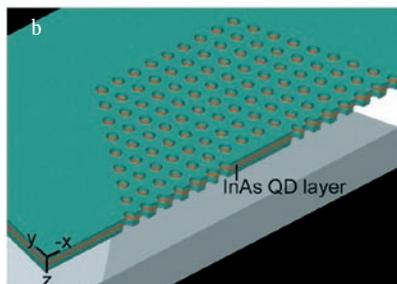
Abb. 1:
► a) Elektronenmikroskopische Aufnahme eines vertikalen Resonators mit einem Durchmesser von ca. $0,8 \mu\text{m}$. Die Seitenflächen sind nahezu vertikal und defektfrei (aus [3]).

nahezu vertikalen und defektfreien Seitenflächen zu erzielen (Abb. 1a), wobei Güten von $Q=7000-9000$ und Modenvolumina von $V_m=0,3 \mu\text{m}^3$ für Resonatoren mit einem Durchmesser von $1,5 \mu\text{m}$ erreicht wurden. Darüber hinaus wurden natürliche $\text{In}_{0,5}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$ -Quantenpunkte mit einer gegenüber gewöhnlichen, selbstorganisierten Quantenpunkten ($f \sim 10$) erhöhten Exzitonenoszillatorstärke ($f \sim 50$) als aktive Emittter verwendet.

Die Gruppe um A. Scherer vom California Institute of Technology realisierte das gekoppelte Resonator-Emitter-System mit selbstorganisierten InAs-Quantenpunkten und einem GaAs-basierten photonischen Kristall. Der Resonator wurde hierbei durch eine quasi-zweidimensionale Schicht mit einem dreieckförmigen Lochgitter und drei fehlenden Löchern („Defekt“) im Zentrum erzeugt (Abb. 1b). Als Besonderheit dieser Struktur wurden die beiden Löcher am Rand des photonischen „Defekts“ leicht nach außen verschoben angeordnet, wodurch sehr hohe Gütefaktoren von $Q \sim 13000$ bei ultra-kleinen Resonatorvolumina von nur $0,04 \mu\text{m}^3$ erzielt wurden.

Beide Gruppen wiesen die starke Kopplung zwischen einem einzelnen Quantenpunkt und der

jeweiligen Resonatormode mit Hilfe der optischen Spektroskopie nach. Aufgrund des selbstorganisierten Wachstums der Halbleiter-Quantenpunkte stimmt die Emissionsenergie eines einzelnen exzitonischen Übergangs im Allgemeinen nicht mit der Resonanzenergie einer bestimmten Resonatormode überein. Resonanz lässt sich für einen Halbleiter-Mikroresonator aber durch Erwärmen



► b) Resonator aus einem photonischen Kristall. Die Gitterkonstante des hexagonalen Lochgitters beträgt 300 nm (aus [4]).

erreichen, da der exzitonische Lumineszenzübergang und die Resonatormode eine unterschiedliche Temperaturverschiebung aufweisen. Die Signatur des Regimes starker Kopplung spiegelt sich in den Photolumineszenzspektren in Form einer charakteristischen Niveauabstoßung der Emissionslinien wider, welche durch die sog. *Vakuum-Rabi-Aufspaltung* zwischen den Dispersionsrelationen von Exziton und Resonatormode bestimmt ist. Die gemessene Rabi-Aufspaltung $2\hbar g$ lag in beiden Fällen in der Größenordnung von $140-170 \mu\text{eV}$. Bei der photonischen Kristallstruktur wurde die Schwelle zur starken Kopplung um den Faktor vier übertroffen, bei

den vertikalen Resonatorstrukturen um den Faktor zwei.

Problematisch ist bei beiden Konzepten, dass die relative Lage des Quantenpunktes bezüglich des Feldstärkemaximums der Resonatormode unbekannt und zufällig war. Die künftige Herausforderung wird daher darin bestehen, einen Quantenpunkt gezielt im Zentrum der Mode zu positionieren und damit die Emitter-Feld-Kopplung kontrolliert einzustellen. Erste Erfolge bei der Positionierung von Quantenpunkten auf Halbleitern wurden bereits in den letzten Jahren von verschiedenen Gruppen weltweit erzielt [6, 7].

Die neuen Experimente haben auf eindrucksvolle Weise gezeigt, dass der Bereich der starken Kopplung mit Halbleiter-Quantenpunkten in Mikroresonatoren erreicht werden kann. Somit rückt der für die Quanteninformationsverarbeitung essenziell wichtige kohärente Energietransfer zwischen zwei Emitttern über eine Resonatormode in einem kompakten Festkörpersystem in greifbare Nähe.

PETER MICHLER

[1] H. Mabuchi und A. Doherty, Science **298**, 1372 (2002)
 [2] A. Rauschenbeutel et al., Science **288**, 2024 (2000)
 [3] J. P. Reithmaier et al., Nature **432**, 197 (2004)
 [4] T. Yoshie et al., Nature **432**, 200 (2004)
 [5] P. Michler und C. Becher, Phys. Blätter, September 2001, S. 55
 [6] P. Petroff in P. Michler (Hrsg.): Single Quantum Dots, Topics Appl. Phys. 90, Springer, Berlin, Heidelberg (2003)
 [7] H. Heidemeyer, U. Denker, C. Müller und O.G. Schmidt, Phys. Rev. Lett. **91**, 196103 (2004)

KURZGEFASST...

■ Äquivalenzprinzip getestet

Das schwache Äquivalenzprinzip besagt, dass Körper unabhängig von ihrer Zusammensetzung mit der gleichen Beschleunigung im Gravitationsfeld fallen. In einem Experiment mit einem Atominterferometer haben Physiker am MPI für Quantenoptik in Garching dieses Prinzip nun getestet, indem sie die Schwerebeschleunigung von ^{85}Rb - und ^{87}Rb -Atomen verglichen. Der Unterschied beträgt demnach $\Delta g/g = (1,2 \pm 1,7) \cdot 10^{-7}$ und ist mit null verträglich. S. Fray et al., arxiv.org/abs/physics/0411052; erscheint in Phys. Rev. Lett.

■ Hall-Effekt für Spins

Der normale Hall-Effekt besteht darin, dass elektrische Ladungen getrennt werden und sich eine Hall-Spannung an einer Probe aufbaut, durch die bei angelegtem Magnetfeld ein Strom fließt. In Analogie dazu wurde

bereits vor 30 Jahren der Spin-Hall-Effekt vorhergesagt – die Trennung von entgegengesetzten Spins in einer stromdurchflossenen Probe auch ohne Magnetfeld. Mithilfe der sog. Kerr-Mikroskopie ist es in den USA nun erstmals gelungen, diesen für die Spin-elektronik interessanten Effekt in dotierten GaAs- und InGaAs-Filmen nachzuweisen. Y. K. Kato et al., Science **306**, 1910 (2004)

■ Polarisiertes Himmelslicht

Sonnenlicht ist zwar unpolarisiert, aufgrund der Streuung in der Atmosphäre ist das Tageslicht auf der Erde aber polarisiert. Intensität und Richtung der Polarisation bilden ein komplexes Muster mit vier singulären Richtungen, an denen die Polarisation verschwindet. Eine kompakte und elegante Erklärung dieses Musters ist nun Michael Berry und Koautoren gelungen. M. V. Berry et al., New J. Phys. **6**, 162 (2004)^{#)}

Prof. Dr. Peter Michler, 5. Physikalisches Institut, Neue Optische Materialien und Technologien, Universität Stuttgart, Pfaffenwaldring 57, 70569 Stuttgart

#) www.njp.org