

# Laserdioden mit Polaritonen

Die stimulierte Streuung von Polaritonen ermöglicht eine neuartige kohärente Lichtquelle.

Sven Höfling

Seit Kurzem ist es möglich, das fundamentale Phänomen der Bose-Einstein-Kondensation elektrisch zu erzeugen, also auf Knopfdruck. Gelungen ist dies in Halbleiterdioden, deren zentralen Bestandteile ein Quantenfilm und eine Mikrokavität sind. Die kondensierten bosonischen Teilchen bestehen aus Elektron-Loch-Paaren im Quantenfilm, die stark mit dem Licht der Mikrokavität wechselwirken. Spontan aus dem Kondensat entweichende Photonen tragen die Eigenschaften des Kondensats mit sich und können als alternative laserartige Lichtquelle dienen.

Die moderne Halbleitertechnologie ermöglicht es, Nanostrukturen mit atomarer Präzision herzustellen und somit das quantenmechanische Verhalten von Elektronen und Löchern in Festkörpern gezielt maßzuschneidern. Durch das epitaktische Wachstum von Halbleiter-Heterostrukturen lassen sich Quantenfilme mit Nanometerdicke herstellen (Abb. 1a), die Potentialtröge für sowohl Elektronen als auch Löcher bilden. In dem Quantenfilm eingeschlossene Elektronen und Löcher besitzen entgegengesetzte Ladungen und werden durch die Coulomb-Wechselwirkung zu Elektron-Loch-Paaren gebunden, den Exzitonen. Während die konstituierenden Elektronen und Löcher jeweils halbzahligen Spin besitzen, ist der Spin der resultierenden Quantenfilm-Exzitonen ganzzahlig, sodass diese das Phänomen der Bose-Einstein-Kondensation aufzeigen können [1, 2].

Die gezielte Anordnung von Halbleitermaterialien mit verschiedenen Brechungsindizes in Heterostrukturen erlaubt es zudem, die Ausbreitung und den Einschluss von Licht zu kontrollieren. Dies ist beispielsweise durch alternierende Schichten von GaAs und AlAs möglich (Abb. 1b). Die Schichtabfolge ist so gewählt, dass eine GaAs-Mikrokavität von zwei Bragg-Spiegeln umgeben ist, die Licht in der Mikrokavität einschließen. Die Bragg-Spiegel bestehen aus periodischen AlAs- und GaAs-Schichten, deren optische Dicke jeweils ein Viertel der Lichtwellenlänge beträgt. Dadurch interferieren die an den einzelnen Grenzflächen reflektierten Lichtstrahlen so, dass sich Licht in der zentralen Schicht einschließen lässt. Integriert man nun Quantenfilme an Stellen der Mikrokavität, an denen die optische Mode ein lokales Intensitätsmaximum aufweist, können Quantenfilm-Exzitonen und Photonen der Mikrokavität stark wechselwirken.

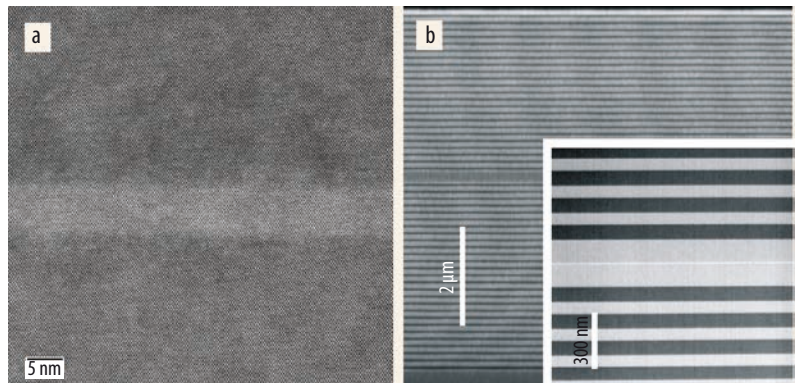


Abb. 1 Die zentralen Komponenten eines Polaritonlasers sind ein oder mehrere Quantenfilme (a, dunkel: Barriere; hell: Quantentrog) für den räumlichen Einschluss von Elektron-Loch-Paaren

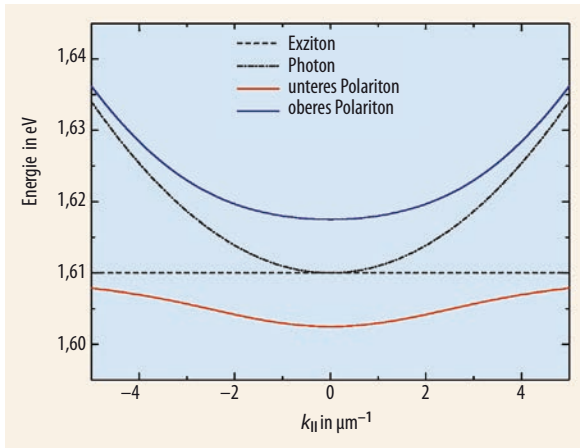
(Exzitonen) sowie eine planare Mikrokavität (b) mit alternierenden Schichten von GaAs und AlAs als Bragg-Reflektoren für den räumlichen Einschluss von Photonen.

Die resultierenden Quasiteilchen heißen Exziton-Polaritonen und weisen als Hybridteilchen zwischen Exzitonen und Photonen ebenfalls bosonischen Charakter auf [1, 2]. Das Regime der starken Licht-Materie-Wechselwirkung ist dabei durch einen periodischen Energieaustausch zwischen exzitonischen und photonischen Bestandteilen des Polaritons charakterisiert: Wenn das Quantenfilm-Exziton strahlend zerfällt, wird das emittierte Photon an den Bragg-Spiegeln reflektiert und erzeugt bei der Reabsorption erneut ein Exziton. Die endliche Reflektivität der Bragg-Spiegel und die Absorption im Volumen des Halbleiters dämpfen diesen zyklischen Prozess.

## KOMPAKT

- Durch Coulomb-Wechselwirkung aneinander gebundene Elektron-Loch-Paare in Halbleitern besitzen ganzzahligen Spin und sind somit Bosonen.
- Wenn diese Exzitonen in einer Mikrokavität stark an Licht koppeln, entstehen neue Quasiteilchen (Polaritonen), die ebenfalls Bosonen sind und als Grundlage für dynamische Bose-Einstein-Kondensate dienen können.
- Solche Polaritonkondensate lassen sich elektrisch erzeugen durch die Injektion von Elektronen und Löchern in die Verarmungszone einer Halbleiterdiode.
- Photonen, die das Polaritonkondensat spontan emittiert, tragen die Kohärenzeigenschaften des Kondensats in sich und dienen somit als Polaritonlaser-Lichtquelle mit charakteristischen Eigenschaften.

Prof. Dr. Sven Höfling, SUPA, University of St Andrews, Vereinigtes Königreich – Preisträgerartikel anlässlich der Verleihung des Walter-Schottky-Preises 2014 auf der DPG-Frühjahrstagung in Dresden.



**Abb. 2** Betrachtet man die Energie als Funktion des Quasimpulses in der Ebene ( $k_{||}$ ) für die verschiedenen Quasiteilchen, so sind die Krümmungen der Kurven am Ursprung indirekt proportional zur effektiven Masse der Quasiteilchen. Eine starke Krümmung repräsentiert ein leichtes Teilchen, das eine hohe Kondensationstemperatur ermöglicht.

### Große Krümmung, kleine Masse

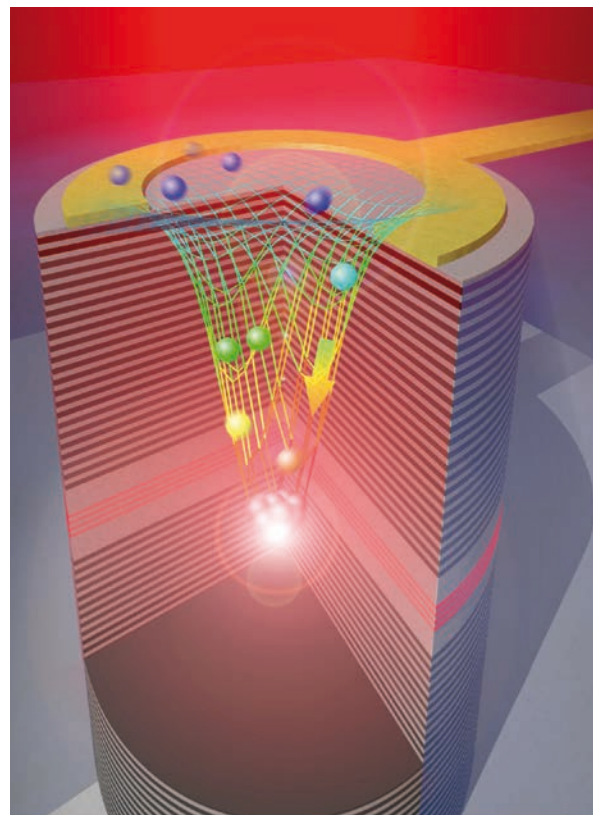
Exzitonen bestehen aus Elektronen und Löchern, deren effektive Masse in Halbleitern um Größenordnungen kleiner ist als die Masse von Atomen. Während die Ruhemasse von Photonen in einem homogenen Medium verschwindet, erhalten sie durch den optischen Einschluss in einer Mikrokavität eine effektive Masse [2, 3]. Da diese nochmals deutlich geringer ist als die effektive Masse von Exzitonen, entstehen durch die starke Licht-Materie-Wechselwirkung zwischen Exzitonen und Photonen superleichte bosonische Quasiteilchen. Die kritische Temperatur, ab der Bose-Einstein-Kondensation zu beobachten ist, steigt nun invers mit der effektiven Masse der Kondensateilchen [3] – daher können Polaritonen sogar bei Raumtemperatur kondensieren [4–6]. Betrachtet man die Energie der Quasiteilchen in Abhängigkeit ihres Quasimpulses  $k_{||}$  in der Ebene des Quantenfilmes bzw. der Mikrokavität, so spiegelt sich die effektive Masse in den inversen Krümmungen der Dispersionskurven am Ursprung wider (Abb. 2). Durch die verhältnismäßig große effektive Masse verläuft die Exzitonendispersion nahezu horizontal, während die Photonendispersion recht stark gekrümmt ist. Die beiden Polaritonäste sind aufgespalten, wobei der Energieabstand am Ursprung der Rabi-Aufspaltung entspricht, die eine Signatur der starken Kopplung ist. Beim spontanen Zerfall von Polaritonen aufgrund der erwähnten Dämpfung entstehen Photonen, welche den Quasimpuls der Polaritonen mit sich tragen und dadurch unter einem eindeutig festgelegten Winkel aus der Halbleiterstruktur entweichen. Diese Korrelation gestattet es auf optisch einfache Weise, die Polariton-zustände umfangreich zu charakterisieren.

### Elektrisch erzeugte Kondensate

Wie bosonische Atome können auch Exziton-Polaritonen in Quantenfilmen bei genügend kleinen

Temperaturen und ausreichend hoher Dichte spontan Bose-Einstein-Kondensation zeigen [3, 7, 8]. Die im Vergleich zu Atomen deutlich geringere effektive Masse der Polaritonen ermöglicht hierbei wesentlich höhere Kondensationstemperaturen. Die Verluste von Polaritonen durch die endliche Reflexion der Bragg-Spiegel erlauben es, Photonen außerhalb des Halbleitersystems zu untersuchen und zu nutzen. Durch die Verluste ist das Polaritonkondensat aber nicht im Gleichgewicht mit dem Gitter des Festkörpers. Zwar können auch Atome eines Bose-Einstein-Kondensats aus den Atomfallen entweichen, die Lebensdauer von Exziton-Polaritonen ist mit typischerweise einigen Pikosekunden aber um Größenordnungen geringer. Dies macht die beobachteten Kondensationsphänomene komplizierter, aber auch physikalisch reicher. Dem System muss zudem Energie in Form von Elektron-Loch-Anregungen zugeführt werden. Die Charakteristika solch eines Polaritonkondensats unterscheiden sich also von denen eines idealen Bose-Einstein-Kondensats. Da aber räumliche [9] und zeitliche Kohärenz [10] erzielt wird, bezeichnet man dieses System oft auch als Polaritonlaser [2].

Die zugrundeliegende Halbleiterplattform bietet dabei die wichtige Möglichkeit, die Exziton-Polaritonen nicht nur optisch anzuregen, sondern auch elektrisch mit einer Diode zu injizieren [11, 12]. In der Tat gelang es verschiedenen Gruppen, mit Dioden-Mikrokavitäten polaritonische Emission zu beobachten, also die Emis-



**Abb. 3** Bei der elektrischen Anregung eines Polaritonlasers relaxieren Polaritonen (Kugeln) aus angeregten Zuständen durch stimulierte Streuung in den makroskopisch besetzten Grundzustand des unteren Polaritonastes (vgl. Abb. 2) und bilden dort ein Kondensat aus.

sion aus dem Regime starker Kopplung [13–15]. Das nichtlineare Regime haben wir in einem internationalen Forscherteam aber erst kürzlich erreicht. Bei der verwendeten Struktur (Abb. 3) erlauben es elektrische Kontakte und die Implementierung von dotierten Schichten und einer pin-Diodenstruktur, Elektronen und Löcher in die Struktur zu injizieren, wo sie letztendlich Polaritonen formen, die ab einer kritischen Injektionsdichte kondensieren.

## Der Unterschied zum gewöhnlichen Laser

Konventionelle Halbleiterlaser basieren auf der Verstärkung des Lichtfeldes durch die stimulierte Emission von Photonen. Dies ist nur mit einem Mindestmaß an Energie möglich, mit der das Halbleitersystem zu pumpen ist [16]. Polaritonlaser basieren hingegen auf der stimulierten Streuung von angeregten Polaritonen in den makroskopisch besetzten Grundzustand [2, 3] und lassen sich bei merklich kleineren Pumpströmen betreiben. Sie weisen eine verglichen mit konventionellen Lasern geringere Schwelle auf, ab der die emittierte Lichtintensität rapide mit der injizierten Stromdichte zunimmt (Abb. 4a). In diesem Regime des Polaritonlasers werden mit anwachsender Stromdichte mehr und mehr Elektronen und Löcher in das System injiziert, sodass die sich bildenden Exzitonen immer stärker miteinander wechselwirken. Ab einer

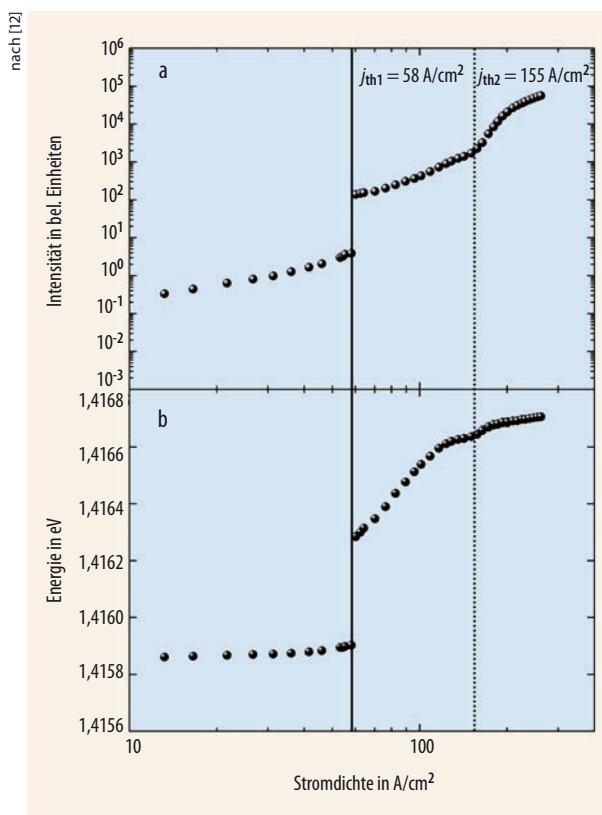


Abb. 4 Sowohl die emittierte Ausgangsleistung (a) als auch die Emissionsenergie des Intensitätsmaximums (b) machen einen Sprung an der Polaritonlaserschwelle  $j_{th1}$  (durchgezogene Linie). Die konventionelle Lasertätigkeit setzt bei  $j_{th2}$  ein (punktierter Linie).

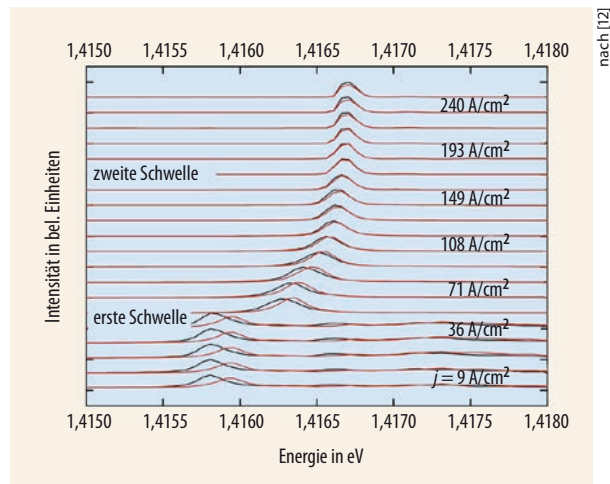


Abb. 5 Die bei einer magnetischen Flussdichte von 5 T gemessenen Spektren für links- und rechtszirkular polarisiertes Licht zeigen eine Zeeman-Aufspaltung, solange die Stromdichte unterhalb der zweiten Schwelle bleibt.

kritischen Dichte ist die Wechselwirkung aufgrund der räumlichen Nähe so stark, dass die Elektronen und Löcher nur noch als Plasmen vorliegen. Dann geht der bosonische Charakter verloren und die starke Kopplung bricht auf. In diesem Übergangsbereich tritt eine kontinuierliche Blauverschiebung auf (Abb. 4b). Für noch etwas höhere Stromdichten setzt konventioneller Laserbetrieb ein (punktierter Linie in Abb. 4).

Auch wenn das beobachtete Verhalten bereits deutlich auf das Vorliegen eines elektrisch betriebenen Polaritonlasers hindeutet, bietet ein angelegtes Magnetfeld ein wichtiges Werkzeug, um den polaritonischen Charakter des Systems oberhalb der ersten Schwelle weiter zu bestätigen. Während die Emission eines konventionellen Lasers durch die photonischen Eigenschaften der Kavität bestimmt wird, weist die Emission von Polaritonen über deren exzitonen Anteil auch einen Materiecharakter auf. Ein polaritonisches System reagiert daher sensibel auf ein Magnetfeld, was sich in einer Zeeman-Aufspaltung ausdrückt. Genau so eine Aufspaltung zwischen den links- und rechts-zirkular polarisierten Komponenten des emittierten Lichtes konnte im Magnetfeld beobachtet werden (Abb. 5). Im normalen Laserregime liegt keine starke Kopplung mehr vor, und das System ist nicht mehr polaritonisch. Im Rahmen der Messgenauigkeit lässt sich auch keine Zeeman-Aufspaltung und somit kein Materiecharakter beobachten.

Mit diesem wichtigen Ergebnis und dem elektrischen Betrieb wächst die Anwendungsrelevanz von Polaritonlasern deutlich, wobei auch der Betrieb bei Raumtemperatur im Bereich des Möglichen ist. Dabei sind Polaritonlaser nicht nur als energiesparende kohärente Lichtquellen für Anwendungen interessant, polaritonische Gitter [17] sind auch vielversprechend für Anwendungen in Quanteninformationsverarbeitung [18, 19].

## Danksagung

Mein herzlicher Dank gilt den vielen Kollegen, welche mich bei der Erforschung von Polaritondiodenlasern über Jahre hinweg umfangreich unterstützt haben. Dazu gehören insbesondere C. Schneider, A. Rahimi-Iman, J. Fischer, M. Amthor, M. Lermer, A. Wolf, L. Worschech, M. Kamp, S. Reitzenstein und A. Forchel an der Universität Würzburg, N. Y. Kim und Y. Yamamoto an der Stanford Universität, I. G. Savenko und I. Shelykh von der Nanyang Technischen Universität sowie V. D. Kulakovskii von der Russischen Akademie der Wissenschaften in Chernogolovka.

## Literatur

- [1] A. Imamoglu, R. J. Ram, S. Pau und Y. Yamamoto, Phys. Rev. A **53**, 4250 (1996)
- [2] A. Kavokin, G. Malpuech und F. P. Laussy, Phys. Lett. A **306**, 187 (2003); A. Kavokin und G. Malpuech, Cavity Polaritons, Academic Press (2003)
- [3] H. Deng, H. Haug und Y. Yamamoto, Rev. Mod. Phys. **82**, 1489 (2010)
- [4] S. Christopoulos, Phys. Rev. Lett. **98**, 126405 (2007)
- [5] S. Kena-Cohen und S. R. Forrest, Nature Photonics **4**, 371 (2010)
- [6] J. D. Plumhof et al., Nature Materials **13**, 247 (2014); S. Höfiling und C. P. Dietrich, Physik Journal, Februaer 2014, S. 14
- [7] J. Kasprzak et al., Nature **443**, 409 (2006)
- [8] R. Balili et al., Science **316**, 1007 (2007)
- [9] G. Roumpos et al., Proc. Nat. Acad. Sci. **109**, 6467 (2012)
- [10] M. Aßmann et al., Proc. Nat. Acad. Sci. **108**, 1804 (2011)
- [11] C. Schneider et al., Nature **497**, 348 (2013); M. Aßmann und M. Bayer, Physik Journal, Juli 2013, S. 22
- [12] M. Amthor et al., Imaging & Microscopy **3**, 47 (2013)
- [13] S. I. Tsintzos et al., Nature **453**, 372 (2008)
- [14] D. Bajoni et al., Phys. Rev. B **77**, 113303 (2008)
- [15] A. A. Khalifa et al., Appl. Phys. Lett. **92**, 061107 (2008)
- [16] M. G. Bernard und G. Duraffourg, Phys. Status Solidi B **1**, 699 (1961)
- [17] N. Y. Kim et al., Nature Physics **7**, 681 (2012)
- [18] N. Na und Y. Yamamoto, New J. Phys. **12**, 123001 (2010)
- [19] T. Byrnes, K. Yan und Yoshihisa Yamamoto, New J. Phys. **13**, 113025 (2011)

## DER AUTOR

**Sven Höfiling** wechselte nach dem Studium der Angewandten Physik an der Fachhochschule Coburg und einer Diplomarbeit über GaN-basierende LEDs am Fraunhofer-Institut für Angewandte Festkörperphysik in, Freiburg, an den Lehrstuhl für Technische Physik der Universität Würzburg. Nach seiner Promotion zu Quantenkaskadenlasern und vielbeachteten Arbeiten zu zukünftigen photonischen Bauelementen trat er im Oktober 2013 eine Professur an der Universität St. Andrews an.



Probild Fotografie / DPG