

Ideale Photonen auf Bestellung

Halbleiterbasierte Quellen für einzelne Photonen oder für verschränkte Photonen haben ein großes Potenzial für die photonischen Quantentechnologien.

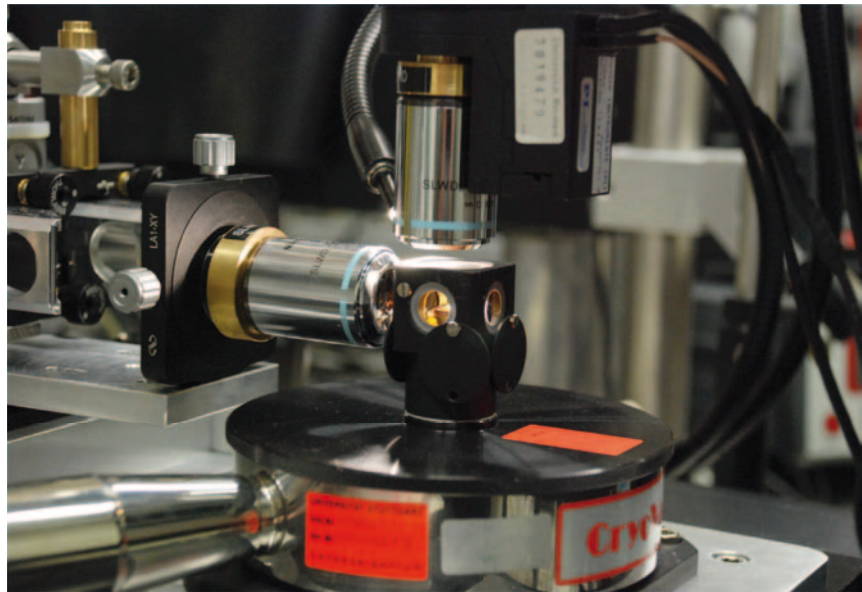
Peter Michler

Quantennetzwerke, in denen Lichtteilchen Informationen transportieren, oder optische Quantencomputer benötigen ganz spezielle Photonen: Diese sollten in sämtlichen ihrer physikalischen Eigenschaften identisch sein und sich einzeln oder als verschränktes Paar auf Bestellung erzeugen lassen. Besonders vielversprechende nichtklassische Lichtquellen sind hierbei optisch-resonant oder elektrisch gepumpte Halbleiter-Quantenpunkte. Eingebettet in Mikro- und Nanoresonatoren bzw. in integrierte photonische Schaltkreise könnten sie in Zukunft neuartige Quanteninformationstechnologien ermöglichen.

In den letzten Jahren gab es immense Fortschritte auf dem Weg zu Technologien, die wesentlich auf quantenmechanischen Gesetzen beruhen und insbesondere die Verschränkung ausnutzen. Zur Entwicklung dieser Technologien gibt es unterschiedlichste Ansätze, wobei solche aus der Photonik eine besondere Rolle spielen. Dazu zählen das optische Quantencomputing und die Quanteninformationsverarbeitung. Diese benötigen Lichtquellen, die deterministisch einzelne Photonen und/oder verschränkte Photonenpaare erzeugen. Idealerweise sollte eine solche Quelle eine sehr hohe Reinheit und Effizienz besitzen, d. h. sie sollte für jeden Anregungszyklus genau ein Photon bzw. ein Photonenpaar emittieren, das die Quelle auch verlassen muss. Die grundlegende Idee besteht darin, einen einzelnen Quantenemitter mit einem kurzen optischen oder elektrischen Puls anzuregen und das anschließend emittierte Photon für die gewünschte Anwendung zu nutzen. Als Emittier eignet sich beispielsweise ein Atom, ein Molekül, ein Halbleiter-Quantenpunkt (Quantum Dot, QD), eine Störstelle in einem Halbleiter oder ein Fehlstellenzentrum in Diamant.

Moderne Epitaxieverfahren ermöglichen es, Halbleiter-Quantenpunkte selbstorganisiert herzustellen. Hierzu wird ein Halbleiter mit kleinerer Bandlücke (InAs) in einen anderen mit größerer Bandlücke (GaAs) eingebettet. Dadurch entsteht ein effektives Potential, das einzelne Ladungsträger wie Elektronen oder Löcher einschließen kann. Die Ausdehnung des Quantenpunkts liegt typisch bei einigen zehn Nanometern und damit unterhalb der De-Broglie-Wellenlänge, sodass sich diskrete Energiezustände ausbilden.

Quantenpunkte zeichnen sich gegenüber anderen Emittieren durch eine Reihe von Vorteilen aus: So lässt



Die Resonanzfluoreszenz von einzelnen Halbleiter-Quantenpunkten lässt sich mit diesem Mikroskop untersuchen, bei

dem von der Seite angeregt und das emittierte Licht von oben gesammelt wird.

sich durch die Wahl der Halbleitermaterialien und deren genauer Zusammensetzung (z. B. für den ternären Halbleiter $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, mit x zwischen 0 und 1) die Emissionswellenlänge nahezu beliebig im sichtbaren und nahen infraroten Spektralbereich einstellen. Zudem erlaubt es die ausgereifte Halbleitertechnologie, die QDs in photonische Kristalle, komplexe Mikro- und Nanoresonatoren oder in dotierte pin-Strukturen¹⁾ für die elektrische Anregung einzubetten. Der Einbau in Resonatorstrukturen mit hoher Güte und kleinem Modenvolumen führt dazu, dass sich die Rate für spontane Emission des Emitters erhöht und die Photonen vorzugsweise in die Resonatormode ausgesendet werden.

¹⁾ Zwischen den p- und n-dotierten Schichten befindet sich eine weitere schwach oder undotierte Schicht (i).

KOMPAKT

- Mit der resonanten Anregung von Halbleiter-Quantenpunkten kann man einzelne Photonen mit definierten Eigenschaften auf Bestellung erzeugen.
- Durch die Einbettung der Quantenpunkte in Mikroresonatoren oder in Nanodrähte lassen sich sehr hohe Sammeleffizienzen für Einzel-Photonen und verschränkte Photonenpaare realisieren.
- Die elektrische Anregung der Quantenpunkte in p-n-Dioden ermöglicht kompakte und effiziente Quellen für Einzel-Photonen und verschränkte Photonenpaare.

Prof. Dr. Peter Michler, Institut für Halbleiteroptik und Funktionelle Grenzflächen, Universität Stuttgart, Allmandring 3, 70569 Stuttgart

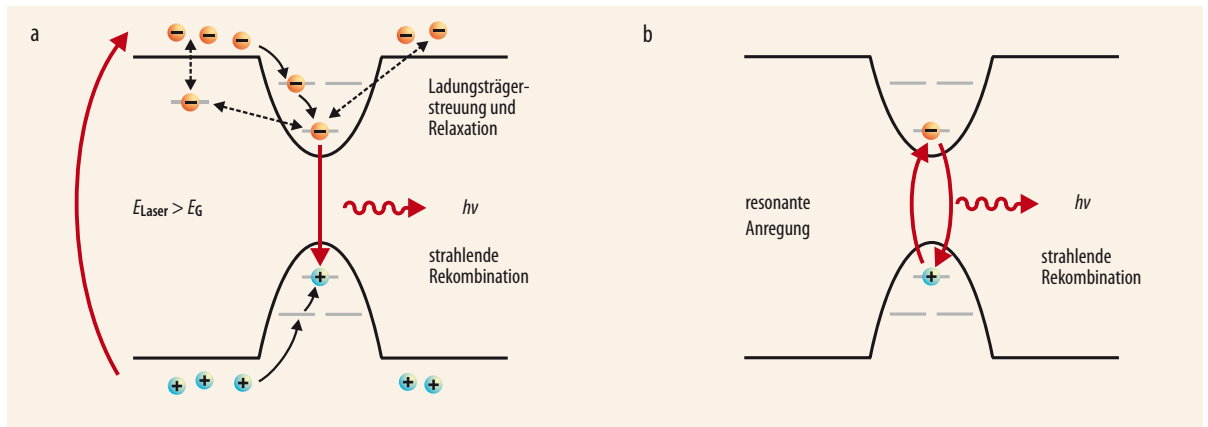


Abb. 1 Bei der nichtresonanten Anregung eines Quantenpunkts entstehen zunächst Ladungsträger in den Barrierenzuständen (a). Diese relaxieren nichtstrahlend in den tiefsten Zustand des Leitungsbands (Elektronen) bzw. höchsten Zustand des Valenzbands (Löcher), bevor sie strahlend rekombinieren. Die Coulomb-Wechselwirkung mit benachbarten

Ladungsträgern führt zur Dekohärenz und ändert die Energie des emittierten Photons. Bei der resonanten Anregung eines Elektron-Loch-Paars in den Grundzustand des Quantenpunkts, gefolgt von spontaner Emission (Resonanzfluoreszenz), lässt sich das elektronische System genähert als Zwei-Niveau-System beschreiben (b).

Das ermöglicht letztlich eine hohe Sammeleffizienz. Ferner lassen sich in einem QD über ein einzelnes Elektron-Loch-Paar (Exziton X) hinaus auf einfache Weise auch zwei Elektron-Loch-Paare gleichzeitig (ein Biexziton XX) anregen. Über eine Emissionskaskade können dann polarisationsverschränkte Photonenpaare entstehen [1]. („Elektron-Loch-Paar“ und „Exziton“ verwenden wir hier synonym, da in einem Quantenpunkt Elektronen und Löcher aufgrund des Einschlusspotentials so nah beieinander sind, dass zwischen beiden immer die Coulomb-Wechselwirkung wirksam ist.)

Die Wahrscheinlichkeit für die Erzeugung von genau einem Photon bzw. Photonenpaar ist in heutigen Quellen sehr hoch. Doch für optisches Quantencomputing und die Quantenkommunikation über große Entfernungen müssen die Photonen auch ununterscheidbar sein. Sämtliche physikalischen Eigenschaften des Photons wie Frequenz, Kohärenzzeit und Polarisation sollen also übereinstimmen. In Quantenpunkten oder anderen Festkörperemittern entstehen die einzelnen Photonen meist durch strahlende Übergänge zwischen diskreten elektronischen Niveaus [2]. Die

angeregten elektronischen Zustände wechselwirken in ihrer Umgebung mit Gitterschwingungen (Phononen) und geladenen Zuständen. Dies begrenzt die Ununterscheidbarkeit der Photonen (**Abb. 1a**, Infokasten „Kohärenz und Ununterscheidbarkeit“). Die Herausforderung besteht daher darin, diese Wechselwirkungsprozesse zu unterdrücken.

In Bezug auf die Phononen gelingt dies durch Experimente, bei denen die QD-Proben auf tiefe Temperaturen von rund 5 K gekühlt sind. Die Wechselwirkung mit Ladungsträgern lässt sich hingegen vor allem durch die resonante Anregung und die damit einhergehende resonante Streuung und Resonanzfluoreszenz einzelner Photonen unterdrücken (**Abb. 1b**). Voraussetzung hierfür sind Experimentiertechniken, die es heute erlauben, das Streulicht des Anregungslasers von den bei der gleichen Wellenlänge erzeugten einzelnen Photonen zu trennen. Die meisten Ansätze beruhen auf einer orthogonalen Anrege- und Sammelgeometrie (**Abb. auf S. 35 und Abb. 2**) oder einer gekreuzten Polarisationsanordnung, bei der Anregungslaser und Einzel-Photonen orthogonal zueinander polarisiert sind.

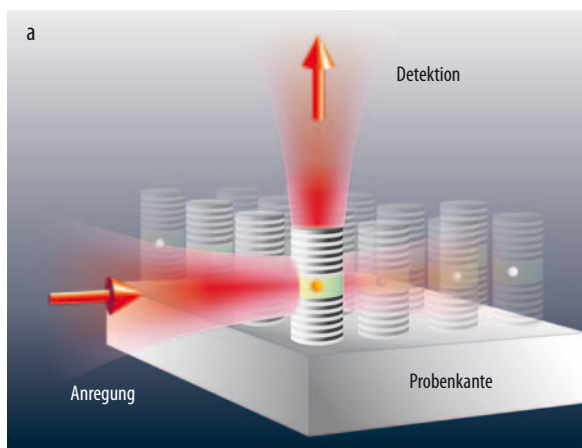
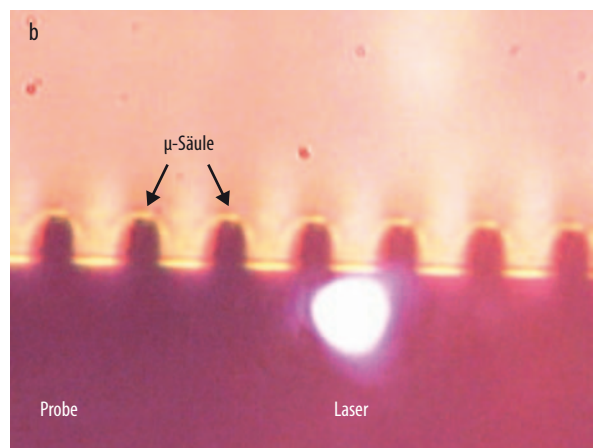


Abb. 2 Diese orthogonale Geometrie bei der resonanten Anregung eines Quantenpunkts in einem Mikro-Säulenresonator erlaubt es, die erzeugten einzelnen Photonen vom Licht des



Anregungslasers zu trennen (a). Der Blick auf die Probenkante zeigt das Feld der Mikro-Säulenresonatoren (b).

Resonanzfluoreszenz an Quantenpunkten

Betrachtet man einen einzelnen Quantenpunkt, der resonant optisch vom kristallinen Grundzustand (leerer QD) in den exzitonischen Grundzustand (ein Elektron-Loch-Paar, X) angeregt wird, so lässt sich dieser Emitter als Zwei-Niveau-System beschreiben (Abb. 1b). Bei der Anregung mit einem Dauerstrichlaser ist es nützlich, drei Bereiche der Anregungsleistung mit Hilfe des Sättigungsparameters $S = \Omega^2 / (\Gamma_2 \Gamma_1 (1 + \Delta^2 / \Gamma_2^2))$ zu unterscheiden [3]. Hierbei bezeichnen $\Omega = \mu E / \hbar$ die Rabi-Frequenz, E die Amplitude des elektrischen Feldes, μ das exzitonische Dipolmoment des Übergangs und Δ die Verstimmung zwischen Laser und Zwei-Niveau-System. Γ_1 und Γ_2 repräsentieren die strahlende Rekombinations- und die gesamte Dephasierungsrate des Übergangs (Infokasten „Kohärenz und Ununterscheidbarkeit“).

■ Bei kleiner Anregungsleistung ($S \ll 1$) findet vor allem elastische kohärente Streuung am optischen Übergang statt (Abb. 3). Dieses Heitler-Regime hat eine Reihe von Vorteilen gegenüber einem spontanen Übergang zwischen diskreten elektronischen Niveaus. Der resonante Streuprozess vermeidet maßgeblich die Besetzung des für Dephasierungsprozesse anfälligen angeregten Zustands im QD, dessen Kohärenz trotz der resonanten Anregung z. B. durch Phononenstreuung und lokal fluktuierende Ladungen zerstört werden kann. Das Streuspektrum besteht in diesem Fall aus einer einzelnen Linie mit der gleichen Form und Breite wie der Anregungslaser, jedoch der Photonenstatistik eines einzelnen Quantenemitters. Die Wahrscheinlichkeit, dass ein weiteres Photon auf ein erstes folgt, ist für kleine Verzögerungszeiten also nahe Null („Anti-bunching“). Der QD wirkt somit hauptsächlich als Einzel-Photonen-Filter, der einzelne Photonen aus

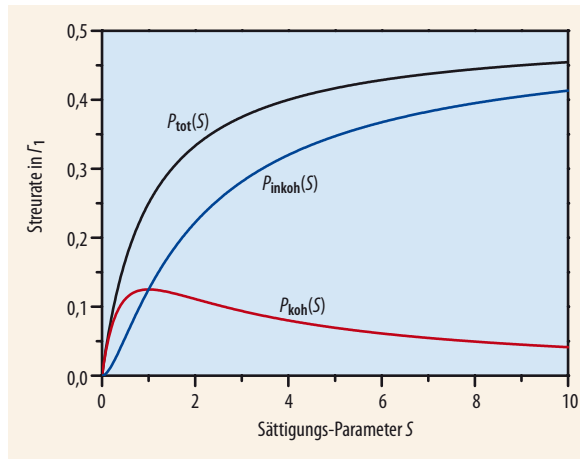


Abb. 3 Während bei kleinem Sättigungsparameter S die kohärente Photonenstreurate eines resonant angeregten Zwei-Niveau-Systems die gesamte Streurrate dominiert, wächst der Beitrag der inkohärenten Streuung mit S kontinuierlich an. Die Kurven gelten für das -Limit $\Gamma_2 = \Gamma_1/2$.

dem einfallenden Laserstrahl streut, ohne deren Kohärenz zu ändern. Die Wellenform des Anregungslasers lässt sich so kontrollieren, dass nahezu jede gewünschte Form eines Einzel-Photonen-Wellenpakets möglich ist [4]. Dadurch eignen sich diese Photonen hervorragend für die effiziente Wechselwirkung mit anderen Quantensystemen, die in der Regel andere spektrale Bandbreiten als die QDs besitzen. Damit sind hybride photonische Quantennetzwerke möglich, die z. B. aus langlebigen atomaren Zuständen und Halbleiter-Quantenpunkt-Lichtquellen bestehen. Ein Nachteil dieser Methode ist aber sicherlich die intrinsisch kleine Streueffizienz, die Anwendungen mit hohen Photoneneffizienzen einschränkt.

■ Bei mittlerer Anregungsleistung besteht das Fluoreszenzspektrum aus einer Überlagerung des beschrie-

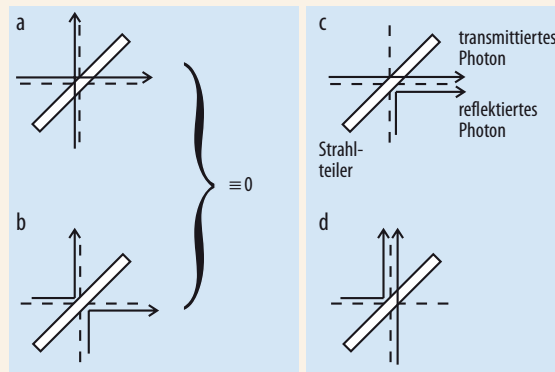
KOHÄRENZ UND UNUNTERSCHIEDBARKEIT

Die optischen Bloch-Gleichungen beschreiben die zeitliche Entwicklung eines Zwei-Niveau-Systems mithilfe von charakteristischen Dämpfungskonstanten [3]. Die Änderungsrate $\Gamma_1 = 1/T_1$ für die Besetzung ist hierbei durch die strahlende Lebensdauer T_1 des angeregten Zustands bestimmt, während die zeitliche Entwicklung der Kohärenz durch die Kohärenzzeit T_2 bzw. die Rate $\Gamma_2 = 1/T_2$ gegeben ist. Dabei nimmt die Kohärenz durch die Abnahme der Besetzung ebenso ab (wie $\Gamma_1/2$) wie durch zusätzliche reine Dephasierungsprozesse (Γ_{pure}), z. B. die Streuung von Ladungsträgern mit Phononen oder anderen Ladungsträgern. Dies ergibt eine gesamte Dephasierungsrate von

$$\Gamma_2 = 1/T_2 = (1/2)\Gamma_1 + \Gamma_{\text{pure}} = 1/(2T_1) + 1/T_2^*$$

Der Faktor 1/2 ergibt sich dabei aus den Bloch-Gleichungen. Im Idealfall, d. h. für $\Gamma_{\text{pure}} = 0$, ist der Übergang nur rein strahlend verbreitert und es gilt $T_2 = 2T_1$. Dann sagt man, die Photonen sind Fourier-Transformations-limitiert.

Eine Zwei-Photonen-Interferenz am Strahlteiler erfordert nun ununterscheidbare Photonen im Hinblick auf Pulsbreite, Bandbreite, Polarisation, Trägerfrequenz und Ankunftszeit am Strahlteiler. Die ersten beiden Bedingungen sind für Fourier-Transformations-limitierte Photonen erfüllt. Wenn bei der Zwei-Photonen-Interferenz zwei ununterscheidbare



Photonen gleichzeitig über verschiedene Eingänge auf einen Strahlteiler treffen (Abb.), resultiert aus ihrer Quanteninterferenz, dass sich die Wahrscheinlichkeiten für die Ereignisse „beide Photonen transmittiert“ (a) und „beide Photonen reflektiert“ (b) gerade aufheben. Ununterscheidbare Photonen verlassen den Strahlteiler somit immer gemeinsam über einen der beiden Ausgänge (c oder d). Hong, Ou und Mandel haben als erste erkannt, dass der Ursprung dieses Quanteninterferenzeffekts in der bosonischen Natur der Photonen liegt [20].

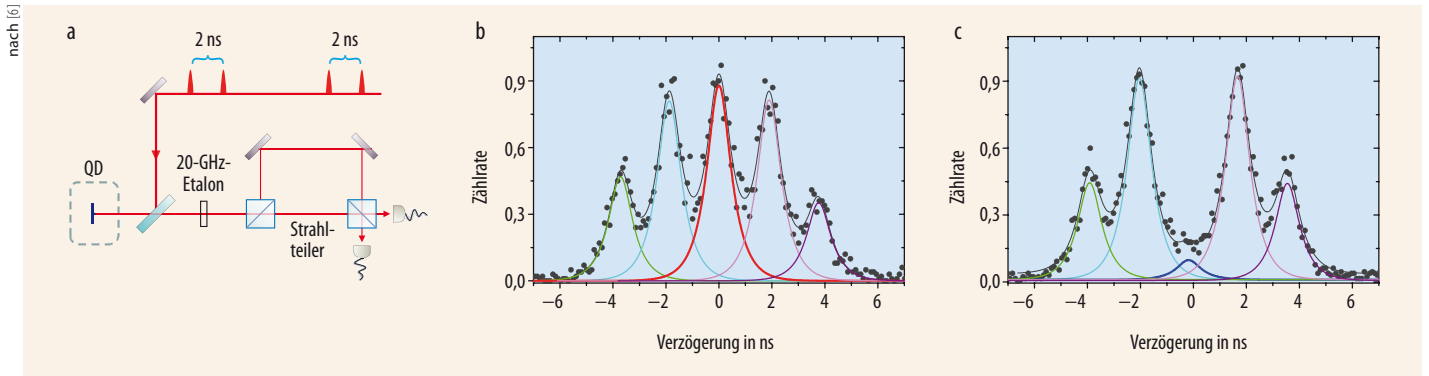


Abb. 4 Bei einem Zwei-Photonen-Interferenzexperiment werden zunächst über ein unsymmetrisches Mach-Zehnder-Interferometer Pulspaare (Abstand 2 ns) generiert, die einen Quantenpunkt (QD) anregen (a). Die vom QD emittierten Einzel-Photonen werden ebenfalls mit einem unsymmetrischen Interferometer detektiert, das ihren zeitlichen Abstand für die Interferenz kompensiert. Als Funktion der relativen Verzögerungszeit zwischen den Photonen zeigt das Korrelationshistogramm der Zwei-Photonen-

Detektionsereignisse je nach relativer Polarisation der Photonen fünf oder vier Maxima. Bei gekreuzter Polarisation der beiden Photonen (b) findet aufgrund ihrer Unterscheidbarkeit keine Quanteninterferenz statt, sodass fünf Maxima sichtbar sind, die einer Verzögerung zwischen den Photonen von $-4, -2, 0, 2, 4$ ns entsprechen. Bei paralleler Polarisation ist eine Koinzidenz für eine verschwindende Verzögerung als Folge der Zwei-Photonen-Interferenz jedoch nahezu perfekt unterdrückt (c).

benen kohärenten Streusignals und einer gegenüber dem Anregungslaser inkohärenten spontanen Emission des Zwei-Niveau-Systems. Der inkohärente Anteil im Signal nimmt mit zunehmender Anregungsleistung zu und dominiert letztendlich ($S > 1$). In diesem Regime moduliert der Anregungslaser die Besetzung und Polarisation des Zwei-Niveau-Systems merklich. Die strahlende Lebensdauer des angeregten Systems bestimmt die Linienbreite $\Delta\nu$ des inkohärenten Anteils, die somit dem Fourier-Limit ($\Delta\nu \sim 1/T_1$) als untere Grenze unterliegt. Da die Emission das Resultat eines strahlenden Übergangs des Zwei-Niveau-Systems ist, erhält man auch hier im emittierten Licht eine Einzel-Photonen-Statistik und kann nahezu die maximale spontane Emissionsrate $\Gamma_1/2$ erzielen. In diesem Anregungsregime gelang es, mit einem Quantenpunkt in einem Mikroresonator nahezu ideale Photonen zu erzeugen.

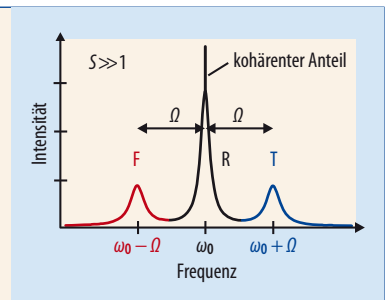
Die Photonen waren zu 91 Prozent Fourier-Transformations-limitiert, und die Ununterscheidbarkeit lag unter resonanter Dauerstrichanregung bei 90 Prozent [5]. Bei Dauerstrichanregung kommen die Photonen jedoch in unregelmäßigen Abständen. Seit Kurzem ist es auch bei gepulster resonanter Anregung mit π -Pulsen, bei denen das Zwei-Niveau-System invertiert wird, möglich, nahezu untergrundfreie und ununterscheidbare Einzel-Photonen mit fester Wiederholrate zu erzeugen [6]. Aufgrund der resonanten Anregung muss vor der Emission keine weitere Relaxation in den emittierenden Zustand stattfinden, sodass die Emissionszeit mit keiner Unsicherheit behaftet ist. Der experimentelle Nachweis der Ununterscheidbarkeit gelang mit einem Zwei-Photonen-Interferenzexperiment am Strahlteiler und ergab eine Ununterscheidbarkeit der resonant erzeugten Photonen von 97 Prozent (Abb. 4). Dieses

STARK GEKOPPELTE LASER-QUANTENPUNKTZUSTÄNDE

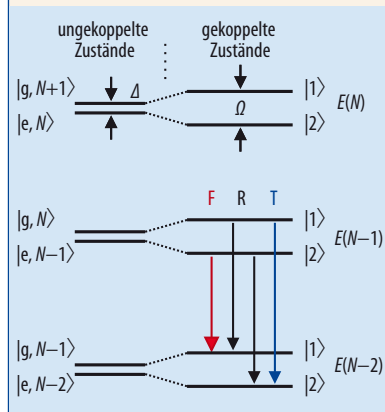
Ein ungekoppeltes elektronisches Zwei-Niveau-System und ein quasi-resonanter Laser bilden eine Mannigfaltigkeit von kombinierten elektronischen und photonischen Zuständen (Abb.). Die ungekoppelten Basiszustände lassen sich mit $|x, N\rangle$ bezeichnen, wobei x einer der beiden Eigenzustände des Zwei-Niveau-Systems, $|e\rangle$

oder $|g\rangle$, ist und N die Zahl der Photonen in der betrachteten Lasermode [3]. Jede Stufe der Leiter besteht aus zwei Zuständen mit einer Aufspaltung $\hbar\Delta$, der Verstimmung des Lasers gegenüber dem Zwei-Niveau-System. Da der Laser beide Subsysteme stark koppelt, verlieren die Konstituenten ihren individuellen Charakter. Stattdessen entstehen neue Zustände durch die kohärente Superposition der Zustände. Jede Stufe der Leiter des gekoppelten Systems besteht dann aus zwei Zuständen $|1\rangle$ und $|2\rangle$, die durch die effektive Rabi-Energie $\hbar\Omega$ aufgespalten sind. Dabei gilt $\Omega = (\Omega_0^2 + \Delta^2)^{1/2}$ mit der reinen Rabi-Frequenz $\Omega_0 = \mu E/\hbar$.

Ein wichtiger Aspekt der Leiterzustände sind die äquidistanten Energieabstände zwischen den Niveaus $E(N)$. Daher lässt sich die Leiterstruktur auf ein effektives Vier-Niveau-System reduzieren, und das **Mollow-Triplett** entsteht im Spektrum der Resonanzflu-



reszenz als Folge spontaner strahlender Übergänge zwischen diesen Zuständen. Insgesamt sind vier Übergänge möglich, von denen zwei entartet sind. Die zentrale Linie im Spektrum heißt historisch bedingt **Rayleigh-Linie (R)**, die niederenergetische Komponente **Fluorescence Line (F)** und die hochenergetische Linie **Three-Photon Line (T)**. Der kohärente Anteil des Streuspektrums ist der Rayleigh-Linie überlagert.



Resultat bestätigt das Potenzial der Resonanzfluoreszenz von Quantenpunkten für die Erzeugung nahezu idealer Photonen auf Bestellung. Auf der Basis dieser Einzel-Photonen-Quelle ($\lambda = 941 \text{ nm}$) ließ sich zudem ein kontrolliertes-NOT-Gatter (CNOT) verwirklichen, sodass sich diese Quellen offenbar für grundlegende Operationen der Quantenlogik eignen [6].

■ Bei hoher Anregungsleistung ($S \gg 1$) ist das Zwei-Niveau-System gesättigt, und die Emission geht in ein charakteristisches Mollow-Triplett über. Die Physik in diesem Regime lässt sich am besten durch Einführung neuer gekoppelter Licht-Materie-Zustände ($|1\rangle, |2\rangle$) beschreiben (Infokasten „Stark gekoppelte Laser-Quantenpunktzustände“). Eine Anregung mit großer positiver Verstimmung $\Delta \approx \Omega$ gestattet es, den Zustand $|1\rangle$ mit einer Wahrscheinlichkeit nahe 100 Prozent zu präparieren. Daher wird zuerst ein T-Photon emittiert, und das System geht in den Zustand $|2\rangle$ der nächsten niedrigeren Mannigfaltigkeit $E(N)$ über, von wo aus schließlich ein F-Photon emittiert werden kann. Messungen der Photonenkorrelation bestätigen diese zeitlich geordnete Emission jeweils eines T- und F-Photons sowie deren Einzel-Photonen-Charakter [7] (Abb. 5). Bei diesen kaskadierten Einzel-Photonen-Zuständen ist die Zentralwellenlänge der Seitenbanden um das 15-fache ihrer sehr schmalen Linienbreite ($\Delta\nu = 1 \text{ GHz}$) spektral durchstimmbar, und die erzielte Photonensammelrate liegt im MHz-Bereich. Die kaskadierten Quellen sind somit nahezu Fourier-Transformations-limitiert und besitzen gegenüber reinen Einzel-Photonen-Quellen den Vorteil, dass eines der beiden Photonen für einen Steuerungsprozess und das andere Photon für die eigentliche Anwendung zur Verfügung steht. So ließe sich mit einem Steuerungsphoton, das auf einen Einzel-Photonen-Detektor fällt, ein elektrisches Steuersignal innerhalb eines komplexen optoelektronischen Schaltkreises aktivieren. Da beide Photonen zeitlich korreliert sind, ist auch die Ankunft des Anwendungsphotons z. B. an einem optischen Gatter innerhalb einer Zeitspanne, die der Lebensdauer des spontanen Übergangs entspricht, vorhersagbar.

Mikroresonatoren erhöhen die Sammeleffizienz

Neben einer hohen Ununterscheidbarkeit der Photonen benötigt man für die meisten Quantentechnologien auch sehr helle Quellen, die Photonensammleffizienzen möglichst nahe hundert Prozent erlauben. Wegen des großen Unterschieds im Brechungsindex von Halbleiter und Luft tritt an der inneren Grenzfläche jedoch Totalreflexion auf, sodass sich von einem QD in einem Volumenhalbleiter nur ein paar Prozent der Photonen mit einem Mikroskopobjektiv aufsammeln lassen. Dies sieht anders aus, wenn QDs in Mikroresonatoren oder Nanodrähte eingebettet sind. So wurde kürzlich eine Sammeleffizienz von 71 Prozent in Nanodrähten gezeigt [8]. Besonders hervorzuheben ist das Resultat der Gruppe von Pascale Senellart, die

sowohl eine hohe Ununterscheidbarkeit der Photonen (82 %) als auch eine hohe Sammeleffizienz (65 %) mit einem nicht-resonant optisch gepumpten QD erreichten [9]. Dazu trug unter anderem bei, dass die Wissenschaftler einen Mikro-Säulenresonator mit einem spektral abgestimmten und räumlich zentrierten QD im Zentrum lithografisch fertigten. Die perfekte Ankopplung des QDs an den Resonator ermöglichte es, den spontanen exzitonicen Zerfall zu verstärken, und zwar um einen Faktor von etwa vier (Purcell-Effekt). Dies verringert den Einfluss von kohärenzzerstörenden Prozessen. Für die Anregung wurden zwei Laser verwendet, um die Fluktuationen der elektrostatischen Umgebung zu minimieren: Ein Laser diente zur optisch gepulsten Anregung des QDs über eine höhere elektronische Schale, während der zweite, schwächere Dauerstrichlaser tiefe Störstellen in der Umgebung des QDs mit Ladungsträgern füllt, um die elektrostatische Umgebung zu stabilisieren. Noch bessere Werte sind sicherlich mit resonant gepumpten QDs in Mikroresonatoren möglich.

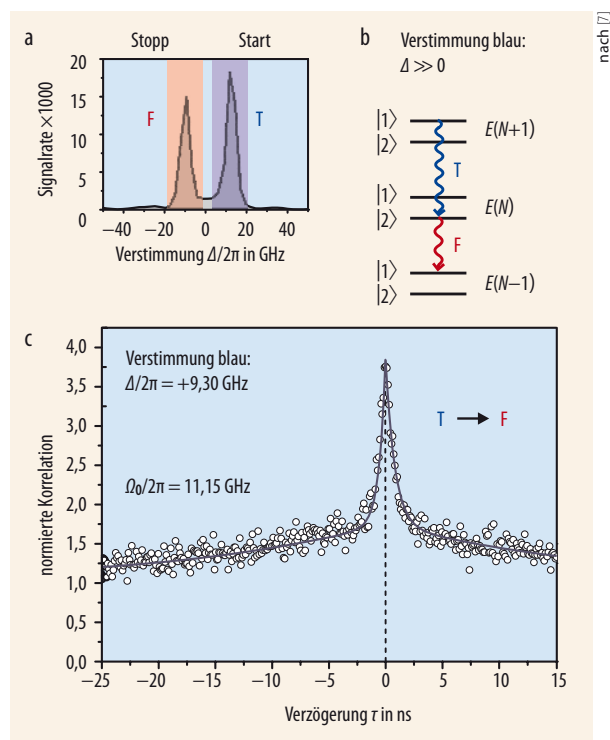


Abb. 5 Nach dem Herausfiltern des zentralen Rayleigh-Peaks bei einer Wellenlänge von 907 nm bleiben vom Emissionsspektrum des Mollow-Triplets zwei Linien übrig (a). Die rot und blau unterlegten Spektralbereiche wurden für die Kreuzkorrelationsmessungen verwendet. Die Niveaustruktur favorisiert die sukzessive Emission von T- und F-Photonen (b). Bei der Kreuzkorrelationsmessung wird der von der Probe einfallende Lichtstrahl mit Hilfe eines Strahlteilers aufgespalten und spektral gefiltert, sodass im ersten Teilstrahl nur die Ankunftszeiten der T-Photonen (Startsignal) und im zweiten nur die Zeiten der F-Photonen (Stoppsignal) registriert werden. Das Histogramm der Korrelationsereignisse ergibt sich aus der Zahl der so gemessenen Koinzidenzen als Funktion der Verzögerung τ zwischen Start- und Stoppsignal (c). Die charakteristische Überhöhung der Koinzidenzen für $\tau = 0$ zeigt, dass die Wahrscheinlichkeit erhöht ist, nach einem T-Photon ein F-Photon zu beobachten.

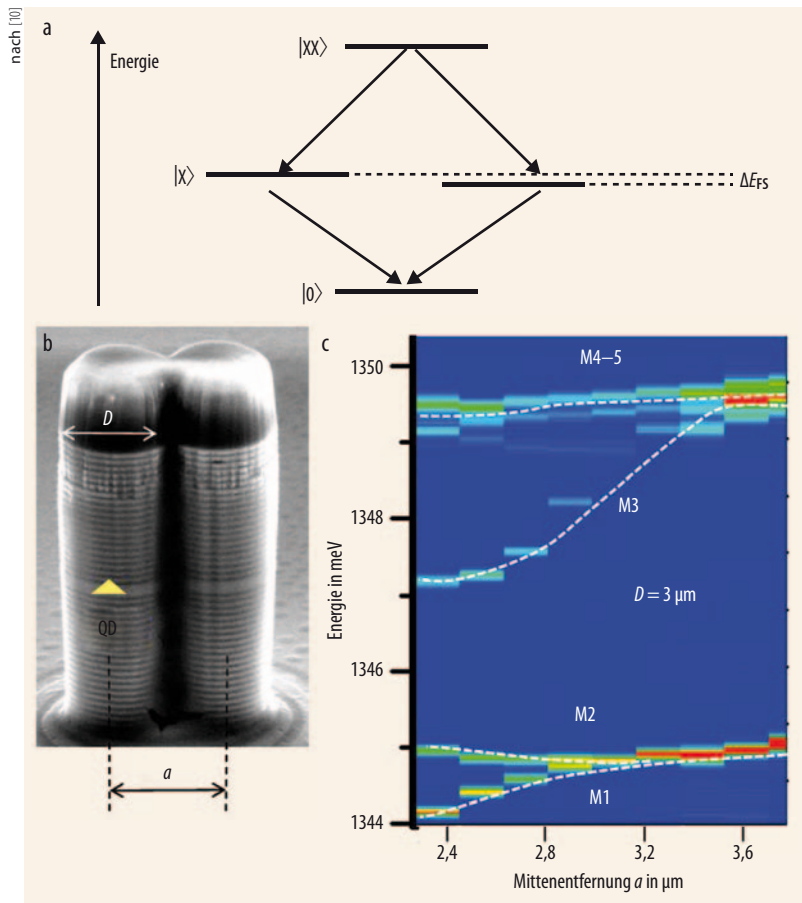


Abb. 6 Ein Biexziton (XX) kann über zwei verschiedene Exzitonzustände (X) in den Grundzustand übergehen (a). Zwei gekoppelte Mikro-Säulenkavitäten mit einem einzelnen Quantenpunkt in der linken Kavität erlauben es, beide Photonen auszukoppeln (b). Dabei ist D

der Durchmesser und a der Abstand der Kavitäten. c) Energie der optischen Moden des photonischen Moleküls für einen Säulendurchmesser von $3 \mu\text{m}$ als Funktion des Säulenabstands a . Die Moden sind mit M1 – M5 gekennzeichnet.

Der gleichen Gruppe gelang es ebenfalls, eine sehr helle Quelle für polarisations-verschränkte Photonenpaare herzustellen [10]. Dabei regten sie zwei Elektron-Loch-Paare (Biexziton, XX) in einem Quantenpunkt an, die anschließend als Zwei-Photonen-Kaskade ($XX \rightarrow X \rightarrow \text{Grundzustand}$) strahlend rekombinieren. Hierbei sind zwei strahlende Rekombinationspfade über zwei orthogonale Exzitonenzustände möglich (Abb. 6a). Falls die beiden Exzitonenzustände entartet sind (Feinstrukturaufspaltung $\Delta E_{FS} = 0$), sind beide Pfade ununterscheidbar, und das emittierte Photonenpaar ist polarisationsverschränkt [1]. Die Feinstrukturaufspaltung lässt sich dabei mit Hilfe von Verspannungs- und elektrischen Feldern immer zu Null regeln [11]. Aufgrund der Coulomb-Korrelation der Ladungsträger im QD unterscheiden sich die Bindungsenergien von Biexziton und Exziton und damit auch die Energien der beiden Photonen um wenige meV. Um beide Photonen effizient aus dem Halbleiter zu extrahieren, wurde ein gekoppeltes Paar identischer Säulenresonatoren, ein „photonisches Molekül“ [12] um den ausgewählten QD herum hergestellt (Abb. 6b). Der Clou bestand nun darin, die Energie von Biexziton und Exziton an jeweils eine der Resonatormoden anzupassen (M2

bzw M3, Abb. 6c), um damit beide Photonen optimal auszukoppeln. Auf diese Weise konnten polarisations-verschränkte Photonenpaare mit einer Effizienz von 12 Prozent pro Anregungspuls erzeugt werden. Dies übertrifft bei weitem herkömmliche Quellen, die einen parametrischen Erzeugungsprozess in einem nichtlinear optischen Material ausnutzen und aufgrund ihrer intrinsischen Poisson-Statistik meist nur ein Photonenpaar pro hundert Anregungsimpulse emittieren. Aktuelle Arbeiten zeigen, dass es möglich ist, mit planaren Antennenstrukturen Sammeleffizienzen jenseits von 99 Prozent zu erreichen [13].

Ausblick

Anwendungen wie die Quantenkommunikation über kurze Distanzen oder Quantenstandards für die Metrologie setzen nicht voraus, dass die Photonen ununterscheidbar sind. Damit ist auch die Dekohärenz der angeregten Zustände kein prinzipiell limitierender Faktor. Dann lässt sich die Einzel-Photonen-Quelle bei höheren Temperaturen betreiben, und eine resonante Anregung, um die Streuung von Ladungsträgern zu vermeiden, ist nicht zwingend notwendig. Kürzlich gelang es mit epitaktisch hergestellten Heterostrukturen aus CdSe/ZnSse bzw. CdSe/ZnSe, Einzel-Photonen-Emission bei Raumtemperatur zu zeigen [14, 15].

Für kompakte und miniaturisierte Quellen ist eine elektrische Anregung wünschenswert. Bisher können elektrisch gepumpte Quellen im Hinblick auf die Ununterscheidbarkeit der Photonen ($< 65\%$) noch nicht mit den optisch gepumpten konkurrieren, es gibt jedoch Fortschritte hinsichtlich der Photonenemissionsrate, der Gesamteffizienz und der Hochfrequenzeigenschaften. Zudem gelang es erstmals, polarisationsverschränkte Photonen zu erzeugen [16]. Wie schon bei den optisch angeregten Proben ist es mit Hilfe von Mikrosäulenresonatoren bzw. „Resonant Cavity LED“-Strukturen (RC-LED) auch möglich, die Sammelraten für einzelne Photonen signifikant zu erhöhen: auf 35 MHz mit einer Gesamteffizienz von 34 Prozent [17] bzw. 7 MHz. Mit beiden Quellen gelang eine quantenkryptographische Schlüsselübertragung mit einer Datenrate von 30 bis 95 kBit/s und einer Quantenbitfehlerrate von 4 Prozent [18]. Neuere Studien zu den Hochfrequenzeigenschaften der RC-LEDs ergaben selbst bei Anregungsraten von 2 GHz noch gesteuerte Einzel-Photonen-Emission, und zeigen somit das mögliche Potenzial dieser Quellen für ultraschnelle Quantennetzwerke [19].

Zukünftige Szenarien für Quantennetzwerke benötigen eine große Zahl von Quellen für identische, deterministische Einzel-Photonen bzw. für verschränkte Photonen, die in miniaturisierte photonische Schaltkreise integrierbar sein sollten. Hier bietet sich die ausgereifte Halbleitertechnologie mit ihrer hohen Integrationsdichte an. Voraussetzung für derartige Szenarien sind positionierte Quantenpunkte, die die oben diskutierten Eigenschaften aufweisen. Hier

gelangen erst erst kürzlich sehr vielversprechende Ergebnisse zur Ununterscheidbarkeit der Photonen [20]. Weiterhin gilt es, Ununterscheidbarkeit und Sammel-effizienz zukünftig gleichzeitig für ein und dieselbe Quelle zu optimieren und noch weiter zu steigern. Für den Einsatz in glasfaserbasierten Quantennetzwerken müssen die erzielten Fortschritte auf Quantenpunkte, die im Transmissionsfenster der Telekomnetze bei 1,3 und 1,55 μm emittieren, übertragen werden. Im Hinblick auf deterministische, polarisationsverschränkte Photonenpaar-Quellen müssen zukünftig ebenfalls kohärente Anregungsmethoden entwickelt und getestet werden, um eine maximale Ununterscheidbarkeit der generierten Photonenpaare zu erzielen.

Literatur

- [1] H. Stolz, M. Kira und S. W. Koch, Physik Journal, Juni 2008, S. 37
 [2] P. Michler und C. Becher, Phys. Blätt., September 2001, S. 55
 [3] C. Cohen-Tannoudji, J. Dupont-Roc und G. Grynberg, Atom-Photon Interactions, Wiley-VCH, Weinheim (2004)
 [4] C. Matthiesen et al., Nat. Commun. **4**, 1600 (2013)
 [5] S. Ates et al., Phys. Rev. Lett. **103**, 167402 (2009)
 [6] Y. M. He et al., Nature Nanotechnology **8**, 213 (2013)
 [7] A. Ulhaq et al., Nature Photonics **6**, 238 (2012)
 [8] J. Claudon et al., Nat. Photonics **4**, 174 (2010)
 [9] O. Gazzano et al., Nat. Commun. 4:1425 doi: 10.1038/ncomms2434 (2013)
 [10] A. Dousse et al., Nature **466**, 217 (2010)
 [11] R. Trotta et al., Phys. Rev. Lett. **109**, 147401 (2012)
 [12] M. Bayer und A. Forchel, Adv. in Solid State Phys. **40**, 499 (2000)
 [13] X.-W. Chen et al., Optics Lett. **36**, 3545 (2011)
 [14] O. Fedorych et al., Appl. Phys. Lett. **100**, 061114 (2012)
 [15] S. Bounouar et al., Nano Lett. **12**, 2977 (2012)
 [16] C. L. Salter et al., Nature **465**, 594 (2010)
 [17] T. Heindel et al., Appl. Phys. Lett. **96**, 011107 (2010)
 [18] T. Heindel et al., New J. Phys. **14**, 083001 (2012)
 [19] F. Hargart et al., Appl. Phys. Lett. **102**, 011126 (2013)
 [20] K. Jöns et al., Nano Lett. **13**, 126 (2013)
 [21] C. K. Hong, Z. Y. Ou und L. Mandel, Phys. Rev. Lett. **59**, 2044 (1987)

DER AUTOR

Peter Michler (FV Halbleiterphysik) hat an der Universität Stuttgart Physik studiert und 1994 promoviert. Nach einem Aufenthalt als Post-Doc am MPI für Festkörperforschung in Stuttgart ging er 1995 als wissenschaftlicher Assistent an die Universität Bremen, wo er 2001 habilitierte. Sein Interesse für die Halbleiter-Quantenoptik vertiefte er während eines einjährigen Forschungsaufenthalts 1999/2000 in der Gruppe von Atač Imamoğlu an der University of California in Santa Barbara. Michler folgte 2003 einem Ruf an die Universität Stuttgart. Seit 2006 leitet er dort das Institut für Halbleiteroptik und Funktionelle Grenzflächen (IHFG).

