

# An der Schwelle zum Laser

Genauere Messungen der Photonenstatistik erlauben es, eine Lichtquelle zu charakterisieren.

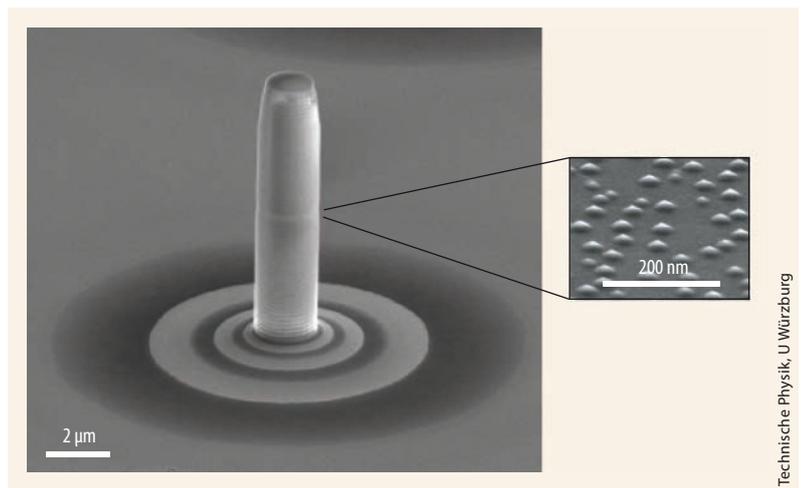
Marc Aßmann

In den letzten Jahrzehnten haben Laser solch eine weite Verbreitung gefunden, dass man annehmen sollte, die Unterscheidung von Laserlicht und anderen Lichtquellen sei inzwischen ein triviales Standardproblem. Doch die ultrakurzen Zeitskalen, auf denen sich die Laserprozesse in modernen Halbleiterlasern abspielen, benötigen Detektivarbeit und modernste experimentelle Techniken, um das Lasen erfolgreich nachweisen zu können.

Ob im Laserdrucker, Blu-ray-Player oder als Element in der Glasfaserkommunikation: Halbleiterlichtquellen auf Basis von Heterostrukturen haben längst Einzug in unseren Alltag gehalten. Die weitreichende Bedeutung dieser Bauteile für die moderne Optoelektronik lässt sich auch an den Nobelpreisen ablesen, die es für Entwicklungen in diesem Bereich gab: Zhores Ivanovich Alferov und Herbert Krömer haben ihn für ihre bahnbrechenden Arbeiten zu Halbleiterheterostrukturen erhalten, Isamu Akasaki, Hiroshi Amano und Shuji Nakamura für die Entwicklung blauer Leuchtdioden.

Die Anforderungen an moderne Halbleiterlichtquellen sind vielfältig: Schnell modulierbar sollen sie sein, wenig Energie verbrauchen und möglichst klein sein, ein gutes Strahlprofil und gute Kohärenzeigenschaften aufweisen. Im Idealfall sollten sich viele Bauelemente parallel auf einem Wafer prozessieren und testen lassen, um Geld zu sparen. Speziell so genannte VCSEL (Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser) mit Quantenpunkten als aktivem Medium eignen sich als oberflächenemittierende Laserdioden hervorragend für praktische Anwendungen [1]. In der Tat geht bei solchen Laserdioden geringer Energieverbrauch mit einer miniaturisierten Bauweise einher. Mittlerweile sind hocheffiziente Halbleiterdioden eine Größenordnung dünner als ein menschliches Haar.

Das Design einer optimalen Laserstruktur ist allerdings ein Balanceakt. Neben offensichtlichen Eigenschaften wie der Laserwellenlänge müssen auch Energieverbrauch, Strahlprofil und Kohärenzeigenschaften zum jeweiligen Verwendungszweck passen. Für ein möglichst effizientes Design wird ein Laser oft knapp über der Laserschwelle betrieben. Die Effizienz lässt sich mit Hilfe einer einfachen Kenngröße, dem so genannten  $\beta$ -Faktor, quantifizieren. Er gibt an, wie groß unterhalb der Laserschwelle die spontane Emis-



Rasterelektronenmikroskopische Aufnahme eines mikrometerkleinen Mikrokanal-Lasers. Das Inset zeigt die Quantenpunktschicht, die als aktives Medium dient.

Technische Physik, U Würzburg

sion in die Lasermode im Vergleich zur Summe aller Rekombinationsmöglichkeiten ist [2], also welcher Teil der erzeugten Anregungen tatsächlich zum Start des Laservorgangs beiträgt. Für den schwellenlosen Laser gilt:  $\beta = 1$ .

Überraschenderweise ist die Laserschwelle aber speziell für hocheffiziente Mikrolaser gar nicht so einfach zu identifizieren. Gerade mangelnde Effizienz macht es nämlich einfach, die Laserschwelle zu finden. Ersichtlich wird dies an der Input-Output-Kurve eines Lasers. Diese gibt an, wie viel Lichtleistung aus der Lasermode emittiert wird im Verhältnis zur Eingangsleistung, mit welcher der Laser gepumpt wird (Abb. 1). Bei ineffizienten Lasern zeigt sich an der Laserschwelle ein deutlicher Sprung in der Kennlinie, der mit zunehmender Effizienz kleiner wird und schließlich für den schwellenlosen Laser komplett verschwindet [3].

## KOMPAKT

- Die Photonenstatistik des Lichtfelds ermöglicht eine eindeutige Identifikation des Laservorgangs.
- Im Laserlicht werden Photonen statistisch unabhängig voneinander emittiert, bei thermischen Lichtquellen gibt es eine Tendenz zu korrelierter Emission, dem so genannten Bunching.
- Aufbau und Zerfall der Kohärenz während eines Laserpulses sind mit fortschrittlichen Streakkameratechniken direkt experimentell zugänglich.

Dr. Marc Aßmann,  
Experimentelle Physik 2, Fakultät Physik,  
TU Dortmund, 44221  
Dortmund

Der Ursprung dieses Knicks ist leicht erklärt: In einem Laser rekombiniert und zerfällt jede Anregung irgendwann wieder. Im Wesentlichen kann das bei einer Laserkavität, in der sich noch keine Photonen befinden, auf drei verschiedene Wege geschehen: spontane Emission eines Photons in die Lasermode bzw. in eine andere Mode oder nichtstrahlende Rekombination. Nur im ersten Fall trägt das emittierte Photon zur Input-Output-Kurve bei. Die anderen Rekombinationsmöglichkeiten gelten als Verlustkanäle.

Bei einer mit Photonen gefüllten Laserkavität tritt zusätzlich stimulierte Emission auf. Die stimulierte Emissionsrate entspricht dabei der spontanen Emissionsrate skaliert mit der Zahl der in der Lasermode bereits vorhandenen Photonen. Im Laserregime kann diese Photonenzahl für Gaslaser in die Millionen gehen. Die Emission in die Lasermode wird so effizienter als die Verlustprozesse. Dies führt zum Knick in der Input-Output-Kurve.

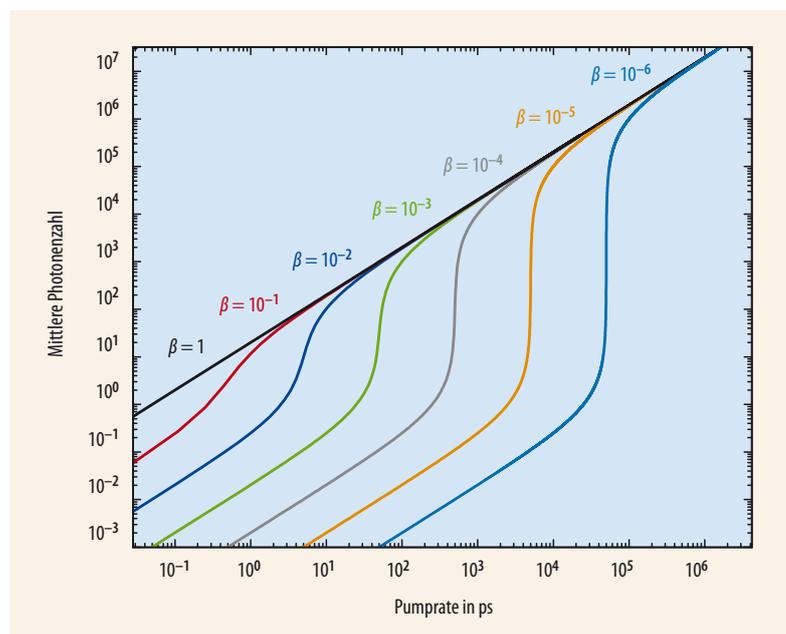
Hocheffiziente Laser sind aber so gebaut, dass nichtstrahlende Rekombination möglichst nicht auftritt und nichtlasende Moden quasi nicht vorhanden sind. Daher ist der Sprung in der Input-Output-Kurve für hocheffiziente Laserdioden mit einem  $\beta$ -Faktor nahe 1 kein gutes Kriterium mehr, um das Laserregime vom Regime spontaner Emission zu unterscheiden. Hier zeigt sich auch direkt, dass ein Laser entgegen des intuitiven Bilds von einem hellen Lichtstrahl nicht unbedingt besonders intensiv sein muss.

### Von der Kohärenz zur Schwelle

Das nächste naheliegende Kriterium, um den Beginn der Laserschwelle zu identifizieren, sind die Kohärenzeigenschaften des emittierten Lichts. Intuitiv ist dabei die erste Eigenschaft, die experimentell leicht zugänglich ist, die Phasenkohärenz. Mit einem Michelson-Interferometer lässt sich die zeitliche Kohärenz be-

stimmen und mit einem Doppelspalt die räumliche Kohärenz. Nahe der Laserschwelle nimmt oft die Kohärenzlänge zu. Ein klares Kriterium für den Beginn des Laserprozesses bietet sie allerdings nicht: Ein stabilisierter Faserlaser kann Kohärenzlängen von über hundert Kilometer erreichen, während Halbleiterlaser manchmal nur ein Meter oder sogar weniger erreichen. Die Kohärenzlänge bietet somit kein eindeutiges Kriterium, um den Laservorgang zu identifizieren, und es gibt auch keine Kohärenzlänge, ab der man sicher von einem Laservorgang sprechen kann. Schlimmer noch: Die Phasenkohärenz hängt zudem stark vom experimentellen Aufbau ab. Die Autokorrelationsfunktion des Lichtfelds, welche allgemein die Kovarianz zwischen den Werten eines stochastischen Prozesses zu verschiedenen Zeiten beschreibt und deren Abfall hier die Kohärenzzeit angibt, ist die Fourier-Transformation der spektralen Leistungsdichte des Lichtfelds. Das bedeutet, dass sich durch spektrales Filtern die zeitliche Kohärenz jeder beliebigen Lichtquelle erhöhen lässt. Bei gleicher Intensität wären ein Laser und Licht einer auf den gleichen Spektralbereich gefilterten Glühbirne somit anhand der Phasenkohärenz nicht zu unterscheiden.

Ähnliches gilt für die räumliche Kohärenz im Doppelspaltexperiment. Hier ist der Kohärenzgrad des Lichts umgekehrt proportional zur scheinbaren Größe (dem Durchmesser der Lichtquelle geteilt durch den Abstand zum Doppelspalt) der Lichtquelle vom Doppelspalt aus gesehen. Die Kohärenz einer an sich inkohärenten Lichtquelle erhöht sich dadurch, dass sie weiter entfernt vom Doppelspalt platziert oder auf eine kleine Lochblende fokussiert wird. Passendes Filtern erlaubt es somit, die Phasenkohärenz jeder beliebigen Lichtquelle auf das Niveau eines Lasers zu erhöhen. Wünschenswert wäre jedoch ein Kriterium, das komplett unabhängig von externen Einflüssen funktioniert, also ein beliebiges Lichtfeld aus einer schwarzen Box unbekanntem Inhalts, eindeutig klassifizieren kann.



**Abb. 1** Die emittierte Intensität gegenüber der Pumprate für Laser unterschiedlicher Effizienz zeigt an der Laserschwelle einen deutlichen Knick, der mit zunehmendem  $\beta$  allerdings verschwindet. Gaslaser oder ineffiziente Halbleiterlaser besitzen meist einen  $\beta$ -Faktor zwischen  $10^{-5}$  und  $10^{-7}$ . Für effiziente Mikrolaser wie Quantenpunktlaser liegt  $\beta$  zwischen 0,1 und 1. In diesem Bereich lässt sich die Laserschwelle nicht mehr über einen Sprung in der Kurve identifizieren.

## Auf die Statistik kommt es an

Ein solches Verfahren ist eine Identifikation der Laserschwelle aufgrund der Photonenzahlstatistik des Lichtfelds. Dabei handelt es sich um die Wahrscheinlichkeitsverteilung dafür, wie viele Photonen ein Lichtfeld, das mehrfach auf identische Weise präpariert wird, bei einer Messung der Photonenzahl tatsächlich enthält. Direkte Messungen dieser Verteilung sind allerdings komplex. Kaum ein Detektor besitzt perfekte Effizienz, also ist immer davon auszugehen, dass ein Teil der Photonen undetektiert bleibt. Ferner wirkt sich jede noch so kleine Nichtlinearität des Detektors aus und verfälscht die gemessene Statistik stark. Daher bietet es sich an, im Experiment normierte Kenngrößen zu messen, die nicht sensitiv auf die Effizienz des Detektors sind. Die bekannteste derartige Messgröße ist die zeitliche Intensitätskorrelationsfunktion zweiter Ordnung  $g^{(2)}(\tau)$ , die das Rauschen des Lichtfelds beschreibt.

Die Grundidee dabei ist eine statistische Beschreibung des Lichtfelds im Rahmen bedingter Wahrscheinlichkeiten. Was zunächst hochkompliziert klingt, ist nicht viel schwieriger zu verstehen als ein Gedankenexperiment mit einem tropfenden Wasserhahn: Zwei Wasserhähne mit gleichem Wasserdurchfluss, von denen einer tropft, während aus dem zweiten ein ordnungsgemäßer Wasserstrahl fließt, lassen sich bereits intuitiv sehr gut unterscheiden. Der Unterschied lässt sich auch etwas formaler und mathematischer beschreiben: Sieht man sich jedes einzelne Wassermolekül im Wasserstrahl an, stellt man fest, dass innerhalb eines Tropfens die Wassermoleküle sehr dicht gepackt sind, während zwischen zwei Tropfen nur recht wenige Moleküle aus dem Wasserhahn gelangen. Für den normal fließenden Wasserhahn hingegen ist die Dichte überall gleich groß. Oder anders ausgedrückt: Die mittlere Wahrscheinlichkeit dafür, innerhalb eines kleinen Zeitfensters ein Wassermolekül zu finden, ist für beide Wasserhähne gleich groß, aber beim tropfenden Wasserhahn ist die bedingte Wahrscheinlichkeit dafür, weitere Wassermoleküle kurze Zeit nach dem ersten Molekül zu finden, deutlich erhöht, während sich beim fließenden Wasserhahn die Wahrscheinlichkeit, weitere Moleküle zu finden, nicht ändert: Die Moleküle sind statistisch unabhängig voneinander. Natürlich gilt beim tropfenden Wasserhahn auch der umgekehrte Sachverhalt. Wenn gerade kein Wassermolekül da ist, ist es recht wahrscheinlich, dass man auch kurz danach keins findet.

## Doppelt gut: Photonenpaare

Mit einer Lichtquelle statt des Wasserhahns und Photonen statt Wassermolekülen lässt sich dieses Konzept ganz analog auf Laser übertragen. Ein stabiler Laser emittiert einen kontinuierlichen Fluss von Photonen mit Photonenzahlen, die nur wenig um den Mittelwert schwanken. Dagegen rauscht die Photonenzahl bei

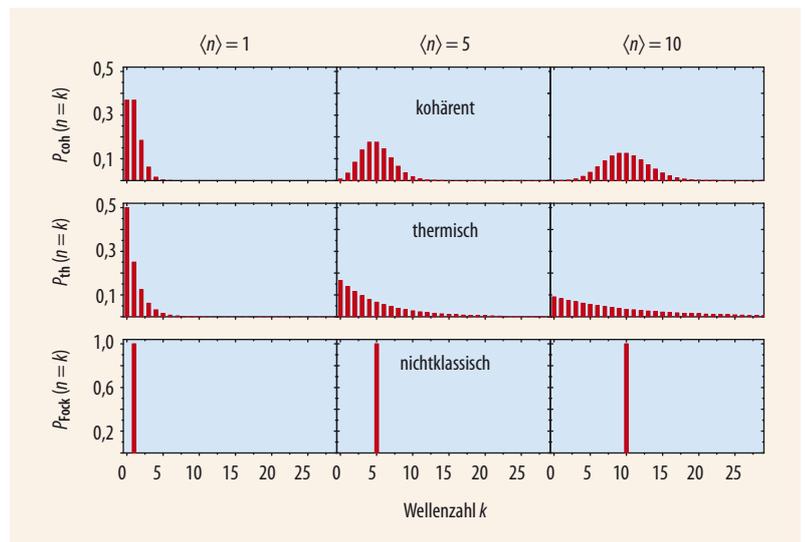


Abb. 2 Die Photonenzahlstatistik zeigt für thermische Lichtquellen, kohärente Laser und nichtklassische Quantenlichtquellen bei verschiedenen mittleren Photonenzahlen  $\langle n \rangle$  unterschiedliche Muster. Dabei handelt es sich um ein zeitliches Mittel.

einer chaotischen oder thermischen Lichtquelle wie einem Laser unterhalb der Schwelle stark. Eine solche Lichtquelle verhält sich ähnlich wie der tropfende Wasserhahn. Wie bereits weiter oben erläutert, findet sich dieser Effekt nicht nur in der Photonenzahlstatistik wieder (Abb. 2), sondern er lässt sich formal durch die zeitliche Kohärenzfunktion zweiter Ordnung beschreiben:

$$g^{(2)}(t, \tau) = \frac{\langle :n(t)n(t+\tau): \rangle}{\langle n(t) \rangle \langle n(t+\tau) \rangle}, \quad (1)$$

wobei  $t$  und  $t + \tau$  zwei beliebige Zeitpunkte sind und  $n$  die Photonenzahl einer Mode des Lichtfelds angibt. Der Zähler beschreibt die Anzahl der Photonenpaare, die zu den Zeitpunkten  $t$  und  $t + \tau$  detektiert werden, während der Nenner das Produkt der mittleren Photonenzahlen zu diesen Zeitpunkten angibt. Insgesamt handelt es sich also um die relative Wahrscheinlichkeit, ein Photon zum Zeitpunkt  $t + \tau$  zu detektieren unter der Bedingung, dass bereits zum Zeitpunkt  $t$  eines detektiert worden ist, normiert über die Wahrscheinlichkeit, die man für statistisch unabhängige Photonen erhalten würde. Für thermisches Licht nimmt  $g^{(2)}$  den Wert 2 an.

Wenn die Paarzählrate im Zähler in das Produkt der Einzelzählraten faktorisiert, sind Zähler und Nenner gleich. In diesem Fall befindet sich das Lichtfeld in einem kohärenten Zustand, wie er für einen Laser zu erwarten wäre. Dann ändert sich auch die bedingte Wahrscheinlichkeit für die Detektion weiterer Photonen nach dem Nachweis eines Photons nicht. Dass dies die Grundlage einer stabilen Lichtquelle ist, liegt auf der Hand: Jedes detektierte Photon hat vorher den Laser verlassen. Eine Änderung der bedingten Detektionswahrscheinlichkeit bedeutet also, dass sich das Lichtfeld in der Quelle bei jedem Photon, das es verlässt, entsprechend verändern muss. Bei einer kohärenten Lichtquelle ändert sich der Zustand des Lichtfelds hingegen nicht. Der kohärente Zustand ist daher

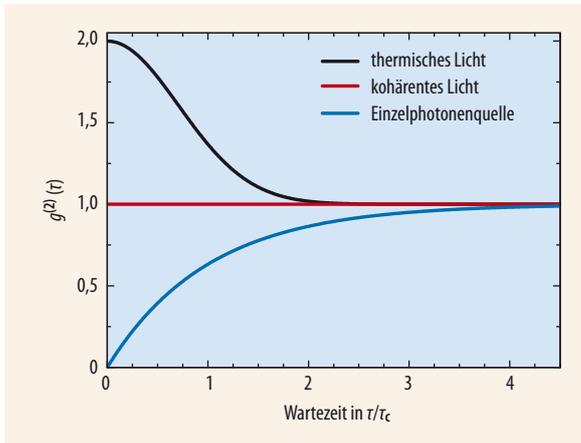


Abb. 3 Beispielhafte Verläufe der Korrelationsfunktion zeigen für kurze Zeiten deutlich eine Häufung der Zweiphotonen-detektion bei thermischen Lichtquellen und eine reduzierte Wahrscheinlichkeit für die Einzelphotonenquelle, während bei Laserlicht alle Wartezeiten gleich wahrscheinlich sind.

1) Formal wird diese Tatsache durch die Doppelpunkte in der Definition von  $g^{(2)}$  widerspiegelt, die für eine Normalordnung der zugrundeliegenden Feldoperatoren stehen, sodass alle Erzeuger links und alle Vernichter rechts stehen.

alternativ oft über diese Eigenschaft als Eigenzustand des Photonenvernichtungsoperators definiert. Das klingt zwar ungewöhnlich, aber diese Definition trägt einem gravierenden Unterschied zwischen Photonen und Wassermolekülen Rechnung: Misst man die Anzahl der Wassermoleküle in einem gewissen Volumen zweimal direkt hintereinander, ist das Resultat beide Male identisch. Für Photonen sind hingegen alle üblichen Messungen im Rahmen starker Messungen destruktiv. Das Photon wird bei der Messung vernichtet.<sup>1)</sup>

Dies hat zur Folge, dass die Kohärenzfunktion  $g^{(2)}$  für Licht auch Werte kleiner als eins annehmen kann, also die Detektion eines Photons die Wahrscheinlichkeit, ein weiteres Photon zu detektieren, verringern kann. Für ein einzelnes Photon ist dieses Verhalten offensichtlich. Wurde es detektiert, ist es vernichtet, und die Wahrscheinlichkeit, ein weiteres Photon zu detektieren, ist genau null. Für klassische stationäre Lichtfel-

der ist eine solche auf null reduzierte Wahrscheinlichkeit nicht möglich. Werte der Kohärenzfunktion  $g^{(2)} < 1$  gibt es nur für nichtklassisches Licht, daher gelten sie als guter Indikator, um klassische und nichtklassische Lichtfelder zu unterscheiden.

### Warten auf das zweite Photon

Das gängigste Messverfahren, um die Korrelationsfunktion zu messen, geht auf Hanbury Brown und Twiss zurück, die anhand des von Sternen ausgesandten Lichts ihren Winkeldurchmesser bestimmen wollten. Die heutzutage in Optiklaboren übliche Variante des Experiments besteht darin, dass ein Lichtstrahl mit einem Strahlteiler in zwei Teilstrahlen aufgeteilt und jeder für sich mit einer Lawinenphotodiode mit Einzelphotonensensitivität detektiert wird. In einem anschließenden Koinzidenzschaltkreis fungiert eine der Dioden als Quelle eines Startsignals, die andere als Quelle eines Stoppsignals: Sobald ein Photon detektiert wurde, gibt ein kurzer Strompuls im Koinzidenzschaltkreis das Startsignal. In der Regel wird dort ein Signal erzeugt, das linear mit der Zeit ansteigt. Sobald die zweite Diode das Stoppsignal auslöst, wird das ansteigende Signal angehalten. Die Signalhöhe entspricht der Wartezeit zwischen dem ersten und dem zweiten Photon. Somit ist das Ergebnis eine Wartezeitverteilung für die Detektion von Photonenpaaren, die nur noch nach vielen Messungen über die mittleren Zählraten normiert werden muss, um direkt eine über alle Zeiten  $t$  gemittelte Kohärenzfunktion  $g^{(2)}(\tau)$  zu erhalten (Abb. 3). Für die gleichzeitige Detektion zweier Photonen, also Wartezeit 0, ist das eben diskutierte Verhalten klar zu erkennen.

Auch das Verhalten für längere Zeitunterschiede lässt sich in Analogie zum tropfenden Wasserhahn verstehen. Für sehr lange Zeitabstände sollten natürlich

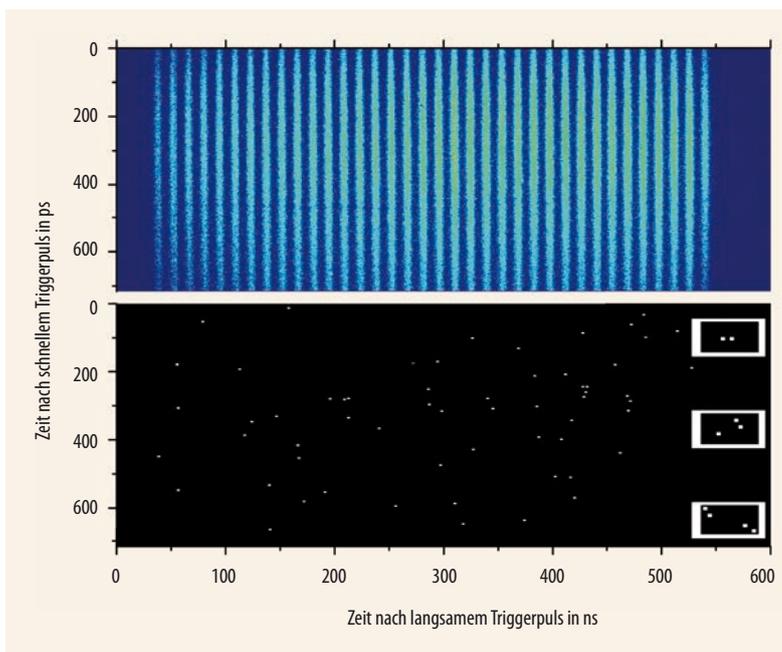
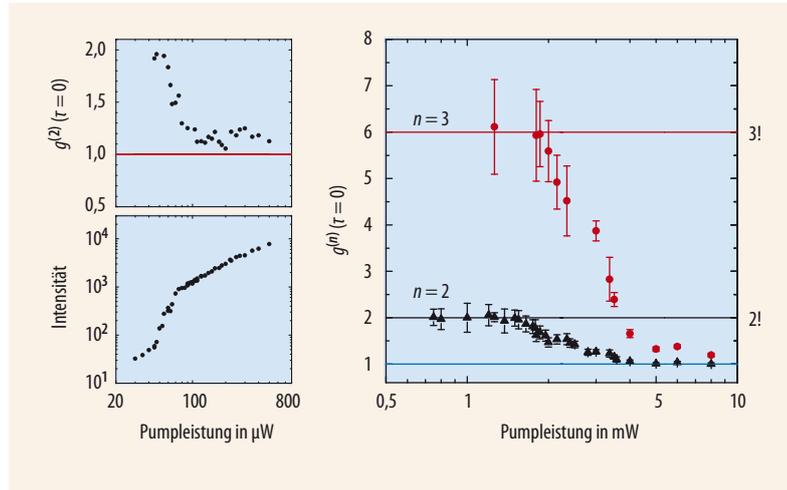


Abb. 4 Bei einer Streackkamera sorgt eine schnelle Ablenkspannung in vertikaler Richtung dafür, dass die einzelnen Pulse zeitlich aufgelöst dargestellt werden. Eine zweite langsame Ablenkspannung in horizontaler Richtung bildet mehrere Pulse nebeneinander ab. Integriert über viele Pulse (oben) lässt sich der mittlere Pulsverlauf rekonstruieren. Im Einzelbild (unten) sind einzelne Photonendetektionen aufgelöst. Statistiken über Photonenpaare sind durch Auszählen möglich. Die Insets zeigen beispielhaft Zwei- und Mehrphotonenpaare.

**Abb. 5** Die Input-Output-Kurve und Korrelationsfunktion eines Quantenpunkt-lasers (links) zeigen, wie die Kohärenz im Bereich der Laserschwelle zunimmt. An der Laserschwelle fällt  $g^{(2)}$  auf den Wert 1 ab. Unterhalb der Laserschwelle ist anhand der Intensitätskorrelation eines Quantenschichtlasers das Photonenbunching deutlich zu sehen (rechts). Bei Betrachtung von Photonentripeln verdreifacht sich dieser Effekt.



auch die Wassermoleküle beim tropfenden Wasserhahn unabhängig voneinander sein. Es muss also eine charakteristische Zeitskala geben, auf der die bedingte Wahrscheinlichkeit, weitere Moleküle zu finden, wieder abnimmt. Man kann sich anschaulich vorstellen, dass diese Zeitskala wesentlich von der typischen Tropfengröße abhängen muss. Möchte man die Tropfen nun untersuchen, zum Beispiel indem man mit einer Kamera viele einzelne Bilder aufnimmt und die Tropfengröße misst, ist selbstverständlich eine kurze Belichtungszeit nötig. Bei zu langer Belichtungszeit würden sich viele Tropfen durch das Bild bewegen und gegenseitig überlagern. Ein fließender und ein tropfender Wasserhahn wären so nicht mehr zu unterscheiden. Auch für das Lichtfeld existiert eine solche Zeitskala – die Kohärenzzeit des Lichts  $\tau_c$ .

Möchte man das Zusammenklumpen der Photonen des Lichtfelds (Bunching) untersuchen, sollte die Zeitauflösung der Detektoren besser sein als die Kohärenzzeit des Lichts.<sup>2)</sup> Bei zu geringer Zeitauflösung scheinen alle Lichtquellen die Statistik des Lasers zu zeigen, das Rauschen der Photonenzahl wäre dagegen nicht wahrnehmbar. Diesen Effekt kennt jeder, der schon einmal die Sonne betrachtet hat. Die Sonne ist eine thermische Lichtquelle, und die Photonenzahl des Sonnenlichts folgt der Bose-Einstein-Verteilung. Das bedeutet auch, dass die Intensität des Sonnenlichts stark um den Mittelwert schwankt und die Sonne tatsächlich von der Erde aus betrachtet meist stockdunkel ist, da die wahrscheinlichste Photonenzahl bei der Bose-Einstein-Verteilung grundsätzlich 0 ist. Diese Vorhersage deckt sich nicht mit der allgemeinen Erfahrung, wie ein Blick aus dem Fenster an einem wolkenlosen Tag zeigt. Der Grund liegt im eben beschriebenen Effekt. Die Kohärenzzeit ungefilterten Sonnenlichts beträgt etwa hundert Femtosekunden. Die Zeitauflösung des menschlichen Auges liegt hingegen eher im Bereich von zehn Millisekunden. Das Auge mittelt also in jedem Bild über etwa  $10^{11}$  wechselnde Intensitäten des Sonnenlichts, was in Summe ein sehr konstantes Lichtfeld ergibt.

Für Gaslaser oder ähnliche konventionelle Laser ist es kein Problem, diesen Effekt zu vermeiden. Auch

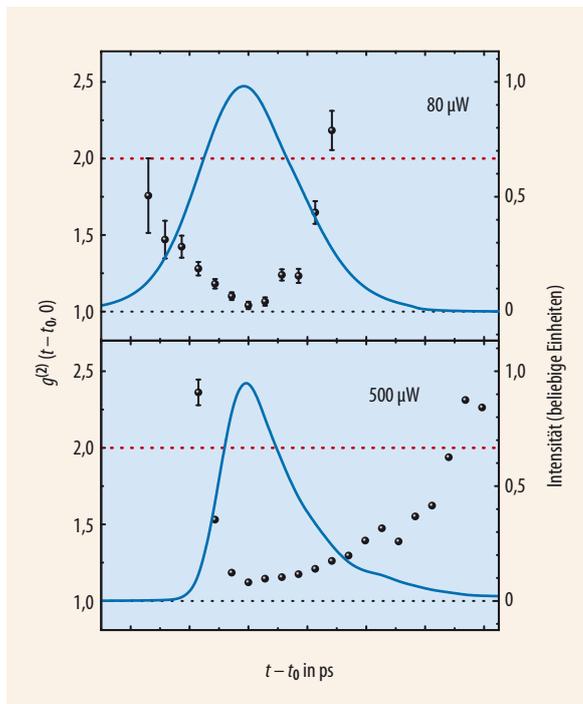
unterhalb der Laserschwelle liegen die Kohärenzzeiten des Lichts hier noch im Nanosekundenbereich oder darüber und damit oberhalb der Zeitauflösung von typischen Avalanche-Photodioden mit Einzelphotonensensitivität. Mit Einbußen bei der Quanteneffizienz ist eine Zeitauflösung von 50 Pikosekunden gerade noch möglich.

Bei Halbleiterlasern liegt der Sachverhalt in der Regel anders: Die Halbleiterumgebung und die Vielzahl an Zuständen und Ladungsträgern verkürzen die Kohärenzzeit der Emission unterhalb der Laserschwelle deutlich. Typisch sind Werte von 10 Pikosekunden oder weniger. Für solche Lichtfelder erlauben Photodioden daher nur eine verfälschte Messung der Korrelationsfunktion. Ihre korrekte Rekonstruktion stellt unter diesen Bedingungen extreme Anforderungen an das Geschick der Experimentatoren [4].

### Streakkameras als Alternative

Eine alternative experimentelle Messung der Korrelationsfunktion auf ultraschnellen Zeitskalen ermöglichen so genannte Streakkameras. Ihr Funktionsprinzip beruht darauf, dass die zeitliche Information in eine räumliche Information übersetzt wird. Am Eingang der Kamera trifft einfallendes Licht auf eine Photokathode und löst dort Elektronen aus. Diese werden in Ausbreitungsrichtung der Photonen beschleunigt und verstärkt. Treffen sie auf einen Phosphorschirm, leuchtet dieser auf. Dieses Nachglühen lässt sich mit einer CCD-Kamera aufzeichnen. Der Clou des Geräts ist eine zweite vertikale Ablenkspannung in Form einer Sinusspannung, die mit dem Anregungslaser synchronisiert ist. Durch die Sinusform werden Elektronen, die zu unterschiedlichen Zeitpunkten ausgelöst werden, in unterschiedliche Richtungen abgelenkt. Von oben nach unten ergibt sich also ein kontinuierlicher Zeitverlauf. Die erreichbare Zeitauflösung hängt dabei in erster Linie davon ab, wie schnell sich die Ablenkspannung noch gleichmäßig variieren lässt. Zeitaufösungen von etwa einer Pikosekunde sind standardmäßig möglich (Abb. 4). Die Messungen mit der Streakkamera erlauben

<sup>2)</sup> Eine ausführliche quantenmechanische Beschreibung des Bunchings findet sich beispielsweise in U. Fano, Am. J. Phys. 29, 539 (1961).



**Abb. 6** Die zeitlich aufgelöste Intensitätskorrelation der Emission eines Quantenpunktlasers zeigt am unteren Ende der Laserschwelle (a) einen langsamen Wechsel von spontaner zu stimulierter Emission (kleine Kugeln). Kohärenz baut sich nur für wenige Pikosekunden auf, der Laservorgang endet schnell wieder. Deutlich oberhalb der Laserschwelle hingegen (b) tritt das Lasen innerhalb von weniger als 20 Pikosekunden ein, und die Kohärenz bleibt über weite Strecken des Pulsverlaufs (blau) erhalten. Die gestrichelten Linien geben die Werte an, die für eine thermische Lichtquelle oder einen Laser zu erwarten wären.

es, die Korrelationsfunktion durch schlichtes Auszählen der Photonenpaare zu bestimmen. Für einen Quantenpunkt- und einen Quantenschichtlaser ist die Zunahme der Kohärenz im Bereich der Laserschwelle eindeutig zu sehen (Abb. 5).

Für den Quantenschichtlaser zeigt sich ein weiterer Effekt: Beschränkt man sich nicht auf Photonenpaare, sondern betrachtet die gleichzeitige Detektion von drei Photonen, erhöht sich unterhalb der Laserschwelle die Wahrscheinlichkeit, dass diese kurz hintereinander detektiert werden, noch einmal deutlich. Das Bunching der Photonen ist also in höheren Ordnungen ausgeprägter, was auch im Experiment zu finden ist [5].

### So wird ein Laserpuls kohärent

Ein weiterer Vorteil von Streackkameras besteht darin, dass im Gegensatz zu Messungen mit Photodioden nicht nur die Wartezeit zwischen zwei Photonen gemessen wird, sondern auch deren zeitliche Lage innerhalb des Pulses [6]. Gerade für gepulste Laserquellen ist diese Zusatzinformation sehr hilfreich. Hier muss eine umfassende Beschreibung des Systems die gesamte Laserdynamik enthalten. Grundsätzlich wird sich während eines Pulses der Laservorgang ausbilden, eine Weile erhalten bleiben und schließlich abebben. Dabei macht es sich deutlich bemerkbar, ob der La-

ser nur knapp über der Laserschwelle betrieben wird oder deutlich darüber (Abb. 6). In der Tat beginnt die Emission thermisch. Die Kavität ist zunächst leer und muss durch spontane Emission bevölkert werden. Über den Pulsverlauf hinweg nimmt die Intensität im Laser zu, und  $g^{(2)}$  nimmt ab. Das emittierte Licht wird also kohärenter, und der Laservorgang setzt ein. Dieser Vorgang unterscheidet sich deutlich für unterschiedliche Pumpleistungen (Abb. 6). Knapp oberhalb der Laserschwelle vergehen fast 50 Pikosekunden zwischen der ersten Emission aus der Kavität und dem Einsetzen des Laservorgangs. Bei höherer Pumpleistung ist dieser Punkt bereits nach knapp 20 Pikosekunden erreicht. Der wohl drastischere Unterschied zeigt sich allerdings erst im Anschluss: Knapp oberhalb der Laserschwelle nimmt die Intensität in der Kavität schnell wieder ab, sodass der Laservorgang rasch wieder aussetzt und nach 20 bis 30 Pikosekunden vorbei ist. Deutlich oberhalb der Laserschwelle hingegen nimmt die Kohärenz langsam über einen Zeitraum von etwa 70 Pikosekunden hinweg kontinuierlich ab. Der Laservorgang klingt langsam aus.

Der Aufbau der Kohärenz lässt sich also über den kompletten Puls hinweg verfolgen. Dies ist ein essenzieller erster Schritt hin zur Untersuchung komplexerer Fragestellungen, die auf kurzen Zeitskalen ablaufen. Beispielsweise ist es in Mikrolasern zu sehr späten Zeiten im Pulsverlauf möglich, auch Superradianz zu beobachten [7]. Darunter versteht man die intensive, induzierte Emission kohärenter elektromagnetischer Strahlung durch starke Strahlungsverstärkung in einem angeregten Medium. Es ist zu erwarten, dass genaue Kenntnisse der Photonenstatistik des Lichtfelds genauere Einblicke in die Physik einer Lichtquelle ermöglichen. Ein Beispiel sind Laser auf Basis von Monolagen von Übergangsmetall-Dichalkogeniden als aktivem Material [8], bei denen noch immer nicht zweifelsfrei geklärt ist, ob es sich um Laser handelt oder nicht.

### Literatur

- [1] S. Reitzenstein und A. Forchel, J. Phys. D **43**, 033001 (2010)
- [2] P. R. Rice und H. J. Carmichael, Phys. Rev. A **50**, 4318 (1994)
- [3] M. Khajavikhan et al., Nature **482**, 204 (2012)
- [4] S. M. Ulrich et al., Phys. Rev. Lett. **98**, 043906 (2007)
- [5] M. Aßmann et al., Science **325**, 297 (2009)
- [6] M. Aßmann et al., Phys. Rev. B **81**, 165314 (2010)
- [7] F. Jahnke et al., Nat. Comm. **7**, 11540 (2016)
- [8] Y. Ye et al., Nature Photonics **9**, 733 (2015)

### DER AUTOR

**Marc-Alexander Aßmann** (FV Halbleiterphysik) hat 2010 in der Arbeitsgruppe von Manfred Bayer an der TU Dortmund über die Photonenstatistik von Halbleiterlichtquellen promoviert. Nach einem Postdoc-Aufenthalt am JILA in Boulder ist er nach Dortmund zurückgekehrt und beschäftigt sich dort als Juniorprofessor mit Halbleiterquantenoptik und Rydberg-Exzitonen.

