

Der Zoo der Quantenpunkte

Mit Halbleiter-Quantenpunkten zu neuartigen Bauelementen

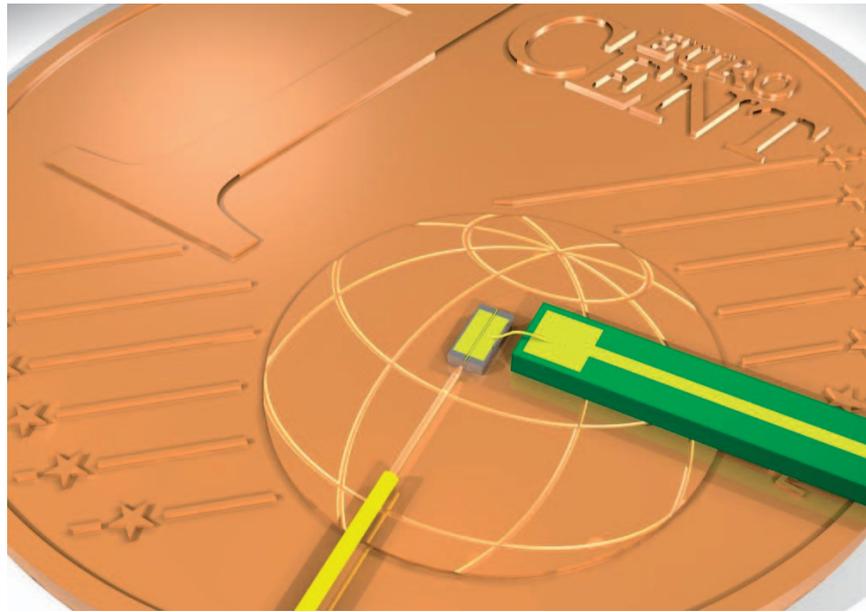
Dieter Bimberg

Quantenpunkte haben ein neues Feld der Halbleiterphysik eröffnet. Durch gezielte Variation der Geometrie dieser „nulldimensionalen“ Strukturen lassen sich völlig neuartige Materialeigenschaften für die unterschiedlichsten Anwendungen maßschneidern. Sie gelten deshalb als Hoffnungsträger für neue Generationen optoelektronischer und photonischer Bauelemente.

Bei der Nanotechnologie geht es nicht nur um unsere Neugier, das immer Kleinere zu erforschen. Wir beginnen auch die Geometrie eines Körpers, seine Größe und Form, als Möglichkeit zu begreifen, die wohl bekannten Eigenschaften des dreidimensional ausgedehnten Materials weitestgehend neu zu gestalten.

Halbleiter-Quantenpunkte besitzen in allen drei Raumrichtungen eine Ausdehnung unterhalb der de Broglie-Wellenlänge der Ladungsträger. Sie sind nur wenige Nanometer große, kohärente Cluster, die in die dielektrische Matrix eines anderen Halbleitermaterials eingebettet sind. Dabei sind sie einander häufig selbstähnlich. Ihre Entstehung basiert dann auf der Selbstorganisation an Oberflächen. Einzelne von ihnen könnten die Grundlage innovativer Bauelemente für die Quantenkryptographie, die Quanteninformationsverarbeitung oder hybride DRAM/Flash-Speicher bieten. Milliarden von ihnen ermöglichen als aktives Material neuartige opto-elektronische Bauelemente, Laser oder Verstärker und neue Systeme z. B. für die Kommunikationstechnik, die Consumer-Elektronik oder die Messtechnik.

Der Einzug der Nanotechnologie, nicht nur in die Halbleiterphysik, sondern gleichzeitig in die Physik optoelektronischer Bauelemente, ist eng verknüpft mit der Arbeit von Ray Dingle und Charles Henry an den amerikanischen Bell Labs in Murray Hill. Die beiden Physiker beschrieben 1976 in einer Patentanmeldung über Quantengrabenlaser die Vorteile, wenn man die Ausdehnung des aktiven Bereichs eines Halbleiterlasers sukzessive reduziert – ausgehend von einer „dreidimensionalen“ Doppel-Heterostruktur, über einen Quantengraben bis zum Quantenfaden [1]. Die elektronischen Eigenschaften solcher Strukturen reduzierter Dimensionalität eines Halbleiters wie z. B. GaAs, das sich leicht in eine AlGaAs-Matrix einbetten lässt, ändern sich radikal (siehe Infokasten „Dimensionsstufen“). So hängen Eigenenergien und die Zustandsdichten stark von der



Halbleiterlaser sind die wichtigste Lichtquelle für optische Glasfaserkommunikationssysteme. Das Modell zeigt rechts den Kontakt für die Stromzufuhr und unten die Glasfaser zur Aufnahme der Laser-

emission. Oberflächenemittierende Laser (VCSEL) auf Quantenpunktbasis könnten einmal eine wichtige Rolle bei der optischen Datenübertragung in Rechnersystemen spielen.

Ausdehnung in jeder Dimension ab. Die Schwellenstromdichte¹⁾ von auf solchen niederdimensionalen Materialien beruhenden Lasern verringert sich dramatisch. 95% aller weltweit hergestellten Halbleiterlaser basieren heute auf „zweidimensionalen“ Quantengrabenstrukturen, deren Vorteile erst die heutigen Einsatzfelder in CD-Laufwerken, Barcode-Scannern, Druckern und anderem mehr ermöglichten.

Arakawa und Sakaki gingen 1982 den noch fehlenden Schritt zu nulldimensionalen Strukturen [2]. Für

1) Die Schwellenstromdichte gibt an, bei welchem Strom pro Flächeneinheit die Schwelle vom LED- zum Laserbetrieb überschritten wird.

KOMPAKT

- Quantenpunkte sind Cluster von einigen hundert bis tausend Halbleiteratomen, eingebettet in eine halbleitende dielektrische Matrix.
- Diese „nulldimensionalen“ Strukturen zeigen scharfe Energieniveaus und ähneln somit künstlichen freien Atomen.
- Sie werden z. B. als Halbleiter-Heterostrukturen epitaktisch aufgewachsen. Die aus den unterschiedlichen Gitterkonstanten der beteiligten Materialien resultierende Verzerrung initiiert die gewünschte Strukturbildung.

Prof. Dr. Dieter Bimberg, Institut für Festkörperphysik, Technische Universität Berlin, Hardenbergstraße 36, 10623 Berlin – Preisträgerartikel anlässlich der Verleihung des Max-Born-Preises 2006.

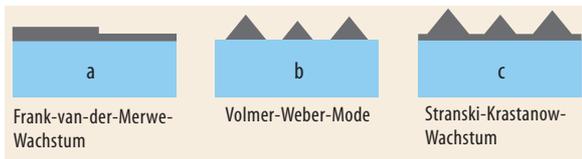


Abb. 1 Die drei kohärenten Oberflächen-Wachstumsmodi für einen Halbleiter 1 (dunkelgrau) auf einem Halbleiter 2 (blau).

2) Verhältnis der optischen Ausgangs- zur elektrischen Eingangsleistung. Der andere Teil trägt zur Erwärmung des Halbleiterlasers bei.

3) Gewinn und Absorption entsprechen sich quantenmechanisch bis auf das Vorzeichen. Durch induzierte Emission werden im stromdurchflossenen Halbleiterlaser Photonen entsprechend der spektralen Breite des Gewinnspektrums verstärkt. Der optische Resonator des Lasers selektiert daraus Longitudinalmoden.

Halbleiterlaser aus solchen Strukturen sagten sie voraus, dass die Schwellenstromdichte nicht von der Temperatur abhängt. Schließlich berechneten Asada und Mitarbeiter 1986 im Detail die Erhöhung des Materialgewinns und die Verringerung der Schwellenstromdichte um je einen Faktor 20 (!) beim Übergang von dreidimensionalen zu nulldimensionalen Strukturen für Quantenpunkte aus GaInAs/InP und GaAs/GaAlAs [3]. Diese und weitere Voraussagen in den Achtzigerjahren lösten für knapp ein Jahrzehnt einen enormen Reichtum von Arbeiten an niederdimensionalen Strukturen aus [4]. Diese beschränkten sich jedoch fast ausschließlich auf Heterostrukturen aus Materialkombinationen mit nahezu identischen Gitterkonstanten, von denen es nur sehr wenige gibt. Man glaubte nicht, auf andere Weise kohärente, defektfreie niederdimensionale Strukturen zu erhalten. Der Aufwand war groß, der Erfolg hinsichtlich der Entwicklung überlegener Bauelemente jedoch nahezu null.

1994 berichteten Hirayama et al. über das „Non-plusultra“, einen GaInAs/InP-Quantenpunktlaser mit einer noch beträchtlich hohen Schwellenstromdichte von $7,5 \text{ kA/cm}^2$, gepulst gemessen bei 77 K [5]. Wie man heute weiß, waren bei der extrem komplexen Herstellungstechnologie von epitaktischem Wachstum, kombiniert mit zweidimensionaler Lithographie, Trockenätzen von wenige nanometergroßen Säulen und Überwachsen mit anschließender weiterer Strukturierung, so viele Defekte entstanden, dass die Quantenausbeute²⁾ sich dramatisch verringert hatte. Der modale Gewinn³⁾ war darüber hinaus unzureichend. Bereits zuvor hatten einige Wissenschaftler gewarnt, den Weg zu niederdimensionalen Strukturen weiter zu verfolgen [6]. Die berichtete extrem geringe Quantenausbeute habe grundsätzliche Gründe, wie die Orthogonalität von Elektron- und Lochwellenfunktionen und extrem langsame Ladungsträger-Einfangzeiten von wesentlich mehr als 10^{-9} Sekunden in die Nanostrukturen. Dieser Effekt ist als „Phonon-Flaschenhals“ bekannt geworden. Die Nanophysiker begannen zu zweifeln – an ihren Technologien und auch prinzipiell.

Oberflächenphysiker klassifizieren die kohärenten Wachstumsmodi eines Materials 1 auf einem Material 2 in drei Gruppen (Abb. 1). Besitzen die Materialien nahezu dieselbe Gitterkonstante, so finden wir in der Regel ein zweidimensionales Wachstum, Monolage für Monolage, genannt Frank-van-der-Merwe-Wachstum (Beispiel: GaAs/AlGaAs). Besitzen die Materialien unterschiedliche Gitterkonstanten, so wird selbst bei ursprünglich zweidimensionalem Wachstum zunehmend Verspannungsenergie in die wachsende Schicht eingebaut, die nach Überschreiten einer geringen kritischen

Schichtdicke zu Versetzungen führt. Abhängig von einem komplizierten Wechselspiel zwischen orientierungsabhängigen Oberflächenenergien, Kantenenergien und Verspannungen ist auch dreidimensionales Wachstum von kohärenten Clustern (Volmer-Weber-Wachstum) oder das Wachstum dreidimensionaler kohärenter Strukturen auf einer ein bis zwei Monolagen dicken Benetzungsschicht (Stranski-Krastanow-Wachstum) möglich [4, 7].

Im Jahr 1985 berichteten Goldstein und Glas über elektronenmikroskopische Untersuchungen an InAs/GaAs-Heterostrukturen und die Beobachtung von vertikal korrelierten InAs-Nanoclustern [8]. Ob diese defektfrei waren, wussten sie jedoch noch nicht, und sie untersuchten auch nicht die elektronischen Eigenschaften. 1990 schließlich zeigten die Gruppen um Madhukar [9] an der University of Southern California und Sasaki [10] an der Universität Kyoto unabhängig voneinander, dass sich diese tatsächlich defektfrei herstellen lassen. Noch gab es aber keinen Beweis der deltafunktionsartigen Zustandsdichte (s. Infokasten), keine neuen oder besseren Bauelemente. Die Arbeiten [8–10] blieben weitgehend unbekannt.

In den Jahren 1994/95 gelangen uns vier Durchbrüche, die sich zusammen mit den Arbeiten zweier anderer Arbeitsgruppen in Frankreich [11] und den USA [12] schließlich als entscheidend erwiesen:

■ In Kathodolumineszenz-Untersuchungen beobachteten Marius Grundmann und Jürgen Christen den deltafunktionsartigen Charakter der exzitonen Emission von Quantenpunkten [13]. Der Fund gelang an InAs-Quantenpunkten, eingebettet in GaAs und hergestellt am Ioffe-Institut mittels Molekularstrahl-epitaxie durch Victor Ustinov und Nicolai Ledentsov.

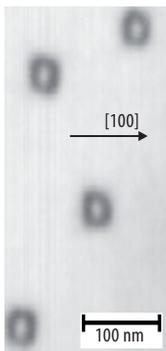


Abb. 2 Transmissionselektronenmikroskopische Aufnahme in Draufsicht von einer Quantenpunktschicht. Die Basis der quadratischen Quantenpunkt-Grundflächen ist parallel zur Kristallrichtung [100] orientiert.

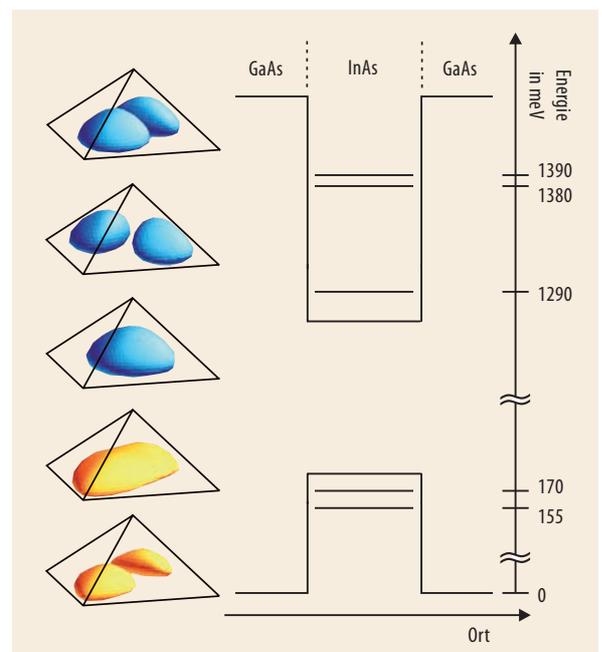


Abb. 3 Wellenfunktionen und Energieniveaus für die drei untersten Elektronen- und zwei untersten Lochzustände in einem pyramidalen InAs/GaAs-Quantenpunkt, berechnet mittels 8-Band-k-p-Theorie [20]. Äquivalente Alternativen sind empirische Pseudopotentialrechnungen oder tight-binding-Rechnungen.

- Ausgehend von thermodynamischen Argumenten entwickelte Vitali Shchukin das theoretische Konzept der Selbstähnlichkeit in Größe und Form von Quantenpunkten und von ihrem selbstorganisierten Wachstum [4, 7, 14]. Damit wurden auch die Beobachtungen der anderen Gruppen [11, 12] erklärt. Brillante transmissionselektronenmikroskopische Aufnahmen (Abb. 2) von Quantenpunkten, die von Frank Heinrichsdorff mittels MOCVD gewachsen wurden und die perfekte Selbstähnlichkeit bestätigten, waren überzeugende Beweise für die thermodynamische Argumentationskette [15]. Zum detaillierten Verständnis des Wachstums trugen viele weitere Arbeiten auch anderer Gruppen bei, die zusätzliche wichtige kinetische Aspekte des Wachstums berücksichtigten [16].
- Der effiziente Einfang von Ladungsträgern in Quantenpunkte innerhalb weniger zehn Pikosekunden wurde mit zeitaufgelöster resonanter Photolumineszenz-Spektroskopie von Robert Heitz nachgewiesen [17].
- Gleichzeitig gelang es Nils Kirstaedter, den ersten auf kohärent gewachsenen Quantenpunkten basierten Injektionslaser herzustellen und zwei wesentliche Vorhersagen zu bestätigen: die geringe Schwellenstromdichte und eine entscheidend verbesserte Temperaturstabilität des Schwellenstroms [18].

Ein neues Paradigma für die Halbleiterphysik

Nachdem sich eine Reihe von grundlegenden technologischen und physikalischen Paradigmen geändert hatten, entwickelte sich das Gebiet nulldimensionaler Strukturen in den folgenden zehn Jahren nahezu explosionsartig.

- Defektfreie Quantenpunktstrukturen, die epitaktisch hergestellt werden, müssen aus Materialien mit weitgehend verschiedenen Gitterkonstanten bestehen, um durch Verzerrungsenergie getriebene Strukturbildung zu initiieren. Quantenpunktbildung wird in nahezu allen IV/IV-, III/V-, und II/VI-Heterostrukturen beobachtet, welche diese Bedingung erfüllen. Der Stranski-Krastanow-Prozess ist einer von mehreren möglichen Strukturbildungsprozessen, spinodale Dekomposition oder Submonolagenwachstum sind andere [7].
- Die Ladungsträger und Exzitonen in Nanostrukturen sind in typischen Volumina kleiner als 1000 nm^3 stark lokalisiert.
- Die Energien der Ladungsträger sind diskret, und weisen allein eine temperaturabhängige Lorentz-Verbreiterung auf.
- Die Ladungsträger haben durch ihre starke Lokalisation keinen wohldefinierten Wellenvektor, sodass der in höherdimensionalen Strukturen viel untersuchte Polariton-Flaschenhals nicht auftritt.
- Rekombination, Absorption/Gewinn haben ausschließlich exzitonen Charakter.
- Ladungsträgereinfang, Relaxation, Rekombination wird bei tiefen Temperaturen bzw. ausreichend starker Ladungsträgerlokalisierung durch Mastergleichungen

von Mikrozuständen beschrieben. Dann kann kein globales Fermi-Niveau definiert werden [19].

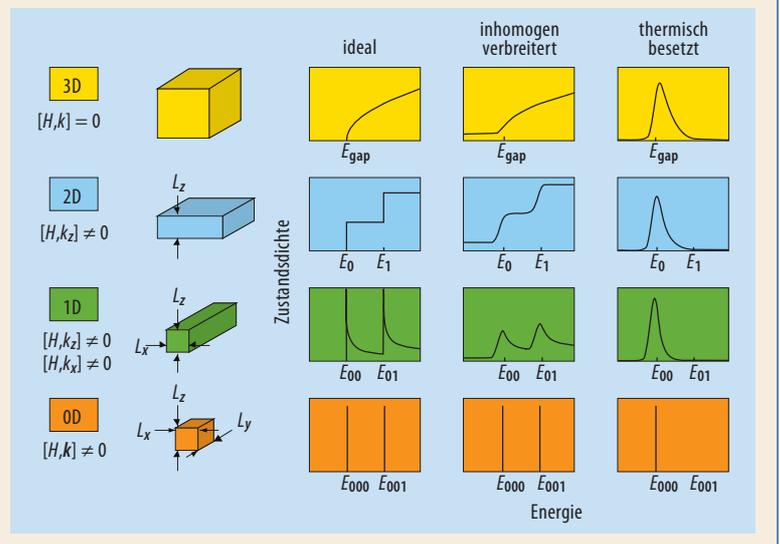
Der Infokasten „Dimensionsstufen“ zeigt die Änderung der Zustandsdichte beim Übergang von drei- über zwei- und ein- zu nulldimensionalen Systemen. Berücksichtigt man immer vorhandene inhomogene Verbreiterungsmechanismen und eine thermische Besetzung, so unterscheiden sich die elektronischen Eigenschaften nulldimensionaler Systeme fundamental von höherdimensionalen Systemen. Quantenpunkte sind künstlichen Atomen in einem dielektrischen Käfig ähnlicher als klassischen Festkörpern mit einer kontinuierlichen Abhängigkeit der Energie vom Wellenvektor.

Form und Zusammensetzung einzelner Quantenpunkte lassen sich mittels einer Kombination von transmissionselektronenmikroskopischen (TEM) und rastertunnelmikroskopischen (STM) Untersuchungen bestimmen. Um präzise Aussagen über die Verteilung der Atome in Quantenpunkten und in deren Umgebung zu erhalten, sind komplexe bildanalytische Auswertemethoden, teilweise basierend auf molekuldynamischen Rechnungen, notwendig [19]. Das gilt insbesondere bei ternären Quantenpunkten.

Kennt man die Zusammensetzung eines Quantenpunktes, so lässt sich das Spannungsfeld innerhalb und außerhalb des Quantenpunktes mittels Kontinuumsmechanik berechnen. Eine Alternative hierzu bietet die Valenzkraftmethode. Eine detaillierte Kenntnis der Verspannungen erlaubt es, die piezoelektrischen

DIMENSIONSSTUFEN

Reduziert man sukzessive die Dimensionalität eines Systems, so wirkt sich dies deutlich auf dessen elektronische Zustandsdichte aus. Im Volumenhalbleiter (3D) ist der Wellenvektor k eine gute Quantenzahl, und die ideale Zustandsdichte hängt wuzelförmig von der Energie ab. Eine inhomogene Verbreiterung führt zu einer Aufweichung des Verlaufs. Die kontinuierliche Zustandsdichte resultiert in einer endlich breiten thermischen Besetzung. Im Falle des Quantengrabsens (2D) und des Quantenfadens (1D) eignen sich die Komponenten des Wellenvektors in Quantisierungsrichtung nicht mehr als Quantenzahlen. Die Zustandsdichten sind aber noch kontinuierlich, ebenso die thermischen Besetzungen. Eine vollständige Quantisierung zeigt der Quantenpunkt (0D), resultierend in diskreten Energieniveaus und somit auch in einer energetisch scharfen deltafunktionsartigen thermischen Besetzung.



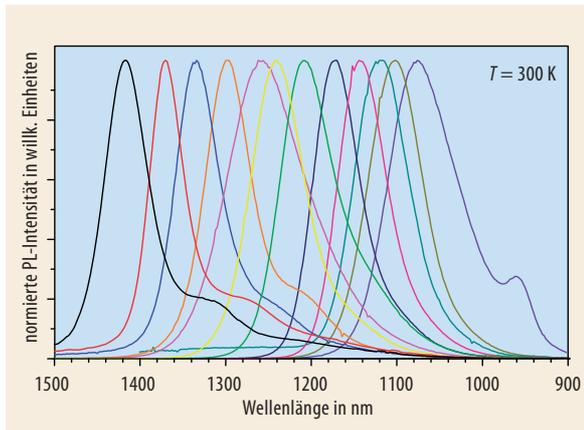


Abb. 4 Durch Variation von Größe, Form und Zusammensetzung der Quantenpunkte lassen sich die Emissionswellenlängen über einen weiten Bereich flexibel einstellen. Dies belegen die hier gezeigten Photolumineszenz-Spektren unterschiedlicher In(Ga)As-Quantenpunktensembles, die jeweils in eine GaAs Matrix eingebettet sind.

Potentiale und schließlich die elektronische Struktur zu berechnen, z. B. von pyramidalen InAs/GaAs-Quantenpunkten mit einer Basislänge von 13,3 nm (**Abb. 3**).

Von entscheidender Bedeutung ist die Erkenntnis, dass sämtliche Energieniveaus eines Quantenpunktes mit Zinkblendestruktur nur noch eine zweifache Entartung, d. h. Spin-Entartung, besitzen. Die piezoelektrische Wechselwirkung führt zu einer Symmetrierniedrigung nach C_{2v} und spaltet unter anderem die ersten beiden angeregten, p-artigen Zustände in Spindubletts auf. Die Schwerpunkte der Elektron- und Lochladungsverteilungen sind nicht identisch und hängen von der realen Form und Zusammensetzung der Quantenpunkte ab. Der Schwerpunkt der Elektronladung liegt oft über jenem der Lochladung (vgl. **Abb. 3**). Eine inhomogene Indiumverteilung in ternären InGaAs-Quantenpunkten kann zu einer umgekehrten Anordnung führen. Mit solchen theoretischen Methoden lassen sich auch die Wellenfunktionen in vertikal gekoppelten Quantenpunkt-Schichtsystemen (analog zu Übergittern) bestimmen. Die Polarisations-eigenschaften des emittierten Lichtes, das Verhältnis TE/TM, sind bei gekoppelten Schichtsystemen über den Abstand der einzelnen Schichten voneinander einstellbar.

Exzitonische Anregungen

Wie die spektrale Lage der spontanen Emission von Größe, Form und Zusammensetzung der Quantenpunkte abhängt, zeigt sich sehr schön am Beispiel von In(Ga)As-Quantenpunkten (**Abb. 4**). Der Durchstimmbereich reicht von etwas über 1000 bis nahezu 1500 nm. In jüngster Zeit wurden mittels metamorphen Puffern Emissionswellenlängen jenseits von 1600 nm erzielt. Für eine AlGaAs-Matrix mit ihrem wesentlich höheren Bandabstand verschiebt sich das breite Emissionsfenster entsprechend in den sichtbaren Teil des Spektrums. Damit lässt sich ausschließlich mit GaAs-Technologie ein weiter Emissionsbereich vom roten bis

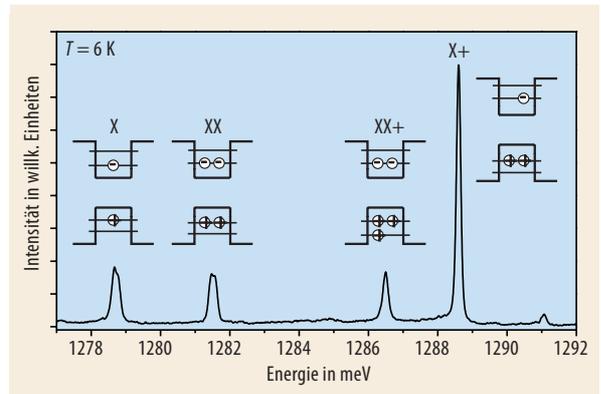


Abb. 5 Kathodolumineszenz-Spektrum eines einzelnen InAs-Quantenpunktes in GaAs-Matrix. Die Emissionslinien stammen von unterschiedlichen exzitonischen Komplexen: Exziton (X), Biexziton (XX), positiv geladenes Biexziton (XX+), positiv geladenes Exziton (X+). In allen Fällen rekombinieren ein Elektron und ein Loch, wobei die Coulomb-Wechselwirkung mit weiteren Ladungsträgern zu einer Energieverschiebung führt.

zum infraroten abdecken. Auch bisher schwer zugängliche Wellenlängenfenster, z. B. zwischen 1100 nm und 1250 nm, können damit erschlossen werden.

Strahlende Rekombinationsprozesse in klassischen Halbleitern werden bei tiefen Temperaturen durch störstelleninduzierte Prozesse, wie z. B. gebundene Exzitonen oder Paarbanden, dominiert. In Quantenpunkten wurden bisher ausschließlich exzitonische Prozesse beobachtet, wie der Zerfall einzelner Exzitonen, exzitonischer Moleküle, Trionen und geladener Biexzitonen. Ein ganzer Zoo korrelierter Wenigteilchenzustände enthüllt sich dem Auge des Betrachters, wenn er mit hoher Ortsauflösung Kathodolumineszenz-Experimente oder Mikro-Photolumineszenz-Experimente an einzelnen Quantenpunkten durchführt (**Abb. 5**). Das Spektrum zeigt nur wenige, extrem scharfe Linien, deren Halbwertsbreite durch das Auflösungsvermögen der Messapparatur bestimmt ist. Zur Bestimmung der wirklichen Linienbreite muss man die Dephasierung detailliert untersuchen [21]. Exzitonen in In(Ga)As-Quantenpunkten besitzen bei tiefen Temperaturen extrem lange Phasenlebensdauern von knapp 1 ns [21]. Entsprechend liegt die homogene Linienbreite im sub- μeV -Bereich. Derartig lange Dephasierungszeiten sind von höchstem Interesse für Anwendungen in der Quanteninformationsverarbeitung.

Betrachtet man die exzitonische oder biexzitonische Rekombination genauer, so erkennt man, dass diese aus einem polarisierten Dublett besteht. In Quantenpunkten sind auf Grund der Lokalisation der Ladungsträger die Coulomb-Wechselwirkung, die Austauschwechselwirkung und Korrelation stark erhöht und hängen entscheidend von Form, Größe und Zusammensetzung der Quantenpunkte ab. Die Elektron-Loch-Austauschwechselwirkung verursacht eine Feinstrukturaufspaltung des Grundzustandes des Exzitons. Damit kann auch die polarisierte Dublett-Struktur der Exziton- und Biexzitonlinien erklärt werden [22]. Die austauschinduzierte Feinstrukturaufspaltung des Exzitons, also der Energieabstand der beiden

Dublett-Komponenten, variiert eindrucksvoll mit der Größe des Quantenpunktes (Abb. 6). Gleiches gilt für die Bindungsenergie des Exzitonmoleküls, kenntlich durch den Energieabstand zwischen exzitonischer und biexzitonischer Emission. Wir finden sowohl positive als auch negative Biexziton-Bindungsenergien und Feinstrukturaufspaltungen. Das bedeutet, dass auch die Biexziton-Bindungsenergie oder die Austauschwechselwirkung bei korrekter Wahl der Quantenpunktgröße und -form null sein können. Mit klassischen halbleiter- und atomphysikalischen Analogien (ein antibindendes Wasserstoffmolekül!) lassen sich diese Beobachtungen nicht mehr erklären.

Vom Nutzen eines einzelnen Quantenpunktes

Immer komplexere Verschlüsselungstechniken sollen die elektronische Kommunikation sicher machen. Jeder diesbezügliche neue Ansatz ist bedroht durch die Entwicklung neuerer, noch leistungsstärkerer Rechner, die in der Lage sind, auch noch so komplexe Schlüssel zu entschlüsseln. Darüber hinaus sind konventionelle Wege der Informationsübertragung nicht abhörsicher, und „Informationsdiebstahl“ ist durch den Empfänger kaum kontrollierbar. Die momentan einzige Methode zu einer sicheren Übertragung basiert auf einer Zusammenführung fundamentaler Prinzipien von Quantenmechanik und Informationstheorie, die erstmals 1984 durch Bennet und Brassard (BB 84-Protokoll) vorgeschlagen wurde. Im Juli 2004 wurde im Auftrage der Advanced Research and Development Activity (ARDA), einer Agentur der US-Regierung, die „Quantum Information Science and Technology Road Map“ publiziert [23]. Zentrale Forderung dieser Road Map ist die Entwicklung von Einzelphotonenquellen mit definierter Polarisation der Photonen als quantenkryptographische Sendeeinheiten. Zwei Ansätze gelten als Erfolg versprechend: einzelne Photonen mit definierter linearer Polarisation und Kaskaden von zwei polarisationsverschränkten Photonen.

Zentrales Element einer Einzelphotonenquelle ist ein quantisiertes System mit diskreten Energieniveaus. Viele unterschiedliche physikalische Systeme wurden hierzu in der Vergangenheit betrachtet [23]. Ein einzelner Quantenpunkt mit seinem diskreten exzitonischen Grundzustand und der Möglichkeit nicht-resonanter Anregung bietet einen entscheidenden Vorteil gegenüber z. B. isolierten Atomen. Eingebettet in eine geeignete Struktur lässt sich eine elektrisch betriebene gepulste Quelle mit hoher Frequenz realisieren. Wäre es möglich, diese Quellen bei nicht allzu tiefer Temperatur zu betreiben, so würden ihre Modulkosten kaum jene eines klassischen, in der Informationsübertragung eingesetzten Halbleiterlasers übersteigen.

Ein erster Schritt hierzu ist die Herstellung von Quantenpunkten relativ geringer Dichte. Dies gelang uns mit geeigneten epitaktischen Methoden. Baut man eine einzelne Schicht derartiger Quantenpunkte in eine LED-ähnliche Struktur ein, die zusätzlich eine Oxid-

apertur (Abb. 7) mit einem Durchmesser kleiner $1 \mu\text{m}$ besitzt, so kann nur ein einzelner Quantenpunkt unter dieser Oxidapertur liegen. Die Emission des Bauteils besteht dann aus einzelnen polarisierten Photonen, die der exzitonischen Rekombination im Grundzustand des einen Quantenpunktes entstammen. Die Abbildung zeigt ein Schema einer derartigen Lichtquelle und ihr Spektrum über einen Wellenlängenbereich von mehr als 400 nm . Es ist völlig leer – abgesehen von der exzitonischen Emissionslinie des einzelnen Quantenpunktes. Anzeichen für „Antibunching“, d. h. für die korrelierte Emission einzelner konsekutiver Photonen, wurden in der Zwischenzeit nachgewiesen [24]. Zukünftige Arbeiten werden sicherlich von resonanten Kavitäten ausgehen, um u. a. den Purcell-Effekt zu nutzen und offensichtliche Probleme mit der begrenzten Nachweisempfindlichkeit von Empfängern zu beheben.

Anfang 2006 erschien die letzte Ausgabe der „International Technology Road Map for Semiconduc-

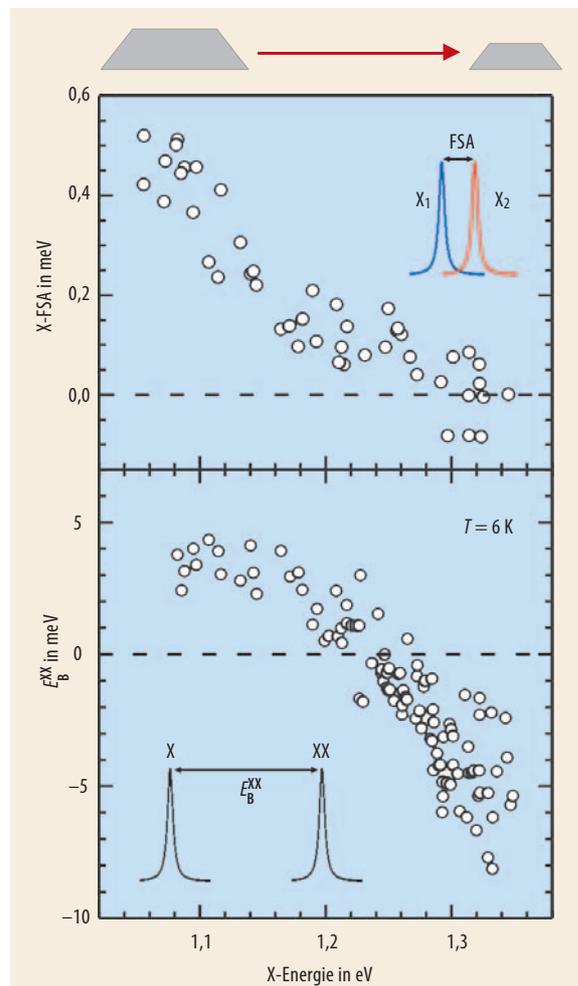


Abb. 6 Exzitonische Feinstrukturaufspaltung (X-FSA, oben) und Biexziton-Bindungsenergie (E_B^{XX} , unten) als Funktion der Emissionsenergie des neutralen Exzitons (der Quantenpunktgröße). Die Feinstrukturaufspaltung entspricht dem energetischen Abstand der beiden linear polarisierten Komponenten des Exziton-Dubletts (oberes Inset). Die Biexziton-Bindungsenergie entspricht dem Abstand zwischen exzitonischer und biexzitonischer Emission (unteres Inset). Kleine (große) exzitonische Emissionsenergien entsprechen großen (kleinen) Quantenpunkten (siehe Quantenpunkt-Schema ganz oben).

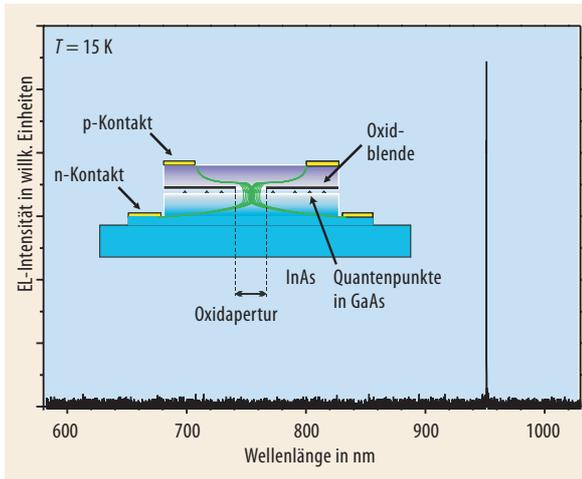


Abb. 7 Im Elektrolumineszenz-Spektrum einer Einzelphotonenquelle aus einem einzelnen Quantenpunkt (Inset) ist in einem mehr als 400 nm umfassenden Wellenlängenbereich allein die exzitoniche Emission des einzelnen Quantenpunktes zu erkennen.

tors“ [25], die in zweijährigen Abständen versucht, die Herausforderungen des folgenden Jahrzehnts für die Entwicklung siliziumbasierter Schaltkreise, wie z. B. Speicher, zu antizipieren. Danach wird es in der zweiten Hälfte des nächsten Jahrzehnts notwendig, einzelne Ladungen oder Spins als Informationsträger zu benutzen, um eine größtmögliche Informationsdichte bei minimaler Leistungsaufnahme zu erreichen. Zusätzliche Funktionalitäten lassen sich anschließend nur noch durch Vernetzung erzielen.

Zwei unterschiedliche Speicherzellenansätze dominieren im Augenblick: erstens das Dynamic Random Access Memory (DRAM) mit einer schnellen Zugriffszeit unter 20 ns, jedoch mit Flüchtigkeit der gespeicherten Information und einer damit notwendigen Auffrischzeit von wenigen Millisekunden. Und zweitens das Flash Memory mit wesentlich langsameren Schreibzeiten von ≥ 10 ms, jedoch dem Vorteil der Nichtflüchtigkeit und Speicherzeiten von zehn Jahren und mehr.

Ein quantenpunktbasierter Speicher könnte unter Umständen das Beste aus DRAM und Flash kombinieren: schneller Zugriff, keine Flüchtigkeit und darüber hinaus die Größenordnung von 10^{15} Speicherzyklen. Speicherdichten von Terabit/inch² wären damit erreichbar. Zumindest zwei wichtige Fragen müssen auf dem Weg dorthin beantwortet werden: Ist es möglich, entsprechend lange Speicherzeiten eines einzelnen Ladungsträgers bei Zimmertemperatur zu erreichen? Und: Kann man einzelne oder einige wenige Quantenpunkte noch elektrisch adressieren?

Unsere jüngsten Arbeiten zur zeitaufgelösten Kapazitäts-Spektroskopie an Heterostrukturen, die wenige Quantenpunkte enthalten, haben zu einer Steigerung der Speicherzeit von einigen 10 fs auf derzeit 5 ms bei Raumtemperatur geführt [26]. Hierzu wurde eine hochenergetische AlGaAs-Barriere in die Struktur integriert, und es wurden Löcher anstelle von Elektronen gespeichert. Bei Nutzung von Typ II-Strukturen, wie AlGaAs/GaSb, ist eine weitere Verlängerung der Speicherzeit

um zumindest drei Zehnerpotenzen zu erwarten. An dem Problem der Adressierung einzelner Quantenpunkte wird momentan gearbeitet. Es existieren Szenarien, die einen Eindruck vermitteln, wie die Entwicklung auf diesem Gebiet weiter gehen könnte (Abb. 8).

Vom Nutzen vieler Quantenpunkte

Die Vorhersage wesentlich verbesserter Eigenschaften von Halbleiterlasern war ein wichtiger Impuls für die Entwicklung der Halbleiternanophysik und -technologie. In den vergangenen zehn Jahren wurden Quantenpunktlaser mit unterschiedlichsten Eigenschaften bei unterschiedlichsten Wellenlängen entwickelt. Zu den fundamentalen Vorteilen gegenüber klassischen Doppel-Heterostruktur- oder Quantengrabenlasern gehören unter anderem [27]:

- ein enorm großer Durchstimmbereich der Emissionswellenlänge durch in der Größe und Zusammensetzung maßgeschneiderte Quantenpunkte,
- eine wesentlich verringerte Schwellenstromdichte (Abb. 9),
- eine deutlich verbesserte Temperaturstabilität des Schwellenstroms,
- die unterdrückte Ladungsträgerdiffusion in der aktiven Zone, welche zu niedrigeren Facettentemperaturen und wesentlich verringerter Degradation führt,
- keine Strahlfilamentation und damit wesentlich verbesserte Abbildungseigenschaften auf Grund des kleinen M^2 -Wertes⁴⁾ und
- eine reduzierte Rückwirkungsempfindlichkeit bei Einkopplung in Glasfasern.

Halbleiter-Laserverstärker (SOAs, Semiconductor Optical Amplifiers), welche die Wellenlänge von 1300

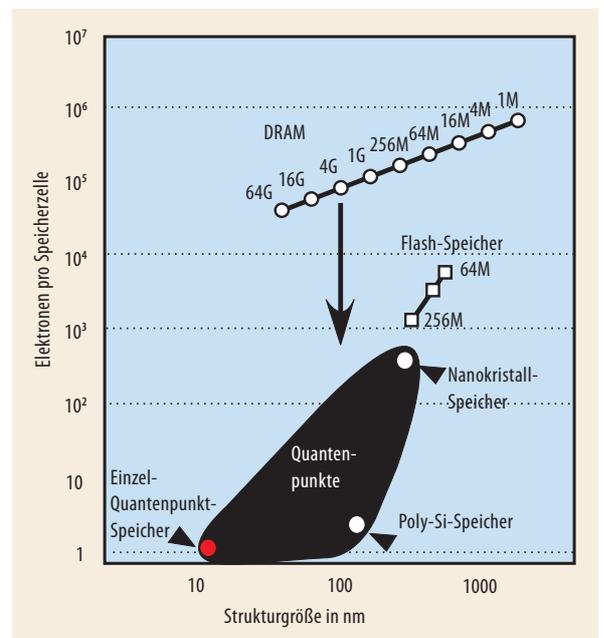


Abb. 8 Quantenpunkte könnten Speicherelemente mit deutlich reduzierter Ladungsmenge und Strukturgröße ermöglichen. Weitere Vorteile könnten lange Speicherzeiten, schnelle Schreibzyklen und eine lange Bauteillebensdauer sein (nach H. Mizuta, 12th Japanese-German IT Forum, Dresden 1999).

4) M^2 ist ein entscheidender Qualitätsparameter für die Strahleigenschaften eines Lasers. Ein idealer Laser hat (beugungsbegrenzt) ein M^2 von Eins, alle realen Lichtquellen liegen darüber.

nm nutzen könnten, sind wichtig für die breite Implementierung glasfaserbasierter Kommunikationssysteme bis in den einzelnen Haushalt. Für diese Wellenlänge gibt es jedoch keine preisgünstigen Verstärker. Auch für langreichweitige Nachrichtenübertragung mit Wellenlängen um 1550 nm sind die zur Zeit benutzten EDFAs (Erbium Doped Fibre Amplifiers) durch ihre extrem hohen Kosten nicht massentauglich. Arbeiten von Paola Borri et al. zeigen, dass die Gewinnerholungszeit⁵⁾ von quantenpunkt-basierten Halbleiterlaserverstärkern bei Zimmertemperatur wesentlich kürzer ist als jene klassischer Verstärker [21]. Sie liegt im Bereich von 100 bis 200 fs. Damit sollten Quantenpunktverstärker bis hin zu Übertragungsraten von einem Terabit/s einsetzbar sein. Für ultraschnelle digitale Signalverarbeitung bieten sie darüber hinaus den entscheidenden Vorteil, dass bei der Verstärkung eines optischen Pulses und der damit einhergehenden Leerung und Füllung der Quantenpunktniveaus sich der Brechungsindex des Wellenleiters nicht ändert, und man somit eine pulserhaltende Verstärkung erzielt. Auch für eine Pulserzeugung mittels passiver oder hybrider Modenkopplung sind auf Quantenpunkten basierende aktive Medien besonders vorteilhaft. Durch ihre leicht variierenden Größe und Form ergibt sich in einem Ensemble von einigen Millionen Quantenpunkten in einem Wellenleiter eine vergleichsweise große inhomogene Verbreiterung. Die Breite von Fourier-transformationslimitierten Pulsen sollte dann weit im fs-Bereich liegen. Tatsächlich gelang es uns – noch weit ab vom Fourier-Limit – Pulse einer Breite von 700 fs zu erzeugen [27]. Die Verstärkung solcher modengekoppelten Laserpulse in Quantenpunktverstärkern bei 80 GHz ergibt in der Tat nur Pulsbreitenänderungen von etwa 15 % und entspricht damit exakt den Resultaten, die wir aus unseren spektroskopischen Untersuchungen [21] erhalten haben (Abb. 10).

Für parallele optische Tbit-Interconnects, die schon in naher Zukunft dringend notwendig sein werden, um z. B. Rechnerkomponenten mit hoher Geschwin-

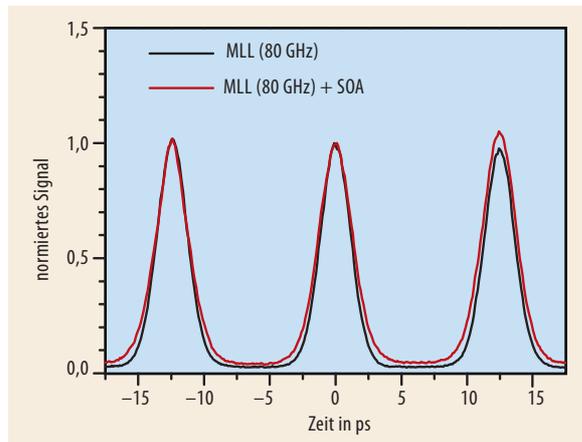


Abb. 10 Auto- und Kreuzkorrelationspektren von 1,5 ps-Pulsen eines modengekoppelten Quantenpunktlasers (MLL) bei einer Wiederholrate von 80 GHz vor und nach einem Durchgang durch einen Quantenpunkt-Halbleiterverstärker. Die Verbreiterung nach dem Durchgang liegt im Bereich von 200 fs.

digkeit zu verknüpfen, werden ultraschnelle, oberflächenemittierende Laser benötigt. Oberflächenemittierende Laser mit Oxidaperturen und aktiven Zonen, die auf dem Wachstum gekoppelter Submonolagen beruhen, zeigen Relaxationsoszillationen jenseits von 20 GHz. Erste Untersuchungen von Augendiagrammen⁶⁾ und Bitfehlerraten ergaben „offene Augen“ bei Übertragungsraten von 20 Gbit/s und die Einhaltung des für die Informationsübertragung essentiellen Limits einer Bitfehlerrate von besser als 10^{-12} [28].

Trotz aller Erfolge verkennen manche die Nanotechnologie als „Hype“. Tatsächlich haben wir jedoch noch lange nicht vollständig erkannt, wie grundsätzlich unterschiedlich Nanometer-große Strukturen verglichen mit den makroskopischen Festkörpern sind. Was wissen wir z. B. über die Wechselwirkung zwischen Elektronen und akustischen Phononen? Welches sind die piezoelektrischen Konstanten? Bisher wurden zwar nur Modellsysteme untersucht. Nulldimensionalität

und Selbstorganisation sind jedoch universell. Anders als die bisher untersuchten Materialsysteme werden sie sich andersartig verhalten, in ihrer Physik überraschen und neue Anwendungen erlauben. Wir beschreiten einen faszinierenden Weg, dessen Ende noch nicht abzusehen ist.

Danksagung

Mit Freude bedanke ich mich bei ehemaligen und jetzigen Mitarbeitern, Kollegen, Freunden, die mit mir zusammen entscheidend dazu beigetragen haben, eine neue Forschungsrichtung zu implementieren: Paola Borri, Jürgen Christen, Gerrit Fiol, Martin Geller, Marius Grundmann, Frank Heinrichsdorff, Axel Hoffmann, Friedhelm Hopfer,

5) Eine (z. B. gepulste) Lichtwelle induziert Übergänge aus höherenergetischen in niederenergetische Zustände. Der durch die Besetzung der angeregten Zustände definierte Gewinn nimmt ab. Die Zeit, welche nach der Gewinnverarmung vergeht, bis der ursprüngliche Gewinn wieder erreicht ist, wird Gewinnerholungszeit genannt.

6) Anhand von Augendiagrammen wird die Qualität digitaler elektrischer bzw. optischer Signale bewertet. Sie bestehen aus der Überlagerung der Signalpegelverläufe und ergeben ein charakteristisches Bild, mit einem freien zentralen Bereich, dem „Auge“. Je größer die Augenöffnung ist, umso besser gelingt die fehlerfreie Signalübertragung.

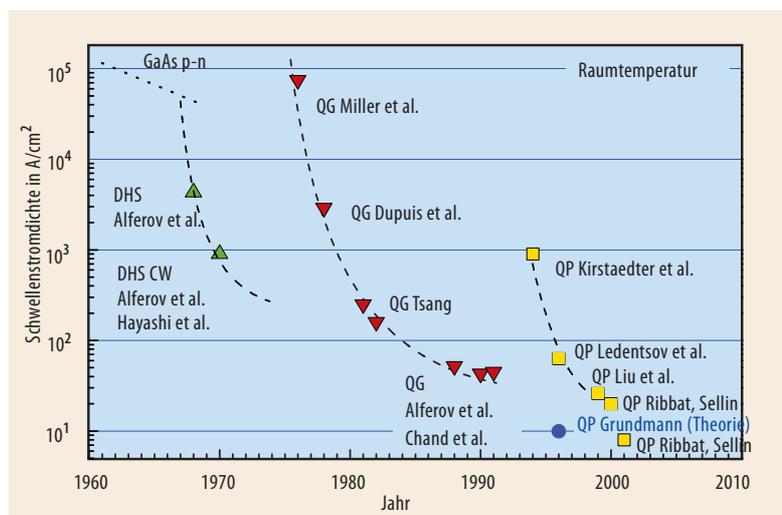


Abb. 9 Quantisierte Strukturen haben es ermöglicht, die Schwellenstromdichte von Halbleiterlasern immer weiter zu reduzieren. Die Doppel-Heterostruktur

(DHS) ist quasi dreidimensional. Später wurde sie von Quantengraben (QG) und Quantenpunkten (QP) in der Effizienz um Zehnerpotenzen überboten.

Nils Kirstaedter, Matthias Kuntz, Matthias Lämmlin, Nicolai Ledentsov, Anatol Lochmann, Andreas Marent, Udo Pohl, Konstantin Pötschke, Sven Rodt, Kathrin Schatke, Andrei Schliwa, Robert Seguin, Vitali Shchukin, Oliver Stier, Erik Stock, André Strittmatter, Victor Ustinov, Till Warming, Roland Zimmermann und viele andere, die mir verzeihen mögen, dass ich ihre Namen hier nicht genannt habe.

Literatur

- [1] R. Dingle und C. Henry, US Patent Nr. 3 982 207 (1976)
- [2] Y. Arakawa und H. Sakaki, Appl. Phys. Lett. **40**, 939 (1982)
- [3] M. Asada et al., IEEE J. Quantum Electron. **QE-22**, 1915 (1986)
- [4] D. Bimberg, M. Grundmann und N. N. Ledentsov, Quantum Dot Heterostructures, Wiley, Chichester (1998)
- [5] H. Hirayama et al., Electron. Lett. **30**, 142 (1994)
- [6] H. Benisty et al., Phys. Rev. B **44**, 10945 (1991)
- [7] V. A. Shchukin, N. N. Ledentsov und D. Bimberg, Epitaxy of Nanostructures, Springer, Heidelberg (2003)
- [8] L. Goldstein et al., Appl. Phys. Lett. **47**, 1099 (1985)
- [9] S. Guha, A. Madhukar und K.C. Rajkumar, Appl. Phys. Lett. **57**, 2110 (1990)
- [10] M. Tabuchi, S. Noda und A. Sasaki, in Science and Technology of Mesoscopic Structures, hrsg. von S. Namba et al., Springer, Tokyo (1992), S. 379
- [11] J. M. Moison et al., Appl. Phys. Lett. **64**, 196 (1994)
- [12] D. Leonard et al., Appl. Phys. Lett. **63**, 3203 (1993)
- [13] N. N. Ledentsov et al., Proc. 22nd ICPS, Vancouver (1994); M. Grundmann et al., Phys. Rev. Lett. **74**, 4043 (1995)
- [14] V. A. Shchukin et al., Phys. Rev. Lett. **75**, 2968 (1995)
- [15] F. Heinrichsdorff et al., Appl. Phys. Lett. **76**, 556 (2000)
- [16] E. Pehlke et al., Appl. Phys. A **65**, 525 (1997); M. Meixner et al., Phys. Rev. Lett. **87**, 236101 (2001); V. A. Shchukin, D. Bimberg et al., Phys. Rev. Lett. **90**, 076102 (2003)
- [17] R. Heitz et al., Phys. Rev. B **57**, 9050 (1998)
- [18] N. Kirstaedter et al., Electron. Lett. **30** 1416 (1994)
- [19] M. Grundmann (Hrsg.), Nano-Optoelectronics, Springer, Heidelberg (2002)
- [20] O. Stier, M. Grundmann und D. Bimberg, Phys. Rev. B **59**, 5688 (1999)
- [21] P. Borri et al., J. Opt. A: Pure Appl. Opt. **8**, S33 (2006)
- [22] R. Seguin et al., Phys. Rev. Lett. **95**, 257402 (2005)
- [23] The International Technology Roadmap für Semiconductors, <http://qist.lanl.gov>
- [24] A. Lochmann et al., Electron. Lett. **42**, 13 (2006)
- [25] The Quantum Information Science and Technology Roadmap, <http://public.itrs.net/>
- [26] A. Marent et al., eingereicht bei Appl. Phys. Lett.
- [27] D. Bimberg, M. Kuntz und M. Lämmlin, Appl. Phys. A **80**, 1179 (2005)
- [28] F. Hopfer et al., Proc. of CLEO 2006

DER AUTOR

Dieter Bimberg begann seine wissenschaftliche Laufbahn in Tübingen und Frankfurt, wo er Mathematik, Philosophie und Physik studierte. Er promovierte 1971 in Frankfurt und ging danach zum Hochfeldmagnetlabor des MPIF in Grenoble, wo er sich mit den magnetooptischen Eigenschaften von Halbleitermaterialien beschäftigte. Im Jahr 1978 folgte er einem Ruf auf eine Professur für Halbleitertechnologie an die Fakultät für Elektrotechnik der RWTH Aachen. Seit 1981 arbeitet Bimberg in Berlin, wo er Professor für angewandte Physik der Technischen Universität ist. Seit 1990 ist er Geschäftsführender Direktor des Instituts für Festkörperphysik an der TU Berlin. Sein Hauptarbeitsgebiet sind Halbleiter-Nanostrukturen.

