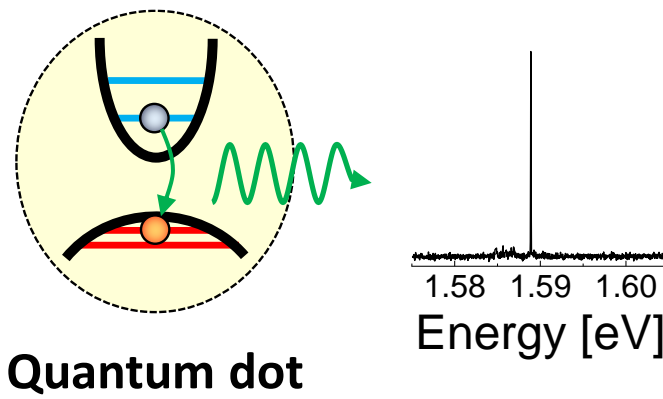


**Anleitung zum Praktikumsversuch**

# **Photolumineszenz von Halbleiter-Quantenpunkten**

**Universität Hamburg**



**Stand 23.02.2023**

**Christian Heyn**

**heyn@physnet.uni-hamburg.de**

# Photolumineszenz von Halbleiter-Quantenpunkten

## 1. Kurzbeschreibung

Eine Nanostrukturierung erweitert die Steuerbarkeit der elektronischen Eigenschaften von Halbleitermaterialien um den kontrollierten Einsatz von Quanteneffekten. Ein Beispiel sind wohldefinierte, quasi nulldimensionale (0D) Halbleiter Quantenpunkte (Quantum Dot, QD), welche sehr interessant für die Grundlagenforschung als auch für Anwendungen z.B. im Bereich der Quanteninformationstechnologie als Einzelphotonen-Quellen für die Quantenkryptographie oder als Qubits sind.

Im Versuch werden GaAs-Quantenpunkte mittels Photolumineszenz (PL)-Spektroskopie untersucht. Dazu werden Proben mit Quantenpunkten in einem optischen Spektrometer durch einen Laser beleuchtet und das emittierte Licht wird spektral aufgelöst ausgewertet. Fragestellungen sind z.B. die Quantisierungsenergien sowie der Einfluss der Temperatur beim Messen und der Leistung des anregenden Lasers.

## 2. Grundlagen

### 2.1. Grundlagen Halbleiter

Halbleiter sind definiert über ihre spezifische elektrische Leitfähigkeit, die zwischen der von Metallen ( $> 10^6 \text{ (}\Omega\text{m)}^{-1}$ ) und der von Isolatoren ( $< 10^{-10} \text{ (}\Omega\text{m)}^{-1}$ ) liegt. Als Besonderheit kann die Leitfähigkeit von Halbleitern eingestellt werden zum Beispiel über eine kontrollierte Verunreinigung, der so genannten Dotierung. Für eine aktuelle und ausführliche Beschreibung der Physik von Halbleitern, Halbleiter-Bauelementen und Quantenstrukturen wird Ref. [1] empfohlen. Im Folgenden werden nur grundlegende für das Praktikum wichtige Begriffe eingeführt.

Die Eigenschaften eines Halbleitermaterials sind begründet in der Anzahl und Konfiguration der Elektronen in den am Aufbau eines Halbleiterkristalls beteiligten Atomen. Es gibt elementare Halbleiter und Verbindungshalbleiter. Elementare Halbleiter bestehen häufig aus Elementen der 4ten Hauptgruppe des Periodensystems wie Silizium und Germanium, die 4 Valenzelektronen aufweisen. Elementare Halbleiter kristallisieren in einem Diamant-Gitter in einer kovalenten Bindung. Dabei hat jedes Atom 4 nächste Nachbarn und die 4 Valenzelektronen bilden mit Elektronen der benachbarten Atome quasi Elektronenpaare, was zu einer energetisch günstigen Edelgaskonfiguration mit 8 Valenzelektronen führt. Verbindungshalbleiter bestehen häufig aus einem Gruppe III und einem Gruppe V Element (III/V-Verbindungshalbleiter, z.B. GaAs oder GaN) oder einem Gruppe II und einem Gruppe VI Element (II/VI-Verbindungshalbleiter, z.B. ZnS oder ZnO). Auch bei diesen Verbindungshalbleitern bilden die 3+5 oder 2+6 Valenzelektronen eine Edelgaskonfiguration und damit eine im wesentlichen kovalente Kristallbindung. Als ein zentraler Aspekt sind bei diesem Bindungstyp alle Elektronen in Bindungszuständen lokalisiert, so dass es keine freien Ladungsträger gibt und damit reine Halbleiter bei niedrigen Temperaturen eine nur sehr geringe elektrische Leitfähigkeit aufweisen. Im Gegensatz dazu können Metalle in einer Bindung aufgrund der Zahl ihrer Valenzelektronen keine Edelgaskonfiguration ausbilden und kristallisieren in einer metallischen Bindung. Das dabei entstehende freie Elektronengas führt zu der sehr hohen Leitfähigkeit der Metalle.

Eine wichtige Größe zur Charakterisierung von Halbleitermaterialien ist die Bandlücke. Elektronen in Bindungszuständen befinden sich im sogenannten Valenzband (VB) und tragen nicht zum Ladungstransport bei. Die Kristallbindungen können allerdings thermisch aufgebrochen werden und die dabei freigesetzten beweglichen Elektronen befinden sich im sogenannten Leitungsband (LB) und erhöhen die Leitfähigkeit des Kristalls. In diesem Bild kann die Bandlücke mit der für das Aufbrechen der Kristallbindungen nötigen Energie assoziiert werden und entspricht dem Abstand zwischen Valenz- und Leitungsband. Weiterhin entstehen durch das Entfernen der Elektronen aus den Bindungszuständen Fehlstellen, die als positive geladene Quasiteilchen, die sogenannten Löcher, beschrieben werden. Löcher befinden sich im Valenzband und tragen zum Ladungstransport bei. In einem alternativen Ansatz werden im Kristall bewegliche Elektronen als Wellen im gitterperiodischen Potenzial (Bloch-Wellen) beschrieben. Elektronenwellen bestimmter Wellenlänge (und damit Energie) bilden durch Reflexion an den Netzebenen des Kristallgitters eine stehende Welle, was verbotenen energetischen Zuständen entspricht, der Bandlücke.

Im Rahmen der Effektive-Masse-Näherung führt die Wechselwirkung der sich bewegenden Elektronen- oder Lochwellen mit dem periodischen Kristallgitter zu einer gegenüber der Masse eines freien Elektrons reduzierten Masse, der sogenannten effektiven Masse. In diesem Ansatz werden die elektronischen Eigenschaften eines Halbleitermaterials durch die Bandlückenenergie  $E_g$  sowie die effektiven Massen von Elektron  $m_e^*$  und Loch (engl. Hole)  $m_h^*$  vollständig beschrieben.

## 2.2. GaAs/AlGaAs-Heterostrukturen

In sogenannten Halbleiter-Heterostrukturen werden Schichten aus Halbleiter-Materialien mit zum Beispiel unterschiedlicher Bandlücke aufeinander abgeschieden. Eine populäre Methode zur Herstellung derartiger Heterostrukturen ist die Molekularstrahlepitaxie (engl. Molecular Beam Epitaxy, MBE). Wichtige Parameter sind dabei die Sprünge im Leitungs- und Valenzband, die durch den Unterschied der Bandlücken und durch die jeweiligen Austrittsarbeiten bestimmt werden. Die Möglichkeit, die Bandstruktur und damit die Potentiale für Elektronen und Löcher weitgehend maßzuschneidern wird Band-Gap-Engineering genannt.

Eine sehr beliebte Materialkombination für Heterostrukturen ist GaAs/AlGaAs, da beide Materialien sehr ähnliche Gitterkonstanten aufweisen und somit keine möglicherweise unerwünschten Verspannungseffekte auftreten.  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  hat für  $x < 44\%$  eine direkte Bandlücke (minimale Bandlücke am  $\Gamma$ -Punkt) und für  $x > 44\%$  eine indirekte Bandlücke (minimale Bandlücke am X-Punkt). Im Versuch werden Proben mit  $x \cong 23\%$  und  $35\%$  untersucht.

Die Temperatur-Abhängigkeit der Bandlücke eines Halbleiters wird durch die empirische Varshni-Gleichung beschrieben:

$$E_g(T) = E_g(T = 0) - \frac{aT^2}{T + \beta} \quad (1)$$

Die Varshni-Parameter für die Bandlücke am  $\Gamma$ -Punkt sind [2]:

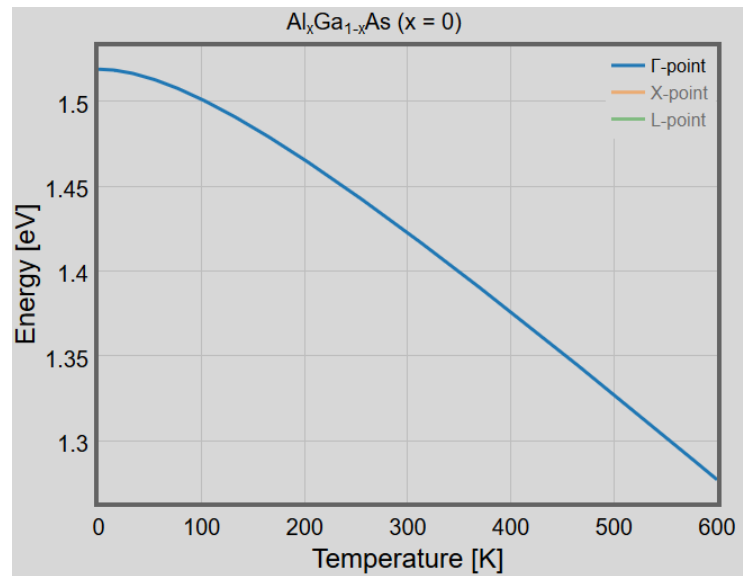
GaAs:  $E_g(T = 0) = 1.519 \text{ eV}$ ,  $a = 5.405 \cdot 10^{-4} \text{ eV/K}$ ,  $\beta = 204 \text{ K}$

AlAs:  $E_g(T = 0) = 3.099 \text{ eV}$ ,  $a = 8.85 \cdot 10^{-4} \text{ eV/K}$ ,  $\beta = 530 \text{ K}$

Als Beispiel ist die temperaturabhängige Bandlücke von GaAs in Abbildung 1 gezeigt.

**Abb 1.** Bandlücke am  $\Gamma$ -Punkt für den Verbindungshalbleiter GaAs als Funktion der Temperatur.

[http://iap.physnet.uni-hamburg.de/group\\_w/members/cheyn/Bandgap/IIIV-Materials.html](http://iap.physnet.uni-hamburg.de/group_w/members/cheyn/Bandgap/IIIV-Materials.html)



Die Bandlücke für ternäre Halbleiter ( $A_xB_{1-x}As$ ) wird angenähert durch:

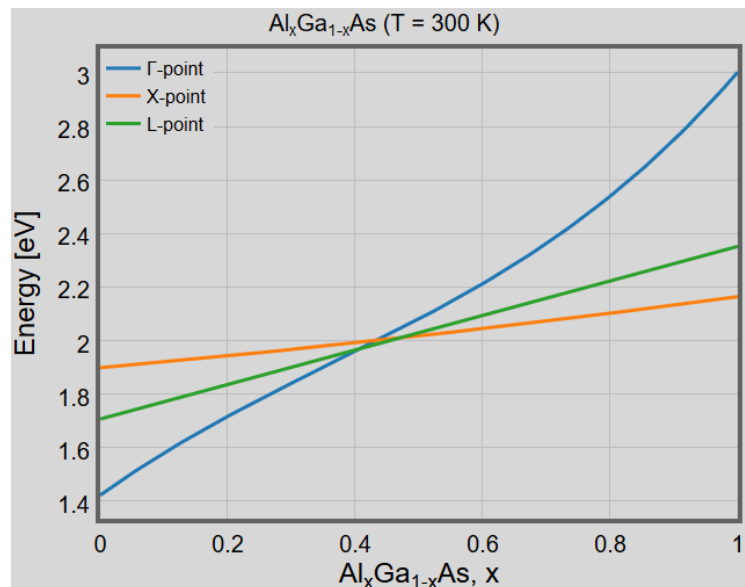
$$E_{AB} = E_B + (E_A - E_B - C)x + Cx^2 \quad (2)$$

AlGaAs [2]:  $C = -0.127 + 1.310 x$  (Bowing Parameter, temperaturunabhängig)

Abbildung 2 zeigt die Bandlücke von  $A_xB_{1-x}As$  als Funktion des Al-Anteils  $x$  bei  $T = 300$  K.

**Abb 2.** Bandlücken am  $\Gamma$ -, X-, und L-Punkt für den Verbindungshalbleiter  $Al_xGa_{1-x}As$  als Funktion des Al-Anteils  $x$ .

[http://iap.physnet.uni-hamburg.de/group\\_w/members/cheyn/Bandgap/IIIV-Materials.html](http://iap.physnet.uni-hamburg.de/group_w/members/cheyn/Bandgap/IIIV-Materials.html)



Eine grafische Darstellung der Bandlücken von einigen III/V-Halbleitern berechnet mit Gleichungen 1 und 2 befindet sich hier:

[http://iap.physnet.uni-hamburg.de/group\\_w/members/cheyn/Bandgap/IIIV-Materials.html](http://iap.physnet.uni-hamburg.de/group_w/members/cheyn/Bandgap/IIIV-Materials.html)

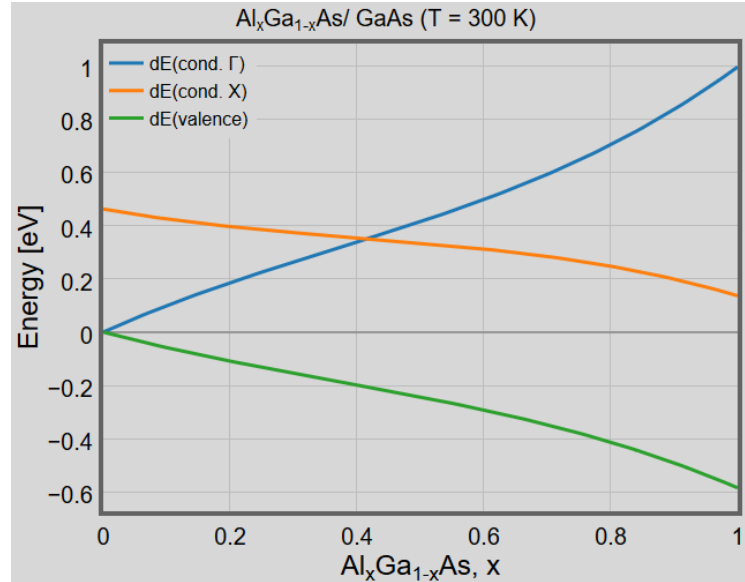
Der Sprung im Valenzband beim Übergang von GaAs zu  $Al_xGa_{1-x}As$  beträgt näherungsweise:

$$\Delta E_v = -0.46x \text{ eV} \quad (3)$$

Damit und mit den obigen Angaben über die Bandlücken (Gleichungen 1 und 2) lässt sich der Sprung im Leitungsband beim Übergang von GaAs zu  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  berechnen. Abbildung 3 zeigt die Sprünge im Leitungs- und Valenzband beim Übergang von GaAs zu  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  als Funktion des Al-Anteils  $x$  bei  $T = 300$  K.

**Abb 3.** Sprünge im Leitungsband ( $\Gamma$ - und X-Punkt) und Valenzband beim Übergang von GaAs zu  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  als Funktion des Al-Anteils  $x$ .

[http://iap.physnet.uni-hamburg.de/group\\_w/members/cheyn/Bandgap/III-V-Materials.html](http://iap.physnet.uni-hamburg.de/group_w/members/cheyn/Bandgap/III-V-Materials.html)



### 2.3. GaAs Quantenpunkte (QD), Näherung harmonischer Oszillator

Die hier untersuchten Quantenpunkte (englisch: Quantum Dot, QD) bestehen jeweils aus einem GaAs Cluster ( $10^5 - 10^6$  Ga-Atome) eingebettet in kristallines AlGaAs. Die Herstellung erfolgte mittels Molekularstrahlepitaxie (Molecular, Beam Epitaxy, MBE) in einer speziellen Technik, dem sogenannten Tröpfchenätzen [3].

In den Messungen werden üblicherweise äquidistante quantisierte Energie-Niveaus gemessen. Damit ist ein quantenmechanischer harmonischer Oszillator mit einem parabolischen Potenzial  $V = \frac{1}{2} m^* \omega_x^2 r^2$  eine sinnvolle Näherung für die hier untersuchten Quantenpunkte, mit der effektiven Masse  $m^*$  und der Eigenkreisfrequenz  $\omega$  des Oszillators. Die quantisierten Energieniveaus für einen 1-dimensionalen (1D) harmonischen Oszillator sind  $E_n = \hbar \omega \left( n + \frac{1}{2} \right)$ , mit dem reduzierten Planck'schen Wirkungsquantum  $\hbar$ . Für den 3-dimensionalen (3D) Einschluss in einem Quantenpunkt summieren sich die Oszillatoren:

$$E_n = E_x + E_y + E_z = \hbar \omega_x \left( n_x + \frac{1}{2} \right) + \hbar \omega_y \left( n_y + \frac{1}{2} \right) + \hbar \omega_z \left( n_z + \frac{1}{2} \right),$$

mit den Quantenzahlen  $n_x, n_y, n_z$  und den Eigenfrequenzen  $\omega_x, \omega_y, \omega_z$ . Die hier untersuchten Quantenpunkte werden als näherungsweise isotrope Kugeln behandelt. Das ergibt  $\omega_x = \omega_y = \omega_z = \omega$  und damit

$$E_n = \hbar \omega \left( n_x + n_y + n_z + \frac{3}{2} \right) \quad (4)$$

Der Grundzustand  $E_{nx,ny,nz} = E_{000} = E_0$  ist nur Spin-entartet, das erste angeregte Niveau  $E_1 = E_{100} = E_{010} = E_{001}$  ist 3fach plus Spin-entartet, und das zweite angeregte Niveau  $E_2 = E_{110} = E_{101} = E_{011} = E_{200} = E_{020} = E_{002}$  ist 6fach plus Spin-entartet, usw.

Wenn man die Energie des Grundzustands  $E_0 = \frac{1}{2}\hbar\omega$  gleich dem parabolischen Potenzial  $V = \frac{1}{2}m^*\omega_x^2 r^2$  setzt, erhält man die Ausdehnung  $\lambda$  der Wellenfunktion im Grundzustand mit:

$$\lambda^2 = \frac{4\hbar^2}{m^*\hbar\omega} \quad (5)$$

Die Ausdehnung  $\lambda$  wird auch Oszillatorlänge genannt und entspricht in einem klassischen harmonischen Oszillator dem Abstand zwischen den beiden Umkehrpunkten der Schwingung. Für isotrope Quantenpunkte kann der Durchmesser näherungsweise mit  $\lambda$  gleichgesetzt werden. Gleichung 5 ermöglicht es,  $\lambda$  aus PL-Daten zu bestimmen. Dazu wird  $\hbar\omega$  wie in Abschnitt 2.5 beschrieben aus den gemessenen Spektren ausgewertet.

## 2.4. Photolumineszenz-Spektroskopie

Bei der Photolumineszenz (PL)-Spektroskopie wird eine Probe mit einem Laser beleuchtet. Bei der hier verwendeten nicht-resonanten Anregung ist Energie des Laserlichts größer als die Bandlücke des Barrierenmaterials, in das die Quantenpunkte eingebettet sind. Durch die Laserbeleuchtung werden Elektronen aus dem Valenzband in das Leitungsband angeregt. Im Valenzband bleiben die fehlenden Ladungen Löcher. Bei tiefen Temperaturen sind die Elektronen und Löcher elektrostatisch gebunden und bilden neutrale Quasiteilchen, die sogenannten Exzitonen. Die angeregten Elektronen relaxieren in lokale Zustände niedriger Energie durch Phononen-Emission.

In einem Volumenhalbleiter wird typisch eine Linie beobachtet, bei der das Peak-Maximum näherungsweise der Bandlücke des Halbleitermaterials entspricht. Interessant ist die Asymmetrie dieser Linie mit einer Verbreiterung hin zu hohen Energien. Diese Verbreiterung weist auf Übergänge hin zwischen Elektronen mit einer Energie höher als die Leitungsbandkante und Löchern, die energetisch unterhalb der Valenzbandkante liegen. Diese Energieerhöhung der Elektronen (Erniedrigung der Löcher) kann über die Fermi-Verteilung diskutiert werden.

Bei Proben mit GaAs-Quantenpunkten wird die Energie eines emittierten Photons durch die quantisierten Energien von Elektron und Loch bestimmt:

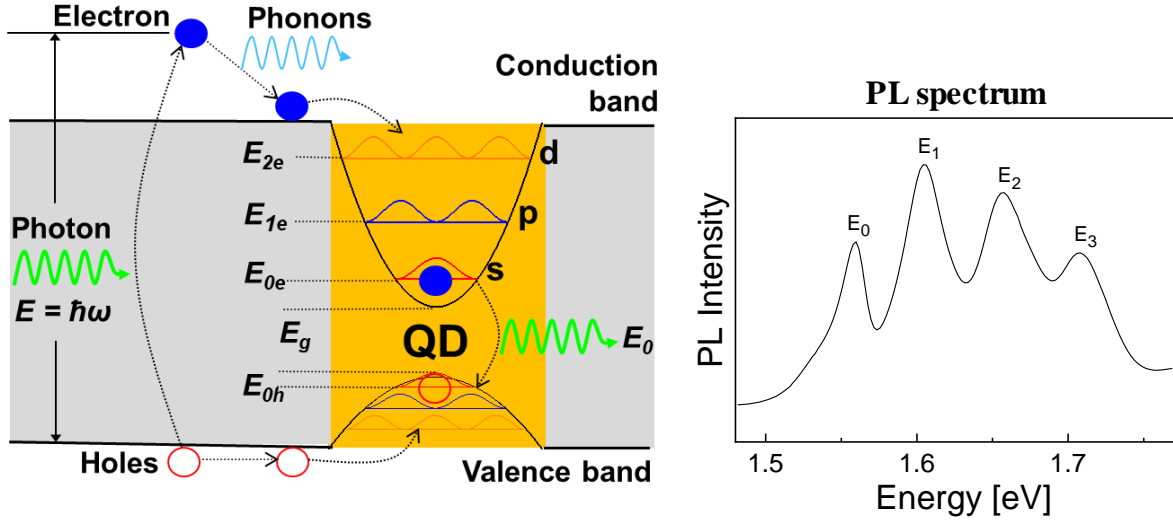
$$E_n = E_{GaAs} + E_e + E_h - E_C \quad (6)$$

mit der GaAs Bandlückenenergie  $E_{GaAs}$ , der Elektronen-Quantisierungsenergie  $E_e$ , der Loch-Quantisierungsenergie  $E_h$ , und der elektrostatischen Bindungsenergie  $E_C$ .

Da einzelne Quantenpunkte nur sehr wenig Licht emittieren, werden im Praktikum hauptsächlich Quantenpunkt-Ensembles untersucht. Der Aufbau der Proben wird in [4] genauer beschrieben.

Beim Beleuchten werden in einem Quantenpunkt zuerst die energetisch niedrigsten Zustände aufgefüllt und wenn diese besetzt sind auch die höheren Zustände. Dies wird durch Messungen bei variierter Laserleistung demonstriert. Aufgrund von optischen Auswahlregeln finden

optische Übergänge  $E_n$  näherungsweise nur zwischen Elektronen- und Loch-Zuständen mit gleichem Index  $n = n_x + n_y + n_z$  (siehe Gleichung 4) statt. Abbildung 4 zeigt ein Schema und ein PL-Spektrum von einer Probe mit GaAs QDs.



**Abb 4.** Links: Schema der Photolumineszenz (PL)-Spektroskopie an einem Quantenpunkt (QD). Rechts: PL-Spektrum einer Probe mit GaAs-QDs mit mehreren sichtbaren Energieniveaus  $E_0 \dots E_3$ .

## 2.5 Auswertung der Quantenpunkt-Daten in der Näherung harmonischer Oszillator

Die gemessenen PL-Spektren von den QD-Proben werden in der Näherung des harmonischen Oszillators ausgewertet. Nach Gleichung 6 gilt für die Energie der gemessenen PL-Peaks  $E_0$  und  $E_1$ :  $E_0 = E_{GaAs} + E_{0e} + E_{0h} - E_C$  und  $E_1 = E_{GaAs} + E_{1e} + E_{1h} - E_C$ . Die Differenz ist:  $E_1 - E_0 = E_{1e} - E_{0e} + E_{1h} - E_{0h} = \hbar\omega_e + \hbar\omega_h$  (Gleichung 4), mit der Eigenkreisfrequenz  $\hbar\omega_e$  für Elektronen und  $\hbar\omega_h$  für Löcher. Dabei wird für Elektronen und Löcher jeweils ein isotroper 3-dimensionaler harmonischer Oszillator angenommen. Nun wird für beide Ladungsträgertypen die gleiche Oszillatorlänge  $\lambda$  angenommen:  $\lambda^2 = \frac{4\hbar^2}{m_e^* \hbar\omega_e} = \frac{4\hbar^2}{m_h^* \hbar\omega_h}$  (Gleichung 5), mit der effektiven Masse  $m_e^*$  für Elektronen und  $m_h^*$  für Löcher. Daraus ergibt sich:  $\hbar\omega_h = \hbar\omega_e \frac{m_e^*}{m_h^*}$  und  $E_1 - E_0 = \hbar\omega_e \left(1 + \frac{m_e^*}{m_h^*}\right)$  und so:

$$\hbar\omega_e = \frac{E_1 - E_0}{1 + \frac{m_e^*}{m_h^*}} \quad (7)$$

und

$$\hbar\omega_h = \frac{E_1 - E_0}{1 + \frac{m_h^*}{m_e^*}} \quad (8)$$

Für das hier untersuchte GaAs ist  $m_e^* = 0.066m_0$  und  $m_h^* = 0.5m_0$ , mit der Masse  $m_0$  eines freien Elektrons. Damit können die Elektronen- und Löcher-Quantisierungsenergien aus den Gleichungen 7 und 8 bestimmt werden.

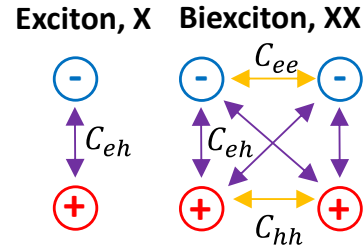


Mit den Werten für  $\hbar\omega_e$  oder  $\hbar\omega_h$  kann mit Gleichung 5 die Oszillatorlänge  $\lambda$  als Abschätzung für den Durchmesser der Quantenpunkte bestimmt werden.

Weiterhin kann mit  $E_1 - E_0 = \hbar\omega_e + \hbar\omega_h$  (Gleichung 4) und  $E_0 - E_{GaAs} = \frac{3}{2}(\hbar\omega_e + \hbar\omega_h) - E_C$  (Gleichungen 4 und 6) aus den Messungen die elektrostatische Elektron-Loch-Bindungsenergie  $E_C = \frac{3}{2}(E_1 - E_0) - (E_0 - E_{GaAs})$  berechnet werden.

## 2.6 Exzitonen und Biexzitonen

**Abb 5.** Schema der Bindungen in einem Exziton (X) und einem Biexziton (XX). Die Coulomb-Wechselwirkungen zwischen den verschiedenen Ladungsträgerarten sind durch Pfeile markiert.



Neben der bisher beschriebenen Aufspaltung aufgrund der Quantisierung mit unterschiedlicher Quantenzahl  $n$  (Gleichung 4), gibt es noch weitere Aufspaltungen. Aufgrund der Spin-Entartung kann der Grundzustand eines QDs ( $n = 0$ ) mit maximal zwei Elektronen und zwei Löchern gefüllt werden. Bei neutralen QDs gibt es damit Exzitonen (X) bestehend aus einem Elektron und einem Loch sowie Biexzitonen (XX) bestehend aus zwei Elektronen und zwei Löchern. Abbildung 5 zeigt ein Schema der Bindungen für ein Exziton und ein Biexziton. In einem Exziton gibt es eine attraktive Coulomb-Wechselwirkungen  $C_{eh}$  zwischen dem Elektron und dem Loch. In einem Biexziton gibt es vier attraktive Coulomb-Wechselwirkungen  $C_{eh}$ , sowie zwei abstoßende Coulomb-Wechselwirkungen  $C_{ee}$  und  $C_{hh}$ . In einem Einteilchenbild ist die Energie eines Exzitons  $E_X = E_e + E_h - C_{eh}$  und die eines Biexzitons  $E_{XX} = 2E_e + 2E_h - 4C_{eh} + C_{ee} + C_{hh}$ . Die sogenannte Biexziton-Bindungsenergie ergibt die Aufspaltung zwischen den PL-Linien vom Exziton und Biexziton:  $E_X - E_{XX} = 2C_{eh} - C_{ee} - C_{hh}$ .

Aus den PL-Daten kann der Wert von  $C_{eh}$  bestimmt werden, die Werte für  $C_{ee}$  und  $C_{hh}$  sind nicht so leicht zugänglich. Für die hier untersuchten GaAs QDs ist  $E_{XX}$  typisch 1.5 – 3 meV kleiner als  $E_X$ . Aufgrund dieser geringen Aufspaltung ist die Biexziton-Bindungsenergie mit Ensemble-Messungen an Probe QD222 nicht zugänglich. Messbar ist dieser Wert nur an einzelnen Quantenpunkten wie bei Probe QD3272.

## 2.7 Weitere Experimente

Bei Messungen mit variiertem Laserleistung zeigt sich, dass mit zunehmender Laserleistung zunehmend auch höhere Energieniveaus sichtbar werden. Das kann durch die mit der Laserleistung zunehmende Besetzung auch von höheren Zuständen des QDs mit Ladungsträgern verstanden werden.

Messungen mit gekühlter Probe zeigen eine starke Zunahme der PL-Intensität bei reduzierter Temperatur. Das kann mit der Annahme verstanden werden, dass mit zunehmender Temperatur auch zunehmende Verluste durch thermisches Entkommen von Ladungsträgern aus dem QD auftreten.

### 3. Versuchsdurchführung

#### 3.1 Beschreibung der PL-Spektrometer

Für den Versuch stehen zwei Photolumineszenz-Spektrometer (PL1 und PL2) zur Verfügung. In beiden Spektrometern erfolgt die Beleuchtung der Proben mit einem grünen Laser bei einer Wellenlänge von 510 nm (PL1) und 520 nm (PL2). Beide Systeme arbeiten konfokal, das bedeutet sowohl die Beleuchtung als auch das Aufsammeln des von der Probe emittierten Lichts erfolgt durch ein Objektiv (Vergrößerung 100x) senkrecht zur Probenoberfläche. Das von der Probe emittierte Licht wird mittels eines Gitters spektral zerlegt und die Intensität als Funktion der Wellenlänge durch eine gekühlte CCD-Kamera vermessen. Der zugängliche Wellenlängenbereich beträgt 510/520 bis 1000 nm. Abbildung 6 zeigt ein Schema und Fotos der beiden Spektrometer.

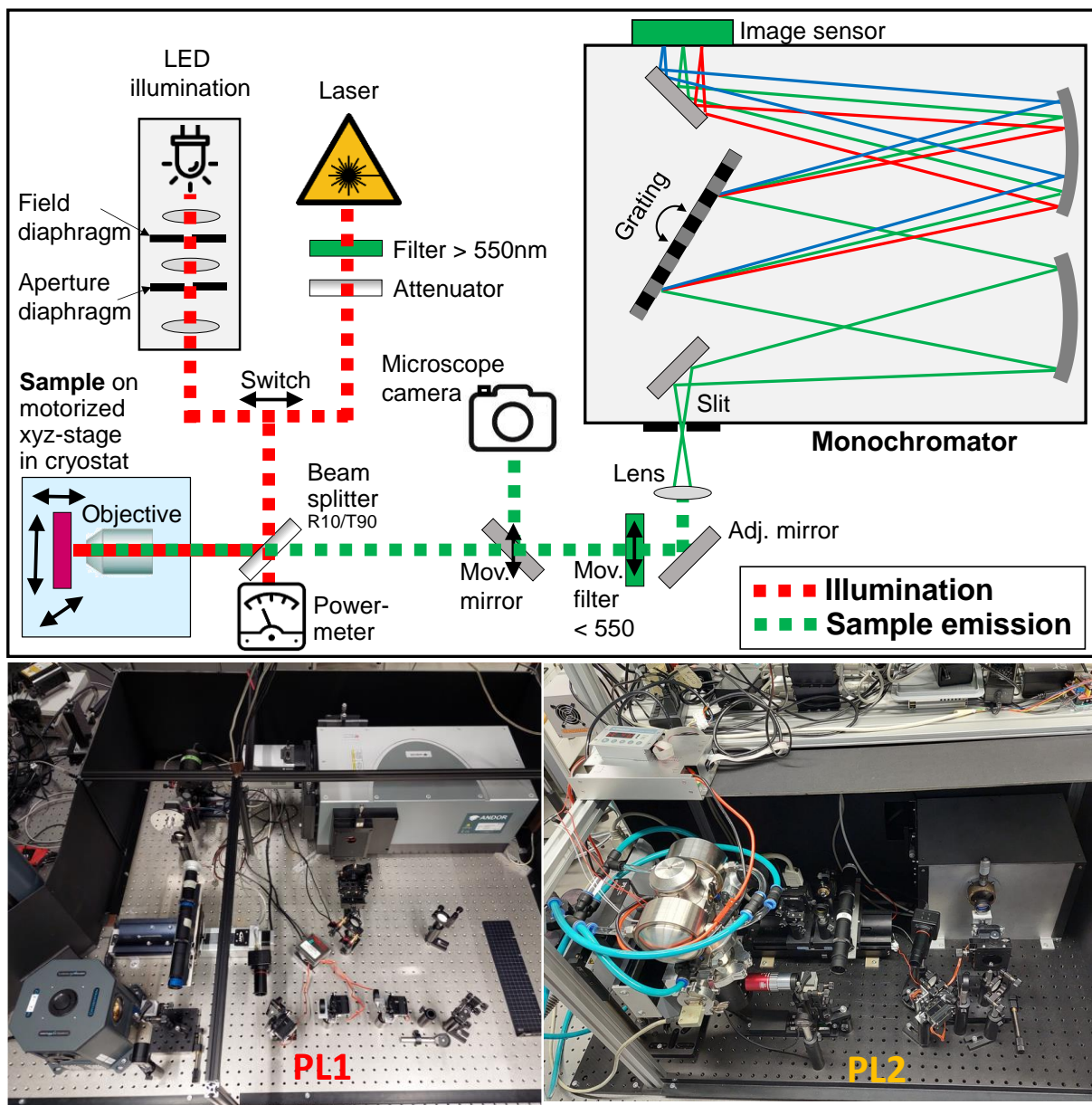


Abb 6. Oben: Schema der Photolumineszenz (PL)-Spektrometer. Unten: Fotos der beiden Spektrometer PL1 Und PL2.

Die beiden Spektrometer unterscheiden sich in der Leistungsfähigkeit des Kryostaten. Das Spektrometer PL1 hat einen sehr leistungsfähigen closed-cycle Gifford-McMahon-Kaltkopf, der bis hinab zu 3 K arbeiten kann. Das Spektrometer PL2 hat einen einfacheren Stirling-Kaltkopf, der nominell bis hinab zu 30 K arbeiten kann. Da der Stirling-Kaltkopf deutlich vibriert, sind Messungen an einzelnen Quantenpunkten damit schwierig. Weiterhin hat das Spektrometer PL1 einen Monochromator mit 500 mm Brennweite, während der Monochromator vom Spektrometer PL2 mit 200 mm Brennweite eine etwas geringere spektrale Auflösung hat. Allerdings ist das Spektrometer PL1 stark ausgelastet, so dass die Messungen im Wesentlichen am Spektrometer PL2 erfolgen werden.

Die Steuerung der Messungen erfolgt durch einen Computer. Es lassen sich diverse Parameter wie z.B. die Laserleistung, der zu messende Wellenlängenbereich und die Integrationszeit vorwählen. Weiterhin können mit der XY-Probenbühne gezielt Probenpositionen vermessen werden. Die Darstellung und Auswertung der gemessenen Kamerabilder und PL-Spektren erfolgt entweder mittels zur Verfügung gestellter Python-Skripte oder durch ein externes Programm (z.B. SciDAVis, freier Origin-Klon: <http://scidavis.sourceforge.net>). Die Umrechnung der gemessenen x-Achsenwerte in der Einheit nm in die physikalisch aussagekräftigere Einheit eV erfolgt durch  $E = \frac{hc}{\lambda}$  (Näherung:  $E[\text{eV}] \cong \frac{1240}{\lambda[\text{nm}]}$ ).

### 3.2 Beschreibung der Proben

**Abb 7.** Schema des Querschnitts von Proben mit durch Tröpfchenätzen hergestellten GaAs-Quantenpunkten [4].  
Links: Probe QD3272, mit einer Lage QDs eingebettet in eine dünne AlGaAs-Schicht.  
Rechts: Probe QD222, mit 5 gestapelten Lagen mit QDs eingebettet in eine dicke AlGaAs-Schicht.

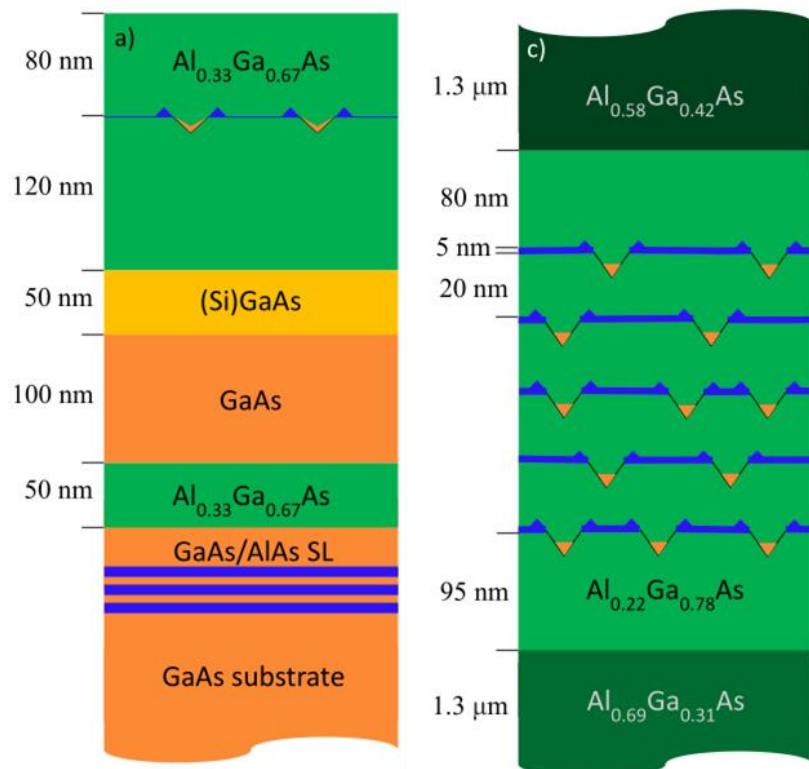


Abbildung 7 zeigt den Aufbau der zu untersuchen Quantenpunkt-Proben [4]. Probe QD3272 ist eine typische Probe für die Spektroskopie an einzelnen Quantenpunkten. Dort ist eine Lage mit GaAs-Quantenpunkten in eine dünne (200 nm) AlGaAs-Schicht eingebettet. Die Probe hat eine eher geringe Intensität der QD-Emission, welche bei Raumtemperatur von der Lumineszenz des GaAs-Substrats überlagert ist. Probe QD222 besteht aus 5 gestapelten Lagen mit QDs

eingebettet in eine dicke AlGaAs-Schicht (2800 nm). Daher ist die Intensität der QD-Emission deutlich stärker und es ist auch bei Raumtemperatur keine GaAs-Lumineszenz sichtbar. Diese Probe erlaubt Spektroskopie an Ensembles von Quantenpunkten auch bei Raumtemperatur, während Messungen an einzelnen QDs nicht möglich sind.

### 3.3. Zusammenfassung der Untersuchungsgegenstände

- Kennenlernen der Spektrometer:  
Fokussierung, Bedienung der Software, Aufnehmen von Spektren, Auswertung der Messungen, Rauschen, Fitten.
- Volumen GaAs und AlGaAs:  
Peak-Identifizierung, Peak-Form (Fermi-Verteilung), GaAs Bandlücken-Peak als Thermometer, Bestimmung Al-Anteil aus AlGaAs Bandlücken-Peak.
- GaAs QDs:  
QD-Mehrlagenprobe [4] in dickem AlGaAs: Peak-Identifizierung, Näherung harmonischer Oszillator, Quantisierungsenergien, Elektron-Loch-Bindungsenergie, Abschätzung der Größe des QD, Einfluss Laserleistung und Temperatur.  
QD-Einlagenprobe in dünnem AlGaAs: Überlagerung mit Substrat-Peak, Einfluss Laserleistung und Temperatur, Aufspaltung Exziton-Biexziton.

### Referenzen

- [1] Marius Grundmann: *The Physics of Semiconductors. An Introduction Including Nanophysics and Applications. Third Edition*, Springer: Graduate Texts in Physics (2016)
- [2] I. Vurgaftman, J. R. Meyer, and L. R. Ram-Mohan, “Band Parameters for III–V Compound Semiconductors and Their Alloys”, J. Appl. Phys. **89**, 5815 (2001).
- [3] Ch. Heyn, A. Stemmann, T. Köppen, Ch Strelow, T. Kipp, M. Grave, S. Mendach, and W. Hansen, “Highly Uniform and Strain-Free GaAs Quantum Dots Fabricated by Filling of Self-Assembled Nanoholes”, Appl. Phys. Lett. **94**, 183113 (2009).
- [4] L. Ranasinghe, Ch. Heyn, K. Deneke, M. Zocher, R. Korneev, and W. Hansen, “Luminescence from Droplet-Etched GaAs Quantum Dots at and Close to Room Temperature”, Nanomaterials **11**, 690 (2021).