

Photon-Exziton Wechselwirkung in  
Fabry-Pérot-Mikroresonatoren auf Basis von III-V  
Halbleitern

Dissertation zur Erlangung des  
naturwissenschaftlichen Doktorgrades  
der Julius-Maximilians-Universität  
Würzburg



vorgelegt von  
Carolin Böckler geb. Hofmann  
aus Schweinfurt

Würzburg 2010

Eingereicht am: 26.5.2010  
bei der Fakultät für Physik und Astronomie

1. Gutachter: Prof. Dr. Alfred Forchel  
2. Gutachter: Prof. Dr. Jean Geurts  
der Dissertation.

1. Prüfer: Prof. Dr. Alfred Forchel  
2. Prüfer: Prof. Dr. Jean Geurts  
3. Prüfer: Prof. Dr. Wolfgang Kinzel  
im Promotionskolloquium.

Tag des Promotionskolloquiums:  
7.12.2010

Doktorurkunde ausgehändigt am:

# Inhaltsverzeichnis

|  |           |
|--|-----------|
| <b>Zusammenfassung</b>   | <b>1</b>  |
| <b>Summary</b>   | <b>5</b>  |
| <b>1 Einleitung</b>  | <b>9</b>  |
| <b>2 Grundlagen</b>  | <b>13</b> |
| 2.1 Das Exziton . . . . .  | 13        |
| 2.2 Elektronische Zustandsdichte . . . . .                                     | 13        |
| 2.3 Photonische Zustandsdichte . . . . .                                       | 15        |
| 2.4 Vertikaler photonischer Einschluss . . . . .                               | 16        |
| 2.5 Lateraler photonischer Einschluss . . . . .                                | 20        |
| 2.6 Die Kopplung zwischen Photon und Exziton . . . . .                         | 25        |
| <b>3 Theoretische Grundlagen der starken Kopplung</b>                          | <b>29</b> |
| 3.1 Das Jaynes-Cummings Modell . . . . .                                       | 29        |
| 3.2 Kriterien für die Beobachtung der starken Kopplung . . . . .               | 31        |
| 3.3 Theoretische Berechnung der Spektren nach dem Modell von L. V. Keldysh     | 37        |
| 3.4 Simulationsrechnungen zur starken und schwachen Wechselwirkung . . . . .   | 38        |
| <b>4 Technologie und Messtechnik</b>   | <b>43</b> |
| 4.1 Epitaxie planarer Halbleiterschichten . . . . .                            | 43        |
| 4.2 Herstellungsprozess optisch gepumpter Mikroresonatoren . . . . .           | 48        |
| 4.3 Experimentelle Verfahren . . . . .   | 50        |
| 4.3.1 Hochauflösende Mikrophotolumineszenz-Spektroskopie . . . . .             | 50        |
| 4.3.2 Zeitaufgelöste Photolumineszenz-Messungen . . . . .                      | 52        |
| 4.3.3 Korrelationsmessungen zur Photonenstatistik . . . . .                    | 53        |
| <b>5 Optimierung der Quantenpunkt-Fabry-Pérot Mikroresonatoren</b>             | <b>55</b> |
| 5.1 Einfluss der Spiegelanzahl der DBR auf die Resonatorgüte . . . . .         | 55        |
| 5.2 Einfluss des Resonatordurchmessers auf die Modenstruktur . . . . .         | 58        |
| 5.3 Einfluss der Quantenpunkt-Absorption auf den<br>Qualitäts-Faktor . . . . . | 60        |

---

|          |   |            |
|----------|---|------------|
| 5.4      | Experimentelle Messungen an Mikroresonatoren höchster Güte . . . . .  | 65         |
| <b>6</b> | <b>Die schwache Kopplung</b>  | <b>67</b>  |
| 6.1      | Der Purcell-Effekt . . . . .  | 67         |
| 6.1.1    | Die spontane Emission im dreidimensionalen Medium . . . . .   | 67         |
| 6.1.2    | Die spontane Emission im Resonator . . . . .  | 69         |
| 6.1.3    | Der Purcell-Faktor . . . . .  | 69         |
| 6.2      | Experimentelle Untersuchungen zur schwachen Kopplung . . . . .  | 72         |
| 6.2.1    | Nicht resonante Anregung . . . . .  | 72         |
| 6.2.2    | Resonante Anregung in die p-Schale . . . . .  | 75         |
| <b>7</b> | <b>Emissionscharakteristiken von Mikroresonator-Lasern</b>  | <b>81</b>  |
| 7.1      | Theoretische Kenngrößen für das Lasing-Verhalten in Mikroresonatoren . .  | 81         |
| 7.1.1    | Der $\beta$ -Faktor . . . . .   | 81         |
| 7.1.2    | Beschreibung der Lasercharakteristik über Ratengleichungen . . . .  | 85         |
| 7.1.3    | Änderung der Resonatorlinienbreite im Laserbetrieb . . . . .  | 88         |
| 7.2      | Lasing in Mikroresonatoren . . . . .  | 90         |
| 7.2.1    | Emissionscharakteristik von Mikroresonatoren . . . . .  | 90         |
| 7.2.2    | Einzel-Quantenpunkt-Lasing-Effekte . . . . .  | 95         |
| 7.2.3    | Messungen zur Photonenstatistik bei Mikrolasern unter Einfluss des<br>Purcell-Effekts . . . . .                     | 102        |
| <b>8</b> | <b>Die starke Kopplung</b>  | <b>107</b> |
| 8.1      | Experimentelle Untersuchungen zur starken Kopplung in Halbleitermikro-<br>resonator-Quantenpunkt-Systemen . . . . . | 108        |
| 8.2      | Untersuchungen zur Polarisationsabhängigkeit der starken Kopplung . . .   | 119        |
| 8.3      | Kohärente photonische Kopplung von QP-Exzitonen . . . . .   | 125        |
| 8.4      | Einfluss der Variation der Anregungsleistung auf die Vakuum-Rabi-Auf-<br>spaltung . . . . .                         | 129        |
| <b>A</b> | <b>Herleitung der spektralen Linienform emittierter Photonen aus einem<br/>Mikroresonator</b>                       | <b>133</b> |
| <b>B</b> | <b>Das Vakuumfeld</b>   | <b>135</b> |
|          | <b>Probenaufbau</b>   | <b>140</b> |
|          | <b>Teile dieser Arbeit wurden bereits veröffentlicht:</b>   | <b>144</b> |
|          | <b>Abkürzungsverzeichnis</b>  | <b>146</b> |
|          | <b>Literaturverzeichnis</b>   | <b>158</b> |

**Danksagung**

**161**

**Lebenslauf**

**162**



# Zusammenfassung

Die enormen Fortschritte im Bereich der Halbleiter-Nanotechnologie haben es in den letzten Jahren erlaubt, quantenoptische Phänomene nicht nur in atomaren Systemen, sondern auch mehr und mehr in Festkörpern zu beobachten. Von besonderer Bedeutung ist hierbei die Wechselwirkung zwischen Licht und Materie im Rahmen der "Kavitäts-Quantenelektrodynamik", kurz cQED. Das große Interesse an diesem sehr aktiven Feld der modernen Quantenoptik erklärt sich über die mögliche Anwendung von cQED-Effekten in neuartigen Lichtquellen und Elementen der Quanteninformationsverarbeitung. Halbleiterstrukturen zeichnen sich in diesem Zusammenhang durch eine potentiell hohe Skalierbarkeit sowie ein kompaktes und effizientes Design aus. Die gewünschte Wechselwirkung kann jedoch nur in qualitativ hochwertigen Halbleiterstrukturen mit quasi nulldimensionalem Licht- und Ladungsträgereinschluss realisiert werden. Daher wird weltweit mit hohem technologischen Aufwand an der Realisierung von Mikroresonatoren mit Quantenpunkten als diskrete Photonenemitter geforscht. Erste Erfolge auf diesem Gebiet haben es erlaubt, Licht-Materie-Wechselwirkung im Regime der schwachen, von dissipativen Verlusten geprägten Kopplung zu verwirklichen.

Vor diesem Hintergrund beschäftigt sich die vorliegende Arbeit mit dem kohärenten Kopplungsverhalten zwischen einzelnen Quantenpunkt-Exzitonen und dem Vakuumfeld von Mikroresonatoren. Das Hauptziel dieser Arbeit ist es, den experimentellen Nachweis der starken Kopplung in III-V Fabry-Pérot Mikroresonatoren mit Quantenpunkten als aktive Schicht zu erbringen. Darüber hinaus wird aber auch die kohärente Kopplung von zwei Quantenpunkt-Exzitonen über das Vakuumfeld des Resonators experimentell untersucht. Quantenpunkt-Mikroresonatorstrukturen sind aufgrund ihrer hohen Güten und großen Purcell-Faktoren weiterhin prädestiniert für den Einsatz als Mikrolaser mit sehr geringer Laserschwelle. Neben der Herstellung und Charakterisierung von Mikrolasern mit großen  $\beta$ -Faktoren befasst sich die vorliegende Arbeit mit dem Einfluß einzelner Quantenpunkt-Exzitonen auf das Lasing-Verhalten eines Mikroresonators, mit dem Fernziel einen Einzelquantenpunkt-Laser zu realisieren. Für die Verwirklichung dieser beiden Hauptziele werden Mikroresonatoren höchster Güte benötigt. Dies stellt enorme Anforderungen an die Technologie der Mikroresonatoren. Der vertikale Aufbau der hier vorgestellten GaAs/AlAs Fabry-Pérot Mikroresonatoren mit ihren InGaAs-Quantenpunkten als aktive Schicht wird mittels Molekularstrahlepitaxie realisiert. Durch hochauflösende

Elektronenstrahl-Lithographie wird die laterale Struktur der Mikroresonatoren auf das Probenmaterial übertragen. Anschließend erhält der Resonator durch einen trockenchemischen Ätzprozess seine zylindrische Form. Der experimentelle Zugang zum Kopplungsverhalten zwischen Quantenpunkt-Exzitonen mit dem Vakuumfeld des Resonators erfolgt hauptsächlich mittels hochaufgelöster Mikrophotolumineszenz-Spektroskopie.

### **Optimierung der Quantenpunkt-Fabry-Pérot Mikroresonatoren**

Bisherige Untersuchungen konnten den Nachweis der schwachen Kopplung, die eng mit dem Purcell-Effekt verknüpft ist, in Mikroresonatoren erbringen. Hauptziel der vorliegenden Arbeit ist es, die starke Kopplung, die sich spektral in der Vakuum-Rabi-Aufspaltung widerspiegelt, zu verwirklichen und experimentell zu untersuchen. Das Kopplungsverhalten zwischen Quantenpunkt-Exzitonen und dem Vakuumfeld eines Resonators hängt von mehreren physikalischen Parametern ab, die eine umfangreiche, technologische Optimierung der Quantenpunkt-Resonatorstrukturen erfordern. Zwei bedeutende Faktoren sind hierbei die Oszillatorstärke der Quantenpunkte und der Qualitäts-Faktor der Mikroresonatoren. Es sind InGaAs-Quantenpunkte realisiert worden, deren Oszillatorstärke mit einem Wert von 50 vier- bis fünfmal größer ist als die von reinen InAs-Quantenpunkten. Eine Optimierung der Q-Faktoren konnte im Rahmen dieser Arbeit durch eine hohe Anzahl von Spiegelschichten im oberen und unteren DBR, sowie durch Verbesserungen in der Strukturierungstechnologie erzielt werden, wobei das Wachstum der Proben nicht Gegenstand der vorliegenden Arbeit war (siehe Andreas Löffler, Dissertation 2008). Während zu Beginn der vorliegenden Arbeit maximale Q-Faktoren von etwa 10 000 für Mikroresonatoren mit einem Durchmesser von 4  $\mu\text{m}$  erreicht worden sind, liegen die Rekordwerte derzeit bei 165 000 für die hier vorgestellten Fabry-Pérot Mikroresonatoren.

### **Das Regime der schwachen Kopplung**

Die Erhöhung bzw. Unterdrückung der spontanen Emissionsrate von Quantenpunkt-Exzitonen durch die Wechselwirkung mit einer Resonatormode, wird als Purcell-Effekt bezeichnet. In Resonanz bewirkt die schwache Kopplung von Quantenpunkt-Exzitonen im Vakuumfeld eines Mikroresonators eine Verkürzung der spontanen Lebensdauer von Exzitonen, wodurch deren Emissionsrate erhöht wird. Das schwache Kopplungsregime wurde im Vorfeld der vorliegenden Arbeit bereits von einigen Gruppen nachgewiesen und bildet die Basis für Optimierungsschritte hin zur starken Kopplung. Erstaunlicherweise ist in diesem Zusammenhang erstmals ein mittlerweile viel diskutierter nicht-resonanter Kopplungsmechanismus zwischen Quantenpunkt-Exziton und Resonatormode gefunden worden. Dieser Kopplungsmechanismus zeichnet sich in Resonatoren hoher Güte dadurch aus, dass die Emission der Grundmode auch effektiv von Quantenpunkt-Exzitonen gespeist wird, die spektral deutlich nicht resonant zur Grundmode liegen. Mittels p-resonanter Anregung



---

einzelner Quantenpunkt-Exzitonen ist es möglich, gezielt einzelne Emitter anzusprechen, wodurch gleichzeitig die Hintergrundemission nicht resonanter Emitter in die Grundmode unterdrückt werden kann. Somit lässt sich das nicht-resonante Kopplungsverhalten gezielt erforschen. Untersuchungen im Regime der schwachen Kopplung haben gezeigt, dass die Erhöhung der spontanen Emissionsrate eines Quantenpunkt-Exzitons durch p-resonanter Anregung im Vergleich zu nicht resonanter Anregung erwartungsgemäß gleich bleibt. In der vorliegenden Arbeit sind Purcell-Faktoren in der Größenordnung von 10 gemessen worden.

### **Emissionscharakteristiken von Mikroresonator-Lasern**

Das Ziel vieler international führender Forschergruppen ist die Verwirklichung eines schwellenlosen Lasers mit einem  $\beta$ -Faktor von eins, bei dem die gesamte spontane Emission des aktiven Mediums in die Lasermode einkoppelt. Darüber hinaus gibt es große Anstrengungen einen idealen Laser zu konzipieren, der nur einen einzelnen Quantenpunkt als aktives Medium besitzt, den sogenannten Einzelquantenpunkt-Laser. In diesem Zusammenhang wurde das Lasingverhalten für unterschiedlich große Mikroresonator-Laser näher untersucht und die dazugehörigen  $\beta$ -Faktoren analysiert. Im Hinblick auf die Realisierung eines Einzelquantenpunkt-Lasers ist der Einfluß eines einzelnen resonanten Quantenpunkt-Exzitons auf die Lasercharakteristik untersucht worden. Dabei hat sich herausgestellt, dass ausgeprägte Einzelquantenpunkt-Effekte im Übergangsbereich von der schwachen zur starken Kopplung stattfinden. Im Rahmen dieser Arbeit ist so festgestellt worden, dass die Einwirkung eines einzelnen zur Lasermode resonanten Quantenpunkt-Exzitons auf das Gesamtsystem enorm groß ist, wenngleich für den Laserbetrieb auch ein Verstärkungsbeitrag von nicht-resonant gekoppelten Quantenpunkt-Exzitonen notwendig ist. So erhöht sich beispielsweise der  $\beta$ -Faktor von 0,59 auf 0,96 und die Laserschwelle wird um 50% gesenkt, wenn ein einzelnes Quantenpunkt-Exziton in Resonanz mit der Lasermode gebracht wird.

### **Das Regime der starken Kopplung**

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit ist erstmals der Nachweis der starken Kopplung eines einzelnen Quantenpunkt-Exzitons mit dem Vakuumfeld eines Mikroresonators erbracht worden. Die ersten erfolgreichen experimentellen Untersuchungen sind an GaAs/AlAs-Fabry-Pérot Mikroresonatoren aufgezeichnet worden, deren aktive Schicht aus großen, langgezogenen InGaAs Quantenpunkten besteht. Diese Quantenpunkte zeichnen sich durch große Oszillatorstärken und somit auch durch hohe Kopplungsfaktoren aus. Die Vakuum-Rabi-Aufspaltung dieser Strukturen beträgt 140  $\mu\text{eV}$ . Ferner sind Mikroresonatoren untersucht worden, deren Quantenpunkte kleinere Abmessungen aufweisen. Die daraus resultierenden geringeren Oszillatorstärken ist durch Optimierung der Q-Faktoren der Mi-

kroresonatoren kompensiert worden, so dass auch an diesen Strukturen der Nachweis der starken Kopplung erbracht werden konnte.

Weiterhin ist der Einfluß des Q-Faktors auf das Kopplungsverhalten zwischen einem Quantenpunkt-Exziton und dem Vakuumfeld des Resonators genauer untersucht worden. Hierbei ist ausgenutzt worden, dass die Grundmode der hier vorgestellten Fabry-Pérot Mikroresonatoren zweifach entartet ist, so dass eine leichte Asymmetrie des zylindrischen Resonators zu einer Aufspaltung der Grundmode in zwei Emissionslinien führt. Die beiden polarisationsabhängigen Komponenten der Grundmode zeichnen sich durch unterschiedliche Q-Faktoren aus. So ist es möglich, dass ein spektral in der Nähe liegendes Quantenpunkt-Exziton in Resonanz mit den beiden Polarisationsrichtungen der Grundmode gebracht und somit das Kopplungsverhalten untersucht werden kann.

Die vorliegende Arbeit befasst sich zudem mit der kohärenten Kopplung zweier Quantenpunkt-Exzitonen mit dem Vakuumfeld des Resonators. Bisherige Forschungen kohärent miteinander wechselwirkender Exzitonen beschränkten sich hauptsächlich auf lokal nah beieinander liegende Quantenpunkte, die über den Tunneleffekt miteinander koppeln. Im Rahmen dieser Arbeit ist erstmals die kohärente photonische Kopplung zweier über eine gemeinsame Resonatormode miteinander gekoppelter Quantenpunkt-Exzitonen aufgezeigt worden. Dabei hat sich herausgestellt, dass die Verstimmung dieser beiden Quantenpunkt-Exzitonen eine entscheidende Rolle spielt. Die hier erzielten, experimentellen Messungen zeigen, dass die Wechselwirkung zweier Quantenpunkt-Exzitonen zu einer Erhöhung der Rabi-Aufspaltung um 60% im Vergleich zum einzelnen Emitter führt, und um 20% im Vergleich zu zwei Emittlern gleicher Energie.

Die Arbeit befasst sich weiterhin mit dem Einfluss der Anregungsintensität auf das Kopplungsverhalten im Regime der starken Kopplung. Die Theorie der Jaynes-Cummings Leiter besagt, dass mit steigender Zahl  $n$  der Photonen im Resonator die Rabi-Aufspaltung um den Faktor  $\sqrt{n+1}$  wächst. Im abschließenden Teil der Arbeit wird ein experimenteller Zugang zu dieser wichtigen Thematik über eine Variation der Anregungsleistung erprobt. Die experimentellen Ergebnisse hierzu zeigen jedoch, dass es bei der vorliegenden inkohärenten Stimulation des Systems zu einer Abnahme der Rabi-Aufspaltung von 50% kommt, wenn die externe Anregungsleistung um den Faktor 40 erhöht wird. Daher ist, die Zahl der Photonen durch eine höhere Anregungsleistungsdichte zu steigern, nicht der richtige Ansatz, um die Jaynes-Cummings-Leiter experimentell zu demonstrieren. Einen möglichen Zugang hierzu könnten in Zukunft Methoden der kohärenten Spektroskopie wie zum Beispiel das Vier-Wellen-Mischen liefern.

# Summary

The enormous progress in semiconductor nanotechnology has allowed observing quantum-optical phenomena so far not only in atomic systems but also in solids. Interaction between light and matter in the context of cavity quantum electrodynamics (cQED) have drawn particular attention from many researcher, because possible application of cQED effects in new types of light sources and elements of quantum information processing is a highly compelling research perspective. Semiconductor structures are distinguished in this context by a potentially high scalability, as well as a compact and efficient design. The desired interaction can only be realized in high-quality semiconductor structures with quasi zero-dimensional confinement for light and carrier. Therefore, the realization of microresonators with quantum dots as discrete photon emitters pushed this field of research forward, worldwide. The first breakthrough in this area demonstrated the interaction between light and matter in the regime of weak coupling, dominated by dissipative coupling losses.

Considering this background, the present work deals with the coherent coupling behavior between individual quantum dot excitons and the vacuum field of microresonators. The main goal of this work is the experimental proof of strong coupling between III-V Fabry-Pérot microresonators and quantum dots used as an active medium. In addition, the coherent coupling of two quantum dot excitons and the vacuum field of the resonator is experimentally investigated. Quantum dot microresonator structures are furthermore predestined to be used as microlasers with very low laser threshold resulting from their high quality and large Purcell factors. Apart from fabrication and characterization of the microlasers with large  $\beta$ -factors, the present work studies the influence of an individual quantum dot exciton on the lasing behavior of a microcavity to realize the ultimate goal of a single quantum dot laser. For the realization of both goals microresonators with highest quality factors are required. This puts enormous pressure on the technological development of microresonators. The vertical structure of the presented GaAs/AlAs Fabry-Pérot microresonators with InGaAs quantum dots as the active region is realized by molecular beam epitaxy. The lateral structure of the microresonators is transmitted to the probe material by high-resolution electron beam lithography. A dry chemical etching process formed the cylindrical shape of the resonator. The experimental approach to the coupling behavior between quantum dot excitons with the vacuum field of the resonator is mainly

studied by high-resolution micro-photoluminescence spectroscopy.

### **Optimization of the quantum dot-Fabry-Pérot microresonators**

Previous studies have given proof of weak coupling in microresonators, which is closely associated with the Purcell effect. The main goal of this work is to achieve the strong coupling which is spectrally reflected in the vacuum-Rabi splitting, as well as to study it experimentally. The coupling behavior between quantum dot excitons and the vacuum field of a resonator depends on some physical parameters that requires a technological optimization of the quantum dot resonators. Two very important factors are the oscillator strength of quantum dots and the quality factor of microresonators. InGaAs quantum dots were realized with an oscillator strength of 50, which is four to five times higher than that of pure InAs quantum dots. An optimization of the Q-factor could be achieved by adjusting the number of mirror pairs in the upper and lower DBR, as well as by improvements in patterning technology, whereas the growth of the samples itself was not a subject of this study (PhD 2008, Andreas Löffler). While at the beginning of the present work maximum Q-factors of 10,000 were achieved for microresonators with a diameter of 4  $\mu\text{m}$ , the record values are currently at 165,000 for the Fabry-Pérot microresonators.

### **The weak coupling regime**

The enhancement and suppression of the spontaneous emission of quantum dot excitons by the interaction with a resonator mode, is known as the Purcell effect. In resonance the weak coupling of quantum dot excitons in the vacuum field of a microcavity causes a shortening of the spontaneous lifetime of excitons which in turn increases the emission rate. The weak coupling regime had previously been proven by certain groups and forms the basis for optimization towards strong coupling. Amazingly, in this context a frequently discussed non-resonant coupling mechanism between quantum dot exciton and the resonator mode was found for the first time. This coupling mechanism manifests itself in high-Q resonators, at which the emission to the fundamental mode is also powered by quantum dot excitons, which are not spectrally resonant to the fundamental mode. Specific individual emitters can be excited by p-resonant excitation, and thereby reduce the background emission of non-resonant emitters simultaneously. Thus, this non resonant coupling behavior can be directly measured. Investigations in the regime of weak coupling showed that the increase of the spontaneous emission of a quantum dot exciton with p-resonant excitation remains the same compared to non-resonant excitation. In this work, Purcell factors have been measured in the order of 10.

---

## Emission characteristics of microcavity lasers

The goal of many leading international researchers is the realization of a thresholdless laser with a  $\beta$ -factor of 1, for which the total amount of spontaneous emission of the active medium couples to the laser mode. Moreover, there is a great effort to design an ideal laser, which has only a single quantum dot as the active medium, the so-called single quantum dot laser. In this context, the lasing behavior was studied for different sized microcavity lasers and the corresponding  $\beta$ -factors were analyzed. With regard to the realization of a single quantum dot laser the influence of a single resonant quantum dot exciton on the laser characteristics has been studied. Significant single quantum dot effects were found in the transition regime from weak to strong coupling. As a result of this work, it turned out that the influence of an individual resonant quantum dot exciton is enormous, even though the strengthening of non-resonant contribution is necessary for laser operation. For example, the  $\beta$ -factor increases from 0.59 to 0.96 and the laser threshold is reduced by 50% when a single quantum dot exciton is in resonance with the laser mode.

### The strong coupling regime

For the first time ever, it was possible to give evidence for the strong coupling of a single quantum dot exciton with the vacuum field of a microcavity. The first successful experimental investigations were demonstrated in GaAs/AlAs Fabry-Pérot microresonators with large, elongated InGaAs quantum dots as the active region. These quantum dots exhibit large oscillator strengths and therefore also high coupling factors. The vacuum-Rabi splitting of these structures is 140  $\mu\text{eV}$ . Furthermore, microresonators were investigated with small quantum dots. The resulting lower oscillator strengths were compensated by optimizing the Q-factors of microresonators, in a way that these structures also show strong coupling.

In addition to that, the influence of the Q-factor on the coupling behavior between quantum dot exciton and the vacuum field of the resonator was further explored. The experiments benefit from the fact, that the fundamental mode of the presented Fabry-Pérot microresonators is degenerated, resulting in a slight deviation of the cylindrical resonator, which leads to a splitting of the fundamental mode in two emission lines. Both of the resulting polarization components of the fundamental mode are characterized by different Q-factors. Thus, it is possible that a quantum dot exciton, which is spectrally near the mode, can be brought into resonance with the two polarization directions of the fundamental mode and therefore the individual coupling behavior can be investigated.

The present work also deals with the coherent coupling of two quantum dot excitons with the vacuum field of the resonator. Previous research on coherently interacting exci-

tons was mainly limited to the adjacent quantum dots, which are coupled to each other via the tunnel effect. As part of this work the coherent photonic coupling of two quantum dot excitons, being coupled via the resonator mode, is shown for the first time. It turned out that the detuning of the two quantum dot excitons plays a crucial role. The achieved experimental results show that the interaction of two quantum dot excitons increase the Rabi splitting by a factor of 60% compared to the single emitter case, and by 20% compared to two emitters of equal energy.

Finally, the work addresses the influence of the excitation intensity on the coupling behavior in the regime of strong coupling. The theory of the Jaynes-Cummings ladder predicts that an increase of the number of photons  $n$  in the resonator leads to an enhancement of the Rabi splitting by a factor of  $\sqrt{n+1}$ . In the last part of this work, an experimental access to this important issue through a variation of the excitation power has been proven. The experimental results show that with the present incoherent stimulation of the system there is a decrease of the Rabi splitting of 50% when the external excitation power is increased by a factor of 40. Consequently, the way to success is not to increase the number of photons by taking higher excitation power in order to realize the principle of the Jaynes-Cummings ladder. Coherent spectroscopy methods such as four-wave mixing, however, could be a possible approach to this principle.

# Kapitel 1

## Einleitung

Aktuelle Forschungsaktivitäten im Bereich der Nanophotonik zielen auf den Einsatz von optimierten Nanostrukturen auf dem Gebiet der Quantenkryptographie und Quanteninformationsverarbeitung ab. Die Quantenkryptographie bzw. die Quanteninformationsverarbeitung ermöglichen das abhörsichere Übertragen und Verarbeitung von Daten durch einzelne Photonen. Zwar können auch einzelne Photonen auf ihrer Übertragungstrecke von A nach B abgefangen, und somit die übertragene Nachricht abgehört werden, jedoch ist es aufgrund des No-Cloning-Theorems<sup>1</sup> nicht möglich, die Photonen zu kopieren und dem Empfänger B die kopierten Photonen weiterzuleiten. Der Empfänger kann demnach zweifelsfrei feststellen, ob sein Signal abgehört wurde oder nicht und die weitere Übertragung sofort abbrechen. Für die Realisierung der abhörsicheren Datenübertragung mittels Photonen werden Einzelphotonenquellen benötigt. Eine mögliche Implementierung von Einzelphotonenquellen sind hierbei einzelne Quantenpunkt-Emitter in Mikroresonatoren [138]. Daher ist es unabdingbar, die Forschung im Bereich der Photonik bzw. Nanophotonik im Quantenregime voran zu treiben.

Die zu Grunde liegende Quantenelektrodynamik (QED<sup>2</sup>) [110] behandelt im Wesentlichen die Wechselwirkung zwischen einzelnen geladenen Teilchen und Photonen. Darüber hinaus repräsentiert die sogenannte "Kavitäts-Quantenelektrodynamik", kurz cQED<sup>3</sup> ein wichtiges Teilgebiet der QED und beschreibt die Wechselwirkung zwischen Photonen in einer Kavität mit hochreflektierenden Spiegeln und einem quantenmechanischen Zweiniveau System, z.B. einem Atom. Die vorliegende Arbeit befasst sich mit einem sehr aktiv untersuchten Bereich der cQED in der Festkörperphysik, nämlich mit der Wechselwirkung zwischen Quantenpunkt-Exzitonen und den optischen Moden in Halbleiter-Mikroresonatoren.

---

<sup>1</sup>Das No-Cloning-Theorem besagt, dass ein Kopieren quantenmechanischer Zustände nicht möglich ist [17].

<sup>2</sup>QED: Akronym für Quantum Electro-Dynamics

<sup>3</sup>cQED: Akronym für Cavity Quantum Electro-Dynamics

Um die Wechselwirkung von Licht und Materie im Quantenregime untersuchen zu können, bedarf es eines räumlichen Einschlusses von Photonen auf der Skala der Lichtwellenlänge. Ein optischer Mikroresonator bietet diese Möglichkeit, wobei der photonische Einschluss hier mittels dielektrischer Spiegel realisiert werden kann. In diesem Zusammenhang existiert eine Vielzahl verschiedener Resonatorgeometrien, die Licht in einem kleinen Volumen in der Größenordnung von wenigen Kubikmikrometern lokalisieren, wie zum Beispiel "Photonische Kristalle (PC)<sup>4</sup>" [121, 134, 85], "Microdiscs" [100], "Microspheres" [123], "Microtoroids" [3, 2] und auch "Fabry-Pérot-Mikroresonatoren" [45, 101]. Fabry-Pérot-Mikroresonatoren können sich sowohl in ihrer Form, z.B. rund [63, 113] oder quadratisch [35], als auch in ihrer Materialzusammensetzung unterscheiden. Als Basismaterial dienen sowohl Halbleiter aus der Gruppe der II-VI-Materialien [62], als auch III-V-Materialien [29, 112]. Die vorliegende Arbeit befasst sich ausschließlich mit zylindrischen Fabry-Pérot-Mikroresonatoren aus GaAs/AlAs.

Die Geometrie und der Schichtaufbau von Fabry-Pérot-Mikroresonatoren ist in Abbildung 1.1 exemplarisch an Hand von Rasterelektronenmikroskopie-(REM<sup>5</sup>)-Aufnahmen dargestellt. Die Grafiken 1.1 (a) und (b) zeigen Mikroresonatoren mit einem Durchmesser von  $1,4\ \mu\text{m}$  beziehungsweise  $4\ \mu\text{m}$ . Die Abbildung 1.1 (c) zeigt einen vergrößerten Ausschnitt aus Bild (b). In dieser REM-Aufnahme ist ein Teil der oberen Spiegelpaare, die Kavität, in deren Mitte sich die aktive Schicht befindet, sowie ein Teil der unteren Spiegelpaare zu erkennen. Der vertikale Lichteinschluss wird über sogenannte Distributed-

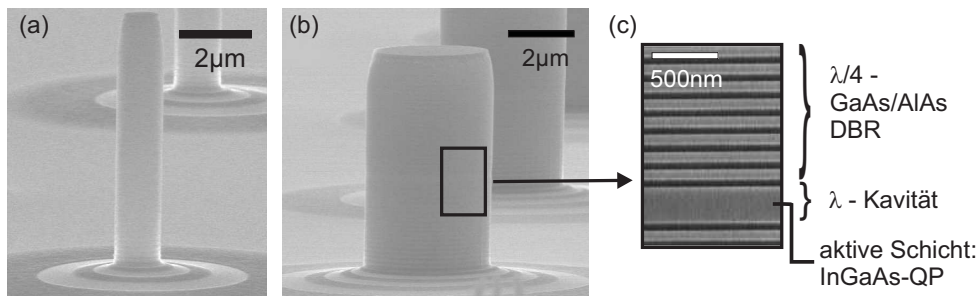


Abbildung 1.1: REM-Aufnahme von Mikroresonatoren mit Durchmessern von  $1,4\ \mu\text{m}$  (a) und  $4\ \mu\text{m}$  (b). (c) Vergrößerter Bildausschnitt des Mikroresonators aus (b). In der Mitte der  $\lambda$ -Kavität ist die aktive Schicht erkennbar.

Bragg-Reflektoren (DBR<sup>6</sup>) realisiert, deren prinzipielle Funktionsweise in Abschnitt 2.4 genau erläutert wird. Der laterale Einschluss hingegen wird durch die interne Totalreflexion (TIR<sup>7</sup>) an der Resonator-Luft-Grenzfläche gewährleistet. Die aktive Schicht bestehend

<sup>4</sup>PC: Akronym für Photonic Crystal

<sup>5</sup>REM: Akronym für Rasterelektronenmikroskop

<sup>6</sup>DBR: Akronym für Distributed-Bragg-Reflektor

<sup>7</sup>Total Internal Reflection



---

aus Quantenpunkten befindet sich im Zentrum des Mikroresonators, d. h. im Feldmaximum der optischen Mode [118]. Die zum Verständnis der vorliegenden Arbeit notwendigen physikalischen Grundlagen wie zum Beispiel der vertikale photonische Einschluss bzw. die Kopplung zwischen Exziton und Photon werden im folgenden Kapitel 2 genauer erläutert. In den Kapiteln 4 und 5 wird dann ausführlich auf die Prozessierung, die Messtechnik und die Grundcharakterisierung der Fabry-Pérot-Mikroresonatoren eingegangen.

Die aktive Schicht in der Kavität kann prinzipiell aus einem Quantenfilm [129], Quantendrähten [65] oder auch Quantenpunkten [37] bestehen. Ein Quantenpunkt ist eine kristalline Nanostruktur, die selbstorganisiert beim Wachstum verspannter Halbleiterschichten entsteht. Aufgrund der starken Lokalisierung der Ladungsträger durch die geringe Größe der Quantenpunkte besitzen diese - in Analogie zum Atom - diskrete Energieniveaus (siehe Abschnitt 2.2), weshalb Quantenpunkte auch als künstliche Atome bezeichnet werden. Diese Eigenschaft prädestiniert sie als Emitter für cQED-Experimente in Halbleitersystemen.

Aufgrund der Wechselwirkung zwischen einem QP-Exziton und der optischen Mode des Resonators kann es zu einer Erhöhung oder Reduktion der spontanen Emissionsrate des Emitters kommen [106, 67]. Dieser Effekt wurde erstmals von E. M. Purcell 1946 [90] postuliert, und ist als Purcell-Effekt bekannt ist bzw. im Rahmen der cQED als Regime der schwachen Kopplung beschrieben wird. Befindet sich das Exziton in Resonanz mit der optischen Mode, so kommt es aufgrund des Purcell-Effekts zu einer Verkürzung der spontanen Lebensdauer um den Purcell-Faktor und somit zu einer Erhöhung der Emissionsrate des Exzitons. Experimentell äußert sich dieses Verhalten in einer höheren Intensität der QP-Exziton-Linie in Resonanz mit der Mode. Dieser Effekt ist spektroskopisch deutlich zu erkennen und moderne QP-Mikroresonator-Systeme weisen Purcell-Faktoren jenseits von zehn auf. In Kapitel 6 wird zunächst die Theorie zur schwachen Kopplung erläutert, und im Anschluss werden experimentelle Untersuchungen an Fabry-Pérot-Mikroresonatoren mit unterschiedlichem Strukturaufbau vorgestellt.

Ein wichtiges Forschungsziel im Bereich der cQED in Halbleitern stellt die Realisierung von hocheffizienten Mikrolaser dar, welche in Kapitel 7 vorgestellt werden. Mikrolaser ermöglichen es, den Anteil der spontanen Emission in die Lasermode zu erhöhen, um so einen schwellenlosen Laser zu realisieren. Der  $\beta$ -Faktor stellt hierbei eine wichtige Kenngröße dar und gibt das Verhältnis der Photonen, die in die Lasermode einkoppeln, zur gesamten spontanen Emission der aktiven Schicht wieder. Durch die Ausnutzung des Purcell-Effekts kann die Kopplung von Photonen in die Lasermode und somit der  $\beta$ -Faktor gesteigert werden. Eine Erhöhung des  $\beta$ -Faktors äußert sich in einer Reduktion der Laserschwelle um einige Größenordnungen im Vergleich zu gewöhnlichen Halbleiterlasern. Durch die hohe optische Güte der Mikroresonatoren kann die Laserschwelle auch mit einer geringen

Anzahl von Quantenpunkten in der aktiven Schicht erreicht werden. Aktuelle Forschungsaktivitäten zielen auf einen Laser ab, der nur von einem einzelnen QP-Exziton gespeist wird - dem sogenannten Einzelquantenpunkt-Laser. Sehr vielversprechende Ergebnisse auf diesem Gebiet werden in Kapitel 7 vorgestellt.

Die kohärente Wechselwirkung zwischen einem einzelnen Exziton und dem Vakuumfeld eines Mikroresonators war lange Zeit ein unerreichtes Ziel der Forschung im Bereich der cQED in Festkörpern und stellt einen Schwerpunkt der vorliegenden Arbeit dar. Aufbauend auf der erstmaligen Realisierung der semi-klassischen starken Kopplung mehrerer Exzitonen und dem Vakuumfeld eines III-V Mikroresonators (1992: C. Weisbuch [127]), wird hier speziell die Wechselwirkung des Vakuumfeld mit einem einzelnen Exziton untersucht. Als aktive Schicht diente bei C. Weisbuch ein Quantenfilm, in dem sich Exzitonen bilden und die mit der Resonatormode wechselwirken. Der Wert der Rabi-Aufspaltung liegt hierbei durch die große Anzahl der beteiligten Exzitonen im Bereich von einigen meV. Entscheidend für die vorliegende Arbeit ist allerdings nicht die Wechselwirkung der Resonatormode mit mehreren Exzitonen, sondern mit einem einzelnen QP-Exziton. Dieses fundamentale Wechselwirkungs-Regime stellt enorme Anforderungen an die zugrundeliegende Probenherstellung, da im Fall der Kopplung mit nur einem Emitter die Kopplungsstärke sehr gering ist. So müssen alle Strukturparameter, die das Kopplungsverhalten beeinflussen, optimiert werden. Im Regime der starken Kopplung ist es notwendig, dass die Kopplungsrate größer als die dissipativen Verluste ist. Somit bietet zum Beispiel die Erhöhung der Q-Faktoren der Mikroresonatoren die Möglichkeit, trotz geringer Kopplungsstärke, in das Regime der starken Kopplung zu gelangen. Im Rahmen dieser Arbeit ist es gelungen, Rekordwerte von mehr als 165 000 für die Q-Faktoren von III-V Fabry-Pérot-Mikroresonatoren zu erzielen. Dies entspricht einer Verbesserung von über einer Größenordnung gegenüber bisherigen Veröffentlichungen und hat den Weg zur experimentellen Beobachtung der starken Kopplung bereitet [7, 8]. Die experimentellen Ergebnisse zum Nachweis der starken Kopplung in Fabry-Pérot-Mikroresonatoren werden in Kapitel 8 präsentiert. In der vorliegenden Arbeit wurde ferner erstmals die kohärente Kopplung von zwei QP-Exzitonen über eine gemeinsame Resonatormode demonstriert. Diese Art der Wechselwirkung zwischen quantenmechanischen Zuständen bildet die Basis für die Realisierung von Quantengattern in Quantencomputern und ist somit ein wichtiges Gebiet der Grundlagenforschung.

# Kapitel 2

## Grundlagen

Das folgende Kapitel stellt die physikalischen Grundlagen zum Verständnis der vorliegenden Arbeit in kompakter Form dar. Es wird zunächst der Begriff des Exzitons definiert und die Lokalisierung von Photonen in Mikrokavitäten diskutiert. Weiterhin werden die Grundlagen der Kavitäts-Quantenelektrodynamik in Quantenpunkt-Mikroresonator Systemen vorgestellt, wobei insbesondere zwischen dem Regime der schwachen und der starken Kopplung unterschieden wird.

### 2.1 Das Exziton

Unter optischer, elektrischer oder thermischer Anregung kann ein Elektron vom Valenzband (VB) in das Leitungsband (LB) unter Bildung einer Elektronenfehlstelle (Defekt-elektron, Loch) in das VB angehoben werden. Aufgrund der Coulomb-Wechselwirkung zwischen dem Elektron und dem Loch, bildet sich ein gebundenes Quasiteilchen aus, das so genannte Exziton. Diese Quasiteilchen werden je nach Bindungscharakter als Mott-Wannier-Exzitonen beziehungsweise Frenkel-Exzitonen klassifiziert [41]. Bei den stark lokalisierten Frenkel-Exzitonen ist der Abstand zwischen Elektron und Loch wesentlich kleiner als bei den Mott-Wannier-Exzitonen, wodurch sie im Gegensatz zu den schwach gebundenen Mott-Wannier-Exzitonen eine deutlich höhere Bindungsenergie aufweisen. Generell können bei der Beschreibung von Exzitonen Parallelen zum Wasserstoffatom gezogen werden, jedoch ist die Bindungsenergie des Exzitons im Halbleiter erheblich geringer und die räumliche Ausdehnung der Wellenfunktion wesentlich größer als beim Wasserstoffatom.

### 2.2 Elektronische Zustandsdichte

Mott-Wannier-Exzitonen können sich in dreidimensionalen Halbleitern frei bewegen, die Bewegungsfreiheit der Ladungsträger kann über Potentialbarrieren jedoch räumlich begrenzt werden. Liegen die räumlichen Abgrenzungen in der Größenordnung der de Broglie-Wellenlänge eines Ladungsträgers, so treten Quantisierungseffekte auf. Diese Quantisie-

rungseffekte haben u. a. Auswirkung auf die Zustandsdichte  $D$ , welche die Anzahl der elektronischen Zustände  $dN$  pro Energieintervall  $dE$  und Volumeneinheit  $V_L$  beschreibt:  $D(E) = \frac{1}{V_L} \frac{dN(E)}{dE}$ . Zunächst soll der einfachste Fall betrachtet werden: die Ladungsträger bewegen sich frei in einem dreidimensionalen Kristall. Die Zahl  $N$  der Elektronen in einer Kugel im Zustandsraum mit Radius  $k$  und dem Volumen  $V_K = \frac{4}{3}k^3\pi$  ist definiert durch  $N = 2 \frac{V_K}{V_{EZ}} = \frac{V_L k^3}{3\pi^2}$  [24]. Der Faktor 2 ergibt sich, da nach dem Pauli-Prinzip jede Elementarzelle  $V_{EZ}$  des Zustandsraumes mit genau zwei Elektronenzuständen (Spin  $\uparrow$ , Spin  $\downarrow$ ) besetzt werden kann. Das kleinste Volumen im  $k$ -Raum ist die Einheitszelle, sie ist definiert als  $V_{EZ} = \left(\frac{2\pi}{L}\right)^3$ . Die Energie eines  $n$ -dimensionalen Elektronengases ist unter Nutzung der parabolischen Näherung gegeben durch  $E = \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*}$ , wobei  $m^*$  die effektive Masse des Ladungsträgers im Festkörper ist. Somit erhält man für die Zustandsdichte des freien Elektronengases in einem dreidimensionalen System:

$$D_{3D}(E) = \frac{m^* \sqrt{2m^* E}}{\pi^2 \hbar^3} \quad (2.1)$$

Die quasifreien Teilchen können in ihrer Bewegungsfreiheit eingeschränkt werden, indem man von einem dreidimensionalen System in ein zwei-, ein- oder nulldimensionales System übergeht. Da sich hierbei die Geometrie der Flächen konstanter Energie ändert, die in die Berechnung der Zustandsdichte eingeht, ergeben sich die Zustandsdichten dimensionsabhängig zu:

$$D_{2D}(E) = \frac{m^*}{\pi \hbar^2} \sum_i \Theta(E - E_i) dE \quad (2.2)$$

$$D_{1D}(E) = \frac{1}{\pi \hbar} \sqrt{\frac{2m^*}{E}} \quad (2.3)$$

$$D_{0D}(E) = \sum_i \delta(E - E_i) \quad (2.4)$$

Praktische Umsetzungen hierfür stellen Volumenkristalle (3D, Bulk), Quantenfilme [46] (2D, Quantum Wells), Quantendrähte (1D, Quantum Wires) und Quantenpunkte [13] (0D, Quantum Dots) dar. Die Zustandsdichte für nulldimensionale Systeme weist diskrete,  $\delta$ -förmige Energie-Eigenwerten  $E_i$  auf. Abbildung 2.1 zeigt die Abhängigkeit der Zustandsdichten von der Energie für die vier Fälle.

Die Wechselwirkung zwischen Photonen und mehreren Exzitonen wurde bisher bei Quantenfilmen [82, 127] und Quantenpunkten beobachtet [20]. Will man aber die Kopplung auf fundamentaler Ebene einzelner Anregungen, d.h. im Quantenregime näher untersuchen, ist die räumliche Abgrenzung von Exzitonen in Quantenpunkten unerlässlich. Diese weisen aufgrund des dreidimensionalen Ladungsträgereinschlusses diskrete Energieeigenwerte

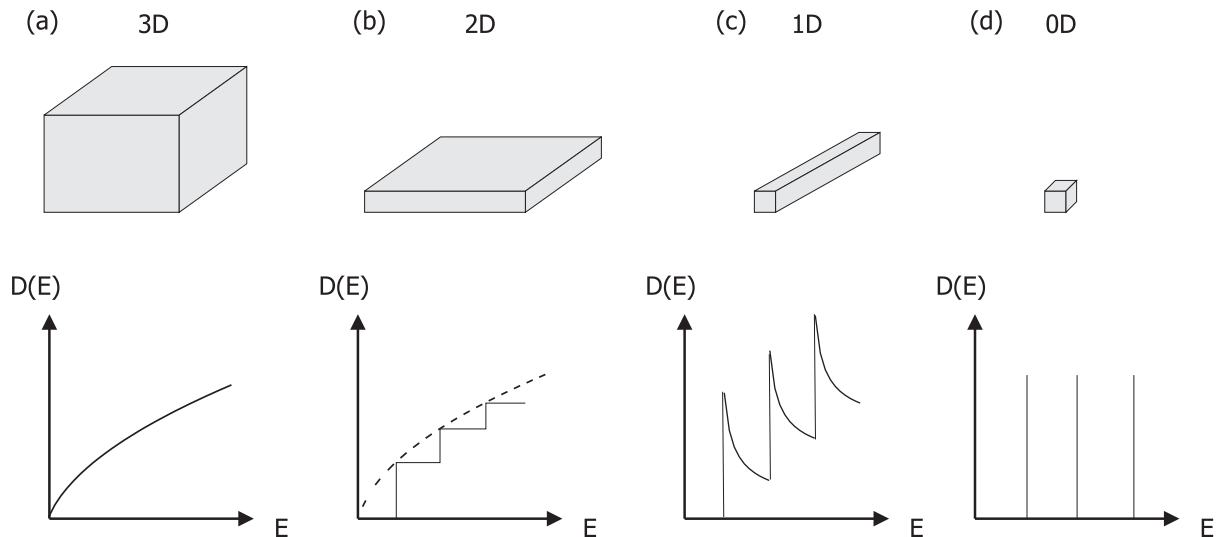


Abbildung 2.1: Schematische Abbildung der elektrischen Zustandsdichten als Funktion der Energie für Volumenkristalle (3D), Quantenfilme (2D), Quantendrähte (1D) und Quantenpunkte (0D).

auf. Diese wiederum sind essentiell, um die Wechselwirkung zwischen der Resonatormode und *einem* einzelnen Exziton im Rahmen der Kavität-Quantenelektrodynamik untersuchen zu können. Aus diesem Grund wurden in dieser Arbeit ausschließlich Lichtemitter in Form von Quantenpunkten verwendet.

## 2.3 Photonische Zustandsdichte

Der photonische Einschluss beschreibt die räumliche Eingrenzung des elektromagnetischen Feldes des Photons im Resonator. Neben der elektrischen Zustandsdichte ist auch die photonische Zustandsdichte von großer Bedeutung für die Photon-Exziton Wechselwirkung. Der räumliche Einschluss der Photonen im Resonator wird durch die vertikale (siehe nächstes Teilkapitel 2.4) und die laterale Begrenzung (siehe Abschnitt 2.5) realisiert, d.h. es findet eine räumliche Eingrenzung des elektromagnetischen Feldes in allen drei Raumrichtungen statt. Ohne eine räumliche Abgrenzung kann sich eine elektromagnetische Welle im Raum frei bewegen. Die photonische Zustandsdichte  $g_m(E) \propto E^2$  ist hierbei proportional zum Quadrat der Energie der Photonen [133, 60] (siehe Abbildung 2.2 (a)). Durch die Realisierung der DBRs ober- und unterhalb der Kavität kommt es zum zweidimensionalen Einschluss der Photonen. Die Zustandsdichte steigt stufenweise mit der Energie an (b). Darüberhinaus kann durch die geätzten Mikroresonatorstrukturen ein dreidimensionaler Einschluss der Photonen geätzt werden. Die Modendichte nimmt dabei diskrete,  $\delta$ -förmige Energieeigenwerte an (c).

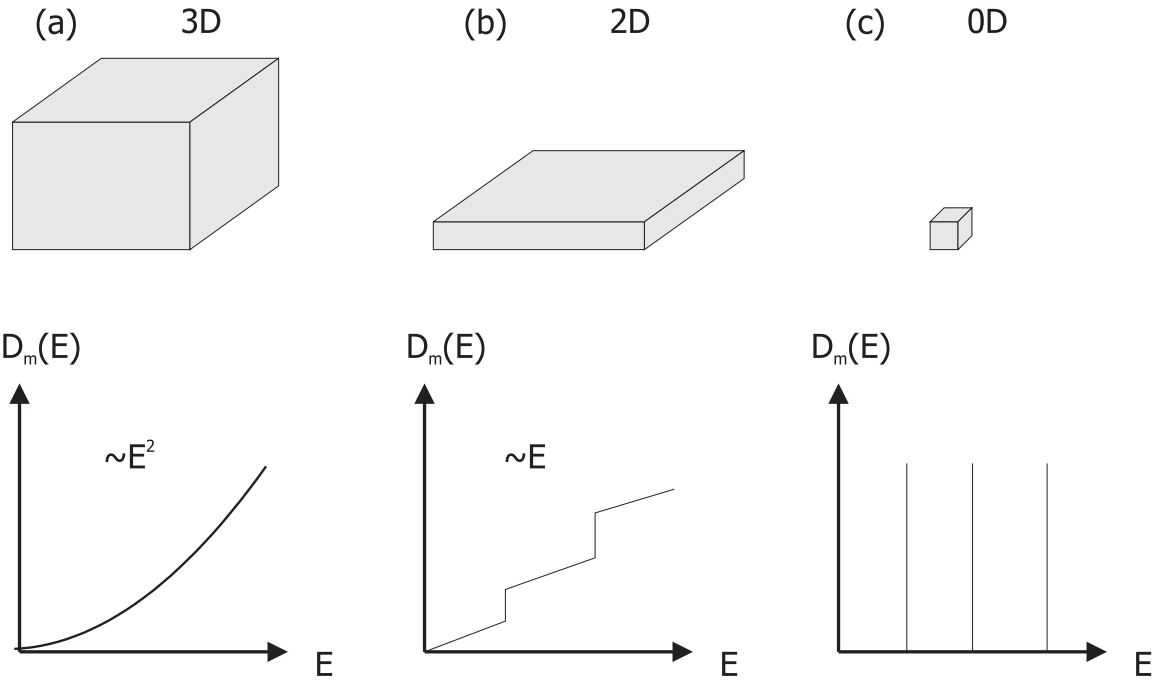


Abbildung 2.2: Schematische Abbildung der photonischen Zustandsdichte als Funktion der Energie für den nulldimensionalen (a), den eindimensionalen (b) und den dreidimensionalen (c) Lichteinschluss.

Der laterale Einschluss ist durch die interne Totalreflexion zum umgebenden Material (hier Luft bzw. Vakuum) gegeben. Da der dreidimensionale Einschluss durch die endliche Reflektivität der DBRs und der Oberflächenverluste nicht perfekt ist, und so die Photonen den Resonator nach endlicher Zeit verlassen, weisen die einzelnen Moden in der Realität keine  $\delta$ -förmige photonische Zustandsdichte auf.

## 2.4 Vertikaler photonischer Einschluss

Die vertikale Einschränkung der Photonen im Resonator erfolgt durch die DBRs. Diese fungieren als hochreflektierende, dielektrische Spiegel. Die Anordnung eines DBRs besteht aus mehrlagigen Materialschichten mit den unterschiedlichen Brechungsindizes  $n_k$  und  $n_l$  (hier GaAs und AlAs). Solche DBR-Strukturen kommen z. B. in VCSELn<sup>1</sup> [105, 128] zum Einsatz. Die Reflektivität dieser Schichten kann durch den Brechungsindex und die Schichtdicke der jeweiligen Ebenen bestimmt werden. Betragen die Schichtdicken  $d$  gerade ein Viertel der gewünschten Wellenlänge  $\lambda$  im jeweiligen Medium, so dass

$$n_k d_k = n_l d_l = \frac{\lambda}{4} \quad (2.5)$$

<sup>1</sup>VCSEL: Akronym für Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser

gilt, so interferieren alle partiell reflektierten Teilwellen konstruktiv, da es beim Übergang vom optisch dünneren zum optisch dichteren Medium zu einem Phasensprung von  $\pi$  kommt. Durch eine hohe Anzahl der einzelnen Ebenen und deren Schicht-Qualität kann eine Reflektivität von nahezu 100% erreicht werden.

Die Resonanzwellenlänge und die Reflektivität des Resonators mit seinen umgebenden DBRs kann mittels des Transfermatrixformalismus beschrieben werden [51]. Diese Methode berücksichtigt die Vielfachreflexionen an den Schichten. Das Endergebnis besteht aus der Überlagerung aller Teilstrahlen unter Berücksichtigung der Phasenverschiebung. Zur Veranschaulichung der Überlagerungen von Transmission und Reflektion dient Abbildung 2.3. Sie zeigt die Vielschichtanordnung der einzeln aufeinander liegenden Schichten,

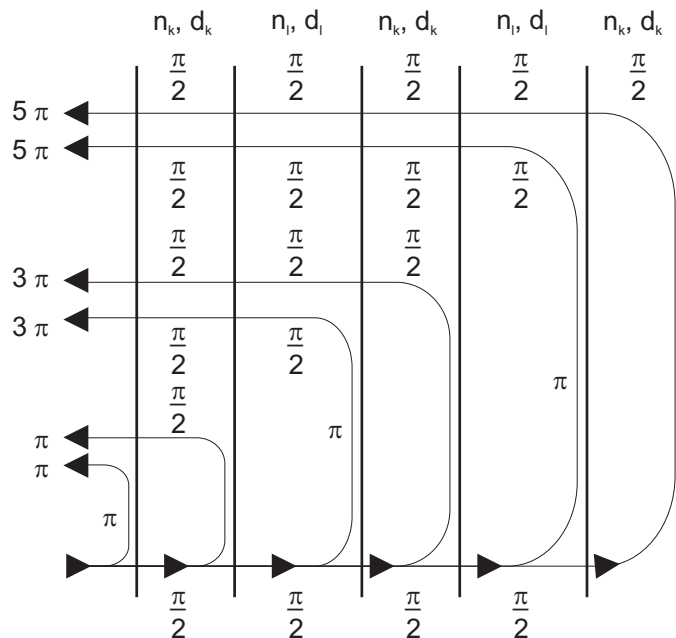


Abbildung 2.3: Veranschaulichung der Überlagerung aller Teilstrahlen bei Vielfachreflexion anhand einer Skizze

wobei die Indizes  $k$  und  $l$  je zwei aufeinander folgende Schichten bezeichnen. Das Licht fällt von links auf das System ein. Die nach rechts weisenden Pfeile entsprechen so dem transmittierten Anteil aus der Überlagerung von Transmission und Reflektion, die nach links dem reflektierten Anteil. Die Reflexion kann durch die beiden Brechungsindizes  $n_k$  und  $n_l$  bestimmt werden. Da die Summe aus Reflexion  $\rho_{kl}$  und Transmission  $\tau_{kl}$  unter Vernachlässigung der Absorption eins ist, ergeben sich für  $\rho_{kl}$  und  $\tau_{kl}$  folgende Ausdrücke:

$$\rho_{kl} = \frac{n_k - n_l}{n_k + n_l} \quad \text{und} \quad \tau_{kl} = \frac{2n_l}{n_k + n_l} \quad (2.6)$$

Für die Berechnung der Gesamtreflexion ist es nötig, eine Übergangsmatrix  $H_{kl}$  und eine Hilfsmatrix  $L_l$  zu definieren. Diese beschreiben die Ausbreitung der Lichtwelle in den einzelnen Schichten. Die Hilfsmatrix  $L_l$  enthält den Phasenfaktor  $\beta_l$ , dieser beinhaltet die einzelnen Schichtdicken  $d_l$  und ist für die Beschreibung der Phasenerhaltung bzw. des Phasensprungs erforderlich.

$$\mathbf{H}_{kl} = \frac{1}{\tau_{kl}} \begin{pmatrix} 1 & \rho_{kl} \\ \rho_{kl} & 1 \end{pmatrix} \quad \mathbf{L}_l = \begin{pmatrix} e^{-i\beta_l} & 0 \\ 0 & e^{i\beta_l} \end{pmatrix} \quad (2.7)$$

Um das gesamte Vielschichtsystem berechnen zu können, müssen die einzelnen Übergangsmatrizen miteinander multipliziert werden:

$$H_{12}L_2 \dots L_{N-1}H_{N-1,N} = \mathbf{S}_{1N} = \begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{pmatrix} \quad (2.8)$$

Mittels einfacher iterativer Berechnung kann die System-Matrix  $S_{1N}$  aufgestellt werden. Das Verhältnis von  $S_{12}$  (Rückwärts-Transmission) zu  $S_{22}$  (Reflexion am Abschluss) gibt hierbei die Gesamtrefektivität  $R = \frac{S_{12}}{S_{22}}$  wider. Da der Brechungsindex im Medium abhängig von der Wellenlänge und somit von der Photonenenergie ist, kann mit Hilfe des Reflexions- und des Transmissionskoeffizienten sowie des Phasenfaktors das Reflexionsspektrum berechnet werden [16], wobei zu beachten ist, dass der Brechungsindex auch von der Temperatur abhängig ist.

Die Resonanzwellenlänge eines Mikroresonators liefert eine entscheidende Information über das Kopplungsverhalten zwischen Resonatormode und einem einzelnen QP-Exziton. Diese wird durch die Schichtdicke der Kavität bestimmt. Für die folgenden Simulationsrechnungen wurden typische Schichtdicken herangezogen, die später auch beim Probenwachstum verwendet wurden. Zunächst wurde die Schichtdicke der Kavität variiert. Die einzelnen Schichtdicken der 15 oberen und 15 unteren  $\frac{\lambda}{4}$ -GaAs/AlAs-Spiegel betragen jeweils 70 nm bzw. 80 nm. Die spektrale Position der Kavität zeigt sich durch einen Einbruch im Reflexionsspektrum aus. In Abbildung 2.4 ist deutlich zu erkennen, dass eine geringere Schichtdicke der Kavität (270 nm, schwarze Linie) zu einer kleineren Resonanzwellenlänge führt. Die energetische Lage der Kavitätsmode ist somit höher als bei höheren Schichtdicken der Kavität (290 nm, hellgraue Linie).

Das Reflexionsspektrum zeichnet sich durch einen Bereich aus, in dem die Reflektivität nahezu eins beträgt, dieser wird als Stoppband bezeichnet. Die Schichtdicke der Kavität wird in der Regel so gewählt, dass sich die Resonanzwellenlänge der Kavität spektral gesehen in



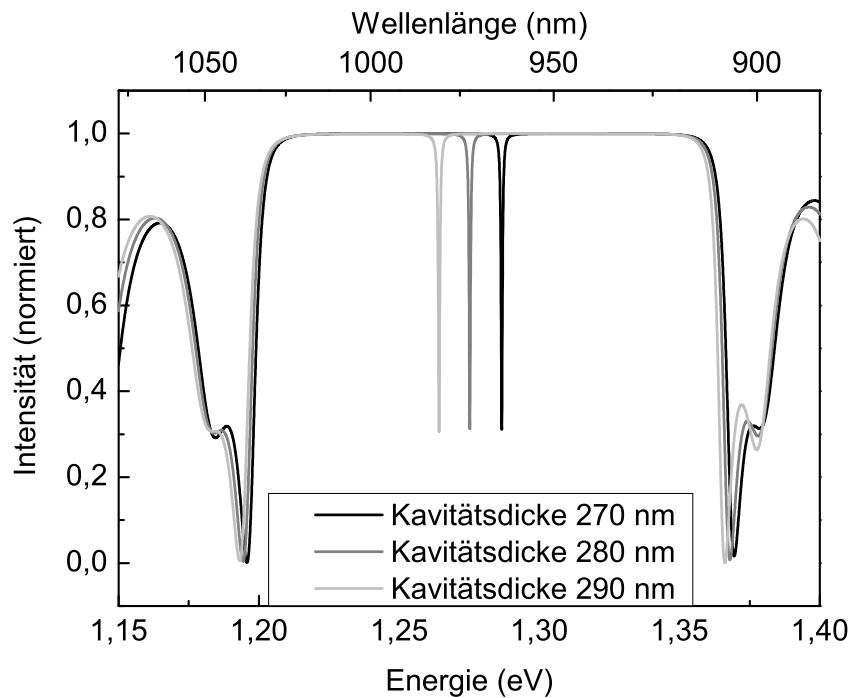


Abbildung 2.4: Die Abbildung zeigt einen Vergleich der theoretischen Berechnung für unterschiedliche Schichtdicken der Kavität. Eine geringere Schichtdicke der Kavität bewirkt eine kürzere Resonanzwellenlänge, d.h. die energetische Lage der Kavitätsmode liegt bei größerer Energie (schwarze Linie).

der Mitte des Stopbandes befindet. Die Möglichkeit die spektrale Position der Kavitätsmode zu verschieben, ist bei Mikroresonatoren mit sehr kleinen Durchmessern ( $< 0,5 \mu\text{m}$ ) besonders interessant. Berechnungen zeigen, dass der Q-Faktor für einen Mikroresonator mit einem Durchmesser von  $0,4 \mu\text{m}$  und einer Kavitätschichtdicke von  $280 \text{ nm}$  etwa dreimal so groß ist, verglichen mit einer Kavitätschichtdicke von  $300 \text{ nm}$  [124]. Die Ursache hierfür liegt darin, dass die unterschiedlichen Schichtdicken des Resonators die Resonanzwellenlänge innerhalb des Stopbands verschiebt. Der Großteil der Messungen der vorliegenden Arbeit wurden jedoch an Mikroresonatoren mit einem Durchmesser von eins bis vier Mikrometern vorgenommen, weshalb dieser Optimierungsaspekt außer Acht gelassen werden konnte.

Die Breite des Stopbandes kann in einfacher Näherung mit folgender Gleichung abgeschätzt werden [57]:

$$\Delta\lambda_0 = \frac{4\lambda_0}{\pi} \arcsin\left(\frac{n_k - n_l}{n_k + n_l}\right) \quad (2.9)$$

Aus der in Abbildung 2.4 dargestellten Simulationsrechnung kann für eine Schichtdicke der Kavität von 280 nm eine Resonanzwellenlänge von  $\lambda_0=972$  nm abgelesen werden. Die Berechnung der Stoppbandbreite mit Gleichung 2.9 führt auf 107 nm. Dies ist in sehr guter Übereinstimmung mit der in Abbildung 2.4 gezeigten Simulation.

Ein Maß für die Güte bzw. die Qualität eines Resonators stellt der so genannte Q-Faktor dar. Er ist definiert als das Verhältnis der Energieposition der Kavitätsmode  $E$  zur Linienbreite  $\gamma_C$  (FWHM<sup>2</sup>) der Kavitätsmode.

$$Q = \frac{E}{\gamma_C} \quad (2.10)$$

Die Linienbreite ist hierbei invers proportional zur Aufenthaltsdauer der Photonen  $\tau_p$  im Resonator. Der Q-Faktor ist in erster Linie abhängig von den Reflektivitäten der Resonatorspiegel und nimmt mit der Anzahl der Spiegelpaare zu. Abbildung 2.5 zeigt die Simulation von Reflexionsspektren bei unterschiedlicher Spiegelanzahl. Bei einer oberen und unteren Spiegelpaaranzahl von zehn (hellgraue durchgezogene Linie) ergibt sich eine Linienbreite der Resonanz von 3,650 meV ( $Q \approx 350$ ). Die dunkelgraue (schwarze) Kurve zeigt die Berechnung mit 15 (20) unteren und oberen Spiegelpaaren. Dabei wird die Linienbreite von 600  $\mu$ eV (100  $\mu$ eV) um den Faktor sechs (36) auf  $Q \approx 2100$  ( $Q \approx 12700$ ) verringert. So kann demnach die Güte eines Mikroresonators erheblich über die Anzahl der Spiegelpaare in den DBRs gesteigert werden.

Die in dieser Arbeit verwendeten Resonatoren besitzen eine noch höhere Anzahl von Spiegelpaaren, wodurch sich unter idealen Wachstumsbedingungen die Linienbreite weiterhin reduziert. Hierbei sind mindestens 20 bis maximal 32 Spiegelpaare für den oberen DBR verwendet worden, während unterhalb der Kavität die Zahl der Spiegelpaare von 23 bis 36 variiert wurde. Die Anzahl der Spiegelpaare im oberen DBR ist geringer, um eine gerichtete Emission aus dem Mikroresonator zu erzielen. Die Simulation mit 32 oberen und 36 oberen Spiegelpaaren führt hierbei zu einem theoretischen Q-Faktor von etwa zwei Millionen.

## 2.5 Lateraler photonischer Einschluss

Der vertikale, sowie laterale photonische Einschluss bestimmt die energetische Lage der Resonatormoden. Abbildung 2.6 zeigt eine graphische Darstellung der Kavität eines Mikroresonators. Die Kavität besitzt die Höhe  $d$  und den Radius  $R_C$ . Die Ausbreitung elek-

---

<sup>2</sup>FWHM: Akronym für Full Width at Half Maximum

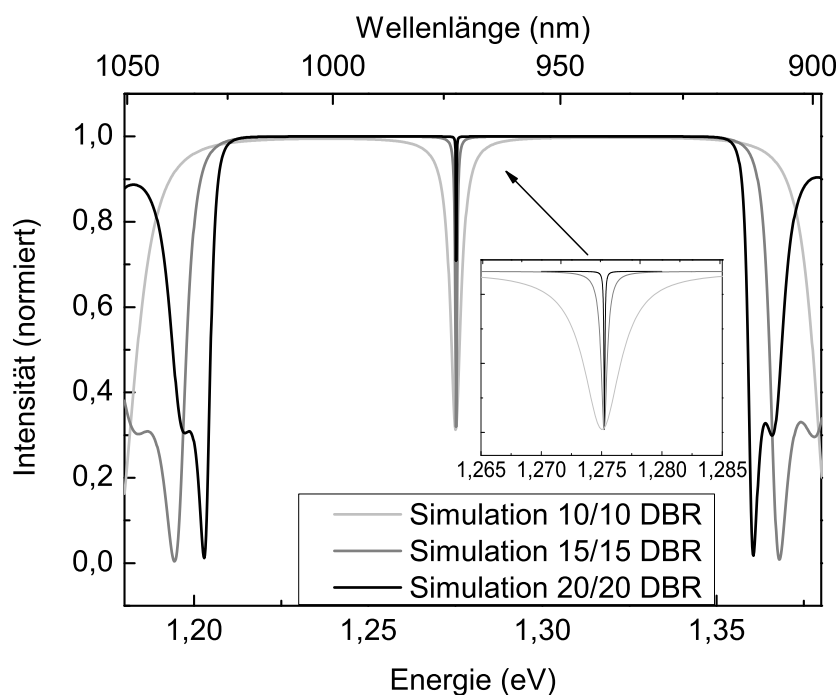


Abbildung 2.5: Simulation der Reflexionsspektren für eine unterschiedliche Anzahl von Spiegelpaaren. Die hellgraue Kurve zeigt die Simulation mit zehn oberen und zehn unteren Spiegelpaaren. Daraus resultiert eine Linienbreite der Kavität von  $3,650 \text{ meV}$  ( $Q \approx 350$ ). Werden für die Simulation nur jeweils fünf weitere Spiegelpaare hinzugefügt (dunkelgraue Linie), so ergibt sich eine Linienbreite von  $600 \mu\text{eV}$  ( $Q \approx 2100$ ), was einem sechsmal höheren  $Q$ -Faktor entspricht. Die Simulation mit 20 oberen und unteren Spiegelpaaren ergibt einen noch höheren  $Q$ -Faktor von etwa 12700. Im kleinen Graphen ist eine Vergrößerung des Bildausschnittes von  $1,265 \text{ eV}$  bis  $1,285 \text{ eV}$  zu sehen.

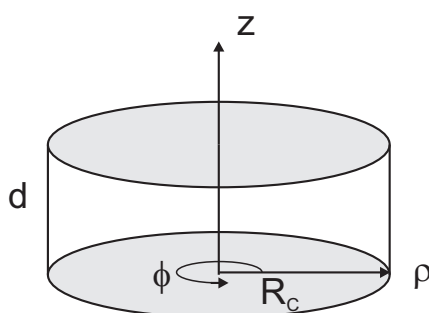


Abbildung 2.6: Graphische Darstellung des Mikroresonators.  $d$  bezeichnet die Schichtdicke und  $R_C$  den Radius des Resonators. Aufgrund der Geometrie wurden für die Rechnungen Zylinderkoordinaten verwendet.

tromagnetischer Wellen lässt sich mit Hilfe der Maxwell'schen Gleichungen bestimmen.

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (2.11)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \frac{\rho}{\varepsilon} \quad (2.12)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \mu\varepsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (2.13)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (2.14)$$

$\varepsilon = \varepsilon_0 \varepsilon_r$  ist hierbei die Dielektrizitätskonstante und  $\mu = \mu_0 \mu_r$  die Permeabilität des Resonatormaterials, während  $\vec{E}$  das elektrische und  $\vec{B}$  das magnetische Feld im Resonator beschreibt. Bildet man die Rotation auf beiden Seiten der Gleichungen 2.11 und 2.13 und geht man ferner von einer harmonischen Zeitabhängigkeit, d. h.  $\vec{E}(x, y, z, t) = \vec{E}(x, y, z)e^{-i\omega t}$  und  $\vec{B}(x, y, z, t) = \vec{B}(x, y, z)e^{-i\omega t}$ , aus, so erhält man die Wellengleichungen:

$$(\Delta + \mu\varepsilon\omega^2)\vec{E} = 0 \quad (2.15)$$

$$(\Delta + \mu\varepsilon\omega^2)\vec{B} = 0 \quad (2.16)$$

Die Zylindersymmetrie der Mikroresonatoren legt die Abspaltung der z-Komponente nahe, so dass sich der Laplace-Operator schreiben lässt als  $\Delta = (\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}) + \frac{\partial^2}{\partial z^2} = \Delta_t + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$ . Mit der Abspaltung der z-Komponente des elektrischen und magnetischen Feldes ( $\vec{E}(x, y, z) = \vec{E}(x, y)e^{\pm ikz}$  und  $\vec{B}(x, y, z) = \vec{B}(x, y)e^{\pm ikz}$ ) ergibt sich die zweidimensionale Wellengleichung zu:

$$(\Delta_t + \gamma^2)\vec{E} = 0 \quad (2.17)$$

$$(\Delta_t + \gamma^2)\vec{B} = 0 \quad \text{mit} \quad (2.18)$$

$$\gamma^2 = \omega^2 \mu\varepsilon - k^2 \quad (2.19)$$

Im Folgenden soll die Wellenverteilung des Mikroresonators berechnet werden, man führt daher die Wellenfunktion  $\Psi(x, y)$  ein. Wegen der Zylindersymmetrie des Mikroresonators können die Zylinderkoordinaten eingeführt werden, so dass sich die gesuchte Funktion  $\Psi(x, y)$  als Funktion von  $\rho$  und  $\phi$  schreiben lässt. Wegen der Rotationssymmetrie lässt sich die Wellenfunktion wie folgt darstellen:

$$\Psi(\rho, \phi) = \Psi(\rho) \cdot e^{im\phi} \quad \text{mit } m = 0, 1, \dots \quad (2.20)$$

Wendet man die Wellenfunktion  $\Psi(\rho, \psi)$  auf die Wellengleichung 2.17 an, dann ergibt sich:

$$\left(\rho^2 \frac{\partial^2}{\partial \rho^2} + \rho \frac{\partial}{\partial \rho} + \rho^2 \gamma^2 - m^2\right) \Psi(\rho) = 0 \quad (2.21)$$

Dies ist die Bessel'sche Differentialgleichung. Die Lösung der Wellenfunktion  $\Psi$  ist demnach:

$$\Psi(\rho, \phi) = J_m(\gamma \cdot \rho) e^{im\phi} \quad (2.22)$$

Wobei  $J_m$  die Besselfunktion  $m$ -ter Ordnung ist.

Zur Vereinfachung nimmt man an, dass es sich hierbei um einen idealen Mikroresonator handelt, d. h. die Wellenfunktion am Resonatorrand gleich null ist ( $\Psi(\rho = R_C) = 0$ ). Damit folgt aus  $\gamma\rho = \frac{\xi_{n,m}}{R_C} \rho$ :

$$\gamma = \frac{\xi_{n,m}}{R_C} \quad (2.23)$$

Durch Umstellung von Gleichung 2.19 und Verwendung von  $k = \frac{l\pi}{d}$ , wobei  $d$  die Dicke des Resonators beschreibt, ergibt sich für den Energiewerte  $E$ :

$$E = \hbar\omega = \hbar\sqrt{\frac{\gamma^2 + k^2}{\mu\varepsilon}} = \hbar\sqrt{\frac{\xi_{n,m}^2}{R_C^2 \mu_r \mu_0 \varepsilon_r \varepsilon_0} + \frac{l^2 \pi^2}{d^2 \mu_r \mu_0 \varepsilon_r \varepsilon_0}} \quad (2.24)$$

Der zweite Ausdruck unter der Wurzel ist nicht vom Radius des Resonators, sondern lediglich von der Schichtdicke  $d$  der Kavität abhängig und bestimmt somit die Resonanzenergie  $E_0$  des planaren Resonators. Die Resonanzfrequenz kann auch als Resonanzenergie der TM-Welle ausgedrückt werden. Die Energie der einzelnen Moden (TM) in einem Mikroresonator mit ideal reflektierenden Seitenwänden ist damit gegeben durch [35]:

$$E = \sqrt{E_0^2 + \frac{\hbar^2 c^2 \xi_{n,m}^2}{\varepsilon_r R_C^2}} \quad (2.25)$$

Abbildung 2.7 zeigt die Energien der Resonatormoden für unterschiedliche Durchmesser der Mikroresonatoren. Aus dem Graphen ist ersichtlich, dass der Modenabstand mit klei-

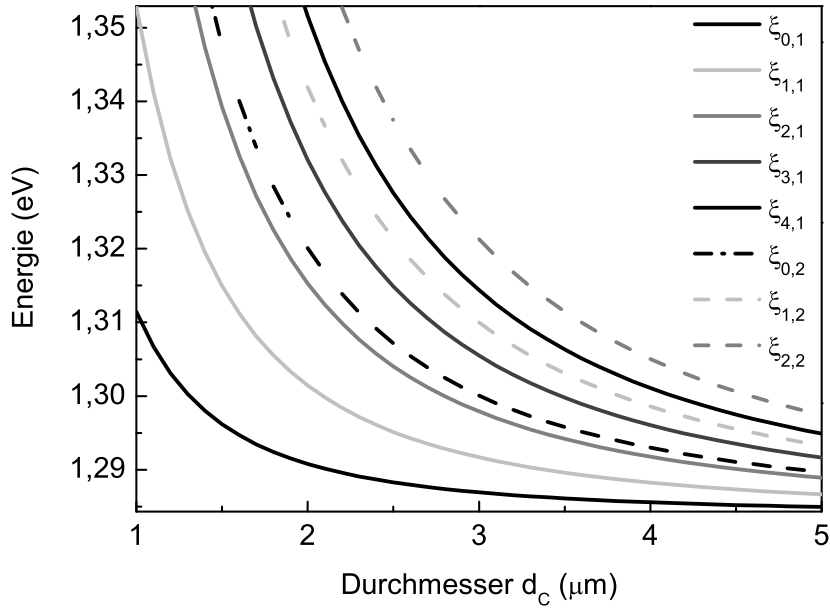


Abbildung 2.7: Dargestellt ist der theoretische Verlauf der Eigenenergien der Resonatormoden (TM) in Abhängigkeit des Resonatordurchmessers, berechnet nach Gleichung 2.25.

ner werdendem Resonatordurchmesser zunimmt. Für experimentelle Untersuchungen soll ausschliesslich die Wechselwirkung zwischen einem QP-Exziton mit der Grundmode (erste Mode) des Resonators betrachtet werden.

Im Folgenden wird die Intensitätsverteilung des elektrischen Feldes für die Grundmode betrachtet. Die Intensitätsverteilung ist proportional zum Betragsquadrat des elektrischen Feldes ( $I_{n,m} = |E_z(n, m)|^2$ ). Abbildung 2.8 zeigt diese Intensitätsverteilung der TM-Welle für die erste Nullstelle der Besselfunktion 0. Ordnung (a) und für die erste Nullstelle der Besselfunktion 1. Ordnung. Das Maximum des elektrischen Feldes befindet sich für die Grundmode im Zentrum des Resonators. Für die starke Kopplung ist es daher wichtig, dass sich das mit der Resonatormode koppelnde QP-Exziton im Zentrum des Mikroresonators befindet.

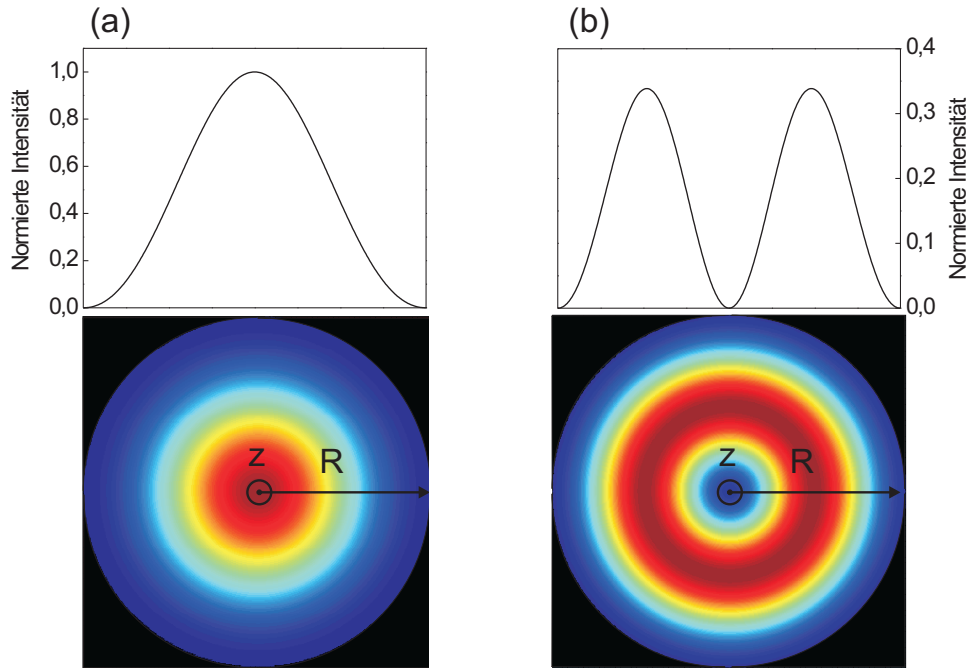


Abbildung 2.8: Intensitätsverteilung der  $TM$ -Wellen für die erste Nullstelle der Besselfunktion 0. Ordnung (links) und für die erste Nullstelle der Besselfunktion 1. Ordnung (rechts). Aus der linken Abbildung ist deutlich zu erkennen, dass das Intensitätsmaximum für die Grundmode im Zentrum des Resonators liegt. Daher ist es für die Beobachtung der starken Kopplung wichtig, dass das betrachtete  $QP$ -Exziton sich möglichst im Zentrum des Mikroresonators befindet.

## 2.6 Die Kopplung zwischen Photon und Exziton

Die Position der Quantenpunkte ist im Resonator statistisch verteilt. Beim strahlenden Übergang eines Exzitons in seinen Grundzustand emittiert es ein Photon in ein Quasikontinuum von optischen Moden. Dieser irreversible Prozess ist ein charakteristisches Merkmal der schwachen Kopplung. Befindet sich hingegen das Exziton in einem Resonator, kann unter den Bedingungen der starken Kopplung, dieses Exziton kohärent mit einer Mode der Kavität wechselwirken. Bei schwacher optischer Anregung teilt sich in Resonanz das Transmissionspektrum der Kavitätsmode in zwei deutlich ausgeprägte Emissionslinien. Die Eigenenergien der Emissionslinien entsprechen hierbei dem verschränkten Zustand des gekoppelten Exziton-Photon-Paares.

### Purcell-Effekt

Fermis Goldene Regel besagt, dass die Übergangsrates der spontanen Emission in einem Zwei-Niveau System (z.B. Exziton) proportional zur spektralen Modendichte pro Fre-

quenz und Volumen ist. Die Modendichte kann durch einen Resonator verändert werden. Wenn sich nun ein Exziton in einem Resonator befindet und beim Zerfall ein Photon emittiert, dessen Übergangsfrequenz der Resonanzfrequenz der Mode entspricht, so erhöht sich die spontane Emissionsrate im Vergleich zum Übergang im dreidimensionalen Raum. Dieser Effekt ist als Purcell-Effekt bekannt. Die Erhöhung (bzw. Unterdrückung) der spontanen Emissionsrate des Exzitons ist proportional zum Purcell-Faktor. Die Herleitung und Beschreibung des Purcell-Faktors wird ausführlich in Kapitel 6 beschrieben. Durch ein geeignetes Resonator-Design kann mit dem Purcell-Effekt auch die spontane Emissionsrate des Exzitons unterdrückt werden [121]. Die vorliegende Arbeit befasst sich jedoch ausschliesslich mit der Erhöhung der spontanen Emissionsrate.

### Die starke Exziton-Photon-Kopplung

Ein Exziton, welches sich in einem idealerweise verlustfreien Resonator befindet, zerfällt unter Aussendung eines Photons in seinen Grundzustand. Ist die Emissionsfrequenz des frei werdenden Photons gleich der Resonanzfrequenz der Kavitätsmode, so kann es zu einem ständigen Energieaustausch zwischen dem Exziton und der Mode des Resonators kommen. Dieser dynamische Energieaustausch, welcher in Abbildung 2.9 graphisch dargestellt ist, entspricht den Rabi-Oszillationen des gekoppelten Systems. Solange sich das

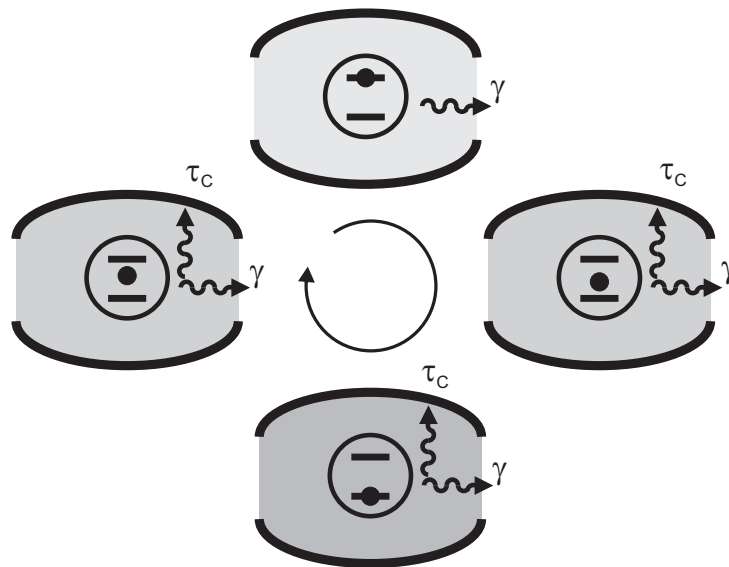


Abbildung 2.9: Graphische Darstellung zur starken Kopplung: Zunächst befindet sich im Resonator ein Exziton (oben); unter Aussendung eines Photons geht das Exziton in den Grundzustand über (rechts); im Resonator existiert nunmehr ein Photon und kein Exziton (unten); das Photon regt das Exziton an (links). Der Prozess wiederholt sich fortwährend (reversibler Prozess), man spricht hierbei von den so genannten Rabi-Oszillationen. In realen Resonatoren treten Verluste auf, weshalb die Zahl der Oszillationen begrenzt ist.



---

betrachtete Exziton in einem idealen, verlustlosen Resonator befindet, ist dieser Energieaustausch ein reversibler Prozess. In der Realität, besitzt das Photon eine endliche Aufenthaltsdauer im Resonator, wodurch irreversible Verluste auftreten können. Wenn trotz der Verluste des Systems Rabi-Oszillationen auftreten, so befindet sich das System im Regime der starken Kopplung. Aus den theoretischen Berechnungen zur starken Kopplung (siehe Kapitel 3) lässt sich schliessen, dass der Kopplungsfaktor  $g_0$  für das Erreichen des Regimes der starken Kopplung unter Vernachlässigung der Emitter-Dephasierung größer sein muss, als ein Viertel der Resonatorlinienbreite  $\gamma_C$ , wobei die Linienbreite invers proportional zur Aufenthaltsdauer des Photons  $\tau_C$  im Resonator ist.



# Kapitel 3

## Theoretische Grundlagen der starken Kopplung

Die starke Photon-Exziton Kopplung wurde zunächst in Resonatorsystemen mit Quantenfilmen als aktive Schicht nachgewiesen [84, 14, 127]. Hierbei handelt es sich um eine semiklassisch beschreibbare Wechselwirkung zwischen der Resonatormode und einer Vielzahl von Exzitonen. Hauptziel der vorliegenden Arbeit hingegen ist der erstmalige Nachweis der starken Kopplung zwischen *einem* einzelnen QP-Exziton und dem Vakuumfeld in einem Mikroresonator. Zur quantenmechanischen Beschreibung der Licht-Materie-Kopplung wird gewöhnlich das Jaynes-Cummings Modell herangezogen, welches im Folgenden in kompakter Form vorgestellt wird. Im weiteren Verlauf wird auf ein erweitertes Modell eingegangen, welches im Gegensatz zu dem einfachen Jaynes-Cummings Modell auch dissipative Prozesse sowie den Einfluss unterschiedlicher Anregungskanäle berücksichtigt.

### 3.1 Das Jaynes-Cummings Modell

Das Jaynes-Cummings Modell beschreibt ein idealisiertes, quantenmechanisches Modell zur Licht-Materie-Wechselwirkung eines Zwei-Niveau Systems und der photonischen Mode eines Mikroresonators [44], wobei dissipative Verluste vernachlässigt werden. Der Hamiltonoperator, der die Wechselwirkung zwischen dem Emitter und dem elektromagnetischen Feld in der Kavität beschreibt, setzt sich aus den drei Termen für das photonische Feld, dem Zwei-Niveau Emitter und deren Wechselwirkung [53] zusammen:

$$H = H_{Ph} + H_E + H_{WW} \quad (3.1)$$

Abbildung 3.1 veranschaulicht die einzelnen Anteile des Hamiltonoperators im Resonator graphisch. Die graue Schraffierung stellt das elektromagnetische Feld im Resonator

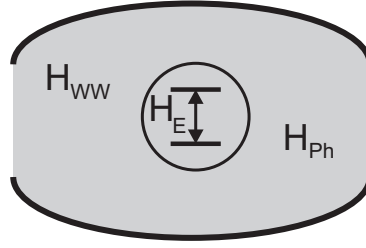


Abbildung 3.1: Schematische Skizze zum besseren Verständnis der drei Terme des Hamiltonoperators.

dar. Der Hamiltonoperator  $H_{Ph}$ , der dieses Feld beschreibt, besteht aus der Energie  $\hbar\Omega$  des photonischen Feldes und dem Erzeugungs- und Vernichtungsoperator  $\hat{a}$  und  $\hat{a}^\dagger$  des Photons.  $H_E$  bezeichnet den Hamiltonoperator des Emitters.  $\epsilon$  ist die Energie, die der Emitter im angeregten Zustand besitzt und  $\hat{b}$  und  $\hat{b}^\dagger$  sind die Erzeugungs- und Vernichtungsoperatoren der Zustände des Emitters. Der letzte Term  $H_{WW}$  beschreibt die Licht-Materie-Wechselwirkung zwischen dem Feld im Resonator und dem Emitter mit der Kopplungskonstante  $g_0$ . So ergibt sich der Hamiltonoperator in ausgeschriebener Form zu:

$$H = \hbar\Omega\hat{a}^\dagger\hat{a} + \epsilon\hat{b}^\dagger\hat{b} + g_0(\hat{a}^\dagger\hat{b} + \hat{b}^\dagger\hat{a}) \quad (3.2)$$

Der Hamiltonoperator kann in die Matrixform umgeschrieben werden [53]:

$$H = \begin{pmatrix} \hat{a}^\dagger & \hat{b}^\dagger \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \hbar\Omega & g_0 \\ g_0 & \epsilon \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \hat{a} \\ \hat{b} \end{pmatrix} \quad (3.3)$$

Um die Energieeigenwerte des Hamiltonoperators zu berechnen, kann die Matrix so erweitert werden, dass sie sich aus dem Einheitsoperator  $\underline{1}$  und einem hermiteschen Hilfsoperator zusammensetzt:

$$H = \begin{pmatrix} \frac{1}{2}(\hbar\Omega + \epsilon) & 0 \\ 0 & \frac{1}{2}(\hbar\Omega + \epsilon) \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \frac{1}{2}(\hbar\Omega - \epsilon) & g_0 \\ g_0 & -\frac{1}{2}(\hbar\Omega - \epsilon) \end{pmatrix} \quad (3.4)$$

Durch Diagonalisieren der beiden Matrizen ergeben sich die Energieeigenwerte zu:

$$E_{\pm} = \frac{1}{2}(\hbar\Omega + \epsilon) \pm \frac{\sqrt{(\hbar\Omega - \epsilon)^2 + 4g_0^2}}{2} \quad (3.5)$$

Abbildung 3.2 zeigt die mit 3.5 berechneten Energieeigenwerte aufgetragen über der Energiedifferenz zwischen Emitter und Photon. Ist die Energiedifferenz groß, so geht  $E_+$  gegen

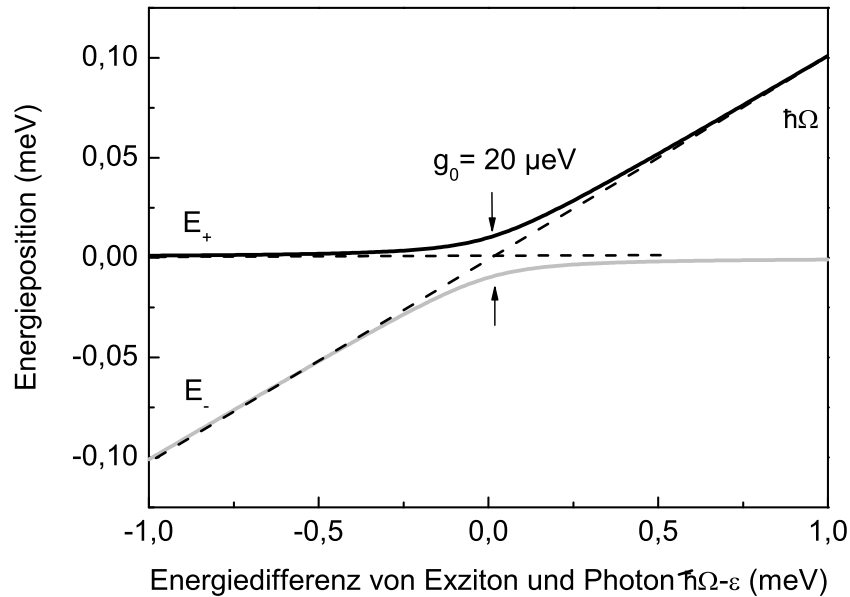


Abbildung 3.2: Aufgetragen sind die berechneten Energieeigenwerte aus dem Jaynes-Cummings Modell über der Energiedifferenz zwischen Emitter und Photon. Bei einer Energiedifferenz von null ist das Anti-Kreuzen der beiden Äste gut zu erkennen.

$\epsilon$  und  $E_-$  gegen  $\hbar\Omega$ . In diesen beiden Fällen findet kaum eine Wechselwirkung zwischen Photon und Emitter statt. Gleichen sich jedoch die Energien von Photon und Emitter an, so nimmt  $E_{\pm}$  proportional zum Kopplungsparameter  $g_0$  zu. In Resonanz ( $\hbar\Omega = \epsilon$ ) ist ein deutliches Anti-Kreuzen der beiden Äste zu erkennen. Diese Aufspaltung ist die Vakuum-Rabi Aufspaltung. Sie beträgt  $2\hbar\Omega$  und ist ein charakteristisches Kennzeichen der starken Kopplung (siehe Kapitel 3.4).

Bisher wurden Mehrphotonenprozesse vernachlässigt. Der Vollständigkeit wegen muss jedoch erwähnt werden, dass sich die Rabi-Aufspaltung um den Faktor  $\sqrt{n+1}$  erhöht, wenn die Wechselwirkung mit  $n$ -Photonen in der Kavität ( $n=0,1,\dots$ ) und einem Zwei-Niveau System stattfindet. Dies ist in der Literatur unter dem Begriff der Jaynes-Cummings Leiter bekannt.

## 3.2 Kriterien für die Beobachtung der starken Kopplung

Wie aus Kapitel 3.1 ersichtlich, ist das Jaynes-Cummings Modell [44] ein idealisiertes, theoretisches Modell zur Beschreibung der Wechselwirkung eines Zwei-Niveau Systems

mit der diskreten Mode eines optischen Resonators. Davon ausgehend wird im Folgenden nun auf die Wechselwirkung zwischen Photon und Exziton in einem realen System eingegangen, das durch dissipative Verluste gekennzeichnet ist, um die Kriterien für das Erreichen der starken Kopplung auszuarbeiten.

Die Kopplungskonstante  $g_0$  für die Wechselwirkung zwischen Exziton und Resonatorfeld ist über  $\hbar g_0 = |\langle d \cdot E \rangle|$  definiert. L.C. Andreani [1] beschreibt den Kopplungsfaktor für die Licht-Materie-Wechselwirkung als das Produkt des Dipoloperators  $d$  des Emitters und des elektromagnetischen Feldes  $E$  im Resonator. Das quantisierte elektromagnetische Feld im Resonator setzt sich zusammen aus der Summe der einzelnen Moden des Resonators:

$$E(r) = i \sum_{\mu} \left( \frac{\hbar \omega_{\mu}}{2 \epsilon_r \epsilon_0} \right)^{1/2} [\hat{a}_{\mu} \alpha_{\mu}(r) - \hat{a}_{\mu}^{\dagger} \alpha_{\mu}^*(r)] \quad (3.6)$$

$\hat{a}_{\mu}$  und  $\hat{a}_{\mu}^{\dagger}$  sind die Erzeugungs- und Vernichtungsoperatoren für die Resonatormode  $\mu$  mit der Frequenz  $\omega_{\mu}$ .  $\alpha_{\mu}(r)$  ist die normierte Modenfunktion und  $\epsilon_r$  ( $\epsilon_0$ ) die Dielektrizitätskonstante im Medium (Vakuum). Die spontane Emissionsrate des QP-Exzitons an der Stelle  $r_1$  in der Kavität gekoppelt mit der Resonatormode  $\mu$  kann mit Hilfe der Störungstheorie berechnet werden:

$$\gamma_{SE} = \frac{8\pi Q_{\mu}}{\hbar} \frac{|d \cdot \alpha_{\mu}(r_1)|^2}{4\pi \epsilon_r \epsilon_0} \frac{(\gamma_{c,\mu}/2)^2}{(\omega_0 - \omega_{\mu})^2 - (\gamma_{c,\mu})^2} \quad (3.7)$$

$Q_{\mu}$  beschreibt den Q-Faktor der Resonatormode und ist definiert als  $Q_{\mu} = \omega_{\mu}/\gamma_{c,\mu}$ . Befindet sich das QP-Exziton im Maximum des elektromagnetischen Feldes des Resonators, so beträgt der Maximalwert für den Kopplungsparameter  $g_0$ :

$$g_0 = \sqrt{\frac{1}{4\pi \epsilon_r \epsilon_0} \frac{\pi e^2 f}{m V_m}}, \quad (3.8)$$

wobei  $f$  die Oszillatorstärke der QP-Exzitonen  $f = \frac{2m\omega_0 d^2}{e^2 \hbar}$  darstellt.

Bei einem realen Mikroresonator kommt es aufgrund diverser Verluste wie z. B. der endlichen Reflektivität der DBRs und aufgrund spontaner Emission in andere Moden zu einer Dämpfung des Systems. Die Energieeigenwerte des Hamiltonoperators weichen somit von den Energieeigenwerten des idealisierten Jaynes-Cummings Modells ab:

$$E_{\pm} = E_0 - i \frac{\gamma_C - \gamma_X}{4} \pm \sqrt{g_0^2 - \left( \frac{\gamma_C - \gamma_X}{4} \right)^2} \quad (3.9)$$

Die starke Kopplung zwischen Resonatormode und QP-Exziton liegt vor, wenn der Wurzel Ausdruck reelle Werte aufweist. Daraus resultiert für die Beobachtung der starken Kopplung die Bedingung:

$$g_0^2 - \left( \frac{\gamma_C - \gamma_X}{4} \right)^2 > 0 \quad (3.10)$$

Der Wert der homogenen Linienbreite des QP-Exzitons  $\gamma_X$  liegt in der Größenordnung von wenigen  $\mu\text{eV}$  [4]. Die gemessenen Linienbreiten der Resonatormode  $\gamma_C$  betragen in der Regel zehn bis  $300 \mu\text{eV}$  ( $\gamma_C \gg \gamma_X$ ), so dass der Ausdruck genähert werden kann zu [92]:

$$\text{Bedingung für das Auftreten der starken Kopplung:} \quad g_0 > \frac{\gamma_C}{4} \quad (3.11)$$

Im Regime der schwachen Kopplung hingegen haben die beiden Energieeigenwerte aus Gleichung 3.9 den selben Realteil, sprich der Wurzel Ausdruck ist negativ und es ergibt sich die Bedingung:

$$\text{Bedingung für die schwache Kopplung:} \quad g_0 < \frac{\gamma_C}{4} \quad (3.12)$$

Im Regime der starken Kopplung erhält man somit für die Vakuum-Rabi-Aufspaltung  $\Delta E$ :

$$\Delta E = E_+ - E_- = 2\sqrt{g_0^2 - \left( \frac{\gamma_C - \gamma_X}{4} \right)^2} \quad (3.13)$$

Wenn in einem Mikroresonator das Exziton nur mit dem Vakuum-Feld des Resonators wechselwirkt, spricht man von Vakuum-Rabi-Oszillationen.

Für die experimentelle Realisierung der starken Kopplung bedeutet dies in der Praxis, den Kopplungsfaktor  $g_0$  größtmöglich und die Linienbreite  $\gamma_C$  kleinstmöglich werden zu lassen. Für die konkrete, technologische Umsetzung heißt dies, die Oszillatorstärke  $f$  der QP-Exzitonen zu maximieren und zugleich das Modenvolumen  $V_m$  und die Linienbreite  $\gamma_C$  der Kavitätsmode zu minimieren (siehe Gleichung 3.8 und 2.10). Für die Realisierung

starker Kopplung muss demnach der Faktor

$$\sqrt{f} \frac{Q}{R_C} \quad (3.14)$$

durch eine technologische Optimierung der DBRs sowie der aktiven Schicht der Mikroresonatoren maximiert werden. Die Oszillatorstärke  $f$  hängt vom Übergangsdipolmoment  $d$  ab. Je größer  $d$  ist, desto höhere Oszillatorstärken können erreicht werden. Große Quantenpunkte sind hierfür besonders geeignet (siehe Abschnitt 4.1).

Das Modenvolumen wird kleiner, wenn die räumlichen Abmessungen des Resonators verkleinert werden. Da im Folgenden Resonatoren mit einer  $\lambda$ -Kavität realisiert werden, kann die Höhe des Resonators nicht mehr beeinflusst werden, d.h. Einfluss auf das Modenvolumen kann hier nur durch den Resonatordurchmesser ( $2R_C$ ) genommen werden.

Die Güte eines Resonators hängt hierbei zum einen von der Anzahl der Spiegelpaare und deren Qualität ab und zum anderen von der Ätzqualität. Türmchen mit glatten, vertikalen Seitenwänden weisen eine höhere Güte auf als Türmchen mit Oberflächenrauigkeiten. Wie in Kapitel 2.4 ausführlich beschrieben, hängt der Q-Faktor maßgeblich von der Spiegellanzahl der DBR ab. Jedoch muss beachtet werden, dass auch die Höhe der Resonatoren mit wachsender Spiegellanzahl erheblich zunimmt und somit die Ätzdauer, die benötigt wird, länger wird. Somit läuft man Gefahr, die Spiegelqualität aufgrund von Unterätzungen zu gefährden. Ziel hierbei ist es demnach nicht nur die Spiegellanzahl zu erhöhen, sondern ein Optimum für die Güte der Resonatoren zu finden.

Im Folgenden wird zur Veranschaulichung für den Übergang von der schwachen zur starken Kopplung noch einmal explizit der Einfluss des Q-Faktor betrachtet, während der Faktor  $\frac{\sqrt{f}}{R_C}$  nicht variiert wird. Da der Q-Faktor indirekt proportional zur Linienbreite der Kavitätsmode ist, kann Gleichung 3.9 als Funktion des Q-Faktors dargestellt werden. Der Realteil der Energieeigenwerte aus Gleichung 3.9 ist in Abbildung 3.3 (a) dargestellt. Für die Berechnung ist ein Kopplungsfaktor von  $g_0 = 55 \mu eV$  und eine Linienbreite für das QP-Exziton von  $\gamma_X = 2 \mu eV$  gewählt worden. Im Bereich der schwachen Kopplung ( $Q < 6000$ ), d. h. solange der Kopplungsfaktor  $g_0$  kleiner als der Betrag von  $(\gamma_C - \gamma_X)/4$  und somit der Beitrag unter der Wurzel negativ ist, ist keine Aufspaltung in zwei Energien zu erkennen. Steigt der Q-Faktor hingegen an, so verringert sich die Linienbreite der Kavitätsmode  $\gamma_C$ . Ab einem gewissen Grenzwert wird der Term unter der Wurzel positiv, und es kommt zu einer Aufspaltung in die Energien  $E_+$  und  $E_-$ . Der Betrag der Energiedifferenz entspricht der Rabi-Aufspaltung  $\Delta E$ .

Das Verhalten der Linienbreiten der Kavitätsmode und der QP-Exziton Linie in Resonanz



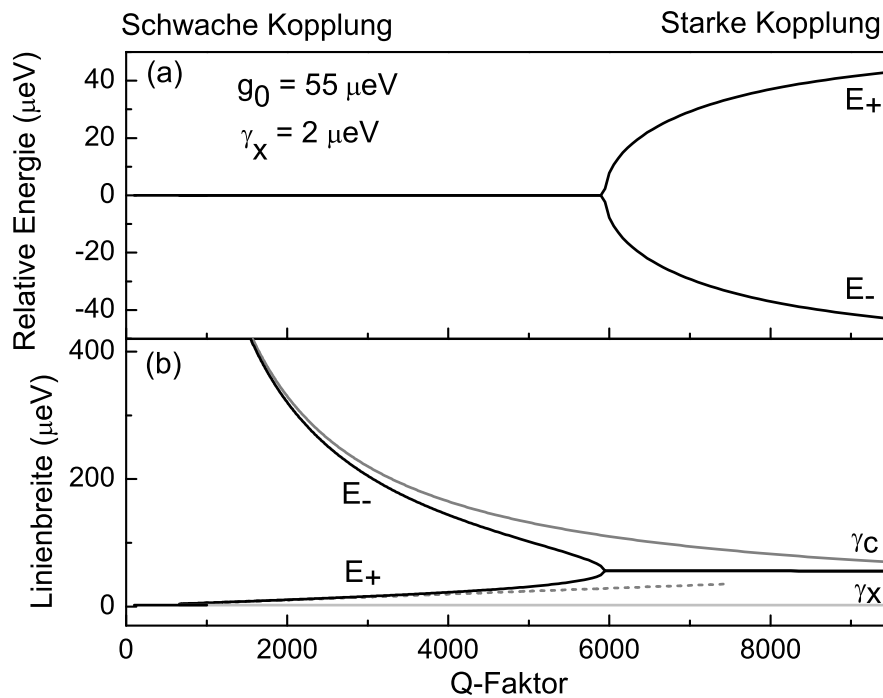


Abbildung 3.3: Übergang der schwachen Kopplung zur starken Kopplung: (a) Realteil der Energieeigenwerte nach Gleichung 3.9 in Abhängigkeit des Q-Faktors. Bei einem Q-Faktor von ca. 6000 ist eine Aufspaltung in die Energien  $E_+$  und  $E_-$  zu erkennen. Die Energiedifferenz beträgt hierbei den Wert für die Rabi-Aufspaltung  $\Delta E$ . (b) Darstellung der Linienbreite der Kavitätsmode und der QP-Exziton Linie für den Resonanzfall (schwarze Linie). Die grauen Linien zeigen die beiden Grenzfälle für die schwache Kopplung nach Gleichung 3.17. Die hellgraue Linie zeigt die Linienbreite des QP-Exzitons. Für die Berechnung wurde ein Kopplungsfaktor  $g_0$  von  $55 \mu\text{eV}$  und eine Linienbreite von  $\gamma_X$  gleich  $2 \mu\text{eV}$  gewählt.

kann ebenfalls aus Gleichung 3.9 hergeleitet werden, indem man den Ausdruck unter der Wurzel von Gleichung 3.9 genauer untersucht [50]. Im Bereich der schwachen Kopplung können zunächst zwei Näherungen in Betracht gezogen werden:

$$g_0 < \frac{|\gamma_C - \gamma_X|}{4} \quad \text{und} \quad \gamma_C \gg \gamma_X \quad (3.15)$$

Durch Entwicklung in eine Taylorreihe ergeben sich aus Gleichung 3.9 für  $E_C$  und  $E_X$  für den Bereich der schwachen Kopplung folgenden Näherungen:

$$E_C = E_0 - i\frac{\gamma_C}{2} \quad (3.16)$$

$$E_X = E_0 - i\left(\frac{\gamma_X}{2} + \frac{2g_0^2}{\gamma_C}\right) \quad (3.17)$$

$E_C$  steht hierbei für die Energieverteilung und somit für die Linienbreite der Kavitätsmode und  $E_X$  für das QP-Exziton, diese Näherungen sind im Bereich der schwachen Kopplung nahezu identisch mit dem Verlauf von  $E_+$  und  $E_-$ . Steigt der Q-Faktor an, so sind diese Näherungen nicht mehr gültig. Abbildung 3.3 (b) zeigt den Verlauf des Betragsquadrats von  $E_+$ ,  $E_-$  (schwarze Linie, nach Gleichung 3.9),  $E_C$  und  $E_X$  (graue Linie, nach Gleichung 3.17).

Im Bereich der schwachen Kopplung ( $Q < 6000$ ) ist zu erkennen, dass die Linienbreite der Kavitätsmode und der QP-Exziton Linie sehr unterschiedlich sind. Bei einem Q-Faktor von etwa 4000 beträgt in Resonanz die Linienbreite der Kavitätsmode  $\gamma_C$  etwa  $170 \mu\text{eV}$ , während die Linienbreite des QP-Exzitons etwa  $20 \mu\text{eV}$  ist. Erst ab einem Q-Faktor von mehr als 6000 gleichen sich in Resonanz die Linienbreiten  $\gamma_C$  und  $\gamma_X$  an, d. h. nur wenn die Güte des Resonators groß genug ist, kann es zu einem reversiblen Energieaustausch zwischen Photon und Exziton kommen, da erst dann die physikalischen Eigenschaften der beiden Zuständen nicht mehr zu unterscheiden sind.

Die Rabi-Oszillationen können anschaulich erklärt werden, wenn man sich die Intensitätsverteilung des Energieeigenwertes  $E_+$  als Funktion der Zeit aufträgt:

$$I(t) \propto e^{-\frac{iE_+t}{\hbar}} \quad (3.18)$$

Abbildung 3.4 zeigt den Intensitätsverlauf  $I(t)$  für  $E_+$ , wobei für die Darstellung der beiden Kopplungsarten, zwei unterschiedliche Linienbreiten für die Resonatormoden gewählt wurden.

Für das Regime der starken Kopplung beträgt  $\gamma_C = 130 \mu\text{eV}$ , was einem Q-Faktor von etwa 10000 entspricht. Die Oszillation ist hierbei deutlich sichtbar. Im Bereich der schwachen Kopplung wurde ein wesentlich niedrigerer Q-Faktor von etwa 4000 ( $\gamma_C = 320 \mu\text{eV}$ ) für die Berechnung verwendet. Im Intensitätsverlauf ist nur der exponentielle Abfall zu erkennen, was ein Indiz für die schwache Kopplung ist.

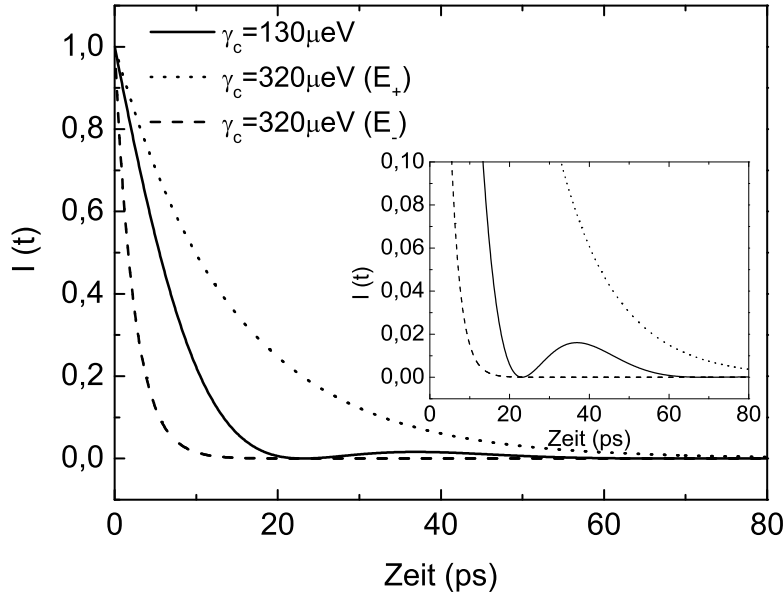


Abbildung 3.4: Aufgetragen ist die Intensitätsverteilung des Energieeigenwertes  $E_+$  als Funktion der Zeit  $t$ . Als Beispiel für die Darstellung der Rabi-Oszillationen wurde eine Resonatorlinienbreite  $\gamma_C$  von  $130\mu\text{eV}$  für den Bereich der starken Kopplung und  $\gamma_C=320\mu\text{eV}$  für das Regime der schwachen Kopplung gewählt.

### 3.3 Theoretische Berechnung der Spektren nach dem Modell von L. V. Keldysh

L.V. Keldysh stellt in seiner Veröffentlichung [49] eine theoretische Gleichung zum Berechnen der spektralen Verteilung von Resonatormode  $C$  und QP-Exzitonen auf, wobei für jedes QP-Exziton  $j$  unterschiedliche Kopplungsstärken  $g_j$  berücksichtigt werden. Das theoretische Modell basiert hierbei im Gegensatz zum Jaynes-Cummings Modell nicht auf den Grundlagen der Quantenoptik, sondern auf denen der semiklassischen Berechnungsmethode, bei der zwei gekoppelte Oszillatoren [103, 137, 125, 1] für die Beschreibung des Systems verwendet werden. Erfolgt die erste inkohärente Anregung in die Kavitätsmode, so ergibt sich für die spektrale Dichteverteilung des elektrischen Feldes:

$$I_C(\omega) = \frac{2\omega\gamma_C/2\Lambda_C}{[\omega - \Omega_C - P(\omega)]^2 + [\gamma_C/2 + Q(\omega)]^2} \quad (3.19)$$

Falls die Anregung hingegen durch ein mit der Kavität resonantes QP-Exziton erfolgt, so gilt:

$$I_X(\omega) = \sum_j \frac{2\omega\gamma_C/2|g_j|^2\Lambda_j}{[(\omega - \Omega_c - P(\omega))(\omega - \Omega_j) - (\gamma_C/2 + Q(\omega))\gamma_j/2]^2 + [\gamma_C/2(\omega - \Omega_C - P(\omega)) + (\gamma_C/2 + Q(\omega))(\omega - \Omega_j)]^2} \quad (3.20)$$

$\omega$  ist die Photon-Energie, der Index  $j$  steht für das  $j$ -te QP-Exziton, der Index  $C$  für die Resonatormode,  $\Omega_C$  und  $\Omega_j$  sind die jeweiligen resonanten Photon-Energien.  $\gamma_C$  und  $\gamma_j$  bezeichnen die Linienbreiten; und  $\Lambda_C$  und  $\Lambda_j$  stehen für die inkohärenten Anregungsleistungen der Resonatormode bzw. des QP-Exzitons.  $P(\omega)$  und  $-Q(\omega)$  sind Real- und Imaginärteil der Polarisierbarkeit des  $j$ -ten QP-Exzitons:

$$P(\omega) - iQ(\omega) = \sum_j \frac{|g_j|^2}{\omega - \Omega_j + i\gamma_j/2} \quad (3.21)$$

Das Gesamtspektrum ergibt sich aus der Überlagerung der Intensitätsverteilung der Resonatormode  $I_C$  und der Summe der Intensitätsverteilungen der QP-Exzitonen  $I_X$ :

$$I(\omega) = I_X(\omega) + I_C(\omega) \quad (3.22)$$

Mit dem Modell zweier gekoppelter Oszillatoren lässt sich demnach das Photolumineszenz-Spektrum berechnen. Hierdurch können die experimentellen Daten mittels Simulationsrechnungen angepasst werden und auch einzelne Parameter wie Kopplungsstärke bzw. Oszillatorstärke aus den Messungen extrahiert werden.

### 3.4 Simulationsrechnungen zur starken und schwachen Wechselwirkung

Bislang wurden die Rechnungen auf einzelne Größen wie zum Beispiel die Vakuum-Rabi-Aufspaltung, die Energiepositionen oder den Q-Faktor beschränkt. Da jedoch in der vorliegenden Arbeit hauptsächlich die Photolumineszenzspektroskopie als Messmethode angewendet wird, ist es interessant, auch die zu erwartenden Spektren zu berechnen. Mit dem Modell von Keldysh aus Abschnitt 3.3 ist es möglich, die spektrale Verteilung von Quantenpunkt-Emission und Resonatormode zu berechnen. Somit können die für die schwache und die starke Kopplung benötigten "Sollwerte" für den Kopplungsfaktor und die Anforderungen an die Proben bestimmt werden.

Die beiden wichtigsten Parameter für die Simulation sind hierbei die Linienbreite  $\gamma_C$

sowie der Kopplungsfaktor  $g_0$ . Je nachdem ob  $g_0$  größer oder kleiner als  $\gamma_C/4$  ist (siehe Gleichung 3.11), liegt starke oder schwache Kopplung vor. Ein typischer Q-Faktor für Mikroresonatoren, an denen sowohl starke als auch schwache Kopplung gemessen wurde (Durchmesser  $1,5\ \mu\text{m}$  bis  $2,5\ \mu\text{m}$ ) liegt bei 22000. Dies entspricht bei einer Energie von

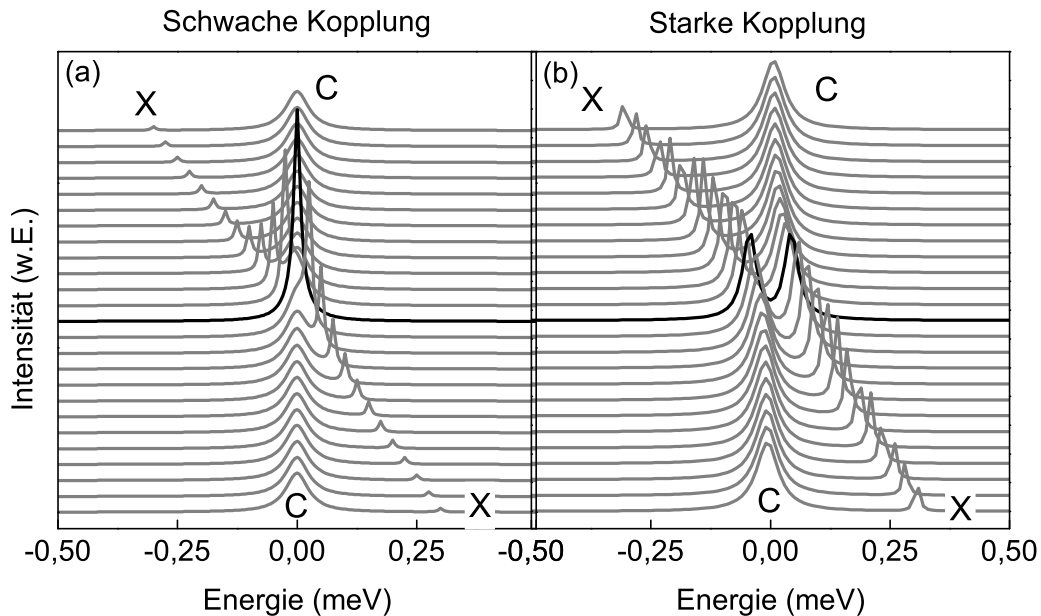


Abbildung 3.5: Berechnete Intensitätsverteilung zweier gekoppelter Systeme. In der im linken Bild dargestellten Simulation (a) beträgt der Kopplungsfaktor  $g_0=8\ \mu\text{eV}$ ; in Resonanz (schwarze Linie) kommt es zu einer Kreuzung der beiden Linien und somit zu einem Maximum der Intensität. Das Kreuzen der beiden Kurven ist für die schwache Kopplung typisch. Im Teilbild (b) wird ein größerer Kopplungsfaktor von  $g_0=44\ \mu\text{eV}$  angenommen. Hier erkennt man im Bereich der Resonanz (schwarze Kurve) weiterhin zwei deutlich voneinander getrennte Linien. Dieses sogenannte Anti-Kreuzen der Resonatormode sowie der QP-Exziton-Linie ist ein typisches Verhalten im Fall der starken Kopplung zweier Systeme.

$1,3\ \text{eV}$  einer Linienbreite der Resonatormode von  $\gamma_C=60\ \mu\text{eV}$ ; für  $\gamma_C/4$  erhält man  $15\ \mu\text{eV}$ . Zur Simulation der schwachen Kopplung wurde daher ein Wert kleiner  $15\ \mu\text{eV}$  ( $g_0=8\ \mu\text{eV}$ ) gewählt und für die der starken Kopplung ein Wert größer  $15\ \mu\text{eV}$  ( $g_0=44\ \mu\text{eV}$ ) angenommen.

Abbildung 3.5 zeigt die berechneten Spektren nach Gleichung 3.22 für  $\gamma_C=59\ \mu\text{eV}$  und  $g_0=8\ \mu\text{eV}$  (a) bzw.  $g_0=44\ \mu\text{eV}$  (b) bei gleich bleibender Verstimmung. Eine Kreuzen der beiden Linien ist im Teilbild (a) beim Erreichen der Resonanz deutlich zu erkennen

(schwarze Kurve). Hierbei erreicht die Intensitätsverteilung ein Maximum, was auf die Erhöhung der spontanen Emissionsrate zurückzuführen ist. Dieses Verhalten ist typisch für die schwache Kopplung bzw. für den Purcell-Effekt. In Abbildung 3.5 hingegen ist kein Kreuzen der beiden simulierten Linien zu sehen. In Resonanz (schwarze Kurve) sind beide Linien getrennt voneinander sichtbar. Dieses so genannte Anti-Kreuzen der Resonatormode und der QP-Exziton-Linie ist ein Indiz der starken Kopplung [39].

Durch das Anpassen der Spektren aus Graph 3.5 mittels zweier Lorentzkurven kann das Verhalten der Kavitätsmode und der Quantenpunktemission genauer studiert werden. Die

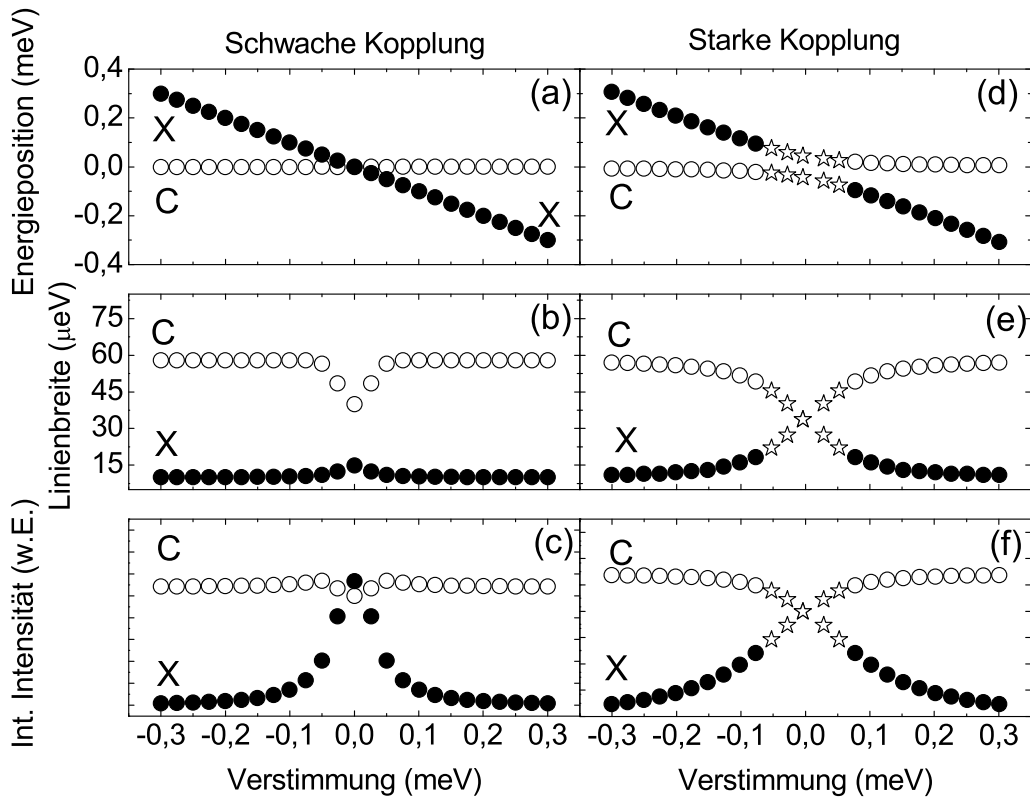


Abbildung 3.6: Aufgetragen sind von oben nach unten die Energieposition, Linienbreite und integrierte Intensität der Kavitätsmode C ( $\circ$ ) und des QP-Exzitons X ( $\bullet$ ) als Funktion der Verstimmung für die schwache (links) und die starke (rechts) Kopplung. Das Kreuzen der Energiepositionen sowie die erhöhte Emission der QP-Linie in Resonanz ist typisch für die schwache Kopplung, während sich die starke Wechselwirkung durch das typische Anti-Kreuzen der Energien sowie das Austauschen der Linienbreite und der integrierten Intensität in Resonanz auszeichnet. Die mit Sternen gekennzeichneten Werte zeigen den Bereich der Resonanz.

---

Graphen aus 3.6 zeigen von oben nach unten die Energiepositionen, die Linienbreiten und die integrierten Intensitäten der Resonatormode  $C$  ( $\circ$ ) und der QP-Exziton-Linie ( $\bullet$ ) als Funktion der Verstimmung für den Fall der schwachen (links) sowie der starken (rechts) Kopplung. In Resonanz kommt es zu einem Kreuzen der Energiepositionen von  $C$  und  $X$  (Abb. 3.6 a). Dies und die erhöhte Emission des QP-Exzitons im Teilbild (Abb. 3.6 c) sind ein typisches Verhalten für den Purcell-Effekt bzw. der schwachen Kopplung. Im Bereich der Resonanz ist für die Resonatormode ein Abnehmen und für das QP-Exziton ein Zunehmen der Linienbreite zu erkennen (Abb. 3.6 b), jedoch gleichen sich die Werte in Resonanz nicht an. Dieser Effekt spiegelt sich auch in Abbildung 3.3 wider: auch in Resonanz unterscheiden sich die Linienbreiten von Resonatormode  $C$  und QP-Exziton  $X$ .

Ein ganz anderes Verhalten kann aus den rechten Graphen entnommen werden. Die Energiepositionen von  $C$  und  $X$  zeigen im Bereich der Resonanz (mit Sternen gekennzeichnete Punkte) ein Anti-Kreuzen der Linien (Abb. 3.6 d). Auch hier reduziert sich zunächst die Linienbreite (Abb. 3.6 e) und die integrierte Intensität (Abb. 3.6 f) von  $C$ , während bei  $X$  hingegen ein Anstieg zu verzeichnen ist. In Resonanz kommt es zu einem Austausch der Linienbreite und der integrierten Intensität. Dieses Angleichen der Linienbreiten von Resonatormode und QP-Exziton Linie in Resonanz ist auch in Abbildung 3.3 zu erkennen. Diese Ununterscheidbarkeit ist typisch für die starke Kopplung.





# Kapitel 4

## Technologie und Messtechnik

In diesem Kapitel werden die technologischen Prozesse zur Herstellung von Mikroresonatoren beschrieben. Dabei wird sowohl auf das Wachstum der DBRs als auch auf das Wachstum der aktiven Schicht, den selbstorganisierten Quantenpunkten, eingegangen. Für die Realisierung der Mikroresonatoren werden zunächst mittels Elektronenstrahlolithographie kreisförmigen Ätzmasken auf dem Halbleitermaterial definiert. Durch Trockenätzverfahren werden dann die Mikroresonatoren freigeätzt. Im weiteren Verlauf dieses Kapitels werden die im Rahmen der vorliegenden Arbeit verwendeten spektroskopischen Messtechniken vorgestellt und erläutert.

### 4.1 Epitaxie planarer Halbleiterschichten

Das Wachstum der planaren Schichten und der Quantenpunkte der in dieser Arbeit untersuchten Mikroresonatoren erfolgt in Molekularstrahlepitaxie-Anlagen (MBE<sup>1</sup>). In der Halbleitertechnik ist die Molekularstrahlepitaxie ein typisches Verfahren, welches sehr häufig verwendet wird, da es die Realisierung atomar scharfer Schichtübergänge erlaubt. Das Wachstum der planaren Schichten des Mikroresonators erfolgt auf einem GaAs-Substrat, das sich während des Wachstums auf einem rotierbaren Halter befindet. Um Verunreinigungen durch Fremdatome zu vermeiden, herrscht in der Probenkammer der Anlage ein Ultrahochvakuum. Die sich in der MBE-Anlage befindenden Feststoffeffusionszellen sind für die Herstellung der vorliegenden Mikroresonatoren mit Gallium, Arsen, Aluminium und Indium gefüllt. Um defektfreie Schichten wachsen zu können, ist die Reinheit der verwendeten Materialien sehr wichtig. Der Anteil von Verunreinigungen liegt typischerweise unter zehn ppb<sup>2</sup>. Durch die Steuerung der Tiegeltemperaturen der Feststoffeffusionszellen sowie dem kontrollierten Öffnen und Schließen der Klappen, die sich vor den einzelnen Quellen befinden, können die Schichtdicken der Mikroresonatoren präzise kontrolliert werden. Der genaue Aufbau einer MBE-Anlage sowie das Funktionsprinzip

---

<sup>1</sup>MBE: Akronym für molecular beam epitaxy

<sup>2</sup>ppb: Akronym für parts per billion

ist z. B. in [52, 60, 107] ausführlich beschrieben.

Für die Herstellung der planaren Resonatorstruktur wird wie folgt vorgegangen: Zunächst wird ein etwa 400 nm dicke GaAs-Puffer direkt auf dem GaAs-Substrat aufgewachsen, um die Oberfläche zu glätten. Darauf werden die einzelnen Schichten bestehend aus GaAs und AlAs aufgebracht (siehe Abbildung 4.1), um den unteren DBR herzustellen. Das Wachstum der  $\lambda$ -dicken Resonatorschicht wird nach der halben Dicke unterbrochen, um die aktive Schicht, bestehend aus Quantenpunkten einer ternären III-V-Verbindung (InGaAs), zu wachsen. Die QP werden mittels des Stranski-Krastanov-Wachstumsmodus realisiert [114]. Da die Gitterkonstanten von InAs und GaAs stark unterschiedlich sind ( $a_{InAs} = 6,0584 \text{ \AA}$  und  $a_{GaAs} = 5,6532 \text{ \AA}$ ;  $\frac{\Delta a}{a} = 7\%$ ), kommt es bei der Epitaxie zu einer Gitterfehlanpassung der Materialien und zum Aufbau eines Spannungsfeldes. Das InAs-Wachstum auf GaAs erfolgt zunächst zweidimensional bis zu einer materialabhängigen kritischen Schichtdicke von ca. 1,75 Monolagen (ML) [56]. Das verspannte System reduziert seine Energie bei weiterer InAs Abscheidung, indem sich dreidimensionale Inseln bilden. Durch die Bildung von Quantenpunkte wird so die Verspannungsenergie reduziert. Da der Indiumgehalt die Gitterkonstante beeinflusst, korreliert die Anzahl der Monolagen bis zum Erreichen der kritischen Schichtdicke bei einem  $In_xGa_{1-x}As$ -System mit dem Indiumgehalt  $x$  [75]. Durch die aufgewachsene Materialmenge und Materialzusammensetzung kann weiterhin die Größe und Form der Quantenpunkte und somit auch deren Emissionsenergie in gewissen Grenzen kontrolliert werden [60]. Nach der aktiven QP-Schicht wird

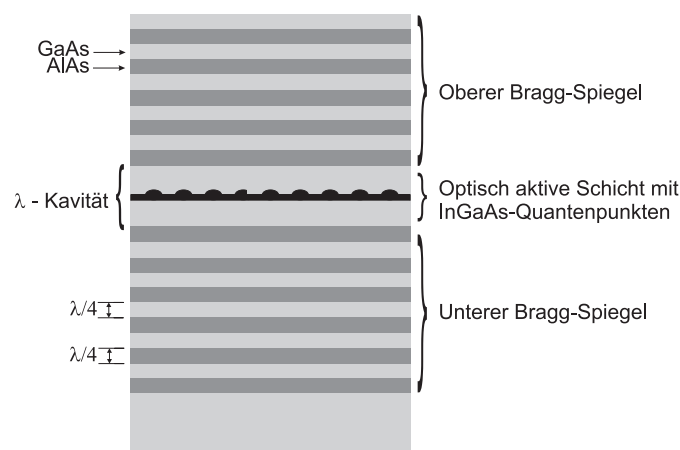


Abbildung 4.1: Vertikaler Schichtaufbau einer planaren Mikroresonator-Probenscheibe. Die optisch aktive Schicht befindet sich in der Mitte der  $\lambda$ -dicken GaAs Kavität. Die Kavität ist umgeben von einem unteren und einem oberen Bragg-Spiegel, bestehend aus alternierenden  $\lambda/4$ -dicken GaAs und AlAs Schichten.

die zweite Hälfte der Kavität bestehend aus GaAs auf der Halbleiterscheibe abgeschieden, bevor die oberen Spiegelpaare gewachsen werden. Der DBR schließt mit GaAs ab, um eine Oxidation der letzten Schicht zu vermeiden. Abbildung 4.1 zeigt den vertikalen

Schichtaufbau für Mikroresonatoren.

Die optischen Eigenschaften der Quantenpunkte spielen eine entscheidende Rolle für das Kopplungsverhalten zwischen Exziton und Photon in einem Resonator. Wie in Kapitel 3.2 bereits erwähnt, hängt der Kopplungsfaktor  $g_0$  von der Oszillatorstärke  $f$  ab. Durch die laterale Ausdehnung bei großen Quantenpunkten ist das Exziton in seiner Bewegungsfreiheit weniger eingeschränkt als bei kleineren Quantenpunkten. Dies nimmt direkten Einfluss auf das Übergangsdipolmoments  $d$  und somit auf die Oszillatorstärke  $f$  [1]:

$$f = \frac{2m\omega_0 d^2}{e^2 \hbar} \quad (4.1)$$

$m$  steht für die freie Elektronenmasse,  $\hbar$  für das Planck'sche Wirkungsquantum geteilt durch  $2\pi$  und  $\omega_0$  für die Resonanzfrequenz der Kavitätsmode. Da die Kopplungskonstante  $g_0$  proportional zur Wurzel der Oszillatorstärke  $f$  ist ( $g_0 \propto \sqrt{f}$ ) [1], wirkt sich die laterale Ausdehnung eines Quantenpunkts direkt auf die Kopplungskonstante aus. Mit Hilfe von Gleichung 6.6 kann die Oszillatorstärke  $f$  auch geschrieben werden als [42]:

$$f = \frac{1}{\tau_X} \frac{3\pi\epsilon_0}{n} \frac{2mc^3}{e^2\omega_0^2} \quad (4.2)$$

Hierbei ist  $\tau_X$  die spontane Lebensdauer des QP-Exzitons.

Wie bereits erwähnt hängt die Oszillatorstärke der QP-Exzitonen von der lateralen Ausdehnung der Quantenpunkte ab. Die Quantenpunkte im Resonator können als Defekte im Halbleitermaterial angesehen werden. Zur Berechnung der Oszillatorstärke in Abhängigkeit des Defektradius (hier Radius des Quantenpunktes) zieht L. C. Andreani die zwei Grenzfälle, dass der Defektradius  $b$  kleiner bzw. größer als der Bohrradius  $a_B$  ist, in Betracht. Da in der vorliegenden Arbeit hauptsächlich große Quantenpunkte behandelt werden, wird für die Berechnung der Oszillatorstärke ausschliesslich der Fall  $b > a_B$  behandelt. Wenn der Radius der Quantenpunkte (Defekte) größer als der Bohrradius ist, und die laterale Quantisierungsenergie größer ist als die Bindungsenergie, so kann eine Separation der Wellenfunktion  $F(\tilde{r}_e, \tilde{r}_h)$  in zwei Anteile  $F_{CM}(\tilde{R})$  und  $F_{QW}(\tilde{\rho}, z_e, z_h)$  vorgenommen werden.  $F_{QW}$  beschreibt die einhüllende Funktion von Quantenfilm-Exziton Wellenfunktion und  $F_{CM}$  den Schwerpunkt-Anteil:

$$F(\tilde{r}_e, \tilde{r}_h) = F_{CM}(\tilde{R}) * F_{QW}(\tilde{\rho}, z_e, z_h) \quad (4.3)$$

Löst man die Wellengleichung in Zylinderkoordinaten und normiert die Fläche auf eins,

so ergibt sich:

$$F_{CM}(R) = \frac{1}{\sqrt{\pi}b} \frac{J_0(\xi_{0,n} \frac{R}{b})}{J_1(\xi_{0,n})} \quad (4.4)$$

Die Oszillatorstärke der Quantenpunkte ergibt sich durch das Betragsquadrat der Integration der Schwerpunkt-Wellengleichung:

$$f_{QP} = \left( \frac{f_{QW}}{s} \right) \left| \int_0^{2\pi} \int_0^b R F_{CM}(R) dR d\phi \right|^2 \quad (4.5)$$

$\frac{f_{QW}}{s}$  ist hierbei die Oszillatorstärke pro Flächeneinheit eines Quantenfilms. Durch Substitution des Arguments der Besselfunktion nullter Ordnung und Anwendung der Ableitungsregel von Besselfunktionen, vereinfacht sich Gleichung 4.5 zu:

$$f_{QP} = 2,17b^2 \left( \frac{f_{QW}}{s} \right) \quad (4.6)$$

Der Faktor  $\frac{f_{QW}}{s}$  setzt sich aus der Kane-Energie  $E_{Kane}$  zusammen, der Übergangsfrequenz der QP-Exzitonen  $\omega$  und dem Bohrradius  $a_0$ :

$$\frac{f_{QW}}{s} = \frac{1}{2} \frac{E_{Kane}(x)}{\hbar\omega} \frac{1}{a_0(x)^2} \quad (4.7)$$

Hierbei ist zu beachten, dass sowohl die Kane-Energie  $E_{Kane}(x) = (22,8 - 7,3 \cdot x)eV$  als auch der Bohrradius  $a_0$  Funktionen der Indium-Konzentration  $x$  des  $In_xGa_{1-x}As$ -Quantenpunktes sind.

Abbildung 4.2 zeigt die Oszillatorstärke in Abhängigkeit der Quantenpunkt-Ausdehnung  $L = 2b$  für  $x=0, 0,3$  und  $1$ . Aus dem Graphen und aus Gleichung 4.6 ist deutlich zu erkennen, dass mit steigendem Defektradius  $b$  bzw. der lateralen Ausdehnung  $L$  von Quantenpunkten die Oszillatorstärke quadratisch ansteigt.

Im Folgenden werden  $In_xGa_{1-x}As$ -Quantenpunkte vorgestellt mit jeweils unterschiedlichem nominellen Indiumgehalt  $x$  [61]. Ein höherer Indiumgehalt führt zu kleineren Quantenpunkten (siehe Abschnitt 4.2). Ein wichtiges Kriterium für die Form der Quantenpunkte und die Quantenpunktdichte ist aber nicht nur der nominelle Indiumgehalt, sondern auch die Wachstumstemperatur. Die REM-Aufnahmen in Abbildung 4.3 zeigen  $In_xGa_{1-x}As$ -Quantenpunkte mit einem nominellen Indiumgehalt von 30% (a), 45% (b) und 60% (c). Abbildung (a) zeigt Quantenpunkte, die eine Länge von etwa 100 nm

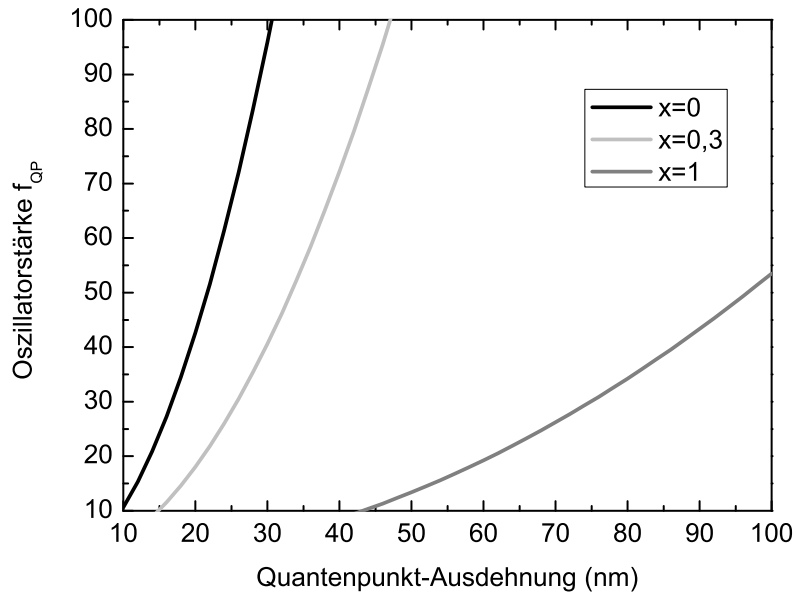


Abbildung 4.2: Abgebildet ist die Oszillatorstärke als Funktion der Quantenpunkt-Ausdehnung für  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  für  $x=0, 0,3$  und  $1$ . Es ist deutlich zu erkennen, dass mit steigender lateraler Ausdehnung sich die Oszillatorstärke erhöht.

und eine Breite von etwa 30 nm haben. Die Quantenpunktdichte ist niedrig, etwa  $6\text{-}9\cdot 10^9\text{cm}^{-2}$  [93, 61]. Der Indiumanteil der QP aus (b) liegt bei etwa 45%. Es ist deutlich zu erkennen, dass sich runde Quantenpunkte ausbilden. Die Durchmesser der QP variieren zwischen 20 bis 25 nm. Die QP-Dichte beträgt etwa  $1\text{-}2\cdot 10^{10}\text{cm}^{-2}$ . Abbildung (c) zeigt QP mit einem Indiumgehalt von etwa 60%. Der Durchmesser der QP ist nun erheblich kleiner, etwa 10 bis 15 nm. Desweiteren ist die QP-Dichte deutlich angestiegen, etwa auf  $1\text{-}2\cdot 10^{11}\text{cm}^{-2}$ . Die QP-Dichte ist jedoch nicht direkt vom Indiumgehalt abhängig, sondern hängt von vielen, weiteren Parametern wie zum Beispiel der Wachstumstemperatur ab. Eine weitere besondere Eigenschaften von großen Quantenpunkten (Indiumgehalt 30%) besteht darin, dass die Lebensdauer der Exzitonen geringer ist, d. h. sie haben eine höhere Oszillatorstärke  $f$  und somit eine größere Kopplungsstärke  $g_0$  [42]. Für das Regime der starken Kopplung sind daher große Quantenpunkte mit einem niedrigeren Indiumgehalt besser geeignet.

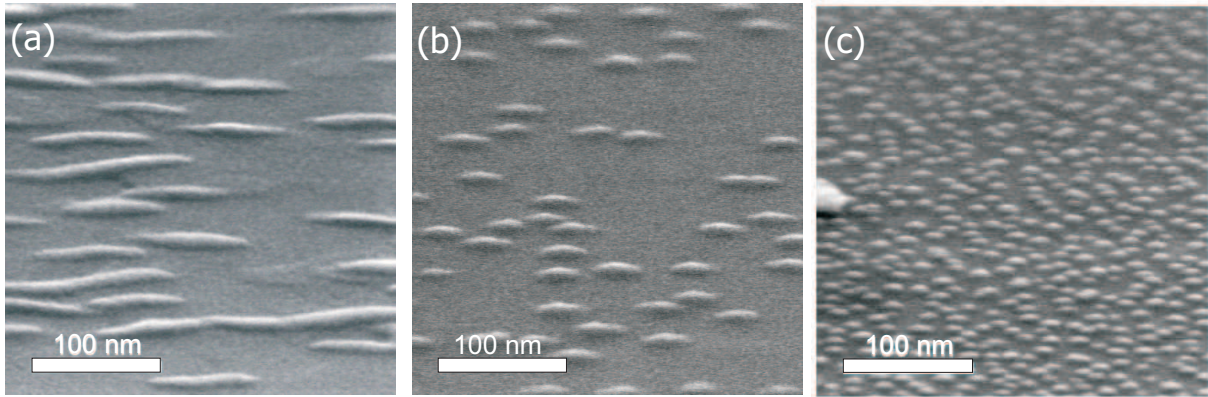


Abbildung 4.3: REM-Aufnahme von unüberwachsenen  $In_xGa_{1-x}As$ -Quantenpunktstrukturen mit unterschiedlichem Indiumgehalt. (a) Die QP mit einem nominellen Indiumgehalt von etwa 30% haben keine runde Form, sondern sind länglich. Ihre Abmessungen betragen ca. 100 nm auf 30 nm. Die QP-Dichte beträgt hier etwa  $6-9 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2}$ . (b) QP mit einem Indiumanteil von ca. 45%. Sie haben eine runde Form. Der Durchmesser liegt bei etwa 20 bis 25 nm. Die QP-Dichte ist mit  $1-2 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$  etwas höher. (c) Der Indiumgehalt liegt hier bei etwa 60%. Die QP sind deutlich kleiner, ca. 10 bis 15 nm im Durchmesser. Die QP-Dichte hingegen ist mit  $1-2 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  deutlich größer.

## 4.2 Herstellungsprozess optisch gepumpter Mikroresonatoren

Mittels Elektronenstrahlolithographie werden aus dem gewachsenen, planaren Probenstück die einzelnen Mikroresonatoren hergestellt. Die hierzu notwendigen technologischen Schritte sind in Abbildung 4.4 dargestellt. Ein etwa  $1 \text{ cm}^2$  großes Stück wird zur weiteren Prozessierung aus der planaren Mikroresonatorstruktur herausgespalten (a). Auf dieses Probenstück wird nach dem Reinigen mit organischen Lösungsmitteln eine etwa 500 nm dicke Polymethylmethacrylat (PMMA)-Schicht aufgeschleudert und ausgebacken (b). Der PMMA-Lack ist ein Positivlack, d. h. der bereits verfestigte Lack wird durch die Belichtung wieder löslich. Mittels der Elektronenstrahlolithographie werden zunächst kreisförmige Strukturen auf die Probe übertragen. Der anschließende Lift-Off<sup>3</sup>-Prozess löst die belichteten Stellen des PMMA-Lackes (c). Auf das Probenstück wird nun eine etwa 50 nm dicke Nickelschicht aufgedampft, die als Ätzmaske dient (d). Die Schichtdicke der Nickelmaske wird in der Regel so gewählt, dass die komplette Ätzmaske beim Ätzen der Mikroresonatortürmchen entfernt wird, d. h. die Dicke der Ätzmaske wird durch die Anzahl der Spiegelpaare des oberen und des unteren DBRs, sowie der Kavitätstiefe bestimmt. Im Anschluss daran wird das restliche PMMA vom Probenstück entfernt, so dass nur an den belichteten Stellen die Nickelmaske zurück bleibt (e). Durch trockenchemische

<sup>3</sup>engl. abheben

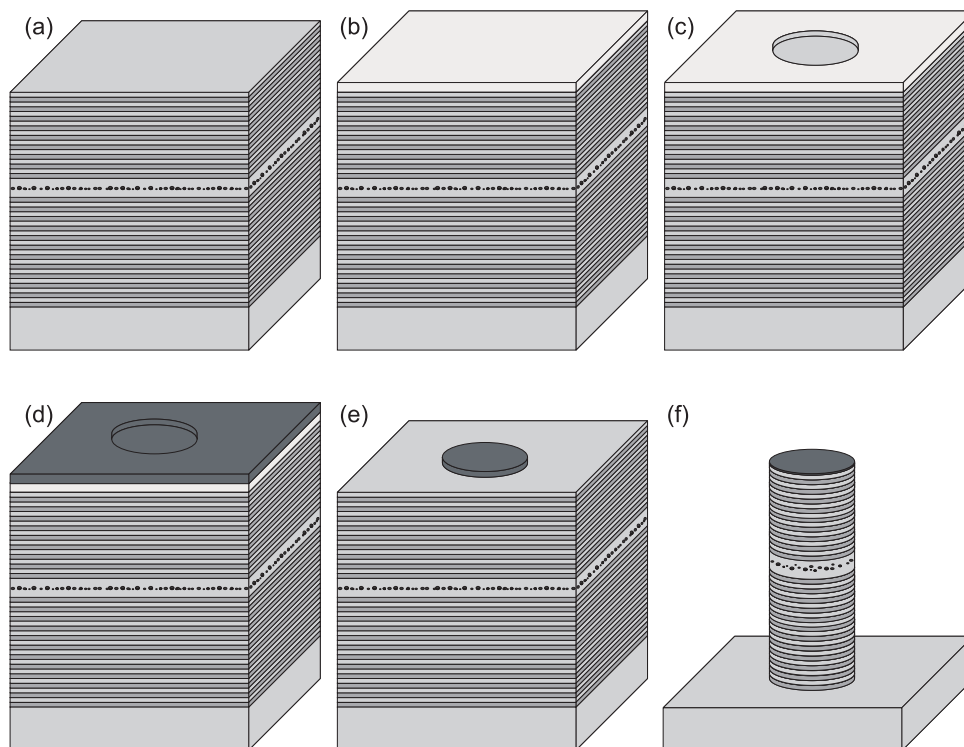


Abbildung 4.4: Prozessierung von Mikroresonatoren: (a) unstrukturierte Probe, (b) mit PMMA belackte Probe, (c) nach der Elektronenstrallithographie entwickelte Probe, (d) Aufbringen der Nickelschicht, (e) Lift-Off Prozess, nur die Nickelmaske, die als Ätzmaske dient, bleibt stehen, (f) fertiger Mikroresonator nach dem Trockenätzverfahren

Ätzverfahren erhält der Mikroresonator seine Türmchenform (f). Hierbei standen sowohl eine ECR-RIE<sup>4</sup>-Anlage als auch eine ICP<sup>5</sup>-Anlage zur Verfügung. Es hat sich hinsichtlich der erreichbaren Güte der Resonatoren als wichtig herausgestellt, dass die Nickelätzmaske bei dem Ätzprozess möglichst vollständig entfernt wird. Prinzipiell kann ein eventuell verbleibender Rest der Nickelmaske mit einer 5%igen Salpetersäure ( $\text{HNO}_3$ ) wieder entfernt werden. Jedoch hat sich gezeigt, dass dadurch die kleinen Mikroresonatoren (kleiner als zwei Mikrometer im Durchmesser) geschädigt werden. Eine weitere Möglichkeit, die Ätzmaske vollständig zu entfernen, wäre die Verwendung einer anderen Ätzmaske, z. B. Bariumfluorid. Eine Bariumfluorid-Ätzmaske kann durch ein Wasserbad vollständig entfernt werden, jedoch kommt es hierbei zu einer Oxidation der AlAs-Schichten. Zum einen ändert sich hierbei der Brechungsindex der AlAs-Schichten, wodurch die Eigenschaften des Resonators verändert werden. Zum anderen führt die Oxidation dazu, dass der Resonator keine glatten Seitenränder mehr aufweist. Trotz der Problematik in Zusammenhang mit der zum Teil verbleibenden dünnen Nickelschicht hat sich Nickel als Ätzmaske bewährt.

<sup>4</sup>ECR-RIE: Electron-Cyclotron-Resonance Reactive Ion Etching

<sup>5</sup>ICP: Inductively-Coupled Plasma

Die bisherigen Technologieverfahren anderer Forschergruppen [101, 136] haben dazu geführt, dass der Mikroresonatordurchmesser zur Waferschicht hin ab bzw. zu nimmt. Dies ist besonders problematisch, da durch Abweichungen von der zylindrischen Form des Mikroresonators der Q-Faktor deutlich reduziert wird [34]. Zahlreiche Ätztests im Rahmen dieser Arbeit dienten dazu, dass keinerlei Unterätzung stattfindet und so die Resonatorstrukturen perfekt zylinderförmig sind (siehe REM-Aufnahme 1.1). Hierbei hat sich herausgestellt, dass sich das ECR-RIE-Trockenätzverfahren besonders gut eignet, um Mikroresonatoren mit perfekt zylindrischen Formen herzustellen.

## 4.3 Experimentelle Verfahren

Zur Analyse von Mikroresonatoren werden verschiedene, spektroskopische Messverfahren verwendet, die im Folgenden genauer erläutert werden.

### 4.3.1 Hochauflösende Mikrophotolumineszenz-Spektroskopie

Um die optische Eigenschaften von QP-Mikroresonatoren untersuchen zu können, werden unterschiedliche Laser zur Anregung benötigt. Für Lebensdauermessungen an Exzitonen werden kurze Pulse genutzt. Hingegen ist für resonante Anregung ein durchstimmbarer CW<sup>6</sup>-Laser mit geringer, definierter Linienbreite von Nöten. Für die verschiedenen Anregungs-Modi, über die GaAs-Bandkante und resonante Anregung, stehen ein Nd:YAG-Laser<sup>7</sup>(frequenzverdoppelt 532 nm, CW bzw. bis 100 kHz modulierbar), ein gepulster Ti:Saphir-Laser<sup>8</sup> (Spiegelsatz: 720 nm-840 nm, Pulsbreite 150 fs, Repetitionsrate 82 MHz) und ein CW-Ti:Saphir Laser<sup>9</sup> (Spiegelsatz: 700 nm-1000 nm, CW) zur Verfügung. Die beiden letzteren werden von einem Argon-Ionen Laser (514 nm, CW) gepumpt. Eine schematische Darstellung eines Mikrophotolumineszenz ( $\mu$ PL) Aufbaus ist in Abbildung 4.5 zu sehen. Ein  $\mu$ PL-Messaufbau ist eine Kombination eines herkömmlichen PL-Aufbaus in Verbindung mit einem Mikroskopobjektiv. Das Mikroskopobjektiv dient dazu das anregende Laserlicht und das PL-Signal auf einen Durchmesser von etwa 3  $\mu$ m zu fokussieren bzw. einzusammeln. Somit können kleine Strukturen in der Größenordnung von wenigen Mikrometern auf der Probe untersucht werden.

Die Strahlaufweitung hinter dem Austrittsspiegel des Lasers dient der besseren Fokussierbarkeit des Strahls auf der Probenoberfläche, da der minimale Brennfleck  $w_F = \frac{4\lambda f_{obj}}{\pi w_0}$  auf der Probenoberfläche invers proportional zum Strahlradius  $w_0$  vor der Fokussierung ist.  $f_{obj}$  bezeichnet die Brennweite des Mikroskopobjektives. Die Anregungsleistung kann

<sup>6</sup>continous wave, Dauerstrich-Betrieb

<sup>7</sup>Akronym für Neodym-dotierter Yttrium-Aluminium-Granat-Laser

<sup>8</sup>Tsunami der Firma Spectra Physics

<sup>9</sup>Modell 3900 der Firma Spectra Physics



mittels Graufiltern und eines Polarisators stufenlos variiert werden. Die externe Anreizungsleistung kann durch Einschieben eines Leistungsmessgerätes in den Strahlengang abgelesen werden. Um das Licht in die optische Achse zwischen Kryostat und Monochromator einzukoppeln, wird ein dichroitischer Spiegel (Kaltlichtspiegel) eingesetzt. Die

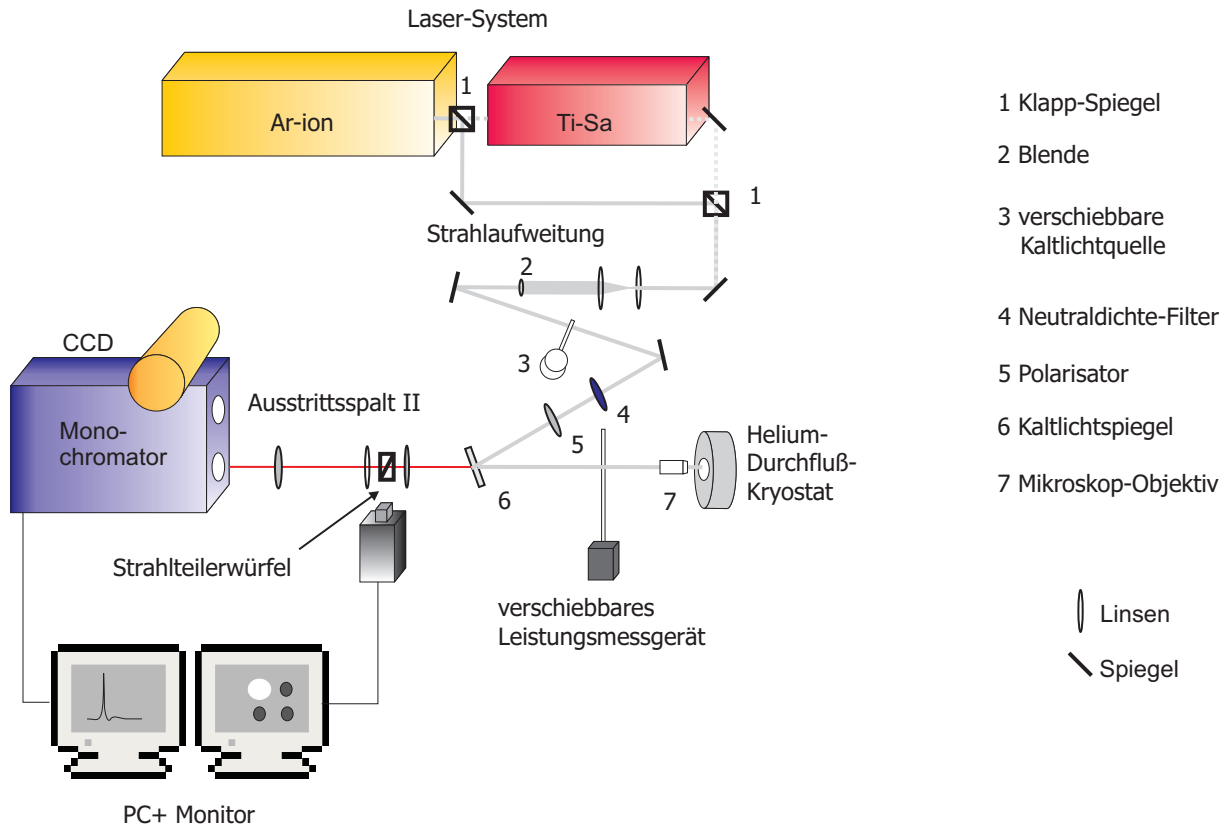


Abbildung 4.5: Schematischer Messaufbau für Mikro-Photolumineszenz Messungen

Probe befindet sich auf dem Kältefinger eines Helium-Durchfluss Kryostaten. Mit Hilfe eines PID<sup>10</sup>-Reglers lässt sich die Temperatur des Kältefingers im Bereich von 4 K bis Raumtemperatur regulieren. Hinter dem Kaltlichtspiegel befindet sich zur Orientierung auf der Probe eine abbildende Optik. Diese besteht aus zwei Linsen, einem Strahlteilerwürfel, einer Lichtquelle, einem Mikroskop und einer Si-CCD-Kamera und ermöglicht es ein vergrößertes Bild der Probenoberfläche auf einem Monitor darzustellen. Der Strahlteilerwürfel ist auf einem verschiebbaren, optischen Reiter montiert, so dass er während der Messung leicht aus der optischen Achse entfernt werden kann. Eine Linse vor dem Monochromator fokussiert das Photolumineszenzsignal auf den Eingangsspalt des 1 m langen Doppelmultiplexmonochromators<sup>11</sup>. Hinter dem einen Austrittsspalt befindet sich eine Si-CCD-Kamera<sup>12</sup> (Pixelgröße  $26 \mu\text{m} \times 26 \mu\text{m}$ ), die in Kombination mit dem Monochromator und einem  $1200 \text{ l/mm}$  Gitter eine spektrale Auflösung von etwa  $16 \mu\text{eV}$  aufweist. Die Signale

<sup>10</sup>Akronym für Proportional-Integral-Differential

<sup>11</sup>U1000 der Firma Jobin Yvon

<sup>12</sup>Akronym für charge coupled device

der CCD werden an einen PC<sup>13</sup> übertragen und können dort weiterverarbeitet werden. Die angegebene Dispersion des 1 m-Doppelmonochromators bei Verwendung eines 1200 l/mm Gitter beträgt bei 800 nm etwa 1,02 nm/mm, was etwa 1,97 meV/mm entspricht.

Der Monochromator verfügt über einen weiteren Ausgangsspalt, der durch Umklappen eines internen Spiegels verwendet werden kann. Dieser wird insbesondere für ein Verfahren zur Erhöhung der Auflösung benutzt. Um eine noch bessere Auflösung für einzelne Messungen erzielen zu können, wird hierzu am zweiten Ausgang des Monochromators eine abbildende Optik installiert. Hierbei wird ein Teil des spektral zerlegten Monochromator-Signals mittels zweier Linsen (Brennweite Linse L1 4,5 cm und L2 20 cm) vergrößert (Faktor 4,4) und auf eine zweite Si-CCD abgebildet. Diese optische Vergrößerung dient dazu,

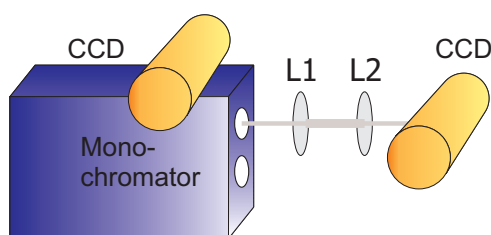


Abbildung 4.6: Der hochauflösende Messaufbau, realisiert durch die Verwendung zweier zusätzlicher Linsen, erreicht eine Auflösung von  $4 \mu\text{eV}$  im Bereich von  $1,23 \text{ eV}$  bis  $1,38 \text{ eV}$ .

das Ausgangssignal aufzuweiten und so die vorhandene Pixelgröße der Si-CCD besser auszunutzen. Die ganze Anordnung ist lichtdicht abgeschlossen, um Störungen durch Streulicht zu verhindern. Mit dieser Konstruktion ist es möglich, eine Auflösung von  $4 \mu\text{eV}$  im Bereich von  $1,23 \text{ eV}$  bis  $1,38 \text{ eV}$  zu erreichen.

### 4.3.2 Zeitaufgelöste Photolumineszenz-Messungen

Der Messaufbau für zeitaufgelöste PL-Messungen ist dem oben beschriebenen Messaufbau aus Kapitel 4.3.1 sehr ähnlich. Jedoch ist die hochauflösende Technik eines Doppelmonochromators bei zeitaufgelösten Messungen eher störend, da weniger Signalintensität am Ausgang des Monochromators zur Verfügung steht. Aufgrund dessen wird ein Monochromator mit einer fokalen Länge von 55 cm (Triax 550 der Firma Jobin-Yvon) verwendet. Da die Lebensdauer von Exzitonen in der Größenordnung von Femto- bzw. Pikosekunden liegt, wird hier für die zeitaufgelösten Messungen der Titan-Saphir Laser (Femtosekunden-Laser) verwendet.

Das Messprinzip ist wie folgt: Das PL-Signal, das untersucht werden soll, wird nach der spektralen Selektion durch den Monochromator an den Detektor weitergeleitet. Um den

<sup>13</sup>Akronym für Personal Computer

zeitlichen Abfall des schwach zu detektierenden Signals messen zu können, wird ein Photonenvervielfacher<sup>14</sup> eingesetzt, siehe Abbildung 4.7. Die Photonen treffen hierbei zunächst

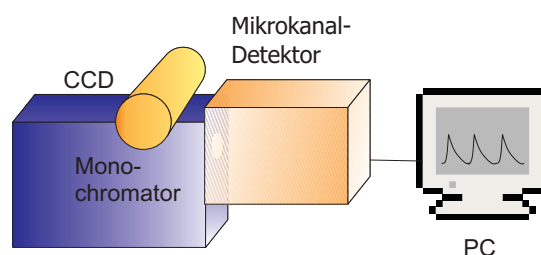


Abbildung 4.7: Messanordnung für zeitaufgelöste Messungen, realisiert durch einen Photonenvervielfacher.

auf eine Photokathode und schlagen so Elektronen aus der Oberfläche der Kathode (Photoeffekt) heraus. Die freigesetzten Photoelektronen werden in einem elektrischen Feld beschleunigt und treffen auf eine weitere Elektrode, dabei werden Sekundärelektronen erzeugt. Das so verstärkte Signal wird an die TAC<sup>15</sup>-Karte weitergeleitet. Die TAC-Karte braucht sowohl einen Start- als auch einen Stopp-Impuls. Den Start-Impuls liefert das Triggersignal des gepulsten Laser, den Stopp-Impuls der Photonenvervielfacher. Die TAC-Karte wandelt die Zeit zwischen den beiden Impulsen in einen zur Zeitdifferenz proportionalen Spannungswert um. Die Daten der TAC-Karte werden an einen Rechner weitergeleitet, an dem die detektierten Photonen in einem Histogramm dargestellt werden. Lange Integrationszeiten ermöglichen so eine Überlagerung von mehreren Einzelsignalen. Aus dem aufgezeichnetem Histogramm kann mittels einer abklingenden Exponentialfunktion die Lebensdauer der Exzitonen bestimmt werden.

### 4.3.3 Korrelationsmessungen zur Photonenstatistik

Zur Messung der Statistik emittierter Photonen wird ein Hanbury-Brown und Twiss Messaufbau [12] (HBT) verwendet. Dieser Aufbau ermöglicht es, die Intensitätskorrelation zweier elektromagnetischer Wellen zu bestimmen. Der Nachweis von Einzel-Photonenemission ist mit einem derartigen Messprinzip möglich. Im Folgenden wird die Messapparatur für Autokorrelationsmessungen dargestellt und erläutert (vgl. Abbildung 4.8). Das spektral aufgespaltene Signal wird auf den zweiten Austrittsspalt des Monochromators gelenkt, wobei aufgrund des Austrittsspalt nur ein kleiner Teil des Spektrums auf eine Glasfaser, die einen Kerndurchmesser von  $125\ \mu\text{m}$  besitzt, fokussiert wird. Ein Glasfaser-Strahlteiler teilt das Signal im Verhältnis 50:50 auf und leitet es zur Detektion zu zwei Einzelphotonenzählern (SPC<sup>16</sup>-Modul) weiter. Dort werden die Signale in elektrische Spannungspulse

<sup>14</sup>microchannel plate

<sup>15</sup>TAC: Akronym für Time-to-Amplitude-Converter

<sup>16</sup>Akronym für Single-Photon-Counting

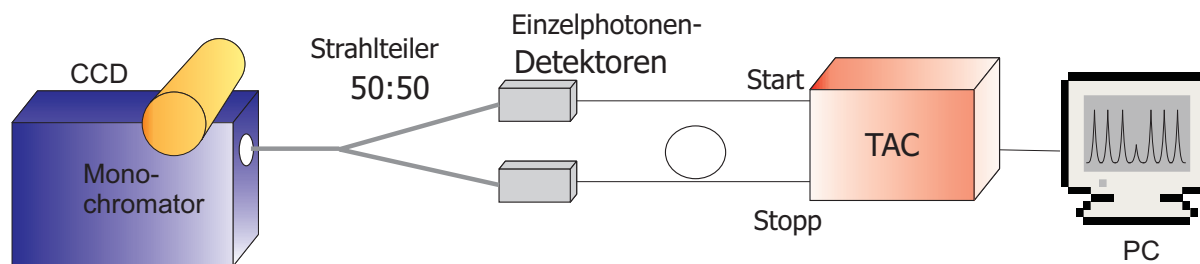


Abbildung 4.8: Schematische Darstellung eines Autokorrelations-Messplatzes mittels des Hanbury Brown und Twiss Aufbaus

umgewandelt. Zwei unterschiedlich lange Koaxialkabel sorgen dafür, dass das Stopp-Signal um die Zeit  $t$  verzögert zur TAC-Karte gelangt. Die TAC-Karte leitet die Daten an einen PC weiter.

Das Prinzip der Korrelation kann in einfacher Weise wie folgt erklärt werden: Trifft ein einzelnes Photon auf den Strahlteiler, so kann es entweder zum Detektor 1 oder zum Detektor 2 gelangen. Es ist nicht möglich, dass ein einzelnes Photon zeitgleich an beiden Detektoren detektiert werden kann. Das korrelierte Signal von Detektor 1 und Detektor 2 ergibt somit null. Wenn hingegen mehrere Photonen auf den Strahlteiler treffen, so ist es möglich, dass ein Teil der Photonen auf Detektor 1 und ein anderer Teil auf den Detektor 2 treffen. Das korrelierte Signal von Detektor 1 und 2 liefert so einen Wert größer null. Bei einer Einzel-Photonenquelle sendet ein Emitter jeweils nur ein Photon aus, d. h. die Korrelationsfunktion 2. Ordnung ergibt für den Zeitpunkt  $\tau = 0$  den Wert null (Antibunching). Mit einem HBT-Messaufbau ist es somit möglich Bunching, d. h. die enge, zeitliche Bündelung von mehreren Photonen bzw. Antibunching von Photonen (eine ausführliche Beschreibung zu Bunching und Antibunching ist dem Kapitel 7.2 zu entnehmen) nachzuweisen, und somit einen Nachweis für Einzel-Photonenquellen zu erbringen.

# Kapitel 5

## Optimierung der Quantenpunkt-Fabry-Pérot Mikroresonatoren

Die optische Grundcharakterisierung stellt einen wesentlichen Schritt bei der technologischen Optimierung der Proben dar. So liefert die optische Spektroskopie Informationen über die Emissionseigenschaften wie die Energielage oder die entsprechenden Verlustmechanismen der Mikroresonatoren. Im Folgenden wird daher detailliert der Einfluss der Spiegelanzahl der DBR, des Resonatordurchmessers sowie der Einfluss der Quantenpunkt-Absorption auf die Resonatorgüte beschrieben.

### 5.1 Einfluss der Spiegelanzahl der DBR auf die Resonatorgüte

Der Q-Faktor als Maß für die Güte eines Mikroresonators, hängt maßgeblich von der Reflektivität des Resonators ab. In lateraler Richtung ist hierbei der Übergang zum umgebenden Material entscheidend. Vertikal spielt der Schichtaufbau eine große Rolle. Über eine Erhöhung der Anzahl der Spiegelpaare kann die Güte des Resonators (siehe Kapitel 2.4) gesteigert werden.

Zu Beginn der vorliegenden Arbeit wurden für die Realisierung der Mikroresonatoren 20 untere und 23 obere Spiegelpaare in den DBRs verwendet. Dies entsprach in etwa der gleichen Anzahl von Spiegeln, die auch andere Forschergruppen realisierten [101]. Wie bereits erwähnt, wird der Q-Faktor jedoch maßgeblich von der Anzahl der Spiegelpaare in den DBRs bestimmt, daher wurde im Folgenden zunächst dieser Einfluss näher untersucht. Abbildung 5.1 (a) zeigt experimentell bestimmte Q-Faktoren für drei Proben mit unterschiedlicher Anzahl von Spiegelpaaren in den DBRs. Die Dreiecke zeigen die maximal gemessenen Q-Faktoren für Mikroresonatoren, die 20 obere und 23 untere Spiegelpaare

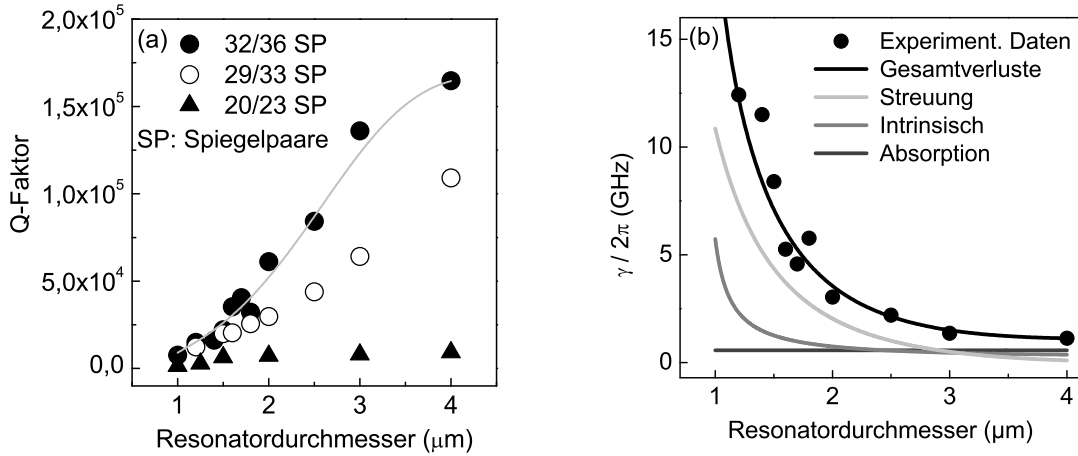


Abbildung 5.1: (a)  $Q$ -Faktoren für Mikroresonatoren mit unterschiedlicher Anzahl von Spiegelpaaren im oberen und unteren DBR. Die Dreiecke zeigen die experimentell gewonnenen  $Q$ -Faktoren für Mikroresonatoren mit einer Spiegelanzahl von 20 im oberen DBR und 23 im unteren DBR. Die offenen Kreise stehen für 29 (33) obere (untere) Spiegelpaare. Die ausgefüllten Kreise stehen für Mikroresonatoren mit 32 (36) Spiegelpaaren. Der größte Durchmesser erreicht hier einen maximalen  $Q$ -Faktor von 165 000. (b) Abgebildet sind die einzelnen Verlustkanäle für die Mikroresonatoren mit den höchsten Anzahl von Spiegelpaaren in den DBRs. Bei Mikroresonatoren mit kleinem Durchmesser sind die Verluste aufgrund der Streuung am größten. Der  $Q$ -Faktor für Mikroresonatoren mit großem Durchmesser hingegen ist hauptsächlich aufgrund der Absorption in den DBRs und der Kavität begrenzt.

in den DBRs haben. Der  $Q$ -Faktor für den Mikroresonator mit einem Durchmesser von 4  $\mu\text{m}$  beträgt 9 300. Die offenen Kreise stellen die Werte für Mikroresonatoren mit 29 (33) oberen (unteren) Spiegelpaaren dar, die ausgefüllten Kreise mit jeweils drei Spiegelpaaren mehr (32/36). Der größte Durchmesser von 4  $\mu\text{m}$  erreicht hier einen maximalen  $Q$ -Faktor von 165 000, was zugleich den Rekordwert für Fabry-Pérot Mikroresonatoren darstellt [97]. Die optischen Verluste, die sich invers proportional zum  $Q$ -Faktor  $\propto \frac{1}{Q}$  verhalten, setzen sich additiv aus den einzelnen Verlustanteilen zusammen [101, 66]:

$$\frac{1}{Q} = \frac{1}{Q_{\text{intrinsisch}}} + \frac{1}{Q_{\text{Streuung}}} + \frac{1}{Q_{\text{Absorption}}} \quad (5.1)$$

$\frac{1}{Q_{\text{intrinsisch}}(R_C)}$  und  $\frac{1}{Q_{\text{Streuung}}} = \frac{\eta J_0^2(k_t R_C)}{R_C}$  stehen hierbei für die intrinsischen Verluste bzw. die Streuverluste an den Seitenflanken des Resonators [97]. Diese sind jeweils abhängig vom Radius des Resonators  $R_C$ .  $\eta$  ist eine phänomenologische Proportionalitätskonstante, die die Oberflächengüte des Mikroresonators beschreibt, und  $J_0(k_t R_C)$  bezeichnet die

Besselfunktion erster Ordnung, welche die radiale Intensitätsverteilung der Grundmode eines Mikroresonators mit dem Radius  $R_C$  beschreibt, wie in Kapitel 2.5 ausführlich diskutiert. Die Verluste durch Absorption können ausgehend von der allgemeinen Gleichung  $\frac{\alpha c_0}{4\pi\nu} = n \cdot \kappa$  ( $\alpha$  Absorptionskoeffizient,  $c_0$  Vakuumlichtgeschwindigkeit,  $\nu$  Frequenz des Lichtes,  $n$  Brechzahl und  $\kappa$  Extinktionskoeffizient) in einfacher Näherung angegeben werden mit  $Q_{Absorption} = \frac{4\pi n}{\lambda \alpha_M}$  [66].  $\lambda$  ist die Resonanzwellenlänge und  $\alpha_M$  der Materialabsorptionskoeffizient. Abbildung 5.1 (b) zeigt die Berechnung für die intrinsischen Verluste, die Verluste durch Streuung und Absorption, sowie deren additive Überlagerung (schwarze Linie) für Mikroresonatoren mit 32 oberen und 36 unteren Spiegelpaaren in den DBRs. Die aus dem Experiment gewonnenen Daten sind im Graphen durch ausgefüllte Kreise dargestellt. Bei Mikroresonatoren mit kleinen Durchmessern ist deutlich zu erkennen, dass der Q-Faktor hauptsächlich von den Verlusten durch die Streuung an den Oberflächen begrenzt wird. Der größten Teil der Verluste bei Mikroresonatoren mit Durchmessern größer  $3 \mu\text{m}$  hingegen sind die Verluste durch die Absorption der einzelnen Spiegelschichten sowie der Kavität. In Abschnitt 5.3 wird noch einmal ausführlicher auf die Absorption eingegangen.

Für Untersuchungen im cQED-Regime ist jedoch nicht nur ein hoher Q-Faktor relevant, sondern auch das Modenvolumen  $V_m$ , beziehungsweise der Radius eines Resonators  $R_C$ . So ist es wichtig für einen hohen Purcell-Faktor das Verhältnis  $\frac{Q}{R_C^2}$  (siehe Gleichung 6.12) und für die starke Kopplung das Verhältnis  $\frac{Q}{R_C}$  (siehe Gleichung 3.8 und 3.11) zu maximieren. Abbildung 5.2 (a) und (b) zeigt das Verhältnis  $\frac{Q}{R_C}$  sowie  $\frac{Q}{R_C^2}$  für die Proben aus der vorangegangenen Messung. Auf der Probe mit 20 oberen und 23 unteren Spiegelpaaren in den DBRs (schwarze Dreiecke) konnte im Experiment sowohl starke (siehe Messung 8.1) als auch schwache Kopplung (siehe Messung 6.1) gezeigt werden (C798). Bei Mikroresonatordurchmessern zwischen  $1,25 \mu\text{m}$  und  $2,0 \mu\text{m}$  zeigen die Verhältnisse  $\frac{Q}{R_C}$  und  $\frac{Q}{R_C^2}$  ihr Maximum. Daher sind diese Mikroresonatoren sowohl für das Regime der schwachen wie auch der starken Kopplung sehr interessant. Jedoch ist es immer von der jeweiligen Probe abhängig, welche Mikroresonatordurchmessern sich für bestimmte experimentelle Untersuchungen besonders eignen. Das  $\frac{Q}{R_C}$ -Verhältnis der Probe mit 29/33 Spiegelpaaren in den DBR zeigt einen stetigen Anstieg mit wachsendem Resonatordurchmesser, d. h. hier eignen sich für den Nachweis der starken Kopplung besonders gut Mikroresonatoren mit Durchmessern von  $4 \mu\text{m}$ . Das  $\frac{Q}{R_C^2}$ -Verhältnis bei dieser Probe hat hingegen sein Maximum bei etwa  $1,5 \mu\text{m}$ . Daher sollten diese Mikroresonatoren gewählt werden, wenn man hohe Purcell-Faktoren erzielen möchte. Diese Grundcharakterisierung ist daher sehr wichtig, um die geeigneten Mikroresonatoren für die jeweiligen Experimente auszuwählen.

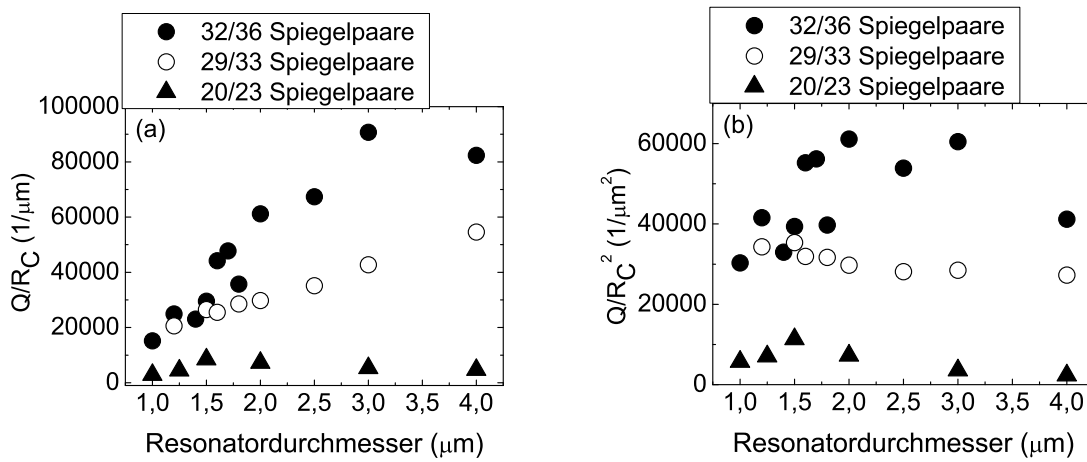


Abbildung 5.2: Dargestellt ist das Verhältnis  $\frac{Q}{R_C}$  und  $\frac{Q}{R_C^2}$  der vorangegangenen Proben. Bei der Mikroresonatorstruktur mit 20 oberen und 23 unteren Spiegelpaaren in den DBRs (Dreiecke) konnte sowohl starke (siehe Messung 8.1) als auch schwache Kopplung (siehe Messung 6.1) nachgewiesen werden. Hier zeigen die beiden Kurven  $\frac{Q}{R_C}$  und  $\frac{Q}{R_C^2}$  für 20/23 Spiegelpaaren in den DBRs ihr Maximum. Bei Mikroresonatoren mit einer Spiegelanzahl von 29/33 steigt das  $\frac{Q}{R_C}$ -Verhältnis für Resonatoren mit großem Durchmesser stetig an, d. h. die großen Mikroresonatoren eignen sich besser für den Nachweis der starken Kopplung. Das  $\frac{Q}{R_C^2}$ -Verhältnis hat hingegen sein lokales Maximum auch bei Mikroresonatoren mit einem Durchmesser von etwa 1,5  $\mu\text{m}$ , d. h. diese eignen sich besonders gut bei Experimenten für den Purcell-Effekt. Diese Grundcharakterisierung hilft demnach, geeignete Mikroresonatoren für die jeweiligen Experimente auszuwählen.

## 5.2 Einfluss des Resonatordurchmessers auf die Modenstruktur

Im vorangegangenen Kapitel wurde gezeigt, dass je nachdem welcher physikalische Effekt untersucht werden soll, sich Resonatoren mit unterschiedlichen Durchmessern besonders gut eignen. Wie jedoch in Kapitel 2.5 ausführlich beschrieben, ist die Emissionsenergie der Grundmode auch vom Resonatordurchmesser abhängig.

Das Teilbild (b) der Abbildung 5.3 zeigt jeweils Moden von Resonatoren mit Durchmessern zwischen 1,25  $\mu\text{m}$  und 4  $\mu\text{m}$ . Der Mikroresonator mit einem Durchmesser von 4  $\mu\text{m}$  weist neben der Grundmode (niedrigste Energie) bei 1,311 eV noch weitere Moden auf. Mit kleiner werdenden Resonatordurchmessern verschieben sich die Moden aufgrund der lateralen Lokalisierung des Lichtfeldes zu kleineren Wellenlängen und somit zu höheren Energien (siehe Gleichung 2.25); der energetische Abstand zwischen den lateralen Moden wird größer. Die Grundmode des Mikroresonators mit einem Durchmesser von 1,25  $\mu\text{m}$



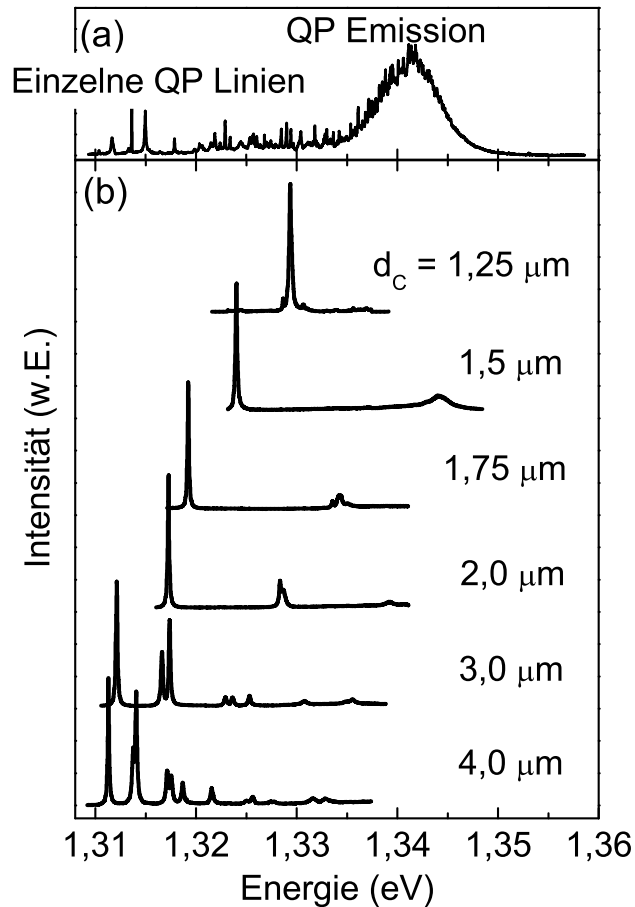


Abbildung 5.3: (a): Quantenpunktmission: auf der niederenergetischen Seite des Spektrums sind einzelne Quantenpunkt-Emissionslinien sichtbar; (b): Spektren von Mikroresonatoren mit unterschiedlichen Durchmessern (C798)

ist bei etwa 1,33 eV zu finden und ist somit im Vergleich zu einem Mikroresonator mit einem Durchmesser von 4  $\mu\text{m}$  um etwa 19 meV blau verschoben. Das obere Spektrum (Abbildung 5.3 (a)) zeigt die spektrale Lage der Quantenpunkte. Um das QP-Spektrum messen zu können, wird der obere DBR bis hin zur  $\lambda$ -Kavität abgeätzt. Die inhomogene Verbreiterung des Quantenpunkt-Spektrums von etwa 40 meV geht auf Größen- und Zusammensetzungsfluktuationen der Quantenpunkte zurück.

Um die Wechselwirkung zwischen einzelnen Quantenpunkt-Exzitonen und der Mode im Resonator beobachten zu können, ist es vorteilhaft, dass sich die Grundmode der Resonatoren auf der niederenergetischen Seite des Quantenpunkt-Ensembles befindet, da dort spektral gesehen weniger QP-Exzitonen vorliegen. Im Energiebereich zwischen 1,31 eV und 1,32 eV ist die spektrale Dichte der Quantenpunkte gering. Der darüberliegende Ener-

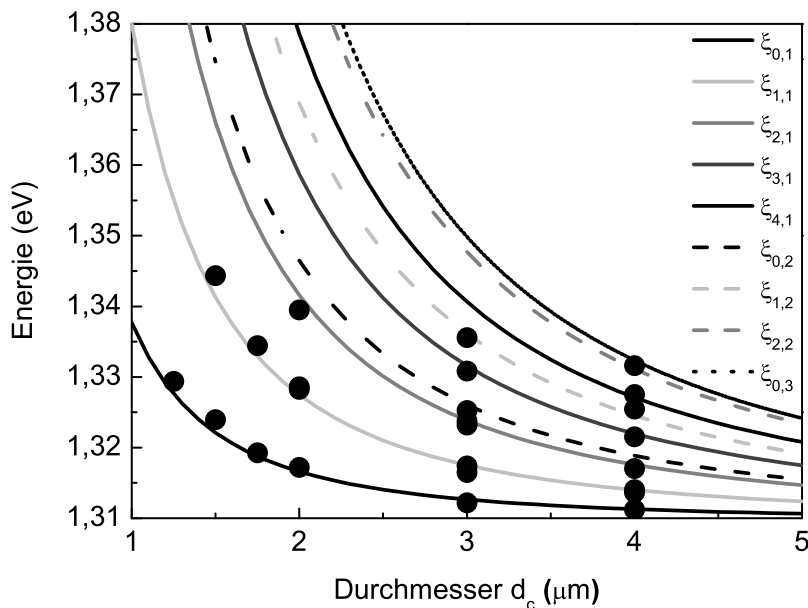


Abbildung 5.4: Energie der Moden in Abhängigkeit vom Resonatordurchmesser, die Linien stellen den theoretischen Verlauf nach Gleichung 2.25 dar, die Kreise zeigen die experimentellen Werte

giebereich bis etwa 1,33 eV hat auf dem planaren Stück eine höhere spektrale Dichte an QP-Exzitonen, da aber die dort liegenden Moden von Mikroresonatoren mit kleinerem Durchmesser zwischen 1,75  $\mu\text{m}$  und 1,25  $\mu\text{m}$  stammen, ist die absolute Anzahl von Quantenpunkten in den zu untersuchenden Resonatoren deutlich kleiner. Dieser Energiebereich eignet sich deshalb besser für die Untersuchungen zur Wechselwirkung einzelner QP-Exzitonen mit dem Vakuumfeld eines Mikroresonatorsen.

Abbildung 5.4 zeigt die theoretisch berechneten (Linien) und die aus dem Experiment gewonnenen Modenenergien (Punkte, Messung 5.3). Hierbei ist gut zu erkennen, dass die aus dem Experiment gewonnenen Daten gut mit den theoretisch ermittelten Werten, welche mit der Gleichung 2.25 berechnet werden können, übereinstimmen.

### 5.3 Einfluss der Quantenpunkt-Absorption auf den Qualitäts-Faktor

Der Q-Faktor ist aufgrund photonischer Verlustkanäle limitiert, diese überlagern sich, wie aus Gleichung 5.1 hervorgeht, additiv. In Abschnitt 5.1 wurde der Einfachheit halber die Absorption der Materialien als Gesamtheit betrachtet. Die Gesamtabsorption setzt sich

jedoch aufgrund der unterschiedlichen Materialien aus verschiedenen Anteilen zusammen: der Absorption in den Spiegelschichten, der Kavität (GaAs) und der aktiven Schicht.

Geht man davon aus, dass die Absorption der Quantenpunkte bedingt ist durch die Materialeigenschaften des  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -Materials und der Quantenpunktdichte, so dürfte der Q-Faktor sich nur geringfügig ändern für Messungen an Mikroresonatoren, die auf ein und demselben Probenstück vorgenommen werden. Experimentelle Untersuchungen jedoch zeigen eine große Abweichung des Q-Faktors der Resonatoren auf dem selben Probenstück. Um die Ursache für die Fluktuation der Güten zu erforschen, wurden die jeweiligen Photolumineszenz-Spektren der Mikroresonatoren bezüglich ihres Q-Faktors und der Lage auf dem Probenstück eingehend untersucht. Dabei wurde festgestellt, dass die relative spektrale Lage der Grundmode zum Maximum des Quantenpunkt-Ensembles eine zentrale Rolle einnimmt. Je weiter die Grundmode spektral gesehen vom QP-Ensemble entfernt liegt, desto höhere Q-Faktoren können erzielt werden.

Aus vorangegangenen Untersuchungen [40, 59] ist bekannt, dass die Energieposition der Resonatormode abhängig ist von der radialen Position des Probenstückes auf dem Substrat. Dies ist bedingt durch den Herstellungsprozess beim Wachsen der einzelnen Schichten eines Mikroresonators. Zum Substratrand hin werden die einzelnen Schichten dünner, weshalb auch die Dicke der Kavitätsschicht abnimmt. Als Folge verschiebt sich die Grundmode zum Waferrand hin zu kleineren Wellenlängen und somit zu größeren Energien. Bei einer zwei Zoll Halbleiterscheibe wurde beispielsweise eine spektrale Verschiebung in radialer Richtung von bis zu 50 meV beobachtet.

Zur genaueren Analyse der Absorption durch die Quantenpunkte werden nun die drei Graphen aus Abbildung 5.5 betrachtet. Die Mikroresonatoren haben jeweils einen Durchmesser von 6  $\mu\text{m}$ . Auf der niederenergetischen Seite von Teilbild (a) sind die Grundmode (bei 1,3301 eV, mit C beschriftet) und die nächst höheren Moden zu erkennen (MR 1). Auf der Hochenergieseite ist die Hauptemission des Quantenpunkt-Ensembles angesiedelt. Der energetische Abstand  $\Delta_{C,E}$  zwischen Resonatormode und dem Maximum der Emission des Quantenpunkt-Ensembles bei 1,34 eV beträgt hier 12,5 meV. Der gemessene Q-Faktor des Mikroresonators liegt bei etwa 56 000.

Die Grundmode des zweiten Resonators (MR 2, Abb. 5.5(b)) emittiert bei einer Energie von 1,3257 eV, sie ist aufgrund einer anderen radialen Position also um fast 5 meV rot verschoben im Vergleich zu Mikroresonator 1. Tatsächlich liegt der zweite Mikroresonator auf der Probe etwa 1,5 mm von dem Resonator aus dem ersten Beispiel entfernt. Vergleicht man die beiden Spektren miteinander, so erkennt man, dass die Verstimmung  $\Delta_{C,E}$  aufgrund der veränderten Position des Quantenpunktsensembles und der Resonatormode 20 meV beträgt. Der gemessene Q-Faktor ist mit 65 000 um etwa 16% höher als

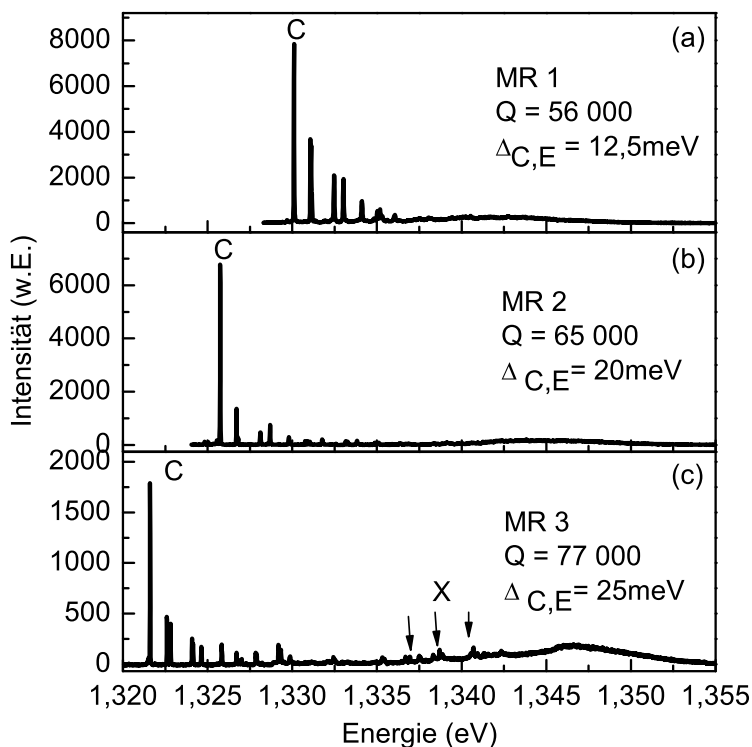


Abbildung 5.5: PL-Spektren von Mikroresonatoren mit einem Durchmesser von  $6\ \mu\text{m}$ . (a) Mikroresonator MR 1: Die Grundmode (C) befindet auf der Niederenergieseite des Maximums der Emission des Quantenpunkt-Ensembles. Die Verstimmung  $\Delta_{C,E}$  zwischen Grundmode und Maximum der QP-Emission beträgt etwa  $12,5\ \text{meV}$  und der gemessene Q-Faktor ist  $56\ 000$ . (b) MR 2: Der Resonator liegt auf dem Probenstück etwa  $1,5\ \text{mm}$  entfernt von MR 1. Die Verstimmung  $\Delta_{C,E}$  beträgt hier etwa  $20\ \text{meV}$ . Der Q-Faktor ist mit ca.  $65\ 000$  jedoch um etwa  $16\%$  größer als in 5.5 (a). (c) MR 3: Der Mikroresonator ist ca.  $3\ \text{mm}$  auf dem Probenstück von MR 1 entfernt. Mit steigender Verstimmung erhöht sich auch der Q-Faktor auf  $77\ 000$ .

der des ersten Mikroresonators.

Betrachtet man nun einen  $6\ \mu\text{m}$  Mikroresonator (MR 3), der ca.  $3\ \text{mm}$  auf der Probe (im Vergleich zu MR 1) entfernt liegt, so emittiert die Resonatormode bei einer noch kleineren Energie, etwa  $1,3216\ \text{eV}$ . Es fällt auf, dass die PL-Intensität der Grundmode deutlich schwächer ist als in den ersten beiden Fällen, obwohl eine vergleichbare Anregungsleistung, messbar an der Intensität des QP-Ensembles, angelegt wurde.

Die mit X gekennzeichneten Quantenpunkt-Exziton-Linien sind nun aufgrund des Inten-

sitätsverhältnisses zwischen Resonatormode und QP-Ensemble deutlicher zu erkennen, jedoch ist die spektrale Dichte der Quantenpunkte im energetischen Bereich der Grundmode aufgrund der größeren Verstimmung  $\Delta_{C,E}=25$  meV deutlich geringer als bei Mikroresonator 1 und 2. Die QP-Exziton-Anzahl, die in die Grundmode koppelt, ist reduziert, so kann die niedrigere PL-Intensität erklärt werden. Der gemessene Q-Faktor steigt weiterhin an und beträgt 77 000. Um diese Beobachtung zu quantifizieren und ein Maß für die Quantenpunkt-Absorption als Funktion der Verstimmung  $\Delta_{C,E}$  zu erlangen, wurden weitere Mikroresonatoren verschiedener Durchmesser untersucht. Die Resultate hierzu sind im Graphen 5.6 dargestellt. Aufgetragen ist hier der Q-Faktor für Mikroresonatoren mit

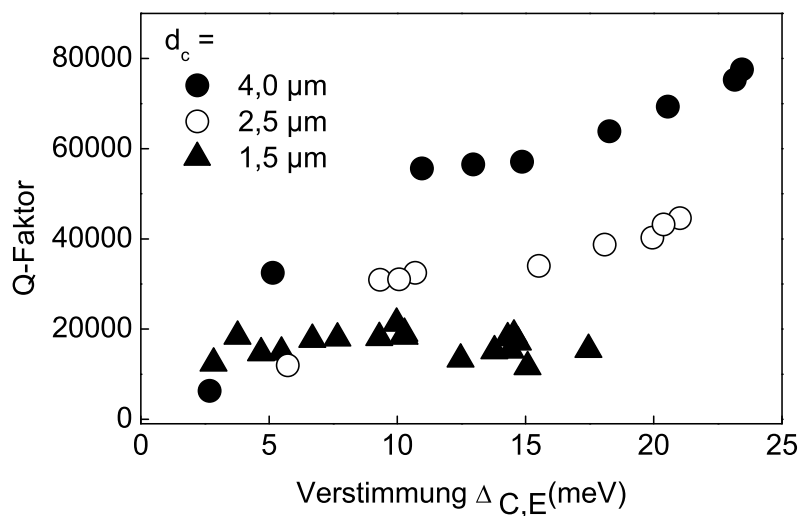


Abbildung 5.6: Q-Faktor für Mikroresonatoren mit unterschiedlichen Durchmessern  $d_C=4 \mu\text{m}$ ,  $2,5 \mu\text{m}$  und  $1,5 \mu\text{m}$  als Funktion der Verstimmung von Resonatormode und dem Maximum des QP-Ensembles. Die Mikroresonatoren zeigen ein ähnliches Verhalten: Vergrößert sich der energetische Abstand zwischen Kavitätsmode und dem Maximum der Quantenpunkt-Verteilung, so wird der gemessene Q-Faktor deutlich größer. Die spektrale Abstand zwischen Resonatormode und QP-Ensemble nimmt somit Einfluss auf die Absorption und somit auf die Güte-Faktoren der Resonatoren.

den Durchmessern  $d_C=4 \mu\text{m}$  ( $\bullet$ ),  $2,5 \mu\text{m}$  ( $\circ$ ) und  $1,5 \mu\text{m}$  ( $\blacktriangle$ ) als Funktion der Verstimmung  $\Delta_{C,E}$ . Ein Mikroresonator mit einem Durchmesser von  $4 \mu\text{m}$  zeigt bei einer Verstimmung von  $12$  meV einen Q-Faktor von etwa  $60\,000$ . Nimmt jedoch der energetische Abstand zwischen Grundmode und dem Maximum der Quantenpunkt-Verteilung auf etwa  $24$  meV zu, so erhöht sich der gemessene Q-Faktor auf fast  $80\,000$ . Ein ähnliches Verhalten ist auch für Mikroresonatoren mit  $2,5 \mu\text{m}$  zu erkennen. Bei kleineren Resonatoren ist dieser Effekt nicht mehr so deutlich ausgeprägt, da die seitlichen Verluste der Resonatoren dominieren.

Zusammenfassend kann man sagen, dass der Q-Faktor erheblich durch die spektrale Lage der Quantenpunkte beeinflusst wird. Je kleiner die Verstimmung  $\Delta_{C,E}$  ist, desto höher sind erwartungsgemäß die Absorptionsverluste durch die Quantenpunkte. Die Güte und somit der Q-Faktor der einzelnen Mikroresonatoren wird gemäß Gleichung 5.2 deutlich reduziert. Jedoch kann man den energetischen Abstand nicht beliebig groß wählen, da die PL-Intensität der Mikroresonatoren mit steigender Verstimmung deutlich abnimmt. Bei einer Verstimmung von mehr als 25 meV konnten trotz langer Integrationszeit keine Resonatormoden detektiert werden, d.h. ist der energetische Abstand zu groß, so ist es nicht mehr möglich QP-Exzitonen anzuregen, die in die Resonatormode einkoppeln [47, 39].

Zur quantitativen Analyse der  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -Quantenpunkt-Absorption  $\alpha_{QP}$  werden zunächst die verschiedenen Verlustkanäle  $\frac{1}{Q}$  betrachtet. In einfacher Näherung können die Verluste in Quantenpunkt-Absorptionsverluste sowie allgemeine Verluste separiert werden. Zu letzteren zählen die intrinsischen Verluste, die Verluste durch Streuung in lateraler Richtung an der Grenzfläche vom Halbleiter zum Vakuum im Kryostaten sowie die Verluste durch die Absorption in den Spiegelschichten und der Kavität. Diese werden in der folgenden Betrachtung als "allgemeine Verluste" zusammengefasst. Der Verluste setzen sich additiv zusammen aus [38]:

$$\frac{1}{Q} = \frac{1}{Q_{allg.Verluste}} + \frac{1}{Q_{Absorption,QP}} \quad (5.2)$$

Graph 5.6 zeigt die gemessenen Q-Faktoren für Mikroresonatoren mit den Durchmessern  $4\ \mu\text{m}$ ,  $2,5\ \mu\text{m}$  und  $1,5\ \mu\text{m}$  in Abhängigkeit der Verstimmung  $\Delta_{C,E}$ , also dem energetischen Abstand zwischen der Grundmode und dem Maximum des Quantenpunkt-Ensembles. Für eine große Verstimmung  $\Delta_{C,E}$ , d. h. wenn die allgemeinen Verluste überwiegen, können die maximalen Q-Faktoren von 80 000, 45 000 und 21 000 für die Resonatordurchmesser von  $d_C=4\ \mu\text{m}$ ,  $2,5\ \mu\text{m}$  und  $1,5\ \mu\text{m}$  erzielt werden. Der Absorptionskoeffizient der Quantenpunkte  $\alpha_{QP}$  kann für den Graphen 5.6 in Abhängigkeit der Verstimmung  $\Delta_{C,E}$  bestimmt werden, er ist in Abbildung 5.7 dargestellt. Der Verlauf der Kurve zeigt für alle drei Mikroresonatordurchmesser einen Anstieg des Absorptionskoeffizienten für kleiner werdende Verstimmung. Je geringer der spektrale Abstand zwischen der Resonatormode und dem Quantenpunktensemble ist, desto größer sind auch die Absorptionsverluste. Der Absorptionskoeffizient für die  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -QP variiert in Abhängigkeit der Verstimmung  $\Delta_{C,E}$  im Bereich zwischen  $0,1$  und  $8\ \text{cm}^{-1}$ .

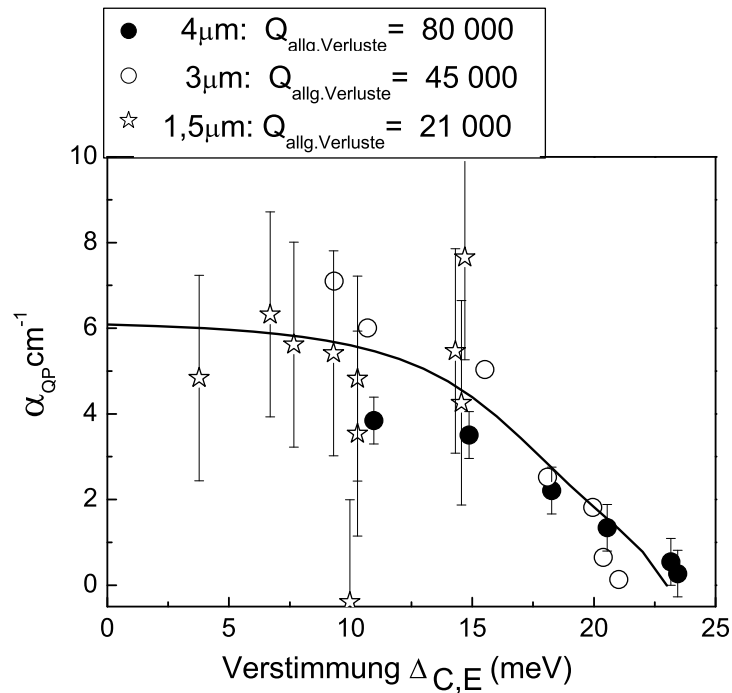


Abbildung 5.7: Absorptionskoeffizient der Quantenpunkte  $\alpha_{QP}$  in Abhängigkeit der Verstimmung  $\Delta_{C,E}$ , berechnet für die 5.6 gezeigten Daten. Für alle Mikroresonatoren, unabhängig vom Durchmesser des Resonators, ist ein Anstieg des Absorptionskoeffizienten mit geringer werdender Verstimmung zwischen Quantenpunkt-Ensemble und Kavitätsmode zu erkennen. Eine große Verstimmung hingegen beeinflusst den Absorptionskoeffizienten und somit den Q-Faktor nur geringfügig.

## 5.4 Experimentelle Messungen an Mikroresonatoren höchster Güte

Das grundlegende Ziel dieser Arbeit ist es, die starke Kopplung in III-V Fabry-Pérot Mikroresonatoren nachzuweisen. Hierfür werden Mikroresonatoren hoher Güte benötigt. 2004 zeigten Veröffentlichungen maximal gemessene Q-Faktoren von bis zu 8 000 für III-V Mikroresonatoren [112, 31, 18]. Ein Teilziel ist es daher den Q-Faktor für die vorgestellten Resonatoren zu maximieren. Im Rahmen dieser Arbeit konnten zum ersten mal Q-Faktoren für die vorgestellten Mikroresonatoren von über 100 000 nachgewiesen werden.

Wie aus den vorangegangenen Kapiteln ersichtlich, kann der Wert des Q-Faktors beeinflusst werden durch die Anzahl der Spiegelpaare in den DBRs, durch den Durchmesser des Mikroresonators und durch die Absorption der Resonatorstruktur sowie der Quantenpunkte. Neben diesen Kriterien spielt jedoch auch immer die Ätzqualität wie z. B. die

Flankensteilheit und Oberflächenrauigkeit für den Q-Faktor eine entscheidende Rolle. Um Rekordwerte in den Q-Faktoren zu erzielen, wurden daher spezielle Mikroresonatoren ausgesucht, die auf höchste Güten abzielen. Für die vorliegende Arbeit wurden als höchste Spiegelanzahl in den DBR 32 obere und 36 untere Spiegelpaare für Mikroresonatoren realisiert, die für die folgenden Messung verwendet wurden. Mikroresonatoren mit großem Durchmesser erzielen die besten Q-Faktoren, deswegen wurden Mikroresonatoren mit einem Durchmesser von  $4\ \mu\text{m}$  ausgesucht. Die spektrale Lage des Emissionsmaximums der Quantenpunkte zur Resonatormode beeinflusst in starker Weise den Q-Faktor, daher wurden Mikroresonatoren mit maximaler Verstimmung  $\Delta_{C,E}$  ausgewählt. Die Abbildung 5.8

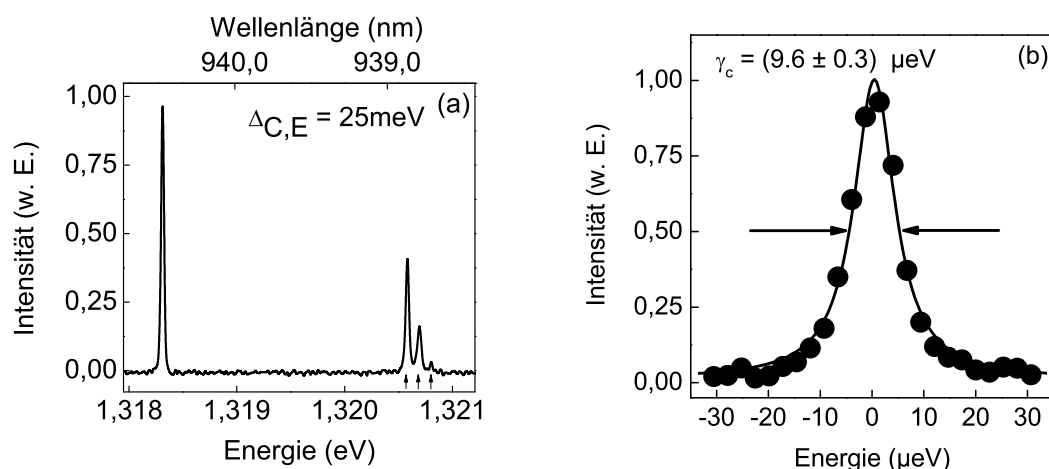


Abbildung 5.8: (a): Photolumineszenz-Spektrum eines Mikroresonators mit einem Durchmesser von  $4\ \mu\text{m}$ . Die Anzahl der DBRs liegt bei 32 oberhalb und 36 unterhalb des Resonators. Die gemessene Linienbreite der Resonatormode ist auflösungsbegrenzt. (b): Photolumineszenz-Spektrum aufgenommen am gleichen Mikroresonator jedoch mit der erweiterten Messapparatur (siehe Abschnitt 4.3.1). Die gemessene Linienbreite des Resonators beträgt  $9,6\ \mu\text{eV}$ , was unter Berücksichtigung der Auflösung der Messapparatur einem Q-Faktor von  $165\,000 \pm 8\,000$  entspricht.

(a) zeigt das Photolumineszenz-Spektrum eines Mikroresonators, der die genannten Kriterien erfüllt [97]. Auf der Hochenergieseite der Grundmode sind die höheren Moden des Mikroresonators zu erkennen. Die Verstimmung  $\Delta_{C,E}$  zwischen der Resonatormode und dem Quantenpunktensemble beträgt hier  $25\ \text{meV}$ . Der Graph (b) zeigt die Messung am gleichen Mikroresonator, jedoch mit einer höheren Auflösung gemessen. Das aufgezeichnete Spektrum hat hier eine gemessene Linienbreite von  $9,6\ \mu\text{eV}$ . Unter Berücksichtigung der Auflösung des Messaufbaus ( $4\ \mu\text{eV}$ ) entspricht dies einer Halbwertsbreite von etwa  $8\ \mu\text{eV}$ , was zu einem Q-Faktor von  $165\,000 \pm 8\,000$  korrespondiert. Für III-V-Fabry-Pérot Mikroresonatoren entspricht dieser Q-Faktor dem höchsten bisher veröffentlichten Wert und stellt somit einen Rekordwert dar.



# Kapitel 6

## Die schwache Kopplung

Die schwache Photon-Exziton Kopplung äußert sich in einer Modifikation der spontanen Emissionsrate aufgrund des diskreten Modenspektrums eines Resonators. Befindet sich ein QP-Exziton in Resonanz mit der Resonatormode, so kommt es aufgrund der erhöhten Dichte optischer Moden im Vergleich zum dreidimensionalen Volumenmaterial zu einem Anstieg seiner spontanen Emissionsrate. Umgekehrt, wenn das QP-Exziton nicht in Resonanz mit einer Mode des Resonators ist, kommt es zu einer Unterdrückung der spontanen Emissionsrate. Dieser Prozess wird häufig nach seinem Entdecker E. M. Purcell als Purcell-Effekt bezeichnet. Ein Maß für diesen Effekt ist der Purcell-Faktor, der in diesem Kapitel beschrieben wird. Im Anschluß daran werden die Resultate experimenteller Untersuchungen zur schwachen Photon-Exziton Kopplung aufgezeigt. Insbesondere werden hier nicht resonante und resonante Anregungsarten diskutiert.

### 6.1 Der Purcell-Effekt

Der folgende Abschnitt befasst sich mit der schwachen Kopplung [30]. Für die Herleitung des damit verbundenen Purcell-Faktors wird zunächst die spontane Emission im dreidimensionalen Medium diskutiert und darauf folgend die Änderung der spontanen Emissionsrate in Wechselwirkung mit einem Resonator.

#### 6.1.1 Die spontane Emission im dreidimensionalen Medium

Die Übergangsrate der spontanen Emission  $W_{3D}$  in einem Zwei-Niveau Systems ist gegeben durch Fermis Goldene Regel [122]:

$$W_{3D} = \frac{2\pi}{\hbar^2} |M_{12}|^2 g_m(\omega) \quad (6.1)$$

$M_{12}$  ist das Dipolübergangsmatrixelement.  $g_m(\omega)$  steht für die Dichte der optischen Moden bei der Übergangsfrequenz  $\omega$ .

Das Übergangsdipolelement  $M_{12}$  beschreibt im Falle eines Quantenpunkts die Wechselwirkung des elektrischen Dipols des Elektron-Loch Paares mit dem Vakuumfeld des umgebenden Mediums  $\mathcal{E}_{vac}$ :

$$M_{12} = \langle p \cdot \mathcal{E}_{vac} \rangle. \quad (6.2)$$

Das Dipolmoment  $p$  hängt von dem Dipolmatrixelement  $\mu_{12}$  und der Orientierung des Dipols bezüglich der Richtung des Feldes ab.  $\xi$  steht für die normierte Orientierung der Dipole im Feld und beträgt  $\xi = \frac{|p \cdot \mathcal{E}|}{|p||\mathcal{E}|}$ . Die Energie des Vakuumfeldes beträgt  $\mathcal{E}_{vac} = \left( \frac{\hbar\omega}{2\varepsilon_0\varepsilon_r V_m} \right)^{1/2}$  (siehe Anhang B). Damit erhält man für das Betragsquadrat des Übergangsdipolmoments:

$$M_{12}^2 = \xi^2 \mu_{12}^2 \mathcal{E}_{vac}^2 = \frac{\mu_{12}^2 \hbar\omega}{6\varepsilon_0\varepsilon_r V_m} \quad (6.3)$$

Im Fall zufällig im Raum orientierter Dipole erhält man im Mittel  $\xi^2=1/3$ .

Die Modendichte  $g_m(\omega)$  hängt von der Dimensionalität des optischen Mediums ab. Die Anzahl  $N$  der Moden im dreidimensionalen Medium kann wie folgt berechnet werden:

$$N = 2 \frac{\frac{4}{3} \left( \frac{\omega^3}{c^3} \right) \pi}{(2\pi)^3}. \quad (6.4)$$

Der Faktor 2 kommt aufgrund der TE- und TM-Polarisation der Mode zustande. Es folgt für die Modendichte  $g_m(\omega)$ , welche die Anzahl der Moden pro Frequenz im Volumen angibt:

$$g_m(\omega) = \frac{dN}{d\omega} V_m = \frac{\omega^2 V_m}{\pi^2 c^3}. \quad (6.5)$$

Daher ergibt sich aus Gleichung 6.1 für die Übergangsrate der spontanen Emission in einem Zwei-Niveau-System

$$W_{3D} = \frac{\mu_{12}^2 \omega^3}{3\pi\varepsilon_0\varepsilon_r \hbar c^3} \equiv \frac{1}{\tau_R^{3D}}, \quad (6.6)$$

wobei  $\tau_R^{3D}$  die strahlende Lebensdauer des Exzitons bezeichnet.

### 6.1.2 Die spontane Emission im Resonator

In einem Resonator bildet sich aufgrund der dreidimensionalen räumlichen Lokalisierung des Lichtfeldes ein diskretes Modenspektrum aus. Zur Bestimmung der Übergangsrate  $W_{cav}$  in der Kavität muss zunächst die Modendichte  $g_m$  im Resonator berechnet werden. In Abschnitt 6.1.1 wurde die Modendichte  $g_m(\Delta)$  im Resonator bereits erläutert. Für  $\omega=\omega_c$  erhält man durch Erweiterung von Gleichung (A.7), wobei  $\gamma_C$  die Linienbreite der Kavitätsmode ist:

$$g_m(\Delta) = \frac{2}{\pi\gamma_C} \frac{\gamma_C^2}{4\Delta^2 + \gamma_C^2} \quad (6.7)$$

$\Delta$  entspricht hierbei der spektralen Verstimmung zwischen Emitter und Resonator. In Resonanz ( $\Delta=0$ ) reduziert sich der Ausdruck zu,

$$g_m(\Delta) = \frac{2}{\pi\gamma_C} = \frac{2Q}{\pi E_C} \quad (6.8)$$

wobei  $Q$  dem Q-Faktor der Kavitätsmode entspricht.

Für den Fall, dass das Dipolmoment des Emitters und das Vakuumfeld im Resonator parallel ausgerichtet sind, nimmt der Normierungsfaktor  $\xi$  seinen Maximalwert von eins an. Eingesetzt in Gleichung 6.1, ergibt sich für die Übergangsrate der spontanen Emission im Resonator:

$$W_{cav} = \frac{2Q\mu_{12}^2}{\hbar\varepsilon_0\varepsilon_r V_m} \frac{\gamma_C^2}{4\Delta^2 + \gamma_C^2} \quad (6.9)$$

### 6.1.3 Der Purcell-Faktor

Der Purcell-Faktor ist definiert als der Quotient zwischen den Übergangsraten in der Kavität und im dreidimensionalen Medium.

$$F_P = \frac{W_{cav}}{W_{3D}} \equiv \frac{\tau_R^{3D}}{\tau_R^{cav}} \quad (6.10)$$

Durch Einsetzen der Gleichungen 6.1 und 6.9 ergibt sich:

$$F_P = \frac{3}{4\pi^2} \frac{Q}{V_m} \left(\frac{\lambda}{n}\right)^3 \frac{\gamma_C^2}{4\Delta^2 + \gamma_C^2} \quad (6.11)$$

Mit  $c/\omega = (\lambda/n)/2\pi$ , wobei  $\lambda$  die Resonanzwellenlänge des Resonators und  $n$  der Brechungsindex im Medium ist, erhält man in Resonanz ( $\Delta=0$ ) für den Purcell-Faktor [20, 124]:

$$F_P = \frac{3}{4\pi^2} \frac{Q}{V_m} \left(\frac{\lambda}{n}\right)^3 \quad (6.12)$$

Der Purcell-Faktor ist der Parameter, der die Modifikation der spontanen Emission der QP-Exzitonen durch den Mikroresonator beschreibt. Ist der Purcell-Faktor größer als eins, so kommt es zu einer Erhöhung der Rate der spontanen Emission, während  $F_P < 1$  mit einer Unterdrückung der spontanen Emission einhergeht [6, 26].

Wie aus Kapitel 2.5 hervorgeht, liegt das Feldmaximum in der Mitte des Resonators. Dies bedeutet, dass der maximale Purcell-Faktor nur erreicht werden kann, wenn das QP-Exziton nicht nur spektral resonant ist, sondern auch räumlich zentral im Mikroresonator liegt.

In der Regel wird der Purcell-Faktor durch das Verhältnis der Lebensdauer ( $\tau_R^{3D}/\tau_R^{cav}$ , siehe Gleichung 6.10) experimentell bestimmt [32]. Es besteht aber auch die Möglichkeit den Purcell-Faktor mittels des Verhältnisses der Intensitäten des QP-Exzitons in und außerhalb der Resonanz mit der Resonatormode zu ermitteln. Der Vorteil hierbei ist, dass die  $\mu$ PL-Spektroskopie zur Messung verwendet und auf zeitintegrierte Messungen verzichtet werden kann. Im Folgenden wird das zugrunde liegende Messprinzip kurz erläutert.

Zur Bestimmung des Purcell-Faktors wird ausgenutzt, dass die spontane Emissionsrate des QP-Exzitons von der Verstimmung  $\Delta$  zwischen Kavität und Exziton abhängig ist. Die QP-Exziton-Linie erreicht ihre maximale Intensität bei einem bestimmten Pumpniveau aufgrund der endlichen Lebensdauer des Exzitons  $\tau_X$  und des Biexzitons<sup>1</sup>  $\tau_{XX}$  in der Kavität. In Sättigung ist die Gesamtintensität  $I_X$  proportional zu  $p_X^{sat} F_{P,\Delta}/\tau_X$ ; sowohl  $F_{P,\Delta} = F_P / \left(1 + \frac{4\Delta^2}{\gamma_C^2}\right)$  als auch die Besetzungswahrscheinlichkeit  $p_X^{sat}$  hängen von der Verstimmung  $\Delta$  ab [79]. Aus den Ratengleichungen für die Übergänge von Exziton und Biexziton kann die Gesamtintensität  $I_X$  des QP-Exzitons in Abhängigkeit der Verstimmung  $\Delta$  bestimmt werden [28]:

---

<sup>1</sup>Biexziton: gebundener Zustand aus zwei Exzitonen

$$\frac{dp_G}{dt} = -\tilde{p}p_G + p_X \frac{\gamma + F_{P,\Delta}}{\tau_X} \quad (6.13)$$

$$\frac{dp_X}{dt} = -p_X \frac{\gamma + F_{P,\Delta}}{\tau_X} + \tilde{p}(p_G - p_X) + \gamma \frac{p_{XX}}{\tau_{XX}} \quad (6.14)$$

$$\frac{dp_{XX}}{dt} = \tilde{p}p_X - \gamma \frac{p_{XX}}{\tau_{XX}}, \quad (6.15)$$

Hierbei sind  $p_G$ ,  $p_X$  und  $p_{XX}$  die Besetzungswahrscheinlichkeiten eines Quantenpunktes mit null (Grundzustand), einem oder zwei Exzitonen.  $\tilde{p}$  steht für die Pumprate und  $\gamma/\tau_{X,XX}$  für die spontane Emissionsrate in nicht-resonante Moden.

Für den stationären Fall  $\frac{dp_G}{dt} = \frac{dp_{XX}}{dt} \stackrel{!}{=} 0$  erhält man:

$$p_{XX} = \tilde{p}p_X \frac{\tau_{XX}}{\gamma} \quad (6.16)$$

und

$$p_G = \frac{p_X}{\tilde{p}} \frac{\gamma + F_{P,\Delta}}{\tau_X} \quad (6.17)$$

Die Summe aller Wahrscheinlichkeiten muss eins sein, also  $p_G + p_X + p_{XX} \stackrel{!}{=} 1$ . Daher ergibt sich:

$$p_X \left( \frac{1}{\tilde{p}} \frac{\gamma + F_{P,\Delta}}{\tau_X} \right) + p_X + p_X \tilde{p} \frac{\tau_{XX}}{\gamma} \stackrel{!}{=} 1 \quad (6.18)$$

Nach  $p_X$  aufgelöst und dem Maximalwert von eins gleichgesetzt, ergibt sich für  $p_X^{sat} = \sqrt{\frac{\gamma(\gamma + F_{P,\Delta})}{\tau_X \tau_{XX}}}$ . Somit ist die Gesamtintensität  $I_X$ :

$$I_X \propto \frac{1}{1 + 2\sqrt{\frac{\gamma + F_{P,\Delta}}{\gamma} \frac{\tau_{XX}}{\tau_X}}} \cdot \frac{F_{P,\Delta}}{\tau_X}, \quad (6.19)$$

wobei  $F_{P,\Delta} = F_P / \left(1 + \frac{4\Delta^2}{\gamma_C^2}\right)$  ist.

Im Experiment kann durch Anpassen der gemessenen Spektren mit zwei Lorentzkurven die integrierte Intensität von Resonatormode und QP-Exziton bestimmt werden. Damit ergibt sich die Überhöhung der integrierten Intensität des QP-Exzitons als Funktion der Verstimmung. Mit der aus dem Experiment gewonnen Linienbreite der Kavität  $\gamma_C$ , kann somit der Purcell-Faktor ermittelt werden, wenn sich das QP-Exziton in Sättigung befindet.

## 6.2 Experimentelle Untersuchungen zur schwachen Kopplung

Im folgenden Abschnitt werden die experimentellen Untersuchungen zur schwachen Wechselwirkung an Mikroresonatoren diskutiert.

### 6.2.1 Nicht resonante Anregung

Aus der Theorie ist bekannt, dass für den Nachweis der starken sowie der schwachen Kopplung das QP-Exziton in Resonanz mit der Resonatormode gebracht werden muss. Dies kann durch die Temperaturabhängigkeit der Bandlücke erreicht werden [64]. Durch ein schrittweises Erhöhen der Temperatur ändert sich durch die Rotverschiebung der Bandlücke auch die energetische Lage der einzelnen Exziton-Emissionslinien. Da auch der Brechungsindex der Temperaturabhängigkeit unterliegt, verschiebt sich auch die energetische Lage der Resonatormode. Dieser Effekt ist jedoch wesentlich schwächer ausgeprägt, so dass bei einer bestimmten Temperatur das QP-Exziton in Resonanz mit der Resonatormode gebracht werden kann [4]. Bei 25 K beträgt die energetische Verschiebung der Emissionslinie eines QP-Exzitons etwa  $-40 \mu\text{eV}/\text{K}$ , während die Resonatormode etwa um  $-5 \mu\text{eV}/\text{K}$  schiebt.

Abbildung 6.1 zeigt die Photolumineszenz-Spektren eines Mikroresonators mit einem Durchmesser von  $1,5 \mu\text{m}$  und einem Q-Faktor von 6 600 [92, 93] gemessen bei Temperaturen von 25 K bis 40 K. Die optische Anregung der Quantenpunkte des Resonators erfolgt

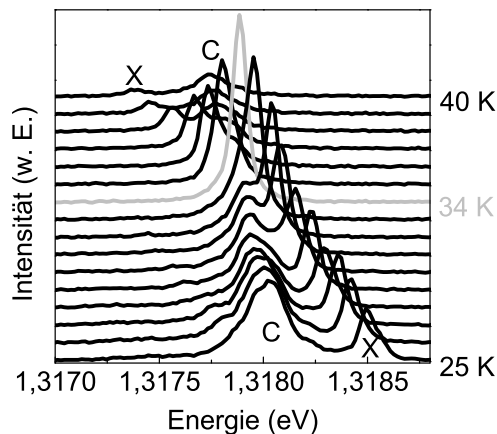


Abbildung 6.1: PL-Spektren eines Mikroresonators mit einem Durchmesser von  $1,5 \mu\text{m}$  bei einer Temperaturänderung von 25 K auf 40 K. Bei der Resonanztemperatur von 34 K (graue Linie) ist als Indiz der schwachen Kopplung des Systems eine deutliche Erhöhung der Emissionsintensität des QP-Exzitons zu erkennen.

weit oberhalb der GaAs Bandkante durch einen frequenzverdoppelten Nd:YAG-Laser bei 532 nm mit einer Anregungsleistung im Bereich von wenigen  $\mu\text{W}$ . Die Emissionslinie bei einer Temperatur von 25 K und einer Energie von 1,3185 eV kann der strahlenden Rekombination eines QP-Exzitons zugeordnet werden und ist mit  $X$  gekennzeichnet. Die Fundamentalmode des Mikroresonators liegt energetisch tiefer bei 1,3180 eV und ist mit  $C$  beschriftet. Bei einer Temperatur von 34 K ist der Resonanzfall der beiden Emissionslinien zu erkennen. Aufgrund der Wechselwirkung zwischen Photon und Exziton kommt es zu einer Erhöhung der Rate der spontanen Emission [36]. In Resonanz erreicht die Intensität ihren maximalen Wert. Bei weiterer Temperatursteigerung verlässt das QP-Exziton die Resonanz.

Zur näheren Untersuchung des Wechselwirkungsverhaltens, wurden die Spektren jeweils mit Lorentzkurven (siehe Anhang A) angepasst und dabei die charakteristischen Größen wie Emissionsenergie, Linienbreite und integrierte Intensität der wechselwirkenden Linien entnommen und dann in Abhängigkeit der Energieverstimmung in Abbildung 6.2 aufgetragen. Das Teilbild (a) zeigt die Energiepositionen der Resonatormode, mit  $C$  ge-

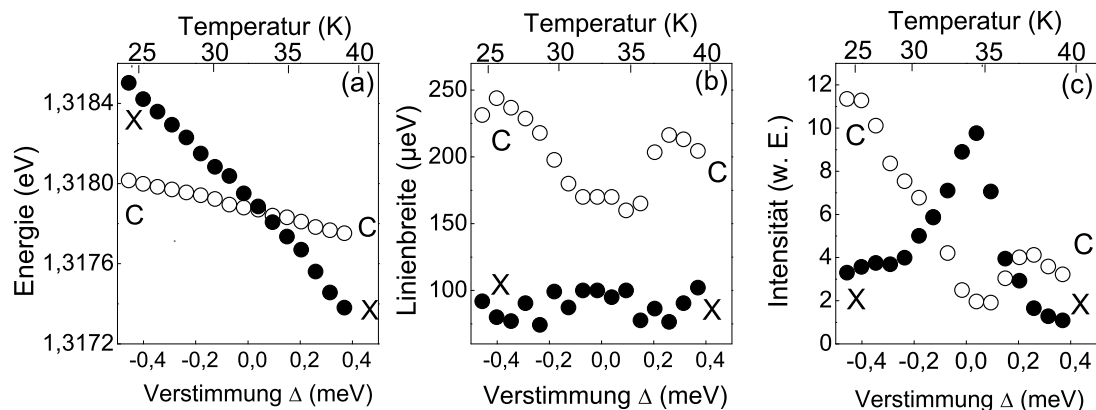


Abbildung 6.2: Energiepositionen (a), Linienbreiten (b) und integrierten Intensitäten (c) der Resonatormode (C) und des Quantenpunkt-Exzitons (X) als Funktion der Energieverstimmung. Ein Kreuzen der beiden Linien ist zu erkennen, was für die schwache Kopplung charakteristisch ist. In Resonanz erreicht die integrierte Intensität des Quantenpunkts aufgrund der erhöhten spontanen Emission ihr Maximum. Die Linienbreite hingegen nimmt in Resonanz leicht ab.

kennzeichnet ( $\circ$ ) und des Quantenpunkt-Exzitons, mit  $X$  markiert ( $\bullet$ ). Die obere Achse zeigt jeweils die Temperaturen, bei denen die Spektren aufgenommen wurden. Bei einer Temperatur von 25 K liegt das Exziton etwa 0,5 meV energetisch höher als die Resonatormode. In Resonanz ist ein Kreuzen der beiden Linien zu erkennen. Die Linienbreite der

Resonatormode reduziert sich aufgrund der erhöhten Aufenthaltsdauer der Photonen in der Kavität leicht (siehe Abschnitt 3.4, Bild 3.6 (b)). Die spektrale Breite der Exzitonlinie spiegelt nicht die homogene Linienbreite des QP-Exzitons wider. Vielmehr kommt es zu einer Verbreiterung in Folge spektraler Diffusion, wodurch eine Änderung der Linienbreite gemäß Gleichung 3.17 (Simulation 3.6) maskiert wird. Durch die Erhöhung der Rekombinationswahrscheinlichkeit und der spontanen Emissionsrate des QP-Exzitons registriert man bei einer Verstimmung von 0 meV eine Zunahme für die integrierte Intensität (c). Bei weiterer Temperaturerhöhung wandert das Quantenpunkt-Exziton aus der Resonanz mit der Resonatormode  $C$  und es sind wieder zwei einzelne Linien sichtbar. Bei einer Temperatur von 40 K liegt die Resonatormode energetisch etwa 0,4 meV über dem QP-Exziton.

Abbildung 6.3 zeigt noch einmal die Intensitätsverteilung des QP-Exzitons als Funktion der Verstimmung  $\Delta$  aus Abbildung 6.1. Der theoretisch maximal erreichbare Purcell-

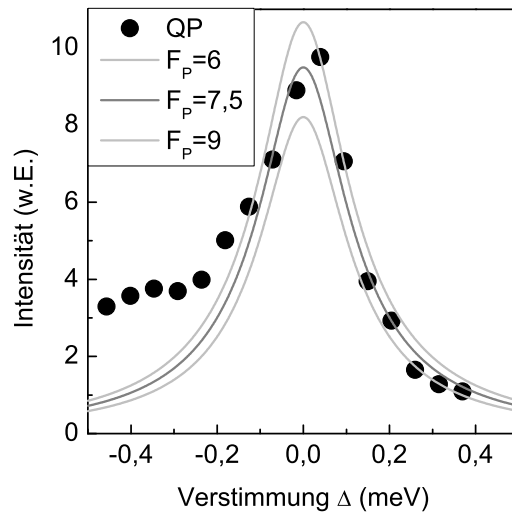


Abbildung 6.3: Aufgetragen ist hier die integrierte Intensität des QP-Exzitons  $X$  über der Verstimmung  $\Delta$  in meV. Durch Anpassen der experimentellen Daten kann ein Purcell-Faktor von ca. 7,5 ermittelt werden.

Faktor für die gegebenen Resonatorparameter  $Q$ ,  $V_m$  und  $\frac{\lambda}{n}$  kann mittels Gleichung 6.12 ermittelt werden. Für den hier vorliegenden Mikroresonator mit einem Durchmesser von  $1,5 \mu\text{m}$  und einem Q-Faktor von etwa 5 500 kann ein Purcell-Faktor  $F_P \approx 25$  berechnet werden, wenn das QP-Exziton sowohl spektral in Resonanz mit der Resonatormode ist, als auch der Quantenpunkt räumlich zentral im Mikroresonator liegt. Mit Hilfe von Gleichung 6.19 kann der Purcell-Faktor aus der integrierten Intensität des QP-Exzitons ermittelt werden. Unter den beiden Annahmen von  $\gamma=1$  und  $\tau_{xx}/\tau_x=1/2$  [119, 80], kann mit



der aus dem Experiment gewonnen Linienbreite von  $\gamma_C = 220 \mu\text{eV}$  ein Purcell-Faktor von  $7,5 \pm 1,5$  abgeschätzt werden. Im Bereich von  $-0,45 \text{ meV}$  bis  $-0,2 \text{ meV}$  weichen die Messwerte, die aus dem Experiment gewonnen wurden, von den Daten der theoretischen Anpassung ab. Ein möglicher Grund hierfür könnten thermische Effekte sein, da mit steigender Proben temperatur die Intensitäten der QP-Exziton-Linien zurückgehen. Der gemessene Purcell-Faktor von 7,5 weicht vom theoretisch ermittelten Wert für den maximalen Purcell-Faktor ab, da der entsprechende QP nicht notwendigerweise im Maximum des elektromagnetischen Feldes, also nicht räumlich zentral im Resonator lokalisiert sein muss. Ein Vergleich des gemessenen Purcell-Faktors mit dem theoretisch, maximal zu erreichenden Purcell-Faktor lässt vermuten, dass der Quantenpunkt etwa  $0,45 \mu\text{m}$  von der Resonatormitte entfernt liegt. Andere Forschungsgruppen erzielen mit InAs-Quantenpunkte mittels Mikrophotolumineszenz-Spektroskopie Purcell-Faktoren  $F_P$  zwischen 3 und 9 [19, 79], während in zeitaufgelösten Messungen Purcell-Faktoren um 4 berichtet wurden [7].

Die Anregung der QP-Exzitonen erfolgt hierbei mit einer Energie, die oberhalb der GaAs Bandkante liegt ( $\sim 2,33 \text{ eV}$ ). Dies bedeutet, dass neben dem anvisierten resonanten QP auch eine große Anzahl von nicht resonanten Quantenpunkte in der aktiven Schicht des Resonators angeregt werden, was insbesondere für Messungen zur Photonostatistik von Nachteil sein kann. Im Folgenden wird daher die p-resonante Anregung von QP-Exzitonen vorgestellt, die als Vorarbeit zu Korrelationsmessungen im Regime der starken Kopplung dienen [89].

### 6.2.2 Resonante Anregung in die p-Schale

Die Exzitonen in der aktiven Schicht des Resonators werden in der Regel mittels eines Lasers angeregt, dessen Anregungsenergie (zum Beispiel: stärkste Laserlinie des Argon-Ionen Lasers emittiert bei  $514,5 \text{ nm}$  bzw.  $2,41 \text{ eV}$ ) weit über der benötigten Bandlückenenergie der InGaAs-QP liegt (etwa um  $1,3 \text{ eV}$ ). Diese Anregungsart, die im Folgenden als nicht resonante Anregung bezeichnet wird, bietet jedoch den Nachteil, dass alle Quantenpunkte in der aktiven Schicht angeregt werden können. Im Hinblick auf die experimentellen Untersuchungen, bei denen nur die Wechselwirkung zwischen dem Vakuumfeld des Photons und einem bestimmten QP-Exziton im Resonator betrachtet werden soll, ist diese Möglichkeit der Anregung nicht optimal.

Eine andere Möglichkeit, Exzitonen im Halbleiter anzuregen, ist die sogenannte resonante Anregung in die p-Schale. Abbildung 6.4 zeigt das Bandstrukturdiagramm für die beiden Anregungsarten. Hierbei wird ein durchstimmbarer Laser verwendet, der resonant in den angeregten Zustand (p-Schale) eines QP-Exzitons strahlt. Dadurch wird verhindert, dass nicht resonante QP-Exzitonen angeregt werden.

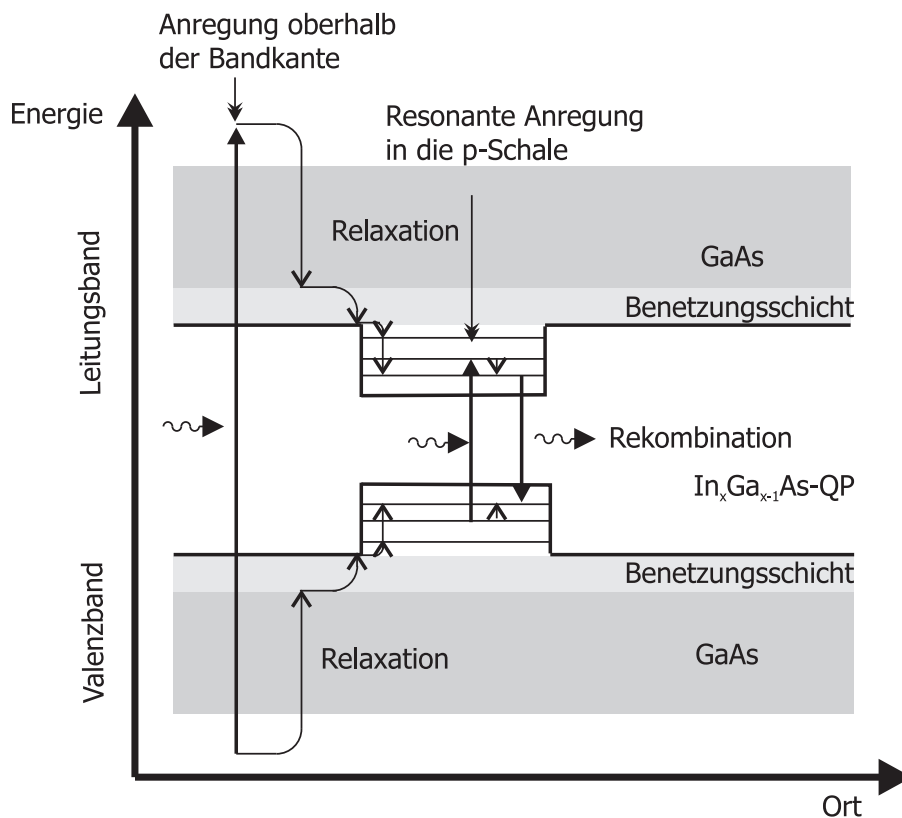


Abbildung 6.4: Bandstrukturdiagramm für die nicht resonante und die resonante Anregung in die p-Schale.

In der vorangegangenen Messung wurde optisch weit oberhalb der Bandkante angeregt, so dass eine relativ große Anzahl von QP-Exzitonen erzeugt wurden. Durch resonante Anregung in die p-Schale ist es jedoch möglich, nur ein bzw. wenige QP-Exzitonen und keine Hintergrund-Emitter anzuregen [89]. Die Resonatormode wird so nur von wenigen QP-Exzitonen gespeist und es befinden sich keine störende QP-Exziton-Linien in der spektralen Nähe der Grundmode. Die Emissionsenergie der einzelnen QP-Exzitonen hängt von der genauen Zusammensetzung und Größe der Quantenpunkte ab. Somit ist jedes QP-Exziton durch einen anderen Energiezustand charakterisiert. Um nun ein einzelnes QP-Exziton definiert anzuregen, wird eine Anregungswellenlänge des Lasers gewählt, die ein Exziton im ersten angeregten Zustand (p-Schale) erzeugt, welches auf einer Zeitskala von wenigen ps in die s-Schale relaxiert.

Für die folgenden experimentellen Untersuchungen wurde der durchstimmbare CW-Ti:Sa Laser benutzt. Graph 6.5 (a) zeigt die Spektren eines Mikroresonators mit einem Durchmesser von 1,6  $\mu\text{m}$  bei verschiedenen Anregungswellenlängen des Lasers (hier wurden aus Gründen der Übersichtlichkeit nur ein Teil der gemessenen Spektren dargestellt) und einer konstanten Temperatur von 12 K. Für eine übersichtliche Darstellung sind die Spektren in der Abbildung horizontal gegeneinander verschoben worden. Eine für das Experiment

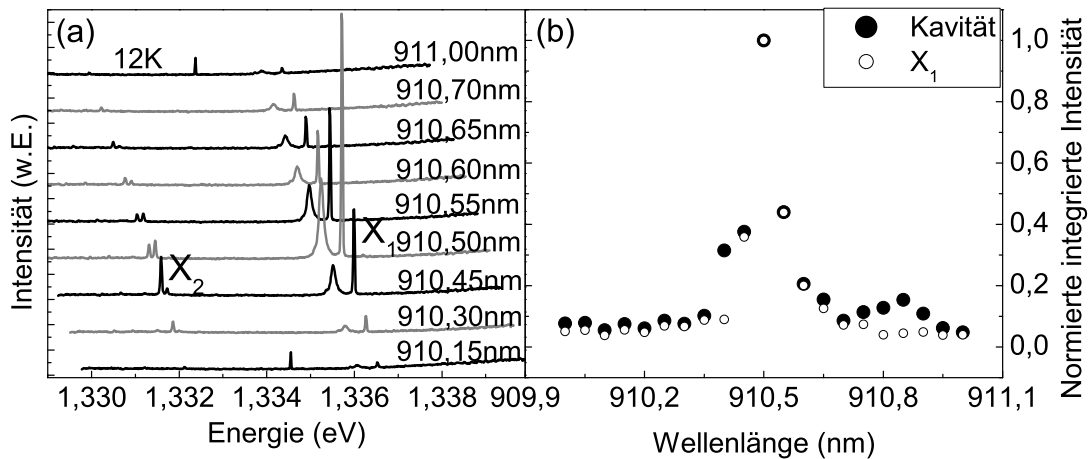


Abbildung 6.5: (a) Photolumineszenz-Spektren eines Mikroresonators mit einem Durchmesser von  $1,6 \mu\text{m}$  bei verschiedenen Anregungswellenlängen des Lasers und einer konstanten Temperatur von  $12 \text{ K}$ . Für eine übersichtliche Darstellung sind die Spektren in der Abbildung horizontal gegeneinander verschoben worden. Bei einer Wellenlänge von  $910,50 \text{ nm}$  wird  $p$ -resonant ein QP-Exziton angeregt, das energetisch etwas höher als die Kavitätsmode liegt. Es ist somit möglich, dieses QP-Exziton  $X_1$  durch Temperaturerhöhung in Resonanz mit der Resonatormode zu bringen. (b) Gezeigt ist die normierte integrierte Intensität der Kavitätsmode und des QP-Exzitons  $X_1$  als Funktion der Anregungswellenlänge des Lasers. Bei einer Anregungswellenlänge von  $910,50 \text{ nm}$  haben sowohl  $C$  als auch  $X_1$  ihr Maximum. Dies lässt darauf schliessen, dass das QP-Exziton  $X_1$ , wenn es  $p$ -resonant angeregt wird, erheblich zur Intensitätsverteilung der Kavitätsmode beiträgt.

zur Wechselwirkung sehr interessante QP-Exziton-Linie ist  $X_1$ , da sie sich energetisch knapp oberhalb der Resonatormode bei etwa  $1,3365 \text{ eV}$  befindet und somit in Resonanz mit der Resonatormode ( $1,3360 \text{ eV}$ ) gebracht werden kann; sie hat bei einer Anregungswellenlänge des Lasers von  $910,50 \text{ nm}$  ( $1,36171 \text{ eV}$ ) ihr Maximum. Die  $sp$ -Aufspaltung für das betrachtete QP-Exziton  $X_1$  beträgt demnach  $25 \text{ meV}$ . Dieser Wert ist charakteristisch für InGaAs Quantenpunkte [89]. Durch die  $sp$ -Aufspaltung kann die laterale Größe der Quantenpunkte abgeschätzt werden, hier liegt sie bei etwa  $20\text{-}30 \text{ nm}$  [23]. Bei weiterer Erhöhung der Anregungswellenlänge wird die Linie neben der Kavität wieder schwächer und es erscheinen andere QP-Exziton-Linien (zum Beispiel bei einer Anregungswellenlänge von  $910,45 \text{ nm}$  das QP-Exziton  $X_2$  bei einer Energie von  $1,3321 \text{ eV}$ ,  $sp$ -Aufspaltung  $30 \text{ meV}$ ). Zur Analyse der  $p$ -resonanten Anregung wurden die einzelnen Spektren mit Lorentzkurven angepasst. Graph 6.5 (b) zeigt die integrierte Intensität der Kavitätsmode  $C$  und der QP-Exziton-Linie  $X_1$  aufgetragen über der Anregungswellenlänge des Lasers. Die integrierten Intensitäten wurden hier jeweils auf ihr relatives Maximum normiert. Aus

dem Graphen ist deutlich ersichtlich, dass die beiden Kurven bei gleicher Anregungswellenlänge ihr Maximum haben, d. h. wenn das QP-Exziton  $X_1$  resonant in die p-Schale angeregt wird, so hat auch die Kavitätsmode  $C$  eine erhöhte Intensität. Dies lässt darauf schliessen, dass der Intensitätsverlauf der Kavitätsmode erheblich durch das spektral nahe liegende QP-Exziton  $X_1$  beeinflusst wird. Diese Kopplung kann durch Absorption bzw. Emission von akustischen Phononen erklärt werden [77, 22]. Bei genauerer Betrachtung der Auswertung 6.5 (b) ist zu erkennen, dass ein weiteres, relatives Maximum der Kavitätsmode  $C$  bei einer Anregungswellenlänge von 910,85 nm vorliegt. Bei genauer Betrachtung der Photolumineszenz-Spektren bei den Anregungswellenlängen von 910,6 nm und 911,0 nm ist ein weiteres QP-Exziton zu erkennen, aufgrund dessen der Anstieg der integrierten Intensität der Kavität erklärt werden kann.

Durch resonante Anregung in die p-Schale ist es möglich, speziell ein QP-Exziton spektral nahe der Kavitätsmode zu erzeugen und mittels Temperaturerhöhung den Resonanzfall zu erreichen [32]. Somit kann eine Reduktion der Hintergrundemission anderer QP-Exzitonen erreicht werden, was für Photon-Korrelationsmessungen sehr wichtig ist, da durch die Hintergrundemission vieler QP-Exzitonen die Messergebnisse verfälscht werden [89]. In Abbildung 6.6 (a) sind die Photolumineszenz-Spektren dieses Mikroresonators

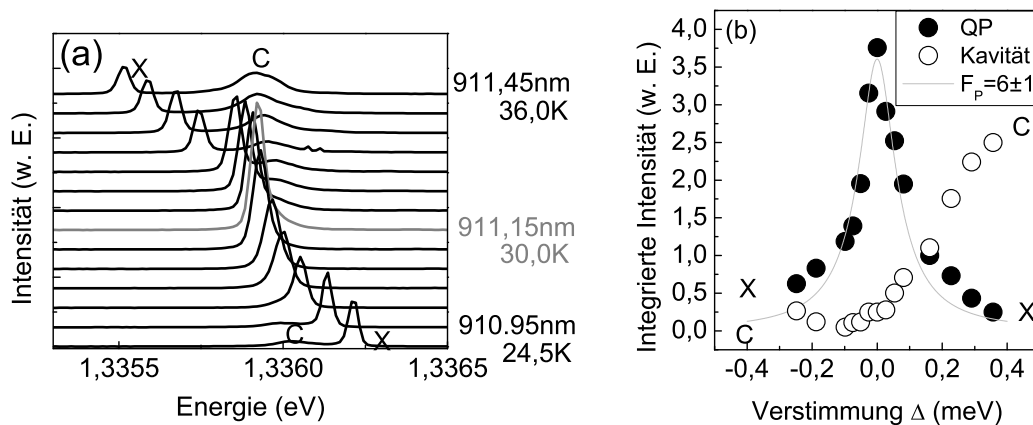


Abbildung 6.6: (a): Schwache Kopplung eines Mikroresonators mit einem Durchmesser von  $1,6 \mu\text{m}$ . Die Resonanz wird bei einer Temperatur von 30 K und einer Anregungswellenlänge des Lasers von 911,15 nm erreicht. Durch die Temperatursteigerung muss auch die Anregungswellenlänge angepasst werden. (b): Integrierte Intensität der QP-Exziton-Linie und der Resonatormode aufgetragen über der energetischen Verstimmung. In Resonanz kommt es zu einer Erhöhung der Intensität aufgrund des Purcell-Effekts. Oberhalb der Resonanz steigt die Intensität der Kavitätsmode weiter an. Dies lässt sich durch Anregung weiterer p-resonanter QP-Exzitonen erklären. Durch Anpassen der experimentellen Daten kann ein Purcell-Faktor von ca. 6 ermittelt werden.

bei verschiedenen Temperaturen und angepassten Anregungswellenlänge des Lasers von 910,95 nm bis 911,45 nm dargestellt. Aufgrund einer Temperaturveränderung schiebt die QP-Exziton-Linie rot, somit muss auch die Anregungswellenlängen des Lasers angepasst werden, um dieses QP-Exziton weiter p-resonant anregen zu können. Bei einer Temperatur von 24,5 K befindet sich die QP-Linie 0,2 meV oberhalb der Resonatormode. Diese ist im Vergleich zur QP-Exziton Linie schwach ausgeprägt, da sie im Wesentlichen nur von einem QP-Exziton gespeist wird. Die Wellenlänge des Lasers liegt hier bei 910,95 nm. Die Resonanz wird bei einer Temperatur von 30 K und einer Wellenlänge von 911,15 nm erreicht. Man erkennt deutlich die Erhöhung der spontanen Emission durch das Ansteigen der Intensität. Bei einer Temperatur von 36 K sind QP-Exziton-Linie und Resonatormode wieder als Einzellinien sichtbar.

Für die genauere Betrachtung wurden die Emissionslinien durch Lorentzkurven angepasst. Abbildung 6.6 (b) stellt die integrierte Intensität des QP-Exzitons ( $\bullet$ , mit  $X$  gekennzeichnet) und der Resonatormode ( $\circ$ , mit dem Buchstaben  $C$  versehen) aufgetragen über die Energieverstimmung dar. Bei einer Verstimmung von  $\Delta = -0,25$  meV ist deutlich zu erkennen, dass die integrierte Intensität der Kavitätsmode unter der der QP-Exziton-Linie liegt. Dies liegt daran, dass die Kavitätsmode nur von einem bzw. wenigen QP-Exzitonen gespeist wird. Als Vergleich hierzu kann Graph 6.2 (c) betrachtet werden. Hier liegt bei  $\Delta = -0,45$  meV die integrierte Intensität der Kavitätsmode deutlich höher als die des QP-Exzitons. Die Überhöhung der QP-Exziton-Intensität in Resonanz ist deutlich sichtbar. Bei einer Energieverstimmung von etwa 100  $\mu$ eV beginnt die Intensität der Resonatormode  $C$  anzusteigen. Dies lässt sich durch Anregung weiterer p-resonanter QP-Exzitonen erklären. Mit Hilfe von Gleichung 6.19 kann auch hier der Purcell-Faktor aus der integrierten Intensität des QP-Exzitons ermittelt werden. Unter den Annahmen von  $\gamma = 1$ ,  $\tau_{XX}/\tau_X = 1/2$  [80] und der gemessenen Linienbreite von  $\gamma_C = 110$   $\mu$ eV kann ein Purcell-Faktor von  $6 \pm 1$  aus dem Graphen 6.6 extrahiert werden. Mit dem hier gemessenen Q-Faktor von ca. 12 100 kann mit Gleichung 6.12 ein theoretisch maximal zu erwartender Purcell-Faktor von etwa 50 ermittelt werden. Da das betrachtete QP-Exziton sich meist nicht im Maximum des elektrischen Feldes im Resonator befindet, ist der real gemessene Purcell-Faktor in der Regel viel kleiner, als der theoretisch ermittelte Wert für den Purcell-Faktor. Der Purcell-Effekt kann also auch mit p-resonanter Anregung eines einzelnen QP-Exzitons nachgewiesen werden. Dies ist besonders interessant, weil somit auch Korrelationsmessungen an Mikroresonatoren im Regime der schwachen Kopplung unternommen werden können ohne zusätzliche Hintergrundemission und da dies zu einem besseren Signal-zu-Rausch-Verhältnis führt.

Besonders für den Bereich der starken Kopplung sind die Untersuchungen mit p-resonanter Anregung hoch interessant. Mittels Photonen-Korrelationsmessungen kann so im Regime der starken Kopplung der Nachweis erbracht werden, dass wirklich nur ein einziges QP-

Exziton mit dem Feld des Resonators wechselwirkt [89].

# Kapitel 7

## Emissionscharakteristiken von Mikroresonator-Lasern

Ein höchst aktives Forschungsgebiet im Bereich der cQED ist die Realisierung eines schwellenlosen Lasers. Das Konzept des schwellenlosen Lasers auf Basis von Quantenpunkt-Mikrokavitäten wurde zu Beginn der neunziger Jahre des letzten Jahrhunderts aufgegriffen und hängt eng mit der effektiven Einkopplung der spontanen Emission des aktiven Mediums in die optischen Moden dieser Strukturen zusammen [10, 9]. Effizientes Lasing und niedrige Schwellen wurden bereits für Microdisks [15, 71], Photonische Kristalle [81] und Mikrospheres [72] nachgewiesen. Anschließend werden experimentelle Untersuchungen zum Lasing an Fabry-Pérot Mikrokavitäten vorgestellt.

### 7.1 Theoretische Kenngrößen für das Lasing-Verhalten in Mikroresonatoren

Im folgenden Kapitel wird auf den Zusammenhang zwischen dem  $\beta$ -Faktor, welcher für das Lasing-Verhalten eine entscheidende Rolle spielt, und dem Purcell-Faktor, wie er aus der schwachen Kopplung bekannt ist, eingegangen. Des Weiteren werden aus den Ratengleichungen für das Lasing die charakteristischen Merkmale wie das nichtlineare Verhalten und die Reduktion der Linienbreite der Kavitätsmode hergeleitet bevor die experimentellen Untersuchungen hierzu dargestellt werden.

#### 7.1.1 Der $\beta$ -Faktor

Die Erhöhung der spontanen Emission der Quantenpunkte in der aktiven Schicht spielt eine wichtige Rolle für Untersuchungen des Lasingverhalten von Mikroresonatoren. Der  $\beta$ -Faktor ist definiert als der Anteil  $W_{cav}$  der Photonen, die in die Kavitätsmode koppeln im Verhältnis zu der Gesamtzahl der Photonen ( $W_{cav} + W_{3D}$ ), die von den Quantenpunkten emittiert werden [33]. So ergibt sich:

$$\beta = \frac{W_{cav}}{W_{3D} + W_{cav}} \quad (7.1)$$

Unter Verwendung von Gleichung 6.10 kann der  $\beta$ -Faktor auch in Abhängigkeit des Purcell-Faktors  $F_P$  ausgedrückt werden:

$$\beta = \frac{F_P}{F_P + 1} \quad (7.2)$$

Bei Mikroresonator-Lasern können durch die Ausnutzung von cQED-Effekten hohe Purcell-Faktoren und somit auch hohe  $\beta$ -Faktoren erzielt werden. Der schwellenlose Laser ist hierbei durch  $\beta=1$  gekennzeichnet, d. h. die spontane Emission aller QP-Exzitonen koppelt in die Lasermode ein.

Im Lasing-Regime koppeln die Quantenpunkte je nach räumlicher und spektraler Position unterschiedlich stark in die Resonatormode ein. Der relevante Purcell-Faktor  $\overline{F_P}$  muß daher über eine räumliche und spektrale Mittelung bestimmt werden und unterscheidet sich in der Regel deutlich von dem Einzelquantenpunkt Purcell-Faktor gemäß Gleichung 6.12. Der mittlere Purcell-Faktor  $\overline{F_P}$  setzt sich zusammen aus der Wechselwirkung der einzelnen QP-Exzitonen mit dem Vakuumfeld des Resonators [27]. Im Folgenden beschreibt  $F_P^i(r, E_{X_i})$  den Purcell-Faktor eines bestimmten QP-Exzitons  $i$ .  $r$  ist hierbei die radiale Position des Quantenpunkts im Resonator und  $E_{X_i}$  dessen Emissionsenergie. Die Orientierung des Exzitons ist zufällig, so dass der Purcell-Faktor um den Faktor drei reduziert wird [27]. Die Untersuchungen beziehen sich auf die Wechselwirkung des  $i$ -ten QP-Exziton mit der Grundmode des Resonators, welche zweifach entartet ist. Für ein einzelnes QP-Exziton, welches sich sowohl spektral in Resonanz mit der Grundmode und zugleich im Feldmaximum des Resonators befindet, ergibt sich somit ein maximaler Purcell-Faktor von:

$$F_P^i(r = 0, E_C = E_{X_i}) = \frac{2}{3}F_P \quad (7.3)$$

Im Allgemeinen kann man jedoch nicht davon ausgehen, dass sich der  $i$ -te Quantenpunkt in der Mitte des Resonators befindet. Aufgrund der Feldverteilung  $E(r)$  im Resonator (siehe Kapitel 2.5) reduziert sich der maximal zu erreichende Purcell-Faktor in Abhängigkeit der räumlichen Lage des QP-Exzitons:

$$F_P^i(r, E_{X_i}) = F_P^i(r = 0, E_{X_i}) \frac{|E(r)|^2}{|E(0)|^2} \quad (7.4)$$



Der maximale Purcell-Faktor kann jedoch nur unter der Bedingung erreicht werden, dass QP-Exziton-Linie und Resonatormode in Resonanz sind (siehe Gleichung 6.11). Aufgrund der spektralen Verstimmung  $\Delta$  von QP-Exziton und Resonatormode, erniedrigt sich somit der Purcell-Faktor:

$$F_p^i(r, E_{X_i}) = F_p^i(r, E_{X_i} = E_C) \frac{\rho(E_{X_i})}{\rho(E_C)} \quad \text{mit} \quad (7.5)$$

$$\rho(E) \approx \frac{\gamma_C^2}{4\Delta^2 + \gamma_C^2} \quad (7.6)$$

Betrachtet man den Purcell-Faktor für die Wechselwirkung zwischen einem QP-Exziton  $i$  mit dem Vakuumfeld des Resonators, bei dem sowohl die spektrale als auch die räumliche Verstimmung berücksichtigt wird, so ergibt sich für den Purcell-Faktor  $F_P^i$

$$F_P^i(r, E_{X_i}) = \frac{2 |E(r)|^2 \rho(E_{X_i})}{3 |E(0)|^2 \rho(E_C)} F_P \quad (7.7)$$

Der Purcell-Faktor für den kompletten Mikroresonator, setzt sich aus den Teilbeiträgen der einzelnen Purcell-Faktoren  $F_P^i$  zusammen. Betrachtet man zunächst den zeitlichen Intensitätsverlauf  $I_i^{det}$  eines einzelnen QP-Exzitons, so setzt sich dieser nach Gayral [27] zusammen zu:

$$I_i^{det} = \frac{F_P^i}{F_P^i + 1} I_i(t) = A \frac{F_P^i}{\tau_0} e^{-\frac{t}{\tau_0} (F_P^i + 1)} \quad (7.8)$$

Ein Mikroresonator besitzt als aktive Schicht mehr als einen Quantenpunkt, somit ergibt sich die Gesamtintensität  $I_{tot}^{det}$  der Emission des Mikroresonators aus der Summe der einzelnen Emittier:

$$I_{tot}^{det} = \sum_i I_i^{det} \quad (7.9)$$

Durch die hohe Anzahl von Emittier kann das Summenglied durch ein Integral ersetzt werden:

$$I_{tot}^{det} = \frac{1}{\tau_0} \int_0^{R_C} \int_{E_{min}}^{E_{max}} dr dE 2\pi r \frac{2 |E(r)|^2 \rho(E)}{3 |E(r=0)|^2 \rho(E_{cav})} F_P \cdot e^{-\frac{t}{\tau_0} \left( \frac{|E(r)|^2 \rho(E)}{|E(r=0)|^2 \rho(E_{cav})} F_P + 1 \right)} \quad (7.10)$$

Nach Linearisierung der Gleichung 7.10 ergibt sich:

$$I_{tot}^{det} = \frac{1}{\tau_0} \frac{2}{3} \frac{\int_0^{R_C} |E(r)|^4 r dr}{\int_0^{R_C} |E(r)|^2 r dr |E(r=0)|^2} \cdot \frac{\int_{E_{min}}^{E_{max}} \rho^2(E) w^2(E) dE}{\int_{E_{min}}^{E_{max}} \rho(E) w(E) dE \rho(E_{cav}) w(E_{cav})} \quad (7.11)$$

Um nun den mittleren Purcell-Faktor  $\overline{F_P}$  bestimmen zu können, müssen die einzelnen Produktglieder aus Gleichung 7.11 ermittelt werden.  $T_{raeumlich}$  steht für die Mittelung des elektrischen Feldes der Grundmode des Resonators:

$$T_{raeumlich} = \frac{\int_0^{R_C} |E(r)|^4 r dr}{\int_0^R |E(r)|^2 r dr |E(r=0)|^2} \quad (7.12)$$

Das Integral über die elektrische Feldverteilung liefert den Wert 0,566, d.h. der mittlere Purcell-Faktor wird durch die räumliche Verteilung der Quantenpunkte im Resonator etwa um 50% reduziert. Beim Integral über die spektrale Verteilung wurde bisher nicht die relative Lage der Quantenpunkte zur Resonatormode bedacht. Die spektrale Verteilung der Quantenpunkte wird im Folgenden als  $w(E)$  bezeichnet. Durch das Produkt der spektralen Verteilung der Quantenpunktemission und der spektralen Modendichte der Kavitätsmode, wird so der Einfluss der spektralen Lage der Grundmode zu den Quantenpunkten berücksichtigt. Bei kleiner spektraler Verstimmung  $\Delta_{C,E}$  zwischen Grundmode und dem Maximum der Quantenpunktemission, ist der Purcell-Faktor viel größer als bei großer Verstimmung. Die spektrale Verteilung der Quantenpunktemission kann im Experiment durch Messung eines Probenstücks, an dem der oberer DBR entfernt worden ist, ermittelt werden. Der zweite Term ergibt sich zu:

$$T_{spektral} = \frac{\int_{E_{min}}^{E_{max}} \rho^2(E) w^2(E) dE}{\int_{E_{min}}^{E_{max}} \rho(E) w(E) dE \rho(E_{cav}) w(E_{cav})} \quad (7.13)$$

Hierbei stellen  $E_{min}$  und  $E_{max}$  die untere und obere energetische Grenze der spektralen Verteilung der Quantenpunkte dar. Um sich eine Vorstellung vom Einfluss des Faktors  $T_{spektral}$  zu machen, zeigt Tabelle 7.1 für fünf unterschiedliche Verstimmungen  $\Delta_{C,E}$  zwischen Resonatormode und Maximum der QP-Emission die Werte von  $T_{spektral}$ . Für die Berechnung ist eine Linienbreite der Resonatormode von  $85 \mu\text{eV}$  ( $Q \sim 15\,700$ ), sowie eine gaußverteilte Quantenpunktemission mit einer Linienbreite von  $10 \text{ meV}$  angenommen worden.

Der mittlere Purcell-Faktor ist daher deutlich kleiner als der maximal zu erwartende Purcell-Faktor, der rein aus der Geometrie und der Qualität des Resonators ( $\frac{Q}{\sqrt{V_m}}$ ) gewonnen werden kann.

|                       |       |         |       |         |        |
|-----------------------|-------|---------|-------|---------|--------|
| $\Delta_{C,E}$        | 0 meV | 2,5 meV | 5 meV | 7,5 meV | 10 meV |
| $T_{\text{spektral}}$ | 0,503 | 0,444   | 0,304 | 0,162   | 0,067  |

Abbildung 7.1: Tabellarische Darstellung des Faktors  $T_{\text{spektral}}$  für unterschiedliche Verstimmungswerte zwischen Resonatormode und Maximum des Quantenpunktsensembles. Es ist deutlich zu erkennen, dass mit großer Verstimmung der maximale zu erreichende mittlere Purcell-Faktor deutlich reduziert wird.

$$\overline{F_P} = \underbrace{\frac{1}{3}}_{\text{Dipolorientierung}} \cdot \underbrace{2}_{\text{2Moden}} \cdot \underbrace{T_{\text{spektral}}(\Delta_{C,E})}_{\text{spektrale Mittelung}} \cdot \underbrace{T_{\text{raeumlich}}}_{\text{raeumliche Mittelung}} F_P \quad (7.14)$$

Mit Hilfe von Gleichung 7.14 und den Werten aus Tabelle 7.1 kann für die hier vorgestellten Fabry-Pérot Mikroresonatoren ein maximaler mittlerer Purcell-Faktor von  $\frac{1}{6}$  des idealen Purcell-Faktors (aus Gleichung 6.12) erzielt werden.

## 7.1.2 Beschreibung der Lasercharakteristik über Ratengleichungen

Durch das Aufstellen der Ratengleichungen kann die zeitliche Änderung der Photonenzahl in der Resonatormode und somit die charakteristische Kennlinie (S-förmige Kurve) für Mikroresonator-Laser hergeleitet werden [132, 131, 10]:

$$\frac{d}{dt}N = \frac{I}{qV} - \left( \frac{1-\beta}{\tau_{sp}} + \frac{\beta}{\tau_{sp}} \right) N - \frac{N}{\tau_{nr}} - \frac{qp}{V} \quad (7.15)$$

$$\frac{d}{dt}p = -(\gamma_p - g)p + \frac{\beta NV}{\tau_{sp}} \quad (7.16)$$

$N$  steht für die freie Ladungsträgerdichte und  $p$  gibt die Anzahl der Photonen in der Kavität wieder. Der erste Term auf der rechten Seite der Gleichung 7.15 beschreibt die effektive Pumprate, die dem System zugeführt wird, weshalb diese mit positivem Vorzeichen eingeht. Bei elektrisch betriebenen Lasern steht  $I$  für den Strom.  $q$  ist die elektrische Ladung und  $V$  das Volumen des aktiven Materials. Der Anteil der spontanen Emission, der nicht in die Lasermode einkoppelt (zweiter Term  $\frac{1-\beta}{\tau_{sp}}$ ), sowie der Anteil der nichtstrahlenden Rekombination (vierter Term) können als Verluste angesehen werden, weshalb diese mit einem negativen Vorzeichen versehen sind. Die Lebensdauer der spontanen Emission ist mit  $\tau_{sp}$  angegeben, die der nicht-strahlenden Rekombination mit  $\tau_{nr}$ .

Der erste Term auf der rechten Seite von Gleichung 7.16 beschreibt die Anzahl der Photonen, die den Resonator über die Lasermode verlassen und geht daher mit negativem

Vorzeichen in die Gleichung ein, wobei  $\gamma_p = \frac{1}{\tau_p}$  ( $\tau_p$  Aufenthaltsdauer der Photonen in der Kavität) die Emissionsrate darstellt. Die spontane Emission in die Laser-Mode wird durch den letzten Term der Gleichung berücksichtigt.  $gp$  steht für den Verstärkungsfaktor, der durch das aktive Material bestimmt wird. Der Verstärkungsfaktor  $g$  des optischen Materials wird als linear zur Anzahl der Photonen im Medium angenommen,

$$\begin{aligned} g &= g' (N - N_0) & \text{mit} \\ g' &= \frac{\beta V}{\tau_{sp}} \end{aligned} \quad (7.17)$$

wobei  $N_0$  die Ladungsträgerdichte bei Transparenz ist.

Björk und Yamamoto diskutieren in ihrer Veröffentlichung von 1991 [10] die Definition der Laserschwelle für Mikrolaser. Mikrolaser bauen im Gegensatz zu konventionellen Lasern keine Besetzungsinversion auf, was dazu führt, dass die Laserbedingungen anders definiert werden müssen. Björk und Yamamoto setzen die mittlere Anzahl der Photonen in der Mode bei Erreichen der Laserschwelle<sup>1</sup> gleich Eins:

$$p_{th} = 1 \quad (7.18)$$

Aus Gleichung 7.16 ergibt sich für den stationären Zustand ( $\frac{d}{dt}p \stackrel{!}{=} 0$ ) die Zahl der Ladungsträger an der Laserschwelle:

$$N_{th} = \frac{N_0}{2} \left( 1 + \frac{1}{\xi} \right) \quad \text{mit} \quad (7.19)$$

$$\xi = \frac{N_0 \beta V}{\gamma_p \tau_{sp}} \quad (7.20)$$

Um nun den Strom in Abhängigkeit der Photonen berechnen zu können, betrachtet man zunächst die mittlere Ladungsträgeranzahl. Mittels Gleichung 7.16, 7.17 und 7.20 erhält man [9]:

$$N = N_0 \frac{p}{1+p} \left( 1 + \frac{1}{\xi} \right) \quad (7.21)$$

Der Pumpstrom als Funktion von der Photonanzahl ergibt sich durch Gleichung 7.15.

---

<sup>1</sup>threshold: Schwelle (engl.)

Durch Verwendung von Gleichung 7.21, 7.17 und 7.20 führt dies auf:

$$I = \frac{q\gamma}{\beta} \left[ \frac{p}{1+p}(1+\xi) \left( 1 + \beta p + \frac{\tau_{sp}}{\tau_{nr}} \right) - \xi\beta p \right] \quad (7.22)$$

Sowohl für eine sehr große Zahl von Photonen ( $p \rightarrow \infty$ ) als auch unterhalb der Laserschwelle ( $p < 1$ ) ist der Strom proportional zu der Anzahl der Photonen ( $I \sim p$ ).

Abbildung 7.2 zeigt die Abhängigkeit der Photonenzahl  $p$  als Funktion des Pumpstroms  $I$ . Die nicht-strahlende Rekombination wird für Mikroresonatoren als vernachlässigbar an-

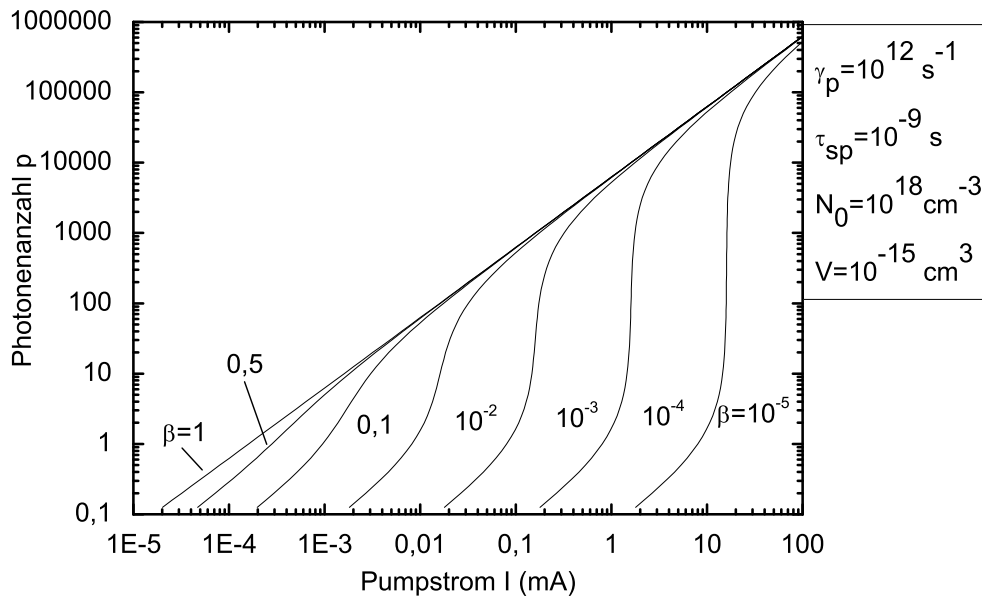


Abbildung 7.2: Aufgetragen ist die Anzahl der Photonen  $p$  in der Lasermode für verschiedene  $\beta$ -Faktoren als Funktion des Pumpstroms  $I$ . Bei kleinem  $\beta$ -Faktor ist deutlich eine Stufe zu sehen, während bei einem schwellenlosen Laser mit  $\beta=1$  nur eine Gerade zu erkennen ist.

genommen, so dass für die Berechnung der Laserkennlinie die Lebensdauer der spontanen Emission  $\tau_{sp}$  kleiner ist als die der nicht-strahlenden Rekombination  $\tau_{nr}$ . Zur Berechnung sind folgende Werte angesetzt worden:  $\gamma_p = 10^{12} \frac{1}{s}$ ,  $\tau_{sp} = 10^{-9} s$ ,  $N_0 = 10^{18} \frac{1}{cm^3}$  und  $V = 10^{-15} cm^3$ . Für kleine  $\beta$ -Werte ist die S-Form in der Kennlinie deutlich sichtbar. Herkömmliche Laser mit einem sehr kleinen  $\beta$ -Faktor im Bereich von  $10^{-5}$  haben eine sehr ausgeprägte S-Linienform. Bei Mikroresonatoren mit einem sehr kleinen Modenvolumen und einem großen  $\beta$ -Faktor von nahezu eins, gleicht die Funktion einer Geraden, der Knick

in der Kennlinie ist kaum zu sehen.

### 7.1.3 Änderung der Resonatorlinienbreite im Laserbetrieb

Die S-Linienform ist bei  $\beta$ -Faktoren nahe eins kaum noch zu erkennen. Um trotzdem eine Aussage über das Laser-Verhalten treffen zu können, kann die Lebensdauer der Photonen  $\tau_p$  in der Kavität betrachtet werden.

Die Linienbreite eines Mikroresonator-Lasers wird bestimmt durch die Aufenthaltsdauer der Photonen in der Kavität. Aufgrund der relativ kurzen Lebensdauer von QP-Exzitonen in Mikroresonatoren wird hier die nichtstrahlende Rekombination als vernachlässigbar klein angenommen [126, 9, 91]. Mit Hilfe von Gleichung 7.17 lässt sich die Linienbreite  $\gamma_C$  somit durch folgenden Ausdruck ermitteln [10]:

$$\gamma_C = \hbar \left( \gamma_p - \frac{\beta V}{\tau_{sp}} (N - N_0) \right) \quad (7.23)$$

Abbildung 7.3 zeigt die Linienbreite in Abhängigkeit des Pumpstroms  $I$  für die gleichen  $\beta$ -Faktoren wie in Abbildung 7.2, wobei  $I$  proportional zu der Anzahl der Ladungsträger ist. Die Photonenzerfallsrate  $\gamma_p$ , die spontane Lebensdauer  $\tau_{sp}$ , die Transparenz-Ladungsträgerdichte  $N_0$  und das Volumen  $V$  sind die gleichen Werten wie bei denen in der oberen Abbildung 7.2 gezeigten Kurven.

Physikalisch sinnvoll ist Gleichung 7.23 jedoch nur, solange die Linienbreite ein positives Vorzeichen hat, d.h. solange die Ladungsträgerdichte  $N$  kleiner ist als  $N_0 + \frac{\gamma_p \tau_{sp}}{\beta V}$  und man sich unterhalb der Laserschwelle befindet. Weit unterhalb der Laserschwelle ( $N \approx 0$ ) reduziert sich Gleichung 7.23 demnach zu:

$$\gamma_C = \hbar \left( \gamma_p + \frac{\beta V N_0}{\tau_{sp}} \right) \quad (7.24)$$

Um oberhalb der Laserschwelle einen Ausdruck für die Linienbreite zu bekommen, bedarf es noch einiger weiterer Überlegungen. Im Fall des stationären Zustands ( $\frac{d}{dt}P \stackrel{!}{=} 0$ ) erhält man aus Gleichung 7.16 und der Verstärkung  $g$  (siehe Gleichung 7.17):

$$\frac{\beta V}{\tau_{sp}} (N - N_0) = \gamma_p - \frac{\beta V N}{\tau_{sp} P} \quad (7.25)$$

Unter Verwendung der Gleichungen 7.23 und  $N = n_{sp}(N - N_0)$  erhält man als Näherung

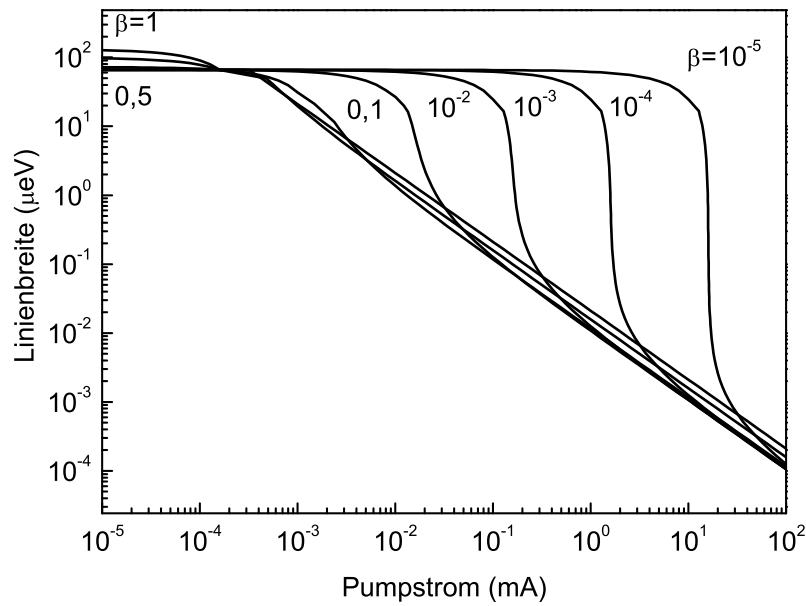


Abbildung 7.3: Aufgetragen sind die beiden Gleichungen 7.24 und 7.29 der Linienbreite  $\gamma_C$  für die Grenzfälle unterhalb und oberhalb der Laserschwelle als Funktion des Pumpstromes  $I$  für verschiedene  $\beta$ -Faktoren. Oberhalb der Laserschwelle ist jeweils eine Reduktion der Linienbreite zu erkennen. Dies führt dazu, dass trotz weniger ausgeprägter S-Form der Laserkennlinie aus Abbildung 7.2 mit steigendem  $\beta$ -Faktor die Laserschwelle eindeutig festgestellt werden kann.

für weit oberhalb der Laserschwelle [10]:

$$\gamma_C = \frac{\hbar\beta V n_{sp}(N - N_0)}{\tau_{sp}P} \quad (7.26)$$

Sehr weit oberhalb der Laserschwelle kann aufgrund der erhöhten Photonenzahl der rechte Teil von 7.25 vernachlässigt werden, dies führt zu einer Näherung von 7.26:

$$\gamma_C \approx \frac{\hbar\gamma_p n_{sp}}{p} \quad (7.27)$$

Oberhalb der Laserschwelle kann Gleichung 7.27 auch in Abhängigkeit der optischen Pumpleistung  $P_e = Ep\gamma_p$  und der Linienbreite der "leeren" Kavität  $\gamma_C$  ausgedrückt werden:

$$\gamma_C = \frac{2\pi E(\frac{\gamma_C}{h})^2 n_{sp}}{P_e} \quad (7.28)$$

Diese Gleichung ist äquivalent mit der Schawlow-Townes Linienbreite für konventionelle Laser [108].

Mit  $n_{sp} = 1 + \xi$  kann nun ein Ausdruck für  $\gamma_C$  bei hoher Ladungsträgerdichte  $N$  angegeben werden.

$$\gamma_C = \frac{\hbar\gamma_p(1 + \xi)}{p} \quad (7.29)$$

Da  $\xi$  proportional zu  $\beta$  (siehe Gleichung 7.20) ist, ergibt sich für die verschiedene  $\beta$ -Faktoren ein unterschiedliches Verhalten für den Verlauf der Linienbreite. Indem man  $p$  mit  $I$  ersetzt (durch Gleichung 7.22) kann nun die Linienbreite in Abhängigkeit des Pumpstroms  $I$  dargestellt werden (siehe Abbildung 7.3).

Man erkennt, dass bei Erreichen der Laserschwelle die Linienbreite deutlich absinkt. Selbst wenn  $\beta$  den Wert eins annimmt und keine Laserschwelle bzw. kein Hub im Eingangsausgangsleistungs-Graph mehr sichtbar ist, kann die Laserschwelle eindeutig anhand der absinkenden Linienbreite festgesetzt werden. Der hier vorgestellte Verlauf der Linienbreite stellt den idealisierten Fall dar. In der Realität hingegen kommt es weit oberhalb der Laserschwelle wieder zu einem Anstieg der Linienbreite [74].

## 7.2 Lasing in Mikroresonatoren

Seit einigen Jahren wird im Bereich der cQED das Lasingverhalten in Mikrokavitäten [72], Mikrodisk [15, 71] und Photonischen Kristallen [81] intensiv erforscht. Im Folgenden wird zunächst auf das Lasingverhalten von Mikroresonatoren sowie den Verlauf der Linienbreite in diesem Bereich eingegangen (siehe Abschnitt 7.1.3). Im Anschluß daran wird die Emissionscharakteristik unter Ausnutzung des Purcell-Effekts genauer untersucht. Die erhöhte spontane Emission durch den Purcell-Effekt nimmt hierbei großen Einfluss auf den  $\beta$ -Faktor, der sich wiederum im Lasingverhalten eines Mikroresonators widerspiegelt (7.1.2). Ein Ziel vieler Forschungsgruppen stellt hierbei die Realisierung des schwellenlosen Laser mit  $\beta=1$  dar [87].

### 7.2.1 Emissionscharakteristik von Mikroresonatoren

Mikrolaser zeigen bei Aufnahmen von Leistungsserien ein nicht-lineares Verhalten in ihrer Kennlinie, d. h. wird die Anregungsleistung linear erhöht, so steigt die integrierte Intensität der Ausgangsleistung superlinear an. Dieses Verhalten ist vergleichbar mit konventionellen Lasern. Der hauptsächliche Unterschied besteht darin, dass Mikrolaser eine viel geringere Nichtlinearität zeigen und dass es theoretisch möglich ist, einen schwellenlosen



Mikrolaser herzustellen. Im Folgenden werden zunächst die grundlegenden Eigenschaften von Mikrolasern dargestellt.

Abbildung 7.4 zeigt die PL-Spektren eines Mikroresonators mit einem Durchmesser von  $2,5\ \mu\text{m}$  bei unterschiedlichen Anregungsleistungen. Die optische Anregung erfolgt mit ei-

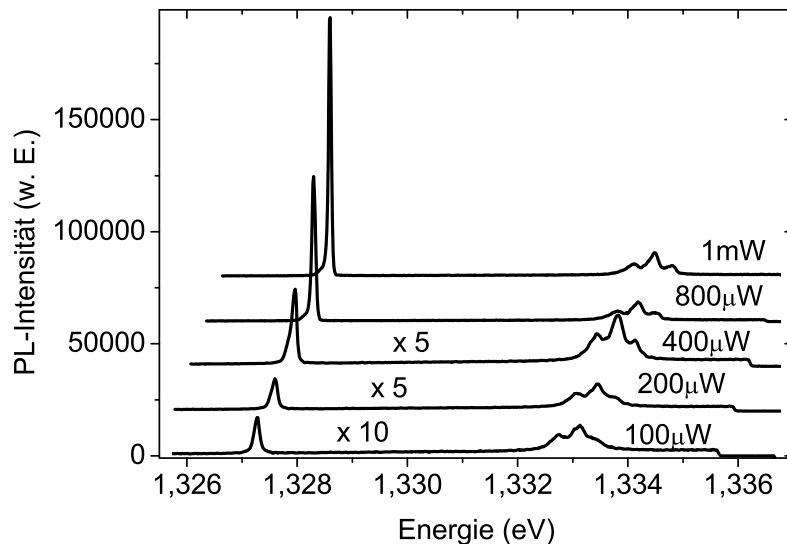


Abbildung 7.4:  $\mu\text{PL}$ -Spektren eines Mikroresonators mit einem Durchmesser von  $2,5\ \mu\text{m}$ , aufgenommen bei externen Anregungsleistungen von  $100\ \mu\text{W}$ ,  $200\ \mu\text{W}$ ,  $400\ \mu\text{W}$ ,  $800\ \mu\text{W}$  und  $1\ \text{mW}$ . Bis zu einer Anregungsleistung von  $400\ \mu\text{W}$  ist nur ein relativ geringer Anstieg der Intensität der Grundmode zu erkennen. Im Spektrum von  $1\ \text{mW}$  ist dann ein deutlicher Anstieg der Intensität gegenüber des Spektrums von  $400\ \mu\text{W}$  ersichtlich. Für eine übersichtliche Darstellung sind die Spektren in der Abbildung horizontal gegeneinander verschoben und bei kleinen Anregungsleistungen ein Skalierungsfaktor gewählt worden. (C807)

nem gepulsten Ti:Saphir Laser, der bei einer Wellenlänge von  $800\ \text{nm}$  emittiert. Die einzelnen Spektren des Graphens sind für eine übersichtlichere Darstellung horizontal gegeneinander verschoben und teilweise bei den niedrigen Anregungsleistungen mit einem Skalierungsfaktor multipliziert worden. Bei einer Energie von  $1,3272\ \text{eV}$  ist die Grundmode zu sehen. Die höheren Moden kommen bei einer Energie von etwa  $1,333\ \text{eV}$  zum Vorschein. Zwischen einer Anregungsleistung von  $100\ \mu\text{W}$  und  $400\ \mu\text{W}$  steigt die Intensität linear an, um dann bei Anregungsleistungen oberhalb von  $400\ \mu\text{W}$  ein nicht lineares Verhalten aufzuweisen. Die integrierte Intensität ist bei  $800\ \mu\text{W}$  etwa siebenmal größer als bei  $400\ \mu\text{W}$ . Bei weiterer Erhöhung der Anregungsleistung (von  $400\ \mu\text{W}$  auf  $1\ \text{mW}$ ) steigt die Intensität sogar um den Faktor 21 an. Aufgrund der internen Erwärmung des Mikroresonators

durch die hohe eingestrahlte Anregungsleistung kommt es zu einer Rotverschiebung der Moden.

Die einzelnen Spektren aus Abbildung 7.4 wurden mittels Lorentzkurven analysiert. Abbildung 7.5 zeigt die integrierte Intensität linear (a) und doppelt-logarithmisch (b) aufgetragen als Funktion der externen Anregungsleistung. In der linearen Auftragung ist

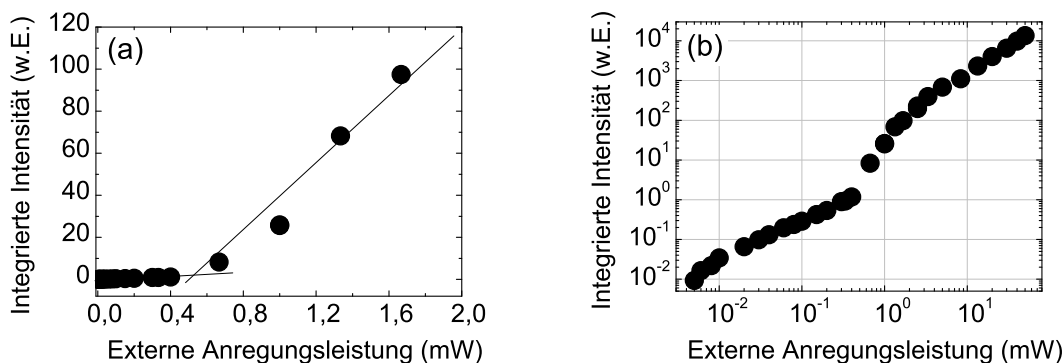


Abbildung 7.5: Abgebildet ist die integrierte Intensität linear (a) und doppelt-logarithmisch (b) als Funktion der externen Anregungsleistung. Für Leistungen größer  $500\ \mu\text{W}$  ist ein nicht-linearer Anstieg der integrierten Intensität zu erkennen. In der doppelt-logarithmischen Auftragung ist die charakteristische S-Linienform der Laserkennlinie deutlich zu erkennen. (C807)

deutlich zu erkennen, dass oberhalb der Laserschwelle von  $500\ \mu\text{W}$  die integrierte Intensität der Grundmode superlinear ansteigt. Aus dem Graphen (b) ist die charakteristische S-Linienform der Lasing-Kurve zu sehen.

Abbildung 7.6 zeigt die Energieposition und die Linienbreite der Grundmode als Funktion der externen Anregungsleistung aus der Auswertung von den Messungen aus Abbildung 7.4. Oberhalb von  $5\ \text{mW}$  ist eine Rotverschiebung der Moden aufgrund der internen Erwärmung zu erkennen. Ein weiteres charakteristisches Merkmal für die Verhaltensweise von Lasern ist die Abnahme der Linienbreite der Lasermode, wie in Abschnitt 7.1.3 diskutiert. Hierbei ist zu erkennen, dass die Laserlinienbreite durch die Abnahme von Absorptionsverlusten in der aktiven Schicht jedoch schon vor Erreichen der Laserschwelle abnimmt. Ein ähnliches Verhalten ist auch bei anderen Mikrolasern zu beobachten [78]. Erst ab einer externen Anregungsleistung oberhalb von  $5\ \text{mW}$  steigt die Linienbreite wieder an.

Die charakteristische Form der Laserkurven (Laserschwelle und Hub) hängt von unterschiedlichen Parametern ab. Der  $\beta$ -Faktor spielt hierbei eine entscheidende Rolle. Mit

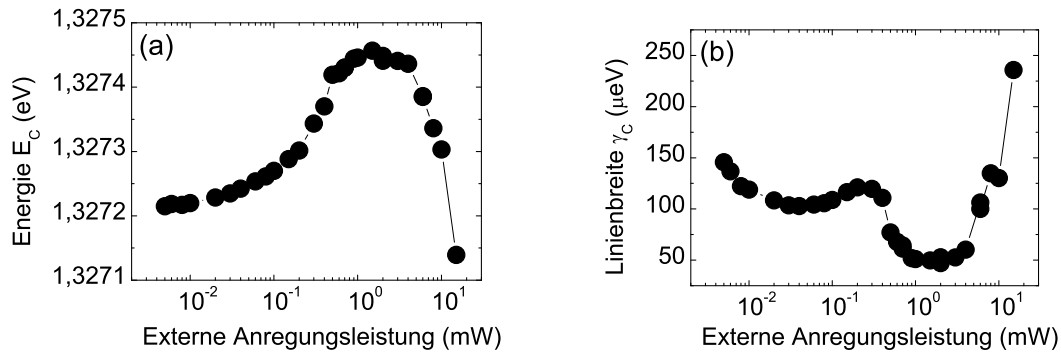


Abbildung 7.6: Abgebildet ist die Energieposition (a) und die Linienbreite (b) über der externen Anregungsleistung aus Graph 7.4. Bei hohen Anregungsleistungen ( $> 1 \text{ mW}$ ) ist aufgrund der internen Erwärmung eine Rotverschiebung der Resonatormode zu erkennen. Bei Erreichen der Laserschwelle ist eine deutliche Reduktion der Linienbreite der Grundmode des Mikroresonators ersichtlich. Bei sehr hohen Anregungsleistungen größer  $5 \text{ mW}$  steigt die Linienbreite aufgrund der internen Erwärmung an. (C807)

steigendem  $\beta$ -Faktor verringert sich der Hub der Laserkennlinie, sowie die Laserschwelle (siehe Graph 7.2). Der  $\beta$ -Faktor wird hauptsächlich durch den Purcell-Faktor  $F_P$  bestimmt, wie Gleichung 7.2 verdeutlicht. Der Purcell-Faktor  $F_P$  seinerseits wird durch den Q-Faktor und das Modenvolumen der Mikroresonators beeinflusst. Um diese Einflüsse auf den  $\beta$ -Faktor genauer bestimmen zu können, wurden Laserkennlinien an Resonatoren mit unterschiedlichen Durchmessern und Q-Faktoren aufgenommen. Die Resultate hierzu werden in Abbildung 7.7 dargestellt [94]. Die bei einer Anregungsleistung von etwa  $100 \mu\text{W}$  gemessenen Q-Faktoren von 14 900, 7 000 und 1 200 für Mikroresonatoren mit den Durchmessern von  $2,5 \mu\text{m}$ ,  $2,0 \mu\text{m}$  und  $1,2 \mu\text{m}$  ergeben ein  $\frac{Q}{R_C^2}$ -Verhältnis von ca. 9 500, 7 000 und 3 300. Das Intensitätsverhalten als Funktion der Eingangsleistung der einzelnen Kurven wurde mit Gleichung 7.22 angepasst und der  $\beta$ -Faktor ermittelt. Von großen zu kleinen Durchmessern hin ergeben sich  $\beta$ -Faktoren von 0,28 ( $\xi=48$ ), 0,24 ( $\xi=45$ ) und 0,17 ( $\xi=32$ ). Zu kleineren Durchmessern hin nimmt der  $\beta$ -Faktor ab. In einfacher Näherung stimmt dies gut mit der Theorie überein, da ein geringerer  $\beta$ -Faktor zu erwarten ist, wenn das  $\frac{Q}{R_C^2}$ -Verhältnis, welches proportional zum Purcell-Faktor  $F_P$  ist, abnimmt. Die Laserschwelle nimmt zu kleineren Durchmessern hin ab. Dies steht zunächst im Widerspruch zu Abbildung 7.2, in dem die Laserschwelle zu größeren  $\beta$ -Faktoren hin abnimmt. Jedoch befinden sich in einem Mikroresonator mit einem Durchmesser von  $1,2 \mu\text{m}$  bei einer Quantenpunktdichte von etwa  $6 \cdot 10^9 \text{cm}^{-2}$  etwa viermal weniger Quantenpunkte (ca. 65) als in einem Mikroresonator mit einem Durchmesser von  $2,5 \mu\text{m}$ , wodurch auch der effektive Purcell-Faktor beeinflusst wird.

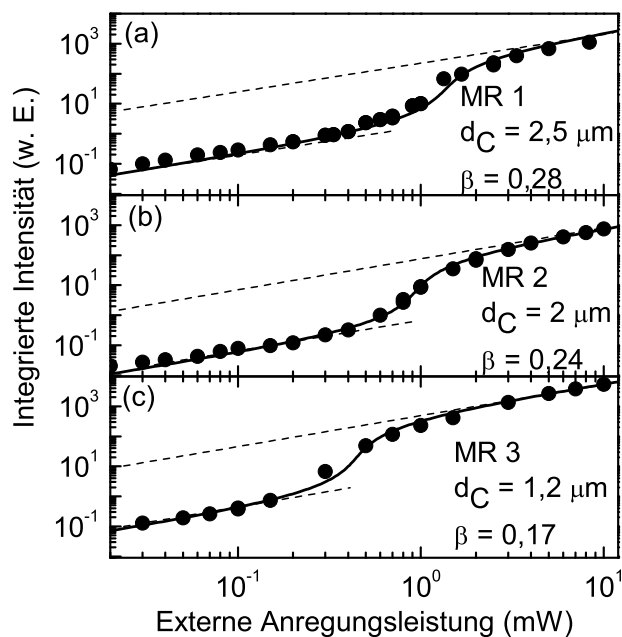


Abbildung 7.7: Dargestellt ist die integrierte Intensität als Funktion der Pumpleistung für Mikroresonatoren mit Durchmessern den  $d_C=2,5\ \mu\text{m}$ ,  $2,0\ \mu\text{m}$  und  $1,2\ \mu\text{m}$ . Mit Gleichung 7.22 lässt sich für alle drei Fälle der  $\beta$ -Faktor zu  $\beta=0,28$ ,  $0,24$  und  $0,17$  ermitteln. (C807)

Im Folgenden wird der resultierende  $\beta$ -Faktor genauer untersucht. Abbildung 7.8 zeigt die QP-Emission der im vorangegangenen Beispiel verwendeten Probe wie sie an einem Probenstück mit abgeätzten oberen DBR bestimmt wurde. An diesem Spektrum kann man sehr deutlich die spektrale Verteilung der Quantenpunkte erkennen. Des Weiteren sind in diesem Graphen die Energie  $E_C$  sowie die Linienbreite  $\gamma_C$  der Resonatormode für die Messungen aus Graph 7.7 angegeben. Mit der ermittelten Quantenpunktdichte von  $6 \cdot 10^9 \text{cm}^{-2}$  kann die Anzahl der Quantenpunkte für die Resonatordurchmesser  $d_C = 2,5\ \mu\text{m}$ ,  $2,0\ \mu\text{m}$  und  $1,2\ \mu\text{m}$  zu 290, 190 und 65 bestimmt werden. Durch die gemessene, spektrale Verteilung der Quantenpunkt-Emission kann der Faktor  $T_{\text{spektral}}$  ermittelt werden, mit dem die Reduzierung des Purcell-Faktors durch die spektrale Verstimmung zwischen Quantenpunktensemble und Resonatormode bestimmt werden kann. Für den Mikroresonator mit einem Durchmesser von  $2,5\ \mu\text{m}$  beträgt  $T_{\text{spektral}}=0,042$ , d. h. der mittlere Purcell-Faktor  $\overline{F_P}$  wird allein durch die spektrale Verstimmung um den Faktor 24 reduziert. Wie aus Gleichung 7.14 ersichtlich ist, beeinflussen den Purcell-Faktor auch die räumliche Verteilung, sowie die räumliche Ausrichtung der Quantenpunkte. Im konkreten Fall des Mikroresonators 1 (2) reduziert sich der Purcell-Faktor aus Gleichung 6.12 von 29 (21) auf etwa 0,45 (0,44), was zu einem  $\beta$ -Faktor von 0,31 (0,30) führt. Die gleichen Berechnungen sind auch

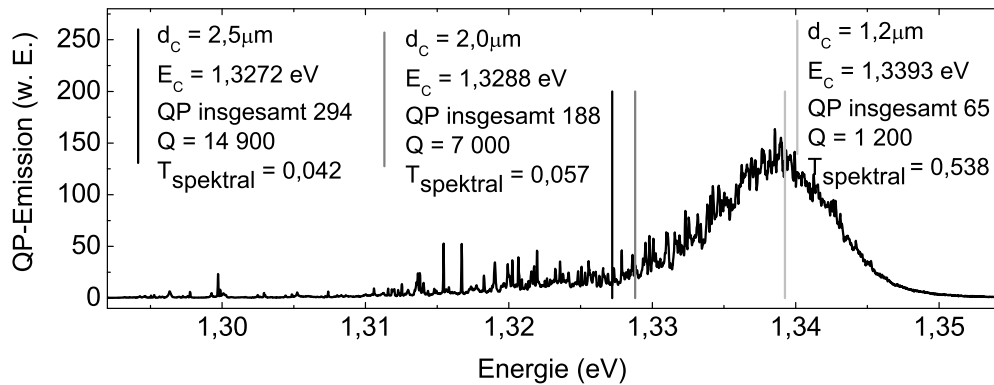


Abbildung 7.8: QP-Emission eines planaren Probenstücks, an dem der obere DBR abgeätzt wurde (C807). Eingezeichnet sind die Energiepositionen der Grundmode aus dem Messungen von Graph 7.7. Ferner sind die jeweiligen Linienbreiten der Grundmoden angegeben. Aus der Quantenpunktdichte ergibt sich für die unterschiedlichen Durchmesser der Mikroresonatoren die jeweilige Anzahl der Quantenpunkte im Resonator. Durch die spektrale Verstimung zwischen Resonatormode und Maximum des Quantenpunktensembles  $\Delta_{C,E}$  ist eine Reduktion des Purcell-Faktors zu erwarten; für die vorliegenden drei Fälle wurde daher diese zu erwartende Reduktion mathematisch ermittelt.

für Mikroresonator 3 vorgenommen worden. Aufgrund der geringen Verstimung zwischen Quantenpunktensemble und Resonatormode reduziert sich der Purcell-Faktor von 9 auf 1,5. Dies entspricht einem maximal zu erwartenden  $\beta$ -Faktor von 0,6. Jedoch müssen hier zwei besondere Eigenschaften berücksichtigt werden. Zum einen befinden sich im Mikroresonator mit einem Durchmesser von 1,2  $\mu\text{m}$  etwa 65 Quantenpunkte, wodurch einzelne Quantenpunkte einen verhältnismäßige stärkeren Einfluss auf den Purcell-Faktor haben können. Zum anderen liegt die Emission auf der Hochenergieseite des Quantenpunktmaximums. In diesem spektralen Bereich wird auch die Emission der Benetzungsschicht in die Lasermode eingekoppelt, was in Gl. 6.12 nicht berücksichtigt ist und zu Abweichungen hinsichtlich des prognostizierten  $\beta$ -Faktors führen kann.

## 7.2.2 Einzel-Quantenpunkt-Lasing-Effekte

Wie im vorangegangenen Beispiel gezeigt wurde, nimmt der Purcell-Faktor  $F_P$  großen Einfluss auf den  $\beta$ -Faktor und somit auf das Lasing-Verhalten eines Mikroresonatorlasers. Das ultimative Ziel der Untersuchungen zum Lasing-Verhalten an Mikroresonatoren ist es, einen schwellenlosen Mikrolaser zu entwickeln. Dies bedeutet gleichzeitig einen  $\beta$ -Faktor von eins zu realisieren. Im Folgenden wird darüber hinaus das Verhalten der Lasercharak-

teristik untersucht, wenn gezielt ein QP-Exziton in Resonanz mit der Lasermode gebracht wird. Dabei wird die Laserkennlinie der Grundmode eines Mikroresonators aufgenommen, in dem sich resonant zur Grundmode ein QP-Exziton befindet, und mit der Emission der Grundmode verglichen, wenn sich der Quantenpunkt außerhalb der Resonanz befindet. Das Fernziel dieser Studien ist die Realisierung eines Einzelquantenpunkt-Lasers.

Abbildung 7.9 (a) zeigt die  $\mu$ PL-Spektren eines Mikroresonators mit einem Durchmesser von  $1,6 \mu\text{m}$ , angeregt mit geringer externer Antriebsleistung ( $10 \mu\text{W}$ , CW,  $514 \text{ nm}$ ) [95]. Die graue Kurve zeigt den nicht-resonanten Fall. Die QP-Exziton-Linie X und Resona-

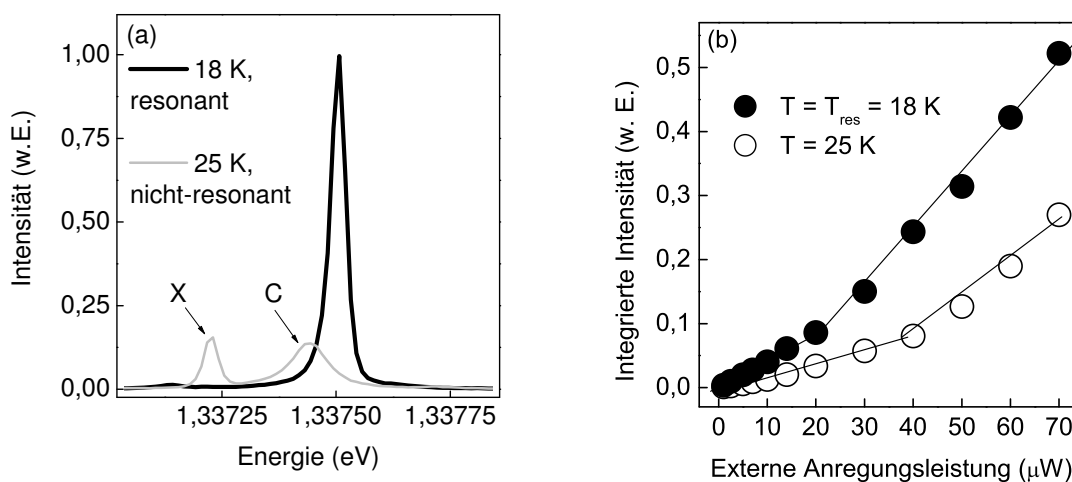


Abbildung 7.9: (a):  $\mu$ PL-Spektren eines Resonators mit einem Durchmesser von  $1,6 \mu\text{m}$ , aufgenommen bei geringer Antriebsleistung ( $10 \mu\text{W}$ , CW,  $514 \text{ nm}$ ). Bei einer Temperatur von  $18 \text{ K}$  befindet sich das QP-Exziton X in Resonanz mit der Resonatormode C. Die graue Linie zeigt den gleichen Resonator, aufgenommen bei einer höheren Temperatur; so befinden sich QP-Exziton und die Resonatormode nicht mehr in Resonanz. (b): Abgebildet ist die integrierte Intensität als Funktion der Antriebsleistung für den nicht-resonanten ( $\circ$ ) und den resonanten ( $\bullet$ ) Fall. In Resonanz ist der Anstieg der integrierten Intensität steiler und die Laserschwelle geringer. (C1188)

tormode C sind als einzelne Linien sichtbar ( $25 \text{ K}$ ). Bei einer Proben temperatur von  $18 \text{ K}$  (schwarze Linie) befindet sich das QP-Exziton in Resonanz mit der Resonatormode. Es ist eine erhöhte spontane Emission zu erkennen. Für diesen Resonator wurden jeweils zwei Leistungsserien aufgezeichnet, einmal im resonanten und einmal im nicht-resonanten Fall (siehe Abbildung 7.9 (b)). In Resonanz ( $\bullet$ ) steigt die integrierte Intensität steiler an als außerhalb der Resonanz ( $\circ$ ). Des Weiteren ist zu erkennen, dass die Kennlinie in Resonanz eine geringere Laserschwelle aufweist.

Die gleichen Daten sind in Abbildung 7.10 (a) doppel-logarithmisch aufgetragen. Die

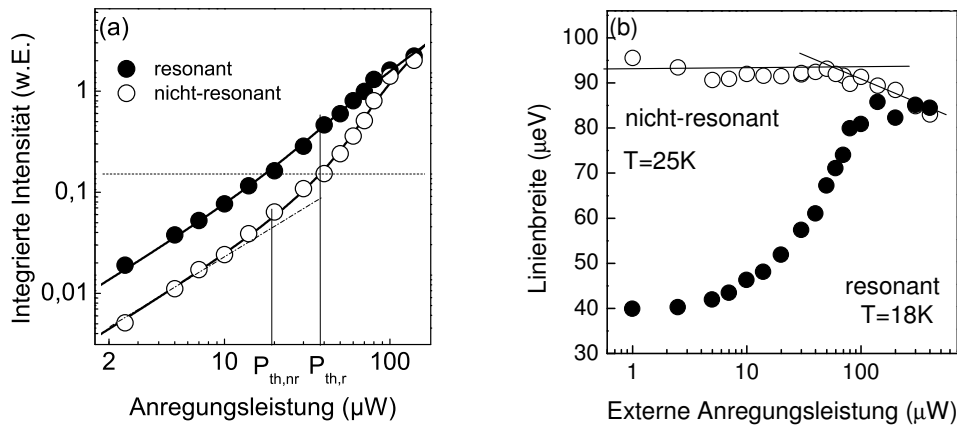


Abbildung 7.10: (a): Abbildung der Daten aus dem vorangegangenen Beispiel (vgl. Abb. 7.10), jedoch in doppel-logarithmischer Auftragung. Bei nicht-resonanten (resonanten) Bedingungen liegt die Laserschwelle bei  $37\mu\text{W}$  ( $18\mu\text{W}$ ) und es ergibt sich gemäß Gleichung 7.22 ein  $\beta$ -Faktor von  $0,59$  ( $0,96$ ). (b): Aufgetragen ist die Linienbreite, diese nimmt für den nicht-resonanten Fall oberhalb der Schwelle deutlich ab. Im resonanten Zustand ist die Linienbreite der Resonatormode aufgrund der Resonanz mit dem QP-Exziton zunächst sehr gering (etwa  $40\mu\text{eV}$ ) und steigt aufgrund der inhomogenen Verbreiterung durch Anregung mehrere QP-Exzitonen bei höherer Anregungsleistung an. Weit oberhalb der Schwelle gleichen sich jedoch die Linienbreiten beider Fälle an. (C1188)

S-förmige Lasercharakteristik ist für den nicht-resonanten Fall ( $\circ$ ) gut zu erkennen. In Resonanz ( $\bullet$ ) hingegen ist dieser S-förmige Kurvenverlauf nicht so gut ersichtlich. Der Hub der Lasercharakteristik ist bei Mikrolasern mit hohen  $\beta$ -Faktoren schwächer ausgeprägt (siehe Graph 7.2). Gemäß Gleichung 7.22 können aus den gemessenen Daten die  $\beta$ -Werte ermittelt werden. Da der Purcell-Faktor vom spektralen Abstand von Resonatormode und QP-Exziton abhängt, ist der  $\beta$ -Faktor in Resonanz größer. Unter resonanten (nicht-resonanten) Bedingungen liegt der  $\beta$ -Faktor bei  $0,96$  ( $0,59$ ) und die Laserschwelle bei  $18\mu\text{W}$  ( $37\mu\text{W}$ ). Wenn  $\beta$  gleich eins ist, spricht man von einem schwellenlosen Laser, mit  $\beta=0,96$  kommt man dieser Bedingung sehr nahe.

Ein weiteres Indiz für die charakteristischen Merkmale von Lasing kann aus dem Verhalten der Linienbreite gewonnen werden (Abbildung 7.10 (b)). Für den nicht-resonanten Fall erkennt man eine Reduktion der Linienbreite oberhalb der Laserschwelle (siehe Abschnitt 7.1.3). Unter resonanten Bedingungen und unter geringer Anregung ist die Linienbreite der Emission durch den Beitrag des einzelnen resonanten Quantenpunkt-Exzitons geprägt. Bei höherer Anregungsleistung nimmt der Beitrag nicht-resonanter QP-Exzitonen

zu und die Linienbreite nähert sich der Resonator-Linienbreite an.

Bei kleiner Anregungsleistung ist die integrierte Intensität aufgrund des Purcell-Effekts im resonanten Fall deutlich größer als im nicht-resonanten Fall. Bild 7.11 (a) zeigt die

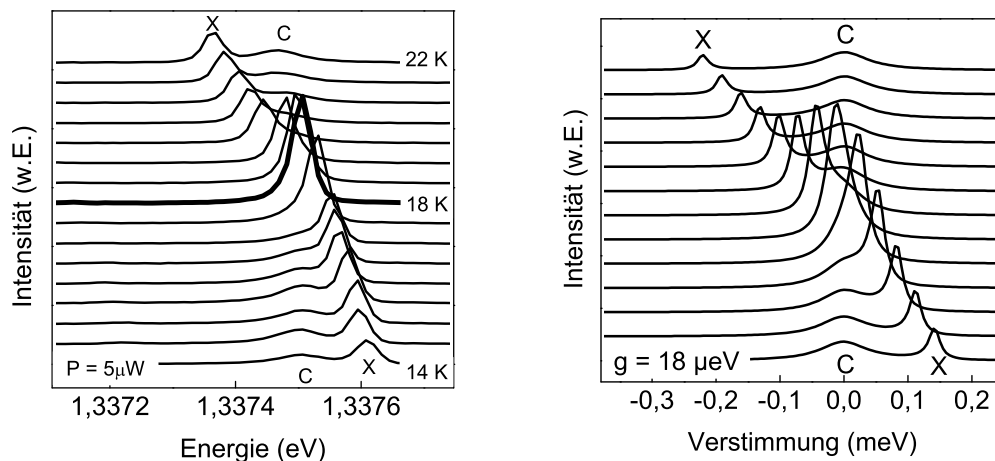


Abbildung 7.11: (a):  $\mu$ PL-Spektren des Mikroresonators aufgezeichnet bei unterschiedlichen Temperaturen und einer externen Anregungsleistung von  $5\mu\text{W}$ . In Resonanz, bei einer Temperatur von  $18\text{K}$ , kommt es aufgrund der schwachen Kopplung des Systems zu einer Erhöhung der Emissionsrate. (b): Dieser Graph zeigt die Simulation zum gemessenen Spektrum. Hierbei kann ein Kopplungsfaktor von  $g_0=18\mu\text{eV}$  ermittelt werden. (C1188)

Spektren eines Mikroresonators bei einer externen Anregungsleistung von  $5\mu\text{W}$  aufgenommen für unterschiedliche Temperaturen von  $14\text{K}$  bis  $22\text{K}$ . Bei einer Temperatur von  $14\text{K}$  befindet sich das QP-Exziton  $X$  energetisch etwa  $100\mu\text{eV}$  oberhalb der Resonatormode  $C$ . Die gemessene Linienbreite von  $C$  beträgt  $\gamma_C=85\mu\text{eV}$ , dies entspricht einem Q-Faktor von  $16\,000$ . In Resonanz bei einer Temperatur von  $18\text{K}$  ist die integrierte Intensität etwa um den Faktor  $2,5$  höher und nimmt bei steigender Temperatur, wenn das QP-Exziton aus der Resonanz schiebt, wieder ab. Eine Simulation (siehe Abschnitt 3.4) mit den gemessenen Linienbreiten  $\gamma_X$  und  $\gamma_C$  und derselben relativen Überhöhung lässt auf einen Kopplungsfaktor von  $g_0=18\mu\text{eV}$  schließen. Somit ist sicher gestellt, dass man sich aufgrund  $g_0 < \frac{\gamma_C}{4}=21,25\mu\text{eV}$  (siehe Gleichung 3.12) noch im Bereich der schwachen Kopplung befindet, jedoch auch schon nahe an der Grenze zur starken Kopplung ist.

Die spontane Lebensdauer  $\tau_{3D}$  von QP-Exzitonen kann durch zeitaufgelöste Photolumineszenzmessungen an einem Probenstück, dessen obere Spiegelpaare entfernt wurden, (siehe Abschnitt 4.3.2) bestimmt werden. Abbildung 7.12 zeigt den zeitlichen Verlauf der PL-Intensität eines entsprechenden Probenstücks unter gepulster Anregung 7.11. Die



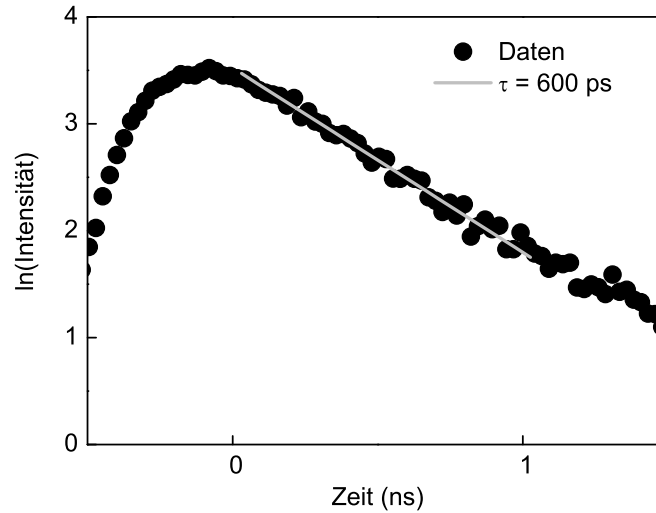


Abbildung 7.12: Zeitaufgelöste Quantenpunkt-Photolumineszenz eines planaren Probenstücks. 7.11. An diesem Probenstück wurden die Spiegel oberhalb der zentralen Kavität entfernt, um die Lebensdauer der QP-Exzitonen zu bestimmen. Die gemessene Lebensdauer beträgt 600 ps. (C1188)

gemessene Lebensdauer  $\tau_{sp}$  beträgt hier 600 ps. In Resonanz hingegen ändert sich das Verhalten der Lebensdauern zu  $\tau_X=26$  ps und  $\tau_{ph}=11$  ps. Somit kann für den Purcell-Faktor von  $\tau_{3D}/\tau_X=23$  abgeschätzt werden. Die durchschnittliche Anzahl der Photonen  $n_{SQD}$ , welche spontan von einem einzelnen QP-Exziton in die Resonatormode emittiert werden, kann ausgedrückt werden durch [124]:

$$n_{SQD} = \frac{\beta\tau_{ph}f_{QD}}{\tau_{sp}} \quad (7.30)$$

Hierbei ist  $f_{QD}$  die Besetzungswahrscheinlichkeit eines Quantenpunktes durch ein einzelnes Exziton. Geht man vom Idealfall ( $\beta=1$  und  $f_{QD}=1$ ) aus, so ergibt sich für  $n_{SQD} \approx 0,42$ . D.h. im Bereich der Laserschwelle stammen im Mittel bereits 42% der Photonen in der Lasermode vom resonanten QP. Für einen Einzelquantenpunktlaser müsste dieser Anteil auf 100% gesteigert werden.

Um den Einfluss der Anregungsleistung auf das Kopplungsverhalten genauer zu untersuchen, wurden die Spektren der Abbildung 7.11 (a) mittels zweier Lorentzkurven angepasst. Das Kopplungsverhalten des QP-Resonatorsystems wird anhand der Energiedispersion in Abbildung 7.13 (unteres Teilbild) bei einer externen Anregungsleistung von  $1 \mu\text{W}$  analysiert. Das für schwache Kopplung typische Kreuzen der Energiepositionen von QP-Exziton

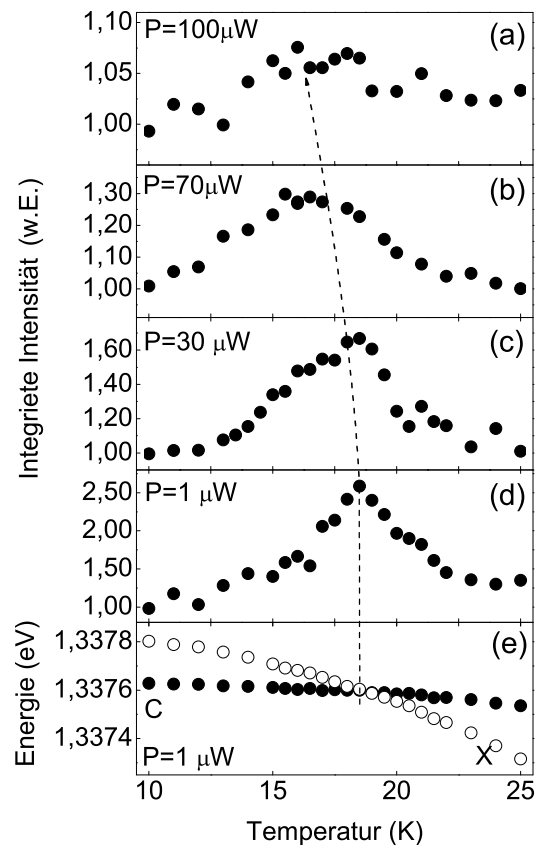


Abbildung 7.13: Der Teilgraph (e) zeigt die Energiepositionen der QP-Exziton-Linie X und der Resonatormode C bei einer Anregungsleistung von  $1\mu\text{W}$ . Das kreuzende Verhalten, das für die schwache Kopplung typisch ist, lässt sich gut erkennen. Die anderen Graphen zeigen von unten nach oben die Summe der integrierten Intensitäten von QP-Exziton und Kavitätsmode, aufgenommen bei den Leistungen  $P=1\mu\text{W}$  (d),  $30\mu\text{W}$  (c),  $70\mu\text{W}$  (b) und  $100\mu\text{W}$  (a). Die Resonanzüberhöhung nimmt zu größeren Anregungsleistungen hin ab. Aufgrund der Erwärmung der Resonatoren bei höherer Anregungsleistung verschiebt die Resonanz zu kleineren Temperaturen.

X und Kavitätsmode C ist gut zu erkennen.

Weitere Temperaturserien bei Anregungsleistungen von  $30\mu\text{W}$ ,  $70\mu\text{W}$  und  $100\mu\text{W}$  sind in den oberen vier Teilgraphen abgebildet. Mit steigender Anregungsleistung nimmt der Faktor der integrierten Intensität in Resonanz ab. Während bei  $1\mu\text{W}$  im Graphen 7.10 noch eine relative Überhöhung von 2,5 zu erkennen ist (d), beträgt sie bei  $100\mu\text{W}$  nur noch 1,07 (a). Aufgrund hoher Anregungsleistung koppeln nicht resonante Quantenpunkte effektiver in die Lasermode ein, so dass der Effekt des resonanten QP-Exzitons X überdeckt wird. In Abbildung 7.13 ist des Weiteren zu erkennen, dass das Maximum der integrierten

Intensität mit steigender Anregungsleistung zu kleineren Temperaturen schiebt. Dieser Effekt ist über eine lokale Erwärmung im Bereich des Resonators in Folge der Absorption des Laserlichts zu erklären.

Aus den vorangegangenen Messungen ist zu erkennen, dass ein einzelner Quantenpunkt in Resonanz mit der Kavitätsmode signifikant zum Lasen eines Mikroresonators beitragen kann; der  $\beta$ -Faktor steigt beispielsweise um etwa die Hälfte von 0,59 auf 0,96 an (vgl 7.10). Der aus der Theorie nach Gleichung 6.12 maximal zu erwartende Purcell-Faktor für den hier vorgestellten Mikroresonator mit einem Q-Faktor von etwa 16 000 und einem Modenvolumen von  $V_m = 0,34 \mu\text{m}^3$  beträgt 66. Wie im vorangegangenen Beispiel gesehen, wird der Purcell-Faktor jedoch durch die spektrale sowie räumliche Verteilung der Quantenpunkte im Resonator deutlich reduziert. Für den Fall, dass kein QP-Exziton direkt in Resonanz mit der Lasermode ist (siehe Abb. 7.10), kann der mittlere Purcell-Faktor bestimmt werden. Unter Berücksichtigung der Verteilung des Quantenpunktensembles der hier untersuchten Probe ergibt sich der Faktor  $T_{\text{spektral}}$  zu 0,142. Für den mittleren Purcell-Faktor  $\overline{F_P}$  ergibt sich somit 3,5, wodurch der maximal zu erreichende  $\beta$ -Faktor auf 0,78 begrenzt wird. Befindet sich jedoch genau ein QP-Exziton in Resonanz mit der Lasermode, so kann nicht mehr nur der mittlere Purcell-Faktor betrachtet werden, sondern der Purcell-Faktor  $F_P^{QP, \text{resonant}}$  dieses einzelnen resonanten QP-Exzitons überlagert sich additiv dem gesamten Purcell-Faktor. Betrachtet man die einzelnen Terme aus Gleichung 7.14 so können die Terme  $T_{\text{raeumlich}}$  und  $T_{\text{spektral}}$  explizit für ein QP-Exziton bestimmt werden. Da der Einfluss des einzelnen QP-Exzitons auf den Laserkennlinienverlauf sehr ausgeprägt ist, kann man davon ausgehen, dass sich das zu untersuchende QP-Exziton im Zentrum des Resonators befindet und somit  $T_{\text{raeumlich}}$  nach Gleichung 7.12 eins ergibt. Für die Berechnung des Faktors  $T_{\text{spektral}}$  für den Fall aus Gleichung 7.13, dass ein einzelnes QP-Exziton in Resonanz mit der Lasermode ist, muss berücksichtigt werden, dass  $\rho(\Delta)$  gleich eins ist, da hier die spektrale Verstimmung zwischen QP-Exziton und Resonatormode ein geht, die im vorliegenden Fall 0 meV beträgt. Jedoch muss ferner beachtet werden, dass die spektrale Verstimmung  $\Delta_{C,E}$  zwischen Resonatormode und dem QP-Exzitonensemble ungleich null ist. Mittels numerischer Rechnung kann der Faktor  $T_{\text{raeumlich}}$  zu 0,394 ermittelt werden. Eine additive Überlagerung des mittleren Purcell-Faktors  $\overline{F_P}$  und des Purcell-Faktors  $F_P^{QP, \text{resonant}}$  liefert einen maximal zu erreichendem Purcell-Faktor von 22, was einem  $\beta$ -Faktor von 0,96 entspricht. Der gemessene  $\beta$ -Faktor von 0,96 in Resonanz ist sehr nahe an einem schwellenlosen Laser ( $\beta=1$ ). Untersuchungen an InGaAsP-PC-Lasern ergaben bislang nur  $\beta$ -Faktoren im Bereich von 0,1 bis 0,85 [115, 104]. Dies bedeutet, dass die hier verwendeten Mikroresonatoren sehr vielversprechend für die Anwendung als Mikrolasern sind.

### 7.2.3 Messungen zur Photonstatistik bei Mikrolasern unter Einfluss des Purcell-Effekts

Aus den aufgezeichneten Spektren ist zu erkennen, dass sich nur ein QP-Exziton in der Nähe der Grundmode befindet, das für die Untersuchungen durch Temperaturerhöhung in Resonanz gebracht wird. Um dies zu verifizieren wurden Korrelationsmessungen zweiter Ordnung  $g^{(2)}(\tau)$  mit einem Hanbury-Brown-Twiss (HBT) Messaufbau (siehe Unterkapitel 4.3.3) vorgenommen.

Der HBT-Aufbau dient dazu, experimentelle Untersuchungen zur Photonstatistik durchzuführen. Man unterscheidet dabei zwischen klassischem und nicht-klassischem Licht. Bei thermischen, klassischen Lichtquellen treten Photonen "gebündelt" auf, dieser Effekt wird auch als "Bunching" bezeichnet. Die Intensitätsverteilung der Korrelationsfunktion zweiten Grades  $g^{(2)}(\tau = 0)$  hat für die Zeitdifferenz  $\tau = 0$  bei klassischen Lichtquellen immer ein Maximum. Bei Laserlichtquellen hingegen folgt die Photonenzahl der Poisson-Verteilung und  $g^{(2)}(\tau)$  ist gleich eins. Bei nicht-klassischem Licht, z. B. Einzel-Photonenquellen, ist es unwahrscheinlich, zeitgleich ein zweites Photon zu messen. Daher zeichnet sich die Autokorrelationsfunktion zweiter Ordnung  $g^{(2)}(\tau)$  zum Zeitpunkt null durch ein Minimum aus. Abbildung 7.14 stellt graphisch die Photonstatistik und die

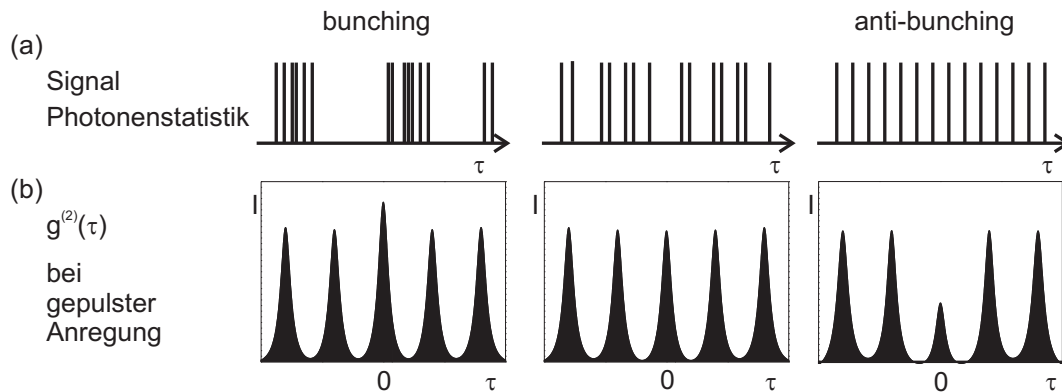


Abbildung 7.14: Graphische Darstellung der Photonstatistik (a) und der Intensitätsverteilung der Korrelationsfunktion zweiter Ordnung für gepulste Anregung (b) als Funktion der Zeit  $\tau$ : klassische Lichtquelle (links), Laserlicht (mittig) und nicht-klassisches Licht (rechts)

Intensitätsverteilung der Korrelationsfunktion zweiter Ordnung für gepulste Anregung als Funktion der Zeit  $\tau$  für thermische Lichtquellen (Bunching), Laserlicht und nicht klassisches Licht (Anti-Bunching) dar.

Die normierte Autokorrelationsfunktion zweiter Ordnung wird mathematisch beschrieben durch:  $g^{(2)}(\tau) = \frac{\langle I(t)I(t+\tau) \rangle}{\langle I(t) \rangle^2}$  [68, 69]. Für Mikroresonatoren mit Einzel-QP-Emission wird

ein stark ausgeprägtes Photon-Anti-Bunching bei kleinen Anregungsleistungen erwartet [86, 116], d.h.  $g^{(2)}(\tau = 0) = 0$ , während man oberhalb der Laserschwelle  $g^{(2)}(\tau = 0) = 1$  erwartet [120, 115]. Zudem zeigen Korrelationsmessungen mit gepulster Anregung im Experiment ein besseres Signal-zu-Rausch Verhältnis, da die einzelnen Impulse eine höhere Intensität besitzen (Pulsbreite: 150 fs, Repetitionsrate 82 MHz).

Im folgenden Abschnitt wurde daher ein Mikroresonator-Laser untersucht, der bei gepulster Anregung einen großen Einfluss eines einzelnen Quantenpunkt auf das Lasingverhalten zeigt. Die folgenden Messungen wurden an einem Mikroresonator mit einem Durchmesser von  $1,6 \mu\text{m}$  durchgeführt. Für die Anregung wurde ein Ti:Sa Laser verwen-

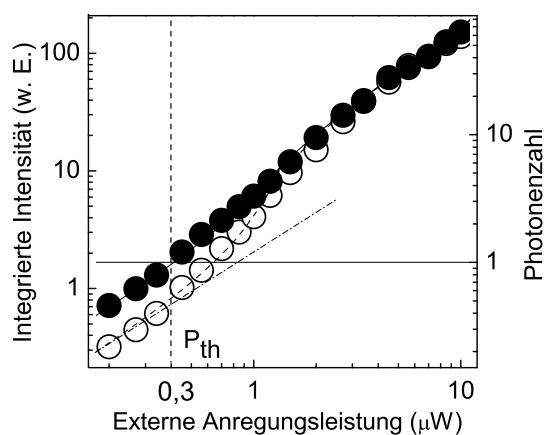


Abbildung 7.15: Integrierte Intensität über der externen Anregungsleistung in doppellogarithmischer Auftragung. Der verwendete Ti:Sa Laser ist hierbei auf eine Wellenlänge von  $790 \text{ nm}$  und eine Pulsbreite von  $150 \text{ fs}$  eingestellt. Die ausgefüllten Kreise (offenen Kreise) stellen die Messungen für resonante (nicht-resonante) Anregung dar. Bei nicht-resonanten (resonanten) Bedingungen liegt die Laserschwelle bei  $0,65 \mu\text{W}$  ( $0,4 \mu\text{W}$ ) und es ergibt sich aus dem angepassten Graphen gemäß Gleichung 7.22 ein  $\beta$ -Faktor von  $0,40$  ( $0,95$ ). (C1188)

det, eingestellt auf eine Emissionswellenlänge von  $790 \text{ nm}$  und mit einer Pulsbreite von  $150 \text{ fs}$ . Der gemessene Q-Faktor des Resonators beträgt  $17000$ . Die spektrale Quantenpunktdichte ist mit 2-4 QP-Exziton-Linien pro meV sehr gering. Die resonante ( $\bullet$ ) Intensitätskurve in Abbildung 7.15 wurde bei einer Temperatur von  $23 \text{ K}$  aufgezeichnet. Die Laserschwelle liegt bei einer externen Anregungsleistung von  $0,4 \mu\text{W}$  und der extrahierte  $\beta$ -Faktor ist  $0,95$ . Die nicht-resonante ( $\circ$ ) Kurve wurde bei einer Temperatur von  $39 \text{ K}$  aufgezeichnet und hat ihre Laserschwelle bei  $0,65 \mu\text{W}$ .

Abbildung 7.16 zeigt die gemessene Koinzidenz der Autokorrelationsfunktion zweiter Ordnung bei einer Anregungsleistung von  $230 \text{ nW}$  (a), das QP-Exziton befindet sich hierbei in

Resonanz mit der Kavitätsmode. Zum Zeitpunkt null ist das Signal deutlich schwächer als zu den anderen Zeitpunkten. Dieses Verhalten spiegelt das Anti-Bunching wider [70, 76], wie es bei nicht-klassischen Lichtquellen üblich ist und zeigt klar den dominanten Einfluss des einzelnen resonanten Quantenpunktes.  $g_{gem}^{(2)}(0)$  ist hier 0,36; somit ergibt sich

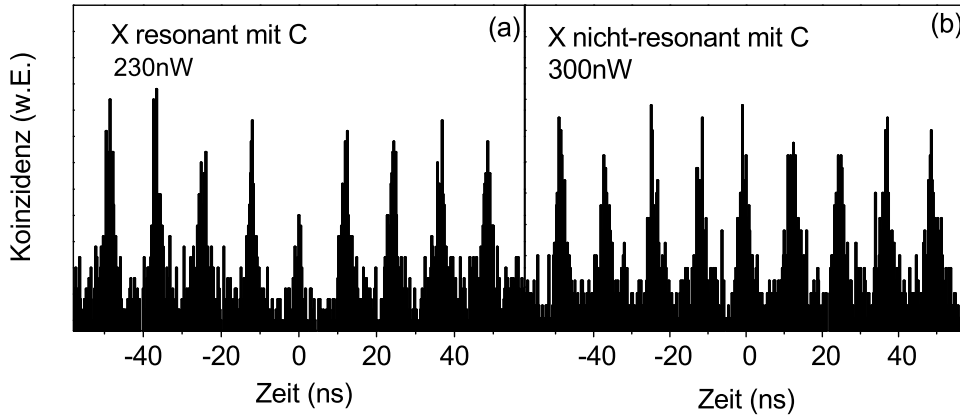


Abbildung 7.16: (a): Koinzidenz der Autokorrelationsfunktion zweiten Grades bei einer Anregungsleistung von 230 nW. Das QP-Exziton ist in Resonanz mit der Kavitätsmode; der gemessene Wert für die Korrelationsfunktion  $g_{gem}^{(2)}(0)$  beträgt 0,36. Unter Berücksichtigung des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses tragen 80% der Photonen in der Kavitätsmode aufgrund des resonanten QP-Exzitons zum Lasing bei. (b): Als Vergleich ist die Autokorrelationsfunktion zweiten Grades bei einer Anregungsleistung von 300 nW im nicht-resonanten Fall gezeigt;  $g_{gem}^{(2)}(0)$  ist hier 0,98, d.h. mehrere nicht-resonante QP-Exzitonen tragen zum Lasen bei.

ein Verhältnis von Signal zu Rauschen von  $\frac{S}{4} \sim 4$ , d.h. etwa 80% der Photonen in der Kavitätsmode tragen aufgrund des QP-Exzitons in Resonanz zum Lasing bei [130]. Als Vergleich dazu ist auf der rechten Seite des Bildes 7.16 die Koinzidenz aufgetragen für die Resonatormode, wenn sich das QP-Exziton außerhalb der Resonanz befindet (300 nW). Der gemessene Wert der Korrelationsfunktion 2.ten Grades  $g_{gem}^{(2)}(0)$  beträgt hier 0,98. Weit oberhalb der Laserschwelle sind die Werte von  $g_{gem}^{(2)}(0)$  etwa eins für den resonanten sowie für den nicht-resonanten Fall. Dies bedeutet, dass mehrere nicht resonante Quantenpunkte zum Lasing beitragen.

Bild 7.17 zeigt die Auswertung der Korrelationsmessungen zweiten Grades  $g^{(2)}(\tau)$  zum Zeitpunkt  $\tau=0$ . Die ausgefüllten Kreise (offenen Kreise) spiegeln die Ergebnisse in Resonanz (Nicht-Resonanz) wider. Bei der kleinsten externen Anregungsleistung von 230 nW wurde ein Wert von  $g_{gem}^{(2)}(0)=0,36$  gemessen. Aufgrund der Hintergrundemission anderer

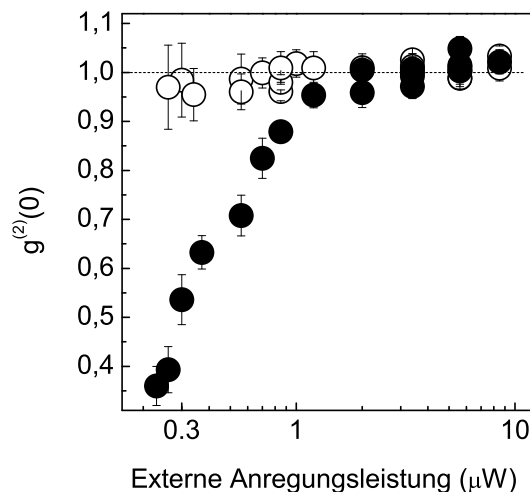


Abbildung 7.17: Die Kurve zeigt die Ergebnisse der Korrelationsmessung  $g^{(2)}(\tau)$  zum Zeitpunkt  $\tau=0$ . In Resonanz bei kleiner Anregungsleistung ist  $g^{(2)}(0)$  kleiner 0,5, d.h. der Beitrag von einem einzelnen Quantenpunkt-Exziton zum Lasing ist dominant. (C1188)

QP-Exzitonen kann der gemessene Wert von Null abweichen. Der gemessene Wert  $g_{gem}^{(2)}(0)$  verhält sich zum erwarteten Wert  $g^{(2)}(0)$  wie folgt [68, 11]:

$$g_{gem}^{(2)}(0) = 1 + \rho^2(g^{(2)}(0) - 1) \quad (7.31)$$

Hierbei ist  $\rho$  das Signal-zu-Rausch-Verhältnis ( $\rho = \frac{S}{S+B}$ ).

Die vorliegenden experimentellen Untersuchungen haben gezeigt, dass ein Lasing-Verhalten in Mikroresonatoren beobachtet werden kann. Diese Mikrolaser weisen sehr hohe  $\beta$ -Faktoren auf, so dass man dem "idealen" Ziel eines schwellenlosen Lasers recht nahe kommt. Des Weiteren wurde gezeigt, dass durch die Resonanz eines einzelnen QP-Exzitons, d. h. durch Ausnutzung des Purcell-Effekts, das Lasing-Verhalten im Sinne einer niedrigeren Laserschwelle und eines höheren  $\beta$ -Faktors modifiziert werden kann. Diese Ergebnisse werden als wichtige Zwischenresultate auf dem Weg hin zum schwellenlosen Einzelquantenpunkt-laser gewertet.





# Kapitel 8

## Die starke Kopplung

Das Hauptziel der vorliegenden Arbeit ist der experimentelle Nachweis der starken Kopplung zwischen dem elektromagnetischen Feld in einem Mikroresonator und einzelnen Quantenpunkt-Exzitonen. Die kohärente Wechselwirkung zwischen vielen Exzitonen und der spektralen Mode eines Resonators wurde bereits 1992 von C. Weisbuch erbracht [127]. Als aktive Schicht fungierte in diesem semiklassischen Fall ein Quantenfilm, in dem viele Exzitonen angeregt werden und die mit einer entsprechend hohen Kopplungsstärke mit der Resonatormode wechselwirken. Im Gegensatz dazu zielt die vorliegende Arbeit auf den quantenmechanischen Fall der Wechselwirkung mit einem einzelnen Emitter ab. Die in diesem Fall signifikant geringere Kopplungsstärke der Licht-Materie-Wechselwirkung erfordert erhebliche technologische Anstrengungen, um dennoch das kohärente Regime der starken Kopplung zu erreichen. Im Rahmen dieser Arbeit konnte 2004 nach umfangreichen Optimierungsschritten erstmals die starke Kopplung zwischen dem Vakuumfeld eines Fabry-Pérot Mikroresonators und einem einzelnen QP-Exziton erbracht werden [92]. Nahezu zeitgleich konnte die starke Kopplung einzelner Emittter mit der Resonatormode auch in Photonischen Kristallen nachgewiesen werden [135].

Ob es zu einer schwachen oder starken Kopplung zwischen dem elektromagnetischen Feld eines Resonators und einem QP-Exziton kommt, hängt von einigen Faktoren ab (siehe Kapitel 3.2). Hierbei spielt der Kopplungsfaktor  $g_0$  und die Qualität der Mikroresonatoren (Q-Faktor, invers proportional zur Resonatorlinienbreite  $\gamma_C$ ) eine entscheidende Rolle. Das Kriterium für starke Kopplung lautet:  $g_0 > \gamma_C/4$ . Die laterale Ausdehnung der QP-Exzitonen nimmt Einfluss auf die Kopplungsstärke  $g_0$  und die Linienbreite der Resonatormode  $\gamma_C$  kann technologisch über die Spiegelanzahl der DBR sowie das Ätzverfahren optimiert werden. Das folgende Kapitel 8.1 zeigt zunächst die starke Kopplung von großen  $\text{In}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$  Quantenpunkten, die auf Grund ihrer hohen Oszillatorstärke für Studien in diesem Regime der cQED prädestiniert sind. Im weiteren Verlauf werden auch Experimente zur starken Kopplung mit Quantenpunkten geringerer lateraler Ausdehnung vorgestellt. Diese Quantenpunkte weisen größere Niveauabstände, d.h. sp-Aufspaltungen,

auf, und eignen sich somit besser für resonante Anregung in die p-Schale. Diese Eigenschaft wurde in [89] genutzt, um das Einzelemitterregime der starken Kopplung an einem selektiv angeregten Quantenpunkt über Messungen zur Photonenzustatsstatistik eindeutig nachzuweisen.

Wie aus Kapitel 3 ersichtlich, äußert sich die starke Kopplung zwischen Resonatormode und Exzitonen in einer Vakuum-Rabi-Aufspaltung  $\Delta E$  (VR). Der Betrag dieser VR-Aufspaltung  $\Delta E$  hängt unter anderem davon ab, wie viele Exzitonen zur Kopplung beitragen. So können mehrere Quantenpunkte über die photonische Mode eines Resonators kohärent gekoppelt werden, was im Rahmen dieser Arbeit in Kapitel 8.3 am Beispiel von zwei QP-Exzitonen gezeigt wird. Dieser photonisch-kohärente Kopplungscharakter ist einzigartig in Mikroresonatorsystemen und könnte als Basis für zukünftige Quantengatter dienen [43].

## 8.1 Experimentelle Untersuchungen zur starken Kopplung in Halbleitermikroresonator-Quantenpunkt-Systemen

Im Folgenden werden die experimentellen Untersuchungen zur Licht-Materie-Kopplung mit großen  $\text{In}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$  Quantenpunkten vorgestellt. Abbildung 8.1 (a) zeigt  $\mu\text{PL}$ -Spektren, die an einem Mikroresonator mit einem Durchmesser von  $1,5\ \mu\text{m}$  bei Temperaturen von 5 K bis 30 K aufgenommen wurden. Der Mikroresonator basiert auf einem planaren Resonator mit 20 (23) Spiegelpaaren im oberen (unteren) DBR. Die Resonatormode  $C$  befindet sich bei 5 K auf der niederenergetischen Seite des QP-Exzitons (mit  $X$  gekennzeichnet) bei  $1,3234\ \text{eV}$  und hat einen Q-Faktor von 7350. Durch Temperaturerhöhung (siehe Abschnitt 6.2.1) kommt das QP-Exziton  $X$  in Resonanz mit der Resonatormode  $C$ . Im Gegensatz zur schwachen Kopplung ist hier keine Einzellinie mit erhöhter Intensität zu registrieren, sondern es kommt zu einer Aufspaltung in zwei Linien. In Resonanz, bei einer Temperatur von 21 K (graue Kurve), beträgt die Aufspaltung  $\Delta E$   $140\ \mu\text{eV}$ . Da es sich um die Wechselwirkung des Exzitons mit dem Vakuumfeld des Resonators handelt, spricht man hier von der so genannten Vakuum-Rabi-Aufspaltung. Bei weiterer Temperatursteigerung schiebt  $X$  aus der Resonanz heraus, und befindet sich bei 30 K etwa bei  $1,3224\ \text{eV}$  auf der hochenergetischen Seite der Resonatormode.

In Abbildung 8.1 (b) ist die Simulationsrechnung zur der eben vorgestellten Messung dargestellt. Hierbei wurde die aus der Messung gewonnene Linienbreite  $\gamma_C$  sowie die Vakuum-Rabi-Aufspaltung  $\Delta E$  dazu genutzt, den Kopplungsfaktor  $g_0$  dieses Systems zu bestimmen.  $g_0$  konnte hierbei zu etwa  $80\ \mu\text{eV}$  abgeschätzt werden. Der Kopplungsfaktor  $g_0$  ist somit größer als  $g_0 > \gamma_C/4 \approx 45\ \mu\text{eV}$ , was zeigt, dass sich das System tatsächlich

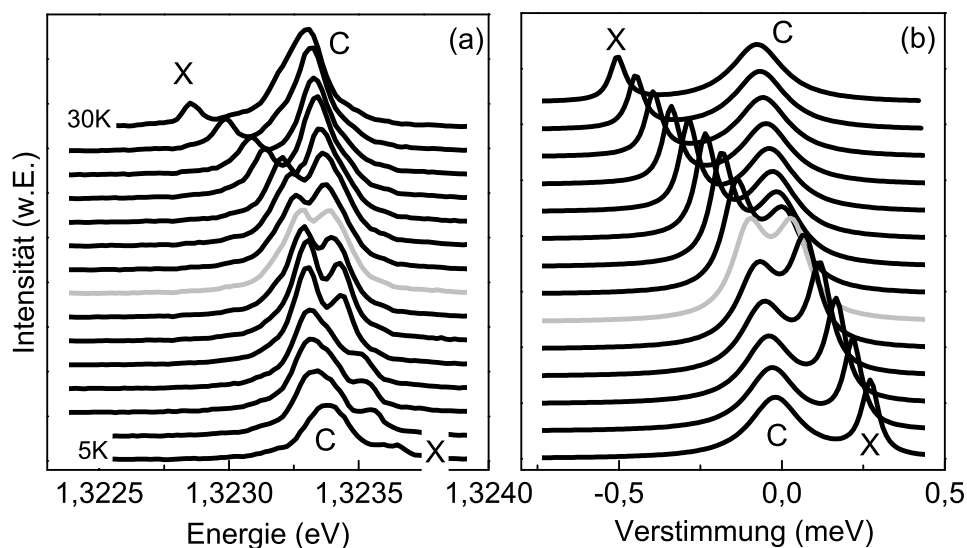


Abbildung 8.1: (a): Abgebildet sind die PL-Spektren eines Mikroresonators mit einem Durchmesser von  $1,5\ \mu\text{m}$  bei Temperaturen von  $5\ \text{K}$  bis  $30\ \text{K}$ . Der gemessene  $Q$ -Faktor beträgt  $Q=7350$ . In Resonanz, bei einer Temperatur von  $21\ \text{K}$ , sind zwei voneinander getrennte Linien sichtbar, wie es für die starke Wechselwirkung charakteristisch ist. Die Vakuum-Rabi-Aufspaltung beträgt  $140\ \mu\text{eV}$ . (b): Die Simulation mit den aus dem Experiment gewonnenen Werten von  $\gamma_C \approx 180\ \mu\text{eV}$  und  $\Delta E=140\ \mu\text{eV}$  ergibt einen Kopplungsfaktor  $g_0$  von ungefähr  $80\ \mu\text{eV}$ . (C798)

im Regime der starken Kopplung befindet. Das Modenvolumen  $V_m$  kann über numerische Rechnungen bestimmt werden und beträgt bei einem Mikroresonator mit einem Durchmesser von  $1,5\ \mu\text{m}$  etwa  $0,3\ \mu\text{m}^3$ . Mit einem Kopplungsfaktor von  $g_0=80\ \mu\text{eV}$  kann mit Hilfe von Gleichung 3.8 eine Oszillatorstärke  $f$  von 50 berechnet werden. Da der Kopplungsfaktor  $g_0$  jedoch von der räumlichen Lage des zu untersuchenden Quantenpunkts abhängt und der Quantenpunkt sich nicht zwangsläufig im Zentrum des Resonators befindet, stellt dieser Wert der Oszillatorstärke eine untere Grenze dar.

Einen tieferen Einblick in das Kopplungsverhalten erhält man über die Energiedispersion des wechselwirkenden Systems und die Linienbreiten als Funktion der Verstimmung. Diese charakteristischen Verläufe wurden über eine Anpassung der PL-Spektren mittels zweier Lorentzkurven ermittelt und sind in Abb. 8.2 dargestellt. Von links nach rechts sind die Energiepositionen, die Linienbreiten und die integrierten Intensitäten der Resonatormode  $C$  ( $\circ$ ) und des QP-Exzitons  $X$  ( $\bullet$ ) als Funktion der Verstimmung aufgetragen.

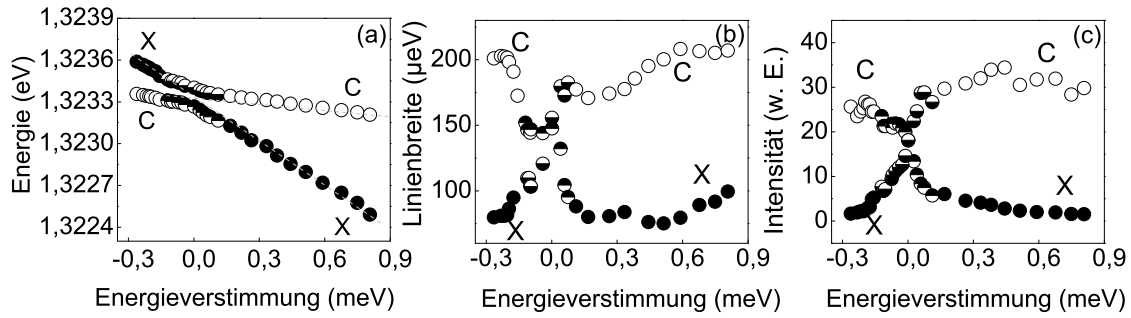


Abbildung 8.2: Energiepositionen, Linienbreiten und die integrierten Intensitäten der Resonatormode ( $\circ$ , C) und des QP-Exzitons ( $\bullet$ , X) der in Abb. 8.1 gezeigten Spektren als Funktion der Verstimung. Teilbild (a) zeigt die Energiepositionen von C und X. Das Anti-Kreuzen von Resonatormode und QP-Exziton ist deutlich zu erkennen, was ein Indiz für die starke Kopplung ist. Die Linienbreite sowie die integrierte Intensität gleichen sich in Resonanz soweit an, dass nicht mehr zwischen Resonatormode und QP-Exziton-Linie unterschieden werden kann. (C798)

Die charakteristischen Anzeichen für die starke Kopplung sind deutlich zu erkennen. Die Energiepositionen zeigen beispielsweise das anti-kreuzende Verhalten von C und X. In Resonanz gleichen sich die Linienbreiten sowie integrierten Intensitäten von C und X soweit an, dass auf Grund der quantenmechanischen Verschränkung der Ausgangszustände nicht mehr zwischen Resonatormode und QP-Exziton Linie unterschieden werden kann (siehe theoretische Berechnung der Linienbreiten aus Abbildung 3.3). Es soll angemerkt werden, dass die Linienbreite des QP-Exzitons außerhalb der Resonanz durch spektrale Diffusion deutlich erhöht ist und somit nicht der homogenen Breite entspricht [21]. Das Angleichen der Linienbreiten ist ein klares Indiz für die quantenmechanische Überlagerung von Resonatormode und QP-Exziton zu einem gemischten Zustand in Resonanz, welcher mit halb ausgefüllten Kreisen gekennzeichnet ist.

Ziel der vorliegenden Arbeit war es, die starke Kopplung im Grenzfall der Wechselwirkung eines einzelnen Emitters mit dem *Vakuumfeld* eines Mikroresonators nachzuweisen. Um dieses fundamentale Regime für das oben diskutierte Experiment zu verifizieren, werden folgende Überlegungen vorgestellt: Die Anregung erfolgt mit einem Nd:YAG Laser mit einer geringen Anregungsleistung von  $2\mu\text{W}$  und einer Laserwellenlänge von 532 nm. Aufgrund der Absorption durch die oberen Spiegelschichten des DBRs (GaAs/AlAs) und der Kavitätsschicht ( $\lambda/2$ ) oberhalb der aktiven Schicht gelangt nur ein kleiner Teil der Anregungsleistung des Lasers zur aktiven Schicht. Da der Absorptionskoeffizient von GaAs  $\alpha_{\text{GaAs}}$  bei einer Wellenlänge von 532 nm bei etwa  $\frac{6 \cdot 10^4}{\text{cm}}$  [117] liegt, wird ein Großteil des eingestrahnten Laserlichts im oberen DBR absorbiert und nur etwa 0,57 nW gelangt bis

hin zur aktiven Schicht. Geht man ferner vom ungünstigsten Fall aus, dass jedes Photon ein Exziton erzeugt, so werden bei einer Wellenlänge von 532 nm pro Sekunde maximal  $1,5 \cdot 10^9$  Exzitonen erzeugt. Weiterhin beträgt die Photonenlebensdauer  $\tau_p$  in der Kavität bei einem Q-Faktor von 7350 ca. 10 ps. Die mittlere Photonenzahl im Resonator beträgt somit  $P = \tau_p * N \approx 0,015$ , so dass mit sehr hoher Wahrscheinlichkeit von einer Vakuumfeld-Wechselwirkung ausgegangen werden kann.

Die Kopplungsstärke hängt neben der Größe des involvierten Quantenpunktes vor allem auch von dessen lateraler Position ab. So ist es in ein und demselben Mikroresonator möglich, sowohl starke als auch schwache Kopplung zu beobachten. Im Folgenden werden die Messungen an einem Mikroresonator diskutiert, bei dem es zur sequentiellen Kopplung zwischen der Resonatormode und zwei QP-Exzitonen, die spektral etwa 200  $\mu\text{eV}$  auseinander liegen, kommt. Die Kopplung zwischen der Resonatormode mit dem "ersten" QP-Exziton zeigt hierbei das Verhalten der starken Kopplung, während die Wechselwirkung zwischen der Resonatormode und dem "zweiten" QP-Exziton zur schwachen Kopplung führt. Bild 8.3 zeigt die  $\mu\text{PL}$ -Spektren, aufgenommen an einem Mikroresonator mit einem

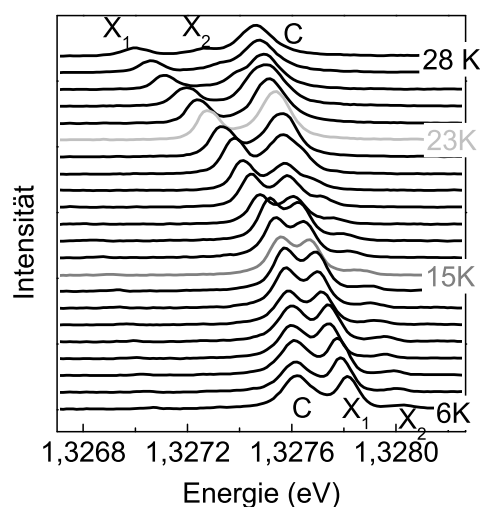


Abbildung 8.3:  $\mu\text{PL}$ -Spektren eines Mikroresonators mit einem Durchmesser von  $1,6 \mu\text{m}$ , aufgenommen bei Temperaturen von 6 K bis 28 K. Bei Temperaturerhöhung wird die Resonatormode C nacheinander von zwei QP-Exziton-Linien  $X_1$  und  $X_2$  gekreuzt. Bei einer Temperatur von 15 K kommt es mit  $X_1$  zu einem Antikreuzen der Linien (dunkelgraue Linie), also zu einer starken Wechselwirkung. Die Kopplung zwischen der Resonatormode mit dem QP-Exziton  $X_2$  führt hingegen zu einer Erhöhung der Emissionsintensität (hellgraue Linie, 23 K), es ist eine Intensitätsüberhöhung in Resonanz beobachtbar. (C807)

Durchmesser von  $1,6 \mu\text{m}$ , bei unterschiedlichen Temperaturen und geringer Anregungslei-

stung von  $4 \mu\text{W}$  [98]. Der planare Resonator besteht aus 23 (27) Spiegelpaaren im oberen (unteren) DBR. Als aktive Schicht sind  $\text{In}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$  Quantenpunkte eingebracht. Die gemessene Linienbreite der Resonatormode  $C$  beträgt  $\gamma_C=140 \mu\text{eV}$ , was einem Q-Faktor von etwa 9 600 entspricht. Das  $\frac{Q}{RC}$ -Verhältnis, welches für die starke Kopplung eine entscheidende Rolle spielt (siehe Kapitel 5.1), liegt bei  $12\,000 \frac{1}{\mu\text{m}}$ . Bei 6 K liegt das QP-Exziton  $X_1$  etwa  $200 \mu\text{eV}$  und  $X_2$  ca.  $400 \mu\text{eV}$  energetisch oberhalb von  $C$ . Bei einer Temperatur von 15 K kommt es zur Resonanz zwischen  $C$  und  $X_1$ . Die Vakuum-Rabi-Aufspaltung  $\Delta E$  ergibt sich zu  $110 \mu\text{eV}$ . Durch Einsetzen dieses Wertes und der Linienbreite  $\gamma_C$  in die Simulationsrechnung (siehe Abschnitt 3.4) kann ein Kopplungsfaktor von  $g_0=67 \mu\text{eV}$  ( $> \gamma_C/4=35 \mu\text{eV}$ ) ermittelt werden.

Zur Resonanz der Kavitätsmode mit dem QP-Exziton  $X_2$  kommt es bei einer Temperatur von 23 K. Im Gegensatz zu  $X_1$  ist hier keine Aufspaltung in zwei Linien zu erkennen, es kommt vielmehr zu einer leichten Erhöhung der Intensität in Resonanz. Mit Hilfe einer Simulation konnte ein Kopplungsfaktor von  $g_0=22 \mu\text{eV}$  ( $< \gamma_C/4$ ) berechnet werden.

Zur näheren Interpretation der gemessenen Kurven wurden hier die Spektren mittels drei Lorentzkurven für  $C$ ,  $X_1$  und  $X_2$  angepasst. In Abbildung 8.4 sind die Energiepositionen als Funktion der Temperatur zu sehen. Bei einer Temperatur von 15 K ist deutlich ein

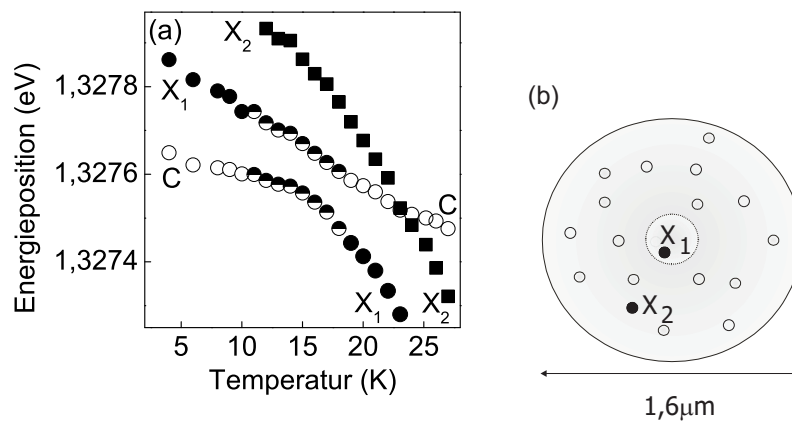


Abbildung 8.4: (a): Aufgetragen sind die Energiepositionen der Resonatormode  $C$  ( $\circ$ ) und der QP-Exziton-Linien  $X_1$  ( $\bullet$ ) und  $X_2$  ( $\blacktriangle$ ) in Abhängigkeit der Temperatur. Für  $X_1$  ergibt sich ein Anti-Kreuzen der Linien, während  $X_2$  die Kavitätsmode  $C$  kreuzt. (b): Schematische Darstellung zur möglichen räumlichen Lage der Quantenpunkte  $X_1$  und  $X_2$  in der Kavität. Die Anzahl der Quantenpunkte im Resonator sind hier nicht maßstabsgetreu. Die Skizze zeigt nur eine Veranschaulichung der Situation. (C807)

Anti-Kreuzen der Resonatormode  $C$  ( $\circ$ ) und der QP-Exziton-Linie  $X_1$  ( $\bullet$ ) zu erkennen, während  $C$  und  $X_2$  ( $\blacktriangle$ ) einander kreuzen. In ein und demselben Resonator ist es dem-

nach möglich, schwache sowie starke Photon-Exziton-Wechselwirkung zu beobachten. Die unterschiedlichen Kopplungsarten können über unterschiedliche laterale Positionen der Quantenpunkte  $X_1$  und  $X_2$  erklärt werden. Abbildung 8.4 (b) zeigt eine schematische Darstellung zur möglichen Lage der Quantenpunkte  $X_1$  und  $X_2$  im Resonator. Der Betrag des elektrischen Feldes der Resonatormode ist positionsabhängig (siehe Graph 2.8). In der Mitte des Resonators ist das elektromagnetische Feld am größten, während es zu den Rändern hin abnimmt. Deshalb erfährt ein QP, der sich in der Mitte des Resonators befindet, eine stärkere Kopplung mit der Resonatormode, verglichen mit einem QP, der sich radial weiter außen befindet. Nimmt man an, dass sich das QP-Exziton  $X_1$  in der Mitte des Resonators befindet und somit der Kopplungsfaktor aufgrund der spektralen sowie räumlichen Lage maximal ist, so kann aufgrund der unterschiedlichen Kopplungsfaktoren  $g_1$  und  $g_2$  die räumliche Lage des QP-Exzitons  $X_2$  bestimmt werden. Gemäß dieser Abschätzung liegt der Quantenpunkt  $X_2$  radial etwa  $0,5 \mu\text{m}$  von der Resonatormitte entfernt.

In das Regime der starken Kopplung zwischen dem Vakuumfeld des Resonators und *kleinen* Quantenpunkten (mit höherem In-Gehalt) zu gelangen, ist aufgrund der geringen Oszillatorstärke kleiner Quantenpunkte technologisch äußerst anspruchsvoll [1]. Die geringe Oszillatorstärke kann durch eine Reduktion dissipativer Verluste kompensiert werden, was sehr hohe Anforderung an die Prozessierung der Fabry-Pérot Mikroresonatoren stellt. Im Folgenden werden weitere Fälle der starken Kopplung vorgestellt, bei denen dies gelungen ist. Abbildung 8.5 zeigt die  $\mu\text{PL}$ -Spektren eines Mikroresonators mit einem Durchmesser von  $1,8 \mu\text{m}$  bei verschiedenen Temperaturen. Der Indiumgehalt der  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -QP liegt bei etwa 35% und die Quantenpunktdichte beträgt etwa  $6 \cdot 10^9 \text{cm}^{-2}$ . Die Anzahl der Spiegelpaare im oberen sowie unteren DBR wurde um jeweils drei erhöht, so dass sich 30 Spiegelpaare unterhalb und 26 Spiegelpaare oberhalb der Kavität befinden. Die gemessene Linienbreite der Kavitätsmode  $C$  außerhalb der Resonanz beträgt  $70 \mu\text{eV}$ , was einem Q-Faktor von etwa 18 000 entspricht. Das  $\frac{Q}{RC}$ -Verhältnis ist mit  $20\,000 \frac{1}{\mu\text{m}}$  deutlich größer als im vorangegangenen Beispiel.  $C$  befindet sich bei einer Temperatur von 21 K bei  $1,2946 \text{ eV}$  und ist somit  $200 \mu\text{eV}$  rot verschoben im Vergleich zum QP-Exziton  $X$ . Mittels Temperaturerhöhung wandert  $X$  zu niedrigeren Energien; bei 26 K kommt es zur Resonanz zwischen  $C$  und  $X$ . Auch hier ist ein Anti-Kreuzen der beiden Linien zu beobachten. Mit weiter steigender Temperatur wandert  $X$  aus der Resonanz auf die niederenergetische Seite der Resonatormode  $C$ .

Zur Verifizierung der starken Kopplung wurden auch hier die Spektren mittels zweier Lorentzkurven angepasst. Die einzelnen Parameter von Energieposition, Linienbreite und integrierter Intensität von  $C$  ( $\circ$ ) und  $X$  ( $\bullet$ ) sind in den Graphen von 8.6 abgebildet. Auch hier zeigen die Energiepositionen eine Aufspaltung in zwei Äste. Die gemessene Vakuum-Rabi-Aufspaltung  $\Delta E$  beträgt  $50 \mu\text{eV}$  und ist somit, trotz des hohen Q-Faktors, kleiner als im ersten Beispiel (siehe Messung 8.1). Dies kann maßgeblich durch die geringere late-

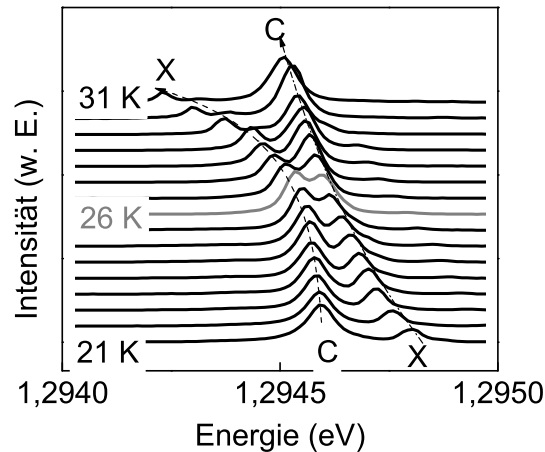


Abbildung 8.5:  $\mu$ PL-Spektren eines Mikroresonators mit einem Durchmesser von  $1,8\mu\text{m}$  im Temperaturbereich von 21 K bis 31 K. Die Linienbreite beträgt bei einer Temperatur von 21 K  $70\mu\text{eV}$ ; dies entspricht einem Q-Faktor von 18 000. Das QP-Exziton befindet sich bei 21 K etwa  $200\mu\text{eV}$  energetisch oberhalb von der Resonatormode C. In Resonanz bei etwa 26 K ist das Anti-Kreuzen von C und dem QP-Exziton X zu erkennen. (C1397)

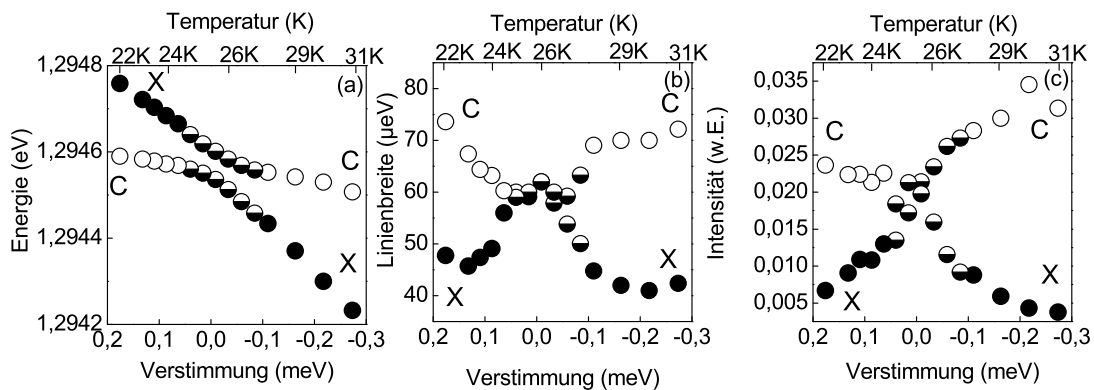


Abbildung 8.6: Energieposition, Linienbreite und integrierte Intensität als Funktion der Verstimmung bzw. der Temperatur von Resonatormode C ( $\circ$ ) und QP-Exziton-Linie X ( $\bullet$ ). In der Auftragung der Energiepositionen ist das Anti-Kreuzen von C und X zu erkennen. Die Vakuum-Rabi-Aufspaltung  $\Delta E$  ist  $50\mu\text{eV}$ . In Resonanz tauschen sich integrierte Intensität und Linienbreite der beiden Linien aus, so dass nicht mehr zwischen Resonatormode und QP-Exziton unterschieden werden kann. (C1397)



rale Ausdehnung der Quantenpunkte erklärt werden. In Resonanz bei einer Temperatur von 26 K gleichen sich auch hier die Linienbreiten und die integrierten Intensitäten an. Der Bereich der Resonanz ist mit Sternen gekennzeichnet. Durch Simulationsrechnungen kann ein Kopplungsfaktor von  $g_0=38 \mu\text{eV}$  angegeben werden. Eingesetzt in Gleichung 3.8 ergibt sich eine Oszillatorstärke von 24.

Über die bereits vorgestellten Untersuchungen zur starken Kopplung hinaus, ist es wichtig das Einzelemitter-Regime nachzuweisen. Dieser Nachweis kann über Messungen zur Photonenzustatistik erbracht werden und wurde in Kooperation mit der Gruppe von Prof. Y. Yamamoto an der Stanford University demonstriert. Abbildung 8.7 zeigt die  $\mu\text{PL}$ -Spektren eines Mikroresonators mit einem Durchmesser von  $1,8 \mu\text{m}$  aufgenommen in einem Temperaturbereich von 8 K bis 18 K. Aufgrund der resonanten Anregung in die p-Schale dieses QP-Exzitons, wie in Kapitel 6.2.2 beschrieben, sind keine weiteren QP-Exzitonen in den Spektren sichtbar. Die Laserwellenlänge wurde für jede Temperatur so eingestellt, dass nur das QP-Exziton X, welches sich bei einer Temperatur von 8 K auf der Hochenergieseite der Resonatormode befindet, resonant in die p-Schale angeregt wird. Die Laserwellenlänge musste hierbei von 936,25 nm bei 8 K auf 936,45 nm bei 18 K schrittweise angepasst werden [89]. Durch die resonante Anregung des Mikroresonators

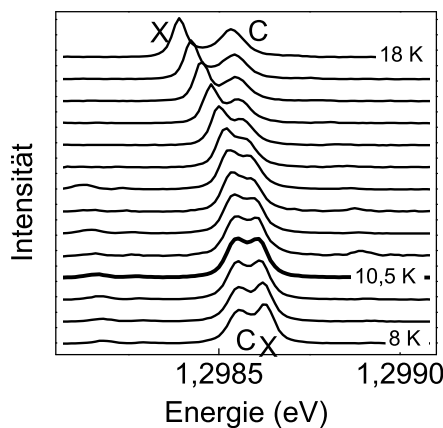


Abbildung 8.7: Temperaturabhängige Messungen an einem Mikroresonator mit  $1,8 \mu\text{m}$  Durchmesser gemessen unter  $p$ -resonanter Anregung. Die Laserwellenlänge wurde aufgrund der Temperaturabhängigkeit des QP-Exzitons im Bereich von  $936,25 \text{ nm}$  bis  $936,45 \text{ nm}$  stets angepasst. Im Fall der resonanten Anregung werden keine weiteren QP-Exzitonen spektral in der Nähe der Resonatormode angeregt. Das Spektrum zeigt ein deutliches Antikreuzen der Resonatormode und des QP-Exzitons, wie es für die starke Kopplung charakteristisch ist. Die Messungen wurden in Kooperation mit Partnern (D. Press, S. Götzinger und Y. Yamamoto) der Stanford University durchgeführt.

ist die unkorrelierte Emission nicht resonanter QP stark unterdrückt und die Resonatormode  $C$  wird im Wesentlichen von dem selektierten QP gespeist. Der Graph zeigt ein deutliches Antikreuzen der Resonatormode und des QP-Exzitons in Resonanz, wie es für die starke Kopplung charakteristisch ist. Eine Auswertung der gemessenen Daten zeigt eine Vakuum-Rabi-Aufspaltung  $\Delta E$  von  $56 \mu\text{eV}$ . Mit der gemessenen Linienbreite von  $\gamma_C=85 \mu\text{eV}$  lässt sich der Kopplungsfaktor  $g_0$  zu  $35 \mu\text{eV}$  aus den Simualtionsspektren bestimmen, was bei dem gegebenen Modenvolumen einem typischen Wert für die verwendeten Quantenpunkte mittlerer Größe darstellt.

Mittels Autokorrelationsmessungen (siehe Abschnitt 4.3.3 und 7.2.3) kann die Photonstatistik der PL-Emission untersucht werden. Abbildung 8.8 zeigt die gemessene Intensitätsverteilung der Autokorrelationsfunktion zweiter Ordnung des vorangegangenen Beispiels bei einer Energie von  $1,2986 \text{ eV}$  und einer Temperatur von  $10,5 \text{ K}$ , d. h. wenn sich das QP-Exziton in Resonanz mit der Grundmode befindet. Das gemessene Spektrum

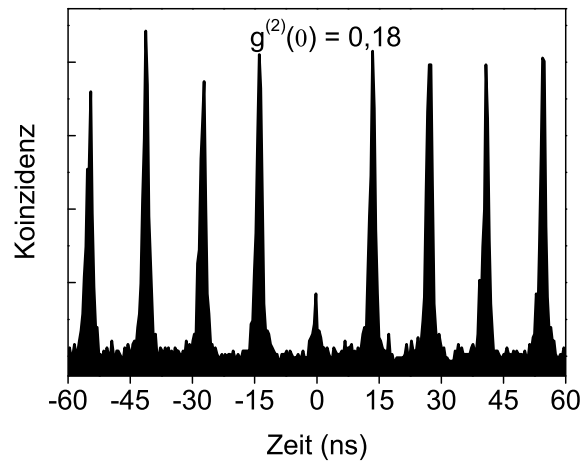


Abbildung 8.8: Koinzidenzereignisse der Autokorrelationsfunktion zweiter Ordnung in Resonanz. Der gemessene Wert für die Korrelationsfunktion  $g^{(2)}(0)$  beträgt  $0,18$ , was als eindeutiges Indiz für das Einzelemitterregime gewertet wird.

zeigt ein eindeutiges Verhalten von Anti-Bunching, der Wert der Korrelationsfunktion zweiten Grades  $g^{(2)}(0)$  ist  $0,18$ . Dieser Wert liegt deutlich unterhalb von  $0,5$  und zeigt somit, dass die starke Kopplung von einem *einzelnen* QP-Exziton und der Resonatormode erzielt wird.

Eine kontinuierliche Verbesserung der planaren Mikroresonatorstrukturen sowie der Ätztechnologie hat es darüber hinaus erlaubt, die starke Kopplung auch in Mikroresonatoren mit gewöhnlichen InGaAs Quantenpunkten mit einem Indium-Gehalt von  $60\%$  in der

aktiven Schicht zu beobachten, was im Folgenden vorgestellt wird. Um die geringere Oszillatorstärke von etwa 10 dieser Quantenpunkte zu "kompensieren", wurde die Anzahl der Spiegelpaare des planaren Mikroresonators nochmals auf 29 im oberen und 32 im unteren DBR erhöht.

Bei den vorliegenden Strukturen liegen die Linienbreiten der Resonatormoden sowie die erwarteten Werte der Vakuum-Rabi-Aufspaltung im Bereich von wenigen  $10 \mu\text{eV}$ . Daher kam bei den Photolumineszenz-Untersuchungen der in Abschnitt 4.3.1 beschriebene hochauflösende Aufbau mit einer spektralen Auflösung von  $4 \mu\text{eV}$  zum Einsatz. In Abb. 8.9 sind die  $\mu\text{PL}$ -Spektren eines Mikroresonators mit  $3 \mu\text{m}$  Durchmesser im Temperaturbereich von  $21,8 \text{ K}$  bis  $23,6 \text{ K}$  aufgetragen. Die Linienbreite der Resonator-Grundmode  $C$

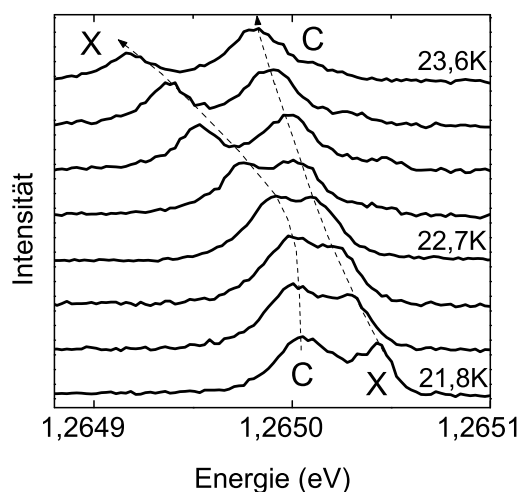


Abbildung 8.9: PL-Messungen bei verschiedenen Temperaturen an einem Mikroresonator mit  $3 \mu\text{m}$  Durchmesser. In Resonanz bei einer Temperatur von  $22,7 \text{ K}$  kann die Vakuum-Rabi-Aufspaltung zu  $\Delta E = 23 \mu\text{eV}$  bestimmt werden. (C1407)

beträgt außerhalb der Resonanz  $35 \mu\text{eV}$ , dies entspricht einem Q-Faktor von  $36\,100$ . Zunächst befindet sich das einzelne QP-Exziton  $X$   $45 \mu\text{eV}$  von  $C$  entfernt. Mit steigender Temperatur kommt es zur Resonanz von  $C$  und  $X$ . Wie in den ersten beiden Fällen (8.1 und 8.5) kommt es zu einem antikreuzenden Verhalten der beiden Linien als Zeichen der starken Kopplung.

In Abb. 8.10 sind von links nach rechts die entsprechenden Energiepositionen, Linienbreiten und integrierten Intensitäten der Resonatormode  $C$  ( $\circ$ ) und des QP-Exzitons  $X$  ( $\bullet$ ) als Funktion der Verstimmung aufgetragen. Aus der Auftragung der Energiepositionen ist deutlich das Anti-Kreuzen von  $C$  und  $X$  zu erkennen. Die Vakuum-Rabi-Aufspaltung

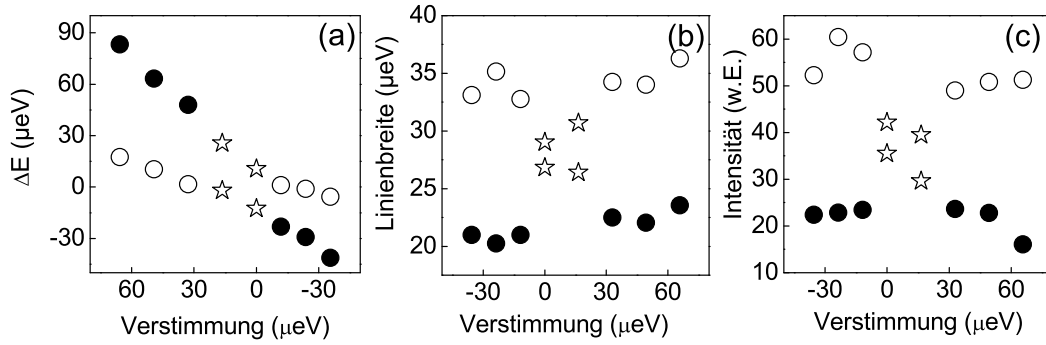


Abbildung 8.10: Energiepositionen, Linienbreiten und integrierte Intensitäten der Kavitätsmode  $C$  ( $\circ$ ) und des QP-Exzitons  $X$  ( $\bullet$ ) als Funktion der Verstimmung. Aus dem Graphen mit den Energiepositionen kann eine Vakuum-Rabi-Aufspaltung  $\Delta E$  von  $23 \mu\text{eV}$  abgelesen werden. Im Bereich der Resonanz gleichen sich Linienbreiten und integrierten Intensitäten von  $C$  und  $X$  an. (C1407)

$\Delta E$  kann mit  $23 \mu\text{eV}$  abgelesen werden. Dieser Wert scheint verhältnismäßig klein im Vergleich zu Beispiel 8.1, in dem ein  $\Delta E=140 \mu\text{eV}$  gemessen wurde. Jedoch weist der Kontrast  $\Delta E/\gamma_C$  mit  $0,78$  (Messung 8.1:  $0,66$ ) Werte in der gleichen Größenordnung auf. Im Bereich der Resonanz, der mit Sternen gekennzeichnet ist, tauschen sich die Werte der Linienbreite und der integrierten Intensitäten von  $C$  und  $X$  aus. Die Kopplungskonstante lässt sich mit Hilfe von Simulationsrechnungen bestimmen und beträgt hier  $17,6 \mu\text{eV}$ .

Abbildung 8.11 zeigt eine tabellarische Auflistung der vorangegangenen, gemessenen Beispiele für die starke Kopplung. Für die einzelnen Messungen sind jeweils Mikroresonatoren mit einem hohen  $\frac{Q}{R_C}$ -Verhältnis ausgewählt worden (siehe Abbildung 5.2).

Maßgebend für den Wert der Vakuum-Rabi-Aufspaltung  $\Delta E$  ist der Kopplungsfaktor  $g_0$ , wobei der Kopplungsfaktor von der aktiven Schicht bestimmt wird. Der Quotient  $\frac{\Delta E}{\gamma_C}$  gibt hingegen Auskunft über das Verhältnis der Vakuum-Rabi-Aufspaltung zur Linienbreite des Resonators.

Im Rahmen dieser Arbeit konnte erstmals die starke Kopplung zwischen einem QP-Exziton und einem Photon in Mikroresonatoren gezeigt werden. Die starke Kopplung konnte hierbei an Mikroresonatoren mit unterschiedlichen Eigenschaften (Spiegelanzahl, Indium-Gehalt bzw. laterale Ausdehnung der Quantenpunkte) reproduzierbar nachgewiesen werden. Der Wert der maximalen Vakuum-Rabi-Aufspaltung liegt hierbei bei  $140 \mu\text{eV}$ . Mittlerweile ist es auch anderen Forschungsgruppen gelungen die starke Kopplung mit

|   |               |                |                |               |
|---|---------------|----------------|----------------|---------------|
| obere/untere Anzahl der Spiegelpaare    | 20/23         | 23/27          | 26/30          | 29/32         |
| In <sub>x</sub> Ga <sub>x-1</sub> As-QP | 30%           | 30%            | 40%            | 60%           |
| Oszillatorstärke                        | 50            | 50             | 24             | 12            |
| Resonator Durchmesser                   | 1,5 $\mu m$   | 1,6 $\mu m$    | 1,8 $\mu m$    | 3 $\mu m$     |
| Modenvolumen $V_m$                      | 0,3 $\mu m^3$ | 0,34 $\mu m^3$ | 0,43 $\mu m^3$ | 1,2 $\mu m^3$ |
| Linienbreite $\gamma_C$                 | 180 $\mu eV$  | 140 $\mu eV$   | 70 $\mu eV$    | 35 $\mu eV$   |
| Kopplungsfaktor $g_0$                   | 80 $\mu eV$   | 67 $\mu eV$    | 38 $\mu eV$    | 17,6 $\mu eV$ |
| Vakuum-Rabi-Aufspaltung $\Delta E$      | 140 $\mu eV$  | 110 $\mu eV$   | 50 $\mu eV$    | 23 $\mu eV$   |
| $\frac{\Delta E}{\gamma_C}$             | 0,78          | 0,79           | 0,71           | 0,66          |

Abbildung 8.11: Tabularischer Vergleich der einzelnen Parameter und Werte der vorgestellten Mikroresonatoren für die starke Kopplung. Der Kopplungsfaktor  $g_0$  ist stets größer als  $\frac{\gamma_C}{4}$ , was ein Indiz für die starke Kopplung darstellt.

einzelnen Emittieren in Resonatoren nachzuweisen. T. Yoshie zeigte die starke Kopplung eines InAs-Quantenpunkts mit der Grundmode eines photonischen Kristalles;  $\frac{\Delta E}{\gamma_C}$  lag hierbei in der Größenordnung von 1,3 [135]. Im darauffolgenden Jahr konnte eine Vakuum-Rabi-Aufspaltung von 400  $\mu eV$  in Microdisk Mikroresonatoren mit einem einzelnen GaAs-Quantenpunkt nachgewiesen werden [88]. Diese Quantenpunkte besitzen jedoch eine wesentlich größere Oszillatorstärke und haben somit einen größeren Kopplungsfaktor. Durch Autokorrelationsmessungen (siehe Messung 8.8) konnte der Einzelemitter-Nachweis im Regime der starken Kopplung erbracht werden. In photonischen Kristallen gelang dieser Nachweis K. Hennessy 2007 [39]. Das Verhältnis  $\frac{\Delta E}{\gamma_C}$  lag dabei mit 0,76 in der gleichen Größenordnung wie bei den hier vorgestellten Mikroresonatoren. Auch die experimentellen Ergebnisse von Y. Ota weichen mit einem Verhältnis von  $\frac{\Delta E}{\gamma_C}=0,70$  nicht wesentlich ab [83].

## 8.2 Untersuchungen zur Polarisationsabhängigkeit der starken Kopplung

Die Grundmode zylindrischer Mikroresonatoren ist zweifach entartet [120]. Bei einer endlichen Elliptizität in der Resonator-Grundfläche spaltet die Grundmode in zwei Komponenten auf [97]. Diese Eigenschaft der hier vorgestellten Mikroresonatoren eignet sich besonders, um die Kopplung zwischen einem *identischen* QP-Exziton mit zwei separaten Moden eines Resonators, untersuchen zu können. Im Folgenden wird die Wechselwirkung zwischen einem QP-Exziton und den beiden orthogonalen Komponenten  $0^\circ$  und  $90^\circ$  der Resonatorgrundmode betrachtet.

Abbildung 8.12 zeigt die  $\mu$ PL-Spektren eines Mikroresonators mit einem Durchmesser von  $1,6 \mu\text{m}$  für die beiden Polarisationsrichtungen von  $0^\circ$  (graue Linie) und  $90^\circ$  (schwarze Linie) [96]. Mittels eines Linearpolarisators am Eingang des Monochromators kann so die

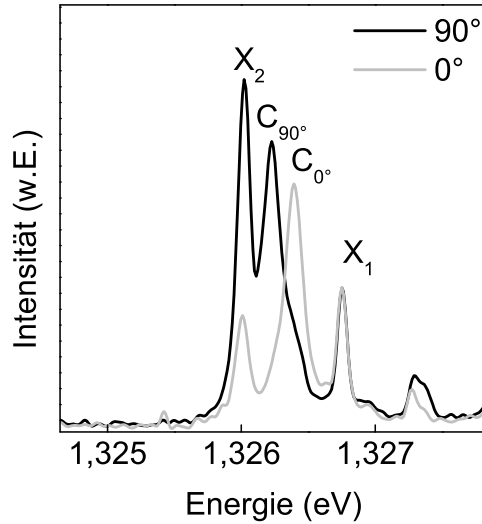


Abbildung 8.12:  $\mu$ PL-Spektren eines Mikroresonators mit einem Durchmesser von  $1,6 \mu\text{m}$ . Die Grundmode ist aufgrund des elliptischen Querschnittes des Resonators um etwa  $180 \mu\text{eV}$  aufgespalten. Die einzelnen Polarisationsrichtungen der Resonatormode sind mit  $C_{0^\circ}$  und  $C_{90^\circ}$  beschriftet. Auf der Hochenergieseite liegt ein QP-Exziton  $X_1$  bei einer Energie von  $1,326750 \text{ eV}$ . Der energetische Abstand zwischen  $C_{0^\circ}$ ,  $C_{90^\circ}$  und  $X_1$  ist so klein, dass mittels Temperaturerhöhung die Resonanz durchlaufen werden kann. Mit den Werten der Aufspaltung von  $180 \mu\text{eV}$  und dem Resonatordurchmesser von  $1,6 \mu\text{m}$  lässt sich eine maximale Abweichung in der Symmetrie von  $14 \text{ nm}$  berechnen. (C807)

energetische Aufspaltung der Grundmode zwischen horizontaler und vertikaler Polarisationsrichtung bestimmt werden. Die jeweiligen Resonatorgrundmoden sind mit  $C_{0^\circ}$  und  $C_{90^\circ}$  beschriftet,  $X_1$  bezeichnet das QP-Exziton. Durch die günstige energetische Lage des QP-Exzitons  $X_1$  eignet sich dieses sehr gut, um mittels Temperaturerhöhung in Resonanz mit den beiden Komponenten der Grundmode des Resonators gebracht zu werden. Die Energie der Polarisation von  $0^\circ$   $E_{0^\circ}$  ist  $1,326392 \text{ eV}$  und der Polarisationsrichtung von  $90^\circ$   $E_{90^\circ}$  ist  $1,326226 \text{ eV}$ . Dies entspricht einer spektralen Aufspaltung von  $166 \mu\text{eV}$ . Durch Umstellung der Gleichung 2.25 kann die Abweichung  $\Delta r$  vom mittleren Radius  $R_C$  des Mikroresonators aufgrund der Energieaufspaltung  $\Delta E_{x,y}$  berechnet werden [97]:

$$\Delta E_{x,y} = \frac{1}{E_{\text{circ}} R_C^3} \frac{\hbar^2 c^2 \xi_{n,m}^2}{\epsilon_r} \Delta r \quad (8.1)$$

Der nominelle Radius des Mikroresonators ist hier  $R_C = 1,6 \mu\text{m}$ , somit kann eine maximale Abweichung des Radius  $\Delta r$  von 7 nm bestimmt werden. Dies bedeutet, dass die maximale Differenz der beiden Halbachsen der elliptischen Grundfläche 14 nm beträgt. Hierbei ist die leichte Elliptizität auf Asymmetrien bei der Belichtung der Resonatoren zurückzuführen [97]. Bei Mikroresonatoren mit kleineren Durchmessern führt eine Abweichung von 14 nm zu einer größeren Elliptizität  $\epsilon$  und somit zu einer größeren Energieaufspaltung.

Diese Aufspaltung der Grundmode in die beiden Polarisationskomponenten bietet die Möglichkeit, das Kopplungsverhalten zwischen dem QP-Exziton  $X_1$  und der energetisch aufgespaltenen Grundmode, zu untersuchen. Dies ermöglicht einen Vergleich des Kopplungsverhaltens zwischen einem einzelnen QP-Exziton und den beiden Polarisationsrichtungen der Grundmode.

Die Teilbilder in Abbildung 8.13 zeigen die  $\mu\text{PL}$ -Spektren einer Temperaturserie, die an dem in Abbildung 8.12 vorgestellten Mikroresonator für die zwei unterschiedlichen Polarisationsstellungen  $0^\circ$ (a) und  $90^\circ$ (b) aufgenommen wurden. Bei einer Proben temperatur

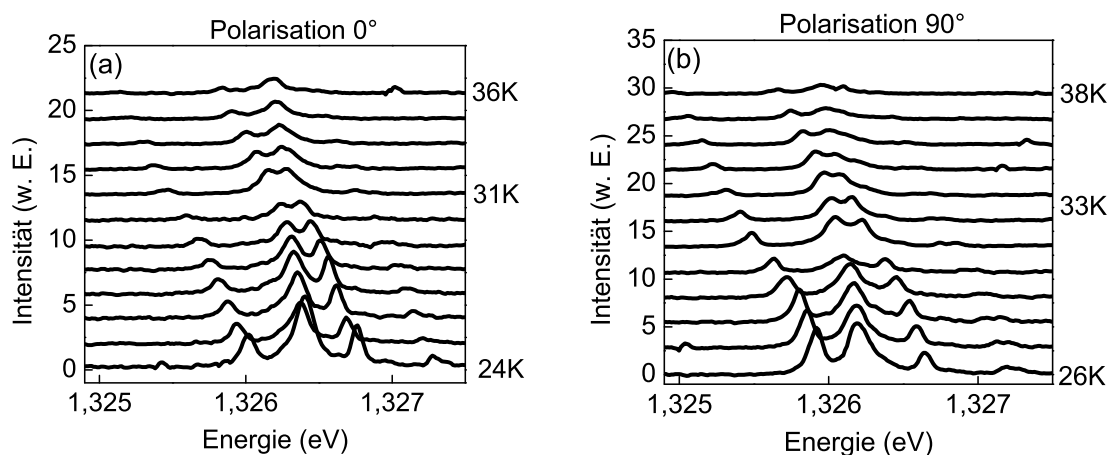


Abbildung 8.13:  $\mu\text{PL}$ -Spektren eines Mikroresonators mit einem Durchmesser von  $1,6 \mu\text{m}$  aufgenommen bei unterschiedlichen Temperaturen. Grafik (a) zeigt hierbei die Resonanz zwischen dem QP-Exziton  $X_1$  und der Resonatormode  $C_{0^\circ}$  bei einer Polarisationsrichtung von  $0^\circ$ , (b) zwischen  $X_1$  und  $C_{90^\circ}$  bei einer Polarisationsrichtung von  $90^\circ$ . In beiden Spektrenserien ist jeweils ein anti-kreuzendes Verhalten zwischen Resonatormode und dem QP-Exziton zu erkennen. (C807)

von 24 K befindet sich das QP-Exziton auf der Hochenergieseite der Resonatormode. Der Q-Faktor der Resonatormode  $C_{0^\circ}$  beträgt 7900. Bei einer Temperaturerhöhung auf 31 K kommt es bei der Polarisationsrichtung von  $0^\circ$  zur Resonanz mit der Resonatormode. Hier ist deutlich die Aufspaltung in zwei separate Linien zu erkennen, wie es für die starke Kopplung typisch ist. Eine weitere Temperatursteigerung lässt das QP-Exziton wieder aus der Resonanz heraustreten.

Der Q-Faktor der Resonatormode  $C_{90^\circ}$  bei einer Polarisationsrichtung von  $90^\circ$  ist mit 6 200 kleiner als bei der Polarisationsrichtung von  $0^\circ$ . Die Resonanz wird bei einer leicht höheren Temperatur von 33 K beobachtet.

Die Auswertung der Energiepositionen der beiden Komponenten der Resonatorgrundmode und des QP-Exzitons  $X_1$  ist in Abbildung 8.14 dargestellt. Die Energiepositionen

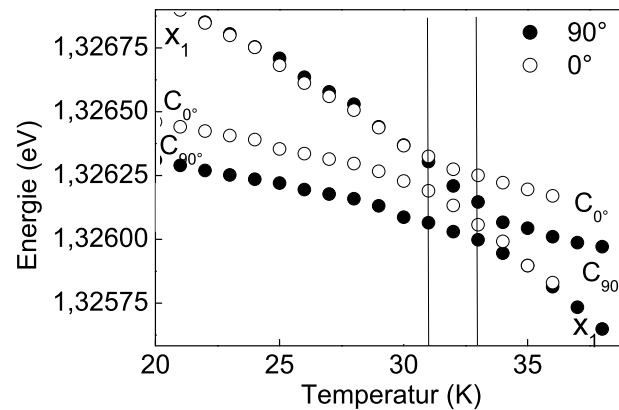


Abbildung 8.14: Abgebildet sind die Energiepositionen des QP-Exzitons  $X_1$  und den beiden Komponenten der Resonatormode für die Polarisationsrichtung von  $0^\circ$  ( $\circ$ ) und  $90^\circ$  ( $\bullet$ ) aus Messung 8.13. Bei beiden polarisationsabhängigen Messungen ist ein Antikreuzen zwischen Resonatormode und QP-Exziton sichtbar, wie es für die starke Kopplung charakteristisch ist. (C807)

für die  $0^\circ$  Polarisationsrichtung ist mit offenen Kreisen ( $\circ$ ) gekennzeichnet, die von  $90^\circ$  mit ausgefüllten Kreisen ( $\bullet$ ). Für beide Komponenten der Resonatormode ist ein Antikreuzen mit dem QP-Exziton  $X_1$  deutlich zu erkennen. Bei einer Temperatur von 31 K (33 K) für die Polarisationsrichtung  $0^\circ$  ( $90^\circ$ ) beträgt die Vakuum-Rabi-Aufspaltung  $\Delta E_{0^\circ}$  ( $\Delta E_{90^\circ}$ )  $135 \mu\text{eV}$  ( $121 \mu\text{eV}$ ). Somit können die Werte für das Verhältnis  $\frac{\Delta E}{\gamma_C}$  mit 0,79 für die Polarisationsrichtung von  $0^\circ$  und 0,58 für die Polarisationsrichtung von  $90^\circ$  angegeben werden. Aus der Messung ist zu erkennen, dass die Linienbreite des QP-Exzitons  $\gamma_X = 80 \mu\text{eV}$  beträgt. Mit Hilfe des Modells von Keldysh (siehe Kapitel 3.3) lässt sich so



der Kopplungsfaktor  $g_0$  für beide Polarisationsrichtungen bestimmen. Somit ergeben sich mit Hilfe der Linienbreiten  $\gamma_{C,0^\circ}$  und  $\gamma_{C,90^\circ}$  für die beiden Kopplungsfaktoren  $g_0^0=71 \mu\text{eV}$  und  $g_0^{90}=69 \mu\text{eV}$ . Im vorliegenden Fall muss noch erwähnt werden, dass die aktive Schicht der untersuchten Probe nicht aus runden Quantenpunkten besteht, sondern aus den langgezogenen Quantenpunkten, wie in Abbildung 4.3 (a) ersichtlich. Beide Polarisationsrichtungen liegen um  $45^\circ$  versetzt zur Orientierung der Quantenpunkte. Eine Untersuchung, in der eine der beiden Polarisationsrichtungen in Richtung der langen Ausdehnung und die andere parallel zur kurzen Achse liegt, wäre hier sehr interessant und ist in naher Zukunft vorgesehen.

Für den Fall der starken Kopplung zwischen dem QP-Exziton  $X_1$  und der Resonatormode  $C_{0^\circ}$  bei einer Temperatur von 31 K wurde die Polarisationsabhängigkeit der  $\mu\text{PL}$ -Spektren genauer untersucht. Abbildung 8.15 zeigt die Spektren der Polarisationsrichtung von  $0^\circ$  bis  $180^\circ$  in  $10^\circ$ -Schritten. Mit  $G_1$  und  $G_2$  sind die Emissionsenergien für den Fall

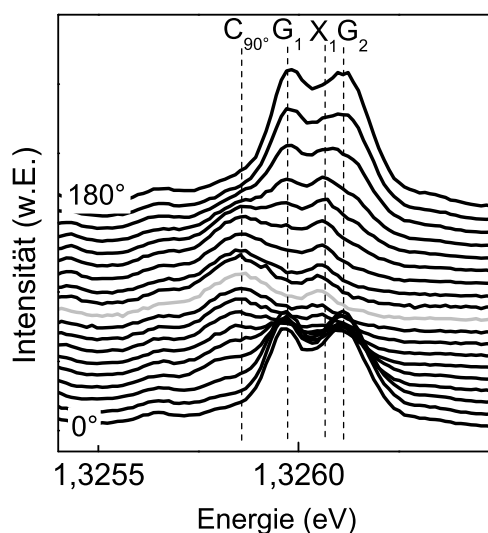


Abbildung 8.15: Abgebildet sind die  $\mu\text{PL}$ -Spektren für die Polarisationsrichtungen von  $0^\circ$  bis  $180^\circ$  bei einer Temperatur von 31 K. Bei einer Polarisation von  $0^\circ$  bzw.  $180^\circ$  ist das deutliche Antikreuzen zwischen der  $0^\circ$  Komponente der Resonatormode und dem QP-Exziton  $X_1$  zu erkennen. Da die beiden Zustände im Regime der starken Kopplung nicht zu unterscheiden sind, sind diese im Graphen mit  $G_1$  und  $G_2$  bezeichnet. Bei einer Polarisation von  $90^\circ$  (hellgraue Linie) ist kein Einfluß des QP-Exzitons  $X_1$  auf die  $90^\circ$  Komponente der Resonatormode  $C_{90^\circ}$  zu erkennen und gleichzeitig sind die beiden Komponenten  $G_1$  und  $G_2$  im Spektrum nicht mehr relevant.

der starken Kopplung von QP-Exziton  $X_1$  und der Resonatormode  $C_{0^\circ}$  bezeichnet, da im Regime der starken Kopplung nicht mehr zwischen Resonatormode und QP-Exziton unterschieden werden kann;  $G_1$  und  $G_2$  stellt somit den Mischzustand dar. Es ist deut-

lich zu erkennen, dass bei den beiden Polarisationsrichtungen von  $0^\circ$  und  $180^\circ$  nur die beiden Komponenten  $G_1$  und  $G_2$  sichtbar sind. Bei einer schrittweisen Veränderung der Polarisationsrichtung nimmt die Intensität des gemischten Zustandes  $G_1$  und  $G_2$  deutlich ab, und andere Emissionslinien kommen zum Vorschein. Bei einer Polarisationsrichtung von  $90^\circ$  (graue Linie) sind die beiden Emissionslinien  $G_1$  und  $G_2$  der starken Kopplung stark unterdrückt. Jedoch sind die beiden Emissionslinien der Resonatormode  $C_{90^\circ}$  und des QP-Exzitons  $X_1$  deutlich zu sehen, d. h. die starke Kopplung bei einer Polarisationsrichtung von  $0^\circ$  ist unabhängig von der Polarisationsrichtung von  $90^\circ$ .

Dieses Verhalten der Abnahme und Zunahme der Intensität der Emissionslinien als Funktion der Polarisation wird im Folgenden betrachtet. Abbildung 8.16 zeigt die integrierten Intensitäten von  $G_1$ ,  $G_2$ ,  $X_1$  und  $C_{90^\circ}$  von  $0^\circ$  bis  $360^\circ$ . Die beiden Emissionslinien  $G_1$  und

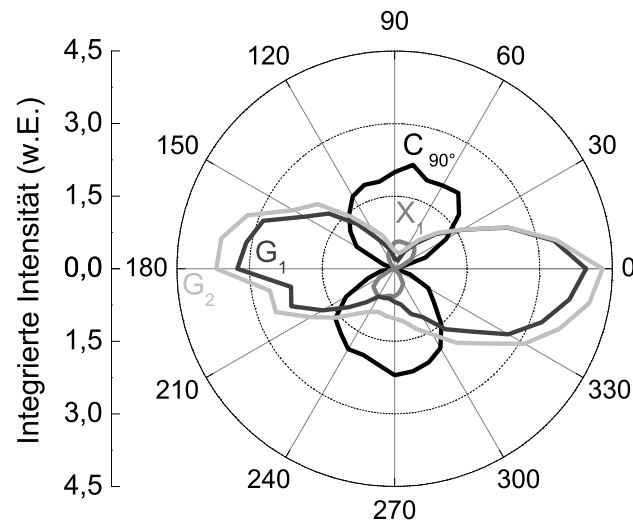


Abbildung 8.16: Integrierte Intensität der Emissionslinien  $G_1$ ,  $G_2$ ,  $X_1$  und  $C_{90^\circ}$  als Funktion des Polarisationsgrades

$G_2$ , die das Regime der starken Kopplung zwischen der Resonatorgrundmode  $C_{0^\circ}$  und dem QP-Exziton  $X_1$  widerspiegeln, haben ihre beiden Hauptmaxima bei einer Polarisation von  $0^\circ$  bzw.  $180^\circ$ . Die Intensität nimmt deutlich ab für  $90^\circ$  bzw.  $270^\circ$ . Bei diesen beiden Polarisationsrichtungen haben die Grundmode  $C_{90^\circ}$  des Resonators und das QP-Exziton  $X_1$  wiederum ihre Maxima und zeigen Minima bei einer um  $90^\circ$  versetzten Polarisationsrichtung.

Ein einzelnes QP-Exziton kann mit den beiden Polarisationsrichtungen der Grundmode eines Mikroresonators koppeln. Da der Kopplungsfaktor hauptsächlich durch die Form und Position des Quantenpunkts bestimmt wird, beeinflusst dieser maßgeblich das Kopplungs-

verhalten. Lediglich der Wert der Vakuum-Rabi-Aufspaltung  $\Delta E$  wie aus Gleichung 3.13 ersichtlich, wird durch den geringen Q-Faktor der Grundmode bei einer Polarisationsrichtung von  $90^\circ$  (größere Linienbreite  $\gamma_C$ ) beeinflusst.

### 8.3 Kohärente photonische Kopplung von QP-Exzitonen

Bisher wurde die starke Kopplung zwischen der Kavitätsmode und einem QP-Exziton behandelt. Der folgende Absatz befasst sich mit der kohärent photonischen Kopplung zweier QP-Exzitonen mit der Resonatormode. Bei bisherigen Untersuchungen zur kohärenten Kopplung über den Tunneleffekt spielte ein geringer räumlicher Abstand der gekoppelten Quantenpunkte in der Größenordnung der de Broglie Wellenlänge der beteiligten Ladungsträger eine entscheidende Rolle [58, 5, 109]. Für die kohärente photonische Kopplung, die in der vorliegenden Arbeit behandelt wird, kann eine kohärente Kopplung auf einer Längenskala der Lichtwellenlänge erzielt werden.

Die Abb. 8.17 zeigt die PL-Spektren einer Temperaturserie von 22 K bis 35 K, aufgenommen an einem Mikroresonator mit einem Durchmesser von  $1,6 \mu\text{m}$  [99, 54]. Auf der Hoch-

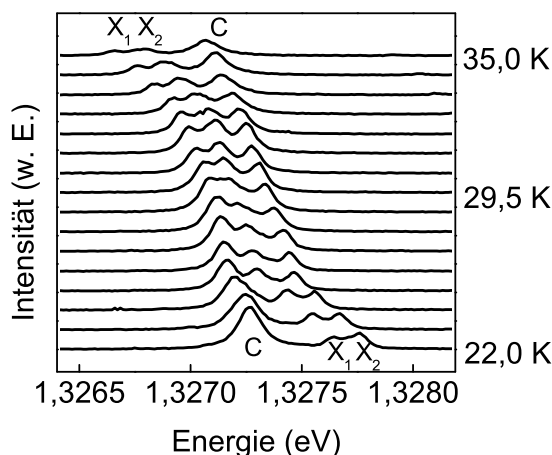


Abbildung 8.17: PL-Spektren aufgenommen bei verschiedenen Temperaturen an einem Mikroresonator mit einem Durchmesser von  $1,6 \mu\text{m}$ . Die spektrale Separation der QP-Exzitonen  $X_1$  und  $X_2$  beträgt in etwa  $120 \mu\text{eV}$ . Im gesamten Resonanzbereich ist keine separate Wechselwirkung zwischen  $C$  und  $X_1$  oder  $C$  und  $X_2$  zu erkennen. (C807)

energieseite der Resonatormode  $C$ , die einen Q-Faktor von 9 500 hat, befinden sich zwei QP-Exziton-Linien  $X_1$  und  $X_2$ , deren energetische Separation  $\delta = E_{X_1} - E_{X_2} = 120 \mu\text{eV}$  beträgt. Aufgrund des geringen spektralen Abstands der beiden QP-Exziton-Linien sowie des linearen Verhaltens der Linienintensitäten bei leistungsabhängigen Messungen kann ausgeschlossen werden, dass es sich hierbei um ein Exziton und das zugeordnete Biexzi-

ton handelt [129]. Bei InGaAs-Quantenpunkten beträgt die Separation zwischen Exziton und Biexziton typischerweise 1 meV [111]. Bei einer Temperaturänderung kommt es bei einer Temperatur von etwa 29,5 K zur Resonanz zwischen  $C$ ,  $X_1$  und  $X_2$ . Im gesamten Resonanzbereich sind jeweils drei separate Linien zu erkennen.

Der soeben vorgestellte Fall zur kohärenten photonischen Kopplung von Quantenpunkten unterscheidet sich wesentlich von einem getrennten Kopplungsverhalten zweier Quantenpunkte. Um diese Aussage zu veranschaulichen wird zunächst ein Beispiel für die sequentieller Kopplung gezeigt. In Bild 8.18 sind die PL-Spektren einer Temperaturserie aufgezeichnet an einem Mikroresonator mit einem Durchmesser von 1,6  $\mu\text{m}$  abgebildet.  $\delta = E_{X_1} - E_{X_2}$  ist mit 315  $\mu\text{eV}$  wesentlich größer als im vorangegangenen Beispiel. Allerdings

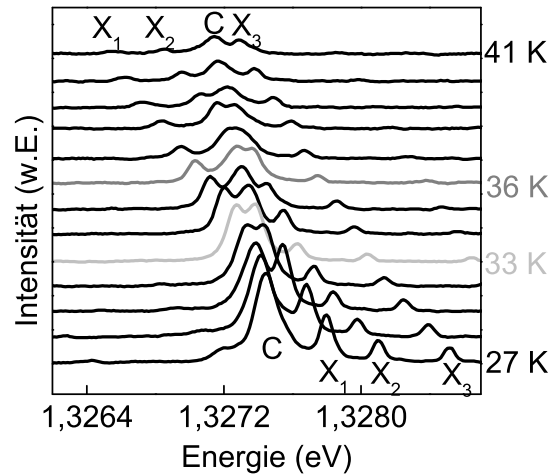


Abbildung 8.18: PL-Spektren aufgenommen bei verschiedenen Temperaturen an einem Mikroresonator mit einem Durchmesser von 1,6  $\mu\text{m}$ . Der  $Q$ -Faktor wurde zu 8 300 gemessen. Die spektrale Separation der QP-Exzitonen  $X_1$  und  $X_2$  beträgt etwa 315  $\mu\text{eV}$ . Bei einer Temperatur von 33 K ist das Anti-Kreuzen von  $C$  und  $X_1$  und bei 36 K das Anti-Kreuzen von  $C$  und  $X_2$  deutlich zu erkennen. Die einzelnen Kopplungen sind getrennt voneinander beobachtbar. (C807)

kann auch hier sowohl  $X_1$  als auch  $X_2$  aufgrund des Energieabstandes als Biexziton ausgeschlossen werden. Bei einer Temperaturerhöhung auf 33 K ist ein Anti-Kreuzen der Resonatormode  $C$  und des ersten QP-Exzitons  $X_1$  sowie ein Angleichen der Linienbreiten und der integrierten Intensitäten von  $C$  und  $X_1$  zu erkennen. Das zweite QP-Exziton  $X_2$  wird weder in seiner Linienbreite noch in der Intensität von der Kopplung zwischen  $C$  und  $X_1$  beeinflusst. Ein analoges Verhalten ist auch bei 36 K zu erkennen. Hier kommt es zur Resonanz zwischen  $C$  und  $X_2$ .  $X_1$  befindet sich schon auf der niederenergetischen Seite, während es zu einem Wechselwirkungsprozess zwischen  $C$  und  $X_2$  kommt.

Die Energiepositionen der Resonatormode  $C$  ( $\circ$ ), und der beiden QP-Exziton-Linien  $X_1$  ( $\bullet$ ) und  $X_2$  ( $\blacktriangle$ ) der beiden vorangegangenen Messungen 8.17 und 8.18 sind als Funktion der Verstimmung in Abbildung 8.19 (a) und (b) dargestellt. Im Graphen der Energiepositio-

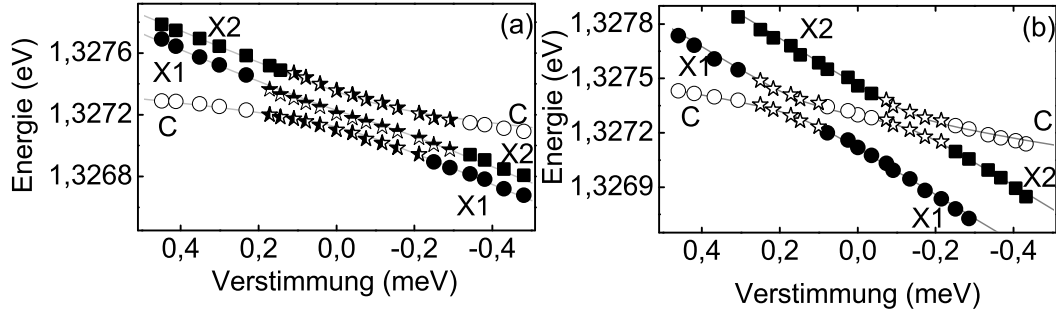


Abbildung 8.19: Aufgetragen sind die Energiepositionen der Resonatormode  $C$  ( $\circ$ ) und der QP-Exzitonen  $X_1$  ( $\bullet$ ) und  $X_2$  ( $\blacktriangle$ ) der beiden Messungen von 8.17 und 8.18 als Funktion der Verstimmung. Während im Bereich der kohärenten, starken Kopplung eine Vermischung der drei Zustände in Resonanz zu erkennen ist, zeigt die sequentielle Kopplung, zwei deutlich voneinander getrennte starke Wechselwirkungsbereiche bei einer Verstimmung von etwa  $0,2 \text{ meV}$  und  $-0,18 \text{ meV}$ . Die Gesamtaufspaltung der drei gekoppelten Systeme (kohärent) beträgt etwa  $250 \mu\text{eV}$ . Die Vakuum-Rabi-Aufspaltung  $\Delta E$  der einzelnen starken Kopplungsprozesse (sequentiell) ist jeweils etwa  $100 \mu\text{eV}$ . (C807)

nen der kohärenten Kopplung 8.19 (a) beträgt der Abstand der Rabi-Aufspaltung  $\Delta E$  bei einer Temperatur von  $29,5 \text{ K}$  ungefähr  $(250 \pm 42) \mu\text{eV}$ . Mit den aus dem Experiment gewonnenen Daten wie den Linienbreiten  $\gamma_C$ ,  $\gamma_{X_1}$  und  $\gamma_{X_2}$ , sowie den einzelnen Aufspaltungen zwischen  $C$ - $X_1$  und  $C$ - $X_2$  können mit Hilfe der Gleichungen 3.22 des gekoppelten Oszillatormodells, die Kopplungsstärken der beiden Exzitonen mit der Kavitätsmode bestimmt werden. Die durchgezogenen Linien in den Graphen von 8.19 zeigen die Energiepositionen der Simulationsrechnungen nach dem Modell von Keldysh (siehe Kapitel 3.3). Die Kopplungsfaktoren betragen  $g_{0X_1} = (66 \pm 5) \mu\text{eV}$  und  $g_{0X_2} = (76 \pm 5) \mu\text{eV}$ .

Im hier vorliegenden Fall, kann die kohärente Kopplung durch den effektiven Hamiltonoperator von drei miteinander wechselwirkenden Oszillatoren beschrieben werden [103, 99]:

$$H = \sum_{\alpha=c, X_1, X_2} E_{\alpha} \hat{a}_{\alpha}^{\dagger} \hat{a}_{\alpha} - \frac{1}{2} \sum_{\alpha=X_1, X_2} g_{0\alpha} (\hat{a}_c^{\dagger} \hat{a}_{\alpha} + \hat{a}_{\alpha}^{\dagger} \hat{a}_c) + C_0 \quad (8.2)$$

Hierbei sind  $E_C$ ,  $E_{X_1}$  und  $E_{X_2}$  die Energien der Resonatormode  $C$  und der beiden Exzito-

nen  $X_1$  und  $X_2$ ,  $\hat{a}_\alpha^\dagger$  und  $\hat{a}_\alpha$  die dazugehörigen Erzeugungs- und Vernichtungsoperatoren,  $g_{0_{X_1}}$  und  $g_{0_{X_2}}$  die jeweiligen Exziton-Photon Kopplungskonstanten. Die Konstante  $C_0$  ist definiert als  $(E_C + E_{X_1} + E_{X_2})/2$ . Die Energieeigenwerte des Hamiltonoperators erhält man aus folgender Determinante:

$$\begin{vmatrix} E_C - E & g_{0_{X_1}} & g_{0_{X_2}} \\ g_{0_{X_1}} & E_{X_1} - E & 0 \\ g_{0_{X_2}} & 0 & E_{X_2} - E \end{vmatrix} = 0 \quad (8.3)$$

Unter den Bedingungen  $E_{X_1} = E_{X_2}$  und  $g_{0_{X_1}} = g_{0_{X_2}}$ , würde man als effektive Kopplungskonstante  $(g_{0_{X_1}}^2 + g_{0_{X_2}}^2) = \sqrt{2}g_0$  erhalten, d.h. die Aufspaltung würde sich um den Faktor  $\sqrt{2}$  erhöhen. Hier gilt jedoch  $E_{X_1} \neq E_{X_2}$ . Nimmt man ferner an, dass die Kopplungsstärken  $g_{0_{X_1}}$  und  $g_{0_{X_2}}$  gleich sind, also  $g_{0_{X_1}} = g_{0_{X_2}} = g_0$ , ergibt die Gesamtaufspaltung der drei Moden folgenden Ausdruck:

$$\Delta E_A \approx 2 \cdot \sqrt{2g_0^2 + \frac{(\delta)^2}{4} + \frac{(\Delta + (\delta)/2)^2}{3}} \quad (8.4)$$

Wobei zur einfacheren Schreibweise  $\delta = E_{X_1} - E_{X_2}$  und  $\Delta = E_{X_1} - E_C$  definiert wurden. Im Experiment beträgt  $\delta \sim 120 \mu\text{eV}$ . Durch Einsetzen ergibt sich für die Rabi-Aufspaltung  $\Delta E_A = 300 \mu\text{eV}$ . Somit trägt  $\delta$  im Vergleich zum Einzel-QP-Fall ungefähr 20 % zur Gesamtaufspaltung bei. In Resonanz ( $\Delta=0$ ) und bei Gleichsetzen der beiden Emissionsenergien der QP-Exzitonen ( $\delta=0$ ) ergibt sich aus Gleichung 8.4 eine größere Rabi-Aufspaltung um den Faktor  $\sqrt{2}$ .

Graph (b) von 8.19 zeigt die Energiepositionen der sequentiellen Kopplung aus 8.18. Die Energiedifferenz von  $X_1$  und  $X_2$  liegt bei etwa  $315 \mu\text{eV}$ . Die Separation der beiden QP-Exzitonen führt zu zwei voneinander unabhängigen Resonanzen. Bei einer Verstimmung von  $0,2 \text{ meV}$  und  $-0,18 \text{ meV}$  ist jeweils ein antikreuzendes Verhalten zu erkennen. In beiden Fällen beträgt die Vakuum-Rabi-Aufspaltung etwa  $100 \mu\text{eV}$ .

Abbildung 8.20 zeigt den Verlauf der Vakuum-Rabi-Aufspaltung, wenn zwei QP-Exzitonen mit der Resonanzmode wechselwirken, in Abhängigkeit der spektralen Separation zwischen den QP-Exzitonen  $X_1$  und  $X_2$ . Wenn diese Separation größer als die Linienbreite der Resonanzmode ist, hier  $140 \mu\text{eV}$ , ist eine getrennte Wechselwirkung zwischen QP-Exziton  $X_1$  mit der Resonanzmode und QP-Exziton  $X_2$  mit der Resonanzmode zu beobachten. Bei kleiner spektraler Separation, hier  $\delta=120 \mu\text{eV}$ , kann die kohärente photonische Kopplung zweier QP-Exzitonen beobachtet werden. Die durchgezogene Linie (gestrichelt) gibt die theoretisch zu erwartende Rabi-Aufspaltung nach Gleichung 8.4 mit dem Kopplungsfaktor  $g_0=65 \mu\text{eV}$  ( $g_0=0 \mu\text{eV}$ ) wieder. Die unteren Linien geben die Grenzwerte der

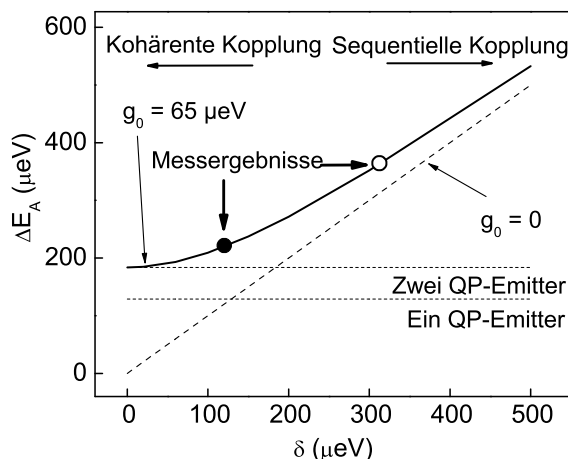


Abbildung 8.20: Aufgetragen ist die Aufspaltung  $\Delta E_A$  als Funktion der Verstimmung  $\delta$ . Bei kleiner Verstimmung  $\delta$  zwischen den beiden QP-Exzitonen kommt es zur kohärenten photonischen Kopplung. Ist die Verstimmung  $\delta$  hingegen größer als die Linienbreite der Resonatormode, so ist eine sequentielle Kopplung zwischen Resonatormode und den QP-Exzitonen  $X_1$  und  $X_2$  zu beobachten. Für den konkreten Fall, dass  $\delta = 120 \mu\text{eV}$  beträgt, ist eine Vakuum-Rabi-Aufspaltung von  $250 \mu\text{eV}$  zu erwarten, wie es auch im Experiment der Fall ist.

Vakuum-Rabi-Aufspaltung wieder, wenn nur ein QP-Exziton bzw. zwei QP-Exzitonen gleicher Energie mit der Resonatormode mit einem Kopplungsfaktor von  $g_0 = 65 \mu\text{eV}$  wechselwirken. Hierbei ist deutlich zu erkennen, dass im Fall der kohärenten Wechselwirkung von zwei QP-Exzitonen mit dem Vakuumfeld des Resonators der kohärente Anteil den Wert der Rabi-Aufspaltung um 20% erhöht.

Für die sequentielle Kopplung ergeben sich aus der Simulation nach Gleichung 3.22 die beiden Kopplungsfaktoren  $g_{0X_1} = (62 \pm 5) \mu\text{eV}$  und  $g_{0X_2} = (56 \pm 5) \mu\text{eV}$ . Diese Werte sind jeweils größer als ein Viertel der Linienbreite der Resonatormode  $\gamma_C$ , und es kommt zur starken Kopplung zwischen dem QP-Exziton  $X_1$  mit der Resonatormode  $C$  und ebenfalls zur kohärenten Kopplung zwischen dem QP-Exziton  $X_2$  und der Resonatormode  $C$ .

## 8.4 Einfluss der Variation der Anregungsleistung auf die Vakuum-Rabi-Aufspaltung

Nach der Jaynes-Cummings Leiter ist eine Steigerung der Vakuum-Rabi-Aufspaltung zu erwarten, wenn sich mehrere Photonen in der Kavität befinden und somit zur starken Kopplung beitragen. Im Folgenden wurde daher das Verhalten auf die Rabi-Aufspaltung

untersucht, wenn die Anregungsleistungsdichte erhöht wird.

Wie bereits bekannt, ist die Vakuum-Rabi-Aufspaltung ein Indiz für die starke Kopplung. Die Anregungsleistung übt großen Einfluss auf das System der starken, aber auch der schwachen Kopplung aus. Die Intensität der QP-Exzitonen steigt zunächst linear mit der optischen, externen Anregung an, jedoch tritt aufgrund der zeitlichen Begrenzung von Rekombination und Relaxation nulldimensionaler Strukturen nach Erreichen einer bestimmten Anregungsleistung (typischerweise einige  $\mu\text{W}$ ) eine Sättigung der Intensität der QP-Exzitonen ein [102, 37]. Das Verhältnis der Intensitätsverteilung zwischen Resonatormode und QP-Exziton kann sich dementsprechend so weit verändern, dass nur noch die Resonatormode, aber keine einzelnen QP-Linien mehr sichtbar sind. In wie weit die externe Anregungsleistung auf das System der starken Kopplung Einfluss nimmt, wird im Folgenden genauer untersucht.

Abbildung 8.21 (a) zeigt die Spektren des Mikroresonators aus Messung 8.1 im Resonanzfall, jedoch bei unterschiedlichen, externen Anregungsleistungen. Das Spektrum mit

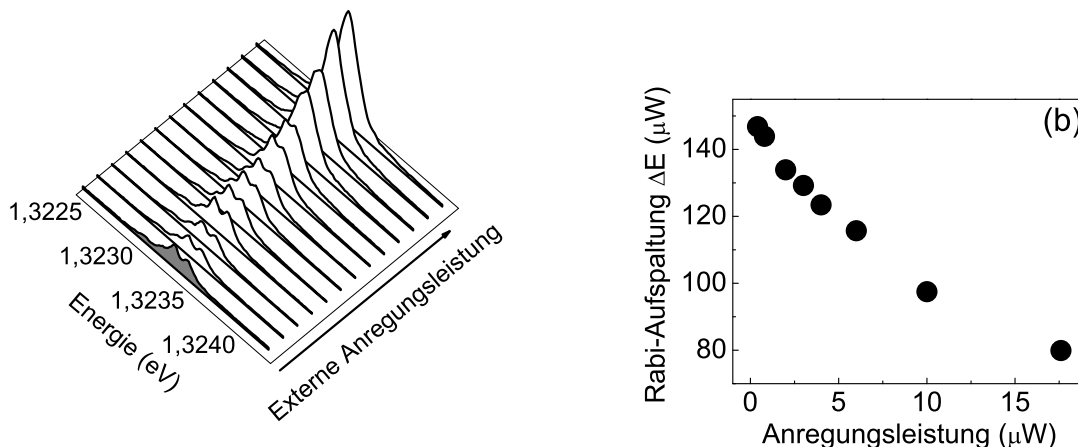


Abbildung 8.21: (a) Aufgezeichnet sind die Spektren des Mikroresonators aus Messung 8.1 im Resonanzfall bei unterschiedlichen Anregungsleistungen. Bei niedriger Anregung ist die Rabi-Aufspaltung deutlich zu erkennen. Mit ansteigender Anregungsleistung rücken die beiden Linien immer weiter zusammen. (b)  $\Delta E$  aufgetragen über der externen Anregungsleistung. Bei einer Anregung von  $400\text{ nW}$  beträgt  $\Delta E$  etwa  $145\ \mu\text{eV}$ , bei großer Anregungsleistung ( $17,5\ \mu\text{W}$ ) hingegen reduziert sich die Rabi-Aufspaltung hingegen deutlich, auf etwa  $75\ \mu\text{eV}$ .

der niedrigsten Anregungsleistung zeigt eine deutliche Vakuum-Rabi-Aufspaltung,  $\Delta E$  beträgt hier  $145\ \mu\text{eV}$ . Bei ansteigender, externer Anregungsleistung ist hingegen keine Aufspaltung in zwei Linien mehr zu erkennen, sondern lediglich eine Verbreiterung des Spektrums. Graph (b) stellt die Rabi-Aufspaltung  $\Delta E$  gegenüber der externen Anregungs-



leistung dar. Bei einer Anregung von etwa  $17,5 \mu\text{W}$  ist die Aufspaltung bereits auf etwa die Hälfte ( $75 \mu\text{eV}$ ) abgesunken. Um diese Abnahme der Rabi-Aufspaltung zu erklären, wurden Simulationsrechnungen mit Hilfe des Modells von Keldysh vorgenommen (siehe Kapitel 3.3). Das gemessene Spektrum aus Abbildung 8.22 (a) zeigt bei einer Energie von  $1,3277 \text{ eV}$  ein einzelnes QP-Exziton, welches sich nicht in Resonanz mit der Grundmode oder einer höheren Moden befindet. Ein Anpassen dieses Referenz-QP-Exzitons zeigt zunächst einen linearen Anstieg der integrierten Intensität, bevor eine Sättigung des QP-Exzitons bei einer externen Anregungsleistung von  $6 \mu\text{W}$  zu erkennen ist. Aufgrund spektraler Diffusion wächst die Linienbreite des Referenz-QP-Exzitons  $\gamma_X$  an [21]. Ab ei-

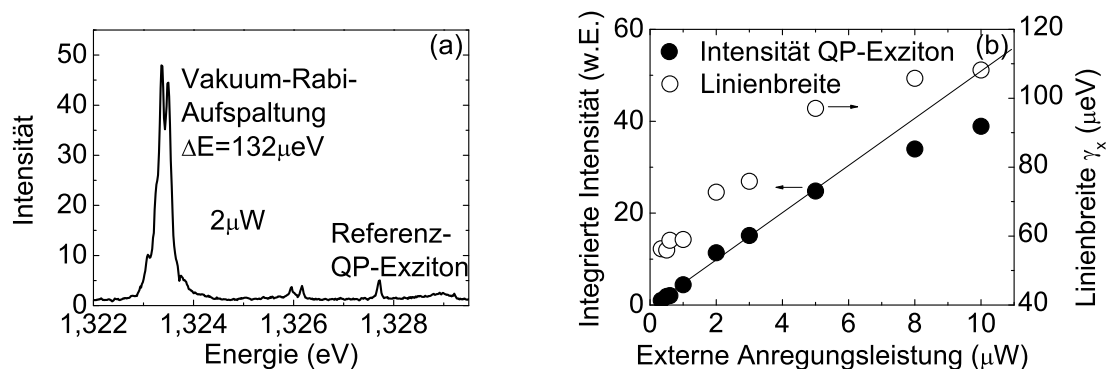


Abbildung 8.22: (a) Im PL-Spektrum ist das Referenz-QP-Exziton bei einer externen Anregungsleistung von  $2 \mu\text{W}$  auf der Hochenergie Seite des stark gekoppelten Systems zu sehen. (b) Aufgetragen ist die integrierte Intensität und die gemessene Linienbreite des Referenz-QP-Exzitons als Funktion der externen Anregungsleistung. Bis zu einer Anregungsleistung von  $6 \mu\text{W}$  ist ein linearer Anstieg der Intensität zu erkennen, während oberhalb eine Sättigung des QP-Exzitons zu bemerken ist. Die Linienbreite  $\gamma_X$  steigt aufgrund spektraler Diffusion an.

ner externen Anregungsleistung von  $10 \mu\text{W}$  ist dieses QP-Exziton nicht mehr als einzelne Linie zu erkennen. Der relative Anstieg der Linienbreite und der integrierten Intensität des Referenz-QP-Exzitons werden als Eingangsparameter für die Simulationsrechnungen nach dem Modell von Keldysh benutzt. Desweiteren wurde für die Resonatormode ein linearer Anstieg der Intensität und eine gleichbleibende Linienbreite angenommen. Die simulierten Rabi-Aufspaltungen  $\Delta E$  sind in Graph 8.21 hinzugefügt (offene Kreise  $\circ$ ). Hierbei ist deutlich zu erkennen, dass mit ansteigender Anregungsleistung die Rabi-Aufspaltung abnimmt. Diese Abnahme von  $\Delta E$  ist auch im Experiment zu beobachten. Bei einer externen Anregungsleistung von größer  $10 \mu\text{W}$  kann keine Simulationsrechnung aufgrund fehlender Informationen zum Referenz-QP-Exziton vorgenommen werden. Eine Reduktion der Rabi-Aufspaltung mit steigender Anregungsleistung ist typisch für Quantenpunkt-Mikroresonatoren [55, 73].

Die vorliegende Arbeit hat erstmals den experimentellen Nachweis zur starken Kopplung erbracht. Hierbei wurde die Wechselwirkung zwischen einem einzelnen QP-Exziton mit dem Vakuumfeld von Fabry-Pérot Mikroresonatoren sowie die kohärent photonische Kopplung mit zwei QP-Exzitonen gezeigt. Die experimentellen Untersuchungen zur Demonstration der Jaynes-Cummings Leiter jedoch haben gezeigt, dass lediglich die Erhöhung der Anregungsleistung nicht zum gewünschten Ergebnis führt. Ein Problem kann hier der Einfluss von nicht-resonanten QP-Exzitonen auf das Kopplungssystem sein. Ein möglicher Ansatzpunkt wäre die resonante Anregung des in Resonanz liegenden QP-Exzitons. Mit einem neuen Messverfahren gelang Kasprzak kürzlich die Demonstration der Jaynes-Cummings Leiter [48] in Fabry-Pérot Mikroresonatoren.

# Anhang A

## Herleitung der spektralen Linienform emittierter Photonen aus einem Mikroresonator

Experimentelle Untersuchungen zur Exziton-Photon Kopplung werden in der Regel zeitaufgelöst mit einer Streak-Kamera<sup>1</sup> oder spektral mittels eines Monochromators<sup>2</sup> vorgenommen. Mittels der Fouriertransformation können die beiden Messmethoden ineinander übergeführt werden. Im folgenden Abschnitt wird die spektrale Linienform der Photonen, wenn sie den Resonator verlassen, hergeleitet. Die Reflexionen eines Photons im Resonator kann mathematisch als ein Kosinus mit der Frequenz  $\omega_0$  beschrieben werden. Ferner ist der Prozess zeitlich begrenzt. Die Intensität fällt exponentiell mit der Lebensdauer  $\tau$  ab. Man erhält demnach für  $t \geq 0$  das Produkt aus einem Kosinus und dem exponentiellen Abfall. Für  $t < 0$  ist das elektrische Feld 0 [25]:

$$\begin{aligned} \mathcal{E}(t) &= 0 \quad \text{für } t < 0 \\ &\text{und} \\ \mathcal{E}(t) &= \mathcal{E}_0 \cos(\omega_0 t) e^{-t/2\tau} \quad \text{für } t \geq 0 \end{aligned} \tag{A.1}$$

$\mathcal{E}_0$  ist der Betrag des elektrischen Feldes zum Zeitpunkt 0. Mittels Fouriertransformation ist es möglich, das zu erwartende Spektrum zu berechnen.

$$\mathcal{E}(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \mathcal{E}(t) e^{i\omega t} dt \tag{A.2}$$

Das Emissionsspektrum entspricht dem Betragsquadrat des elektrischen Feldes  $\mathcal{E}(\omega)$ .

---

<sup>1</sup>Mit einer Streak-Kamera können sehr schnelle Prozesse (ps) zeitaufgelöst gemessen werden

<sup>2</sup>Spektrale Zerlegung des Lichtes in seine Wellenlängen

Durch Einsetzen der Grenzen vereinfacht sich der Ausdruck zu:

$$\begin{aligned}
 |\mathcal{E}(\omega)|^2 &= \left| \frac{1}{2\pi} \int_0^\infty \mathcal{E}_0 \cos(\omega_0 t) e^{-t/2\tau} e^{i\omega t} \right|^2 \\
 &= \frac{\mathcal{E}_0^2}{8\pi} \left( \left[ \frac{e^{t(i\omega_0 - \frac{1}{2\tau} + i\omega)}}{i\omega_0 - \frac{1}{2\tau} + i\omega} \right]_0^\infty + \left[ \frac{e^{t(-i\omega_0 - \frac{1}{2\tau} + i\omega)}}{-i\omega_0 - \frac{1}{2\tau} + i\omega} \right]_0^\infty \right)^2 \quad (\text{A.3})
 \end{aligned}$$

$$\mathcal{E}(\omega) \propto \left( \frac{-1}{i(\omega + \omega_0) - \frac{1}{2\tau}} - \frac{1}{i(\omega - \omega_0) - \frac{1}{2\tau}} \right) \quad (\text{A.4})$$

Da die Linienbreite als sehr gering angenommen werden kann und die Frequenz im Bereich der Resonanzfrequenz  $\omega_0$  liegt, also  $\omega_0 \gg \frac{1}{\tau}$  und  $\omega_0 \approx \omega$ , kann der erste Term von A.4 vernachlässigt werden. Die Intensitätsverteilung  $I(\omega)$  reduziert sich zu:

$$\begin{aligned}
 I(\omega) &= \mathcal{E}^*(\omega) \cdot \mathcal{E}(\omega) \\
 I(\omega) &\approx \frac{1}{\left(\frac{1}{2\tau}\right)^2 + (\omega - \omega_0)^2} \quad (\text{A.5})
 \end{aligned}$$

Die Konstante C ergibt sich durch die Normierung der Intensitätsverteilung:

$$C \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{(\omega - \omega_0)^2 + \left(\frac{1}{2\tau}\right)^2} \stackrel{!}{=} 1 \quad (\text{A.6})$$

Es folgt:  $C = \frac{1}{2\pi} \frac{1}{\tau}$ . Da die Lebensdauer  $\tau$  invers proportional zur Linienbreite  $\Delta\omega$  ist, ergibt sich für die spektrale Linienform  $g_\omega$  die Gesamtfunktion:

$$g_\omega(\omega) = \frac{\Delta\omega}{2\pi} \frac{1}{(\omega - \omega_0)^2 + \left(\frac{\Delta\omega}{2}\right)^2} \quad (\text{A.7})$$

Die spektrale Funktion hat die Form einer Lorentzkurve. Im Fall von Resonanz, bei  $\omega = \omega_0$ , gilt:

$$g_\omega(\omega_0) = \frac{2}{\pi \Delta\omega} = \frac{2}{\pi} \frac{Q}{\omega_0} \quad (\text{A.8})$$

$Q = \frac{\omega_0}{\Delta\omega}$  ist hierbei der sogenannte Qualitätsfaktor und das Maß für die Güte eines Resonators.

# Anhang B

## Das Vakuumfeld

Auch wenn sich kein Photon ( $n = 0$ ) im Resonator befindet, ist die Energie beim harmonischen Oszillator ( $E = (n + \frac{1}{2}\hbar\omega)$ ) gleich  $E = \frac{1}{2}\hbar\omega$ . Diese Energie wird daher als Nullpunkts-Energie des Vakuumfeldes bezeichnet, da dieses Feld auch in einem Resonator ohne Photon existiert. Sein Betrag  $\mathcal{E}_{vac}$  kann berechnet werden, wenn man einen leeren, optischen Resonator mit dem Volumen  $V$  bei einer Temperatur  $T$  betrachtet, wobei die thermische Energie viel kleiner ist als die Energie des Oszillators, d. h. die thermische Anregung eines Oszillators vernachlässigt werden kann. Die Nullpunkts-Energie  $\frac{1}{2}\hbar\omega$  pro Mode ist dann gleich der elektromagnetischen Energie mit dem Modenvolumen  $V_m$  [25]:

$$2 \int \frac{1}{2}\epsilon_0 \mathcal{E}_{vac}^2 dV = \hbar\omega(n + \frac{1}{2}) \quad (\text{B.1})$$

Der Faktor 2 kommt dadurch zustande, dass das elektrische Feld gleich dem magnetischen Feld ist. Nach dem Betrag  $\mathcal{E}_{vac}$  aufgelöst, ergibt sich:

$$\mathcal{E}_{vac} = \sqrt{\frac{\hbar\omega}{2\epsilon_r\epsilon_0 V_m}} \quad (\text{B.2})$$

Das Vakuumfeld ist für viele quantenoptische Phänomene sehr wichtig. Ein sehr bekanntes Beispiel ist die Erklärung der spontanen und stimulierten Emission durch das Vakuumfeld. Ein anderer wichtiger Punkt behandelt die starke Kopplung der cQED.



# Probenaufbau der Mikroresonatorstrukturen

C798

|                               |   |
|-------------------------------|---|
| Pufferschicht                 | 400 nm GaAs   |
| unterer DBR: 23 ×             | 81 nm AlAs<br>69 nm GaAs<br>81 nm AlAs  |
| Kavität und<br>aktive Schicht | 135 nm GaAs<br>In <sub>0.3</sub> Ga <sub>0.7</sub> As-QP; QP-Dichte: $6-9 \cdot 10^9 \text{cm}^{-2}$<br>135 nm GaAs |
| oberer DBR: 20 ×              | 81 nm AlAs<br>69 nm GaAs  |

C807

|                               |   |
|-------------------------------|---|
| Pufferschicht                 | 400 nm GaAs   |
| unterer DBR: 26 ×             | 76 nm AlAs<br>66 nm GaAs<br>76 nm AlAs  |
| Kavität und<br>aktive Schicht | 130 nm GaAs<br>In <sub>0.3</sub> Ga <sub>0.7</sub> As-QP; QP-Dichte: $6-9 \cdot 10^9 \text{cm}^{-2}$<br>130 nm GaAs |
| oberer DBR: 23 ×              | 76 nm AlAs<br>66 nm GaAs  |

## C1188

|                            |  |
|----------------------------|--|
| Pufferschicht              | 400 nm GaAs  |
| unterer DBR: 29 ×          | 79 nm AlAs<br>72 nm GaAs<br>79 nm AlAs   |
| Kavität und aktive Schicht | 146 nm GaAs<br>In <sub>0.43</sub> Ga <sub>0.57</sub> As-QP; QP-Dichte: $1-2 \cdot 10^{10} \text{cm}^{-2}$<br>146 nm GaAs |
| obere DBR: 26 ×            | 79 nm AlAs<br>72 nm GaAs   |

## C1397

|                            |  |
|----------------------------|--|
| Pufferschicht              | 400 nm GaAs  |
| unterer DBR: 29 ×          | 80 nm AlAs<br>71 nm GaAs<br>80 nm AlAs   |
| Kavität und aktive Schicht | 140 nm GaAs<br>In <sub>0.35</sub> Ga <sub>0.65</sub> As-QP; QP-Dichte: $1-2 \cdot 10^{10} \text{cm}^{-2}$<br>140 nm GaAs |
| obere DBR: 26 ×            | 80 nm AlAs<br>71 nm GaAs   |

## C1407

|                            |  |
|----------------------------|--|
| Pufferschicht              | 400 nm GaAs  |
| unterer DBR: 32 ×          | 85 nm AlAs<br>71 nm GaAs<br>85 nm AlAs   |
| Kavität und aktive Schicht | 140 nm GaAs<br>In <sub>0.35</sub> Ga <sub>0.65</sub> As-QP; QP-Dichte: $1-2 \cdot 10^{10} \text{cm}^{-2}$<br>140 nm GaAs |
| oberer DBR: 29 ×           | 85 nm AlAs<br>71 nm GaAs   |



## C1658

---

|                               |   |
|-------------------------------|---|
| Pufferschicht                 | 400 nm GaAs   |
| <hr/>                         |   |
| unterer DBR: 36 ×             | 78 nm AlAs  |
|                               | 71 nm GaAs  |
| <hr/>                         |   |
|                               | 78 nm AlAs  |
| <hr/>                         |   |
| Kavität und<br>aktive Schicht | 140,5 nm GaAs   |
|                               | In <sub>0.3</sub> Ga <sub>0.7</sub> As-QP; QP-Dichte: $2-4 \cdot 10^9 \text{cm}^{-2}$ |
|                               | 140,5 nm GaAs   |
| <hr/>                         |   |
| oberer DBR: 32 ×              | 78 nm AlAs  |
|                               | 71 nm GaAs  |
| <hr/>                         |   |



# Teile dieser Arbeit wurden bereits veröffentlicht:

- Strong coupling in a single quantum dot-semiconductor microcavity system  
J. P. Reithmaier, G. Şek, A. Löffler, C. Hofmann, S. Kuhn, S. Reitzenstein, L. V. Keldysh, V. D. Kulakovskii, T. L. Reinecke, und A. Forchel  
Nature **432**, 197 (2004)
- Semiconductor quantum dot microcavity pillars with high-quality factors and enlarged dot dimensions  
A. Löffler, J. P. Reithmaier, G. Şek, C. Hofmann, S. Reitzenstein, M. Kamp, und A. Forchel  
Appl. Phys. Lett. **86**, 111105 (2005)
- Nanostructured semiconductors for optoelectronic applications  
J. P. Reithmaier, G. Şek, A. Löffler, C. Hofmann, S. Kuhn, S. Reitzenstein, L. V. Keldysh, V. D. Kulakovskii, T. L. Reinecke und A. Forchel  
Proc. SPIE **6127**, 61270H (2006)
- Strong coupling in a single quantum dot semiconductor microcavity system  
S. Reitzenstein, G. Şek, A. Löffler, C. Hofmann, S. Kuhn, J. P. Reithmaier, L. V. Keldysh, V. D. Kulakovskii, T. L. Reinecke, und A. Forchel  
Proc. SPIE **6115**, 61151M (2006)
- Coherent photonic coupling of semiconductor quantum dots  
S. Reitzenstein, Andreas Löffler, C. Hofmann, A. Kubanek, M. Kamp, J. P. Reithmaier und A. Forchel  
Opt. Lett. **31**, 1738 (2006)
- Strong and weak coupling of single quantum dot excitons in pillar microcavities  
S. Reitzenstein, C. Hofmann, A. Löffler, A. Kubanek, J. P. Reithmaier, M. Kamp, V. D. Kulakovskii, L. V. Keldysh, T. L. Reinecke, und A. Forchel  
Phys. stat. sol. (b) **243**, 2224 (2006)
- Investigation of strong coupling between single quantum dot excitons and single photons in pillar microcavities

G. Şek, C. Hofmann, J.P. Reithmaier, A. Löffler, S. Reitzenstein, M. Kamp, L.V. Keldysh, V.D. Kulakovskii, T.L. Reinecke und A. Forchel  
*Physica E* **32**, 471-475 (2006)

- Lasing in high-Q quantum-dot micropillar cavities  
S. Reitzenstein, A. Bazhenov, A. Gorbunov, C. Hofmann, S. Münch, A. Löffler, M. Kamp, J. P. Reithmaier, V. D. Kulakovskii, und A. Forchel  
*Appl. Phys. Lett.* **89**, 051107 (2006)
- Photon Statistics of Semiconductor Microcavity Lasers  
S. M. Ulrich, C. Gies, S. Ates, J. Wiersig, S. Reitzenstein, C. Hofmann, A. Löffler, A. Forchel, F. Jahnke, und P. Michler  
*Phys. Rev. Lett.* **98**, 043906 (2007)
- Photon Antibunching from a Single Quantum-Dot-Microcavity System in the Strong Coupling Regime  
D. Press, S. Götzinger, S. Reitzenstein, C. Hofmann, A. Löffler, M. Kamp, A. Forchel, und Y. Yamamoto  
*Phys. Rev. Lett.* **98**, 117402 (2007)
- Strong coupling of single quantum dots to micropillars  
S. Götzinger, D. Press, S. Reitzenstein, C. Hofmann, A. Löffler, M. Kamp, A. Forchel, und Y. Yamamoto  
*Proc. SPIE* **6593**, 65932E (2007)
- AlAs/GaAs micropillar cavities with quality factors exceeding 150.000  
S. Reitzenstein, C. Hofmann, A. Gorbunov, M. Strauß, S. H. Kwon, C. Schneider, A. Löffler, S. Höfling, M. Kamp, und A. Forchel  
*Appl. Phys. Lett.* **90**, 251109 (2007)
- High Q whispering gallery modes in GaAs/AlAs pillar microcavities  
Y.-R. Nowicki-Bringuier, J. Claudon, J. M. Gerard, A. Morand, C. Böckler, S. Reitzenstein, M. Kamp, und A. Forchel  
*Opt. Express* **15**, 17291 (2007)
- Electrically driven high-Q quantum dot-micropillar cavities  
C. Böckler, S. Reitzenstein, C. Kistner, R. Debusmann, A. Löffler, T. Kida, S. Höfling, A. Forchel, L. Grenouillet, J. Claudon, und J. M. Gérard  
*Appl. Phys. Lett.* **92**, 091107 (2008)
- Single quantum dot controlled lasing effects in high-Q micropillar cavities  
S. Reitzenstein, C. Böckler, A. Bazhenov, A. Gorbunov, A. Löffler, M. Kamp, V. D. Kulakovskii, und A. Forchel  
*Opt. Express* **16**, 4848 (2008)

- Polarization-dependent strong coupling in elliptical high-Q micropillar cavities  
S. Reitzenstein, C. Böckler, A. Löffler, S. Höfling, L. Worschech, und A. Forchel  
Phys. Rev. B **82**, 235313 (2010)

### **Sonstige Veröffentlichungen**

- Time resolved microphotoluminescence studies of single InP nanowires grown by low pressure metal organic chemical vapor deposition  
S. Reitzenstein, S. Münch, C. Hofmann, A. Forchel, S. Crankshaw, L. C. Chuang, M. Moewe, und C. Chang-Hasnain  
Appl. Phys. Lett. **91**, 091103 (2007)
- Recombination dynamics in wurtzite InP nanowires  
S. Crankshaw, S. Reitzenstein, L. C. Chuang, M. Moewe, S. Münch, C. Böckler, A. Forchel, und C. Chang-Hasnain  
Phys. Rev. B **77**, 235409 (2008)



# Abkürzungsverzeichnis

|                           |   |
|---------------------------|---|
| $\alpha_M$                | Materialabsorptionskoeffizient $\text{cm}^{-1}$   |
| $\beta$ , $\beta$ -Faktor | Anteil der Photonen, die in die Lasermode emittieren, im Verhältnis zur Gesamtzahl der Photonen |
| $\Delta E$                | Rabi-Aufspaltung ( $\mu\text{eV}$ )   |
| $\Delta$                  | Verstimmung ( $\mu\text{eV}$ )  |
| $\gamma_C$                | Linienbreite der Resonatormode ( $\mu\text{eV}$ )   |
| $\gamma_P$                | Photonenzerfallszeit (ps)   |
| $\gamma_X$                | Linienbreite des QP-Exzitons ( $\mu\text{eV}$ )   |
| $\hbar$                   | Planck'sches Wirkungsquantum geteilt durch $2\pi$ (eVs)   |
| $\lambda$                 | Wellenlänge der Kavität (nm)  |
| $\tau_C$                  | Lebensdauer der Resonatormode (ps)  |
| $\tau_P$                  | Lebensdauer der Photonen (ps)   |
| $\tau_X$                  | Lebensdauer des QP-Exzitons (ps)  |
| $\tau_{nr}$               | Lebensdauer der nicht strahlenden Rekombination (ps)  |
| $\tau_{sp}$               | Lebensdauer der spontanen Emission (ps)   |
| $\tilde{p}$               | Pumprate  |
| $C$                       | Resonatormode   |
| $D$                       | Zustandsdichte ( $\frac{1}{\text{eV}\mu\text{m}^3}$ )   |
| $d_C$                     | Durchmesser des Resonators ( $\mu\text{m}$ )  |
| $F_P$                     | Purcell-Faktor  |
| $f_{QD}$                  | Besetzungswahrscheinlichkeit eines Quantenpunkts  |

|           |   |
|-----------|---|
| $g$       | Verstärkungsfaktor  |
| $g^{(2)}$ | Korrelationsfunktion zweiten Grades                                 |
| $g_0$     | Kopplungsfaktor/Kopplungsparameter ( $\mu\text{eV}$ )               |
| $g_G$     | Besetzungswahrscheinlichkeit eines Quantenpunkts im Grundzustand    |
| $g_X$     | Besetzungswahrscheinlichkeit eines Quantenpunkts mit einem Exziton  |
| $g_{XX}$  | Besetzungswahrscheinlichkeit eines Quantenpunkts mit zwei Exzitonen |
| $J_0$     | Besselfunktion ersten Grades  |
| $N$       | Freie Ladungsträgerdichte ( $\mu\text{m}^{-1}$ )                    |
| $N_0$     | Transparente Ladungsträgerdichte ( $\mu\text{m}^{-1}$ )             |
| $n_j$     | Brechungsindex des Materials j                                      |
| $R_C$     | Radius des Resonators ( $\mu\text{m}$ )                             |
| $V_m$     | Modenvolumen ( $\mu\text{m}^3$ )                                    |
| $V_{eff}$ | Effektives Modenvolumen ( $\mu\text{m}^3$ )                         |
| $X$       | QP-Exziton  |
| cQED      | Cavity Quantum Electro-Dynamics                                     |
| CW        | Continuous Wave; Dauerstrich-Betrieb                                |
| DBR       | Distributed Bragg Reflector   |
| e         | Elementarladung (C)   |
| EL        | Elektrolumineszenz  |
| f         | Oszillatorstärke  |
| LASER     | Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation             |
| PL        | Photolumineszenz  |
| Q         | Qualitäts-Faktor der Resonatormode                                  |
| QP        | Quantenpunkt  |
| REM       | Rasterelektronenmikroskop   |
| V         | Volumen des aktiven Materials ( $\mu\text{m}^3$ )                   |



# Literaturverzeichnis

- [1] L. C. Andreani, G. Panzarini, and J. M. Gérard. Strong-coupling regime for quantum boxes in pillar microcavities: Theory. *Phys. Rev. B*, **60**(19):13276–13279, 1999.
- [2] D. Armani, B. Min, A. Martin, and K. J. Vahala. Electrical thermo-optic tuning of ultrahigh-Q microtoroid resonators. *Appl. Phys. Lett.*, **85**(22):5439, 2004.
- [3] D. K. Armani, T. J. Kippenberg, S. M. Spillane, and K. J. Vahala. Ultra-high-Q toroid microcavity on a chip. *Nature*, **421**:925, 2003.
- [4] M. Bayer and A. Forchel. Temperature dependence of the exciton homogeneous linewidth in  $\text{In}_{0.60}\text{Ga}_{0.40}\text{As}/\text{GaAs}$  self-assembled quantum dots. *Phys. Rev. B*, **65**(4):041308, 2002.
- [5] M. Bayer, P. Hawrylak, K. Hinzer, S. Fafard, M. Korkusinski, Z. R. Wasilewski, O. Stern, and A. Forchel. Coupling and Entangling of Quantum States in Quantum Dot Molecules. *Science*, **291**:451, 2001.
- [6] M. Bayer, T. L. Reinecke, F. Weidner, A. Larionov, A. McDonald, and A. Forchel. Inhibition and enhancement of the spontaneous emission of quantum dots in structured microresonators. *Phys. Rev. Lett.*, **80**(14):3168, 2001.
- [7] A. J. Bennett, D. C. Unitt, P. Atkinson, D. A. Ritchie, and A. J. Shields. High performance single photon sources from photolithographically defined pillar microcavities. *Opt. Expr.*, **13**:5759, 2005.
- [8] M. Benyoucef, S. M. Ulrich, P. Michler, J. Wiersig, F. Jahnke, and A. Forchel. Enhanced correlated photon pair emission from a pillar microcavity. *N. Journ. of Phys.*, **6**:91, 2004.
- [9] G. Björk, A. Karlsson, and Y. Yamamoto. Definition of a laser threshold. *Phys. Rev. A*, **50**(2):1675–1680, 1994.
- [10] G. Björk and Y. Yamamoto. Analysis of semiconductor microcavity lasers using rate equations. *IEEE J. Quantum Electron.*, **27**(11):2386–2396, 1991.
- [11] R. Brouri, A. Beveratos, J. P. Poizat, and P. Grangier. Photon antibunching in the fluorescence of individual color centers in diamond. *Opt. Lett.*, **25**(17):1294, 2000.

- [12] R. Hanbury Brown and R. Q. Twiss. Correlation between Photons in two Coherent Beams of Light. *Nature*, **177**:27, 1956.
- [13] K. Brunner, G. Abstreiter, G. Böhm, G. Tränkle, and G. Weimann. Sharp-Line Photoluminescence and Two-Photon Absorption of Zero-Dimensional Biexcitons in a GaAs/AlGaAs Structure. *Phys. Rev. Lett.*, **73**(8):1138, 1994.
- [14] H. Cao, S. Pau, Y. Yamamoto, and G. Björk. Exciton-polariton ladder in a semiconductor microcavity. *Phys. Rev. B*, **54**(11):8083, 1996.
- [15] H. Cao, J. Y. Xu, W. H. Xiang, Y. Ma, S. H. Chang, S. T. Ho, and G. S. Solomon. Optically pumped InAs quantum dot microdisk lasers. *Appl. Phys. Lett.*, **76**(24):3519, 2000.
- [16] G. D. Clark and N. Holonyak. Optical properties of Gallium Arsenide-Phosphide. *Phys. Rev.*, **156**(3):913–924, 1967.
- [17] A. Daffertshofer, A. R. Plastino, and A. Plastino. Classical No-Cloning Theorem. *Phys. Rev. Lett.*, **88**:210601, 2002.
- [18] G. Dasbach, M. Schwab, M. Bayer, and A. Forchel. Parametric polariton scattering in microresonators with three-dimensional optical confinement. *Phys. Rev. B*, **64**:201309, 2001.
- [19] A. Dousse, L. Lanco, J. Suffczynski, E. Semenova, A. Miard, A. Lemaytre, I. Sagnes, C. Roblin, J. Bloch, and P. Senellart. Controlled Light-Matter Coupling for a Single Quantum Dot Embedded in a Pillar Microcavity Using Far-Field Optical Lithography. *Phys. Rev. Lett.*, **101**:267404, 2008.
- [20] D. Englund, D. Fattal, E. Waks, G. Solomon, B. Zhang, T. Nakaoka, Y. Arakawa, Y. Yamamoto, and J. Vučković. Controlling the Spontaneous Emission Rate of Single Quantum Dots in a Two-Dimensional Photonic Crystal. *Phys. Rev. Lett.*, **95**:013904, 2005.
- [21] I. Favero, A. Berthelot, G. Cassabois, C. Voisin, C. Delalande, Ph. Roussignol, R. Ferreira, and J. M. Gérard. Temperature dependence of the zero-phonon linewidth in quantum dots: An effect of the fluctuating environment. *Phys. Rev. B*, **75**:073308, 2007.
- [22] I. Favero, G. Cassabois, R. Ferreira, D. Darson, C. Voisin, J. Tignon, C. Delalande, G. Bastard, P. Roussignol, and J. M. Gérard. Acoustic phonon sidebands in the emission line of single InAs/GaAs quantum dots. *Phys. Rev. B*, **68**:233301, 2003.
- [23] J. J. Finley, P. W. Fry, A. D. Ashmore, A. Lemaytre, A. I. Tartakovskii, R. Oulton, D. J. Mowbray, M. S. Skolnick, M. Hopkinson, P. D. Buckle, and P. A. Maksym.

- 
- Observation of multicharged excitons and biexcitons in a single InGaAs quantum dot. *Phys. Rev. B*, **63**(16):161305, 2001.
- [24] Prof. Dr. Helmut Föll. Einführung in die Materialwissenschaft II.
- [25] M. Fox. *Quantum Optics - An Introduction*. Oxford University Press, 2006.
- [26] G. Gabrielse and H. Dehmelt. Observation of inhibited spontaneous emission. *Phys. Rev. Lett.*, **55**(67):67–70, 1985.
- [27] B. Gayral. Controlling spontaneous emission dynamics in semiconductor microcavities: an experimental approach. *Ann. Phys. Fr.*, **26**:1, 2001.
- [28] B. Gayral and J. M. Gérard. Photoluminescence experiment on quantum dots embedded in a large Purcell-factor microcavity. *Phys. Rev. B*, **78**:235306, 2008.
- [29] J. M. Gérard, D. Barrier, J. Y. Marzin, R. Kuszelewicz, L. Manin, E. Costard, V. Thierry-Mieg, and T. Rivera. Quantum boxes as active probes for photonic microstructures: The pillar microcavity case. *Appl. Phys. Lett.*, **96**(4):449, 1996.
- [30] J. M. Gérard and B. Gayral. Strong Purcell effect for InAs quantum boxes in three-dimensional solid-state microcavities. *J. Lightwave Technol.*, **17**:2089, 1999.
- [31] J. M. Gérard and B. Gayral. InAs quantum dots: artificial atoms for solid-state cavity-quantum electrodynamics. *Physica E*, **9**:131–139, 2001.
- [32] D. G. Gevaux, A. J. Bennett, R. M. Stevenson, A. J. Shields, P. Atkinson, J. Griffiths, D. Anderson, G. A. C. Jones, and D. A. Ritchie. Enhancement and suppression of spontaneous emission by temperature tuning InAs quantum dots to photonic crystal cavities. *Appl. Phys. Lett.*, **88**:131101, 2006.
- [33] C. Gies, J. Wiersig, M. Lorke, and F. Jahnke. Semiconductor model for quantum-dot-based microcavity lasers. *Phys. Rev. A*, **75**:013803, 2007.
- [34] N. Gregersen, T. R. Nielsen, B. Tromborg, and J. Mork. Quality factors of nonideal micro pillars. *Phys. Rev. Lett.*, **91**:011116, 2007.
- [35] T. Gutbrod, M. Bayer, A. Forchel, and J. P. Reithmaier. Weak and strong coupling of photons and excitons in photonic dots. *Phys. Rev. B*, **57**(16):9950–9956, 1998.
- [36] T. D. Happ, I. I. Tartakovskii, V. D. Kulakovskii, J. P. Reithmaier, M. Kamp, and A. Forchel. Enhanced light emission of  $In_xGa_{1-x}$  quantum dots in a two-dimensional photonic-crystal defect microcavity. *Phys. Rev. B*, **66**(4):041303(4), 2002.

- [37] R. Heitz, O. Stier, I. Mukhametzhanov, A. Madhukar, and D. Bimberg. Quantum size effect in self-organized InAs/GaAs quantum dots. *Phys. Rev. B*, **62**(16):11017, 2000.
- [38] J. Hendrickson, B. C. Richards, J. Sweet, S. Mosor, C. Christenson, D. Lam, G. Khitrova, and H. M. Gibbs. Quantum dot photonic-crystal-slab nanocavities: Quality factors and lasing. *Phys. Rev. B*, **72**:193303, 2005.
- [39] K. Hennessy, A. Badolato, M. Winger, D. Gerace, M. Atatüre, S. Gulde, S. Fält, E. L. Hu, and A. Imamoglu. Quantum nature of a strongly coupled single quantum dot cavity system. *Nature*, **445**:896, 2007.
- [40] C. Hofmann. *Einzelquantenpunktspektroskopie an Mikroresonatoren auf GaAs-Basis*. Zulassungsarbeit zur Promotionseignungsprüfung, Universität Würzburg, Technische Physik Universität Würzburg, 2005.
- [41] R. J. Holmes, S. Kena-Cohen, V. M. Menon, and S. R. Forrest. Strong coupling and hybridization of Frenkel and Wannier-Mott excitons in an organic-inorganic optical microcavity. *Phys. Rev. B*, **74**:235211, 2006.
- [42] J. Hours, P. Senellart, E. Peter, A. Cavanna, and J. Bloch. Exciton radiative lifetime controlled by the lateral confinement energy in a single quantum dot. *Phys. Rev. B*, **71**:161306, 2005.
- [43] A. Imamoglu, D. D. Awschalom, G. Burkard, D. P. DiVincenzo, D. Loss, M. Sherwin, and A. Small. Quantum Information Processing Using Quantum Dot Spins and Cavity QED. *Phys. Lett. Rev.*, **83**(20):4204, 1999.
- [44] E.T. Jaynes and F.W. Cummings. Comparison of Quantum and semiclassical radiation theories with application of beam maser. *Proc. IEEE*, **51**(89), 1963.
- [45] J. L. Jewell, A. Scherer, S. L. McCall, A. C. Gossard, and J. H. English. GaAs-AlAs monolithic microresonator arrays. *Appl. Phys. Lett.*, **51**:94, 1987.
- [46] S. Kaiser, T. Mensing, L. Worschech, F. Klopff, J. P. Reitmaier, and A. Forchel. Optical spectroscopy of single InAs/InGaAs quantum dots in a quantum well. *Appl. Phys. Lett.*, **81**(26):4898, 2002.
- [47] M. Kaniber, A. Laucht, A. Neumann, J. M. Villas-Bôas, M. Bichler, M. C. Amann, and J. J. Finley. Investigation of the nonresonant dot-cavity coupling in two-dimensional photonic crystal nanocavities. *Phys. Rev. B*, **77**:16130, 2008.
- [48] J. Kasprzak, S. Reitzenstein, E. A. Muljarov, C. Kistner, C. Schneider, M. Strauss, S. Höfling, A. Forchel, and W. Langbein. Up on the Jaynes-Cummings ladder of a quantum-dot/microcavity system. *Nat. Mat.*, **9**:304, 2010.

- 
- [49] L.V. Keldysh, V.D. Kulakovskii, S. Reitzenstein, M.N. Makhonin, and A. Forchel. Interference effects in the emission spectra of QDs in high quality cavities. *Pisma v ZhETF*, **84**:584, 2006.
- [50] G. Khitrova, H. M. Gibbs, M. Kira, S. W. Koch, and A. Scherer. Vacuum Rabi splitting in semiconductors. *Nat. Phys.*, **2**:81, 2006.
- [51] M. V. Klein and T. E. Furtak. *Optik*. Springer, 1988.
- [52] R. Krebs. *Herstellung und Charakterisierung von kanten- und vertikalemittierenden (Ga)InAs/Ga(In)As-Quantenpunkt(laser)strukturen*. Dissertation, Universität Würzburg, Technische Physik Universität Würzburg, 2004.
- [53] A. Kubanek. *Semiconductor quantum dots and photonic microcavities*. Degree of bachelor, The University of British Columbia, Department of Physics and Astronomy, The University of British Columbia, 2004.
- [54] A. Kubanek. *Einzelquantenpunktspektroskopie zur Licht-Materie Wechselwirkung an Mikroresonatoren auf GaAs-Basis*. Diplomarbeit, Universität Würzburg, Technische Physik Universität Würzburg, 2006.
- [55] A. Laucht, N. Hauke, J. M. Villas-Bôas, F. Hofbauer, G. Böhm, M. Kaniber, and J. J. Finley. Dephasing of Exciton Polaritons in Photoexcited InGaAs Quantum Dots in GaAs Nanocavities. *Phys. Rev. Lett.*, 103(8):087405, 2009.
- [56] D. Leonard, K. Pond, and P. M. Petroff. Critical layer thickness for self-assembled InAs islands on GaAs. *Phys. Rev. B*, **50**(16):11687, 1994.
- [57] H. Li and K. Iga. *Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser Devices*. Springer, Berlin, 2007.
- [58] X. Li, Y. Wu, D. Steel, D. Gammon, T. H. Stievater, D. S. Katzer, D. Park, C. Piermarocchi, and L. J. Sham. An All-Optical Quantum Gate in a Semiconductor Quantum Dot. *Science*, **301**:809, 2003.
- [59] A. Löffler. *Integration von GaInAs Quantenpunktstrukturen in AlAs/GaAs Mikroresonatoren*. Zulassungsarbeit zur Promotionseignungsprüfung, Universität Würzburg, Technische Physik Universität Würzburg, 2005.
- [60] A. Löffler. *Selbstorganisiertes Wachstum von (Ga)InAs/GaAs-Quantenpunkten und Entwicklung von Mikroresonatoren höchster Güte für Experimente zur starken Exziton-Photon-Kopplung*. Dissertation, Universität Würzburg, Technische Physik Universität Würzburg, 2008.

- [61] A. Löffler, J. P. Reithmaier, G. Şek, C. Hofmann, S. Reitzenstein, and und A. Forchel M. Kamp. Semiconductor quantum dot microcavity pillars with high-quality factors and enlarged dot dimensions. *Appl. Phys. Lett.*, **86**:111105, 2005.
- [62] H. Lohmeyer, C. Kruse, K. Sebald, J. Gutowski, and D. Hommel. Enhanced spontaneous emission of CdSe quantum dots in monolithic II-VI pillar microcavities. *Appl. Phys. Lett.*, **89**:091107, 2006.
- [63] H. Lohmeyer, K. Sebald, C. Kruse, R. Kröger, J. Gutowski, D. Hommel, J. Wiersig, N. Baer, , and F. Jahnke. Confined optical modes in monolithic II-VI pillar microcavities. *Appl. Phys. Lett.*, **88**:051101, 2006.
- [64] D. T. F. Marple. Refractive Index of GaAs. *J. Appl. Phys.*, **35**:1241, 1964.
- [65] T. Mensing, L. Worschech, R. Schwertberger, J. P. Reithmaier, and A. Forchel. Magneto-optical investigations of single self-assembled InAs/InGaAlAs quantum dashes. *Phys. Rev. Lett.*, **82**(17):2799, 2003.
- [66] C. P. Michael, K. Srinivasan, T. J. Johnson, O. Painter, K. H. Lee, K. Hennessy, H. Kim, and E. Hu. Wavelength- and material-dependent absorption in GaAs and AlGaAs microcavities. *Appl. Phys. Lett.*, **90**:051108, 2007.
- [67] P. Michler. *Single quantum dots*. Springer, 2003.
- [68] P. Michler, A. Imamoglu, A. Kiraz, C. Becher, M. D. Mason, P. J. Carson, G. F. Strouse, S. K. Buratto, W. V. Schoenfeld, and P. M. Petroff. Nonclassical Radiation from a Single Quantum Dot. *Phys. stat. sol. (b)*, **299**(1):399, 2002.
- [69] P. Michler, A. Imamoglu, M. D. Mason, P. J. Carson, G. F. Strouse, and S. K. Buratto. Quantum correlation among photons from a single quantum dot at room temperature. *Nature*, **406**:968, 2000.
- [70] P. Michler, A. Kiraz, C. Becher, W. V. Schoenfeld, P. M. Petroff, Lidong Zhang, E. Hu, and A. Imamoglu. A Quantum Dot Single-Photon Turnstile Device. *Science*, **290**(1):2282, 2000.
- [71] P. Michler, A. Kiraz, L. Zhang, C. Becher, E. Hu, and A. Imamoglu. Laser emission from quantum dots in microdisk structures. *Appl. Phys. Lett.*, **77**(2):184, 2000.
- [72] B. Min, S. Kim, K.i Okamoto, L. Yang, A. Scherer, H. Atwater, and K. Vahala. Ultralow threshold on-chip microcavity nanocrystal quantum dot lasers. *App. Phys. Lett.*, **89**:191124, 2006.
- [73] S. Münch, S. Reitzenstein, P. Franek, A. Löffler, T. Heindel, S. Höfling, L. Worschech, and A. Forchel. The role of optical excitation power on the emission spectra

- 
- of a strongly coupled quantum dot-micropillar system. *Opt. Express*, **17**:12821, 2009.
- [74] U. Mohideen, R. E. Slusher, F. Jahnke, and S. W. Koch. Semiconductor Microlaser Linewidths. *Phys. Rev. Lett.*, **73**(13):1785, 1993.
- [75] J. M. Moison, F. Houzay, F. Barthe, and L. Leprince. Self-organized growth of regular nanometer-scale InAs dots on GaAs. *Appl. Phys. Lett.*, **64**(2):196–198, 1994.
- [76] E. Moreau, I. Robert, J. M. Gérard, I. Abram, L. Manin, and V. Thierry-Mieg. Single-mode solid-state single photon source based on isolated quantum dots in pillar microcavities. *Appl. Phys. Lett.*, **79**:2865, 2001.
- [77] E. A. Muljarov and R. Zimmermann. Dephasing in Quantum Dots: Quadratic Coupling to Acoustic Phonons. *Phys. Rev. Lett.*, **93**:237401, 2004.
- [78] A. Muller, C. K. Shih, J. Ahn, D. Lu, D. Gazula, and D. G. Deppe. High Q (33 000) all-epitaxial microcavity for quantum dot vertical-cavity surface-emitting lasers and quantum light sources. *Appl. Phys. Lett.*, **88**:031107, 2006.
- [79] M. Munsch, A. Mosset, A. Auffèves, S. Seidelin, J. P. Poizat, J. M. Gérard, A. Lemaitre, I. Sagnes, and P. Senellart. Continuous-wave versus time-resolved measurements of Purcell factors for quantum dots in semiconductor microcavities. *Phys. Rev. B*, **80**:115312, 2009.
- [80] G. A. Narvaez, G. Bester, A. Franceschetti, and A. Zunger. Excitonic exchange effects on the radiative decay time of monoexcitons and biexcitons in quantum dots. *Phys. Rev. B*, **74**:205422, 2006.
- [81] M. Nomura, S. Iwamoto, M. Nishioka, S. Ishida, and Y. Arakawa. Highly efficient optical pumping of photonic crystal nanocavity lasers using cavity resonant excitation. *Appl. Phys. Lett.*, **89**:161111, 2006.
- [82] M. Obert, J. Renner, A. Forchel, G. Bacher, R. André, and D. Le Si Dang. Nonlinear emission in II-VI pillar microcavities: strong versus weak coupling. *Appl. Phys. Lett.*, **84**(9):1435, 2004.
- [83] Y. Ota, M. Shirane, M. Nomura, N. Kumagai, S. Ishida, S. Iwamoto, S. Yoroazu, and Y. Arakawa. Vacuum Rabi splitting with a single quantum dot embedded in a H1 photonic crystal nanocavity. *Appl. Phys. Lett.*, **94**:033102, 2009.
- [84] G. Panzarini, L. C. Andreani, A. Armitage, D. Baxter, M. S. Skolnick, V. N. Astratov, J. S. Roberts, A. V. Kavokin, M. R. Vladimirova, and M. A. Kaliteevski. Exciton-light coupling in single and coupled semiconductor microcavities: Polariton dispersion and polarization splitting. *Phys. Rev. B*, **59**(7):5082, 1999.

- [85] H. G. Park, S. H. Kim, S. H. Kwon, Y. G. Ju, J. K. Yang, J. H. Baek, Kim S. B. and Y. H. Lee. Electrically Driven Single-Cell Photonic Crystal Laser. *Science*, **305**:1444, 2004.
- [86] M. Pelton, C. Santori, J. Vučković, B. Zhang, G. S. Solomon, J. Plant, and Y. Yamamoto. Efficient Source of Single Photons: A Single Quantum Dot in a Micropost Microcavity. *Phys. Rev. Lett.*, **89**(23):233602, 2002.
- [87] M. Pelton and Y. Yamamoto. Ultralow threshold laser using a single quantum dot and a microsphere cavity. *Phys. Rev. A*, **59**(3):2418–2412, 1999.
- [88] E. Peter, P. Senellart, D. Martrou, A. Lemaytre, J. Hours, J. M. Gérard, and J. Bloch. Exciton-Photon Strong-Coupling Regime for a Single Quantum Dot Embedded in a Microcavity. *Phys. Rev. Lett.*, **95**:067401, 2005.
- [89] D. Press, S. Götzinger, S. Reitzenstein, C. Hofmann, A. Löffler, M. Kamp, A. Forchel, and Y. Yamamoto. Photon Antibunching from a Single Quantum-Dot-Microcavity System in the Strong Coupling Regime. *Phys. Rev. Lett.*, **98**:117402, 2007.
- [90] E. M. Purcell. Spontaneous Emission Probabilities at Radio Frequencies. *Am. Phys. Soc.*, page 681, 1946.
- [91] J. P. Reithmaier, M. Röhner, H. Zull, F. Schäfer, and A. Forchel. Size Dependence of Confined Optical Modes in Photonic Quantum Dots. *Phys. Rev. Lett.*, **78**(2):378, 1997.
- [92] J. P. Reithmaier, G. Şek, A. Löffler, C. Hofmann, S. Kuhn, S. Reitzenstein, L. V. Keldysh, V. D. Kulakovskii, T. L. Reinecke, and A. Forchel. Strong coupling in a single quantum dot-semiconductor microcavity system. *Nature*, **432**:378, 2004.
- [93] J. P. Reithmaier, G. Şek, A. Löffler, C. Hofmann, S. Kuhn, S. Reitzenstein, L. V. Keldysh, V. D. Kulakovskii, T. L. Reinecke, and A. Forchel. Nanostructured semiconductors for optoelectronic applications. *Proc. SPIE*, **6127**:61270H, 2006.
- [94] S. Reitzenstein, A. Bazhenov, A. Gorbunov, C. Hofmann, S. Münch, A. Löffler, M. Kamp, J. P. Reithmaier, V. D. Kulakovskii, and A. Forchel. Lasing in high-Q quantum-dot micropillar cavities. *Appl. Phys. Lett.*, **89**:051107, 2006.
- [95] S. Reitzenstein, C. Böckler, A. Bazhenov, A. Gorbunov, A. Löffler, M. Kamp, V. D. Kulakovskii, and A. Forchel. Single quantum dot controlled lasing effects in high-Q micropillar cavities. *Opt. Express*, **16**:4848, 2008.
- [96] S. Reitzenstein, C. Böckler, A. Löffler, S. Höfling, L. Worschech, and A. Forchel. Polarization-dependent strong coupling in elliptical high-q micropillar cavities. *Phys. Rev. B*, **82**:235313, 2010.



- 
- [97] S. Reitzenstein, C. Hofmann, A. Gorbunov, M. Strauß, S. H. Kwon, C. Schneider, A. Löffler, S. Höfling, M. Kamp, and A. Forchel. AlAs/GaAs micropillar cavities with quality factors exceeding 150.000. *Appl. Phys. Lett.*, **90**:251109, 2007.
- [98] S. Reitzenstein, C. Hofmann, A. Löffler, A. Kubanek, Reithmaier J. P. M. Kamp, V. D. Kulakovskii, L. V. Keldysh, T. L. Reinecke, and A. Forchel. Strong and weak coupling of single quantum dot excitons in pillar microcavities. *Phys. stat. sol. (b)*, **243**:2224, 2006.
- [99] S. Reitzenstein, Andreas Löffler, C. Hofmann, A. Kubanek, M. Kamp, J. P. Reithmaier, and A. Forchel. Coherent photonic coupling of semiconductor quantum dots. *Opt. Lett.*, **31**:1738, 2006.
- [100] J. Renner, L. Worschech, A. Forchel, S. Mahapatra, and K. Brunner. Whispering gallery modes in high quality ZnSe/ZnMgSSe microdisks with CdSe quantum dots studied at room temperature. *Appl. Phys. Lett.*, **89**:091105, 2006.
- [101] T. Rivera, J. P. Debray, J. M. Gerard, B. Legrand, L. Manin-Ferlazzo, and J. L. Oudar. Optical losses in plasma-etched AlGaAs microresonators using reflection spectroscopy. *Appl. Phys. Lett.*, **74**(7):911, 1999.
- [102] S. Rodt, R. Heitz, A. Schliwa, R.L. Sellin, F. Gurrarath, and D. Bimberg. Repulsive exciton-exciton interaction in quantum dots. *Phys. Rev. B*, **68**:035331, 2003.
- [103] R. Rudin and T. Reinecke. Oscillator model for vacuum Rabi splitting in microcavities. *Phys. Rev. B*, **59**(15):10227, 1999.
- [104] H. Y. Ryu, M. Notomi, E. Kuramoti, and T. Segawa. Large spontaneous emission factor ( $>0.1$ ) in the photonic crystal monopole-mode laser. *Appl. Phys. Lett.*, **84**:1067, 2004.
- [105] T. E. Sale. *Vertical Cavity Surface Emitting Lasers*. Research Studies Press LTD, 1995.
- [106] V. Savona, L. C. Andreani, P. Schwendimann, and A. Quattropani. Quantum well excitons in semiconductor microcavities: unified treatment of weak and strong coupling regimes. *Solid State Commun.*, **93**(9):733–739, 1995.
- [107] F. Schäfer. *Wachstum und Charakterisierung von GaInAs/AlGaAs-Quantenfilm- und Quantenpunkt-Laserstrukturen mit kurzperiodischen Übergittern*. Dissertation, Universität Würzburg, Technische Physik Universität Würzburg, 2000.
- [108] A. L. Schawlow and C. H. Townes. Infrared and optical masers. *Phys. Rev.*, **112**(6), 1958.

- [109] G. Schedelbeck, W. Wegscheider, M. Bichler, and G. Abstreiter. Coupled Quantum Dots Fabricated by Cleaved Edge Overgrowth: From Artificial Atoms to Molecules. *Science*, **278**:1792, 199.
- [110] M. O. Scully and M. S. Zubairy. *Quantum Optics*. Academic Press, 1997.
- [111] G. Sek, P. Podemski, J. Misiewicz, L. H. Li, A. Fiore, and G. Patriarche. Photoluminescence from a single InGaAs epitaxial quantum rod. *Appl. Phys. Lett.*, **92**:021901, 2008.
- [112] G. S. Solomon, M. Pelton, and Y. Yamamoto. Single-mode Spontaneous Emission from a Single Quantum Dot in a Three-Dimensional Microcavity. *Phys. Rev. Lett.*, **86**(17):3904, 2001.
- [113] N. G. Stoltz, M. Rakher, S. Strauf, A. Badolato, D. D. Lofgreen, P. M. Petroff, L. A. Coldren, and D. Bouwmeester. High-quality factor optical microcavities using oxide apertured micropillars. *Appl. Phys. Lett.*, **87**:031105, 2005.
- [114] I. N. Stranski and L. Krastanov. Abhandlungen der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Klasse. *Akad. Wiss. Lett. Mainz Math. Natur K1 IIb*, **146**:797, 1939.
- [115] S. Strauf, K. Hennessy, M. T. Rakher, Y.-S. Choi, A. Badolato, L. C. Andreani, E. L. Hu, P. M. Petroff, and D. Bouwmeester. Self-Tuned Quantum Dot Gain in Photonic Crystal Lasers. *Phys. Rev. Lett.*, **96**:127404, 2006.
- [116] S. Strauf, N. G. Stoltz, M. T. Rakher, L. A. Coldren, P. M. Petroff, and D. Bouwmeester. High-frequency single-photon source with polarization control. *Nat. Photonics*, **1**:704, 2007.
- [117] M. D. Sturge. Optical absorption of gallium arsenide between 0.6 and 2.75eV. *Phys. Rev.*, **127**(3):769, 1962.
- [118] F. Tassone and Y. Yamamoto. Lasing and squeezing of composite bosons in a semiconductor microcavity. *Phys. Rev. A*, **62**(6):063809, 2000.
- [119] S. M. Ulrich, M. Benyoucef, P. Michler, N. Baer, P. Gartner, F. Jahnke, M. Schwab, H. Kurtze, and M. Bay. Correlated photon-pair emission from a charged single quantum dot. *Phys. Rev. B*, **71**:235328, 2005.
- [120] S. M. Ulrich, C. Gies, S. Ates, J. Wiersig, S. Reitzenstein, C. Hofmann, A. Löffler, A. Forchel, F. Jahnke, and P. Michler. Photon Statistics of Semiconductor Microcavity Lasers. *Phys. Rev. Lett.*, **98**:043906, 2007.
- [121] K. J. Vahala. Optical microcavities. *Nature*, **424**:840–846, 2003.

- 
- [122] S. Varoutsis, S. Laurent, P. Kramper, A. Lemaître, I. Sagnes, I. Robert-Philip, and I. Abram. Restoration of photon indistinguishability in the emission of a semiconductor quantum dot. *Appl. Phys. Lett.*, **72**:041303, 2005.
- [123] D. W. Vernooy, V. S. Ilchenko, H. Mabuchi, E. W. Streed, and H. J. Kimble. High-Q measurements of fused-silica microspheres in the near infrared. *Opt. Lett.*, **23**(4):247, 1998.
- [124] J. Vučković, M. Pelton, A. Scherer, and Y. Yamamoto. Optimization of three-dimensional micropost microcavities for cavity quantum electrodynamics. *Phys. Rev. A*, **66**(2):023808, 2002.
- [125] S. N. Walck, T. L. Reinecke, M. Bayer, T. Gutbrod, J. P. Reithmaier, and A. Forchel. Magnetic-field dependence of the exciton-photon coupling in structured photonic cavities. *Phys. Rev. B*, textbf60(15):10695, 1999.
- [126] W. H. Wang, S. Ghosh, F. M. Mendoza, X. Li, D. D. Awschalom, and N. Samarth. Static and dynamic spectroscopy of (Al,Ga)As/GaAs microdisk lasers with interface fluctuation quantum dots. *Phys. Rev. B*, textbf71(15):155306, 2005.
- [127] C. Weisbuch, M. Nishioka, A. Ishikawa, and Y. Arakawa. Observation of the coupled exciton-photon mode splitting in a semiconductor quantum microcavity. *Phys. Rev. Lett.*, **69**(23):3314–3317, 1992.
- [128] C. W. Wilmsen, H. Temkin, and L. A. Coldren. *Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers*. Cambridge University Press, 1999.
- [129] Q. Wu, R. D. Grober, D. Gammon, and D. S. Katzer. Excitons, biexcitons, and electron-hole plasma in a narrow 2.8 nm GaAs/AlGaAs quantum well. *Phys. Rev. B*, **62**(19):13022, 2000.
- [130] Z. G. Xie, S. Götzinger, W. Fang, H. Cao, and G. S. Solomon. Influence of a Single Quantum Dot State on the Characteristics of a Microdisk Laser. *Phys. Rev. Lett.*, **98**:117401, 2007.
- [131] Y. Yamamoto. *Coherence, amplification, and quantum effects in semiconductor lasers*. Wiley Interscience, 1991. ISBN 0-471-51249-4.
- [132] Y. Yamamoto, W. Machida, and G. Björk. Microcavity semiconductor laser with enhanced spontaneous emission. *Phys. Rev. A*, **44**:657–668, 1991.
- [133] Y. Yamamoto, F. Tassone, and H. Cao. *Semiconductor Cavity Quantum Electrodynamics*. Springer-Verlag, Berlin Heidelberg New York, 2000.
- [134] T. Yoshie, M. Loncar, A. Scherer, and Y. Qiu. High frequency oscillation in photonic crystal nanolasers. *Appl. Phys. Lett.*, **84**(18):3543, 2004.

- [135] T. Yoshie, A. Scherer, J. Hendrickson, G. Khitrova, H. M. Gibbs, G. Rupper, C. Ell, O. B. Shchekin, and D. G. Deppe. Vacuum Rabi splitting with a single quantum dot in a photonic crystal nanocavity. *Nature*, **432**:200, 2004.
- [136] B. Zhang, G. S. Solomon, M. Pelton, J. Plant, C. Santori, J. Vučković, and Y. Yamamoto. Fabrication of InAs quantum dots in AlAs/GaAs DBR pillar microcavities for single photon sources. *J. Appl. Phys.*, **97**:073507, 2005.
- [137] Y. Zhu, D. J. Gauthier, S. E. Morin, Q. Wu, H. J. Carmichael, and T. W. Mossberg. Vacuum rabi splitting as a feature of Linear-Dispersion Theory: Analysis and Experimental Observations. *Phys. Rev. Lett.*, **64**(21):2499, 1990.
- [138] P. Zoller, T. Beth, D. Binosi, R. Blatt, H. Briegel, D. Bruss, T. Calarco, J. I. Cirac, D. Deutsch, J. Eisert, A. Ekert, C. Fabre, N. Gisin, P. Grangiere, M. Grassl, S. Haroche, A. Imamoglu, A. Karlson, J. Kempe, L. Kouwenhoven, S. Kröll, G. Leuchs, M. Lewenstein, D. Loss, N. Lütkenhaus, S. Massar, J. E. Mooij, M. B. Plenio, E. Polzik, S. Popescu, G. Rempe, A. Sergienko, D. Suter, J. Twamley, G. Wendin, R. Werner, A. Winter, J. Wrachtrup, and A. Zeilinger. Quantum information processing and communication. *Eur. Phys. J. D*, **36**:203, 2005.

# Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei all denen bedanken, die einen wesentlichen Beitrag zum Gelingen dieser vorliegenden Doktorarbeit beigetragen haben.

Prof. Dr. Alfred Forchel danke ich für die interessante Themenstellung und die freundliche Aufnahme am Lehrstuhl für Technische Physik; ohne dessen hervorragende technische Ausstattung und den exzellenten experimentellen Möglichkeiten es nicht möglich gewesen wäre, solch grundlegende Forschung betreiben zu können.

Bei Dr. Stephan Reitzenstein bedanke ich mich für die vielen anregenden Diskussionen, die hilfreichen Ratschlägen und die nette Zusammenarbeit.

Herrn Prof. Dr. Lukas Worschech möchte ich für die stets gute und freundliche Zusammenarbeit danken.

Herrn Prof. Dr. Jean Geurts möchte ich danken für die Übernahme des Zweitgutachtens sowie Herrn Prof. Dr. Wolfgang Kinzel für Teilnahme als Prüfer im Promotionskolloquium.

Einen ganz besonderen Dank möchte ich an Dr. Grzegorz Sęk richten, der mir zunächst die experimentellen, grundlegenden Kenntnisse zur Charakterisierung in der optischen Spektroskopie vermittelte und später mit zahlreichen Gesprächen meine Arbeit unterstützte.

Dr. Alexander Gorbunov und Dr. Anatoly Bazhenov danke ich für die gute und unterhaltsame Zusammenarbeit im Labor.

Steffen Münch, Caroline Kistner und Alexander Kubanek danke ich für die freundliche Teamarbeit während ihrer Diplom- bzw. Doktorarbeit und ihre Unterstützung bei der Charakterisierung und Auswertung der Proben.

Andreas Löffler, Micha Strauß und Christian Schneider danke ich für die Herstellung des Probenmaterials.

Den technischen Assistenten Adriana Wolf, Monika Emmerling und Silke Kuhn möch-

te ich meinen Dank ausdrücken für die schnelle und vor allem qualitativ hochwertige Herstellung der optisch sowie elektrisch gepumpten Mikroresonatoren.

Vielen Dank auch an Gerhard Heller für die tatkräftige Unterstützung bei der Behebung von kleineren und größeren technischen Problemen im Labor.

Dr. Kwon Soonhong danke ich für die aufwendigen, theoretischen Simulationsrechnungen, die er für Veröffentlichungen gemacht hat.

Danke auch an alle Praktikanten namentlich Tobias Heindel, Timo Wildhage, Florian Staub, Christian Platt, Max Aulbach, Achmed Yousif und Takayuki Kida für die Unterstützung bei den Messungen.

Meinen Dank möchte ich auch an alle kanadischen Praktikanten namentlich Evan Morris, Patrick Plettner, Matthew Lam und Sen Lei Zhang richten, die durch die Verbesserung der mathematischen Skripte eine noch schnellere Auswertung der Daten ermöglichten und durch eine eigens geschriebene Software das Auslesen der Daten komfortabler gestalteten.

Für eine hervorragende Stimmung, viele gemeinsame unterhaltsame Stunden und interessanten Diskussionsbeiträge möchte ich insbesondere Bettina Köth, Steffen Münch, Thomas Schmidt, Johannes Renner, Wolfgang Kaiser und Tobias Mensing danken.

Herzlichen Dank auch an Prof. Dr. Wolfgang Denner für seine Bemühungen und die Kontaktvermittlung zum Lehrstuhl der Technischen Physik. Prof. Dr. Rolf Poddig möchte ich für die sehr hilfreichen Diskussionen und Gespräche danken.

Ich danke auch allen Mitarbeitern des Lehrstuhls für Technische Physik für das gute Arbeitsklima und die freundliche Atmosphäre.

Abschließend möchte ich mich bei allen, besonders meiner Familie und Verwandten, die mich während meiner Doktorarbeit unterstützt haben, bedanken.

# Versicherung an Eides statt

gemäß §5 Abs. 2 Ziff. 2 der Promotionsordnung  
der Fakultät für Physik und Astronomie  
der Universität Würzburg

Hiermit versichere ich an Eides statt, dass ich die Dissertation selbstständig und ohne Hilfe eines Promotionsberaters angefertigt und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Diese Dissertation wurde bisher weder vollständig noch teilweise einer anderen Hochschule oder in einem anderen Prüfungsfach mit dem Ziel, einen akademischen Grad zu erwerben, vorgelegt.

Am 18. Januar 2004 wurde mir von der Fachhochschule Würzburg-Schweinfurt Abteilung Schweinfurt der akademische Grad "Diplom-Ingenieur (FH)" verliehen. Weitere akademische Grade habe ich weder erworben, noch versucht zu erwerben.

Würzburg, den 26.5.2010

Carolin Böckler