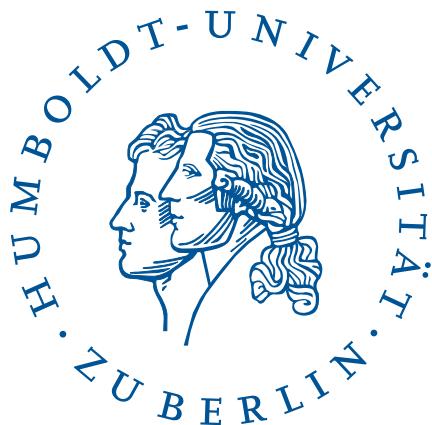


Untersuchung des Mollow-Triplets  
resonant angeregter InGaAs-Quantenpunkte  
am Cs-D<sub>1</sub>-Übergang

BACHELORARBEIT

zur Erlangung des akademischen Grades  
Bachelor of Science  
(B. Sc.)  
im Fach Physik



eingereicht an der  
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät  
Institut für Physik  
Humboldt-Universität zu Berlin

von  
Christian Pugatschow  
geboren am 07.03.1989 in Moskau

Gutachter:

1. Prof. Dr. Oliver Benson
2. Prof. Achim Peters, PhD

eingereicht am: 16.12.2016

## **Abstract**

A resonant laser was implemented in a system for the analysis of semiconductor quantum dots. It was possible to tune both the laser frequency and the quantum dot resonance frequency to the frequency of the Cesium D<sub>1</sub> F= 3 → 4 transition line. Thus, the quantum dot was excited nearly resonant with very little detuning of the laser frequency from the quantum dot frequency ( $\mathcal{O}(\text{Hz})$ ). With increasing laser power, increasing Rabi splitting was observed and was in good agreement with the theoretically derived relation  $\Omega \propto \sqrt{P_{res}}$ .

## Zusammenfassung

Ein resonanter Laser wurde in einen Versuchsaufbau zur Untersuchung von Halbleiterquantenpunkten integriert. Sowohl die Frequenz des Lasers als auch die Resonanzfrequenz des Quantenpunktes konnten auf den Cäsium-D<sub>1</sub> F = 3 → 4-Übergang gestimmt werden. Dadurch konnte der Quantenpunkt nahezu resonant mit einer sehr kleinen Verstimmung ( $\mathcal{O}(\text{Hz})$ ) der Frequenz des Lasers gegenüber der Quantenpunktresonanzfrequenz angeregt werden. Mit steigender Laserleistung wurde eine zunehmend stärkere Rabi-Aufspaltung beobachtet, welche das theoretische Verhältnis  $\Omega \propto \sqrt{P_{res}}$  sehr gut erfüllt.

Ich möchte mich insbesondere bei meinem Erstbetreuer, Herrn Tim Kroh, für seine große Hilfsbereitschaft, umfangreiche Kompetenz und Begeisterung bei der Vermittlung von Wissen ganz herzlich bedanken.

Desweiteren danke ich Herrn Andreas Ahlrichs für die Hilfe und Erklärungen bei der Benutzung seines Filtersystems sowie hilfreiche Hinweise im Umgang mit Mathematica.

Außerdem danke ich Herrn Prof. Oliver Benson für die Möglichkeit, meine Bachelorarbeit in seiner Arbeitsgruppe durchführen zu können.

# Inhaltsverzeichnis

|   |           |
|---|-----------|
| <b>1 Einleitung</b>   | <b>2</b>  |
| <b>2 Theoretische Grundlagen</b>  | <b>4</b>  |
| 2.1 Zwei-Niveau-System und resonante Anregung . . . . .                         | 4         |
| 2.2 Resonant angeregte Halbleiterquantenpunkte als Zwei-Niveau-System . . . . . | 8         |
| 2.3 Cäsium-Atom . . . . .   | 9         |
| 2.4 Resonatoren . . . . .   | 10        |
| 2.4.1 Fabry-Pérot-Resonator . . . . .   | 10        |
| 2.5 Faltung . . . . .   | 12        |
| <b>3 Versuchsaufbau</b>   | <b>14</b> |
| 3.1 Versuchsaufbau . . . . .  | 14        |
| 3.2 Quantenpunktprobe . . . . .   | 15        |
| 3.3 Temperaturstabilisierung für Langzeitmessungen . . . . .                    | 17        |
| 3.4 Laser zur resonanten Anregung des Quantenpunktes . . . . .                  | 18        |
| 3.5 Unterdrückung des resonanten Lasers . . . . .                               | 19        |
| 3.6 Frequenzabhängige Filterung der Photonen . . . . .                          | 20        |
| <b>4 Messungen</b>  | <b>22</b> |
| 4.1 Spektrum unter nichtresonanter Anregung . . . . .                           | 22        |
| 4.2 Resonante Streuung am Quantenpunkt-Exziton und Cäsium-Spektrum . . . . .    | 23        |
| 4.3 Spektroskopie des Mollow-Triplets mit einem Fabry-Pérot-Resonator . . . . . | 26        |
| 4.3.1 Charakterisierung des Fabry-Pérot-Resonators . . . . .                    | 26        |
| 4.3.2 Bestimmung der Anpassungsfunktion . . . . .                               | 28        |
| 4.3.3 Messung des Mollow-Triplets . . . . .                                     | 29        |
| 4.3.4 Diskussion der Ergebnisse . . . . .                                       | 32        |
| <b>5 Zusammenfassung</b>  | <b>39</b> |
| <b>A Graphen</b>  | <b>42</b> |
| A.1 Anpassungen an die Messungen . . . . .                                      | 42        |
| A.2 Mollow-Triplets . . . . .   | 45        |
| <b>B Formeln und Tabellen</b>   | <b>48</b> |

# Kapitel 1

## Einleitung

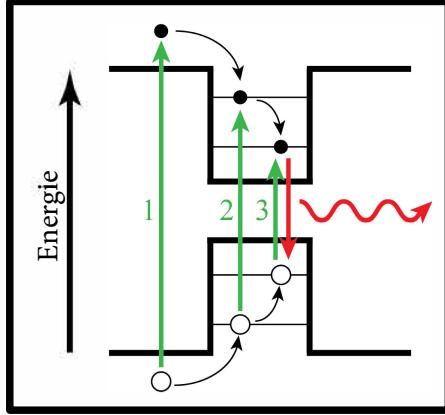
1982 entwickelte R. Feynman die Idee eines Quantencomputers [7], woraufhin das Konzept der Quanteninformationstechnologie entwickelt wurde [18]. Dabei wurden verschiedene Anwendungsmöglichkeiten entwickelt, die mithilfe von als Quantenbits oder Qubits dargestellter Information realisiert werden könnten. Eine dieser Anwendung ist die Quantenkryptographie, durch die beweisbar abhörsichere Kommunikation realisiert werden könnte. Dies kann beispielsweise über das BB84-Protokoll [3] realisiert werden.

Ein Ansatz, Quanteninformationstechnologie zu entwickeln, ist die Umsetzung mit linearer Optik. Dabei werden Photonen als Informationsträger verwendet [12]. Aufgrund des exponentiellen Transmissionsverlustes von Photonen auch in Glasfaserkabeln ist die maximale Übertragungsstrecke für Quantenkommunikation jedoch auf einige 100 km beschränkt. Diese Beschränkung kann über Quantenteleportation, wozu ein Qubit beim Sender und eines beim Empfänger verschärkt sein müssen, umgangen werden. 1998 wurde das Konzept des Quantenrepeaters zum Aufbau dieser Verschränkung entwickelt [4].

In der AG Nanooptik wird die Umsetzung eines Quantenrepeaters auf Halbleiterbasis verfolgt. Dabei ist es nötig, aus einer Einzelphotonenquelle stammende, ununterscheidbare Photonen mit Photonen einer Paarquelle interferieren zu lassen. Als Photonenpaarquelle ist bereits ein optischer parametrischer Oszillator (OPO) realisiert worden [22], [13], [11]. Weiterhin wurden bereits verschiedene Quantenpunktproben als Einzelphotonenquellen auf die Eignung zu Interferenzexperimenten mit den OPO-Photonen getestet [14]. Zur Erzeugung von verschärkten Photonen durch Interferenz eines Einzelphotons des Quantenpunktes mit Photonen des OPO müssen die Photonen energieentartet sein.

Durch die in [14] als geeignet eingestufte Quantenpunktprobe ist es bereits möglich, die Exzitonenergie des Quantenpunktes so einzustellen, dass Einzelphotonen mit der Wellenlänge eines Cäsium-D<sub>1</sub>-Übergangs erzeugt werden (dazu genauer in Abschn. 3.2). Eine Cs-D<sub>1</sub>-Wellenlänge wird dabei zur Kalibrierung der Photonen verwendet.

Ein Halbleiter-Quantenpunkt kann mittels Laserlicht angeregt werden (s. Abb. 1.1). Bisher wurden die Quantenpunkte nichtresonant angeregt. Dabei relaxieren die Ladungsträger Elektron ( $e$ ) und Loch ( $h$ ) auf strahlungslosen Abregungskanälen in den Grundzustand. Es können sich aufgrund von Unreinheiten im Halbleiter jedoch lokale Minima ausbilden, in denen freie Ladungsträger gefangen werden. Befinden sich diese in der Nähe des Quantenpunktes, kann es zu einer Verschiebung der diskreten Energieniveaus und damit zu Änderungen der Energie des Quantenpunktphotons kommen. Da diese Änderungen von kurzer Dauer sind, kommt es zu einem schnellen



**Abbildung 1.1** – Optische Anregung eines Quantenpunktes durch Laserlicht. Ein Quantenpunkt kann nichtresonant (1), quasiresonant (2) oder resonant (3) angeregt werden. (Grafik entnommen aus [14])

Hin- und Herspringen der Emissionslinie in spektraler Darstellung. Im Mittel wird die Linie dadurch breiter. Durch resonante Anregung wird die durch freie Ladungsträger in der Nähe des Quantenpunktes erzeugte Linienverbreiterung des Quantenpunktes vermieden.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein resonanter Laser in den bereits bestehenden Versuchsaufbau zur Erzeugung von Quantenpunktphotonen integriert. Bei resonanter Anregung kann der Quantenpunkt als gestörtes Zwei-Niveau-System betrachtet werden (s. Abschn. 2.2). Dabei kommt es zu einer Aufspaltung der Energieniveaus durch die sogenannte Rabi-Aufspaltung (s. Abschn. 2.1). Das Emissionsspektrum eines derartig angeregten Zwei-Niveau-Systems ist das sogenannte Mollow-Triplett.

Ziel dieser Arbeit ist die Spektroskopie des Mollow-Triplets bei verschiedenen Anregungsleistungen des resonanten Lasers mit einem sehr schmalbandigen Filtersystem. Dadurch kann eine Einschätzung hinsichtlich der Präzision, mit der die Frequenz des Lasers auf die Resonanzfrequenz des Quantenpunktes abgestimmt werden kann, getroffen werden.

In Kapitel 2 dieser Arbeit werden kurz die theoretischen Grundlagen dargelegt. Danach wird in Kapitel 3 der Versuchsaufbau beschrieben. In Kapitel 4 wird die Durchführung der Messungen erläutert und deren Auswertung vorgenommen. Die Ergebnisse dieser Arbeit werden in Kapitel 5 zusammengefasst.

# Kapitel 2

## Theoretische Grundlagen

Zum Verständnis der vorliegenden Arbeit werden im Folgenden die wesentlichen theoretischen Grundlagen kurz genannt und erläutert. Dabei wird zunächst in Abschnitt 2.1 auf das Modell des Zwei-Niveau-Systems und dessen resonante Anregung eingegangen. Weiterhin wird erläutert, inwiefern ein Quantenpunkt als Zwei-Niveau-System betrachtet werden kann (Abschn. 2.2). Da bei der durchgeführten Messreihe eine Linie des Cs-D<sub>1</sub>-Übergangs zur Kalibrierung verwendet wurde, wird auf die Hyperfeinstrukturaufspaltung des Cs-Atoms eingegangen (Abschn. 2.3). Weiterhin werden in Abschnitt 2.4 kurz wichtige Eigenschaften von Resonatoren und die Funktionsweise speziell des Fabry-Pérot-Resonators erklärt. Abschließend wird kurz die zur Auswertung der durchgeführten Messungen notwendige Theorie zur mathematischen Faltung erläutert (Abschn. 2.5).

### 2.1 Zwei-Niveau-System und resonante Anregung

Beim Zwei-Niveau-System handelt es sich um ein Modellsystem, welches sich nur in einem von zwei möglichen Zuständen  $|a\rangle$  und  $|b\rangle$  oder in einer Superposition dieser Zustände befinden kann. Im weiteren Verlauf dieser Arbeit wird ein Quantenpunkt als Zwei-Niveau-System mit zwei Energiezuständen mit den Energien  $E_a$  und  $E_b$  betrachtet (siehe Abschn. 2.2). Das System kann in diagonalisierter Form durch den Hamilton-Operator

$$\hat{H}_Z = \begin{pmatrix} E_a & 0 \\ 0 & E_b \end{pmatrix} \quad (2.1)$$

dargestellt werden, sodass gilt:

$$\hat{H}_Z |n\rangle = E_n |n\rangle = \hbar\omega_n \quad , \quad n = a, b \quad . \quad (2.2)$$

Nun wird eine Störung des Systems in Form einer Anregung durch einen Laser betrachtet. Dabei wird verkürzt die Diskussion aus [10] wiedergegeben.

Durch die Störung ändert sich der Hamilton-Operator zu

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{U} = \hat{H}_Z + \hat{H}_F + \hat{U} \quad . \quad (2.3)$$

Dabei ist  $\hat{H}_F$  der Hamilton-Operator des quantisierten Feldes des Lasers und  $\hat{U}$  der Operator, der die Wechselwirkung zwischen Feld und Zwei-Niveau-System beschreibt.

Nach [9] kann das elektrische Feld einer Lasermode durch kohärente Zustände  $|\alpha\rangle$ , sogenannte Glauber-Zustände, beschrieben werden. Nach Gleichung (14.88) [10] wird die mittlere Photonenzahl  $\bar{\mathcal{N}}$  eines kohärenten Zustands durch

$$\bar{\mathcal{N}} = \langle \alpha | \hat{\mathcal{N}} | \alpha \rangle = |\alpha|^2 \quad (2.4)$$

ausgedrückt. Die tatsächlich gemessene Photonenzahl genügt einer Poisson-Verteilung. Nimmt man hinreichend hohe Laserintensitäten an, sodass  $\bar{\mathcal{N}} \gg 1$ , kann aufgrund der sehr schmal werdenden Verteilung in guter Näherung

$$\sqrt{\bar{\mathcal{N}}} = |\alpha| \approx \sqrt{\bar{\mathcal{N}}} \approx \sqrt{\mathcal{N} + 1} \quad (2.5)$$

angenommen werden.

Für den Hamilton-Operator des quantisierten Feldes gilt

$$\hat{H}_F |\mathcal{N}\rangle = \mathcal{N} \hbar \omega |\mathcal{N}\rangle \quad (2.6)$$

mit der Energie  $\mathcal{N} \hbar \omega$  eines Photonenzustands  $|\mathcal{N}\rangle$  für  $\mathcal{N}$  Photonen der Mode, und damit

$$\hat{H}_0 |n\mathcal{N}\rangle = E_{q\mathcal{N}} |n\mathcal{N}\rangle \quad (2.7)$$

$$E_{q\mathcal{N}} = \hbar \omega_n + \mathcal{N} \hbar \omega \quad (2.8)$$

für die Gesamtenergie des Systems.

Bei nahezu resonanter Anregung des Systems entspricht die Energie der Laserphotonen möglichst exakt der Energiedifferenz  $\hbar \omega_{ab} = \hbar(\omega_b - \omega_a)$  der Energieniveaus des ungestörten Systems. Dann gilt:

$$\hbar[\omega_b + (\mathcal{N} - 1)\omega] \approx \hbar[\omega_a + \mathcal{N}\omega] \quad . \quad (2.9)$$

Man erkennt, dass die Energieniveaus des Zwei-Niveau-Systems jeweils leicht aufspalten (vgl. Abb. 2.1), und zwar genau um den Betrag der Verstimmung der Energie des Anregungslasers von der Energiedifferenz der zwei Niveaus:

$$\Delta E = \hbar \Delta \omega = \hbar(\omega_{ab} - \omega) \quad . \quad (2.10)$$

Für den Wechselwirkungsoperator gilt:

$$\hat{U} = \epsilon_0 \mathbf{r} \cdot \hat{\mathbf{E}} = \hat{\mathbf{D}} \cdot \hat{\mathbf{E}} \quad (2.11)$$

mit dem Dipoloperator  $\hat{\mathbf{D}}$  und dem Operator des elektrischen Feldes  $\hat{\mathbf{E}}$ , welcher für nur eine besetzte Lasermode als

$$\hat{\mathbf{E}}_k(\mathbf{r}) = i\sqrt{\frac{\hbar\omega_k}{2\epsilon_0 L^3}}(\hat{a}_k \mathbf{e} e^{ikr} - \hat{a}_k^\dagger \mathbf{e}^* e^{-ikr}) \quad (2.12)$$

definiert ist. Er beschreibt Photonen der  $k$ -ten Mode mit der Energie  $\hbar\omega_k$  und der Polarisierung  $\mathbf{e}$ . Dabei sind  $\hat{a}_k$  und  $\hat{a}_k^\dagger$  der Photonvernichtungs- bzw. Erzeugungsoperator und  $L^3$  das Normierungsvolumen.

Unter Verwendung der Näherung 2.5 können die nicht verschwindenden Matrixelemente für einen optischen Dipolübergang nach [10] Gl. (14.103) bis (14.106) abgeleitet werden:

$$\langle a\mathcal{N} + 1 | \hat{U} | b\mathcal{N} \rangle = \frac{i}{2}\epsilon_0 \hat{T}_{ba}^* E_0 \quad (2.13)$$

$$\langle a\mathcal{N} - 1 | \hat{U} | b\mathcal{N} \rangle = \frac{i}{2}\epsilon_0 \hat{T}_{ba} E_0 \quad (2.14)$$

$$\langle b\mathcal{N} + 1 | \hat{U} | a\mathcal{N} \rangle = \frac{i}{2}\epsilon_0 \hat{T}_{ba}^* E_0 \quad (2.15)$$

$$\langle b\mathcal{N} - 1 | \hat{U} | a\mathcal{N} \rangle = \frac{i}{2}\epsilon_0 \hat{T}_{ba} E_0 \quad . \quad (2.16)$$

Dabei ist  $E_0$  die Feldamplitude des elektrischen Feldes mit

$$E_0 = 2\sqrt{\frac{\hbar\omega}{2\epsilon_0 L^3}}|\alpha| \approx \sqrt{\frac{2\hbar\omega}{\epsilon_0 L^3}}\sqrt{\mathcal{N}} \approx \sqrt{\frac{2\hbar\omega}{\epsilon_0 L^3}}\sqrt{\mathcal{N}+1} \quad (2.17)$$

und  $\hat{T}_{ba} = \mathbf{r}_{ab} \cdot \mathbf{e}$ .

Nach Einführung der resonanten Rabi-Frequenz

$$\Omega_R = \frac{D_{ba} E_0}{\hbar} \quad (2.18)$$

und der Definition des Zustandes  $|a\mathcal{N}\rangle$  als Energienullpunkt kann für das unterste Paar von Zuständen der folgende Hamiltonoperator geschrieben werden:

$$\hat{H} = \frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} 0 & \Omega_R \\ \Omega_R & 2\Delta\omega \end{pmatrix} \quad . \quad (2.19)$$

Dessen Eigenwerte geben die Energien des gestörten Systems unter Berücksichtigung der Wechselwirkung zwischen elektromagnetischem Feld und Zwei-Niveau-System an:

$$\det(\hat{H} - \lambda \hat{E}) = 0 \quad (2.20)$$

$$\lambda_{1,2} = \frac{\hbar}{2}(\Delta\omega \mp \Omega_\Delta) \quad . \quad (2.21)$$

Dabei ist  $\Delta\omega$  die Abweichung von der Resonanzfrequenz des Zwei-Niveau-Systems und  $\Omega_\Delta$  die sogenannte nichtresonante Rabi-Frequenz:

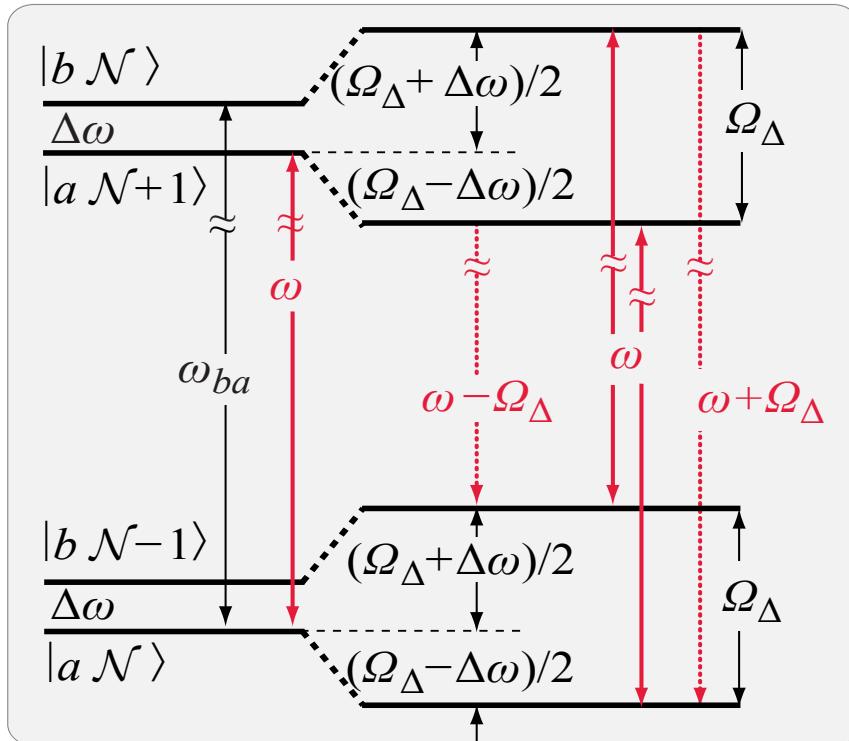
$$\Omega_\Delta = \sqrt{(\Delta\omega)^2 + \Omega_R^2} . \quad (2.22)$$

Unter Verwendung von Gl. (20.12) [10] kann die nichtresonante Rabi-Frequenz durch

$$\Omega_\Delta = \sqrt{(\Delta\omega)^2 + \frac{3\lambda^3}{2\pi hcT_1} I} \quad (2.23)$$

dargestellt werden, wobei  $\lambda$  die Wellenlänge des Lasers,  $I$  dessen Intensität und  $T_1$  die natürliche Lebensdauer des angeregten Zustandes ist.

Somit ist zu erkennen, dass auch im resonanten Fall ( $\Delta\omega = 0$ ) eine Aufspaltung der Energieniveaus erfolgt, welche proportional zur Intensität des Lasers ist (siehe Abb. 2.1). Dabei spricht man von der sogenannten Rabi-Aufspaltung.



**Abbildung 2.1** – Aufspaltung der Energieniveaus eines Zwei-Niveau-Systems bei Anregung mit der Frequenz  $\omega$  nahe der Resonanzfrequenz  $\omega_{ba}$ . Links ist die Aufspaltung der Niveaus durch die Verstimmung der Anregung von der Resonanz  $\Delta\omega = \omega_{ba} - \omega$  dargestellt. Rechts ist die Rabi-Aufspaltung um  $\Omega_\Delta = \sqrt{(\Delta\omega)^2 + \Omega_R^2}$  aufgrund der Wechselwirkung zwischen elektromagnetischem Feld und Zwei-Niveau-System mit der resonanten Rabi-Frequenz  $\Omega_R$  dargestellt. (Grafik entnommen aus [10] und bearbeitet.)

Das Emissionsspektrum eines derartig angeregten Systems wird als Mollow-Triplett bezeichnet. Es besteht aus einer zentralen Emissionsspitze bei der Kreisfrequenz  $\omega$  sowie zwei seitlichen Emissionsspitzen bei den Kreisfrequenzen  $\omega \pm \Omega_\Delta$  und wurde erstmals 1969 von B. R. Mollow beschrieben [17]. Die spektrale Leistungsdichte eines mit der Frequenz  $\omega$  resonant angeregten Zwei-Niveau-Systems lässt sich über

$$S(\omega) \approx \frac{1}{w\pi} \frac{\hbar\omega\Gamma_1}{8} \left( \frac{\frac{\Gamma_1+\Gamma_2}{2}}{(\Delta\omega + \Omega)^2 + (\frac{\Gamma_1+\Gamma_2}{2})^2} + \frac{\Gamma_2}{\Delta\omega^2 + \Gamma_2^2} + \frac{\frac{\Gamma_1+\Gamma_2}{2}}{(\Delta\omega - \Omega)^2 + (\frac{\Gamma_1+\Gamma_2}{2})^2} \right) . \quad (2.24)$$

annähern [2]. Dabei ist  $\Gamma_1$  die Rate, mit der das Zwei-Niveau-System spontan emittiert. Somit gilt

$$\Gamma_1 = \frac{1}{T_1} \quad . \quad (2.25)$$

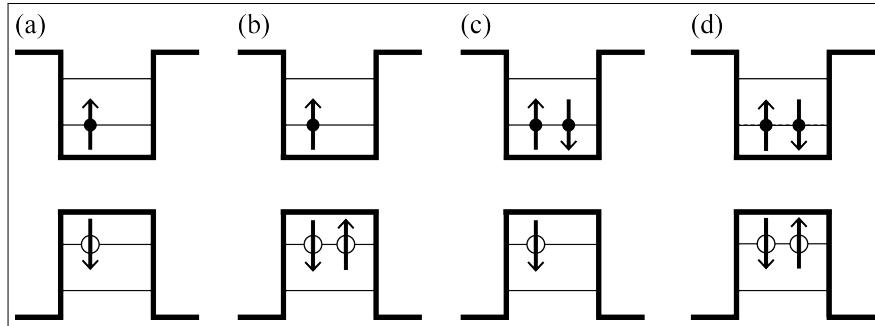
Die Rate  $\Gamma_2$  wird als Dephasierungsrate mit  $\Gamma_2 = \Gamma_1/2 + \Gamma_\phi$  angegeben [2]. Ihr Kehrwert

$$\frac{1}{\Gamma_2} = T_2 \quad (2.26)$$

gibt die Kohärenzzeit der Emission des Zwei-Niveau-Systems an. Nach [10] ergibt sich aus den optischen Bloch-Gleichungen für ein Zwei-Niveau-System  $\Gamma_2 = \Gamma_1/2$  als minimale Dephasierungsrate der Emission des Zwei-Niveau-Systems ohne Berücksichtigung zusätzlicher Dephasierungsprozesse, die in  $\Gamma_\phi$  zusammengefasst werden. Die Gleichung 2.24 wird im weiteren Verlauf dieser Arbeit zur Auswertung der Messungen verwendet.

## 2.2 Resonant angeregte Halbleiterquantenpunkte als Zwei-Niveau-System

Bei Halbleiterquantenpunkten handelt es sich um wenige Nanometer große Strukturen eines Halbleitermaterials, welche in ein zweites Halbleitermaterial mit einer im Vergleich zum ersten Halbleitermaterial geringeren Bandlücke integriert sind. Bei einem Durchmesser des Quantenpunktes in der Größenordnung der de-Broglie-Wellenlänge der Ladungsträger des Halbleiters  $\lambda_{dB} = \hbar / \sqrt{2m_{e,h}^* k_B T}$  kann der Quantenpunkt als quantenmechanischer, dreidimensionaler Potentialtopf aufgefasst werden [21]. Dabei ist  $m_{e,h}^*$  die effektive Masse der freien Ladungsträger im Halbleiter: Elektron ( $e$ ) und Loch ( $h$ ).



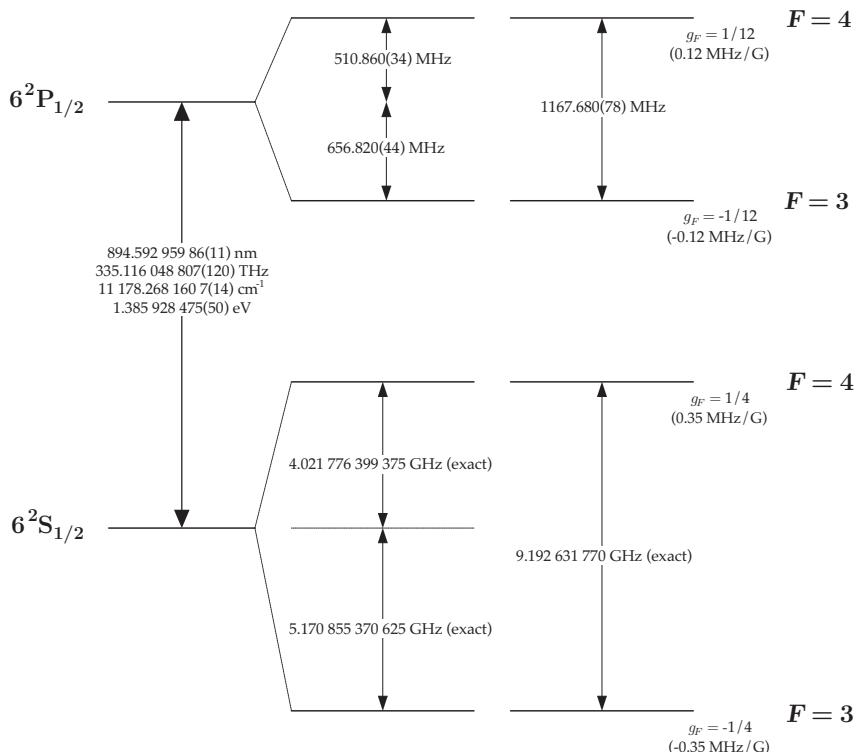
**Abbildung 2.2** – Schematische Darstellung möglicher Zustände im Quantenpunkt. (a) Exziton mit Elektronenspin  $|↑\rangle$  und Lochspin  $|↓\rangle$ . Ein Exziton mit umgekehrten Spins ist ebenfalls möglich. (b) Positiv geladenes Trion. (c) Negativ geladenes Trion. (d) Biexziton. (Grafik entnommen aus [14])

In diesem Potentialtopf können sich verschiedene Zustände bilden, die von der Art und der Anzahl der eingeschlossenen Ladungsträger abhängen [16] (vgl. Abb. 2.2). Der mit den wenigsten Ladungsträgern besetzte Zustand ist ein gebundenes

Elektron-Loch-Paar, ein sogenanntes Exziton. Weiterhin ist ein Zustand aus zwei Elektronen und einem Loch bzw. zwei Löchern und einem Elektron möglich. Diese Zustände werden als negativ bzw. positiv geladenes Trion bezeichnet. Ein Zustand aus zwei Elektron-Loch-Paaren wird Biexziton genannt.

Bei der resonanten Anregung eines Quantenpunktes entspricht die Energie der Laserphotonen der Exzitonenergie. Durch Absorption eines Photons wird ein Elektron aus dem niedrigsten diskreten Zustand des „unteren“ Potentialtopfes in den niedrigsten diskreten Zustand des „oberen“ Potentialtopfes angeregt (vgl. Abb. 2.2), sodass sich das gebundene Elektron-Loch-Paar bildet. Durch Emission eines Photons kann das Elektron-Loch-Paar rekombinieren. Der Quantenpunkt kann so als resonant angeregtes Zwei-Niveau-System aufgefasst werden, wobei die Situation, dass sich keine Ladungsträger im Potentialtopf befinden, als Grundzustand  $|a\rangle$  und die Situation mit einem Exziton im Potentialtopf als erster angeregter Zustand  $|b\rangle$  des ungestörten Systems (nach Gl. 2.2) betrachtet werden.

## 2.3 Cäsium-Atom



**Abbildung 2.3** – Energieschematische Darstellung der Hyperfeinstrukturauflösung des Cs-D<sub>1</sub>-Übergangs zur Bestimmung der Anregungsenergien der vier möglichen Übergänge  $F = 3 \rightarrow F = 4$ ,  $F = 3 \rightarrow F = 3$ ,  $F = 4 \rightarrow F = 4$  und  $F = 4 \rightarrow F = 3$ , geordnet nach absteigender Anregungsenergie. (Grafik entnommen aus [24])

Bei Cäsium handelt es sich um ein Alkali-Metall, welches im Periodensystem der Elemente in der ersten Hauptgruppe steht. Das einzige stabile Isotop des Cäsiums ist  $^{133}\text{Cs}$  und hat 55 Protonen und 78 Neutronen. Die Elektronenkonfiguration von Cäsium ist  $[\text{Xe}] 6s^1$ . Dies bedeutet, dass die ersten 5 Schalen des Atoms wie beim Edelgas Xenon voll besetzt sind und ein zusätzliches Elektron auf der ersten

Unterschale der sechsten Schale existiert [24]. Für alle Alkali-Metalle wird der Übergang vom Grundzustand in den ersten angeregten Zustand als D-Übergang bezeichnet. Dies hat historische Gründe und keinerlei Zusammenhang zu einer der Quantenzahlen.

Bei Anregung des äußeren Elektrons springt dieses von der s-Unterschale (erste Unterschale mit Nebenquantenzahl  $l = 0$ ) in die p-Unterschale (zweite Unterschale mit Nebenquantenzahl  $l = 1$ ). Dabei existieren zwei Übergänge, bei denen die jeweiligen Zustände nach dem Schema  $n^{2s+1}l_J$  bezeichnet werden. Dabei gibt  $n$  die Hauptquantenzahl,  $l$  die Nebenquantenzahl,  $s$  die Spinquantenzahl und  $J$  die Gesamtdrehimpulsquantenzahl an [5]. Die möglichen Übergänge sind

$$\begin{aligned} D_1 : \quad & 6^2S_{1/2} \rightarrow 6^2P_{1/2} \\ D_2 : \quad & 6^2S_{1/2} \rightarrow 6^2P_{3/2} \quad . \end{aligned}$$

Aufgrund von Wechselwirkungen des Elektrons mit elektrischen und magnetischen Quadrupolmomenten des Atomkerns spalten diese Zustände weiter auf. Man spricht dabei von der Hyperfeinstrukturaufspaltung und bezeichnet die Zustände mit der Quantenzahl  $F$  [5]. Im durchgeführten Versuch wurde der Cs-D<sub>1</sub>-Übergang verwendet. Diese spaltet sich in die vier Übergänge  $F = 3 \rightarrow F = 4$ ,  $F = 3 \rightarrow F = 3$ ,  $F = 4 \rightarrow F = 4$  und  $F = 4 \rightarrow F = 3$ , geordnet nach absteigender Anregungsenergie, auf. Aus Abb. 2.3 können die jeweiligen Anregungsenergien entnommen werden. Ein Spektrum des Cs-D<sub>1</sub>-Übergangs ist in Abb. 4.2 dargestellt.

## 2.4 Resonatoren

Allgemein handelt es sich bei einem Resonator um ein schwingfähiges System mit Resonanz- oder Eigenfrequenzen. Diese sind bedingt durch Bauweise und Konfiguration des Resonators. Bei Anregung eines Resonators durch ein breitbandiges Frequenzspektrum schwingt dieser in seinen Eigenfrequenzen, während andere Frequenzen unterdrückt werden. Resonatoren werden daher sowohl zur Verstärkung, als auch zur Filterung von Frequenzen genutzt. Es existieren beispielsweise akustische Resonatoren (z.B. Resonanzkörper von Musikinstrumenten), elektrische Resonatoren (z.B. Schwingkreise) und elektromagnetische Resonatoren. Auf die einfachste Form eines elektromagnetischen Resonators, den Fabry-Pérot-Resonator, wird im Folgenden kurz eingegangen.

### 2.4.1 Fabry-Pérot-Resonator

Beim Fabry-Pérot-Resonator handelt es sich um einen aus zwei Spiegeln bestehenden Aufbau. Dabei kann es sich um planare oder um gekrümmte Spiegel handeln. Auch ein Aufbau mit einem planaren Spiegel im Fokus eines gekrümmten Spiegels ist möglich. Wird eine elektromagnetische Welle in den Resonator eingekoppelt, wird sie zunächst zwischen den Spiegeln reflektiert.

Während einer der Spiegel möglichst vollständig reflektierend ist (Reflektivität  $R_1 = 100\%$ ), hat der zweite Spiegel eine etwas geringere Reflektivität ( $R_2 < 100\%$ ). Dadurch wird eine den Resonator durchlaufende elektromagnetische Welle mit einem Anteil von  $(100 - R_2)\%$  der Intensität aus dem Resonator ausgekoppelt [10]. Für ganze Zahlen  $n$  bilden sich für Licht der Frequenzen

$$\nu_{EM}(n) = n \cdot \frac{c}{2L} \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (2.27)$$

im Resonator stehende Wellen aus. Diese Frequenzen werden maximal transmittiert. Dabei ist  $\nu_{EM}$  die Frequenz der elektromagnetischen Welle,  $L$  der räumliche Abstand der zwei Resonatorspiegel und  $c$  die Lichtgeschwindigkeit im Medium zwischen den Spiegeln. Je größer der Abstand einer Frequenz zum nächsten Transmissionsmaximum, desto stärker wird diese unterdrückt.

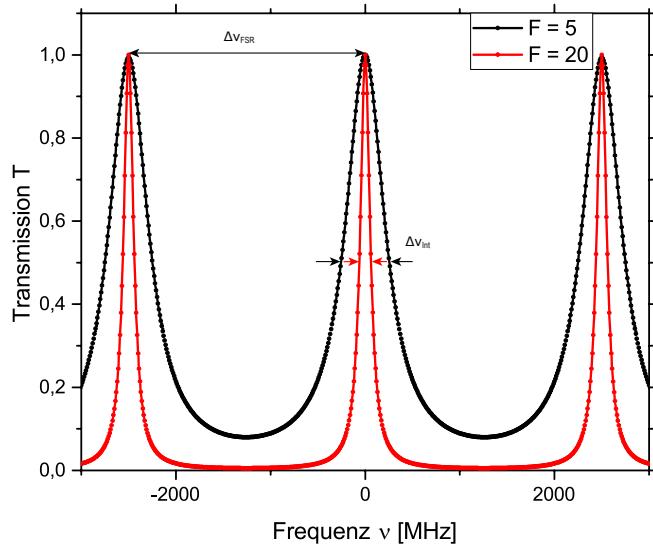
Den Frequenzabstand zweier Transmissionssmaxima eines Resonators bezeichnet man als freie spektrale Bandbreite (engl. *free spectral range*, FSR). Sie ist bestimmt als

$$\Delta\nu_{FSR} = \frac{c}{2L} . \quad (2.28)$$

Das Verhältnis der freien spektralen Bandbreite zur Frequenzhalbwertsbreite  $\Delta\nu_{Int}$  der durch den Resonator transmittierten Intensität bezeichnet man als die Finesse des Resonators:

$$\mathcal{F} = \frac{\Delta\nu_{FSR}}{\Delta\nu_{Int}} . \quad (2.29)$$

Bei der spektralen Darstellung der Transmission eines Resonators ergibt sich die Airy-Funktion. Für Resonatoren mit einer Finesse  $\mathcal{F} \geq 5$  kann diese gut durch Lorentz-Funktionen approximiert werden [10].



**Abbildung 2.4** – Transmission eines Resonators mit Finesse  $\mathcal{F} = 5$  sowie Finesse  $\mathcal{F} = 20$  bei einer freien spektralen Bandbreite von  $\Delta\nu_{FSR} = 2,5$  GHz mit den jeweiligen Halbwertsbreiten  $\Delta\nu_{Int}$ . Zu spektralen Untersuchung von Licht sind Resonatoren mit hoher Finesse  $\mathcal{F}$  geeignet, da nur ein sehr schmales Frequenzband transmittiert und Frequenzen außerhalb des Bandes stark unterdrückt werden.

Ein Fabry-Pérot-Resonator kann zur spektralen Untersuchung von Licht genutzt werden. Dabei wird die Frequenz des Transmissionssmaximums 2.27 verändert, indem

entweder der Abstand  $L$  der Resonatorspiegel oder die Lichtgeschwindigkeit  $c$  im Medium zwischen den Spiegeln geändert wird. Aus der Darstellung der Transmission eines Resonators mit Finesse  $\mathcal{F} = 5$  und  $\mathcal{F} = 20$  (Abb. 2.4) ist zu erkennen, dass dafür Resonatoren mit hoher Finesse besser geeignet sind. Mit steigender Finesse wird einerseits das transmittierte Frequenzband immer schmäler, sodass eine feinere Auflösung des Spektrums erreicht wird, andererseits werden Frequenzen abseits des Transmissionsmaximums deutlich besser unterdrückt.

## 2.5 Faltung

Wenn ein Signal, z.B. ein  $\delta$ -förmiger Puls, einen Messaufbau durchläuft, kommt es zu einer Verformung dieses Signals durch den Aufbau [8]. Daher soll im folgenden Abschnitt kurz auf die für diesen Versuch relevante mathematische Beschreibung dieses Vorgangs eingegangen werden.

Die Funktion, mit der die Verformung eines Signals durch den Messaufbau beschrieben werden kann, wird als Gerätewirkung (engl. *Instrument Response Function* - IRF) bezeichnet. Mathematisch wird das hinter dem Aufbau gemessene Ausgangssignal als Faltung des Eingangssignals mit der IRF beschrieben.

Zur Faltung zweier Funktionen  $f(x)$  und  $g(x)$  wird die übliche Definition

$$f(x) * g(x) = (f * g)(x) = \int_{-\infty}^{\infty} f(\tau) \cdot g(x - \tau) d\tau \quad (2.30)$$

verwendet. Damit gilt für ein hinter dem Aufbau gemessenes, durch die IRF beeinflusstes Eingangssignal:

$$F_{aus}(\nu) = f_{ein}(\nu) * \text{IRF}(\nu) = \int_{-\infty}^{\infty} f_{ein}(\tau) \cdot \text{IRF}(\nu - \tau) d\tau \quad . \quad (2.31)$$

Zur Bestimmung der IRF wird ein bekanntes Signal durch den Aufbau geleitet und ermittelt, inwiefern das Signal verändert wird. Am einfachsten ist bei optischen Experimenten die Verwendung eines klar definierten Lasersignals.

Ein Laser emittiert idealerweise bei einer festgelegten Frequenz  $\nu_{0L}$  Photonen mit der Zählrate  $\Gamma_{0L}$ , und bei allen anderen Frequenzen keine Photonen. Die frequenzabhängige Zählrate eines Lasers lässt sich somit durch eine Deltafunktion  $\delta(\nu)$  annähern:

$$\Gamma_{Laser}(\nu) = \Gamma_{0L} \cdot \delta(\nu - \nu_{0L}) \quad , \quad (2.32)$$

Damit ergibt sich für das Ausgangssignal bei einer Messung des reinen Lasersignals nach Gl. 2.31:

$$F_{aus}(\nu) = (\Gamma_{Laser} * \text{IRF})(\nu) = \int_{-\infty}^{\infty} \Gamma_{0L} \cdot \delta(\tau - \nu_{0L}) \cdot \text{IRF}(\nu - \tau) d\tau = \Gamma_{0L} \cdot \text{IRF}(\nu - \nu_{0L}) \quad . \quad (2.33)$$

Eine Integration der frequenzabhängigen Zählrate des Lasers über alle Frequenzen liefert die Gesamtzählrate des Lasers. Diese ist vom Laser selbst abhängig und konstant, sofern nicht am Laser Veränderungen vorgenommen werden (beispielsweise die

Intensität erhöht wird). Diese konstante Gesamtzählrate muss hinter dem Messaufbau ebenso mess- bzw. berechenbar sein.

Somit muss für das Ausgangssignal gelten:

$$\int_{-\infty}^{\infty} F_{aus}(\nu) d\nu = \int_{-\infty}^{\infty} (\Gamma_{Laser} * \text{IRF})(\nu) d\nu \stackrel{!}{=} \int_{-\infty}^{\infty} \Gamma_{Laser}(\nu) d\nu . \quad (2.34)$$

Daraus ergibt sich eine Bedingung an die IRF:

$$\begin{aligned} \Gamma_{0L} &\stackrel{!}{=} \int_{-\infty}^{\infty} \Gamma_{0L} \cdot \text{IRF}(\nu - \nu_{0L}) d\nu \\ \leftrightarrow \quad 1 &= \int_{-\infty}^{\infty} \text{IRF}(\nu - \nu_{0L}) d\nu . \end{aligned} \quad (2.35)$$

Diese Bedingung besagt, dass durch die IRF nur die Verformung eines Signals beschrieben wird. Verluste an z.B. Lichtleistung werden von dieser explizit nicht beschrieben.

Somit kann eine auf diese Weise bestimmte IRF genutzt werden, um ein unbekanntes Signal, welches einen Versuchsaufbau durchläuft, zu bestimmen. Dabei wird durch Rückfaltung des gemessenen Signals das eigentliche Signal ermittelt.

# Kapitel 3

## Versuchsaufbau

Zur Durchführung der Messungen wurde ein bereits bestehender Versuchsaufbau genutzt, der in Abschnitt 3.1 beschrieben wird. Die Beschaffenheit der untersuchten Quantenpunktprobe wird in Abschnitt 3.2 erläutert. Für Langzeitmessungen ist es notwendig, die Probe auf lange Zeit bei einer gewählten Temperatur stabilisieren zu können. Die Vorgehensweise zur Stabilisierung wird in Abschnitt 3.3 erklärt. In Abschnitt 3.4 wird der resonante Laser, um den der Aufbau ergänzt wurde, sowie dessen Stabilisierung auf die Resonanzfrequenz beschrieben. Um die am Quantenpunkt gestreuten Photonen messen zu können, ist es notwendig, das Licht des resonanten Lasers nach der Bestrahlung der Probe zu unterdrücken (Abschn. 3.5). Abschließend wird das verwendete Filtersystem zur Spektroskopie des Mollow-Triplets beschrieben (Abschn. 3.6).

### 3.1 Versuchsaufbau

Im bestehenden Aufbau ist ein nichtresonanter Laser (GL532T3-200, SLOC Lasers) verbaut. Er strahlt grünes Licht mit  $\lambda = 532$  nm ab.

Über die Abschwächer AB1 und AB2 (s. Abb. 3.1) wurden für den resonanten sowie für den nichtresonanten Laser verschiedene Leistungen eingestellt, bevor die Strahlen an einem dichroitischen Spiegel (DS) überlagert werden.

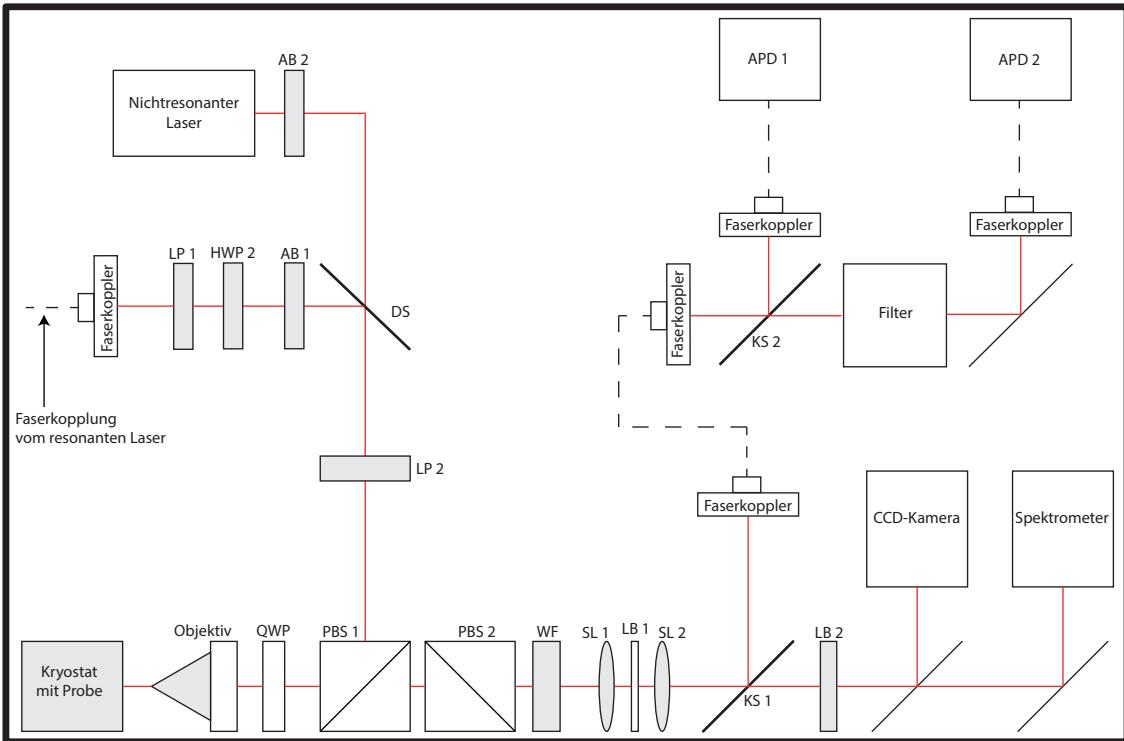
Bevor das Licht auf die Probe trifft, wird es durch einen per PC steuerbaren Linearpolarisator (LP2), zwei Polarisationsstrahlteiler (engl. *polarization beam splitter*, PBS1 und PBS2) und ein ebenfalls per PC steuerbares  $\lambda/4$ -Plättchen (engl. *quarter wave plate*, QWP) geleitet. Dies dient der Unterdrückung des resonanten Lasers (s. Abschn. 3.5).

Die Quantenpunktprobe befindet sich in einem Helium-Durchfluss-Kryostaten (Konti-Mikro, Cryovac).

Ein Konfokalmikroskop, bestehend aus einer Lochblende (Durchmesser: 100  $\mu\text{m}$ ) (LB) im Fokus zwischen zwei Sammellinsen (SL1 und SL2) sowie dem Objektiv und der Probe dient der Reduzierung von Störlicht. Dabei wird das kollimierte Anregungslicht zunächst durch das Objektiv auf einen Quantenpunkt fokussiert. Das am Quantenpunkt gestreute Licht wird vom Objektiv kollimiert. Durch die Lochblende zwischen den zwei Sammellinsen wird nur Licht aus dem fokalen Volumen in den Messaufbau geleitet.

Eine CCD-Kamera (ORCA-ER, Hamamatsu) und eine weiter Lochblende (LB2) wurden zur Justierung der Laserstrahlen verwendet.

Mit einem Spektrometer (SpectraPro-2500i, Acton, mit Kamera: iDus, Andor)



**Abbildung 3.1** – Schematische Darstellung des Versuchsaufbaus mit rot eingezeichnetem Strahlengang. Gestrichelte Linien sind Faserverbindungen. Das Licht des resonanten und des nichtresonanten Lasers wird am dichroitischen Spiegel überlagert und gelangt auf die im Kryostaten befindliche Probe und danach in die verschiedenen Messgeräte. Genaue Beschreibung und Abkürzungen siehe Text.

wurde ein Quantenpunkt eingestellt. Dabei wurde der Quantenpunkt ausschließlich mit dem nichtresonanten Laser angeregt. Die Probe kann im Kryostaten mit Piezomotoren bewegt werden. So können verschiedene Quantenpunkte bestrahlt werden.

Mithilfe eines Klappspiegels (KS1) wird das Licht in eine Monomodenfaser (engl. *single mode fiber*; SMF) gekoppelt. Nach dem Austritt aus der Faser kann das Licht über einen weiteren Klappspiegel (KS2) direkt auf eine Lawinenphotodiode (engl. *avalanche photo diode*, APD1) (SPCM-AQRH-W4, Excelitas) geleitet, oder durch das Filtersystem (s. Abschn. 3.6) auf eine weitere Lawinenphotodiode (APD2) desselben Typs geleitet werden.

## 3.2 Quantenpunktprobe

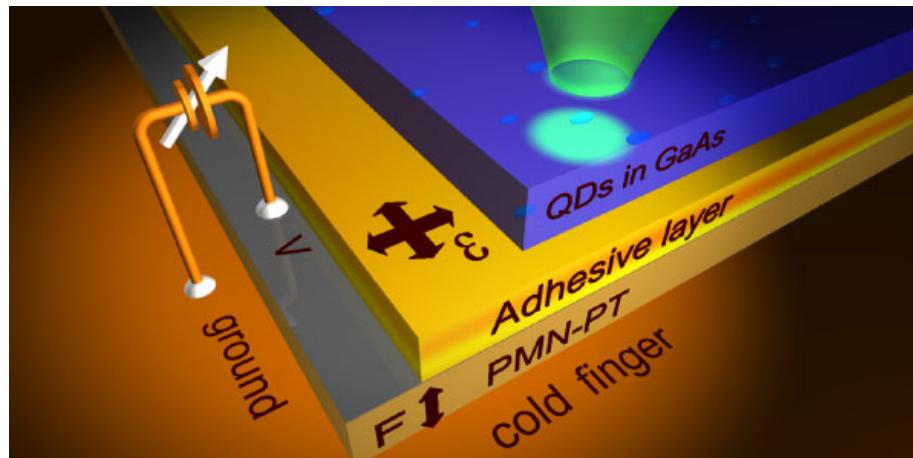
Die untersuchte Probe wurde in der Arbeitsgruppe von Armando Rastelli und Oliver G. Schmidt am Leibniz-Institut für Festkörper- und Werkstoffsorschung Dresden hergestellt.

Dabei wurde zunächst eine sog. Opferschicht auf ein Gallium-Arsenid-Substrat (GaAs) gewachsen. Auf diese Opferschicht wurde ein GaAs-Halbleiterkristall aufgebracht. Im nächsten Schritt wurden Indium-Gallium-Arsenid-Quantenpunkte (InGaAs) mittels Molekularstrahlepitaxie (engl. *molecular beam epitaxy*, MBE) auf den Kristall gewachsen [20]. Dabei entstanden auf dem GaAs-Kristall zunächst einige Monolagen InGaAs. Durch den Unterschied in den Gitterkonstanten der beteiligten Materialien standen diese Monolagen jedoch unter einer gewissen Span-

nung. In weiteren Lagen bildete das InGaAs daher selbstorganisiert Inseln aus. Diesen Wachstumsmodus bezeichnet man als Stranski-Krastanov-Wachstum [21]. Die InGaAs-Inseln wurden mit einer weiteren Schicht GaAs bedeckt, sodass der aufgrund der unterschiedlichen Bandlücken der Materialien entstehende Potentialtopf in alle Raumrichtungen gleich tief ist [21].

Zur weiteren Verwendung der Quantenpunktmembran wurde diese zunächst durch Fotolithografie in einzelne Membranen unterteilt. Danach wurde die Opferschicht durch Ätzen entfernt. Die Quantenpunktmembranen sind dadurch nur noch lose an das Substrat gebunden [20].

Die so entstandenen Quantenpunkte unterscheiden sich aufgrund der bei der Selbstorganisation gegebenen Zufälligkeit der beteiligten Atome beim Wachstumsprozess in ihren elektrischen und optischen Eigenschaften. Für das durchgeführte Experiment war die Wellenlänge (bzw. die Energie) des am Quantenpunktexziton gestreuten Photons von großer Bedeutung. Über eine mechanische Verspannung der Quantenpunktmembran kann die Energie des Exzitons und damit des gestreuten Photons beeinflusst werden ([23], [15]). Um eine mechanische Verspannung ausüben zu können, ist die Quantenpunktsschicht auf ein piezoelektrisches Material aufgebracht worden (vgl. Abb. 3.2). Dazu ist einkristallines Bleimagnesiumniobat-Bleitanat (PMN-PT) verwendet worden, da es unter Anlegen einer Spannung auch bei niedrigen Temperaturen eine vergleichsweise große relative Längenänderung aufweist [19].

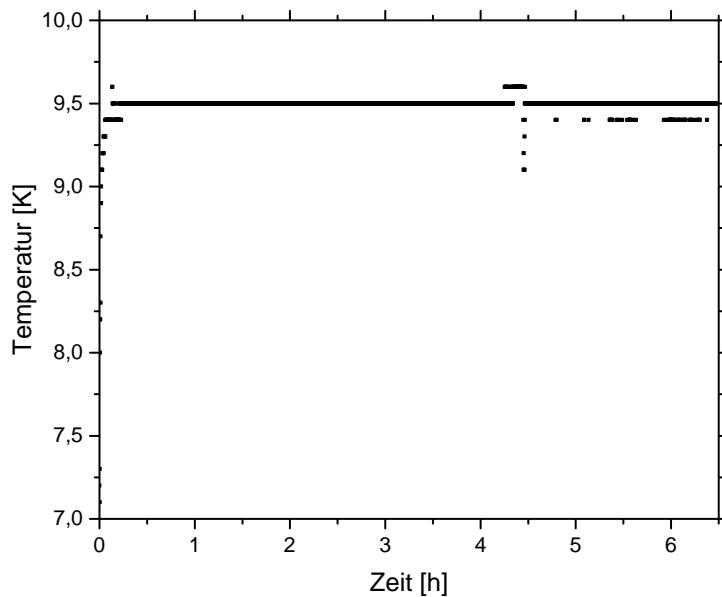


**Abbildung 3.2** – Schematische Darstellung einer Quantenpunktmembran, welche auf einem PMN-PT-Substrat aufgebracht ist. Die an das PMN-PT angelegte Spannung bewirkt eine Verspannung des Substrats und damit auch der Quantenpunktmembran, wodurch die Energie der Quantenpunktexzitonen und damit der an diesen gestreuten Photonen beeinflusst wird. (Grafik entnommen aus [20])

Es gibt mehrere Möglichkeiten, die Membranen am PMN-PT zu befestigen. Dies kann beispielsweise mit PMMA oder Kleber (z.B. Cyanacrylat) durchgeführt werden. Im Falle der untersuchten Probe ist Gold und Platin verwendet worden, welches sowohl an den Membranen, als auch am PMN-PT aufgebracht worden ist. Anschließend wurden die Materialien unter hohem Druck aneinander gepresst, sodass die Membranen am PMN-PT befestigt wurden. Danach wurde das GaAs-Substrat entfernt, sodass die Quantenpunktmembranen frei liegen (s. Abb. 3.2) [20].

Bei der untersuchten Probe konnte die am PMN-PT anliegende Spannung von  $-300$  V bis  $+600$  V und damit die Wellenlänge der gestreuten Photonen von  $-0,75$  nm bis  $+1,5$  nm variiert werden.

### 3.3 Temperaturstabilisierung für Langzeitmessungen



**Abbildung 3.3** – Temperaturverlauf während des Messtages. Nach einer Stabilisierungszeit von ca. 15 Minuten bleibt die Temperatur für ca. 4 Stunden konstant. Nach 4 Stunden 15 Minuten erfolgt ein kurzer Temperaturanstieg aufgrund zu geringen Kannendrucks. Nach Öffnung des Ventils und einer kurzen Stabilisierungszeit bleibt die Temperatur annähernd konstant.

Die Temperatur innerhalb des Kryostaten wird über den Druck in der Heliumkanne und die damit verbundene Durchflussgeschwindigkeit des siedenden Heliums (4,15 K) reguliert und mit einem Temperaturcontroller (ITC 502, Oxford Instruments) überwacht. Bei längerem Betrieb sinkt der Druck in der Kanne, wodurch das Helium langsamer fließt und die Temperatur ansteigt. Durch weiteres Öffnen des Ventils oder Erhöhen des Drucks in der Kanne kann die Temperatur wieder herabgesenkt werden. Bei der vorliegenden Untersuchung wurde bei einer Probentemperatur von  $T = 9,5$  K gearbeitet.

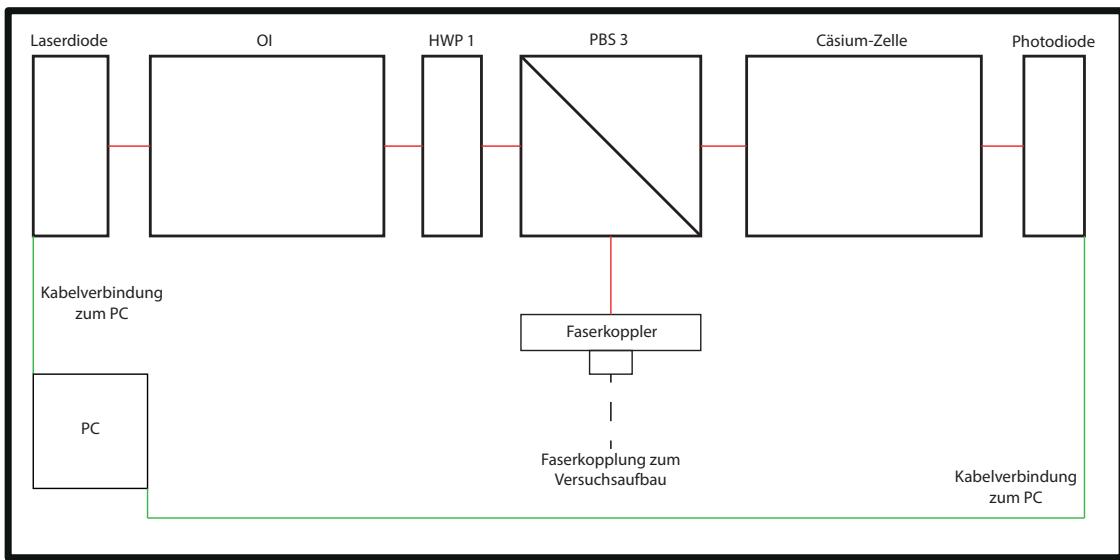
Es ist außerdem möglich, ein in dem Controller eingebautes Heizelement zu nutzen. Dabei wird die Temperatur zunächst durch erhöhten Heliumfluss etwas niedriger als gewünscht eingestellt und danach mit dem Heizelement auf den gewünschten Wert angehoben. Damit wird die Temperatur deutlich länger konstant gehalten, da bei sinkendem Kannendruck zunächst nur das Heizelement weniger heizen muss, bevor das Ventil manuell weiter geöffnet werden muss.

Um den Temperaturverlauf während eines Messtages speichern zu können, wurde der Controller an den PC angeschlossen und in das bereits bestehende LabView-Programm zur Untersuchung von Quantenpunkten integriert. Es ist dadurch möglich, sämtliche vorher manuell durchgeführten Einstellungen per PC vorzunehmen. Der aufgenommene Temperaturverlauf (s. Abb. 3.3) zeigt, dass die Temperatur nach einer anfänglichen Stabilisierungszeit von ca. 15 Minuten zunächst innerhalb der Anzeigegenauigkeit von 0,1 K konstant gehalten werden konnte. Nach etwa 4 Stunden und 15 Minuten stieg die Temperatur aufgrund gesunkenen Drucks in der Heliumkanne

kurz an. Nach einer leichten Öffnung des Ventils und einer kurzen Stabilisierungszeit von 1 Minute wurde die vorgegebene Temperatur von  $T = 9,5$  K wieder erreicht. Im weiteren Verlauf sank die Temperatur mehrmals auf  $T = 9,4$  K ab, was auf eine zu weite Öffnung des Ventils, sodass das Heizelement nicht genug Wärme zuführen konnte, zurückzuführen sein könnte. Die Schwankung wurde jedoch als klein genug angesehen, um die Messungen weiter durchzuführen.

### 3.4 Laser zur resonanten Anregung des Quantenpunktes

Als Laserquelle wurde eine mit einem per PC gesteuerten Lasertreiber (SYS DC 110, TOPTICA) betriebene GaAs-Halbleiterlaserdiode (EYP-DFB-0894-00050-1500-TOC03-000x, eagleyard photonics) verwendet. Diese wurde mithilfe eines ebenfalls über PC gesteuerten Temperaturcontrollers (TEC-1091, Meerstetter) bei einer Betriebstemperatur von  $T = 36,9^\circ\text{C}$  gehalten. Diese Temperatur wurde so gewählt, dass der Laser innerhalb seines Verstimmungsbereiches (ca. 40 GHz) das Spektrum des Cs-D<sub>1</sub>-Übergangs abdeckt (vgl. Abb. 2.3).



**Abbildung 3.4** – Schematische Darstellung des Aufbaus des resonanten Lasers mit in rot eingezeichnetem Strahlengang. Gestrichelte Linien sind Faserverbindungen. Ein kleiner Teil des Laserlichts wird zur Stabilisierung des Lasers auf einen Cs-D<sub>1</sub>-Übergang genutzt. Der Großteil des Lichts gelangt in den bereits bestehenden Versuchsaufbau (Abb. 3.1). Genaue Erklärung und Abkürzungen siehe Text.

Der emittierte Laserstrahl passiert zunächst einen auf dem magnetooptischen Faraday-Effekt basierenden optischen Isolator (Faraday FI-910-5 SI, Linus) (OI, s. Abb. 3.4). Dadurch werden Rückreflexionen in die Laserdiode verhindert. Durch diese kann es zu einer deutlichen Verbreiterung der Linie, zu chaotischem Verhalten des Lasers bis hin zur Zerstörung der Diode kommen. Dabei hängen die Auswirkungen der Rückreflexion auf die Diode von der Leistung sowie vom Abstand der Diode zum Reflektor ab [25].

Hinter dem Isolator ist das Laserlicht linear polarisiert. Mit einem  $\lambda/2$ -Plättchen (engl. *half wave plate*, HWP1) lässt sich die Polarisationsrichtung beliebig drehen. Dadurch wird gesteuert, in welchem Verhältnis das Licht im nachfolgenden Polarisationsstrahlteiler (PBS3) aufgeteilt wird.

Der Großteil des am Polarisationsstrahlteiler aufgeteilten Lichtes wird in eine Faser geleitet und steht zur Anregung der Quantenpunkte bereit (s. Abb. 3.1).

### Stabilisierung des resonanten Lasers auf eine Cs-D<sub>1</sub>-Linie

Ein Teil des Lichtes geht durch eine Cäsiumkammer auf eine Photodiode, welche eine zur ankommenden Lichtleistung proportionale Spannung ausgibt. Die Absorption des Lasers an einer Linie des Cs-D<sub>1</sub>-Übergangs wird mit dem Computer ausgelesen und als Regelsignal verwendet. Außerdem wird über den Computer durch eine ausgegebene Spannung der Diodenstrom des Lasers und damit dessen Wellenlänge am Laserstreiber eingestellt. Minima in der am Detektor gemessenen Lichtleistung zeigen die Cäsium-Übergänge an (s. Abb. 4.2). Dadurch wird es möglich, den Laser gezielt auf eine Cs-D<sub>1</sub>-Wellenlänge einzustellen und per Computer auf dieser Linie zu halten (s. Abschn. 4.2). Dabei wird der Laserstrom zunächst so eingestellt, dass die Wellenlänge des Lasers genau bei der gewählten Linie liegt. Danach wird in kurzen Abständen ( $\mathcal{O}(\text{ms})$ ) durch den Computer der Spannungswert der Photodiode hinter der Cäsium-Zelle aufgenommen. Sobald der Betrag der Spannung zunimmt, wird der Laserstrom durch den Computer nachreguliert. Auf diesem Weg wird sichergestellt, dass die Wellenlänge des Lasers immer im Absorptionsmaximum, d. h. bei der gewählten Cs-D<sub>1</sub>-Linie liegt. Die durch die Spannungsschwankung hervorgerufene Schwankung der Laserfrequenz war bereits auf  $\Delta f \approx 100 \text{ MHz}$  bestimmt und ist klein gegenüber der Linienbreite des Quantenpunktes ( $\mathcal{O}(1 \text{ GHz})$ ) und wird daher vernachlässigt.

Der gesamte beschriebene Aufbau des resonanten Lasers wurde auf einer separaten Montageplatte umgesetzt, was diesen zu einer modularen, flexibel einsetzbaren und einfach austauschbaren Lichtquelle für diesen und weitere Versuche macht.

## 3.5 Unterdrückung des resonanten Lasers

Beim Bestrahlen der Probe mit dem Laserlicht werden beide Laserstrahlen an der Probe reflektiert und würden somit in die APDs gelangen. Dabei würden im besten Fall so viele Photonen von den APDs gezählt, dass die am Quantenpunkt gestreuten Photonen nicht messbar wären. Im schlimmsten Fall kann es zu einer Zerstörung der APDs kommen. Es ist daher notwendig, die Laserstrahlen nach Reflexion an der Probe zu unterdrücken.

Während das Licht des nichtresonanten Lasers einfach mit einem 850 nm-Langpassfilter (RG850, Schott) (WF) herausgefiltert werden kann, hat das Licht des resonanten Lasers dieselbe Wellenlänge wie die in der Probe erzeugten Einzelphotonen. Somit ist eine andere Methode zur Unterdrückung des Laserlichts notwendig. Der Laser wird hier mit Hilfe von Polarisationsoptiken unterdrückt.

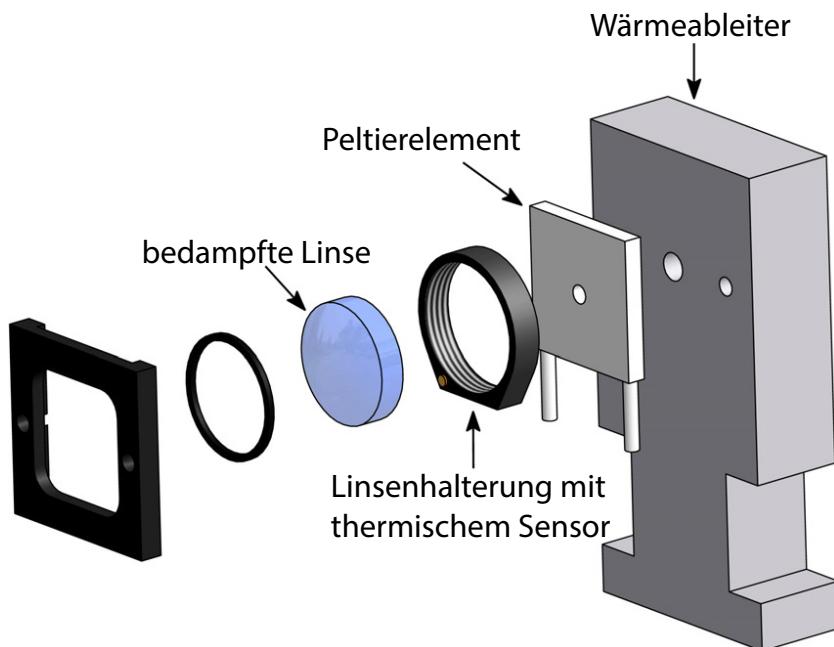
Um das Licht des resonanten Lasers nach dem Bestrahlen der Probe so gut wie möglich zu unterdrücken, wird das aus der Faser kommende, durch den LP1 linear polarisierte Licht durch das HWP2 auf den vertikal eingestellten LP2 gedreht, sodass so viel Laserlicht wie möglich am PBS1 reflektiert und auf die Probe geleitet wird. Das  $\lambda/4$ -Plättchen (QWP) wird nur minimal gegenüber der Polarisierung verkippt, sodass Doppelbrechung und damit unkontrollierte Polarisationsdrehung am fokussiert durchlaufenden Fenster des Kryostaten ausgeglichen werden kann. Auf dem Rückweg

bleibt die Polarisierung des Laserlichtes erhalten und das Licht wird somit nochmals vom PBS1 reflektiert und gelangt nicht in die APDs.

Hinter dem PBS1 ist eine Abschirmung, an der das durch den PBS1 transmittierte Laserlicht reflektiert wird. Bei einem realen Polarisationsstrahlteiler muss man davon ausgehen, dass das transmittierte Licht nicht ideal horizontal polarisiert ist, sondern auch vertikal polarisierte Anteile enthält. Die vertikal polarisierten Anteile könnten nach Reflexion an der Abschirmung vom PBS1 in die Messgeräte reflektiert werden. Um diesen Effekt zu minimieren, wird der PBS2 verwendet, welcher wiederum vertikale Anteile des Lichts reflektiert.

Die Minimierung der Leistung des resonanten Lasers wird durchgeführt, indem der nichtresonante Laser blockiert und das bereits abgeschwächte Laserlicht auf die APD1 geleitet wird. Diese gibt elektrische Pulse für gezählte Photonen aus. Diese Pulse werden von einem LabView-Interface gezählt und in eine Zählrate umgewandelt. Diese wird beobachtet, während der LP1 und das QWP iterativ verstellt werden, sodass das Signal immer schwächer und die Unterdrückung somit immer besser wird. Typischerweise sind dafür 3-4 Iterationen durchgeführt worden. Zum Ende des Minimierungsvorganges war eine Schrittweite von  $0,01^\circ$  des LP1 und von  $0,001^\circ$  des  $\lambda/4$ -Plättchens notwendig.

### 3.6 Frequenzabhängige Filterung der Photonen



**Abbildung 3.5** – Aufbau des Filtersystems zur frequenzabhängigen Filterung der QP-Photonen. Die mit hochreflektivem Material bedampfte Linse wird als Fabry-Pérot-Resonator genutzt. Über das Peltierelement kann der Linse Wärme zu- oder abgeführt werden, sodass sich deren Dicke und Brechungsindex und damit die Frequenz des maximal transmittierten Lichts ändern. (Grafik entnommen aus [1] und überarbeitet)

Zur Messung des Mollow-Triplets ist es notwendig, die Leistung des am QP gestreuten Lichtes in Abhängigkeit von der Frequenz zu bestimmen. Dazu wird ein Filtersystem genutzt, welches auf einem monolithischen Fabry-Pérot-Resonator basiert [1]. Eine mit hochreflektivem Material (Silizium-Dioxid  $\text{SiO}_2$  und Tantaloxid  $\text{Ta}_2\text{O}_5$ ) bedampfte, plankonvexe Linse dient dabei als Resonator ( $\mathcal{F} = 200$ ,  $\text{FSR} =$

38 GHz, Linienbreite  $\Delta f = 198$  MHz, Transmission maximal 50%). Deren plane Seite wird mit Hilfe einer Linsenhalterung und eines Halterungsringes direkt an einem Peltier-Element befestigt (s. Abb. 3.5). Durch die vom Peltier-Element auf die Linse übertragene oder von dieser abgeführte Wärme ändern sich sowohl Dicke als auch Brechungsindex der Linse, die beide Temperaturabhängig sind. Dies hat eine Änderung der Resonanzfrequenz des Filters zur Folge.

Das Filtersystem ist bereits durch vorangegangene Experimente beim Cs-D<sub>1</sub>-Übergang auf die Frequenz der am QP gestreuten Photonen kalibriert. Bei einer Messung wurde ein Frequenzbereich von  $-5000$  MHz ( $\equiv 29,17$  °C) bis  $+5000$  MHz ( $\equiv 25,40$  °C) abgedeckt.

# Kapitel 4

## Messungen

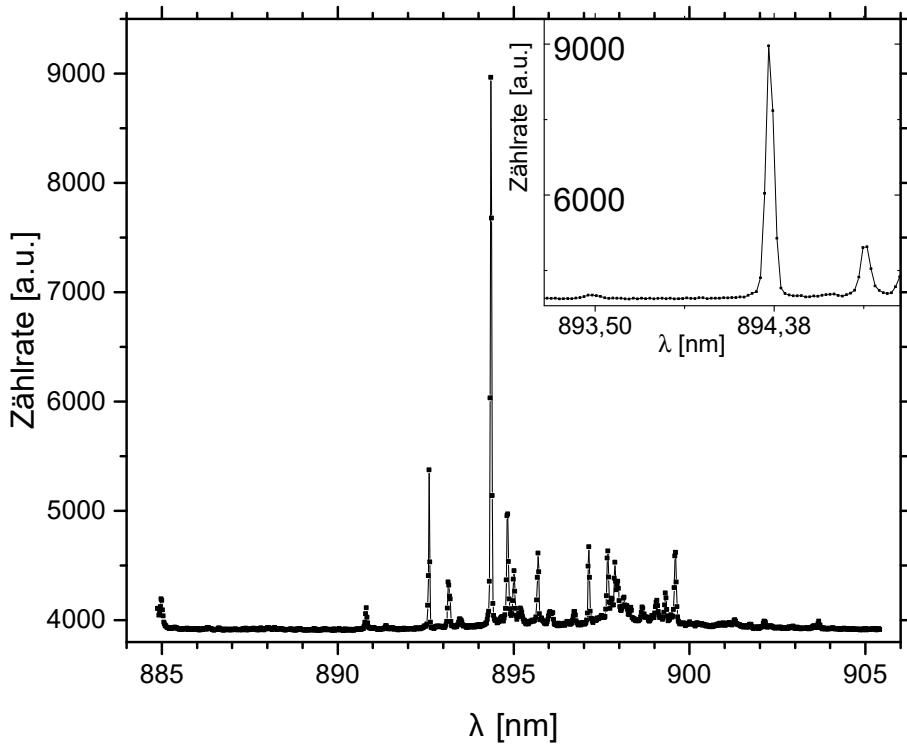
In der im weiteren Verlauf beschriebenen Messreihe wurden 15 Messungen an einem Quantenpunkt durchgeführt. Dabei wurde nach dem Einstellen des Quantenpunktes mit dem nichtresonanten Laser über das Spektrometer (s. Abschn. 4.1) zunächst durch Variation des Laserstroms das resonante Quantenpunktsppektrum sowie das Spektrum der Cäsium-Zelle aufgenommen (s. Abschn. 4.2). Anschließend wurde das Mollow-Triplett spektroskopiert (s. Abschn. 4.3).

### 4.1 Spektrum unter nichtresonanter Anregung

Über das Spektrometer wurde zunächst ein für die Messung relevanter Quantenpunkt eingestellt. Dies wurde durchgeführt, während der Quantenpunkt ausschließlich mit dem nichtresonanten Laser angeregt wurde. Das Spektrum des im weiteren Verlauf dieser Arbeit untersuchten Quantenpunktes ist in Abb. 4.1 dargestellt.

Bei einer Erhöhung der Leistung des nichtresonanten Lasers über den Abschwächer (AB2, Abb. 3.1) stieg die Zählrate der Exzitonlinie zunächst an. Bei höheren Leistungen traten jedoch immer mehr Biexzitonen auf, sodass die Zählrate der Biexzitonlinie anstieg und die der Exzitonlinie sank. Über den AB2 konnte ein Maximum der Zählrate der Biexzitonlinie eingestellt werden. Ein Kriterium für die Eignung des Quantenpunktes war die Höhe der maximierten Zählrate, da durch die Faserkopplungen im Versuchsaufbau und durch den Filter eine Transmission von nur ca. 30% erreicht wird. Durch eine möglichst helle Exzitonlinie wird gewährleistet, dass genügend Photonen auf den Detektor gelangen, sodass eine Messung nicht zu lange dauert und eine Messreihe aufgenommen werden kann. Als minimale Zählrate bei bestmöglicher Einstellung der Exzitonlinie wurden 6000 Detektionen festgelegt. Der untersuchte Quantenpunkt weist mit einer Rate von ca. 9000 Detektionen einen deutlich höheren Wert als den Minimalwert auf und eignet sich somit gut für die Messung.

Als weiteres ausschlaggebendes Kriterium wurde überprüft, ob in unmittelbarer Nähe der Exzitonlinie weitere Linien im Spektrum vorhanden waren, die ebenfalls Photonen des resonanten Lasers streuen könnten. In Abb. 4.1 ist zu erkennen, dass dies in der Umgebung der Exzitonlinie des gewählten Quantenpunktes nicht der Fall war, was ebenfalls für dessen Eignung als Messobjekt spricht.



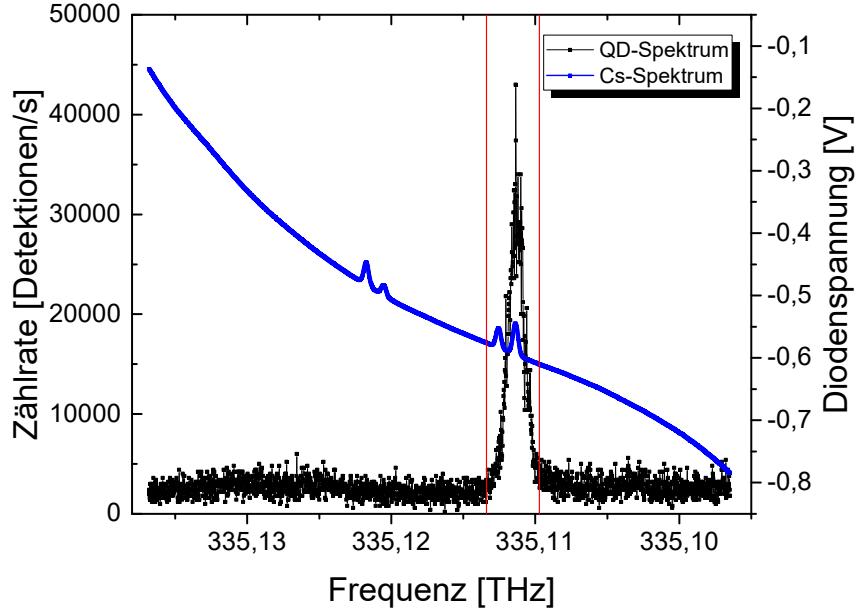
**Abbildung 4.1** – Spektrum des im weiteren Verlauf untersuchten Quantenpunktes mit Vergrößerung an der Exzitonlinie. Die Zählrate von ca. 9000 Detektionen ist ausreichend, um eine Messreihe aufzunehmen. In unmittelbarer Nähe der Exzitonlinie befinden sich keine weiteren Linien, die Photonen ähnlicher Wellenlänge streuen könnten. Die Anregung der Probe erfolgte ausschließlich über den nichtresonanten Laser. Die Verbindungslinien zwischen den Messpunkten dienen der deutlicheren Darstellung.

## 4.2 Resonante Streuung am Quantenpunkt-Exziton und Cäsium-Spektrum

Nach dem Einstellen der Exzitonwellenlänge des Quantenpunktes auf eine Cs-D<sub>1</sub>-Linie über das Spektrometer wurde die Leistung des nichtresonanten Lasers auf  $I = 115$  nW reduziert sowie der resonante Laser aktiviert und die gewünschte Leistung eingestellt. Der mit geringer Leistung strahlende, nichtresonante Laser wird dabei genutzt, um in zeitlich großen Abständen einzelne Ladungsträger anzuregen, welche einen sich möglicherweise einstellenden geladenen Zustand des Quantenpunktes ausgleichen sollen.

Nach der in Abschn. 3.5 beschriebenen Unterdrückung des resonanten Lasers wurde eine resonante Abtastung durchgeführt, indem der Laserdiodenstrom mit einer Rampenfunktion durchgefahren wurde. Dabei wurde das Spektrum des Quantenpunktes sowie das Cäsiumspektrum aufgenommen und in Abhängigkeit von der Frequenz aufgetragen (s. Abb. 4.2).

Das resonante Spektrum ist in Abb. 4.2 in schwarz dargestellt. Deutlich zu erkennen ist der Ausschlag der Zählrate, bei dem die Resonanzfrequenz des Quantenpunktes getroffen wird. In blau ist die Transmission des Lasers durch die Cäsium-Zelle dargestellt. Die aufgrund der negativen Spannung als Spitzen erscheinenden Span-



**Abbildung 4.2** – Resonant am Quantenpunkt gestreute Photonen (schwarz) sowie Cäsium-Spektrum (blau) mit eingezeichneten Markern (rot) zur Berechnung des Verhältnisses  $Q$  von Quantenpunktphotonen und verbleibendem Laserlicht bei  $P_{res} = 53,3$  nW des resonanten Lasers. Die Resonanzfrequenz des Quantenpunktes ist bereits auf den  $F=3 \rightarrow 4$ -Übergang der D<sub>1</sub>-Linie des Cäsiums verschoben.

nungsminima kennzeichnen die Übergänge der D<sub>1</sub>-Linie des Cäsiums.

Zunächst wurde über eine weitere, sehr kleinschrittige, Änderung der an der Probe anliegenden Piezospansnung die Resonanzfrequenz des Quantenpunktes genau auf eine Linie des Cs-D<sub>1</sub>-Übergangs verschoben. Dabei wurde immer der Übergang  $F=3 \rightarrow 4$ , welcher der äußersten rechten Linie entspricht, verwendet. Danach erfolgte eine Verbesserung der Unterdrückung des resonanten Lasers über eine automatisierte Optimierung eines zu diesem Zweck definierten Parameters  $Q$ . Um diesen zu bestimmen, wurden zwei Marker gesetzt (in Abb. 4.2 rot dargestellt) und  $Q$  nach der Formel

$$Q = \frac{\sum_1^i s_i / i}{\sum_1^j n_j / j} - 1 \quad (4.1)$$

berechnet. Dabei sind  $s_i$  die Zählraten jedes Pixels des Signals innerhalb der Marker und  $n_j$  die Zählraten der Pixel des Rauschens außerhalb der Marker.

Die Idee hinter dem Parameter  $Q$  ist angelehnt an das Signal-Rausch-Verhältnis (engl. *Signal to Noise Ratio*, SNR). Die Berechnung der SNR würde sich bei diesen Messungen schwierig gestalten: zunächst müsste ein Wert für das Untergrundrauschen bestimmt werden. Dieser müsste von allen Messpunkten abgezogen werden. Anschließend würde man an die Spitze der Zählrate der resonant gestreuten Photonen eine Gauß-Funktion anpassen. Die SNR ergibt sich dann aus dem Verhältnis des Maximalwertes der Gauß-Funktion (i.e. das vom Untergrund bereinigte Maximum der Zählrate des resonanten Quantenpunktspektrums) zu dem Wert für das Untergrundrauschen.

Da die Bestimmung der SNR jedesmal recht langwierig wäre, würde man diese nicht nutzen können, um eine Optimierung der Unterdrückung des resonanten Lasers

in einer sinnvollen Zeit zu erreichen. Daher wird der Parameter  $Q$  verwendet. Dabei wird der Mittelwert des Untergrunds sowie der Mittelwert des Signals berechnet:

$$\overline{Untergrund} = \frac{\sum_1^j n_j}{j} \quad (4.2)$$

$$\overline{Signal} = \frac{\sum_1^i s_i}{i} . \quad (4.3)$$

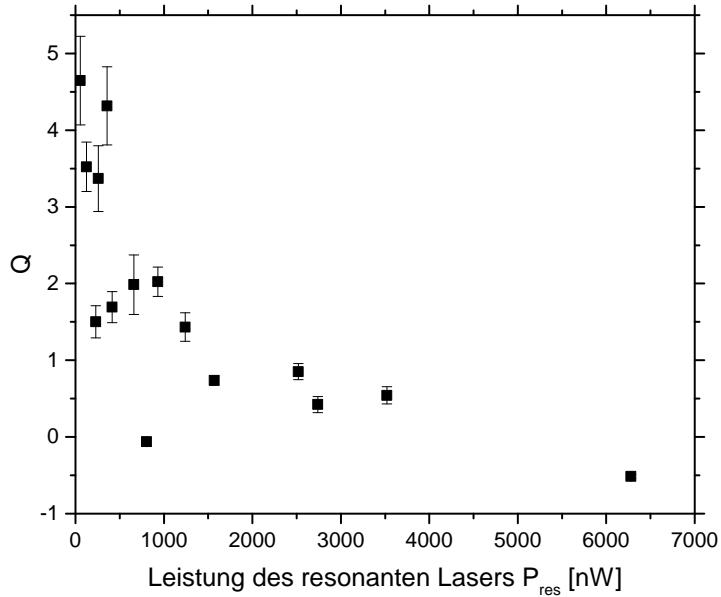
Der vom Untergrund bereinigte Mittelwert des Quantenpunktsignals ergibt sich zu

$$\overline{QD} = \overline{Signal} - \overline{Untergrund} . \quad (4.4)$$

Ähnlich wie bei der Berechnung der SNR wird nun zur Berechnung von  $Q$  der bereinigte Mittelwert des Signals durch den Mittelwert des Untergrunds geteilt, sodass sich ergibt:

$$Q = \frac{\overline{QD}}{\overline{Untergrund}} = \frac{\overline{Signal} - \overline{Untergrund}}{\overline{Untergrund}} \quad (4.5)$$

Dies entspricht Gl. 4.1.



**Abbildung 4.3** – Parameter  $Q$  der Messungen in Abhängigkeit von der Leistung des resonanten Lasers. Mit zunehmender Laserleistung verschlechtert sich die Unterdrückung des resonanten Lasers und das Untergrundrauschen steigt an, wodurch  $Q$  sinkt.

Bei der computergesteuerten Optimierung von  $Q$  wurden der LP1 sowie das QWP abwechselnd in kleinen Schritten (LP1:  $0,01^\circ$ , QWP:  $0,001^\circ$ ) verstellt und  $Q$  erneut berechnet. Bei einer Verbesserung von  $Q$  wurde das Polarisationselement automatisch in die gleiche Richtung, bei einer Verschlechterung in die entgegengesetzte Richtung

weitergestellt. Sobald sich  $Q$  in einem konstanten Bereich bewegte, wurde der Wert 15-20 mal aufgenommen und aus dem Mittel der Werte der Parameter  $Q$  der jeweiligen Messung berechnet. Die  $Q$ s der einzelnen Messungen sind in Abb. 4.3 in Abhängigkeit von der Leistung des resonanten Lasers dargestellt. Die Fehler ergeben sich dabei aus der Standardabweichung vom Mittelwert.

Es ist zu erkennen, dass  $Q$  mit zunehmender Leistung des resonanten Lasers abnimmt. Dies geschieht, da bei steigender Leistung die Zahl der vom resonanten Laser emittierten Photonen zunimmt. Damit steigt auch die Zahl der reflektierten Laserphotonen, die trotz Unterdrückung in den Messaufbau gelangen. Mit zunehmender Leistung wird das Signal daher immer stärker verrauscht. Bei Messung 08 ( $P_{res} = 6280 \text{ nW}$ ) war der Untergrund so stark, dass das Quantenpunktspektrum nicht mehr zu erkennen war (s. Abb. 4.9). Die Messung wurde dennoch durchgeführt, um die Grenzen des Messbereiches zu testen.

## 4.3 Spektroskopie des Mollow-Triplets mit einem Fabry-Pérot-Resonator

Zur Spektroskopie des Mollow-Triplets ist es zunächst notwendig, den als Filtersystem genutzten Fabry-Pérot-Resonator zu charakterisieren. Dies wird in Abschnitt 4.3.1 durchgeführt. Weiterhin wird die Bestimmung der Anpassungsfunktion zur Auswertung der gemessenen Transmission durch den Filter erläutert (Abschn. 4.3.2). Die Durchführung der Messungen ist in Abschnitt 4.3.3 beschrieben. In Abschnitt ?? werden die Ergebnisse diskutiert.

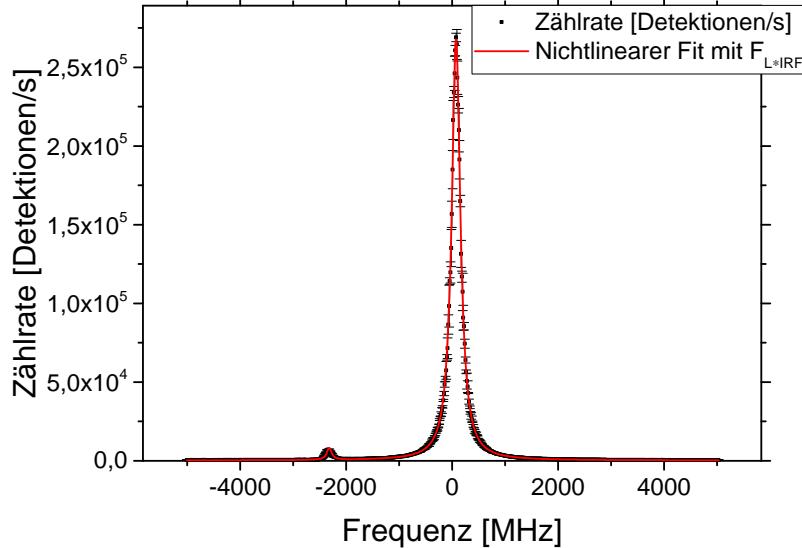
### 4.3.1 Charakterisierung des Fabry-Pérot-Resonators

Zur Charakterisierung des Messaufbaus musste die IRF (s. Abschn. 2.5) bestimmt werden. Dazu wurde die Unterdrückung des resonanten Lasers reduziert, dessen Licht nach Reflexion an der Probenoberfläche direkt in den Resonator geleitet und das Ausgangssignal gemessen. Dies wurde dreimal durchgeführt und anschließend der Mittelwert gebildet.

Bei der in Abb. 4.4 dargestellten Funktion handelt es sich um die Transmission des Lasers bei verschiedenen Frequenzen durch den Aufbau. Zu erkennen ist ein großes, zentrales Maximum, welches der Grundfrequenz des resonanten Lasers im Resonator entspricht. Weiterhin ist ein deutlich kleineres lokales Maximum bei  $\nu \approx -2390 \text{ MHz}$  (s. Tab. 4.1) zu erkennen. Dies entspricht einer Mode höherer Ordnung im Resonator, welche nicht vollständig unterdrückt wird.

Beim gemessenen Ausgangssignal handelt es sich genau um die in Abschn. 2.5 beschriebene Faltung des Lasersignals mit der IRF. Somit gilt für dieses Signal Gl. 2.33. Zur Beschreibung der Maxima wurden Lorentz-Kurven angesetzt, da nach [10] für Resonatoren mit einer Finesse  $\mathcal{F} \geq 5$  das spektrale Transmissionsprofil durch eine Serie von Lorentz-Verteilungen gut approximiert wird. Unter Berücksichtigung der Bedingung 2.35 ergibt sich für das Ausgangssignal:

$$F_{L*\text{IRF}}(\nu) = \Gamma_{0L} \cdot \left( v \cdot \frac{\gamma_1}{(\nu - \nu_{0L})^2 + \gamma_1^2} + (1 - v) \cdot \frac{\gamma_2}{(\nu - \nu_{0L} - t)^2 + \gamma_2^2} \right) + C \quad , \quad (4.6)$$



**Abbildung 4.4** – Transmission des resonanten Lasers bei verschiedenen Frequenzen. Im Zentrum ist das Transmissionsmaximum des resonanten Lasers zu sehen, bei der Frequenz  $\nu = -2390$  Hz ein weiteres, lokales Transmissionsmaximum einer Mode höherer Ordnung im Resonator. Die Datenpunkte ergeben sich aus dem Mittelwert dreier Messungen, die Fehlerbalken aus der Standardabweichung vom Mittelwert.

und damit für die IRF:

$$IRF(\nu) = v \cdot \frac{\gamma_1}{(\nu - \nu_{0L})^2 + \gamma_1^2} + (1 - v) \cdot \frac{\gamma_2}{(\nu - \nu_{0L} - t)^2 + \gamma_2^2} . \quad (4.7)$$

Dabei sind  $\gamma_1$  und  $\gamma_2$  die halben Breiten der zwei Spitzen,  $t$  der Abstand der kleineren Spalte vom Zentrum und  $v$  ein Faktor, welcher das Verhältnis der beiden Peaks beschreibt und die Erfüllung der Bedingung 2.35 an die IRF gewährleistet. Mit  $C$  wurde eine Verschiebung in positiver  $y$ -Richtung zugelassen, welche einerseits die Dunkelzählrate der APD und andererseits die nicht vollständige Unterdrückung von Streulicht durch den Versuchsaufbau berücksichtigt.

**Tabelle 4.1** – Anpassungsparameter der IRF

|  |                             |
|--|-----------------------------|
| Halbe Linienbreite $\gamma_1$                                | $(99 \pm 1)$ MHz            |
| Halbe Linienbreite $\gamma_2$                                | $(55 \pm 2)$ MHz            |
| Frequenzverschiebung der ersten Resonanz höherer Ordnung $t$ | $(-2390 \pm 2)$ MHz         |
| Linienverhältnis $v$   | $0,9846 \pm 0,0003$         |
| Verschiebung des Maximums entlang der x-Achse $\nu_{0L}$     | $(72,3 \pm 0,6)$ MHz        |
| Verschiebung entlang der y-Achse $C$                         | $(253 \pm 1)$ Detektionen/s |

Aus der Anpassung konnten die Parameter der IRF bestimmt werden (s. Tab. 4.1).

Dabei gibt  $\gamma_1 = (99 \pm 1)$  MHz die halbe Linienbreite des Resonators an. Bei vorherigen Messungen wurde die Linienbreite des Resonators auf 197 MHz bestimmt [1], was durch diese Messung bestätigt wird.

Der im Verhältnis zum Messbereich von  $-5000$  MHz bis  $+5000$  MHz kleine Wert von  $\nu_{0L} = (72,3 \pm 0,6)$  MHz zeigt, dass die bereits erfolgte Kalibrierung auf eine Cs-D<sub>1</sub>-Linie erhalten ist. Möglicherweise kann die geringe Abweichung von 0 damit erklärt werden, dass der Laser auf eine andere Linie kalibriert wurde. Es wurden jedoch keine Messungen durchgeführt, um dies zu prüfen, da die vorhandene Kalibrierung als ausreichend gut angesehen wurde.

Die Verschiebung entlang der y-Achse beträgt  $C = (253 \pm 1)$  Detektionen/s und ist höher, als die Dunkelzählrate der APD1, welche mit 100 Detektionen/s angegeben ist. Dies wird, da bei der Messung der Transmission des Lasers durch den Resonator nicht auf absolute Dunkelheit geachtet wurde, durch Streulicht verursacht, da der Resonatoraufbau nicht durch eine zusätzliche Verkleidung abgeschirmt war und frei im Raum stand.

In [1], Abb. (3b), ist zu erkennen, dass geringe Transmissionsspitzen um 0 herum auftreten. Bei der Spitze mit der halben Breite  $\gamma_2 = (55 \pm 2)$  MHz bei  $t = (-2300 \pm 2)$  MHz könnte es sich um eine der Transmissionsspitzen handeln. Dies kann jedoch nicht mit Sicherheit bestätigt werden.

Da die Aufnahme einer Messreihe von Mollow-Triplets sehr viel Zeit benötigte, wurde die Charakterisierung des Resonators nicht am selben Tag, wie die Aufnahme der Messreihe durchgeführt. Da die Umgebungsbedingungen im Labor als konstant angesehen wurden, wurde diese Vorgehensweise als unproblematisch eingeschätzt.

### 4.3.2 Bestimmung der Anpassungsfunktion

Zunächst wurde die in Abschn. 2.2 eingeführte Funktion des Mollow-Triplets (Gl. 2.24) an das durchgeführte Experiment angepasst. Dabei wurde berücksichtigt, dass im durchgeführten Experiment keine Energien, sondern Zählraten betrachtet wurden. Daher wurde der Energie-Vorfaktor  $\hbar\omega$  durch die Detektionsrate  $\Gamma_{0M}$  ersetzt. Weiterhin wurde eine Abweichung  $\nu_{0M}$  von der Zentrfrequenz zugelassen sowie eine Normierung durchgeführt, sodass die Bedingung

$$\int_{-\infty}^{\infty} F_{Mollow}(\nu) d\nu = \int_{-\infty}^{\infty} F_{Mollow}(\nu) * \text{IRF}(\nu) d\nu \quad (4.8)$$

erfüllt ist. Die in Gleichung 2.24 auftretende Verstimmung zwischen der Resonanzfrequenz des Quantenpunktes und der Anregungsfrequenz  $\Delta\Omega$  gibt hier die Verstimmung des Filtersystems von der Resonanzfrequenz an. Damit ergibt sich zunächst:

$$F_{Mollow}(\nu) = \frac{\Gamma_{0M} \cdot \Gamma_1}{2 \cdot \pi} \cdot \left( \frac{\Gamma_1 + \Gamma_2}{4 \cdot (\nu - \nu_{0M} - \Omega)^2 + (\Gamma_1 + \Gamma_2)^2} + \frac{\Gamma_2}{(\nu - \nu_{0M})^2 + \Gamma_2^2} + \frac{\Gamma_1 + \Gamma_2}{4 \cdot (\nu - \nu_{0M} + \Omega)^2 + (\Gamma_1 + \Gamma_2)^2} \right) \quad . \quad (4.9)$$

Da das Signal des resonanten Lasers nicht vollständig zu unterdrücken ist, handelt es sich bei dem auf den Messaufbau treffenden Eingangssignal um die Superposition des Lasersignals und des Quantenpunktsignals. Für das Eingangssignal gilt somit:

$$f_{ein} = F_{Mollow}(\nu) + F_{Laser}(\nu) \quad (4.10)$$

und für das Ausgangssignal:

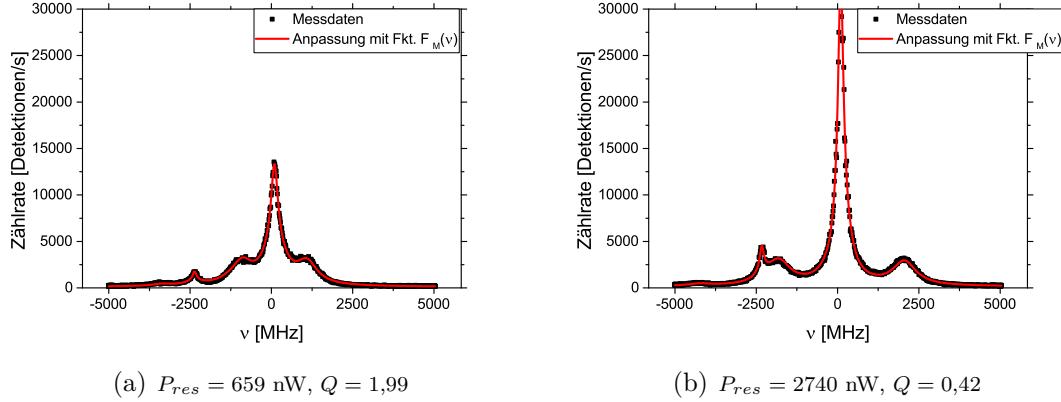
$$\begin{aligned} F_{aus}(\nu) &= (F_{Mollow}(\nu) + F_{Laser}(\nu)) * \text{IRF}(\nu) \\ &= F_{Mollow}(\nu) * \text{IRF}(\nu) + F_{Laser}(\nu) * \text{IRF}(\nu) . \end{aligned} \quad (4.11)$$

Nach Durchführung der Faltung der Triplettfunktion (Gl. 4.9) mit der IRF ergibt sich somit eine Anpassungsfunktion mit folgender Struktur:

$$F_{Mollow}(\nu) = A_m \cdot (m_{11} + m_{12} + m_{13} + m_{21} + m_{22} + m_{23}) + A_l \cdot (l_1 + l_2) + C . \quad (4.12)$$

Dabei ergeben sich alle mit  $m_{ij}$  bezeichneten Terme und Faktoren aus der Faltung der Triplettfunktion mit der IRF, wobei  $i = 1,2,3$  den ersten, zweiten bzw. dritten Term der Funktion (Gl. 4.9) bezeichnen, und alle mit  $l_i$  bezeichneten Terme und Faktoren aus der Faltung der Laserfunktion mit der IRF, wobei  $j = 1,2$  den ersten bzw. zweiten Term der IRF (Gl. 4.7) bezeichnen. Mit C wurde wiederum eine Verschiebung in positiver y-Richtung zugelassen, welche Dunkelzählrate der APD und Streulicht berücksichtigt. Die vollständige Gleichung ist in Abschnitt B.1 angegeben. Sämtliche mit dieser Funktion durchgeführten Anpassungen sind in Abschnitt A.1 graphisch dargestellt.

### 4.3.3 Messung des Mollow-Triplets



**Abbildung 4.5** – Messung des Mollow-Triplets bei verschiedenen Leistungen des resonanten Lasers sowie Anpassung nach Gl. B.1. Die Anpassung gibt die Messwerte im Rahmen ihrer Streuung wieder.

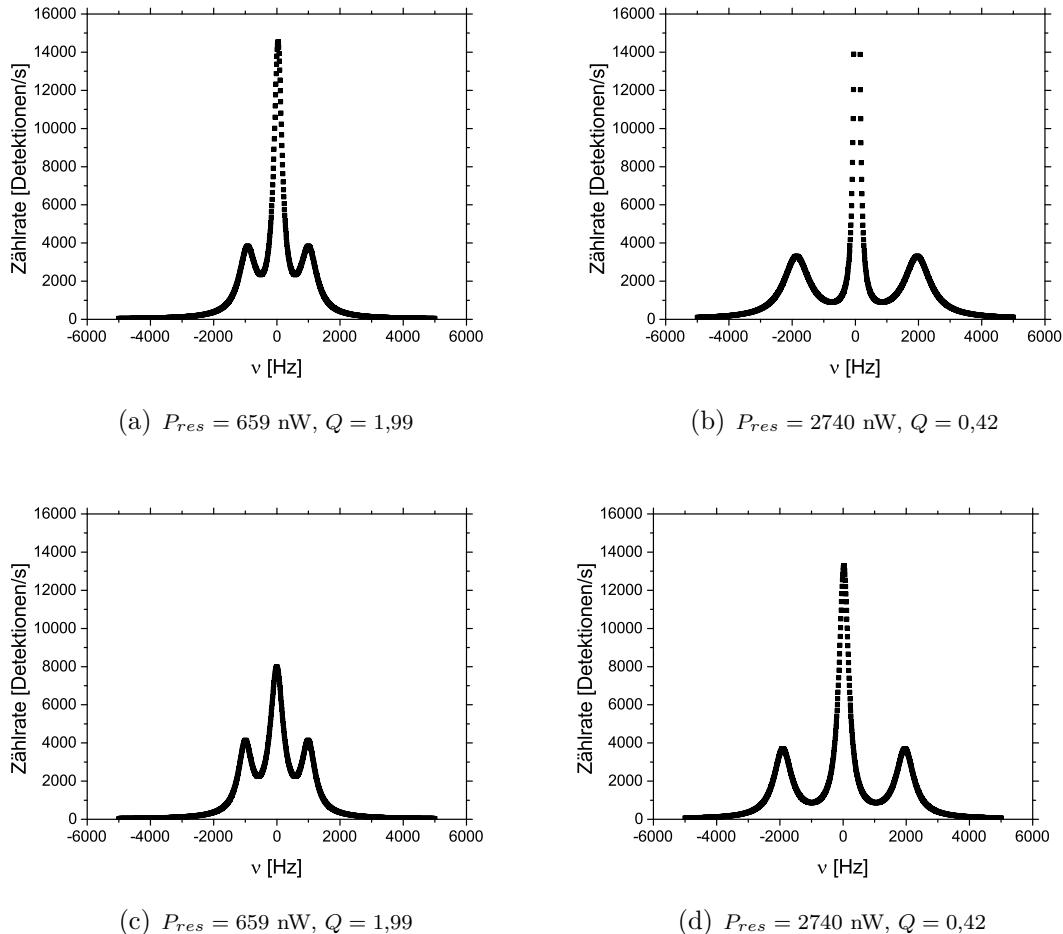
Bei einer konstanten Leistung des nichtresonanten Lasers von  $P_{nr} = 115$  nW wurde das Mollow-Triplet 15 mal bei verschiedenen Leistungen des resonanten Lasers  $P_{res}$  gemessen (siehe Tab. B.1 in Anhang B). Dabei wurde stets zwischen hoher und niedriger Leistung variiert. Zur Bestimmung der Leistung wurde der jeweils nicht zu messende Laser blockiert und mit einem Leistungsmessgerät mit Photodiode (PM160, ThorLabs) die Leistung des Strahls direkt vor dem Objektiv gemessen.

Vor jeder Messung wurde die Unterdrückung des resonanten Lasers optimiert. Teilweise wurde eine erneute Einstellung des Quantenpunktes über das Spektrometer

vorgenommen, um eine eventuelle Verschiebung der Probe innerhalb des Kryostaten auszugleichen. Um den Messaufbau so konstant wie möglich zu halten, wurde dies jedoch nur bei einer deutlich erkennbaren Verschlechterung des Quantenpunktsignals im resonanten Spektrum durchgeführt.

Die nach Gl. B.1 (Anhang B) durchgeführten Anpassungen geben die Messdaten im Rahmen ihrer Streuung wieder (vgl. Abb. 4.5).

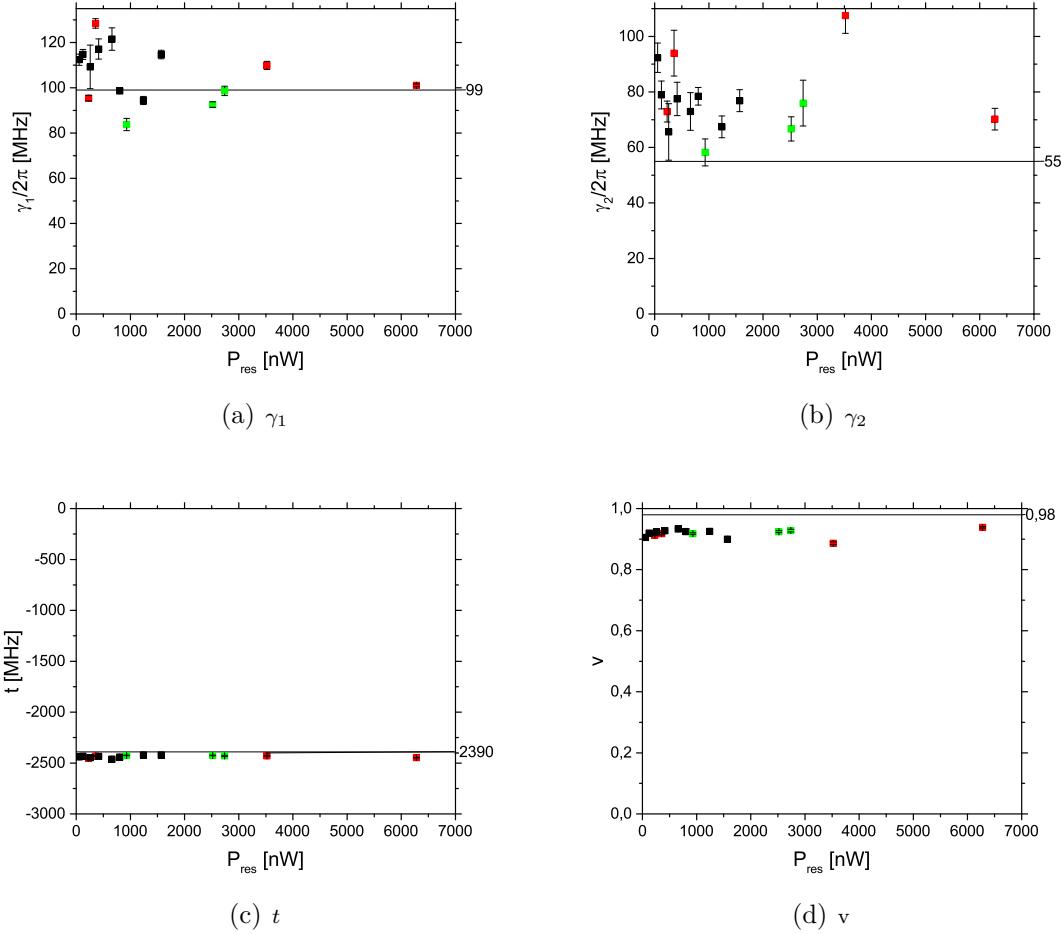
Bei der Durchführung der Anpassungen wurden zunächst die in Tab. 4.1 angegebenen Parameter der IRF als Konstanten verwendet. Bei der graphischen Darstellung der entfalteten Mollow-Triplets nach Gl. 4.9 zeigte sich jedoch, dass die Verläufe oft physikalisch nicht sinnvoll erschienen.



**Abbildung 4.6** – Entfaltete Mollow-Triplets mit festen (a, b) und freien (c, d) IRF-Parametern bei verschiedenen Leistungen des resonanten Lasers. Die Triplets mit freien IRF-Parametern zeigen einen physikalisch sinnvolleren Verlauf, sodass alle Anpassungen mit freien IRF-Parametern durchgeführt wurden.

Photonen mit einer dem zentralen Maximum entsprechenden Energie werden doppelt so häufig am Quantenpunkt gestreut, wie Photonen mit einer einem der seitlichen Maxima entsprechenden Energie (siehe Abb. 2.1). Daher sollte die Zählrate der entfalteten Triplets beim zentralen Maximum etwa doppelt so hoch sein, wie bei einem der seitlichen Maxima. Bei sämtlichen Anpassungen mit konstanten IRF-Parametern war dies nicht der Fall, die Zählraten der zentralen Maxima lagen deutlich höher. Weiterhin wurden bei einigen Messungen (v. A. Messung 09 ( $P_{res} = 805 \text{ nW}$ ) und 10 ( $P_{res} = 2520 \text{ nW}$ )) nur Anpassungen gefunden, die den Verlauf der Messwerte

erkennbar schlecht wiedergaben. Bei Messung 08 ( $P_{res} = 6280$  nW) konvergierte die Anpassung nicht.



**Abbildung 4.7** – Bei den Anpassungen bestimmte IRF-Parameter mit jeweils eingezeichneter horizontaler Linie zur Darstellung des in Abschn. 4.3.1 gemessenen Wertes.

Aus diesen Gründen wurden alle Anpassungen nochmals durchgeführt, wobei die Parameter der IRF nicht konstant gehalten und die in Tab. 4.1 angegebenen Werte als Startwerte verwendet wurden. Die so bestimmten Triplets zeigten mehrheitlich einen physikalisch sinnvolleren Verlauf (vgl. Abb. 4.6). Alle derartig entfalteten Triplets sind in Abschn. A.2 dargestellt.

Um zu prüfen, ob die Vorgehensweise, freie IRF-Parameter zuzulassen und diese durch die Anpassung zu bestimmen, zielführend ist, werden in Abb. 4.7 sämtliche aus den Anpassungen bestimmten IRF-Parameter dargestellt und die bei der IRF-Messung bestimmten Werte als horizontale Linie zum Vergleich hinzugefügt. Die rot und grün markierten Werte sind Anpassungen mit unphysikalischem Aussehen der entfalteten Mollow-Triplets. Auf diese wird im nächsten Absatz eingegangen. Es ist zu erkennen, dass alle Werte für die halbe Linienbreite  $\gamma_2$  und für die Frequenzverschiebung der ersten Resonanz höherer Ordnung  $t$  beträchtlich über und alle Werte für das Linienverhältnis  $v$  beträchtlich unter dem in der IRF-Messung ermittelten Wert liegen. Jedoch lässt sich keine klare Tendenz der farbig markierten Werte ausmachen. Die freien IRF-Parameter scheinen nicht für den unphysikalischen Verlauf der entsprechenden Triplets verantwortlich zu sein. Da die IRF-Messung an einem anderen Tag vorgenommen wurde, könnte eventuell eine Änderung des Systems über die Zeit

verantwortlich für die Abweichungen sein.

Es ist anzumerken, dass trotz der mehrheitlich physikalisch sinnvolleren Verläufe auch bei freien IRF-Parametern nicht alle Triplets erwartungsgemäß bzw. teilweise unphysikalisch aussehen.

Bei den Messungen 01 ( $P_{res} = 356$  nW), 04 ( $P_{res} = 230$  nW), 08 ( $P_{res} = 6280$  nW) und 15 ( $P_{res} = 3520$  nW) sind gar keine (Messg. 04), nur sehr schwach ausgeprägte (Messg. 01) oder sehr schmale Spitzen (Messungen 08, 15) bei der Zentralfrequenz des Resonators zu erkennen. Dies ist physikalisch nicht sinnvoll, da die Maxima bei der Zentralfrequenz, wie bereits erläutert, etwa doppelt so hoch sein sollten, wie die Maxima der Seitenbänder. Eine derartig schmale zentrale Spitze ist ebenfalls physikalisch nicht sinnvoll, da ihre Breite schmäler als die aus den optischen Bloch-Gleichungen abgeleitete minimale Dephasierungsrate  $\Gamma_1/2$  ist. Die angegebenen Messungen werden rot markiert.

Weiterhin ist bei den Messungen 10 ( $P_{res} = 2520$  nW), 12 ( $P_{res} = 2740$  nW) und 14 ( $P_{res} = 930$  nW) das zentrale Maximum erkennbar höher, als die doppelte Höhe der seitlichen Maxima. Dies ist physikalisch ebenfalls nicht sinnvoll, wie bereits erläutert. Diese Messungen werden grün markiert.

#### 4.3.4 Diskussion der Ergebnisse

##### Die Rabi-Frequenz $\Omega$

Zur Interpretation der Ergebnisse für die Rabi-Frequenz  $\Omega$  wird Gleichung 2.23 genutzt.

Bei  $\Omega_\Delta$ ,  $\Delta\omega$  und  $\Omega_R$  handelt es sich um Kreisfrequenzen. Die Gleichung kann jedoch genauso für Frequenzen verwendet werden, da der Umrechnungsfaktor  $1/2\pi$  in allen Termen auftritt und sich so herauskürzt:

$$f_{\Omega_\Delta} = \sqrt{(\Delta f)^2 + f_{\Omega_R}^2} . \quad (4.13)$$

Da im durchgeführten Versuch die Leistung des Lasers und nicht dessen Intensität gemessen wurde, gilt für die Rabi-Frequenz:

$$f_\Omega^2 = \frac{2\pi \cdot 3\lambda^3 \cdot A_E}{h \cdot c \cdot A_{QD}} \cdot P_{res} \quad (4.14)$$

mit der Absorptionsfläche des Quantenpunktes  $A_{QD}$  und der Leistung  $P_{res}$  des resonanten Lasers nach Umrechnung aus der Kreisfrequenz.

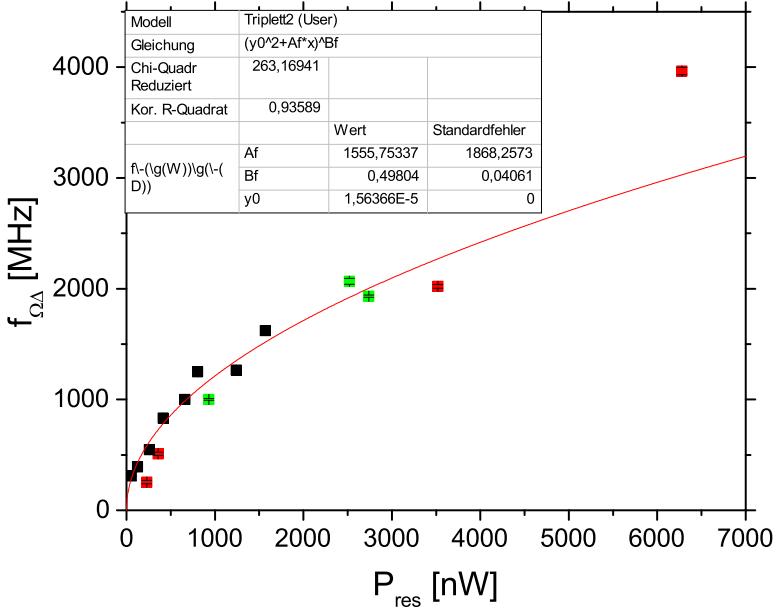
Nach der Darstellung von  $f_{\Omega_\Delta}$  in Abhängigkeit von der Leistung  $P_{res}$  des resonanten Lasers wurde eine Anpassung nach der Formel

$$y = (y_0^2 + A_F \cdot x)^{B_F} \quad (4.15)$$

mit den Anpassungsparametern  $A_F$ ,  $B_F$  und  $y_0$  durchgeführt (vgl. Abb. 4.8), wobei im Parameter  $A_F$  alle Vorfaktoren der Laserleistung zusammengefasst sind.

Aus der Anpassung ergibt sich für den Exponenten

$$B_F = 0,50 \pm 0,04 ,$$



**Abbildung 4.8** – Rabi-Frequenz  $f_{\Omega_\Delta}$  in Abhängigkeit der Leistung des resonanten Lasers  $P_{res}$  mit eingezeichnete Anpassungskurve nach Gl. 4.15 und Anpassungsparametern. Die bestimmten Werte für die Rabi-Frequenz erfüllen die theoretische Vorhersage  $\Omega \propto \sqrt{P_{res}}$  und zeigen, dass die Verstimmung des resonanten Lasers gegenüber der Resonanzfrequenz des Quantenpunktes minimal ist. Die extrem großen bzw. kleinen Unsicherheiten der Anpassungsparameter  $A_F$  und  $B_F$  lassen auf eine Überparametrisierung der Anpassung schließen.

was dem nach der Theorie erwarteten Wert von 0,5 sehr gut entspricht. Dieser Wert scheint relativ verlässlich zu sein, da auch bei anderen Anpassungsmodellen, welche im Rahmen der Auswertung getestet wurden, Anpassungswerte ermittelt wurden, die sehr nah an  $B_F = 0,5$  lagen.

Damit ist zunächst festzustellen, dass die Messdaten dem angesetzten Modell genügen. Weiterhin ist festzustellen, dass die Unsicherheiten der Anpassungsergebnisse dieselben äußerst fragwürdig erscheinen lassen. Während der Parameter  $y_0$  gar keine Unsicherheit aufweist, ist die Unsicherheit des Parameters  $A_F$  größer, als der Parameter selbst. Dies wird im weiteren Verlauf kurz erläutert.

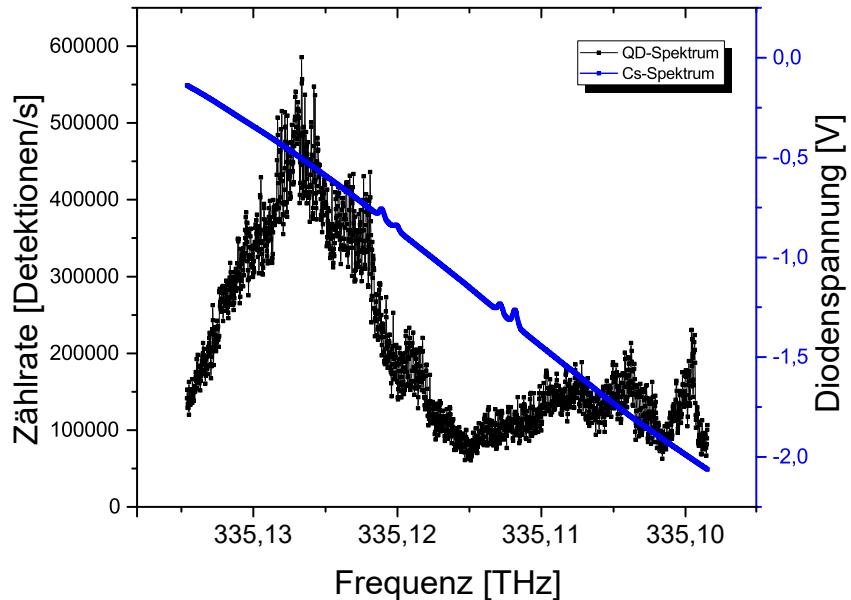
Der äußerst kleine Wert für  $y_0$

$$y_0 = (1,564 \cdot 10^{-5} \pm 0) \text{ MHz} = (15,64 \pm 0) \text{ Hz}$$

entspricht der Erwartung, da sowohl die Wellenlänge des Quantenpunktexzitons als auch die Wellenlänge des resonanten Lasers an der Wellenlänge des Cs-D<sub>1</sub> F=3 → 4-Übergangs ausgerichtet wurden. Das Ergebnis zeigt, dass die gewählte Methode zur Umsetzung der resonanten Anregung äußerst zuverlässig ist. Die nicht vorhandene Unsicherheit von  $y_0$  bzw. die sehr große Unsicherheit von  $A_F$  kommt zustande, da durch die fast nicht vorhandene Abweichung von der Resonanzfrequenz ( $y_0 \approx 0$ ) die Anpassung überparametrisiert ist.

Es ist jedoch anzumerken, dass es sich bei  $y_0$  um die mittlere Abweichung aller Messungen von der Resonanzfrequenz handelt. Für einzelne Messungen ist diese Abweichung größer, was sich in der Abweichung der einzelnen Werte über ihre Unsicherheiten hinaus von der angepassten Kurve zeigt. Die große Abweichung des bei Messung 08 ( $P_{res} = 6280$  nW) bestimmten Wertes von der angesetzten Anpassungsfunktion kann somit dahingehend interpretiert werden, dass dabei sehr stark

von der Resonanzfrequenz abgewichen wurde. Abb. 4.9 zeigt, dass der durch den resonanten Laser erzeugte Untergrund so hoch war, dass das resonante Quantenpunktspektrum nicht zu erkennen war. Die Einstellung des Quantenpunktes erfolgte bei dieser Messung, indem bei zunächst niedrigerer Leistung des resonanten Lasers  $P_{res}$  die Resonanzfrequenz, wie in Abschnitt 4.2 beschrieben, auf die Cs-Linie verschoben wurde und danach die Laserleistung erhöht wurde. Bei einer Veränderung der Leistung ändert sich jedoch die Resonanzfrequenz des Quantenpunktes, sodass eine Verstimmung von der Resonanz hier anzunehmen ist. Nicht auszuschließen ist weiterhin ein Fehler in der Leistungsmessung. Der Messbereich des Leistungsmessgerätes ist mit 10 nW - 2 mW angegeben und wird nicht verlassen. Jedoch wurde die Leistungsmessung durchgeführt, indem das Gerät in den Strahlengang des resonanten Lasers direkt vor dem Objektiv gehalten und der Maximalwert der Leistung gesucht wurde. Es ist denkbar, dass diese Methode zu Fehlern durch ungenaues Ermitteln des Maximalwerts führt. Der Messpunkt wird aufgrund der starken Abweichung als fehlerhaft eingestuft und die Anpassung wurde unter Vernachlässigung des Messpunktes durchgeführt.



**Abbildung 4.9** – Resonant am Quantenpunkt gestreute Photonen und nicht unterdrückte Laserphotonen (schwarz) sowie Cäsium-Spektrum (blau) bei  $P_{res} = 6280$  nW des resonanten Lasers. Der Untergrund durch die nicht unterdrückten Laserphotonen ist so stark, dass das charakteristische Spektrum der am Quantenpunkt gestreuten Photonen nicht mehr zu erkennen ist.

Aus dem Parameter

$$A_F = (1555 \pm 1868) \frac{\text{MHz}^2}{\text{nW}}$$

könnte die Lebensdauer des angeregten Zustandes bestimmt werden. Hier würde gelten:

$$\frac{1}{T_1} = A_E = \frac{A_F \cdot h \cdot c \cdot A_{QD}}{2\pi \cdot 3\lambda^3} \quad . \quad (4.16)$$

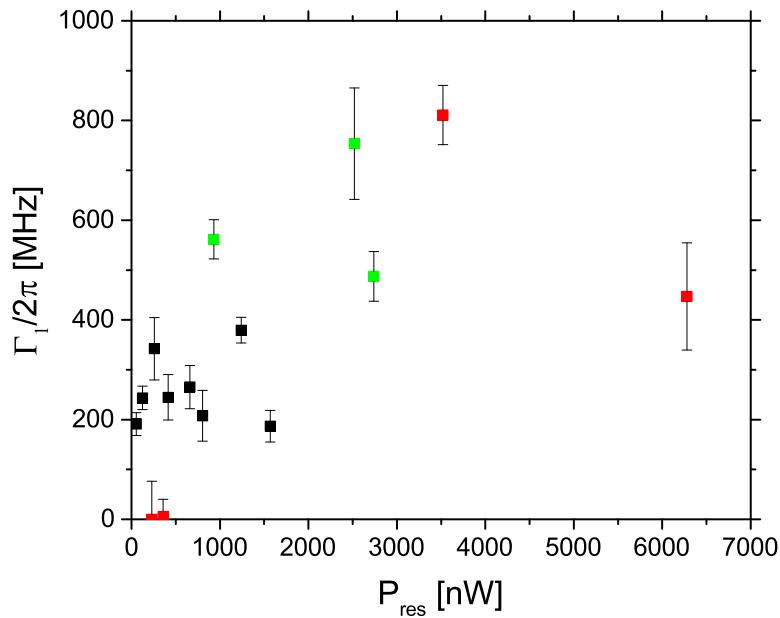
Unter der Annahme, dass die gesamte Fläche des Quantenpunktes als Absorptionsfläche wirkt und weiterhin der Annahme eines Quantenpunkt durchmessers in der typischen Größenordnung von 10 nm könnte so eine Minimalabschätzung der Lebensdauer des angeregten Zustandes durchgeführt werden. Dabei würde sich

$$T_1 = 0,56 \text{ s} \pm 0,68 \text{ s}$$

ergeben. Dabei ist jedoch zu sagen, dass dieser Wert lediglich eine sehr grobe Minimalabschätzung liefern würde, da die tatsächliche Absorptionsfläche des Quantenpunktes nicht bekannt und wahrscheinlich kleiner ist. Eine kleinere Absorptionsfläche würde zu einer noch größeren Lebensdauer führen.

In [14] wurden Lebensdauern für Exzitonzustände in Halbleiterquantenpunkten in der Größenordnung  $\mathcal{O}(\text{ps})$  gemessen. Die aus der Anpassung ermittelte Lebensdauer liegt mehrere Größenordnungen darüber muss als falsch angesehen werden. Weiterhin ist die Unsicherheit des so bestimmten Wertes größer, als die Lebensdauer selbst. Somit kann dem berechneten Wert keinerlei Bedeutung beigemessen werden. Zur Bestimmung der Lebensdauer des angeregten Quantenpunkt zustandes ist diese Methode daher nicht geeignet. Eine zeitkorellierte Einzelphotonenzählung wäre zu diesem Zweck eine sinnvolle Vorgehensweise.

### Die Emissionsrate des Quantenpunktes $\Gamma_1$



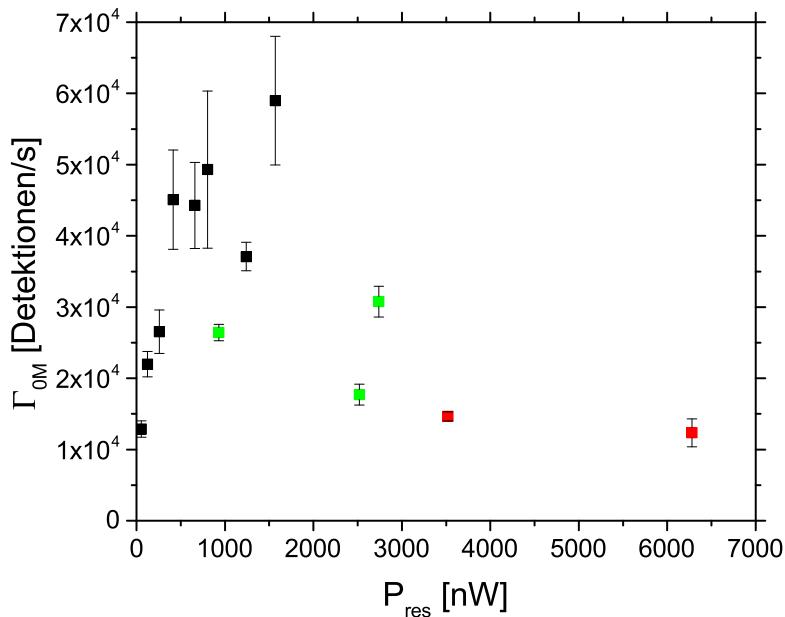
**Abbildung 4.10** – Emissionsrate  $\Gamma_1$  des Quantenpunktes in Abhängigkeit der Laserleistung  $P_{\text{res}}$ . Das erwartete Sättigungsverhalten kann nicht gezeigt werden.

Nach Astafiev [2] entspricht der Parameter  $\Gamma_1$  der Anpassungsfunktion dem Kehrwert der natürlichen Lebensdauer des angeregten Exzitonzustandes.

Zu erwarten wäre ein Sättigungsverhalten der Emissionsrate: bei kleinen Leistungen  $P_{\text{res}}$  werden wenige Photonen gestreut. Deren Zahl würde mit ansteigender Leistung zunächst zunehmen und gegen einen Maximalwert laufen.

Aus der Darstellung von  $\Gamma_1$  in Abhängigkeit der Laserleistung  $P_{res}$  (vgl. Abb. 4.10) ist kein Sättigungsverhalten zu erkennen. Eventuell würde dieses bei höheren Intensitäten zu erkennen sein, aufgrund der schlechten Unterdrückung des resonanten Lasers konnte dies jedoch nicht geprüft werden.

Vergleicht man die aus der Anpassung ermittelten Werte für  $\Gamma_1$  mit dem Vorfaktor der Triplettfunktion  $\Gamma_{0M}$  (Abb. 4.11), zeigt sich, dass vielmehr ein Problem bei der Anpassungsfunktion vorzuliegen scheint. Die aus der Anpassung ermittelten Werte für  $\Gamma_1$  der Messungen 01 ( $P_{res} = 356$  nW) und 04 ( $P_{res} = 230$  nW) sind nahe 0. Die Werte für  $\Gamma_{0M}$  hingegen werden im Vergleich zu den anderen angepassten Werten sehr groß. Sie liegen bei  $\Gamma_{0M,01} = 0,8 \cdot 10^6 \pm 4,9 \cdot 10^6$  und  $\Gamma_{0M,04} = 0,02 \cdot 10^7 \pm 8 \cdot 10^9$  und wurden nicht in Abbildung 4.11 dargestellt, um das Verhalten der restlichen Werte beurteilen zu können. Einerseits zeigen deren Unsicherheiten, die deutlich größer als der aus der Anpassung bestimmte Wert sind, dass die Ergebnisse nicht verlässlich sind. Da die Rate  $\Gamma_1$  ebenfalls als Vorfaktor in allen Termen der Triplettfunktion berücksichtigt wird, erkennt man andererseits, dass in der Anpassung nicht verlässlich zwischen den Parametern unterschieden wird. Es scheinen Anteile von  $\Gamma_1$  in  $\Gamma_{0M}$  angepasst zu werden und umgekehrt. Auch für die grün markierten Messungen zeigt sich, dass die vergleichsweise hohen Werte für  $\Gamma_1$  vergleichsweise niedrige Werte für  $\Gamma_{0M}$  zur Folge haben. Diverse Versuche, die Anpassung durch andere Einstellungen des Computerprogramms zu verbessern, zeigten keinerlei Verbesserung der Anpassungsergebnisse.

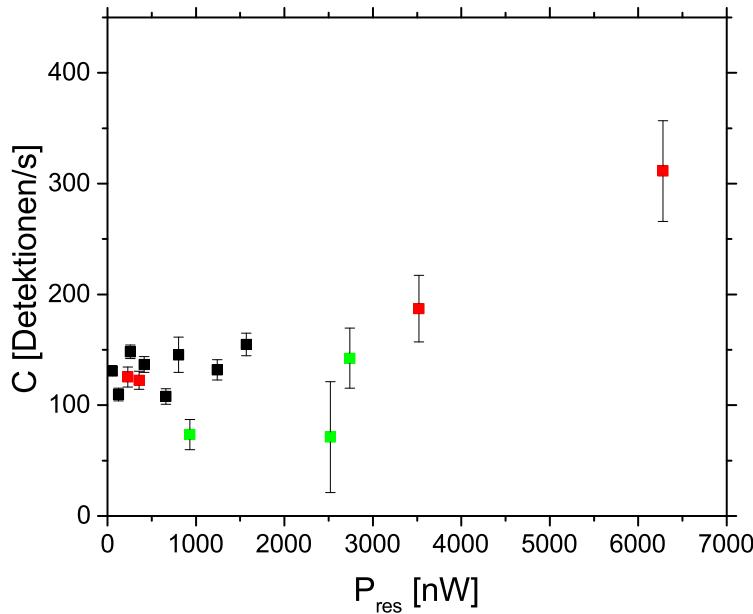


**Abbildung 4.11** – Vorfaktor  $\Gamma_{0M}$  der Anpassungsfunktion in Abhängigkeit der Laserleistung  $P_{res}$ . Im Vergleich zur Darstellung von  $\Gamma_1$  ist zu erkennen, dass bei der Anpassung die nicht verlässlich zwischen  $\Gamma_1$  und  $\Gamma_{0M}$  unterschieden wird.

Damit muss festgestellt werden, dass die ermittelten Werte aus der Anpassungsfunktion für  $\Gamma_1$ ,  $\Gamma_2$  und den Vorfaktor  $\Gamma_{0M}$  nicht verlässlich sind, da keine genauen Rückschlüsse auf die Ursache dieses Problems gezogen werden konnten. Auch bei festen IRF-Parametern trat dieses Problem auf, sodass dies als Ursache ausgeschlossen werden kann. Damit ist entweder ein unbekannter grober Fehler bei der Umformulierung der Funktion 2.24 auf die durchgeführte Messung, oder deren Nichteignung

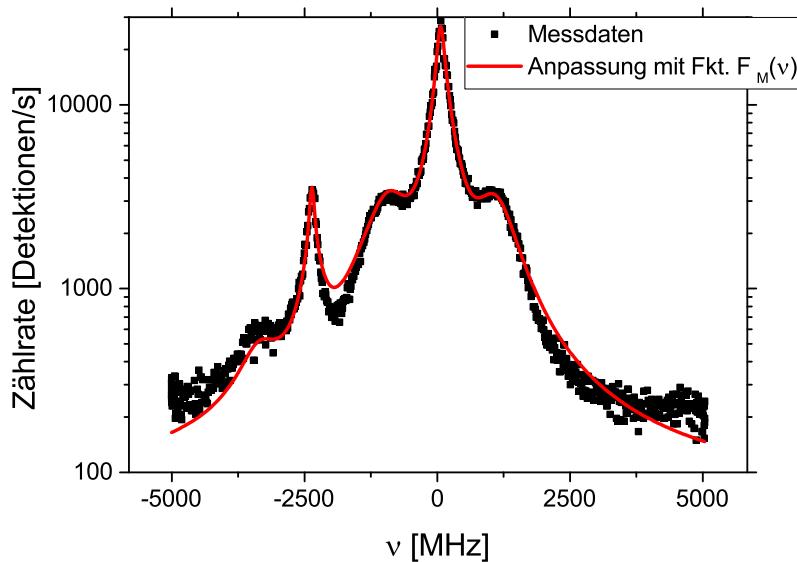
zur Beschreibung von resonant am Halbleiterquantenpunkt gestreuten Photonen festzustellen. Eine weitere Diskussion der aus der Anpassung bestimmten Ergebnisse kann damit nicht sinnvoll durchgeführt werden. Lediglich für den Untergrund der Messungen können noch sinnvolle Aussagen getroffen werden.

### Untergrund durch "falsche" Detektionen $C$



**Abbildung 4.12** – Untergrund der Messungen in Abhängigkeit der Leistung des resonanten Lasers  $P_{res}$ . Zunächst liegt dieser bei der Dunkelzählrate der APD und steigt mit wachsender Laserleistung und damit schlechterer Unterdrückung des Lasers an. Der Wert für  $P_{res} = 930$  nW ist ein Anpassungsfehler.

Bei der Zulassung einer Verschiebung der gesamten Kurve um den Parameter  $C$  in positiver y-Richtung sollte die Dunkelzählrate der APD2 sowie nicht vollständige Unterdrückung von Laser- oder Streulicht berücksichtigt werden. Die Darstellung von  $C$  in Abhängigkeit der Leistung des resonanten Lasers  $P_{res}$  (Abb. 4.12) zeigt, dass die Verschiebung zunächst konstant bei ca. 100 – 150 Detektionen/s liegt. Dies entspricht der Dunkelzählrate der APD2, welche mit 100 Detektionen/s angegeben ist [6]. Lediglich bei Messung 14 ( $P_{res} = 930$  nW) liegt der aus der Anpassung bestimmte Wert für  $C = 73 \pm 14$  Detektionen/s einschließlich seiner Unsicherheit erkennbar unter der Dunkelzählrate. Dies wird jedoch auf Ungenauigkeiten bei der Anpassung zurückgeführt (vgl. dazu die Logarithmische Darstellung dieser Anpassung in Abb. 4.13). Ab einer Laserleistung von  $P_{res} \approx 3000$  nW beginnt die Verschiebung anzusteigen. Dies spricht dafür, dass ab dieser Leistung auch bei maximaler Unterdrückung des resonanten Lasers Laserlicht in den Resonator gelangt. Erwartungsgemäß würde die Verschiebung linear mit der Laserleistung ansteigen. Für fundierte Aussagen in dieser Hinsicht hätten jedoch mehr Messungen im Bereich 3000 – 6000 nW durchgeführt werden müssen.



**Abbildung 4.13** – Gemessenes Mollow-Triplett bei  $P_{res} = 930$  nW mit eingezeichneter Anpassungsfunktion in logarithmischer Darstellung. Dabei ist deutlich zu erkennen, dass der tatsächliche Untergrund über dem aus der Anpassung ermittelten Wert von  $C = 73 \pm 14$  Detektionen/s liegt.

# Kapitel 5

## Zusammenfassung

Zusammenfassend kann festgehalten werden, dass es mithilfe des im Rahmen dieser Arbeit in den Versuchsaufbau zur Untersuchung von Halbleiter-Quantenpunkten integrierten resonanten Lasers möglich war, Quantenpunkte nahezu exakt bei deren Resonanzfrequenz anzuregen. Die Rabi-Aufspaltung der Energie der am Quantenpunkt gestreuten Photonen konnte beobachtet werden.

Eine Anpassung der aus [2] entnommenen und auf den Versuchsaufbau angepassten Funktion an die Messungen war zwar möglich, lieferte jedoch unzuverlässige Ergebnisse. Bei zukünftigen spektroskopischen Messungen des Mollow-Triplets muss die Funktion überprüft und gegebenenfalls verbessert werden. Alternativ ist eine andere Beschreibung des Mollow-Triplets zu verwenden.

Für weitere Messungen wäre es außerdem zielführend, die Ursache für die nicht vollständige Unterdrückung der Lasermode höherer Ordnung im Resonator zu bestimmen und zu eliminieren. Eventuell kann auch so eine Verbesserung der Anpassungsergebnisse erreicht werden.

Bei höheren Leistungen des resonanten Lasers  $P_{res} > 1000 \text{ nW}$  wird dessen Unterdrückung zwar schlechter, jedoch konnte die Rabi-Aufspaltung selbst bei der höchsten eingestellten Leistung des resonanten Lasers  $P_{res} = 6280 \text{ nW}$  noch gemessen werden. Aufgrund der schlechten Unterdrückung ist es bei einer so hohen Leistung jedoch nicht mehr möglich, exakt bei der Resonanzfrequenz anzuregen. Würde man bei so hohen Laserleistungen resonant anregen wollen, müsste die Unterdrückung weiter verbessert werden.

Durch die rezonante Anregung des Quantenpunktes kann die in der Einleitung besprochene Verbreiterung der Emissionslinie durch freie Ladungsträger in der Nähe des Quantenpunktes bei nichtrezonanter Anregung verhindert werden.

# Literaturverzeichnis

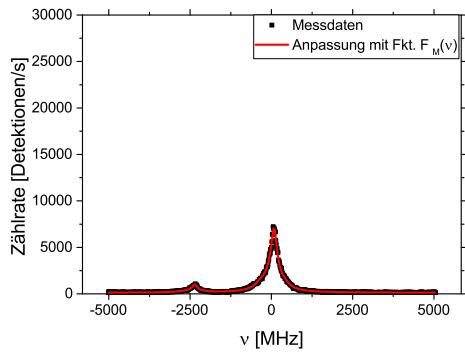
- [1] AHLRICH, A. ; BERKEMEIER, C. ; SPRENGER, B. ; BENSON, O.: A monolithic polarization-independent frequency-filter system for filtering of photon pairs. In: *Applied Physics Letters* 103 (2013), S. 2411101–2411104
- [2] ASTAFIEV, O. u. a.: Resonance Fluorescence of a Single Artificial Atom. In: *Science* 327 (2010), S. 840–843
- [3] BENNETT, C. ; BRASSARD, G.: Quantum cryptography: Quantum key distribution and coin tossing. In: *Proceedings of the IEEE International Conference on Computers, Systems and Signal Processing*, 1984, S. 175–179
- [4] BRIEGEL, H. J. ; DÜR, W. ; CIRAC, J. I. ; ZOLLER, P.: Quantum repeaters: The role of imperfect local operations in quantum communication. In: *Physical Review Letters* 81 (1998), S. 4287–4290
- [5] DEMTRÖDER, W.: *Experimentalphysik 3 - Atome, Moleküle und Festkörper*. 4. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2010. – ISBN 978-3-642-03910-2
- [6] EXCELITAS: *SPCM-AQRH Data Sheet*. [http://www.excelitas.com/downloads/DTS\\_SPCM-AQRH.pdf](http://www.excelitas.com/downloads/DTS_SPCM-AQRH.pdf). Version: 2016
- [7] FEYNMAN, R.: Simulating physics with computers. In: *International Journal of Theoretical Physics* 21
- [8] GIROD, B. ; RABENSTEIN, R. ; STENGER, A.: *Einführung in die Systemtheorie*. 2. B. G. Teubner Verlag, 2003. – ISBN 978-3-519-16194-3
- [9] GLAUBER, R. J.: Coherent and Incoherent States of the Radiation Field. In: *Physical Review* 131 (1963), S. 2766–2788
- [10] HERTEL, I. V. ; SCHULZ, C.-P.: *Atome, Moleküle und optische Physik 2*. 1st. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2010. – ISBN 978-3-642-11972-9
- [11] HÖCKEL, D.: *Narrow-band single photons as carriers of quantum information*, Humboldt-Universität zu Berlin, Dissertation, 2010
- [12] KNILL, E. ; LAFLAMME, R. ; MILBURN, G. J.: A scheme for efficient quantum computation with linear optics. In: *Nature* 409 (2001), S. 46–52
- [13] KOCH, L.: *Doppelresonanter optisch parametrischer Oszillator zur Erzeugung schmalbandiger Einzelphotonen*, Humboldt-Universität zu Berlin, Diplomarbeit, 2009

- [14] KROH, T.: *Charakterisierung von Quantenpunkt-Einzelphotonen für Quantenrepeater-Anwendungen*, Humboldt-Universität zu Berlin, Masterarbeit, 2012
- [15] KRONER, M. u. a.: Voltage-controlled linewidth of excitonic transitions in a single self-assembled quantum dot. In: *Physica E* 32 (2006), S. 61–64
- [16] MICHLER, P. ; MICHLER, P. (Hrsg.): *Growth and Control of Optically Active Quantum Dots*. 1. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2009. – 185–225 S. – ISBN 978-3-540-87446-1
- [17] MOLLOW, B. R.: Power Spectrum of Light Scattered by Two-Level-Systems. In: *The Physical Review* 188 (1969), S. 1969–1975
- [18] NIELSEN, M. A. ; CHUANG, I. L.: *Quantum Computation and Quantum Information*. Cambridge University Press, 2000
- [19] PARK, S.-E. ; SHROUT, T. R.: Ultrahigh strain and piezoelectric behavior in relaxor based ferroelectric single crystals. In: *Journal of Applied Physics* 82 (1997), S. 1804–1811
- [20] RASTELLI, A. u. a.: Controlling quantum dot emission by integration of semiconductor nanomembranes onto piezoelectric actuators. In: *physica status solidi b* 249 (2012), Nr. 4, S. 687–696
- [21] RASTELLI, A. ; KIRAVITTAYA, S. ; SCHMIDT, O.G. ; MICHLER, P. (Hrsg.): *Growth and Control of Optically Active Quantum Dots*. 1. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2009. – 31–69 S. – ISBN 978-3-540-87446-1
- [22] SCHOLZ, M.: *New light sources for quantum information processing, Single photons from single quantum dots and cavity-enhanced parametric downconversion.*, Humboldt-Universität zu Berlin, Dissertation, 2009
- [23] SEIDL, S. u. a.: Effect of uniaxial stress on excitons in a self-assembled quantum dot. In: *Applied Physics Letters* 88 (2006), S. 2031131–2031133
- [24] STECK, D. A.: Cesium D Line Data / Theoretical Division (T-8), MS B285, Los Alamos National Laboratory. 2003 (1.6). – Forschungsbericht
- [25] TKACH, R. W. ; CHRAPLYVY, A. R.: Regimes of feedback effects in 1.5 micron distributed feedback lasers. In: *Journal of Lightwave Technology* LT-4 (1986), Nr. 11, S. 1655–1661

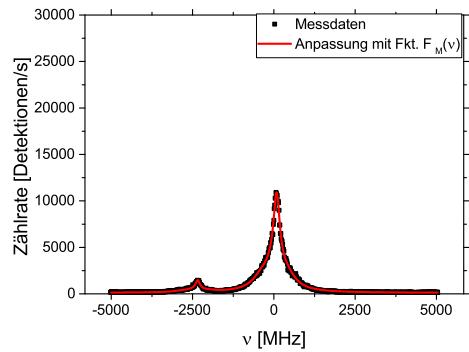
# Anhang A

## Graphen

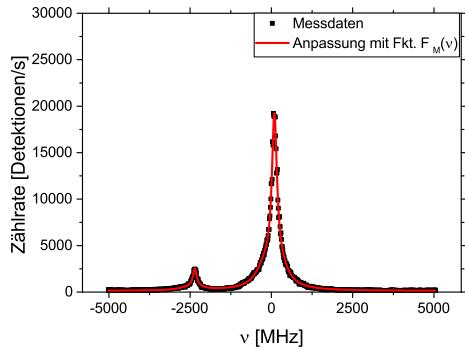
### A.1 Anpassungen an die Messungen



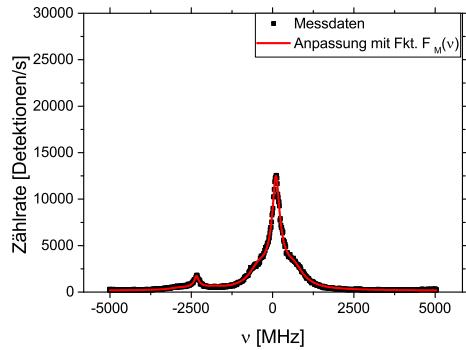
(a)  $P_{res} = 53,3$  nW,  $Q = 4,65$



(b)  $P_{res} = 123$  nW,  $Q = 3,52$

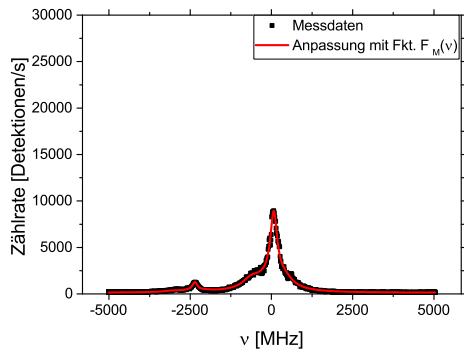


(c)  $P_{res} = 230$  nW,  $Q = 1,50$

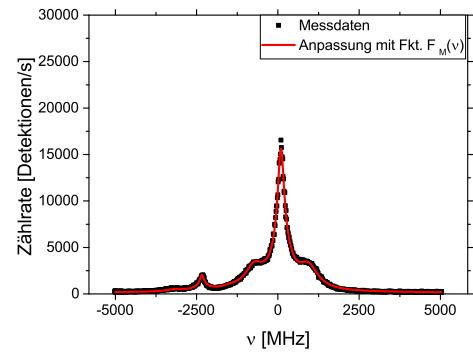


(d)  $P_{res} = 259$  nW,  $Q = 3,40$

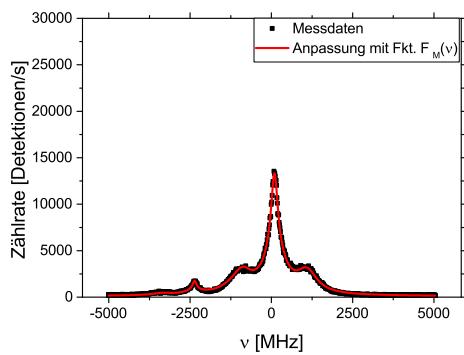
**Abbildung A.1** – Messdaten der spektroskopierten Mollow-Triplets mit eingezeichneter Anpassungskurve bei  $T = 9,5$  K und  $P_{nr} = 115$  nW.



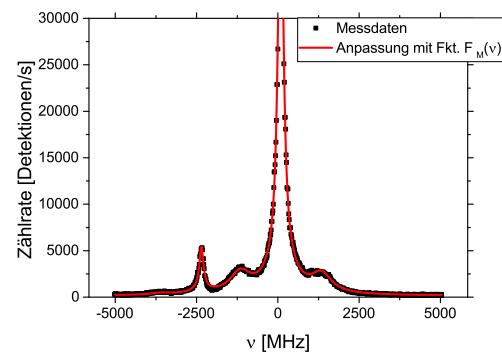
(a)  $P_{res} = 356$  nW,  $Q = 4,32$



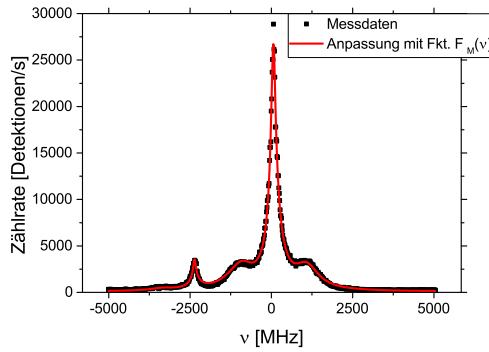
(b)  $P_{res} = 413$  nW,  $Q = 1,69$



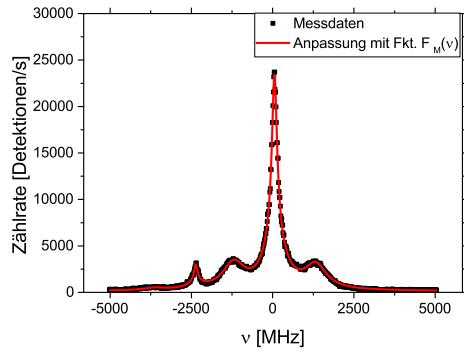
(c)  $P_{res} = 659$  nW,  $Q = 2,00$



(d)  $P_{res} = 805$  nW,  $Q = -0,06$

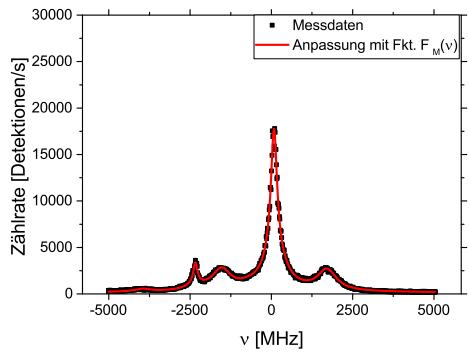


(e)  $P_{res} = 930$  nW,  $Q = 2,02$

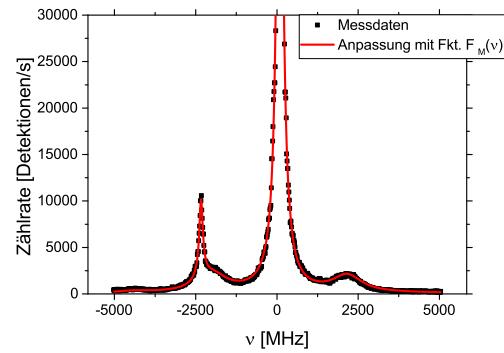


(f)  $P_{res} = 1240$  nW,  $Q = 1,43$

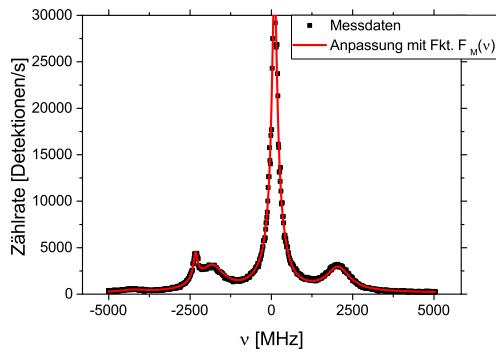
**Abbildung A.2** – Messdaten der spektroskopierten Mollow-Triplets mit eingezeichneter Anpassungskurve bei  $T = 9,5$  K und  $P_{nr} = 115$  nW.



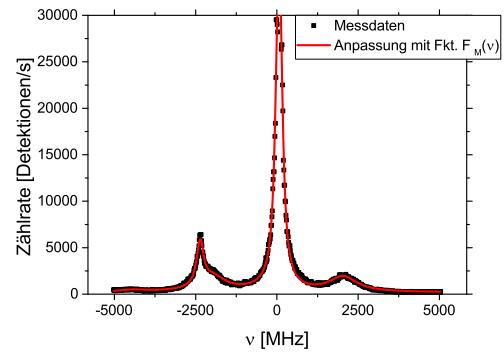
(a)  $P_{res} = 1570$  nW,  $Q = 0,74$



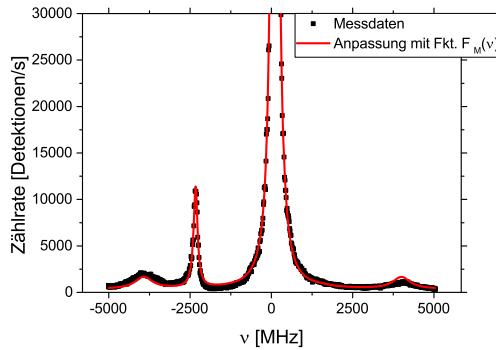
(b)  $P_{res} = 2520$  nW,  $Q = 0,85$



(c)  $P_{res} = 2740$  nW,  $Q = 0,42$



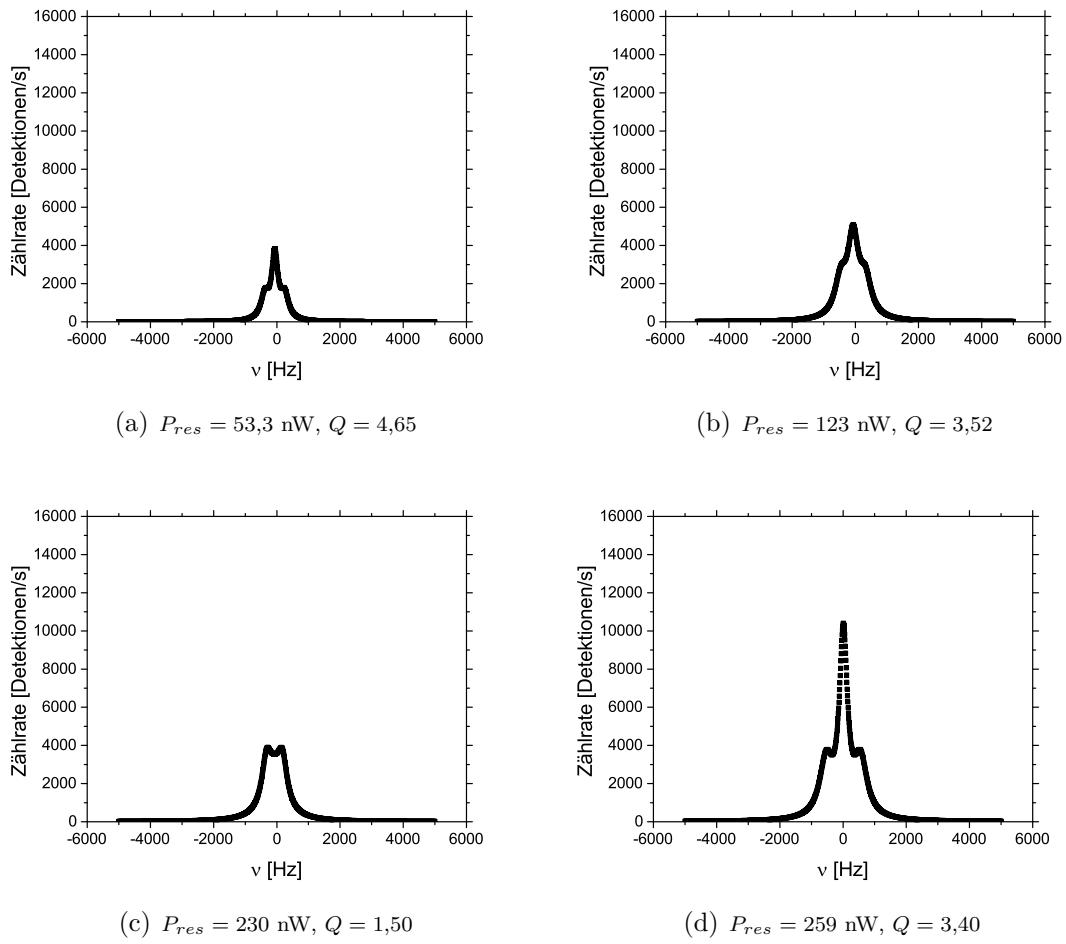
(d)  $P_{res} = 3520$  nW,  $Q = 0,54$



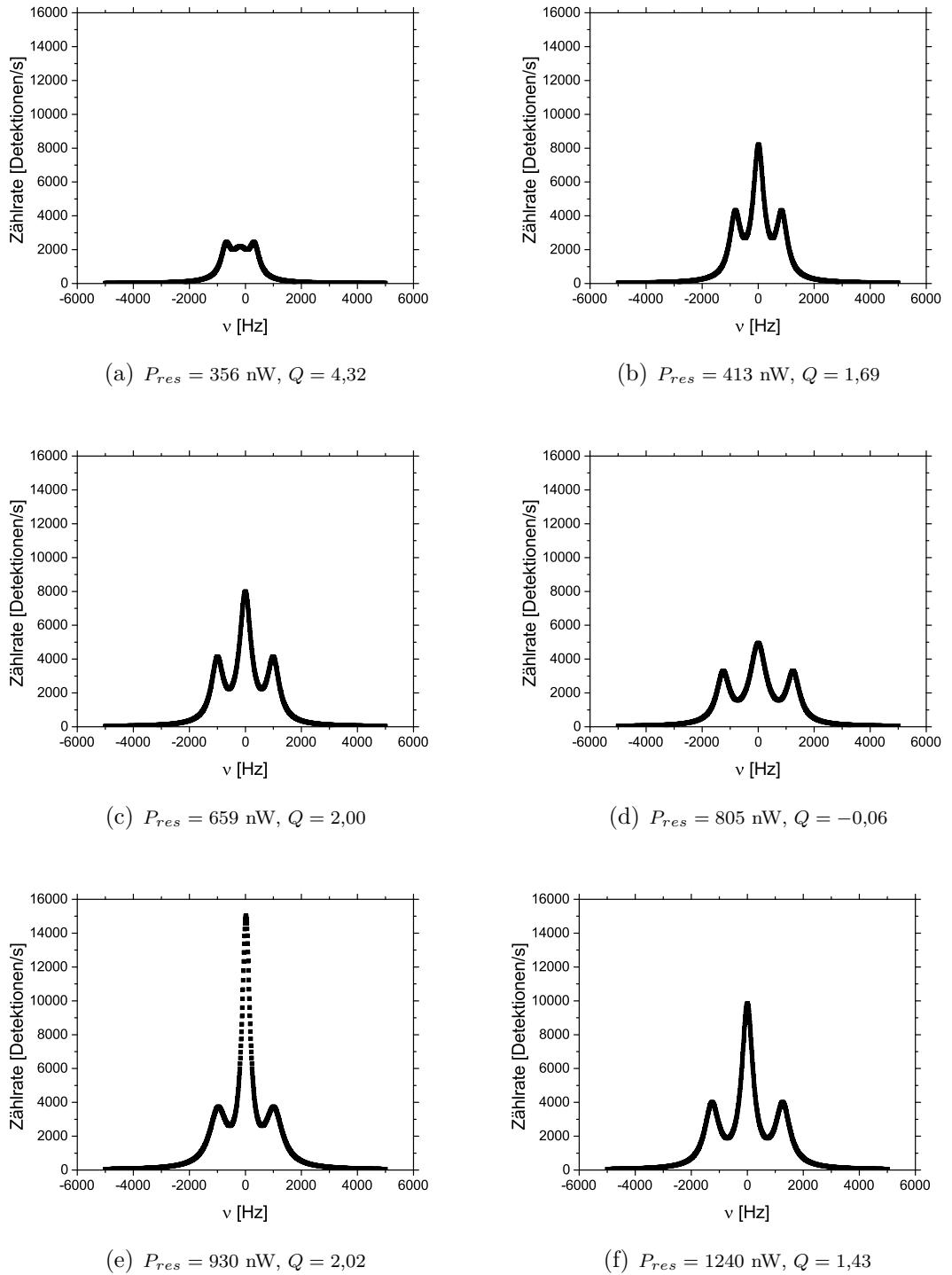
(e)  $P_{res} = 6280$  nW,  $Q = -0,51$

**Abbildung A.3** – Messdaten der spektroskopierten Mollow-Triplets mit eingezeichneter Anpassungskurve bei  $T = 9,5$  K und  $P_{nr} = 115$  nW.

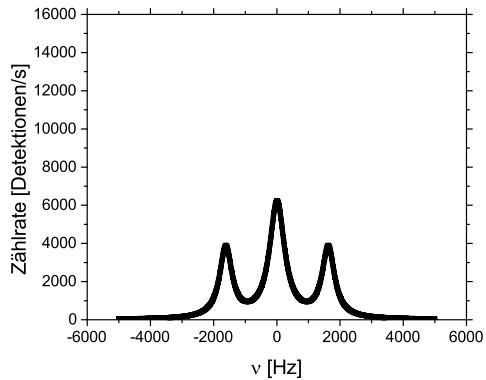
## A.2 Mollow-Triplets



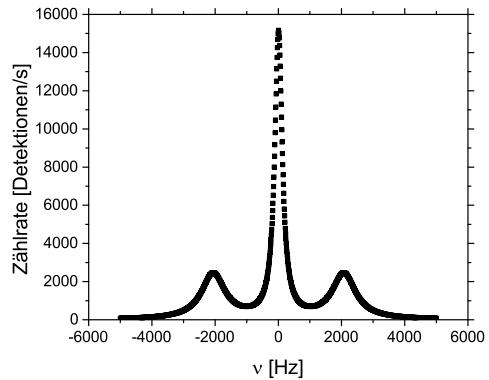
**Abbildung A.4** – Aus Gleichung B.1 entfaltete Mollow-Triplets.



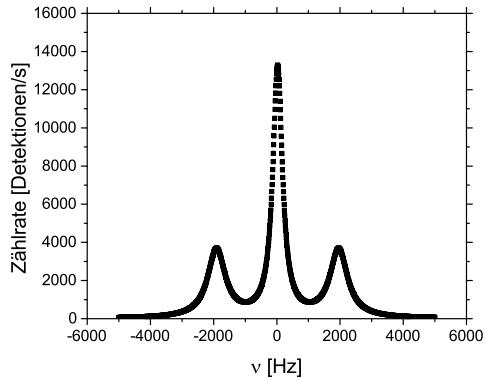
**Abbildung A.5** – Aus Gleichung B.1 entfaltete Mollow-Triplets.



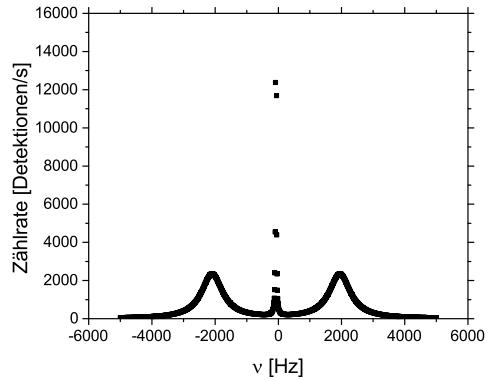
(a)  $P_{res} = 1570$  nW,  $Q = 0,74$



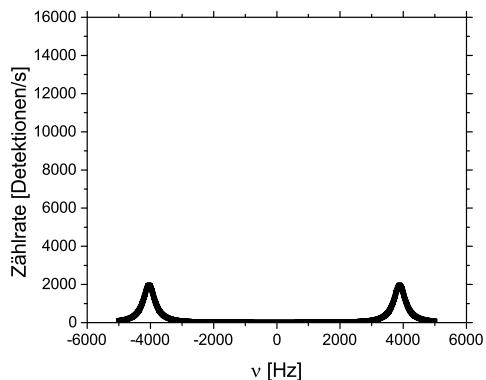
(b)  $P_{res} = 2520$  nW,  $Q = 0,85$



(c)  $P_{res} = 2740$  nW,  $Q = 0,42$



(d)  $P_{res} = 3520$  nW,  $Q = 0,54$



(e)  $P_{res} = 6280$  nW,  $Q = -0,51$

**Abbildung A.6** – Aus Gleichung B.1 entfaltete Mollow-Triplets.

# Anhang B

## Formeln und Tabellen

### Vollständige Anpassungsfunktion

$$F_{Mollow}(\nu) = \frac{N_{0M} \cdot \Gamma_1}{2 \cdot \pi} \cdot \left( \begin{array}{l} \frac{v \cdot (\gamma_1 + \Gamma_2)}{(\nu - \nu_{0M} - \nu_{0L})^2 + (\gamma_1 + \Gamma_2)^2} + \frac{v \cdot (2\gamma_1 + \Gamma_1 + \Gamma_2)}{4(\nu - \nu_{0M} - \nu_{0L} - \Omega)^2 + (2\gamma_1 + \Gamma_1 + \Gamma_2)^2} \\ + \frac{v \cdot (2\gamma_1 + \Gamma_1 + \Gamma_2)}{4(\nu - \nu_{0M} - \nu_{0L} + \Omega)^2 + (2\gamma_1 + \Gamma_1 + \Gamma_2)^2} + \frac{(1-v) \cdot (\gamma_2 + \Gamma_2)}{(\nu - \nu_{0M} - \nu_{0L} - t)^2 + (\gamma_2 + \Gamma_2)^2} \\ + \frac{(1-v)(2\gamma_2 + \Gamma_1 + \Gamma_2)}{4(\nu - \nu_{0M} - \nu_{0L} - t - \Omega)^2 + (2\gamma_2 + \Gamma_1 + \Gamma_2)^2} \\ + \frac{(1-v)(2\gamma_2 + \Gamma_1 + \Gamma_2)}{4(\nu - \nu_{0M} - \nu_{0L} - t + \Omega)^2 + (2\gamma_2 + \Gamma_1 + \Gamma_2)^2} \end{array} \right) + \frac{\Gamma_{0L}}{\pi} \cdot \left( v \cdot \frac{\gamma_1}{(\nu - \nu_{0L})^2 + \gamma_1^2} + (1-v) \cdot \frac{\gamma_2}{(\nu - \nu_{0L})^2 + \gamma_2^2} \right) + C \quad . \quad (B.1)$$

**Tabelle B.1** – Reihenfolge der Messungen mit zugehöriger Intensität des resonanten Lasers. Alle Messungen wurden bei einer Probentemperatur  $T = 9,5$  K und einer Leistung des nichtresonanten Lasers  $P_{nr} = 115$  nW durchgeführt.

| Messung Nr. | $I_{res}$ [nW] |
|-------------|----------------|
| 01          | 356            |
| 02          | 1240           |
| 03          | 53,3           |
| 04          | 230            |
| 05          | 413            |
| 06          | 1570           |
| 07          | 259            |
| 08          | 6280           |
| 09          | 805            |
| 10          | 2520           |
| 11          | 659            |
| 12          | 2740           |
| 13          | 123            |
| 14          | 930            |
| 15          | 3520           |

# Eigenständigkeitserklärung

Hiermit versichere ich, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet habe.

Christian Pugatschow

Berlin, 16.12.2016