

**Herstellung und Charakterisierung
elektrisch kontaktierter
zweidimensionaler photonischer
Kristall-Resonatoren
auf Basis von GaAs**

Dem Department Physik
der Universität Paderborn

zur Erlangung des akademischen Grades
eines Doktors der Naturwissenschaften

vorgelegte

Dissertation

von

Wadim Quiring

Paderborn, 12. Juni 2017

Zusammenfassung

Photonische Kristall-Resonatoren zeichnen sich durch eine sehr hohe optische Güte und ein extrem kleines Modenvolumen aus. Sie werden in Lasern mit einer sehr niedrigen Schwelle, effizienten Einzelphotonenquellen oder schmalbandigen Filtern eingesetzt. Aufgrund ihrer planaren Bauweise können zweidimensionale photonische Kristall-Resonatoren mit den gängigen Verfahren der Halbleiter-Technologie hergestellt werden.

Der Fokus dieser Arbeit liegt auf der Herstellung und Charakterisierung elektrisch kontaktierter, zweidimensionaler photonischer Kristall-Resonatoren auf Basis von GaAs. Die Resonatoren bestehen aus einer Membran, die sich aus einer n^+ -GaAs Kontaktschicht und einer i -GaAs Schicht mit eingebetteter InGaAs Benetzungsschicht zusammensetzt. Das Zentrum der Resonatoren ist elektrisch durch einen Schottky-Kontakt, bestehend aus einem wenige zehn Nanometer breiten Metallstreifen, verbunden.

Nach der Optimierung der Prozessparameter und der Geometrie der Resonatoren werden kontaktierte photonische Kristall-Resonatoren mit einem Q-Faktor von bis zu $Q = 9800$ demonstriert. Für ihre optische Charakterisierung werden die Photolumineszenz- und Photostromspektroskopie bei resonanter Anregung verwendet.

Photonische Kristall-Resonatoren mit einer eingebetteten InGaAs-Benetzungsschicht zeigen ein ausgeprägtes Temperaturverhalten von 4,5 K bis 310 K. In diesem Bereich wächst der Photostrom exponentiell mit der Temperatur, sodass die Bauelemente eine externe Quanteneffizienz von 0,26 bei Raumtemperatur erreichen.

In phasenaufgelösten Experimenten wird die Dynamik des Resonatorfeldes nach einer optischen Anregung demonstriert. Dafür wird die Autokorrelation des Resonatorfeldes bei resonanter und verstimmter Anregung mit ps-Laser-Doppelpulsen gemessen. Die gemessenen E-Feld-Autokorrelationsfunktionen reagieren außerordentlich empfindlich auf die Verstimmung zwischen der Resonatormode und dem anregenden Laser. Für die Beschreibung der Messergebnisse wird ein analytisches Modell vorgestellt, mit dessen Hilfe die Verstimmung zwischen der Resonanz und dem anregenden Laser sehr genau ermittelt werden kann. Abschließend wird die kohärente Kontrolle des Resonatorfeldes auf der Zeitskala der Pulsdauer demonstriert.

Abstract

Photonic crystal cavities exhibit very high optical quality factors and an extremely small mode volume. They can be used for the realization of nearly thresholdless lasers, efficient single photon sources or narrow band detectors. Due to their planar nature, two dimensional photonic crystal cavities can be fabricated by mature semiconductor technologies.

This thesis is focused on the fabrication and characterization of electrically contacted two-dimensional photonic crystal cavities based on GaAs. The resonators have been fabricated on basis of a membrane, which consists of a n^+ -GaAs contact layer and i -GaAs layer with a build in InGaAs wetting layer. The photonic defect in the center of the cavity is electrically connected by a few nanometer wide metal strip Schottky-contact.

Electrically contacted photonic crystal cavities with Q-factors up to 9800 have been demonstrated after the optimization of the process parameters and the cavity geometry. The optical characterization has been done by photoluminescence and photocurrent spectroscopy under resonant excitation.

A pronounced temperature dependence in the range from 4,5 K to 310 K can be observed in photonic crystal cavities with embedded InGaAs wetting layer. In this regime the photocurrent increases exponentially as a function of temperature and results in an external quantum efficiency of the device of 0,26 at room temperature.

Phase sensitive experiments show the dynamics of the resonator field after optical excitation. They are performed as autocorrelation measurements of the resonator field for resonant and detuned excitation by ps-laser double pulses. Measured autocorrelation functions are remarkably sensitive to the detuning between the photonic crystal cavity mode and the excitation laser. An analytic model was developed to describe the experimental results, which was used to precisely determine the detuning between the resonance and the exciting laser. Furthermore, the coherent control of the resonator field on the time scale of the laser pulse was demonstrated.

Inhaltsverzeichnis

1.	EINLEITUNG	5
2.	GRUNDLAGEN	9
2.1.	Photonische Kristalle	9
2.1.1.	Zweidimensionale photonische Kristalle	10
2.1.2.	Photonische Kristall-Resonatoren	12
2.1.3.	Theorie gekoppelter Moden im Zeitbereich	13
2.2.	Simulationsmethoden	16
2.2.1.	Entwicklung nach ebenen Wellen	16
2.2.2.	Methode der Finiten Integration (FIT)	16
2.3.	Niedrigdimensionale Halbleiter-Systeme	18
2.3.1.	InAs/GaAs-Materialsystem	18
2.3.2.	Quantentopf	19
2.3.3.	Quantenpunkte	21
2.3.4.	Epitaktisches Wachstum niedrigdimensionaler Strukturen	22
2.4.	Messmethoden	23
2.4.1.	Photolumineszenz	23
2.4.2.	Photostromspektroskopie	24
2.4.3.	Autokorrelation	26
3.	PROBENHERSTELLUNG UND PROZESSOPTIMIERUNG	29
3.1.	Probendesign	29
3.1.1.	Kapazität der Mikrostreifenleitung	31
3.2.	Halbleiterstrukturierung	32
3.2.1.	Elektronenstrahlolithographie	32
3.2.2.	Reaktives Ionenätzen	34
3.2.3.	Lift-off Prozess	38
3.3.	Probenherstellung	39
3.3.1.	MBE Struktur	40
3.3.2.	Herstellung photonischer Kristall-Resonator-Photodioden mit einem Schottky-Kontakt	42
3.4.	Prozessoptimierung	47
3.4.1.	SiO ₂ Ätzprozess	47
3.4.2.	GaAs Ätzprozess	52
3.4.3.	Unterätzen der GaAs-Membran	62

4.	EXPERIMENTELLER AUFBAU	67
4.1.	Optische Anregung	67
4.2.	Doppelpulserzeugung und Pulslängenmessung	68
4.3.	Steuerung der Anregungsleistung	70
4.4.	Polarisationskontrolle	71
4.5.	Temperaturkontrolle	71
4.6.	Probenstab	72
4.7.	Optische Detektion	75
4.8.	Photostrommessung	75
4.9.	Gesamter experimenteller Aufbau	76
5.	ERGEBNISSE DER PROBENCHARAKTERISIERUNG	79
5.1.	Strom-Spannungs-Kennlinie	79
5.2.	Photolumineszenz-Spektrum der photonischen Kristall-Resonatoren	80
5.3.	Photostromspektrum der photonischen Kristall-Resonatoren	82
5.4.	Polarisationsabhängigkeit der Moden eines photonischen Kristall-Resonators	85
5.5.	Vergleich zwischen Experiment und Simulation	85
5.6.	Optimale Anregungsposition eines photonischen Kristall-Resonators	88
6.	UNTERSUCHUNG DES EINFLUSSES DER METALLKONTAKTABMESSUNGEN AUF DIE RESONATORGÜTE	93
6.1.	Einfluss der Kontaktdicke auf den Q-Faktor	93
6.2.	Einfluss der Kontaktbreite auf den Q-Faktor	94
6.3.	Statistische Betrachtung des Q-Faktors als Funktion der Kontaktbreite und der Defektlänge des photonischen Kristall-Resonators	95
7.	UNTERSUCHUNG DER TEMPERATURABHÄNGIGKEIT	99
7.1.	Temperaturabhängigkeit der Photolumineszenz	99
7.2.	Temperaturabhängigkeit des Photostroms	100
7.2.1.	Thermische Aktivierung	101
7.2.2.	Exziton Diffusion	102

7.2.3.	Temperaturabhängige Rot-Verschiebung der Resonanzen	104
7.2.4.	Temperaturabhängigkeit des Q-Faktors	105
7.2.5.	Externe Quanteneffizienz	107
8.	VERHALTEN DER PHOTONISCHEN KRISTALL-RESONATOREN UNTER GEPULSTER ANREGUNG	109
8.1.	Zwei-Puls-Interferenz	109
8.2.	Phasenempfindliche Untersuchungen der Resonatorfelddynamik	111
8.2.1.	Analytisches Modell des zeitabhängigen Resonatorfeldes nach einer Anregung mit einem ps-Laserpuls	112
8.2.2.	Bestimmung der Verstimmung zwischen der Modenresonanz und dem ps-Laserpuls durch die Anwendung des analytischen Modells	113
8.2.3.	Empfindlichkeit der phasenaufgelösten Messmethode	116
8.2.4.	Einfluss der Anregungsposition	117
8.3.	Kohärente Kontrolle des Modenfeldes eines photonischen Kristall-Resonators	119
8.4.	Leistungsabhängigkeit des Photostroms bei der Anregung mit einem ps-Laserpuls	121
9.	FAZIT UND AUSBLICK	123
	ANHANG	125
	Zusammenstellung der Prozessparameter	125
	Verwendete Proben	128
	CST Simulation	129
	Herleitung des analytischen Modells	131
	ZEICHEN UND ABKÜRZUNGEN	133
	Zeichen	133
	Abkürzungen	134
	LITERATURVERZEICHNIS	137

1. Einleitung

Das Interesse an photonischen Kristallen im Allgemeinen und an photonischen Kristall-Resonatoren im Speziellen begann in den 90er Jahren nach den Veröffentlichungen von E. Yablonovitch [1] und S. John [2] sowie in der darauffolgenden Zeit von Meade et al. [3], Fan et al. [4], Labilloy et al. [5] und Johnson et al. [6]. Durch die periodische Modulation der dielektrischen Funktion können die optischen Eigenschaften eines Materials maßgeschneidert und an die jeweilige Anforderung angepasst werden. Die wichtigste Eigenschaft der photonischen Kristalle ist die photonische Bandlücke. Ähnlich der elektronischen Bandlücke in Halbleitern sind in diesem spektralen Bereich keine Zustände vorhanden, sodass das Licht mit der Energie innerhalb der photonischen Bandlücke sich nicht durch den photonischen Kristall ausbreiten kann. Wird die Periodizität der dielektrischen Funktion durch Einfügen von Defekten gebrochen, können unter anderem Resonatoren mit definierten Zuständen in der Bandlücke erzeugt werden [7].

Die hochentwickelten Prozessierungsmethoden der Halbleitertechnologie erlaubten eine rasche Entwicklung einer Vielzahl von Resonatorgeometrien in verschiedenen Materialsystemen [8]. Die in dieser Dissertation untersuchten zweidimensionalen photonischen Kristall-Resonatoren zeichnen sich neben einem extrem kleinen Modenvolumen und einer gleichzeitig sehr hohen Güte¹ durch ihre planare Bauweise aus. Diese erlaubt den Aufbau von optischen Netzwerken, wie Kopplung an andere Resonatoren [10] oder Wellenleiter [11] und eine vergleichsweise einfache Integration von elektrischen Komponenten [12, 13].

In photonischen Kristall-Resonatoren eingebettete Quantentöpfe oder Quantenpunkte aus direkten Halbleitermaterialien können u. a. als Laser mit extrem niedriger Schwelle [14, 15], Einzelphotonemitter [16] oder für CQED-Experimente (cavity quantum electrodynamics) [17] verwendet werden. Eine zusätzliche Integration in eine Dioden-Struktur bietet die Möglichkeit der elektrischen Abstimmung von Quantenpunkten (Quantengraben) [18–20] und der Photostrommessung [21]. Dabei kann der photonische Kristall-Resonator auch als ein schmalbandiger Photodetektor verwendet werden [22].

Für die meisten Anwendungen elektrisch abstimmbarer Emitter innerhalb eines Mikroresonators wird eine hohe Resonatorgüte und ein kleines Modenvolumen angestrebt, um die Licht-Materie-Wechselwirkung zu erhöhen. Das kann am einfachsten mit einem Mikroresonator, eingebettet in einer Diode mit der p-i-n-Schichtfolge, realisiert werden. Die experimentell erreichte Güte solcher Resonatoren ist etwas niedriger als bei rein dielektrischen Strukturen, darüber hinaus lässt sich die Dotierung sowohl epitaktisch [19] als auch durch Implantation [23] erzeugen.

In der vorliegenden Arbeit wird ein zweidimensionaler photonischer Kristall-Resonator auf Basis von GaAs beschrieben, dessen Zentrum mit einem wenige zehn Nanometer schmalen Metallkontakt verbunden ist. Die Kontaktgeometrie der n-i-Schottky-Diode wurde für die Übertragung von elektrischen ps-Pulsen konzipiert und soll neuartige kohärente optoelektronische Experimente [24] an elektrisch kontaktierten Quantenpunkten im Mikroresonator ermöglichen. Diese Konzepte lassen sich auf die gebräuchlicheren photonischen Kristall-Resonatoren mit einer p-i-n-Schichtfolge und eingebetteten Quantenpunkten nur

¹ Der Weltrekord für einen photonischen Kristall-Resonator in Silizium bei einer Resonanzwellenlänge $\lambda = 1556$ nm liegt bei $Q = 1,1 \cdot 10^7$. Das entsprechende Modenvolumen ist gleich $V_m = 1,4 (\lambda/n)^3$ [9].

bedingt übertragen. Aufgrund ihrer wesentlich höheren RC-Konstante ist die maximale Modulationsfrequenz auf nur wenige GHz begrenzt [20].

Die hergestellten Bauelemente mit einer InGaAs Benetzungsschicht als aktives Medium und einem kontaktierten photonischen Kristall-Resonator weisen trotz des Metallkontaktes eine unerwartet hohe Güte von bis zu $Q \approx 9800$ auf. Das Modenspektrum kann dabei sowohl in der Photolumineszenz als auch im Photostrom beobachtet werden. Die Proben zeigen eine ausgeprägte Temperaturabhängigkeit des Photostroms, wobei ihre externe Quanteneffizienz mit steigender Temperatur exponentiell wächst. Der maximale gemessene Wert bei 310 K beträgt $\eta_{\text{EQE}} \approx 0,26$.

Mit Hilfe der Zwei-Puls-Interferenz wird die zeitliche Entwicklung der Phase zwischen dem Modenfeld und dem anregenden Laser nach einer Anregung mit einem ps-Laserpuls gemessen und mit einem einfachen, jedoch präzisen analytischen Model beschrieben. Das Model kann dazu verwendet werden, die Verstimmung zwischen der Resonanz und dem anregenden Laser zu ermitteln. Darüber hinaus wird die kohärente Kontrolle vom Resonatorfeld demonstriert, die ein „Abschalten“ des Feldes auf der Zeitskala der Laserpulsdauer erlaubt.

In Mikroresonatoren hoher Güte kommt es zu einer starken Feldüberhöhung, sodass nichtlineare Effekte, wie die Zwei-Photon-Absorption, beobachtet werden können. Dieser Effekt kann für die Bestimmung der Laserpulsdauer genutzt werden [25–28].

Die vorliegende Arbeit ist wie folgt gegliedert:

Zunächst werden im einleitenden Teil die physikalischen Grundlagen und die Messmethoden der Photolumineszenz, der Photostromspektroskopie und der Autokorrelation beschrieben. Neben den Eigenschaften zweidimensionaler photonischer Kristalle und photonischer Kristall-Resonatoren werden auch die entsprechend verwendeten Simulationsmethoden umrissen. Im Abschnitt über die niedrigdimensionalen Halbleiterstrukturen wird das InAs/GaAs-Materialsystem sowie das Verfahren der Molekularstrahlepitaxie vorgestellt.

Kapitel 3 beschreibt das Probedesign und die Probenprozessierung. Es werden die wichtigsten verwendeten Technologien vorgestellt, darunter die Elektronenstrahlolithografie und das reaktive Ionenätzen. Am Ende dieses Kapitels geht es um die trocken- und nasschemischen Ätzprozesse und die Ergebnisse ihrer Optimierung.

Der experimentelle Aufbau und seine Komponenten werden in Kapitel 4 erklärt.

Das fünfte Kapitel hat die Probencharakterisierung zum Inhalt. Die elektrischen und optischen Eigenschaften hergestellter kontaktierter photonischer Kristall-Resonatoren werden mit Hilfe der Photolumineszenzspektroskopie und Photostromspektroskopie untersucht und mit den Simulationsergebnissen verglichen. Bei resonanter Anregung hängt die gemessene Stärke des Photostroms von der Polarisierung und der Fokusposition des Lasers ab.

In Kapitel 6 gehe ich auf den Einfluss von Kontaktbreite und -dicke sowie der Länge des Resonatordefektes auf die Q-Faktoren der photonischen Kristall-Resonatoren ein.

Um den Einfluss der Temperatur auf die gemessenen Photolumineszenz- und Photostromspektren geht es in Kapitel 7. Hier liegt der Schwerpunkt auf der Temperaturabhängigkeit des Photostroms und den hierfür verantwortlichen Mechanismen.

Kapitel 8 beschäftigt sich mit der Untersuchung der Photostromantwort der photonischen Kristall-Resonatoren auf eine Anregung mit ps-Laserpulsen. Mit Hilfe der Zwei-Puls-Interferenz kann die Dynamik des Modenfeldes untersucht und mit einem analytischen Model präzise beschrieben werden. Diese Methode wird auch zur Bestimmung der Verstimmung zwischen der Resonanz und dem anregenden ps-Laser verwendet. Eine weitere Anwendung der Zwei-Puls-Interferenz ist die kohärente Kontrolle des Modenfeldes. Bei hohen Laserpulsleistungen wächst der Photostrom, welcher durch die Zwei-Photon-Absorption im GaAs begünstigt wird, nichtlinear mit der Anregungsleistung. Dieser Prozess wird ausgenutzt, um experimentell die Pulsdauer des anregenden Lasers zu bestimmen.

Im 9. Kapitel werden die Ergebnisse zusammengefasst und ein Ausblick auf mögliche weitere Entwicklungen gegeben.

Im Anhang sind weiterführende Informationen zu den untersuchten Proben und der FIT-Simulation sowie ein detailliertes Prozessprotokoll zur Herstellung von photonischen Kristall-Resonatoren und die Herleitung des analytischen Modells zusammengestellt.

2. Grundlagen

Im vorliegenden Kapitel werden die Grundlagen photonischer Kristalle und photonischer Kristall-Resonatoren sowie die verwendeten Simulationsmethoden zur Berechnung der photonischen Bandstruktur und des Resonanzspektrums beschrieben. Der Schwerpunkt liegt dabei auf zweidimensionalen Strukturen. Es werden das Halbleitersystem InAs/GaAs, wichtige Eigenschaften von Quantentöpfen und die Molekularstrahlepitaxie zur Erzeugung von niedrigdimensionalen Halbleiterstrukturen vorgestellt. Im letzten Abschnitt sind die experimentellen Messmethoden der Photolumineszenz, der Photostromspektroskopie und der Autokorrelation beschrieben.

2.1. Photonische Kristalle

Photonische Kristalle (engl. *photonic crystals* - *PhC*) sind Materialien, deren Brechungsindex n sich periodisch ändert [7]. Die Periodenlänge liegt im Bereich der optischen Wellenlänge im Material (λ/n). Die Periodizität der dielektrischen Strukturen kann für einige spektrale Bereiche zu destruktiver Vielstrahlinterferenz führen, die die Wellenausbreitung durch den photonischen Kristall verbietet. Diese Frequenzbereiche werden photonische Bandlücken (engl. *photonic band gaps* - *PBGs*) genannt. Die Bezeichnung wurde in Anlehnung an die elektronischen Bandlücken in Halbleitern gewählt [7].

Photonische Kristalle können nach ihrer Dimensionalität unterteilt werden. Bei eindimensionalen photonischen Kristallen liegt die Periodizität in nur einer Dimension vor. Ein Beispiel dafür sind dielektrische Mehrschichten, wie sie für die Entspiegelung von Brillengläsern oder hochreflektierende Laserspiegel verwendet werden [29]. Bei zwei- bzw. dreidimensionalen photonischen Kristallen ist der Brechungsindex in zwei bzw. drei Raumrichtungen periodisch moduliert.

Bei der mathematischen Beschreibung der photonischen Kristalle halte ich mich an das Buch von J. D. Joannopoulos [7]. Der Ausgangspunkt sind die vier Maxwell-Gleichungen

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \mathbf{D} &= \rho & \nabla \times \mathbf{E} + \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} &= 0 \\ \nabla \cdot \mathbf{B} &= 0 & \nabla \times \mathbf{H} - \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} &= \mathbf{J} \end{aligned} \quad (2.1)$$

Die Verbindung zwischen der elektrischen Feldstärke \mathbf{E} und der elektrischen Flussdichte \mathbf{D} sowie der magnetischen Feldstärke \mathbf{H} und der magnetischen Flussdichte \mathbf{B} stellen die beiden Materialgleichungen her

$$\mathbf{D}(\mathbf{r}) = \epsilon_0 \epsilon(\mathbf{r}) \mathbf{E}(\mathbf{r}) \quad \mathbf{B}(\mathbf{r}) = \mu_0 \mu(\mathbf{r}) \mathbf{H}(\mathbf{r}), \quad (2.2)$$

mit der elektrischen- ϵ_0 und magnetischen Feldkonstanten μ_0 . Für den Fall dielektrischer Materialien gibt es keine freien Ladungen ($\rho = 0$) und keine Ströme ($\mathbf{J} = 0$). Die relative Permeabilität ist Eins ($\mu = 1$), sodass der Brechungsindex n und die relative Permittivität ϵ in

Beziehung gesetzt werden können ($n^2 = \epsilon$). Die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum ist gleich $c = 1/\sqrt{\epsilon_0\mu_0}$. Unter der Annahme zeitharmonischer Felder mit der Kreisfrequenz ω

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}(\mathbf{r})e^{i\omega t} \qquad \mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{H}(\mathbf{r})e^{i\omega t} \qquad (2.3)$$

lässt sich durch die Umformung der Gleichungen (2.1) und (2.2) die vektorielle Helmholtz-Gleichung für die magnetische Feldstärke herleiten

$$\nabla \times \left(\frac{1}{\epsilon(\mathbf{r})} \nabla \times \mathbf{H}(\mathbf{r}) \right) = \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 \mathbf{H}(\mathbf{r}) \qquad (2.4)$$

Diese Gleichung ist ein Eigenwertproblem für die harmonischen Moden $\mathbf{H}(\mathbf{r})$ mit den Eigenwerten $(\omega/c)^2$. Aufgrund der Periodizität des Brechungsindex bzw. der dielektrischen Funktion $\epsilon(\mathbf{r}) = \epsilon(\mathbf{r} + \mathbf{R})$, mit der Periodizitätslänge gegeben durch den Gitter-Translationsvektor der Elementarzelle \mathbf{R} , kann das Bloch-Theorem angewendet werden. Somit sind die Lösungen der Gleichung (2.4) Bloch-Zustände

$$\mathbf{H}_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) = e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r})} \mathbf{u}_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) \qquad (2.5)$$

Die Funktion $\mathbf{u}_{\mathbf{k}}(\mathbf{r})$ ist eine gitterperiodische Funktion mit $\mathbf{u}_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) = \mathbf{u}_{\mathbf{k}}(\mathbf{r} + \mathbf{R})$ für alle Gittervektoren \mathbf{R} . \mathbf{k} ist ein Wellenvektor aus der ersten Brillouin-Zone. Es ist hinreichend, nur die primitive Gitterzelle zu analysieren und das Ergebnis auf das gesamte Gitter auszudehnen. Das endliche Volumen der primitiven Zelle führt zu diskreten Eigenwerten $m = 1, 2, \dots$, die im \mathbf{k} -Raum kontinuierliche Funktionen $\omega_m(\mathbf{k})$ sind. Die Dispersionsrelation $\omega_m(\mathbf{k})$ wird im Zusammenhang mit photonischen Kristallen als (photonische) Bandstruktur bezeichnet.

Die vektorielle Helmholtz-Gleichung ist skaleninvariant. Ist $\mathbf{H}(\mathbf{r})$ Lösung der Gleichung (2.4) für eine gegebene dielektrische Funktion $\epsilon(\mathbf{r})$, so ist $\mathbf{H}'(\mathbf{r}) = \mathbf{H}(\mathbf{r}/s)$ mit der Frequenz $\omega' = \omega/s$ die Lösung der skalierten dielektrischen Funktion $\epsilon'(\mathbf{r}) = \epsilon(\mathbf{r}/s)$. Deshalb sind die Angaben der Frequenzen $\omega a/2\pi c$ und Wellenvektoren $ka/2\pi$ in Banddiagrammen oft mit der Gitterkonstanten a des photonischen Kristalls normiert. Eine weitere Skalierungseigenschaft von (2.4) betrifft die dielektrische Funktion. Für $\epsilon'(\mathbf{r}) = \epsilon(\mathbf{r}) \cdot s^2$ verringert sich die Frequenz um den Faktor s zu $\omega' = \omega/s$. Das Modenprofil $\mathbf{H}(\mathbf{r})$ bleibt dabei unverändert.

2.1.1. Zweidimensionale photonische Kristalle

Ein zweidimensionaler photonischer Kristall hat eine periodische dielektrische Funktion in zwei Raumrichtungen und eine Translationssymmetrie in der dritten Raumrichtung. In der vorliegenden Arbeit werden ausschließlich photonische Kristalle, bestehend aus hexagonal angeordneten Zylindern in einem hochbrechenden Material, untersucht. Tatsächlich können beinahe beliebig geformte periodische Strukturen aus niedrig- und hochbrechendem Material als photonischer Kristall bezeichnet werden. Technologisch relevant sind vor allem Strukturen mit einer gebrochenen Translationssymmetrie, so genannte zweidimensionale photonische Kristall-Membranen (Abbildung 2.1a). In der (x, y) -Ebene weisen sie eine periodische Variation von $\epsilon(\mathbf{r})$ und vertikal eine Spiegelsymmetrie bezüglich der Membranmitte auf. Basierend auf diesen Symmetrieeigenschaften lassen sich die Moden in transversal-elektrisch (TE) und

transversal-magnetisch (TM) unterteilen. Die TE-Moden haben in der Spiegelebene nicht verschwindende Komponenten der Felder H_z und E_{xy} , für die TM-Moden sind es entsprechend E_z und H_{xy} .²

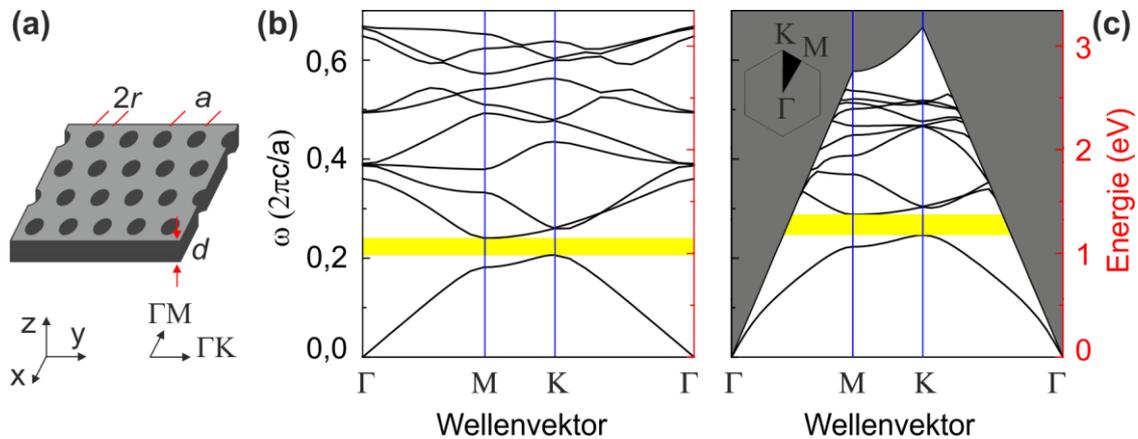


Abbildung 2.1 (a) Eine zweidimensionale photonische Kristall-Membran, bestehend aus hexagonal angeordneten Luftzylindern in einem hochbrechenden Material. (b) Banddiagramm eines in z-Richtung unendlich ausgedehnten zweidimensionalen photonischen Kristalls. (c) Banddiagramm einer zweidimensionalen photonischen Kristall-Membran. Die Moden beider Bandstrukturen sind TE-polarisiert. Die Berechnungsparameter der MPB-Simulation (Entwicklung nach ebenen Wellen, siehe Abschnitt 2.2.1) sind Gitterkonstante $a = 250 \text{ nm}$, Lochradius $r = 0,25 \cdot a$, Membrandicke $d = 180 \text{ nm}$ und die Dielektrizitätskonstante von GaAs $\epsilon = 11,56$. Der gelbe Bereich entspricht der photonischen Bandlücke.

Der vertikale Einschluss der Feldverteilung in einer photonischen Kristall-Membran basiert auf der Totalreflexion. Die Periodizität in der Membran-Ebene führt, wie beim ausgedehnten 2D photonischen Kristall, zu einer Bandstruktur, wenn die Frequenz gegen den Wellenvektor parallel zur (x, y) -Ebene \mathbf{k}_{\parallel} aufgetragen wird. Zum Vergleich werden in Abbildung 2.1b und c die berechneten Bandstrukturen eines hexagonalen photonischen Kristalls für den Fall der unendlichen Ausdehnung in z-Richtung und einer photonischen Kristall-Membran gezeigt. Die beiden Bandstrukturen sehen sehr ähnlich aus. Beide weisen einen zustandsfreien Bereich - eine Bandlücke (gelb markierter Bereich) - auf. Die Bandlücke der photonischen Kristall-Membran ist zu höheren Energien verschoben. Das kann qualitativ mit der Skaleninvarianz erklärt werden. Verglichen mit den echten zweidimensionalen photonischen Kristallen ist die photonische Kristall-Membran mit einem niedriger brechenden Material (z.B. Luft, Vakuum) umgeben. Der resultierende, entlang der z-Achse gemittelte Brechungsindex, ist deshalb kleiner, sodass die Bänder zu höheren Energien verschoben.

Die Grenze des grauen Bereichs entspricht $\omega = c|\mathbf{k}_{\parallel}|$ und wird Lichtlinie genannt. Bänder, die sich unterhalb der Lichtlinie befinden, sind in der Membran geführte Moden. Ihr Feld nimmt

² Obwohl außerhalb der Spiegelebene alle Feldkomponenten ungleich Null sind, wird im Allgemeinen die Unterteilung in TE- und TM-Moden verwendet [7].

exponentiell in z-Richtung ab. Moden, deren Energie oberhalb der Lichtlinie liegt, sind strahlende Moden. Sie koppeln an das Modenkontinuum des freien Raums.

Ein Bruch der periodischen Translationssymmetrie eines photonischen Kristalls durch eine Änderung der Position oder des Radius eines oder mehrerer Löcher führt zur Ausbildung erlaubter Zustände innerhalb der Bandlücke. Solche Defektzustände sind lokalisierte Moden, deren Ausbreitung in der Ebene durch den umgebenden photonischen Kristall verhindert wird, während der vertikale Einschluss durch die Totalreflexion gewährleistet ist. Die Kristalldefekte wirken wie Mikroresonatoren. Typischerweise ist die Feldverteilung solcher Moden auf ein sehr kleines Volumen im μm^3 -Bereich beschränkt, wobei das Feld im Kristall exponentiell abfällt. Lokalisierte Resonatormoden lassen sich als Superposition von geführten und strahlenden photonischen Kristall-Moden darstellen, weshalb die Resonatoren immer verlustbehaftet sind. Die Verluste der Resonatormoden werden durch ihren Q-Faktor (engl. *quality factor*) charakterisiert. Diese wichtige Größe wird im folgenden Abschnitt näher erläutert.

2.1.2. Photonische Kristall-Resonatoren

Photonische Kristall-Resonatoren (engl. *photonic crystal cavities - PhCCs*) und andere optische Resonatoren können durch ihre Fähigkeit, optische Energie zeitlich und räumlich zu speichern, charakterisiert werden. Der Q-Faktor ist proportional zur Photonenumlaufzeit im Resonator, bevor es abgestrahlt wird, während das Modenvolumen V_m das vom optischen Feld eingenommene Volumen beschreibt

$$V_m = \frac{\int_V \epsilon(\mathbf{r}) |\mathcal{E}_C(\mathbf{r})|^2 d\mathbf{r}}{\max\{\epsilon(\mathbf{r}) |\mathcal{E}_C(\mathbf{r})|^2\}} \quad (2.6)$$

$\epsilon(\mathbf{r})$ ist die dielektrische Funktion und $\mathcal{E}_C(\mathbf{r})$ die ortsabhängige E-Feld Verteilung der Mode [7]. Ein kleines Modenvolumen bedeutet dementsprechend einen starken räumlichen Einschluss der Mode.

Nimmt die in einer Resonatormode gespeicherte Energie mit einer Abklingzeit t_{decay} exponentiell ab, so folgt für die optische Feldstärke

$$\mathcal{E}_C(t) = \mathcal{E}_0 e^{i\omega_C t} e^{-t/2t_{\text{decay}}}, \quad (2.7)$$

wobei ω_C die Resonanzfrequenz der Mode und \mathcal{E}_0 die Feldstärke zur Zeit $t = 0$ sind. Das Frequenzspektrum $I(\omega)$ der abgestrahlten Intensität erhält man durch die Bildung der Fourier-Transformierten der oberen Gleichung

$$|\mathcal{F}\{\mathcal{E}_C(t)\}|^2 \propto I(\omega) = I_0 \frac{\Delta\omega}{4(\omega - \omega_C)^2 + \Delta\omega^2} \quad (2.8)$$

Das Spektrum der Mode entspricht einer Lorentz-Kurve mit der Halbwertsbreite $\Delta\omega = 1/t_{\text{decay}}$.

Der Q-Faktor ist definiert als das Verhältnis aus der in der Mode gespeicherten Energie W und abgestrahlter Leistung P innerhalb einer Schwingungsperiode, woraus eine Verbindung zur spektralen Linienbreite $\Delta\omega$ hergeleitet werden kann

$$Q = \frac{W\omega_C}{P} = \omega_C t_{\text{decay}} = \frac{\omega_C}{\Delta\omega} \quad (2.9)$$

Die durch den Q-Faktor beschriebenen optischen Verluste eines Resonators können unterschiedliche Ursachen haben. Neben der Kopplung an strahlende Moden weisen reale photonische Kristall-Resonatoren vor allem Absorptions- und Streuverluste auf, die durch die Optimierung der Resonatorgeometrie und der Herstellungsprozesse verringert werden können. Jeder dieser Verlustmechanismen kann mit einer individuellen Zeitkonstanten τ_i und folglich einem Q-Faktor Q_i beschrieben werden, welche gemeinsam zu einem Gesamt-Q-Faktor beitragen

$$Q_{\text{Ges}} = \omega_C t_{\text{decay}} = \omega_C \left(\sum_i \tau_{\text{decay},i}^{-1} \right)^{-1} = \left(\sum_i Q_i^{-1} \right)^{-1} \quad (2.10)$$

Somit ist Q_{Ges} durch den größten Verlustmechanismus bzw. den kleinsten Q_i begrenzt.

Die Wechselwirkungsstärke eines Resonators mit einem sich darin befindenden Emitter kann mittels Purcell-Effekt beschrieben werden. Ein optischer Emitter, der sich im Maximum der Resonator-Feldverteilung befindet und in Richtung des elektrischen Feldes ausgerichtet ist, erfährt eine Erhöhung der spontanen Emissionsrate um den Faktor

$$F_p = \frac{3}{4\pi^2} \left(\frac{\lambda_C}{n} \right)^3 \frac{Q}{V_m}, \quad (2.11)$$

wobei λ_C/n die Resonanzwellenlänge im Material ist [8, 30]. Bei spektraler Verstimmung zwischen dem Emitter und dem Resonator $\Delta\omega$ nimmt der Purcell-Faktor F_p proportional zur Resonanzkurve des Resonators (2.8) ab.

2.1.3. Theorie gekoppelter Moden im Zeitbereich

Die zeitliche Entwicklung einer Resonatormode, die mit einem zeitabhängigen, optischen Feld (z.B. einem kurzen Laserpuls) angeregt wird, kann im Rahmen der Theorie gekoppelter Moden im Zeitbereich (*temporal coupled mode theory - TCMT*) beschrieben werden. Formal entspricht TCMT der zeitabhängigen Störungstheorie aus der Quantenmechanik [31, 32]. Der Vorteil dieses Ansatzes liegt in seiner Einfachheit und der universellen Anwendbarkeit. Vorausgesetzt, für das untersuchte schwingungsfähige System gelten schwache Kopplung, Linearität, Zeitinvarianz, Energieerhaltung und Zeitumkehrinvarianz, kann TCMT auf optische, akustische und mechanische Resonatoren oder elektronische Schwingkreise angewendet werden. Schwache Kopplung liegt vor, wenn $Q = \omega_C t_{\text{decay}} \gg 2\pi$ gilt [7]. Dies trifft auf alle in dieser Arbeit untersuchten Resonatoren zu.

Die Grundbausteine der TCMT sind lokalisierte Moden, wie z.B. die Resonatormode(n) und propagierende Moden (z.B. der Anregungspuls). Für eine Beschreibung des Systems, bestehend aus einem photonischen Kristall-Resonator, der mit einem (zeitabhängigen) optischen Feld $\mathcal{E}_L(t)$ angeregt wird, müssen lediglich die Zeitkonstanten $t_{\text{decay},i} = Q_i/\omega_C$ und die Resonanzfrequenz ω_C bekannt sein. Man betrachtet dabei ausschließlich das zeitliche Verhalten der

wechselwirkenden Größen und setzt voraus, dass sich die räumliche Verteilung der Moden (nahezu) nicht verändert [7]. Das Modenprofil kann beispielsweise mit der Methode der Finiten Integration (Abschnitt 2.2.2) bestimmt werden.

Ohne Anregung muss das Feld der Resonatormode $\mathcal{E}_C(t)$ die gewöhnliche Differentialgleichung (DGL) $d\mathcal{E}_C/dt = (i\omega_C - (2t_{\text{decay}})^{-1})\mathcal{E}_C(t)$ erfüllen. Die Lösung dieser DGL ist eine gedämpfte Schwingung entsprechend der Gleichung (2.7). Wird dem Resonator Energie in Form eines (zeitabhängigen) elektromagnetischen Feldes $\mathcal{E}_L(t)$ hinzugefügt, kann das zeitliche Verhalten der Mode aus der Lösung folgender DGL gewonnen werden

$$\frac{d\mathcal{E}_C(t)}{dt} = i\omega_C\mathcal{E}_C(t) - \frac{\mathcal{E}_C(t)}{2t_{\text{decay}}} + \mu_{\text{in}} \cdot \mathcal{E}_L(t), \quad (2.12)$$

dabei entspricht μ_{in} dem Einkopplungskoeffizienten. Somit kann die aufwendige Lösung der Maxwellgleichungen (2.1) durch die Lösung einer gewöhnlichen DGL angenähert werden [7, 33].

Gleichung (2.12) kann auf den in Abbildung 2.2a dargestellten Sachverhalt angewandt werden. Ein photonischer Kristall-Resonator mit der Güte $Q = 3000$ wird mit einem Gaußschen Laserpuls (Abbildung 2.2b) der Halbwertsbreite $t_{\text{puls}} = 3$ ps und einer Verstimmung zwischen der Resonanz und dem Anregungslaser von $\omega_{C-L} \approx 0,17$ THz (≈ 700 μeV) angeregt. Das Resonatorfeld entwickelt sich entsprechend Abbildung 2.2c. Zunächst folgt das Resonatorfeld $Re\{\mathcal{E}_C(t)\}$ dem treibenden Feld $\mathcal{E}_L(t)$ und oszilliert mit der Frequenz des Lasers ω_L . Im Verlauf der Pulsdauer kommt es zu einer Frequenzverschiebung (chirp), bis das Resonatorfeld mit der Resonanzfrequenz ω_C schwingt, nachdem der Laserpuls ausgeklungen ist [33].³

In der folgenden Diskussion wird anstelle der absoluten Frequenzen ω_C und ω_L ausschließlich die Verstimmung des anregenden Pulses gegenüber der Modenresonanz $\omega_{C-L} = \omega_C - \omega_L$ entscheidend sein und es ist deshalb sinnvoll die Gleichung (2.12) im rotierenden Bezugssystem des Lasers zu definieren

$$\frac{d\mathcal{E}_C(t)}{dt} = i\omega_{C-L}\mathcal{E}_C(t) - \frac{\mathcal{E}_C(t)}{2t_{\text{decay}}} + \mu_{\text{in}} \cdot \mathcal{E}_L(t) \quad (2.13)$$

Die Einhüllende des Resonatorfeldes $g_C(t) = |\mathcal{E}_C(t)|$ bleibt von der Wahl des Bezugssystems unbeeinflusst. Die Oszillation des Feldes $Re\{\mathcal{E}_C(t)\}$ in Abbildung 2.2d gibt die Frequenzänderung gegenüber ω_L wieder⁴. Der grau unterlegte Bereich der Einhüllenden ist der exponentielle Abfall (2.7) des Resonatorfeldes (engl. *cavity ring-down*). Weiterhin kann die Phase $\phi = \phi_C - \phi_L$ zwischen dem Resonatorfeld \mathcal{E}_C und dem Laserfeld \mathcal{E}_L definiert werden (Abbildung 2.2e). Sie entspricht dem Argument der komplexwertigen Feldamplitude $\mathcal{E}_C(t)$: $\tan \phi = Im\{\mathcal{E}_C(t)\}/Re\{\mathcal{E}_C(t)\}$. Vor der Anregung der Mode nimmt die Phase einen konstanten Wert von $\pi/2$ an. Die Phase ändert sich zunehmend stark während der Pulsdauer und nimmt nach dem Ausklingen des Pulses eine konstante Änderungsgeschwindigkeit an. In diesem Bereich ist die Steigung der Phasenfunktion exakt gleich der Verstimmung ω_{C-L} (Abbildung 2.2e) [33].

³ Die Schwingungen der Amplituden $\mathcal{E}_L(t)$ und $Re\{\mathcal{E}_C(t)\}$ in Abbildung 2.2 b und c sind nicht Lösungen der Gleichung (2.12), sondern sind zur besseren Veranschaulichung übertrieben deutlich dargestellt.

⁴ Die Lösung der Gleichung (2.13) wird mit Hilfe des Runge-Kutta Verfahrens 4. Ordnung numerisch bestimmt [34].

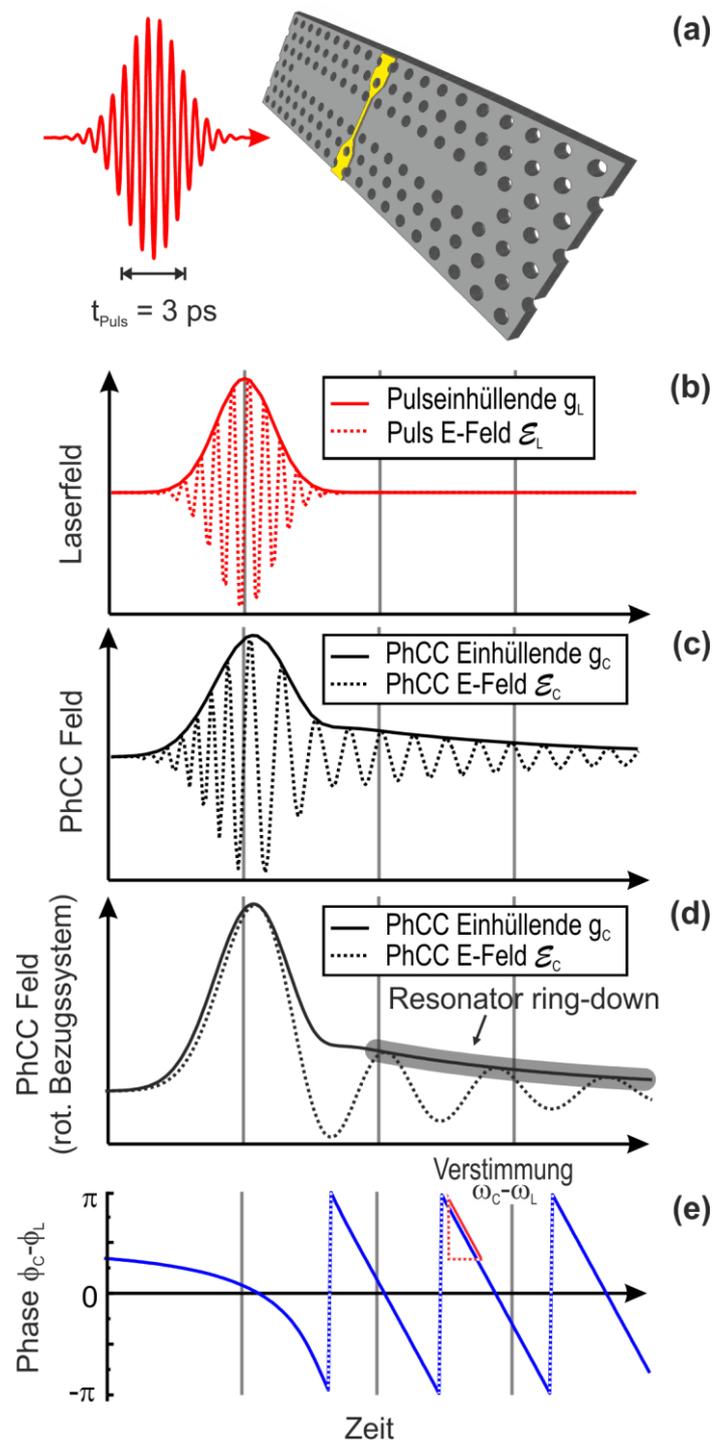


Abbildung 2.2 (a) Anregung eines photonischen Kristall-Resonators mit einem 3 ps-Laserpuls. (b) Zeitliche E-Feld-Verteilung und die entsprechende Einhüllende des Anregungspulses. (c) Zeitlicher Verlauf des Resonatorfeldes und seiner Einhüllenden eines photonischen Kristall-Resonators. Die Änderung der Trägerfrequenz kommt aufgrund der Verstimmung zustande. (d) Ergebnis der numerischen Simulation des Resonatorfeldes und (e) der Phase im rotierenden Bezugssystem des Lasers. Die Abbildung ist [33] entnommen.

2.2. Simulationsmethoden

Die optischen Eigenschaften der photonischen Kristalle und photonischen Kristall-Resonatoren sind vollständig in den Maxwell'schen Gleichungen (2.1) enthalten. Analytische Lösungen lassen sich jedoch meist nicht angeben. Bei zweidimensionalen photonischen Kristallen und photonischen Kristall-Resonatoren werden numerische Verfahren verwendet. Im Rahmen dieser Arbeit wird die Entwicklung nach ebenen Wellen [35] für die Bandstrukturberechnungen und die Finite-Integral-Methode [36] für die Bestimmung der Resonatorspektren sowie entsprechender Modenprofile verwendet.

2.2.1. Entwicklung nach ebenen Wellen

Der Ausgangspunkt ist die vektorielle Helmholtz-Gleichung (2.4) für die magnetische Feldstärke \mathbf{H} . Da die dielektrische Funktion $\epsilon(\mathbf{r})$ im Fall von photonischen Kristallen eine periodische Funktion ist, kann das Bloch-Theorem angewendet werden und das \mathbf{H} -Feld in der Basis transversaler ebener Wellen entwickelt werden

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}) = \sum_{\mathbf{G}} \sum_{\lambda=1,2} h_{\mathbf{G},\lambda} \hat{\mathbf{e}}_{\lambda} e^{i(\mathbf{k}+\mathbf{G})\mathbf{r}} \quad (2.14)$$

Die dielektrische Funktion ergibt sich zu

$$\epsilon(\mathbf{r})^{-1} = \sum_{\mathbf{G}} \epsilon(\mathbf{G})^{-1} e^{i\mathbf{G}\mathbf{r}} \quad (2.15)$$

\mathbf{k} entspricht dem Wellenvektor aus der ersten Brillouin-Zone, \mathbf{G} ist der reziproke Gittervektor und $\hat{\mathbf{e}}_{\lambda=1,2}$ sind die Einheitsvektoren. Außerdem gilt $\hat{\mathbf{e}}_{\lambda=1,2} \perp (\mathbf{k} + \mathbf{G})$ aufgrund transversaler Natur von \mathbf{H} , was aus $\nabla \cdot \mathbf{H} = 0$ folgt [37]. Mit (2.14) und (2.15) geht die Gleichung (2.4) in eine Matrix-Eigenwertgleichung über

$$\sum_{\mathbf{G}} |\mathbf{k} + \mathbf{G}| |\mathbf{k} + \mathbf{G}'| \epsilon(\mathbf{G} - \mathbf{G}') \times \begin{pmatrix} \hat{\mathbf{e}}_2 \cdot \hat{\mathbf{e}}'_2 & -\hat{\mathbf{e}}_2 \cdot \hat{\mathbf{e}}'_1 \\ -\hat{\mathbf{e}}_1 \cdot \hat{\mathbf{e}}'_2 & \hat{\mathbf{e}}_1 \cdot \hat{\mathbf{e}}'_1 \end{pmatrix} h_{\mathbf{G}',\lambda'} = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 h_{\mathbf{G},\lambda} \quad (2.16)$$

Diese Gleichung kann mit Hilfe von Matrix-Diagonalisierungsmethoden für unterschiedliche Wellenvektoren \mathbf{k} gelöst werden. Das Ergebnis ist eine Reihe von Eigenfrequenzen $\omega(\mathbf{k})$, aus denen ein Banddiagramm, wie es in Abbildung 2.1 gezeigt ist, gebildet wird.

Die Berechnungen der Bandstrukturen wurden mit einem freien Programmcode MPB [38], in dem das dargestellte Verfahren implementiert ist, durchgeführt.

2.2.2. Methode der Finiten Integration (FIT)

Die Simulationsergebnisse, basierend auf der Methode der Finiten Integration (engl. *finite integral technique - FIT*), wurden mit Hilfe des kommerziellen Programms „Microwave Studio“

von Computer Simulation Technology (CST) gewonnen. Der Ausgangspunkt von FIT sind die Maxwellgleichungen in integraler Form

$$\begin{aligned} \oint_{A(V)} \mathbf{D} \cdot d\mathbf{A} &= \int_V \rho dV & \int_{C(A)} \mathbf{E} \cdot d\mathbf{s} &= - \int_A \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \cdot d\mathbf{A} \\ \oint_{A(V)} \mathbf{B} \cdot d\mathbf{A} &= 0 & \int_{C(A)} \mathbf{H} \cdot d\mathbf{s} &= \int_A \left(\frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} + \mathbf{J} \right) \cdot d\mathbf{A} \end{aligned} \quad (2.17)$$

Vor Beginn der Simulation wird der Simulationsraum in ein rechteckiges orthogonales duales Gitter mit endlichen Gitterzellen aufgeteilt (Abbildung 2.3), auf das die Maxwellgleichungen (2.17) angewendet werden. Die elektrische Gitterspannung \hat{e} und der magnetische Gitterfluss \hat{b} sind dem primären Gitter G zugeordnet, während die magnetische Gitterspannung \hat{h} und der elektrische Gitterfluss \hat{d} entlang der Kanten bzw. Flächen des dualen Gitters \tilde{G} definiert sind. Angewendet auf das Beispiel in Abbildung 2.3 folgt für das Faraday'sche Gesetz

$$\int_{C(A)} \mathbf{E} \cdot d\mathbf{s} = - \int_A \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \cdot d\mathbf{A} \Rightarrow \hat{e}_i + \hat{e}_j - \hat{e}_k - \hat{e}_l = - \frac{\partial \hat{b}_n}{\partial t} \quad (2.18)$$

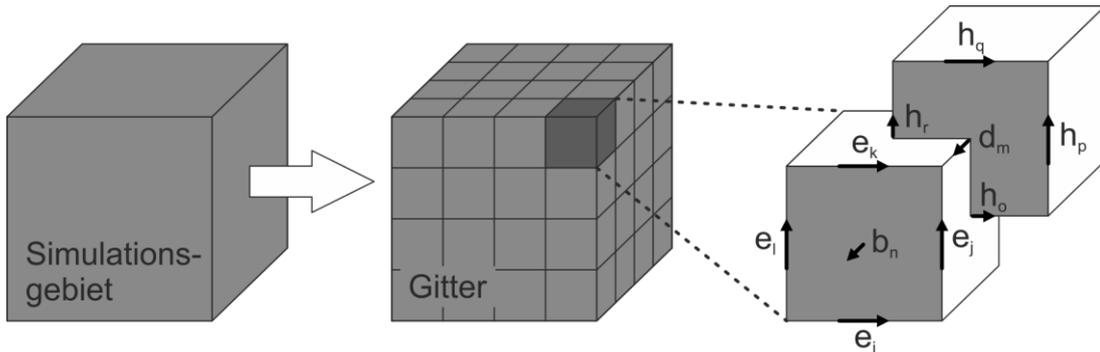


Abbildung 2.3 Diskretisierung des Simulationsraums mit Hilfe eines orthogonalen dualen Gitters. Die Vorlage für das Bild ist [40] entnommen.

Nach dem gleichen Prinzip werden auch die anderen drei Maxwellgleichungen diskretisiert. Auf alle Facetten aller Gitterzellen angewandt ergeben sich auf diese Weise lineare Gleichungssysteme. Die Maxwellgleichungen in Matrix-Form sehen wie folgt aus

$$\begin{aligned} \tilde{\mathbf{S}} \hat{\mathbf{d}} &= \mathbf{q} & \mathbf{C} \hat{\mathbf{e}} &= - \frac{\partial}{\partial t} \hat{\mathbf{b}} \\ \hat{\mathbf{S}} \hat{\mathbf{b}} &= 0 & \tilde{\mathbf{C}} \hat{\mathbf{h}} &= \frac{\partial}{\partial t} \hat{\mathbf{d}} + \hat{\mathbf{j}}, \end{aligned} \quad (2.19)$$

wobei $\hat{\mathbf{j}}$ die elektrischen Ströme durch die Gitterzellenfacetten und \mathbf{q} die Ladungen innerhalb der Gitterzellen sind. In der Literatur werden die Gleichungen (2.19) als Gitter-Maxwellgleichungen (engl. *Maxwell grid equations - MGEs*) bezeichnet [39]. Die Matrizen \mathbf{C} und \mathbf{S} sind diskrete

Versionen des Rotations- bzw. Divergenzoperators im primären Gitter. Das Tilde-Zeichen über den Matrizen deutet auf das duale Gitter hin.

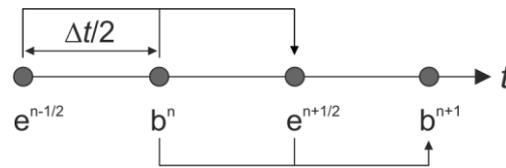


Abbildung 2.4 Update-Schema des Leapfrog-Verfahrens. Die Vorlage für das Bild ist [40] entnommen.

Für eine vollständige Beschreibung elektromagnetischer Eigenschaften der untersuchten Strukturen müssen auch die Materialgleichungen (2.2) in Matrix-Form überführt werden

$$\hat{\mathbf{d}} = \mathbf{M}_\epsilon \hat{\mathbf{e}} \qquad \hat{\mathbf{b}} = \mathbf{M}_\mu \hat{\mathbf{h}} \qquad (2.20)$$

Für die Berechnungen in der Zeitdomäne werden die Zeitableitungen in den MGEs (2.19) mit einem zentralen Differenzenquotienten substituiert. Daraus ergibt sich das so genannte Leapfrog-Verfahren [41]. Hierbei handelt es sich um eine Rekursionsvorschrift für die Berechnung der diskreten Vektoren. Die Zeitachse ist mit einem äquidistanten Gitter mit der Schrittweite Δt belegt. Da die betrachteten MGEs jeweils die zeitliche Ableitung eines diskreten Vektors ($\hat{\mathbf{e}}$ oder $\hat{\mathbf{h}}$) mit dem jeweils anderen verbinden, berücksichtigt die Neuberechnung der Vektoren, nach dem Zeitinkrement Δt , jeweils beide Größen zum vergangenen Zeitpunkt. Die Auswertung von $\hat{\mathbf{e}}$ und $\hat{\mathbf{h}}$ ist auf der Zeitskala um eine halbe Schrittweite ($\Delta t/2$) versetzt. Wendet man das Schema aus Abbildung 2.4 auf die MGEs (2.19) und die Materialgleichungen (2.20) an, so ergibt sich folgende Berechnungsvorschrift [40]

$$\begin{aligned} \hat{\mathbf{e}}^{(n+1/2)} &= \hat{\mathbf{e}}^{(n-1/2)} + \Delta t \mathbf{M}_\epsilon^{-1} \left(\tilde{\mathbf{C}} \mathbf{M}_\mu^{-1} \hat{\mathbf{b}}^{(n)} + \hat{\mathbf{j}}^{(n)} \right) \\ \hat{\mathbf{b}}^{(n+1)} &= \hat{\mathbf{b}}^{(n)} - \Delta t \tilde{\mathbf{C}} \hat{\mathbf{e}}^{(n+1/2)} \end{aligned} \qquad (2.21)$$

2.3. Niedrigdimensionale Halbleiter-Systeme

In diesem Kapitel werden einige relevante elektronische und optische Eigenschaften von Quantentöpfen und Quantenpunkten am Beispiel des InGaAs/GaAs-Materialsystems sowie das Herstellungsverfahren des epitaktischen Wachstums beschrieben.

2.3.1. InAs/GaAs-Materialsystem

Galliumarsenid (GaAs) und Indiumgalliumarsenid (InGaAs) gehören zu den so genannten III-V Halbleitern. Beide Materialien GaAs und InGaAs kristallisieren in der Zinkblende Kristallstruktur

und sind direkte Halbleiter. Das Minimum des Leitungsbandes (engl. *conduction band* - *CB*) und das Maximum des Valenzbandes (engl. *valence band* - *VB*) befinden sich am Γ -Punkt [42], wodurch energetisch niedrigste optische Übergänge zwischen Valenzband und Leitungsband erlaubt sind. Das Leitungsband verläuft am Γ -Punkt näherungsweise parabelförmig, sodass den Elektronen eine effektive Masse m_e^* zugeordnet werden kann, die invers proportional zur Krümmung des Leitungsbandes ist. Die Bloch-Wellenfunktion des Leitungsbandes ist s-artig [42].

Das Valenzband hat eine p-Symmetrie und ist im Gegensatz zum Leitungsband am Γ -Punkt entartet. Man unterscheidet zwischen leichten- (engl. *light hole* – *LH*) und schweren Löchern (engl. *heavy hole* – *HH*). Die Masse der schweren Löcher ist dabei bei GaAs um ein Vielfaches höher als die Masse der leichten Löcher $m_{HH}/m_{LH} > 6$ und sogar $m_{HH}/m_{LH} > 15$ bei InAs [43].

Die Größe der Bandlücken von GaAs ($E_G(\text{GaAs}, 4,2 \text{ K}) = 1,519 \text{ eV}$ [42]) und InAs ($E_G(\text{InAs}, 4,2 \text{ K}) = 0,420 \text{ eV}$ [42]) ist sehr unterschiedlich. Beim Heteroübergang von InAs zu GaAs bildet sich deshalb sowohl für Elektronen als auch für Löcher eine Potentialbarriere. Dies entspricht dem technologisch sehr wichtigen Typ-I-Übergang, der bei Quantentöpfen und Quantenpunkten für den Elektronen- und Löchereinschluss sorgt.

Niedrigdimensionale (Halbleiter)-Systeme liegen vor, wenn die Bewegung der Ladungsträger in einer oder mehreren Dimensionen auf den Bereich der de-Broglie Wellenlänge λ_{dB} eingeschränkt ist [44]

$$\lambda_{dB} = 2\pi\hbar(3m_{e,h}^*k_B T)^{-1/2} \quad (2.22)$$

\hbar entspricht dem reduzierten Planck'schen Wirkungsquantum, k_B ist die Boltzmann-Konstante und T die Temperatur. Für Halbleiter bei kryogenen Temperaturen liegt λ_{dB} zwischen 10 nm und 100 nm [45]. Diese kritische Länge nimmt mit steigender Temperatur weiter ab. Der Ladungsträgereinschluss verändert die Ladungsträgerzustände und Quantisierungseffekte werden sichtbar. Eine der wichtigsten Konsequenzen daraus ist die veränderte Zustandsdichte, die die Anzahl der Zustände pro Energieintervall dE bei der Energie E angibt [44, 46].

2.3.2. Quantentopf

Die Quantentöpfe (engl. *quantum wells* - *QWs*) besitzen den Ladungsträgereinschluss in einer Dimension, während in den anderen beiden Richtungen die Ladungsträger frei beweglich sind. Im Rahmen dieser Dissertation werden sie durch das epitaktische Wachstum von GaAs-InAs-GaAs-Schichten hergestellt.⁵ Aufgrund seiner größeren Bandlücke bildet GaAs eine Potentialbarriere für die Ladungsträger im InAs-Topf: für die Elektronen im Leitungsband und für die Löcher im Valenzband. Die Schichtfolge der Materialien sowie der Bandverlauf am Γ -Punkt sind in Abbildung 2.5 dargestellt.

Der Einschluss in z-Richtung und gleichzeitige Bewegungsfreiheit der Ladungsträger innerhalb der QW-Schicht führen zur Ausbildung eines diskret-kontinuierlichen Energiespektrums [44]. Die

⁵ Es handelt sich dabei um eine InGaAs Benetzungsschicht, die beim Wachstum von selbstorganisierten Quantenpunkten entsteht.

genaue Position der Diskretisierungs-Niveaus ist vom Indiumgehalt und der Indiumverteilung, der Weite des Quantentopfes, der Verspannung im Kristall sowie vorhandenen elektrischen und magnetischen Feldern abhängig. Für eine genaue Berechnung der Energiezustände müssen deshalb numerische Methoden benutzt werden [47]. Eine qualitative Abschätzung für die Energieniveaus lässt sich jedoch stets angeben⁶ [44, 48]:

$$E \sim \frac{\hbar^2}{m_{e,h}^* a_{QW}^2}, \quad (2.23)$$

mit a_{QW} als Breite des Quantentopfes. Wegen des QW-Einschlusspotentials verschieben sich das Energieminimum des Leitungsbandes zu größerer und das Energiemaximum des Valenzbandes zu kleinerer Energie. Die daraus resultierende Bandlücke von InAs-Quantentopf ist größer als im Volumenkristall (Abbildung 2.5c) [42, 44]. Auch die Entartung der LH- und HH-Bänder am Γ -Punkt wird aufgehoben, da die Quantisierungsenergie (invers) von der Masse der Quasiteilchen abhängt [42]. Die Verschiebung des LH-Bandes ist dabei so stark, dass nur noch optische Übergänge zwischen HH-Band und Leitungsband relevant sind.

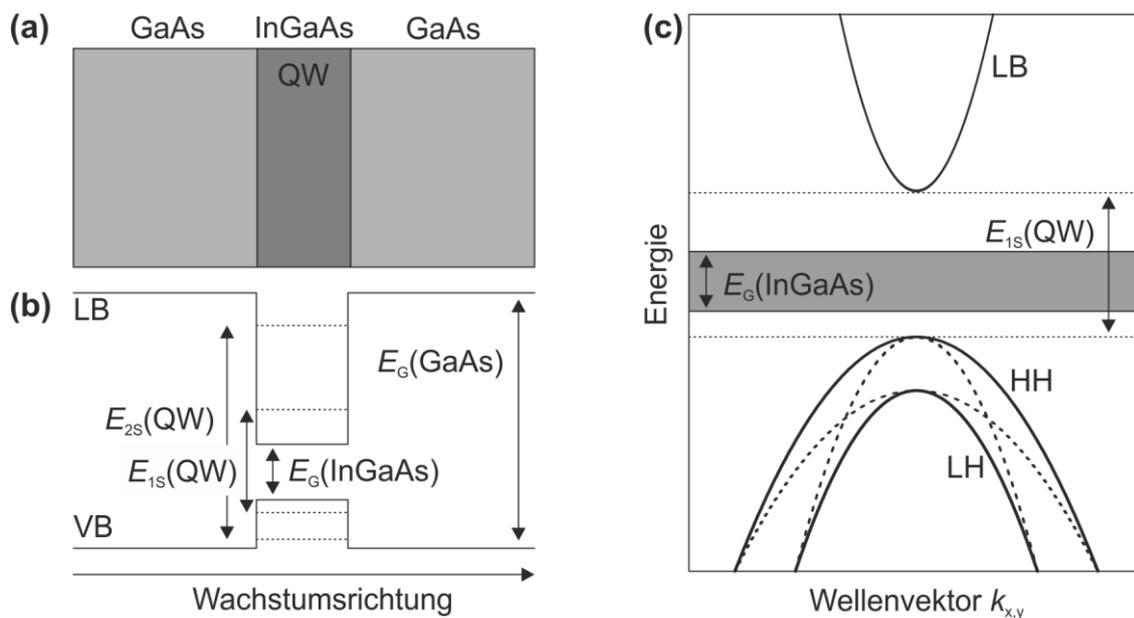


Abbildung 2.5 (a) InGaAs Quantentopf umgeben von GaAs. (b) Bandstruktur eines Quantentopfes. Der Ladungsträgereinschluss in der Wachstumsrichtung führt zur Ausbildung von diskret-kontinuierlichen Energieniveaus. (c) Verlauf der Bänder eines InGaAs Quantentopfes im k-Raum. Die Vorlage für das Bild ist [42] entnommen.

Elektronen und Löcher können im Quantentopf „eingesperrt“ werden, dabei überlappen ihre Wellenfunktionen. Für eine angemessene Beschreibung der Dynamik des Rekombinationsprozesses bzw. der optischen Generation von Elektron-Loch-Paaren muss daher die Coulomb-Wechselwirkung berücksichtigt werden. Sind ein Elektron im Leitungsband und ein

⁶ Dieser Zusammenhang ist eine Konsequenz der Heisenberg’schen Unbestimmtheitsrelation [48].

Loch im Valenzband durch ihre Coulomb-Wechselwirkung gebunden, so bezeichnet man diesen Zustand bzw. dieses Quasiteilchen als Exziton (X).

Ein Exziton im Quantentopf kann näherungsweise wie ein zweidimensionales Wasserstoff-Atom beschrieben werden. Für unendlich hohe Potentialwände und eine Quantentopfbreite, wesentlich kleiner als der Exziton-Bohrradius ($a_{\text{QW}} \ll a_{\text{B,X}}^7$), kann die Schrödinger-Gleichung in Schwerpunktbewegung und in Relativbewegung zwischen Elektron und Loch separiert und analytisch gelöst werden. Die Herleitung ist z. B. in Ref. [49] zu finden. Der Bohrradius eines Exzitons im Grundzustand im Quantentopf ist gleich

$$a_{\text{B,QW}} = \frac{1}{2} \frac{m_0}{m_X^*} \epsilon_r a_{\text{B}} = \frac{1}{2} a_{\text{B,3D}} \quad (2.24)$$

und die Exziton-Bindungsenergie ergibt sich zu

$$E_{\text{X,QW}} = -\frac{4}{\epsilon_r^2} \frac{m_X^*}{m_0} E_{\text{Ry}} \approx 4E_{\text{X,3D}}, \quad (2.25)$$

wobei m_X^* und m_0 die reduzierte effektive Masse des Exzitons bzw. die Masse des freien Elektrons, $a_{\text{B}} \approx 0,053 \text{ nm}$ [50] der Bohrradius des Wasserstoffatoms und $E_{\text{Ry}} = 13,6 \text{ eV}$ [50] die Rydberg-Energie sind. Dementsprechend ist der Exziton-Bohrradius zwei Mal kleiner und die Exziton-Bindungsenergie vier Mal höher als im Volumenkristall für das Exziton im Grundzustand. Mit $m_e = 0,067m_0$, $m_{\text{HH}} = 0,5m_0$ und $\epsilon = 11,56$ [51] ergibt sich der Bohrradius im Quantentopf zu $a_{\text{B,QW}} \approx 5 \text{ nm}$ und die Bindungsenergie zu $E_{\text{X,QW}} = 24 \text{ meV}$. Die endliche Höhe der Barriere eines realen Quantentopfes verringert die Bindungsenergie, sie bleibt jedoch weiterhin höher als im Volumenkristall [44].

2.3.3. Quantenpunkte

Bei den Quantenpunkten (engl. *quantum dots* - QDs) handelt es sich um 0D-Strukturen, da sie einen Potentialeinschluss für die Ladungsträger in allen drei Raumrichtungen aufweisen. Die Einschränkung in allen drei Raumrichtungen führt zu noch stärker gebundenen Exzitononen als es bei den Quantentöpfen der Fall ist. Aufgrund der starken Lokalisierung der Ladungsträger ist die Austauschwechselwirkung, die zur Aufspaltung des Grundzustandes führt, ebenfalls stark erhöht.

Das Emissionsspektrum eines Quantenpunktes besteht aus diskreten Linien der exzitonischen Mehrteilchenzustände, weshalb diese auch als künstliche Atome bezeichnet werden. Eine gute Übersicht zu diesem Thema kann z.B. in den folgenden Veröffentlichungen der AG Zrenner gefunden werden [52–54].

⁷ Die in dieser Arbeit betrachtete Schichtdicke des Quantentopfes ist nur wenige Monolagen dick, da es sich um die Benetzungsschicht handelt.

2.3.4. Epitaktisches Wachstum niedrigdimensionaler Strukturen

Die in dieser Arbeit verwendeten Proben wurden von Dr. Ashish Rai in Bochum am Lehrstuhl von Prof. Dr. A. D. Wieck mit Hilfe von Molekularstrahlepitaxie (engl. *molecular beam epitaxy* - MBE) gewachsen. Die technischen Details und genauen Wachstumsparameter können der Dissertation von Herrn Rai entnommen werden [55].

Eine MBE-Anlage ermöglicht das Abscheiden von extrem reinen und atomar glatten Schichten mit einer Genauigkeit unter einer einzelnen Monolage. Beim Wachsen von unterschiedlichen Materialien wie Indiumarsenid (InAs) auf Galliumarsenid (GaAs), passt sich die Gitterkonstante von InAs ($a_{\text{InAs}} = 6,0583 \text{ \AA}$ [56]) der Substratgitterkonstanten von GaAs ($a_{\text{GaAs}} = 5,6533 \text{ \AA}$ [57]) an. Dabei wird das InAs-Gitter verzerrt. Lateral wird das Indiumarsenid-Gitter passend zu der Größe der GaAs-Gitterkonstante gestaucht, während in Wachstumsrichtung das InAs-Gitter gestreckt wird. Das Volumen der InAs-Gitterzelle bleibt bei diesem Vorgang ungefähr gleich. Der große Unterschied zwischen den Gitterkonstanten, die Gitterfehlpassung, führt zu einer sehr starken Verspannung der InAs-Schicht. Deshalb kann die Benetzungsschicht (engl. *wetting layer* - WL) aus InAs nur eine Dicke von knapp zwei Monolagen annehmen. Wird statt Indiumarsenid Indiumgalliumarsenid (InGaAs) gewachsen, sinkt die Gitterfehlpassung mit kleiner werdendem In/Ga-Verhältnis. Bei sehr niedriger Indium-Konzentration kann die Benetzungsschicht bis zu 30 Monolagen dick werden [58]. Wird weiterhin InAs bzw. InGaAs abgeschieden, so muss die Verspannung in der Schicht durch die Bildung von Inseln, den Quantenpunkten, abgebaut werden (siehe Abbildung 2.6). Den kompletten Einschluss erreicht man durch anschließendes Überwachsen der InAs-QDs mit einer GaAs-Schicht. Das Wachsen von Quantenpunkten auf der dünnen Benetzungsschicht wird als Stranski-Krastanow Wachstum bezeichnet [55, 59, 60].

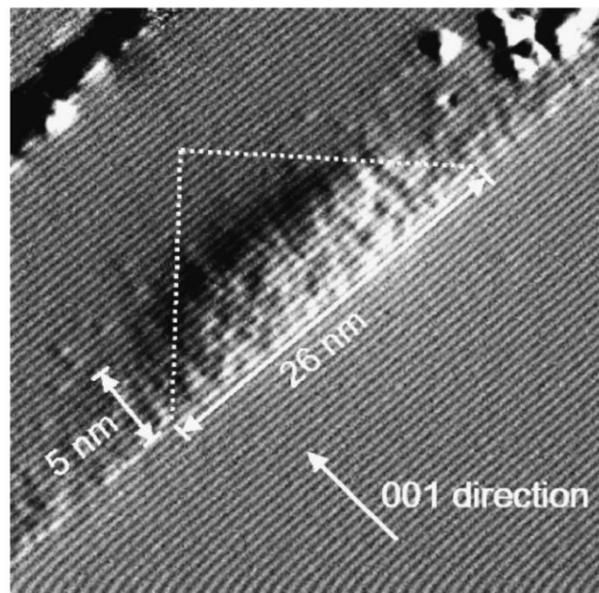


Abbildung 2.6 X-STM-Aufnahme eines InAs-Quantenpunktes in der GaAs-Matrix. Es lassen sich das periodische Gitter des Kristalls, die Benetzungsschicht und der Quantenpunkt als abgeflachte Pyramide erkennen. Diese Abbildung ist [61] entnommen.

Die Ausdehnung solcher Quantenpunkte liegt im Bereich weniger 10 nm, während ihre Höhe typischerweise zwischen 5 und 10 nm beträgt (siehe Abbildung 2.6). Die Quantenpunkte wachsen selbstorganisiert, das heißt statistisch verteilt. Aufgrunddessen lässt sich nur ihre Anzahl pro Fläche, jedoch nicht die genaue Position kontrollieren. Eine bewährte Methode ist das Wachsen eines Quantenpunkt-Dichtegradienten entlang des Wafers. Dazu wird in der MBE während des QD-Wachstums die Rotation des Wafers angehalten. Da der Wafer gegenüber der Indium-Effusionszelle verkippt ist, stellt sich während des Abscheidungsprozesses ein Indium-Gradient ein. Auf diese Weise kann die QD-Dichte im Bereich $1 \text{ QD}/\mu\text{m}^2 \leq \rho_{\text{QD}} \leq 100 \text{ QD}/\mu\text{m}^2$ variiert werden. Bei unterkritischer InAs-Schichtdicke bildet sich nur die Benetzungsschicht. Die Benetzungsschicht ist ein sehr schmaler Quantentopf mit relativ starken lokalen Schichtdickenunterschieden. Ihr Photolumineszenzspektrum ist deshalb stark verbreitert. Das Quantenpunkt-Ensemble weist ebenfalls eine inhomogene Verbreiterung des Spektrums auf, was auf die Größenfluktuation der Quantenpunkte zurückzuführen ist.

Die Resonanzenergie der Benetzungsschicht und der Quantenpunkte kann u. a. während des MBE-Wachstums durch die Kontrolle des Gallium-zu-Indium-Verhältnisses festgelegt werden [55, 60].

2.4. Messmethoden

Die Photolumineszenzspektroskopie wird in der vorliegenden Arbeit vor allem zur Charakterisierung der photonischen Kristall-Resonatoren verwendet. Das Hauptaugenmerk der Arbeit liegt indessen auf der Photostromspektroskopie. Die phasenaufgelösten Messungen an photonischen Kristall-Resonatoren werden mit der Methode der Autokorrelation zeitabhängiger, optischer Felder durchgeführt.

2.4.1. Photolumineszenz

Bei der Photolumineszenz (PL) Spektroskopie wird die Probe optisch über der Bandlücke von GaAs ($E_{\text{G, GaAs}}(4,2 \text{ K}) = 1,52 \text{ eV} \triangleq 816 \text{ nm}$ [62]) angeregt (Abbildung 2.7a, blauer Pfeil). Die Anregungsstrahlung wird im Halbleiter absorbiert und es werden Elektron-Lochpaare erzeugt, welche anschließend relaxieren und niederenergetische Zustände einnehmen. Im Volumenkristall ist es das Valenzbandmaximum für die Löcher bzw. das Leitungsbandminimum für die Elektronen. Im Fall von Heterostrukturen können die Ladungsträger noch weiter relaxieren und die Energiezustände von z.B. Quantentöpfen und Quantenpunkten auffüllen. Der Relaxationsprozess findet auf einer Zeitskala von einigen 100 fs statt [63], gefolgt von Elektron-Loch-Rekombination unter Aussendung charakteristischer PL. Demzufolge weist das PL-Spektrum Resonanzen charakteristischer Energieübergänge auf. In den untersuchten Proben liegen die Benetzungsschicht bei $E_{\text{WL}}(4,2 \text{ K}) \approx 1,39 \text{ eV}$ ($\sim 890 \text{ nm}$) und das Quantenpunktensemble bei ca. $E_{\text{QD}}(4,2 \text{ K}) \approx 1,32 \text{ eV}$ ($\sim 940 \text{ nm}$).

Die Resonanzen der photonischen Kristall-Resonatoren können ebenfalls im PL-Spektrum detektiert werden. Die mit den Resonatormoden resonante Übergänge haben, entsprechend

dem Purcell Effekt (2.11) eine erhöhte spontane Rekombinationsrate. Darüber hinaus ist die Emission, anders als im Volumenkristall, nicht in alle Raumrichtungen gleich wahrscheinlich, sondern aus der photonischen Kristall-Ebene heraus gerichtet [64]. Die Sammeleffizienz der emittierten Strahlung ist deshalb wesentlich höher. Dieses Verfahren zur Bestimmung des Modenspektrums wird im Englischen als *internal light source technique* bezeichnet [65].

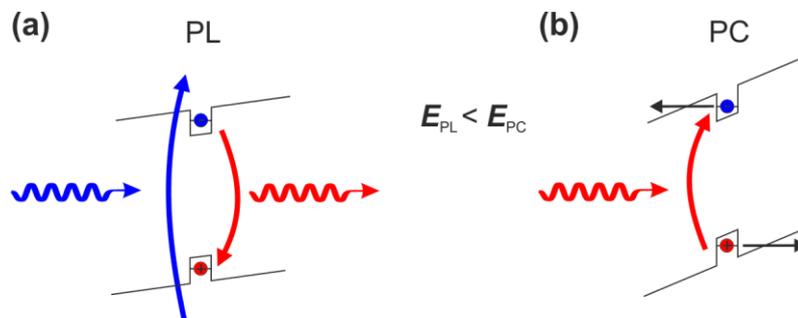


Abbildung 2.7 Gegenüberstellung des PL Prozesses und der Photostrommessung in einer WL- bzw. QD-Photodiode. Das jeweilige Regime wird über die Diodenvorspannung eingestellt. Mit steigender Rückwärtsspannung wird das E-Feld E und deshalb die Bandverkipfung stärker, sodass die Wahrscheinlichkeit für einen Tunnelprozess (b) höher als die strahlende Rekombination des Exzitons (a) wird.

2.4.2. Photostromspektroskopie

Die Photostrom-(PC)-Spektroskopie kann nur bei elektrisch kontaktierten Proben angewendet werden und basiert auf der Messung der Absorption. Die WL- oder QD-Zustände werden resonant mit einem schmalbandigen Laser angeregt. Anders als bei der PL werden die Elektron-Lochpaare durch ein stärkeres elektrisches Feld $E_{PC} > E_{PL}$ räumlich getrennt und fließen als elektrischer Strom, ohne strahlend zu rekombinieren, ab. Abbildung 2.7b zeigt den Bandverlauf einer WL-(QD)-Photodiode. Aufgrund des starken elektrischen Feldes E_{PC} , welches durch die Einbauspannung und die Diodenvorspannung bestimmt wird, ist die Wahrscheinlichkeit der Ladungsträger, durch das Einschlusspotential zu tunneln, höher als die Wahrscheinlichkeit strahlend zu rekombinieren.

Die spektrale Auflösung ist im Prinzip nur durch die Linienbreite des Lasers sowie die Stabilität der Spannungsquelle begrenzt [66] und erlaubt z. B. die Messung der natürlichen Linienbreite der In(Ga)As-QDs im μeV -Bereich. Zu diesem Thema wird auf die folgenden Arbeiten der AG-Zrenner verwiesen [52, 54, 66–70].

Mit der PC-Spektroskopie kann auch das Modenspektrum eines Mikroresonators vermessen werden. Falls die Laserwellenlänge mit der Modenresonanz übereinstimmt, kommt es zu einer (optischen) Feldüberhöhung innerhalb des Resonators, was in einer verstärkten Anregung von Exzitonen und damit höherem gemessenem Photostrom resultiert. Die Resonanzkurve kann im

Photostrom gemessen werden, indem die Laserwellenlänge feinschrittig über die Resonanz verstellt wird.

Ein- und Zwei-Photon-Absorption

Die Wahrscheinlichkeit, ein Photon zu absorbieren und dabei ein Elektron-Loch-Paar zu erzeugen, hängt in erster Näherung von der Photon-Energie $\hbar\omega$ und der Zustandsdichte der Halbleiterprobe ab. Bei einer Photonenenergie größer als die Bandlücke des Materials $\hbar\omega \geq E_G$ oder bei resonanter Anregung von Exzitonzuständen erzeugt jedes absorbierte Photon ein Elektron-Loch-Paar. In diesem linearen Regime (engl. *one photon absorption* - OPA) ist die Wahrscheinlichkeit, ein Elektron-Loch-Paar zu erzeugen, konstant und die absorbierte Intensität der Anregungsintensität proportional $I_{\text{Abs}}^{\text{OPA}} \propto \alpha I_0^8$, wobei α dem (linearen) Absorptionskoeffizienten entspricht [71]. In Abbildung 2.8 ist dieser Prozess für die Anregung über der Bandlücke vom GaAs (blau) und für die resonante Anregung eines Quantentopf-Zustandes (rot) gezeigt. Bei einer Photon-Energie, die nicht der Übergangsenergie eines erlaubten Zustandes entspricht, z. B. kleiner als die Halbleiter-Bandlücke $\hbar\omega < E_G$ ist, ist es für ein Photon nicht möglich absorbiert zu werden und ein Elektron-Loch-Paar zu erzeugen.

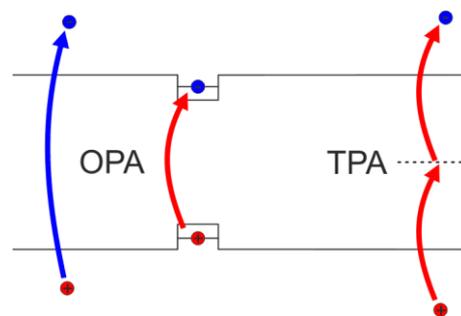


Abbildung 2.8 Gegenüberstellung der Ein- (OPA) und Zwei-Photon-Absorption (TPA).

Die Zwei-Photon-Absorption (engl. *two photon absorption* - TPA) kann als ein Zweistufen-Prozess beschrieben werden.⁹ Die Bandlücke wird über die Anregung eines virtuellen Niveaus überbrückt (Abbildung 2.8). Dabei muss die Absorption zweier Photonen gleichzeitig stattfinden. Somit wächst die Wahrscheinlichkeit für diesen Prozess mit steigender Intensität [71]. Die absorbierte Intensität verhält sich wie

$$I_{\text{Abs}}^{\text{TPA}} \propto \beta I_0^2, \quad (2.26)$$

⁸ Die Sättigungseffekte werden außer Acht gelassen. Vor allem in Zwei-Niveau-Systemen, wie dem QD-Exziton, ist die Absorption leistungsabhängig. Bei gepulster Anregung können außerdem kohärente Effekte beobachtet werden. Eine tiefgehende Analyse findet man z. B. in [54].

⁹ Eine quantenmechanische Beschreibung ist z. B. in [72] beschrieben.

wobei β der TPA-Koeffizient ist. Für GaAs liegt er bei $\beta(\text{GaAs}) = 3,5 \pm 2 \times 10^{-8} \text{ cmW}^{-1}$ [73] und ist von der Polarisation bezüglich der Kristallrichtung abhängig [74]. Um die TPA beobachten zu können, sind sehr hohe Anregungsleistungen notwendig. Deshalb verwendet man bei TPA-Experimenten meistens gepulste Laser im ps- oder fs-Bereich. Der Effekt kann verstärkt werden, wenn Mikroresonatoren von hoher Güte und mit einem kleinen Modenvolumen verwendet werden [28].

2.4.3. Autokorrelation

Die Autokorrelation wird häufig in der Messtechnik und statistischen Auswertung von Signalen verwendet. In der Optik kann die Zweistrahl-Interferenz mit Hilfe der Autokorrelation beschrieben werden.

Das elektrische Feld eines Laserpulses bzw. allgemein eines amplitudenmodulierten optischen Signals kann als Produkt einer harmonischen Schwingung mit der Trägerfrequenz ω_0 und einer langsam veränderlichen phasenbehafteten Einhüllenden $g(t) = |g(t)|e^{i\phi(t)}$ ausgedrückt werden

$$\mathcal{E}(t) = \text{Re}\{g(t) \exp(i\omega_0 t)\} \quad (2.27)$$

Werden zwei identische, jedoch um τ zeitverzögerte optische Signale überlagert, so gilt für das Gesamtfeld

$$\mathcal{E}_{\text{Ges}}(t) = \mathcal{E}(t) + \mathcal{E}(t - \tau) = \text{Re}\{g(t)e^{i\omega_0 t} + g(t - \tau)e^{i\omega_0(t-\tau)}\} \quad (2.28)$$

In der Praxis verwendete Photodetektoren können die schnellen Oszillationen von ω_0 nicht auflösen, weshalb das Messsignal eines quadratischen Detektors einer zeitlichen Mittelung der Intensität entspricht

$$I(\tau) \propto \int_{-\infty}^{\infty} |\mathcal{E}_{\text{Ges}}(t)|^2 dt = C + \text{Re}\left\{e^{i\omega_0 \tau} \int_{-\infty}^{\infty} g(t)g^*(t - \tau) dt\right\} \quad (2.29)$$

Die Herleitung von (2.29) [34] ergibt sich durch die Ausführung des Betragsquadrats von (2.28) und anschließender Berechnung der Summe aus einer komplexen Zahl und ihrer komplex Konjugierten. C ist eine von τ unabhängige Konstante, weshalb die gesamte Information über die τ -Abhängigkeit des Messsignals in der Autokorrelationsfunktion der komplexwertigen Einhüllenden steckt [34]

$$X_{\text{E-Feld}}(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} g(t)g^*(t - \tau) dt \quad (2.30)$$

Eine Autokorrelationsfunktion ist symmetrisch bezüglich $\tau = 0$ und nimmt bei großen Verzögerungen einen konstanten Wert ein. Bei optischen Messsignalen ist dieser Wert gleich der mittleren Intensität nicht interferierender Signale $\langle I \rangle$. Ihr Maximum von $2\langle I \rangle$ hat die Autokorrelationsfunktion immer bei einer Verzögerung von $\tau = 0$ [75, 76]. Die Autokorrelationsfunktion einer komplexen Funktion ist außerdem hermitesch [75].

Entsprechend dem Wiener-Khinchin Theorem ist die Fourier Transformierte der E-Feld Autokorrelation gleich dem Spektrum des optischen Signals. [77]. Das bedeutet, dass die Phaseninformationen des Signals in der E-Feld Autokorrelation nicht enthalten sind. In Abbildung 2.9a sind zwei sech^2 -Laserpulse gleicher Halbwertsbreite, jedoch unterschiedlicher Trägerfrequenzen gezeigt. Im oberen Graph ist die Trägerfrequenz konstant, während unten eine stetige Änderung der Trägerfrequenz vorliegt. Die Frequenzänderung wird (Frequenz-) Chirp genannt. In Abbildung 2.9b sind die entsprechenden E-Feld Autokorrelationsfunktionen (schwarz) gezeigt. Ihre Halbwertsbreiten sind deutlich verschieden, obwohl die zugehörigen Pulshalbwertsbreiten gleich sind. Durch den Chirp ist der untere Puls spektral breiter als der obere. Dies korrespondiert mit einer schmaleren Halbwertsbreite seiner Autokorrelation.

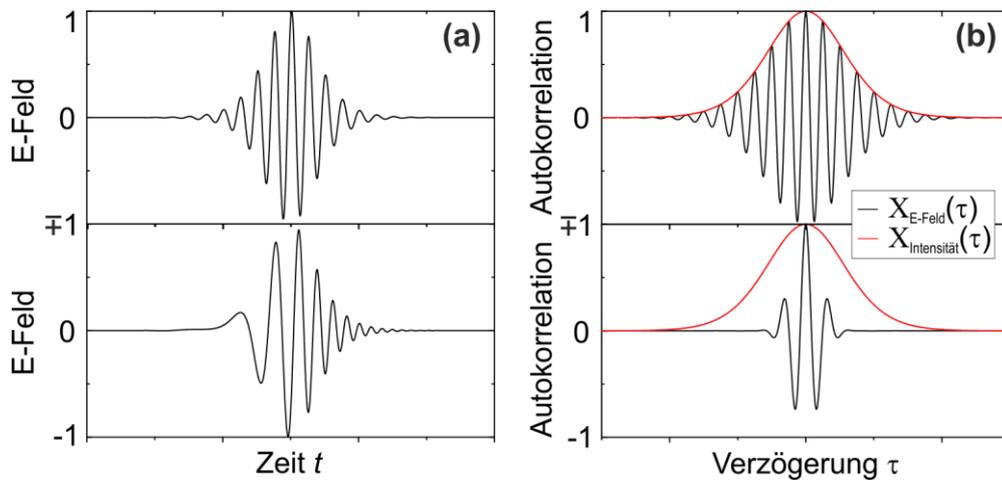


Abbildung 2.9 Gegenüberstellung der E-Feld- und Intensitätsautokorrelation. (a) Zwei Laserpulse gleicher Halbwertsbreite sowie konstanter Trägerfrequenz (oben) und sich kontinuierlich verändernder Trägerfrequenz (chirp) unten. (b) E-Feld- (schwarz) und Intensitätsautokorrelation (rot) der gegebenen Pulse.

Intensitätsautokorrelation

Die Intensitätsautokorrelation ist ein Verfahren zur Messung der Laserpulsdauer. Wie bei der E-Feldautokorrelation werden auch hier zwei identische Pulse zur Interferenz gebracht. Das Signal des verwendeten Detektors ist diesmal proportional zum Quadrat der Intensität. Dies lässt sich durch Frequenzverdopplung in nichtlinearen Kristallen oder mit Hilfe der Zwei-Photon-Absorption erreichen [76]. Die schnellen Oszillationen des Strahlungsfeldes werden bei dieser Methode nicht aufgelöst $I(t) \propto |g(t)|^2$. Die Intensitäts-Autokorrelation, auch Korrelationsfunktion zweiter Ordnung [77] ist definiert als

$$X_{\text{Intensität}}(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} I(t)I(t - \tau)dt \propto \int_{-\infty}^{\infty} |g(t)|^2 |g(t - \tau)|^2 dt \quad (2.31)$$

Anhand des Beispiels in Abbildung 2.9b wird verdeutlicht, dass man mit dieser Methode tatsächlich die Pulsbreite bestimmen kann. Die berechneten Intensitätsautokorrelationen (rot) sind bei beiden Pulsen aus Abbildung 2.9a gleich. Ungünstig bei dieser Methode ist, dass die

Pulsform bekannt sein muss. Dies ist der Tatsache geschuldet, dass unendlich viele symmetrische und nichtsymmetrische Pulsprofile mit gleicher Autokorrelationsfunktion existieren [76]. Für einen sech^2 -Laserpuls ist seine Intensitäts-Autokorrelation ebenfalls eine sech^2 -Funktion, deren Halbwertbreite um den Faktor $\sim 1,543$ größer als die tatsächliche Pulsdauer ist.

3. Probenherstellung und Prozessoptimierung

In diesem Kapitel werden zunächst das Probendesign des kontaktierten photonischen Kristall-Resonators und die technologischen Grundlagen der Elektronenstrahlolithographie sowie des reaktiven Ionenätzens vorgestellt. Weitere, für diese Arbeit relevante Technologien, wie Kurzzeittemperaturverfahren, optische Lithographie sowie Aufdampf- und Abscheideverfahren sind ausführlich in der einschlägigen Literatur beschrieben, z. B. in [78–81].

Der Ablauf der Probenherstellung wird im Abschnitt 3.3 beschrieben. Anschließend werden die Ergebnisse der Siliziumoxid- und GaAs-RIE-Prozesse und ihre Optimierung hinsichtlich vertikaler und glatter Ätzwände sowie das Herstellen der freistehenden Membranen vorgestellt.

3.1. Probendesign

Abbildung 3.1 veranschaulicht den Probenaufbau des photonischen Kristall-Resonators, dessen Mitte mit einem sehr schmalen metallischen Kontakt verbunden ist. Der photonische Kristall besteht aus periodisch, hexagonal angeordneten, runden Löchern in einer GaAs-Membran. Diese Lochanordnung weist eine photonische Bandlücke für die TE Moden auf, sodass die Ausrichtung des optischen E-Feldes mit den Auswahlregeln für die Anregung des Exziton Grundzustandes in Quantentöpfen und Quantenpunkten übereinstimmt [82]. Die Parameter Membranschichtdicke, Gitterkonstante a und Lochradius r werden mit Hilfe des freien Programmcodes MPB an das Emissionsspektrum des Quantenpunkt-Ensembles angepasst. Für eine frei stehende GaAs-Membran mit dem Brechungsindex $n = 3,4$ [83] und einer Schichtdicke von 180 nm öffnet sich eine photonische Bandlücke im Bereich zwischen 1,2 eV und 1,4 eV, wenn die Gitterkonstante a und der Radius r zu $a = 250$ nm und $r = 0,25 \cdot a = 62,5$ nm gewählt werden (vgl. Abbildung 2.1c). Der Resonator wird durch eine Reihe fehlender Löcher, den sogenannten L-Defekt, gebildet. So spricht man z.B. bei einem fehlenden Loch von einem L1 Resonator, bei drei fehlenden Löchern von einem L3-Resonator usw.. Insgesamt werden acht unterschiedlich lange Liniendefekte hergestellt {L1, L3, L5, L7, L9, L11, L13, L15}, um den Einfluss der Metallkontaktabmessungen (Kapitel 6) zu untersuchen. Die Temperaturabhängigkeit des Photostroms wird an einem L9-Resonator vermessen (Kapitel 7). Für die phasenempfindlichen Messungen wird ein L15-Resonator verwendet (Kapitel 8). Das Modenspektrum der Resonatoren hängt im Wesentlichen von der Größe der Bandlücke und der Geometrie des Resonators ab, wobei sowohl eine größere Bandlücke als auch ein längerer Resonator zu einer höheren Anzahl der Resonatormoden führt [7].

Das optisch aktive Material sind die selbstorganisierten InGaAs Quantenpunkte und die Benetzungsschicht. Sie befinden sich genau in der Mitte der 180 nm dicken GaAs Membran. Ihr Emissionsspektrum von 1,279 eV (970 nm) bis 1,4 eV (886 nm) liegt innerhalb der photonischen Bandlücke, sodass Resonanzeffekte beobachtet und studiert werden können.

Das Zentrum des photonischen Kristall-Resonators ist mit einem dünnen und schmalen Metallstreifen kontaktiert. Er ist $h = 10$ nm dick und $w = 50$ nm breit. Außerhalb des Resonatordefektes muss der Metallstreifen, um nicht unterbrochen zu werden, mindestens der

Gitterkonstante entsprechend auf $w_{\text{außen}} = 250 \text{ nm}$ verbreitert werden. Die Kontakte verlaufen senkrecht zum Resonatordefekt und exakt durch seine Mitte, sodass die Symmetrie der Struktur nicht gebrochen wird. Die breitere Zuleitung des Schottky-Kontaktes sowie die vergrabene n^+ -Schicht der GaAs-Membran sind jeweils mit einem Bondpad verbunden und elektrisch kontaktiert. Auf diese Weise befindet sich in der Mitte des photonischen Kristall-Resonators eine n^+ -i-Schottky Diode. Der entsprechende elektronische Bandverlauf ist in Abbildung 3.1b gezeigt. Mit Hilfe einer von außen angelegten Spannung kann die Bandverkipfung im intrinsischen Bereich verändert werden, was zur elektrischen Abstimmung von Quantenpunkten ausgenutzt werden kann [18, 52]. Bei hinreichend großer Feldstärke rekombinieren die Ladungsträger nicht mehr strahlend, sondern tunneln aus der Benetzungsschicht bzw. dem Quantenpunkt und können im Photostrom detektiert werden (vgl. Abschnitt 2.4.2). Eine Besonderheit dieses Entwurfes ist der lokale Schottky-Kontakt, der zu einer räumlichen Filterung des Photostromsignals führen soll. Nur in der unmittelbaren Umgebung des schmalen Schottky-Kontaktes würden die Exzitonen eine E-Feldänderung wahrnehmen, so dass auch der Photostrom nur aus diesem begrenzten Bereich kommen kann.

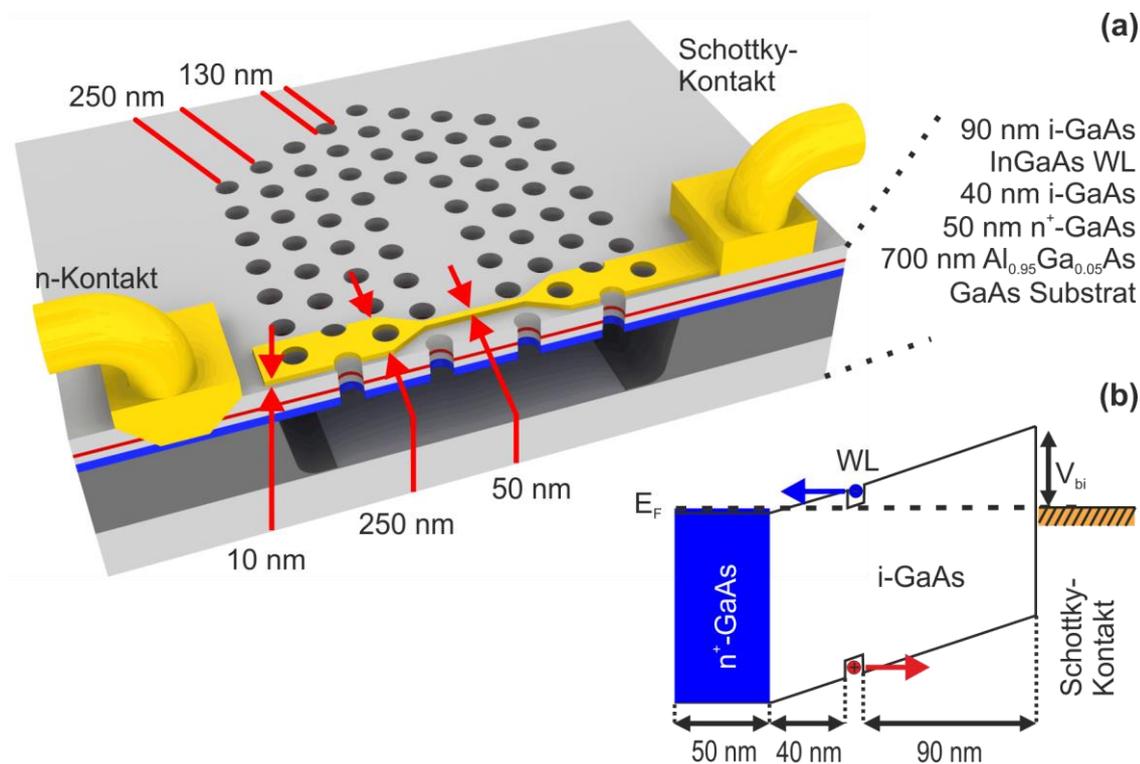


Abbildung 3.1 (a) Probendesign eines zweidimensionalen photonischen Kristall-Resonators mit einem metallischen Schottky-Kontakt. (b) Elektronischer Bandverlauf der n-i-Schottky Diode. Die Abbildung ist der Referenz [84] entnommen.

Ein großer Vorteil der in Abbildung 3.1a gezeigten Schottky-Kontakt-Geometrie ist die extrem niedrige Dioden-Kapazität, da sie im Wesentlichen durch die geometrischen Abmessungen des Schottky-Kontaktes bestimmt wird. Die resultierende RC-Konstante erlaubt die Übertragung von

elektrischen Pulsen im ps-Bereich, was mit einem photonischen Kristall-Resonator eingebettet in einer p-i-n-Diode [19, 20] nicht möglich wäre. Denn sowohl die wesentlich größere Kapazität als auch die schlechtere Leitfähigkeit der p-Schicht tragen zu einer wesentlich höheren RC-Konstante bei. Gelingt es, die hochfrequenten elektrischen Signale zu einem Quantenpunkt zu transportieren, kann der Zustand des Zwei-Niveau-Systems vollständig optoelektronisch kontrolliert werden [24, 70], was neue Möglichkeiten im Bereich der Quanteninformationsverarbeitung eröffnet. In einem Resonator kann zusätzlich die erhöhte Licht-Materie-Wechselwirkung ausgenutzt werden.

3.1.1. Kapazität der Mikrostreifenleitung

Die Berechnung der Kapazität der Mikrostreifenleitung basiert auf den analytischen Formeln aus den Referenzen [85, 86] und [87]. Die Formeln gelten für folgende Annahmen:

- Es breitet sich nur die transversal-elektromagnetische Grund-Mode aus.
- Die Mikrostreifenleitung und die Grundplatte (n⁺-Schicht) sind gute Leiter.
- Das Dielektrikum (i-GaAs-Schicht) besitzt keine Leitfähigkeit.

Die Kapazität, bezogen auf die Länge der Mikrostreifenleitung, ergibt sich zu

$$C = \frac{0,1122 \cdot \epsilon_{eff}}{\ln \left\{ 1 + \frac{1}{2} \left(\frac{8h}{w_{eff}} \right) \left[\left(\frac{8h}{w_{eff}} \right) + \sqrt{\left(\frac{8h}{w_{eff}} \right)^2 + \pi^2} \right] \right\}} \quad (3.1)$$

mit der effektiven Mikrostreifenbreite

$$w_{eff} = w + \frac{d}{\pi} \ln \left\{ \frac{4e}{\sqrt{\left(\frac{d}{h} \right)^2 + \left[\pi \left(\frac{w}{d} + 1,1 \right) \right]^{-2}}} \right\} \quad (3.2)$$

und der effektiven Dielektrizitätszahl

$$\epsilon_{eff} = \frac{\epsilon + 1}{2} + \frac{\epsilon - 1}{2} \left(1 + \frac{10h}{w} \right)^{-1/2} \quad (3.3)$$

In der Formel (3.2) entspricht $e \approx 2,718$ der Eulerischen Zahl. Die Maße der Mikrostreifenleitung können Abbildung 3.1a entnommen werden. Die Metalldicke ist $h = 10$ nm, für die Breite wird die Breite der Zuleitung $w = 250$ nm eingesetzt. Die Dicke der i-Schicht ist $d = 130$ nm. Die Dielektrizitätszahl hängt im Allgemeinen von der Temperatur und der Frequenz ab. Außerdem ändert sie sich beim Übergang vom unstrukturierten Substrat zum photonischen Kristall-Resonator und muss so entsprechend verringert werden. Aus geometrischen Überlegungen liegt diese Änderung im Bereich von 25 %. Diese Effekte sollen hier jedoch nicht berücksichtigt werden. Für die Dielektrizitätszahl wird $\epsilon = 12,9$ [88] eingesetzt. Mit diesen Werten folgt für die Kapazität der Mikrostreifenleitung $C = 140$ fF/mm. Bei einer

technologisch sinnvollen Länge der Zuleitung von 100 μm bis zum Bondpad und einem Abschlusswiderstand $R = 50 \Omega$ errechnet sich die Zeitkonstante zu $t_{RC} = RC \approx 0,7 \text{ ps}$.

3.2. Halbleiterstrukturierung

Zweidimensionale photonische Kristall-Resonatoren auf der Basis von GaAs können mit Hilfe bewährter Verfahren der Halbleitertechnologie hergestellt werden. Darunter fallen nass- und trockenchemische Ätzverfahren sowie diverse Lithographieverfahren. Bei einer minimalen Strukturgröße von 50 nm kann z.B. die in der CMOS etablierte 193 nm optische Lithographie verwendet werden. Für experimentelle Zwecke und während der Entwicklungsphase ist jedoch ein maskenunabhängiges Verfahren besser geeignet.

3.2.1. Elektronenstrahlithographie

Zur Erzeugung kleinster Strukturen in einer dünnen Lackschicht hat sich die Elektronenstrahlithographie (engl. *electron beam lithography* - EBL) bewährt. Aufgrund ihrer Ladung können die Elektronen in elektrischen und magnetischen Feldern beschleunigt und abgelenkt werden. Diese Eigenschaften ermöglichen eine direkte, maskenlose Belichtung. Dabei wird der fokussierte Elektronenstrahl über die zu belichtende Bereiche der Probe gerastert. Je nach verwendetem Lack kommt es bei der Belichtung zur Vernetzung (Negativlack) oder zur Spaltung (Positivlack) der Polymerketten.¹⁰ Das Maß dieser Veränderung ist die Belichtungs-dosis

$$D = \frac{It}{A}, \quad (3.4)$$

wobei I die Elektronenstromstärke, t die Belichtungszeit und A die belichtete Fläche ist. Wird eine kritische Belichtungs-dosis erreicht, kann in einem anschließenden Entwicklungsschritt die Lackschicht aufgelöst werden, wobei auf der Probenoberfläche nur die Bereiche langkettiger Polymere zurückbleiben.

Die Elektronenstrahlbelichtung eignet sich hervorragend für die Erzeugung von Strukturen im sub-Mikrometer Bereich. Die minimale Strukturgröße ist dabei von vielen Parametern, wie der Elektronenstrahlqualität, Beschleunigungsspannung, dem verwendeten Lack und seiner Schichtdicke abhängig. Probeneigenschaften wie Atomgewicht, Leitfähigkeit und die Schichtfolge haben Einfluss auf die Elektronenstreuung und die Sekundärelektronenerzeugung. Die daraus resultierende ungewollte, langreichweitige (einige Mikrometer) Belichtung wird als Proximity-Effekt bezeichnet [93]. Durch die Erhöhung der Beschleunigungsspannung findet die Sekundärelektronengeneration tiefer in der Probe statt, wodurch der Proximity-Effekt verringert, jedoch nicht vollständig eliminiert wird [94]. Für photonische Kristall-Resonatoren hoher Güte muss deshalb die Belichtungs-dosis dem Proximity-Effekt entsprechend korrigiert

¹⁰ Der in dieser Arbeit verwendete PMMA-Lack kann abhängig von der Belichtungs-dosis positiv und negativ sein. Bis zu einer Dosis $D = 500 \mu\text{C}/\text{cm}^{-2}$ verhält sich PMMA wie ein positiver Lack und ab ca. 5 bis $7 \text{ mC}/\text{cm}^{-2}$ wie ein negativer [89–92].

werden. Dafür existieren verschiedene rechnergestützte Verfahren [95–98] und speziell für 2D photonische Kristalle optimierte Algorithmen [99].

Für die Strukturierung der photonischen Kristall-Resonatoren und metallischen Streifenleitungen wird das RAITH PIONEER Elektronstrahlolithographie System der Arbeitsgruppe Prof. C. Meier verwendet [100]. Die eingebaute Schottky-Feldemissionskathode erzeugt einen intensiven und zeitlich stabilen Elektronenstrahl, dessen Stromstärke in einem Faraday-Käfig sehr genau mit einer subpikometer Auflösung gemessen wird [101]. Die maximale Beschleunigungsspannung ist 30 kV. Das Gerät verfügt darüber hinaus über ein Laser-Interferometer basiertes Positionsmesssystem, welches das Aneinanderreihen von Belichtungsfeldern (engl. *stitching*) und überlagerte Belichtungen auf bereits strukturiertem Substrat (engl. *overlay*) mit einer Genauigkeit von wenigen Nanometern ermöglicht. Die Größe des Belichtungsfeldes hängt in erster Linie von der eingestellten Vergrößerung ab. Eine 400-fache Vergrößerung entspricht einer maximalen Feldgröße von $250\ \mu\text{m} \times 250\ \mu\text{m}$. Dementsprechend ist die minimale Schrittweite des Elektronenstrahls beim verwendeten 16-Bit-DA-Wandler gleich 3,8 nm. Kleinere Schrittweiten können bei höherer Vergrößerung erreicht werden.

Overlay-Belichtung

Eine zentrale Rolle bei der Herstellung kontaktierter photonischer Kristall-Resonatoren nimmt die genaue Platzierung der Metallkontakte bezüglich der Resonatorposition und ihrer Ausrichtung ein. Die Bewegungsrichtung der Versteller und die Scanrichtungen des Elektronenstrahls sind meistens jeweils nicht exakt orthogonal und auch bezüglich der Probenausrichtung verschieden. Die Schrittweite in x- und y-Richtung sowie die eingestellte und reale Vergrößerung können ebenfalls variieren und führen ohne eine Korrektur zu einem ungewollten Belichtungsverhalten. In Abbildung 3.2 sind mögliche Fehlbelichtungen bei einer Overlay-Struktur gezeigt. Normalerweise liegen mehrere dieser Linear-Transformationen vor. Sie können mit Hilfe von definierten Markierungen, die im ersten Lithographieschritt erzeugt werden, sehr effektiv minimiert werden [100, 102–105]. Bei der darauffolgenden Belichtung können die Markierungspositionen bestimmt und das Gerätekoordinatensystem durch lineare Transformation an das Probenkoordinatensystem angepasst werden.

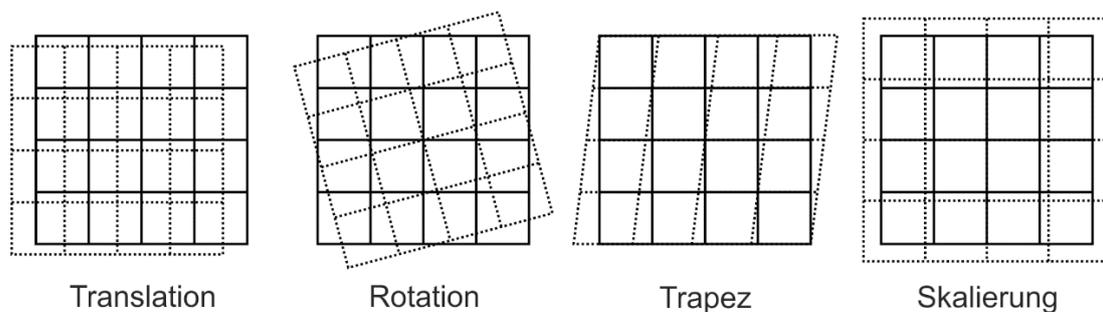


Abbildung 3.2 Belichtungsfehler einer nicht ausgerichteten Overlay-Belichtung. Die Vorlage für die Abbildung ist [106] entnommen.

3.2.2. Reaktives Ionenätzen

Das reaktive Ionenätzen (engl. *reactive ion etching* - RIE) ist ein technologisches Verfahren für einen kontrollierten Materialabtrag. Es kombiniert die Vorteile des isotropen Plasmaätzens mit gerichtetem Abtrag beim Ionenätzen. Eine RIE-Anlage basiert meistens auf einem Parallelplatten-Reaktor (Abbildung 3.3a). Der Kammerdruck und die Gas-Flussrate werden mit Hilfe einer Regelelektronik konstant gehalten. Durch Anlegen eines hochfrequenten Wechselfeldes (typ. 13,56 MHz) zwischen den Elektroden kann in der Kammer eine Gasentladung zünden. Es entsteht ein Niederdruck- und Niedrigtemperaturplasma mit Elektronen, Ionen und neutralen angeregten Teilchen, den Radikalen [78]. Während die Elektronen dem schnellen Wechselfeld folgen können, liegt bei den viel massereicheren Ionen, abgesehen von Stößen, eine Trägheitsbewegung vor. Wegen der kapazitiven Kopplung lädt der oszillierende Elektronenfluss die Grundplatte innerhalb weniger Sekunden nach dem Zünden des Plasmas negativ auf, während die gleich große Ladung der oberen Platte abfließen kann. Die so genannte Biasspannung kann bis zu -1000 V betragen, während sich innerhalb des Plasmas eine positive Spannung von wenigen Volt einstellt. Das Profil des Spannungsverlaufs innerhalb des Reaktors ist in Abbildung 3.3b gezeigt. Durch die statische Biasspannung beschleunigt treffen die Ionen nahezu senkrecht auf die Probe auf. Ihre laterale Geschwindigkeitskomponente hängt mit der freien mittleren Weglänge zusammen und bestimmt in erster Ordnung das resultierende Ätzprofil [78, 79].

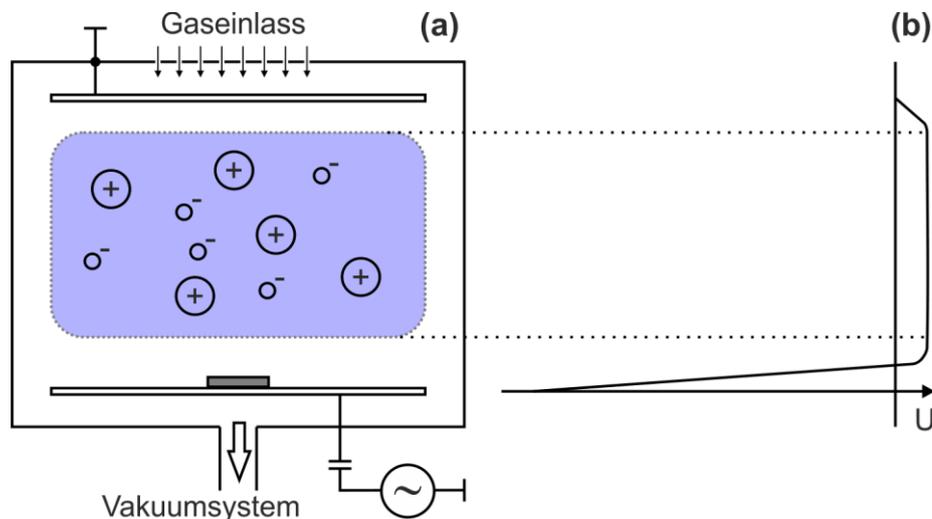


Abbildung 3.3 Schema einer RIE-Anlage und die entsprechende Spannungsverteilung. Die Vorlage für das Bild ist [79] entnommen.

Kammerdruckabhängigkeit des Ätzvorgangs

Der Prozessdruck ist einer der wichtigsten Parameter eines Ätzprozesses und bestimmt maßgebend das Ätzprofil. Der eingestellte Druck steuert das Verhältnis zwischen der Ionendichte und der neutralen Radikaldichte. Während der Ionenfluss vom Druck nahezu

unbeeinflusst bleibt, kann der Fluss der neutralen Verbindungen um ca. drei Größenordnungen im typischen Druckbereich von 1 mTorr bis 1 Torr verändert werden [107]. Etwas simplifiziert lassen sich zwei Extrema festlegen: das chemische und das physikalische Ätzen bzw. Sputtern (Abbildung 3.4a & c). Bei niedrigem Druck ($< 10 \text{ mTorr}^{11}$) liegt die freie mittlere Weglänge der Ionen im Bereich einiger Zentimeter. Die Ionen werden in Richtung der Probenoberfläche beschleunigt und treffen dort senkrecht auf. Dabei übertragen sie einen Teil ihrer kinetischen Energie auf die Oberflächenatome und lösen sie aus dem Kristall heraus. Die Ätzfront verläuft isotrop, da die Ätzwände von den Ionen nicht getroffen werden (Abbildung 3.4a). Die Ätzrate R , die als Quotient aus Ätztiefe zur Ätzzeit definiert ist, ist vergleichbar gering. Da der Materialabtrag vor allem von der kinetischen Energie der Teilchen abhängt, ist die Ätzrate relativ unabhängig vom Material, woraus sich eine geringe Selektivität gegenüber dem Maskenmaterial ergibt [78, 79, 107]

$$S = \frac{R_{\text{Substrat}}}{R_{\text{Maske}}} \approx 1 \quad (3.5)$$

Ein mögliches Problem beim ausschließlich physikalischen Ätzen ist die Redeposition vom Masken- und Substratmaterial auf der Probe. Sie kann zu unerwünschten Profilen nach dem Entfernen der Maske führen [78, 107].

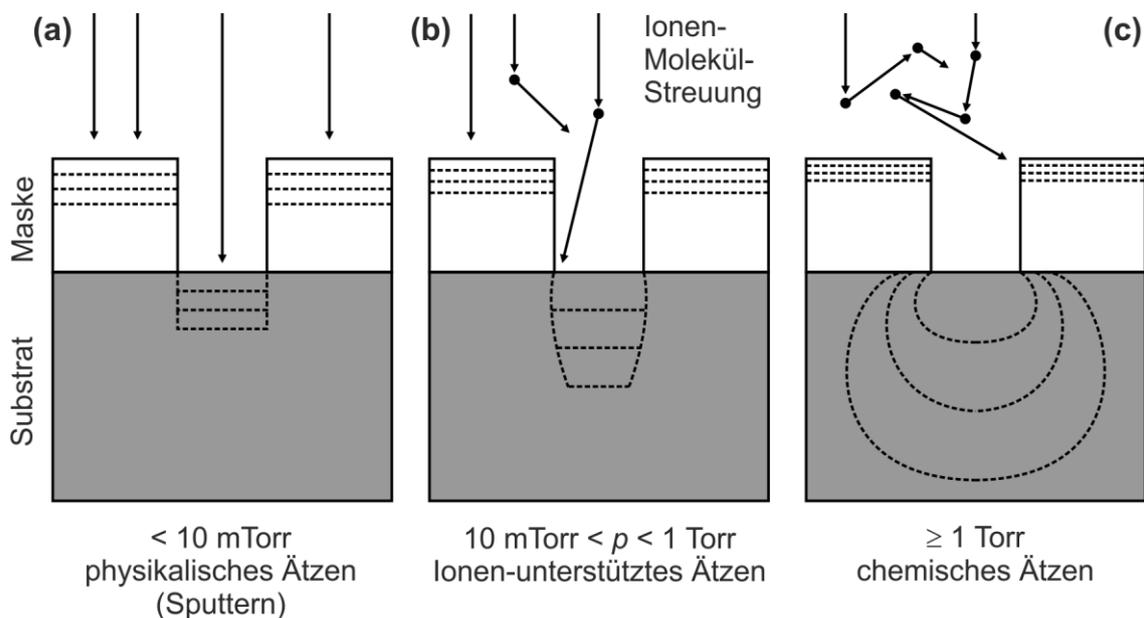


Abbildung 3.4 Druckabhängigkeit des Ätzprofils beim Plasma-Ätzen.

Beim chemischen Ätzen findet der Materialabtrag durch die Reaktion der neutralen Gasteilchen bzw. der Ionen mit den Atomen der Oberfläche statt. Entscheidend für diesen Prozess ist die Bildung von flüchtigen Reaktionsprodukten. Da die Bewegung der neutralen Teilchen keine

¹¹ Die nicht mehr zulässige Einheit Torr = 101325/760 Pa wird von vielen Anlagenbauern und in entsprechenden Veröffentlichungen weiterhin verwendet. Wegen der einfacheren Vergleichbarkeit der RIE-Prozessparameter wird in dieser Arbeit für den Kammerdruck ebenfalls die Einheit (Torr) verwendet.

Vorzugsrichtung hat und die Ionen aufgrund der hohen Dichte ihre kinetische Energie durch Stöße mit anderen Gasteilchen verlieren, ergibt sich ein isotropes Ätzprofil (Abbildung 3.3c) [78] und ein starkes Unterätzen der Maske. Die Ätzrate und die Selektivität gegenüber dem Maskenmaterial können sehr hoch sein. Deshalb wird das chemische Ätzen häufig für den ganzflächigen Materialabtrag, wie das Lackveraschen im Sauerstoffplasma verwendet [79].

Man spricht von physikalisch-chemischen bzw. Ionen-unterstützten Ätzen, wenn beide beschriebenen Prozesse zum Materialabtrag beitragen (Abbildung 3.4b). Die Ätzraten und die Selektivität liegen im Allgemeinen zwischen dem rein physikalischen und rein chemischen Ätzvorgang. Der Ionenbeschuss aktiviert die Oberfläche für eine chemische Reaktion und kann bei senkrechtem Ioneneinfall vertikale Ätzprofile erzeugen [78].

Im für diese Arbeit relevanten Druckbereich von 10 mTorr bis 30 mTorr kann die Ionenstreuung nicht mehr vernachlässigt werden. Wie in Abbildung 3.4b skizziert, haben die Ionen eine laterale Geschwindigkeitskomponente, die zu einem unerwünschten Ätzprofil führt. Eine höhere RF-Leistung, die eine höhere Biasspannung nach sich zieht, kann zu einem anisotroperen Ätzprofil führen, allerdings auf Kosten der Selektivität zwischen dem Substrat und dem Maskenmaterial. Außerdem kann eine höhere Ionenenergie zu Kristallschäden führen.

Ätzprofilkontrolle durch Abscheidung einer Passivierungsschicht

Alternativ zur Erhöhung der Ionenenergie, kann das Ätzprofil durch die Abscheidung einer Passivierungsschicht während des Ätzprozesses kontrolliert werden. Dabei wird versucht die laterale Ätzrate $R_{||}$, die z. B. für das Unterätzen der Maske verantwortlich ist, durch die Abscheidung einer schwer zu ätzenden Schicht zu kompensieren. Eine Passivierung kommt zustande, wenn

- abgesputtertes Maskenmaterial sich wieder ablagert [108],
- Ätzprodukte dissoziieren und sich als nichtflüchtige Produkte wieder ablagern [107],
- die Ätzreaktion mit dem Material zu nichtflüchtigen Produkten führt [107],
- eine Reaktion zwischen den Prozessgasen zu einem festen Produkt führt [107].

Die aufgezählten Prozesse sind in erster Näherung isotrop und es werden sowohl die Ätzwände als auch die Ätzfront passiviert. Ist die Abscheiderate R_D geringer als die laterale Ätzrate $R_{||}$, kann die Maske unterätzt werden (Abbildung 3.5a). Ist dagegen die Deposition stärker als der laterale Abtrag, jedoch schwächer als der vertikale ($R_{||} < R_D < R_{\perp}$), so kommt es zu einer mit der Prozesszeit wachsenden Passivierungsschicht an den Ätzwänden. Das Ätzprofil im Substrat verläuft schräg, da die Maskenöffnungen mit fortschreitender Ätzzeit zuwachsen. Mit steigender Depositionsgeschwindigkeit wird der vertikale Abtrag zunehmend durch die Depositionsrate kompensiert, weshalb die gemessene vertikale Ätzrate R_{\perp} sich verringert (Abbildung 3.5c) [107].

Wie im mittleren Bild der Abbildung 3.5 skizziert, kann ein vertikales Ätzprofil erreicht werden, wenn beide Prozesse, laterales Ätzen und Abscheidung sich genau kompensieren ($R_{||} = R_D$). Beim SiO_2 -Ätzen verwendet man dafür häufig das Ätzgas Trifluormethan (CHF_3), das zur Bildung

von Fluorkohlenstoff-Polymeren (C_xF_y) führt [107, 109–112].¹² Die Polymere bilden sich durch die Reaktionen im Plasma. Ihre Generation kann durch zusätzlichen Wasserstoff weiter erhöht werden [108].

Der analoge Prozess beim GaAs-Ätzen kann durch die Verwendung von Siliziumtetrachlorid ($SiCl_4$) und Sauerstoff erreicht werden. Dabei bildet sich durch die Reaktion zwischen Si und O_2 eine glasähnliche SiO_x -Verbindung [113].

Die SiO_2 - und GaAs-Ätzprozesse sind ausführlich in den Abschnitten 3.4.1 und 3.4.2 beschrieben.

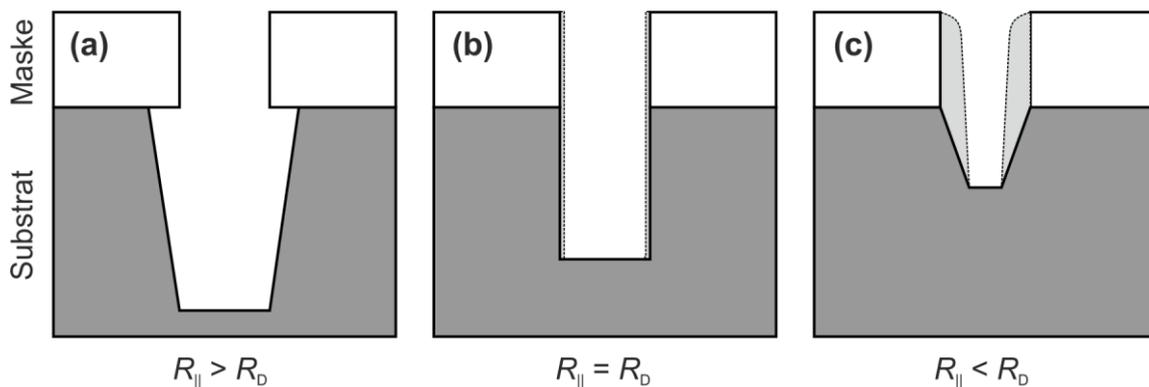


Abbildung 3.5 Einfluss einer Passivierung auf das Ätzprofil. (a) Im Fall zu geringer Depositionsrate R_D und vorhandenem lateralem Abtrag $R_{||}$ kommt es zum Unterätzen des Maskenmaterials und geneigten Ätzwänden. (b) Ein vertikales Profil ergibt sich, wenn die laterale Ätzrate genau durch die Depositionsrate kompensiert wird. (c) Ist die Deposition der dominante Prozess, verengen sich die Ätzwände aufgrund wachsender Ablagerungsschicht. Die vertikale Ätzrate verringert sich mit steigender Depositionsrate.

RIE-lag

Das Verhältnis der Tiefe zur Breite eines geätzten Lochs wird als Aspektverhältnis bezeichnet. Unter einem RIE-lag versteht man die Abhängigkeit der Ätzrate vom Aspektverhältnis, wobei die Ätzgeschwindigkeit mit steigendem Aspektverhältnis langsamer wird. In Extremfällen kann es sogar zu einem Ätzstopp kommen [111]. Das liegt vor allem an sich verschlechterndem Transport der Ionen, neutralen Radikalen und Ätzprodukten in schmalen Öffnungen [108, 111]. Da mit fortschreitender Ätzzeit das Aspektverhältnis größer wird und die Ätzgeschwindigkeit $R(t)$ zeitabhängig, ist die gemessene Ätzrate, definiert als abgetragene Schichtdicke d geteilt durch die Ätzzeit, ein gemittelter Wert

$$R_{\text{gemessen}} = \frac{d}{t_{\text{Ätzzeit}}} = \frac{\int_0^{t_{\text{Ätzzeit}}} R(t) dt}{t_{\text{Ätzzeit}}} \quad (3.6)$$

¹² Ob es zur Polymerbildung oder zu einem Ätzvorgang kommt, hängt im Wesentlichen von dem C:F-Verhältnis zwischen dem Kohlenstoff und dem Fluor des Prozessgases ab. Für einen Ätzvorgang muss das Verhältnis kleiner oder gleich 1/2 sein [108].

Unter Umständen kann es bei größer werdendem Aspektverhältnis zum erhöhten lateralen Abtrag und zum Verlust der Anisotropie kommen. Aus diesem Grund können Rezepte, die für freistehende Strukturen optimiert sind, nicht ohne Weiteres zum Ätzen von Löchern übernommen werden [114].

Der Einfluss vom RIE-lag kann durch Herabsenken des Drucks verringert werden [108]. Falls bei dem Ätzprozess eine Passivierung vorliegt, kann der Effekt sogar umgedreht werden. Beim umgekehrten RIE-lag werden breitere Öffnungen langsamer geätzt als schmale [111].

3.2.3. Lift-off Prozess

Der Lift-off Prozess ist komplementär zum reaktivem Ionenätzen. Hierbei handelt es sich um ein additives Verfahren, bei dem meist eine Metallstruktur einer vorgegebenen Geometrie auf die Probenoberfläche aufgebracht wird. Nach dem Belichten und Entwickeln wird die Probe in einer Aufdampfanlage mit einer Metallschicht bedampft (Abbildung 3.6a). Die Atome treffen idealerweise senkrecht auf die Probenoberfläche, sodass die Metallschicht auf dem Lack von der Metallschicht auf der Probenoberfläche getrennt ist. Abschließend wird der Lack in einem geeigneten Lösungsmittel entfernt. Es bleiben nur die durch die Maske vordefinierten Metallstrukturen auf der Oberfläche haften [80].

Bei einer Lackkantenbedeckung, verursacht durch eine Variation der Atomflugrichtung oder nicht senkrechte Lackkanten (Abbildung 3.6b), bleiben entweder unerwünschte Metallfilmreste über oder die Strukturen werden zusammen mit dem Metallfilm abgelöst. In solchen Fällen kann ein zwei-Schicht-Lift-off Prozess Abhilfe schaffen, wie er in Abbildung 3.6c dargestellt ist. Man versucht dabei einen Überhang der oberen Lackschicht zu erreichen. Dies gelingt, wenn die untere Lackschicht wesentlich empfindlicher als die obere ist, d. h. mit geringerer Dosis belichtet werden kann. Daraus ergibt sich ein größeres Gebiet, in dem die kritische Belichtungsdosis erreicht ist. Nach dem Entwicklungsprozess entsteht der gewünschte Überhang [80]. Alternativ kann ein so genannter Lift-off-Resist (LOR) verwendet werden [115]. Der Unterschied zum konventionellen Zwei-Schicht Prozess ist, dass LOR nicht belichtet, sondern während des Entwickelns langsam aufgelöst wird. Hierbei kann seine Beständigkeit gegenüber dem Entwickler durch eine Temperaturbehandlung dem Prozess angepasst werden.

Der Zwei-Schicht-Lift-off Prozess eignet sich auch für dickere Metallschichten (bis zu 3 μm) oder für schräges Bedampfen der Probe [115].

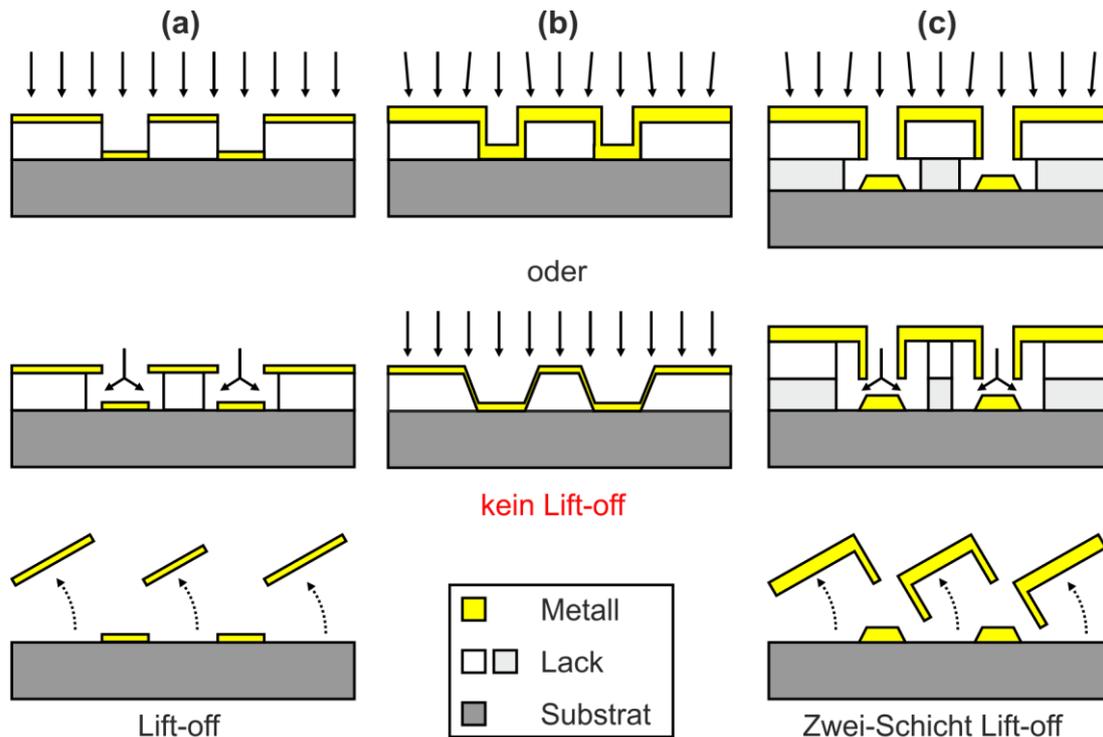


Abbildung 3.6 Schematische Darstellung des Lift-off Prozesses. (a) Bei dem Standardprozess wird die Probe und die Lackmaske durch Aufdampfen mit einer dünnen Metallschicht bedeckt, die bei dem Abhebeschritt in einem Lösungsmittelbad zusammen mit dem Lack entfernt wird. Übrig bleibt die Metallisierung auf der Probe. (b) Die Metallschicht kann nicht abgehoben werden, wenn die Lackflanken mit Metall bedeckt sind. (c) Der Zwei-Schicht-Prozess kann bei dickerer Metallschicht oder nicht steilen Lackflanken verwendet werden. Die untere Lackschicht wird während des Entwicklungsvorgangs größerflächig entfernt, wodurch ein Hohlraum entsteht. Die Vorlage für das Bild ist [80] entnommen.

3.3. Probenherstellung

Der Herstellungsprozess einer Probe mit photonischen Kristall-Resonator-Photodioden besteht aus einer großen Anzahl von Einzelschritten, die jeweils für sich optimiert wurden und nach dem Gesichtspunkt der Prozessführung aufeinander abgestimmt sind. Der gesamte Prozess lässt sich in folgende sieben Teile gliedern:

- MBE Wachstum und „Wafermapping“,
- Herstellung der n-Frontkontakte,
- Herstellung der photonischen Kristall-Resonatoren,
- Herstellung der Schottky-Kontakte,
- Kontaktieren der Schottky-Kontakte mit den Kontaktpads,
- Unterätzen der photonischen Kristall-Resonatoren,
- elektrische Kontaktierung und Bonden.

Abbildung 3.7 zeigt schematisch die Prozessschritte der Probe nach dem MBE Wachstum. Ein detailliertes Prozessprotokoll mit zahlreichen Anmerkungen und Prozessparametern befindet sich im Anhang.

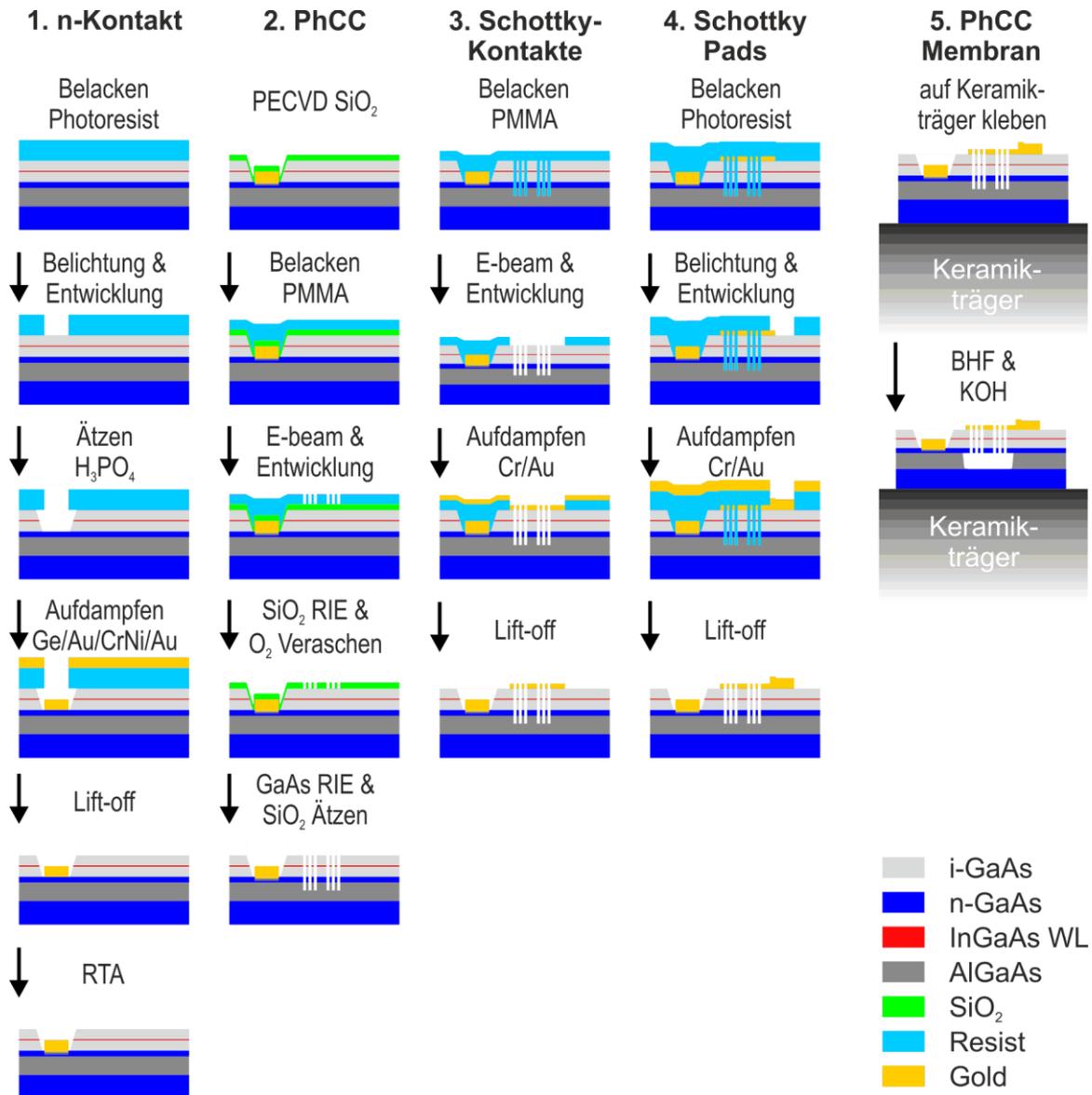


Abbildung 3.7 Prozessübersicht zur Herstellung der photonischen Kristall-Resonator-Photodioden

3.3.1. MBE Struktur

Die untersuchten Proben wurden in der Arbeitsgruppe von Prof. Dr. A. D. Wieck von Dr. A. Rai an der Ruhr-Universität Bochum mit Hilfe von Molekularstrahlepitaxie (MBE) gewachsen. Die in dieser Arbeit untersuchten Proben und ihre Eigenschaften sind im Anhang aufgelistet.

Die Proben werden nach dem in Abbildung 3.8 gezeigten Schema epitaktisch gewachsen, wobei die Membran für ausschließlich optische Untersuchungen undotiert bleibt.

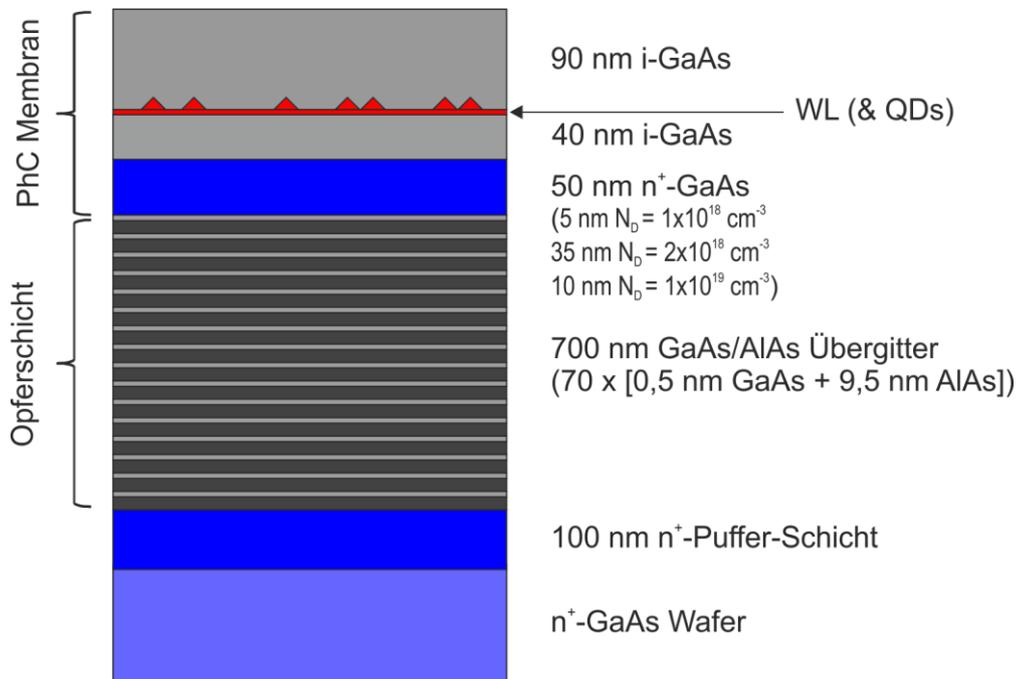


Abbildung 3.8 MBE Schichtfolge der untersuchten Proben

Das verwendete Substrat ist ein Silizium-dotierter n^+ -GaAs Wafer mit [100] Orientierung. Die Dotierung des Substrates spielt zwar keine Rolle für die Funktionalität der Proben, sie bietet jedoch einen großen Vorteil gegenüber intrinsischen Proben bei der Elektronenstrahlolithographie. Auf diese Weise wird vermieden, dass sich die Probe elektrostatisch aufladen kann. Das MBE-Wachstum beginnt typischerweise mit einer Pufferschicht (100 nm n^+ -GaAs). Sie dient der Verbesserung der Schichtqualität und dem Abschirmen der funktionalen Schicht vor Störstellen aufgrund der Oberflächenkontamination. Die 700 nm dicke Übergitterstruktur aus GaAs und AlAs führt ebenfalls zur Verringerung der Versetzungsdichte und zu glatteren Schichten [55, 116]. Aufgrund der hohen (gemittelten) Aluminium-Konzentration ($\text{Al}_{0,95}\text{Ga}_{0,05}\text{As}$) ist sie als Opferschicht für die photonische Kristall-Membranen konzipiert und kann selektiv gegenüber GaAs entfernt werden. Die GaAs Membran ist 180 nm dick und besteht aus 50 nm n^+ -GaAs und 130 nm i-GaAs. Das Dotierprofil der n^+ -Schicht setzt sich zusammen aus 5 nm $N_D = 1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, 35 nm $N_D = 2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ und 10 nm $N_D = 1 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. In der Mitte der Membran befindet sich die aktive Schicht aus einer InGaAs-Benetzungsschicht und den InGaAs-Quantenpunkten.

Vor dem Beginn der Prozessierung müssen die Proben, die einen Quantenpunkt-Gradienten haben, charakterisiert werden, um die richtige Quantenpunkt-Dichte bzw. den Bereich ohne Quantenpunkte zu lokalisieren. Das Auswählen des geeigneten Waferabschnitts erfolgt mittels „Wafermapping“. Hierbei wird die Photolumineszenz entlang des Quantenpunkt-Gradienten gemessen, um den Bereich mit sehr niedriger Quantenpunkt-Dichte zu lokalisieren.

Die funktionale MBE-Schicht ist nur wenige 100 nm dick (Abbildung 3.8) und muss vor Beschädigungen und Kontamination, z.B. durch Fremdpartikel, geschützt werden. Deshalb wird die Oberfläche mit einer 1-2 μm dicken Lackschicht (AZ6612 oder AZ6624 vgl. [117, 118]) versiegelt. Anschließend kann der ausgesuchte Bereich aus dem Waferstück herausgetrennt werden. GaAs lässt sich sehr leicht entlang der Kristallrichtungen [010] bzw. [001] spalten. Die Sollbruchkante wird durch das Ritzen der Rückseite mit einer Diamantnadel, parallel zu einer dieser beiden Kristallebenen, vorgegeben. Die Breite der Probe richtet sich nach der Größe des Keramikträgers und muss kleiner oder gleich 5 mm sein. Die Länge kann bis zu 1,5 cm betragen. Bei längeren Proben kann es während der Elektronenstrahlbelichtung bereits aufgrund minimaler Verkippungswinkel der Probe oder der Verspannung zu einer Variation der Fokusebene und somit zu einem Qualitätsverlust kommen.

3.3.2. Herstellung photonischer Kristall-Resonator-Photodioden mit einem Schottky-Kontakt

n-Kontakte

Der erste Technologieschritt in Abbildung 3.7 ist die Herstellung der n-Kontakte. Aufgrund der vergrabenen n^+ -Schicht muss der elektrische Kontakt durch die i-Schicht der Membran gelegt werden. Mit Hilfe der Fotolithographie werden Kontaktpads in einen positiven Lack belichtet und entwickelt. Die 130 nm dicke intrinsische GaAs Schicht wird nasschemisch durch die Lackmaske in einer Mischung aus Phosphorsäure, Wasserstoffperoxid und Wasser entfernt. Der n-Kontakt besteht aus 15 nm Ge/ 5 nm Au/ 15 nm CrNi/ 50 nm Au und wird in einer Aufdampfanlage thermisch aufgedampft. Sowohl der Ätzvorgang als auch das Aufdampfen werden mit derselben Maskierung durchgeführt, ohne die Ätztiefe nachzumessen. Dies erfordert eine sehr gute Prozesskontrolle beim GaAs Ätzen, vor allem, weil die GaAs-Membran nicht durchgeätzt werden darf. Abgesehen von einer geringeren Anzahl der Prozessschritte stellt dieses Vorgehen einen entscheidenden Vorteil dar. Zum einen stimmen die Positionen der freigelegten n^+ -Schicht und des aufgedampften Metallpads perfekt überein, zum anderen ist die Qualität des Lift-off-Prozesses außerordentlich gut. Ähnlich wie beim Zwei-Schicht-Prozess in Abbildung 3.6c entsteht durch das Ätzen ein ca. 100 nm breiter Überhang der Lackschicht. Die Erfolgsquote des Abhebevorgangs liegt dadurch bei fast 100 %. Der Lift-off Prozess wird in einem Aceton Bad durchgeführt und hat eine Gesamtdauer von ca. 10 min. Eine zusammenhängende Metallschicht löst sich bereits nach ein bis zwei Minuten und kann durch leichtes Schwenken der Probe rückstandslos entfernt werden. Die verbleibenden Kontaktpads werden in einem Kurzzeittemperaturverfahren (engl. *rapid thermal annealing* - RTA) [119] bei 390 °C einlegiert, wodurch ein Ohmscher Kontakt mit der vergrabenen n^+ -Schicht entsteht [55, 120–123].

Photonische Kristall-Resonatoren

Die photonischen Kristall-Resonatoren werden mit Hilfe der Elektronenstrahlolithographie und dem reaktiven Ionenätzen erzeugt. Für das Ätzen von GaAs/AlGaAs werden meistens chlorhaltige Gasgemische verwendet [107, 124–129]. Da sie jedoch die gängigen Photolacke sehr stark angreifen, muss eine zusätzliche Maskierung, im vorliegenden Fall, aus Siliziumdioxid (SiO_2) verwendet werden. SiO_2 hat eine niedrige Selektivität gegenüber den Photolacken bei fluorhaltigen Ätzprozessen und eine hohe Selektivität zu GaAs/AlGaAs in chlorhaltigen Plasmen [107, 130]. Die sogenannte Hartmaske aus SiO_2 wird mit Hilfe der plasmaunterstützten chemischen Gasphasenabscheidung (engl. *plasma-enhanced chemical vapour deposition - PECVD*) [119] abgeschieden. Die Schichtdicke der SiO_2 -Schicht richtet sich dabei nach der Selektivität des GaAs-Prozesses $S_{\text{GaAs}} = R_{\text{GaAs}}/R_{\text{SiO}_2} \approx 10$ (siehe Abschnitt 3.4.2) und der zu ätzenden Schichtdicke durch die GaAs-Membran von $d_{\text{GaAs}} > 200$ nm. Mit diesen Werten ist die minimale Schichtdicke der SiO_2 -Schicht $d_{\text{min, SiO}_2} = d_{\text{GaAs}}/S_{\text{GaAs}} \approx 20$ nm. Tatsächlich wird die doppelte Schichtdicke abgeschieden, um die Prozessunsicherheiten zu berücksichtigen.

Nach der PECVD-Abscheidung wird die Probe mit PMMA 950k (Polymethylmethacrylat) [131] in einer Lackschleuder belackt und um das Lösungsmittel aus der Lackschicht zu entfernen kurz auf einer Heizplatte „gebacken“. Die Dicke der ausgebackenen Lackschicht beträgt, abhängig von der Probengröße, ca. 160 nm.

Die photonischen Kristall-Resonatoren werden mit Hilfe des Elektronenstrahlbelichters belichtet. Die entsprechende Maske eines Resonators bzw. des gesamten Belichtungsfeldes der Probe mit der Nummer PC331 ist in Abbildung 3.9b und c gezeigt. Sie besteht aus drei Ebenen, welche im Verlauf des Herstellungsprozesses belichtet werden: 1. photonische Kristall-Resonatoren und Marker (blau), 2. Flutbelichtung (gelb) und 3. Schottky-Kontakte (rot). Die drei Ebenen sind präzise örtlich zueinander ausgerichtet, wie in der vergrößerten Ansicht eines photonischen Kristall-Resonators in Abbildung 3.9b zu sehen ist. Es sind vier Bereiche mit unterschiedlichen Resonatoren {L9, L11, L13 und L15} vorhanden. Die entsprechende Bezeichnung¹³ befindet sich jeweils am Rand der Maske und dient bei den optischen Untersuchungen der Orientierung auf der Probe. Die Resonatoren sind in einer 6×6 -Matrix gruppiert, wobei jeweils die obere Reihe als Referenz nicht kontaktiert ist. Die Belichtungs-dosis variiert in jeder Matrix von links nach rechts von $1 \cdot D_0$ bis $2,25 \cdot D_0$ in 0,25-Schritten, mit $D_0 = 110 \mu\text{C}/\text{cm}^2$.¹⁴ Damit variiert der Lochradius von ca. 65 nm bis ca. 75 nm. Die Gitterkonstante ist bei allen photonischen Kristall-Resonatoren konstant $a = 250$ nm. Bei einer innerhalb des photonischen Kristalls konstant gehaltenen Dosis macht sich der Proximity-Effekt bemerkbar und die Löcher am Rand des Defektes und am Rand des Resonators erfahren eine geringere Dosis, sodass der Lochradius in diesen Bereichen kleiner als im Inneren des photonischen Kristalls ausfällt. Um eine homogenere Dosisverteilung in der Umgebung des Resonatordefektes zu erreichen, wird, wie in [132] beschrieben, die Dosis der ersten den Defekt umgebenden Reihe um den Faktor 1,025 erhöht.

¹³ Die Linienbreite der Beschriftung in Abbildung 3.9c ist gegenüber der tatsächlichen Strukturlinienbreite von 100 nm stark erhöht um für den Betrachter lesbar zu sein.

¹⁴ Auch die Belichtungs-dosis die Kontakte wird auf die gleiche Weise variiert, was jedoch ein Fehler bei der Maskenerstellung war.

Die Belichtung wird bei einer Beschleunigungsspannung von 15 kV durchgeführt. Vor jeder Belichtung wird das EBL-System einer Kalibrierungsroutine unterzogen [100], die neben der Einstellung vom Fokus und Astigmatismus auch die Korrektur der Vergrößerung und die Angleichung der Koordinaten des EBL-Systems an die Probe beinhaltet. Damit sollen die Belichtungsfehler aus Abbildung 3.2 minimiert werden.

Nach der Belichtung wird das PMMA in einer Lösung aus MIBK (Methylisobutylketon) [133] und 2-Propanol entwickelt. Als Vorbereitung auf das reaktive Ionenätzen wird das PMMA durch eine zusätzliche flächige Elektronenbestrahlung gehärtet (siehe auch Abschnitt 3.4.1). Die in Abbildung 3.9b und c gelb markierten Bereiche werden einer Flächendosis von $3000 \mu\text{C}/\text{cm}^2$ ausgesetzt. Die Wirkung dieser Belichtung wird durch ein Absenken der Beschleunigungsspannung auf 5 kV weiter erhöht, da aufgrund geringerer kinetischer Energie der Elektronenstrahl vor allem im Lack gestreut wird, nicht tief in das Substrat eindringt und deshalb eine größere Anzahl von PMMA Molekülketten spalten kann.

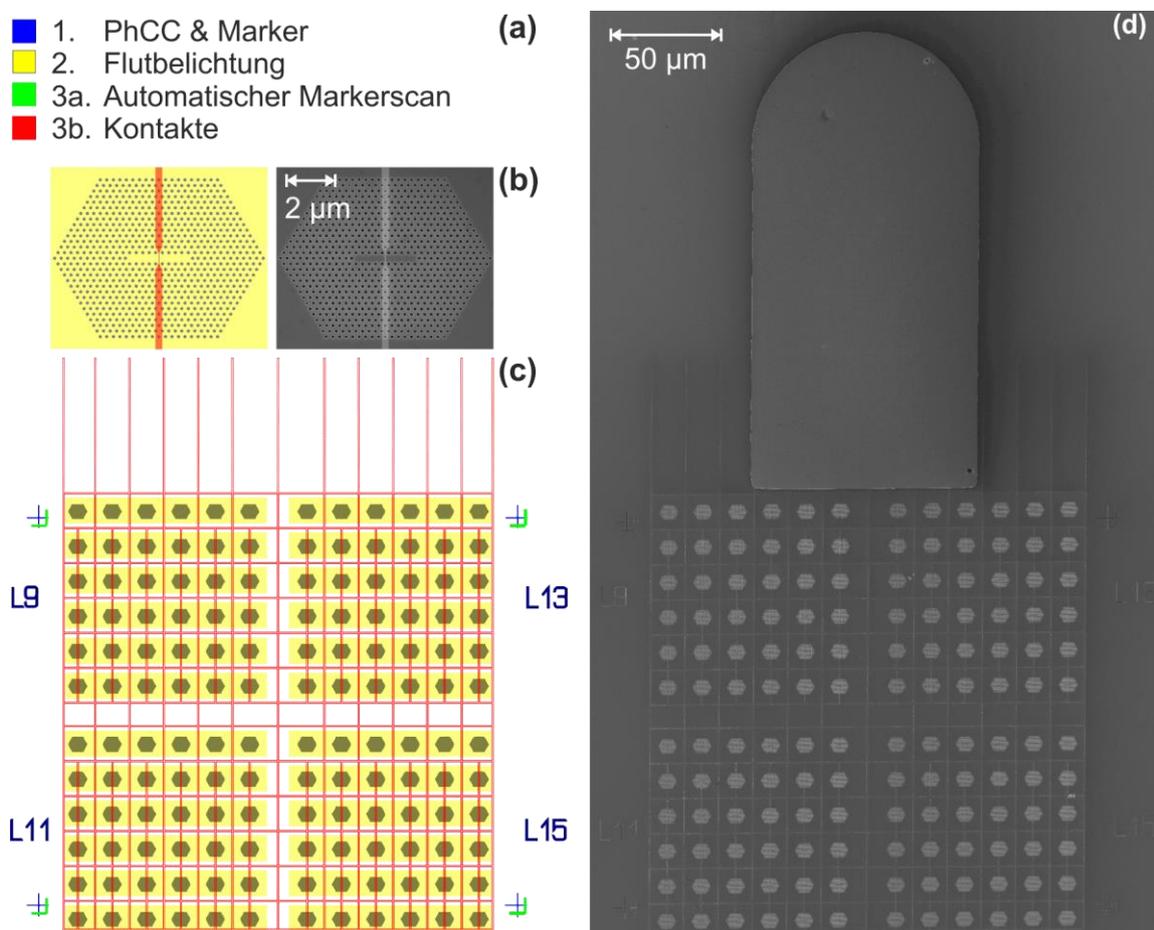


Abbildung 3.9 EBL-Maske der Probe PC331 für die Herstellung kontaktierter photonischer Kristall-Resonatoren. (a) Reihenfolge der Belichtungsschritte mit entsprechender Farbkodierung. (b) REM-Aufnahme eines kontaktierten photonischen Kristall-Resonators und die entsprechende EBL-Vorlage. (c) Gesamtübersicht der EBL-Maske. (d) REM-Aufnahme eines PhCC-Feldes, welches mit einem Schottky-Bondpad verbunden ist.

Bevor die photonischen Kristall-Resonatoren von PMMA in SiO₂ übertragen werden können, wird die Kammer der RIE-Anlage mit einem CF₄/O₂-Plasma gereinigt und anschließend eine 30-minütige Abkühlpause eingebaut. Diese Prozedur ist vor jedem RIE-Schritt notwendig, um für reproduzierbare Ätzergebnisse zu sorgen. Zum Ätzen von Siliziumoxid wird eine Mischung aus Argon (Ar) und Trifluormethan (CHF₃) verwendet. Als erster Ätzprozess bei der Herstellung der photonischen Kristall-Resonatoren beeinflusst dieser Schritt in besonderem Maße die Qualität der Resonatoren. Die Optimierung dieses Prozesses wird in Abschnitt 3.4.1 beschrieben.

Die verbleibende PMMA-Maske wird im Sauerstoffplasma in der gleichen Anlage entfernt. Die Prozessparameter werden dabei so gewählt, dass der Abtrag vom PMMA möglichst ohne Sputtern verläuft. Dies ist wichtig um die darunterliegenden Schichten aus SiO₂ und GaAs nicht abzutragen. Hierfür wird eine niedrige RF-Leistung und ein relativ hoher Druck von $p = 50$ mTorr eingestellt.

Nach einem weiteren Reinigungsschritt der Kammer (ohne Probe) werden die photonischen Kristall-Resonatoren aus SiO₂ in die GaAs-Schicht übertragen. Die Ätzzeit wird so eingestellt, dass die Ätzfront definitiv die Opferschicht aus Al_{0,95}Ga_{0,05}As erreicht und gleichzeitig die SiO₂-Maske nicht vollständig entfernt wird. Zum Ätzen wird ein Gasgemisch aus SiCl₄, Ar und O₂ verwendet (Beschreibung der Prozessoptimierung siehe Abschnitt 3.4.2). Die restliche SiO₂-Maske wird in einem CF₄/O₂-Ätzschritt entfernt. Dabei wird wie zuvor darauf geachtet, dass die Schicht durch eine chemische Reaktion und nicht den physikalischen Abtrag entfernt wird.

Schottky-Kontakte

Nach den vielen RIE-Schritten ist die Wahrscheinlichkeit, dass Ätzrückstände auf der Oberfläche zurückbleiben, relativ hoch. Um sicherzugehen, dass die GaAs-Oberfläche für die Herstellung der Schottky-Kontakte ausreichend rein ist, wird die Probe kurz in eine stark verdünnte KOH-Lösung getaucht. Ein Vorher-Nachher-Vergleich der Probenoberfläche in einem Auflichtmikroskop zeigt dabei eine deutliche Verbesserung.

Die Probe wird erneut mit PMMA belackt, um die Schottky-Leiterbahnen mit Hilfe der Elektronenstrahlolithographie zu belichten. Im EBL-System können die Markierungskreuze automatisch gescannt (Abbildung 3.9c, grün) und die Koordinaten der Probe und des EBL-Systems aufeinander ausgerichtet werden. Die erreichte Positionierungsgenauigkeit liegt im Bereich von 10 nm. Abbildung 3.9b zeigt einen entsprechenden Vergleich zwischen der EBL-Maske und einer REM-Aufnahme eines hergestellten photonischen Kristall-Resonators von der Probe PC331c. Die Verjüngung des Metallkontaktes verläuft genau wie in der Vorlage zwischen den Lochreihen.

Durch einen Designfehler der Maske erhöht sich die Belichtungszeit des mittleren Segments der Kontakte (vgl. Abbildung 3.9b) von links nach rechts bei jedem zweiten photonischen Kristall-Resonator in allen 6 × 6-PhCC-Feldern. Die resultierenden Kontaktbreiten nach dem Lift-off sind 45 ± 5 nm, 80 ± 8 nm und 128 ± 10 nm. Die Maske für die Kontakte bildet ein rechteckiges Netz, welches alle photonischen Kristall-Resonatoren, ausgenommen die Referenz-Strukturen, miteinander verbindet.

Die Kontakte werden durch thermisches Aufdampfen von 5 nm Chrom und 5 nm Gold sowie anschließendem Lift-off-Schritt hergestellt. Da Gold auf GaAs sehr schlechte Hafteigenschaften hat, wird Chrom als Haftvermittler verwendet. Die Auswahl der Materialien ist durch die nachfolgenden Prozessschritte eingeschränkt. So scheiden z. B. die gängigen Materialien Titan als Haftvermittler und Aluminium als Deckschicht aus, da die Kontakte aus diesen Materialien beim Unterätzen der Membranen von der Flusssäure geätzt werden.

Schottky-Pads

Damit die 250 nm breiten Schottky-Kontakte mit dem Probenhalter elektrisch verbunden werden können, werden zusätzlich größere Schottkypads im Zwei-Schichten-Lift-off erzeugt (Abbildung 3.6c). Dafür wird eine Schicht LOR [115] und nach dem Ausbacken ein positiver Photolack AZ6612 [134] auf die Probe aufgetragen. Die Schottky-Pads bestehen aus 10 nm Chrom und 200 nm Gold und werden ebenfalls durch thermisches Aufdampfen erzeugt. Das überschüssige Metall kann schließlich beim Lift-off-Prozess im Remover-Bad [135] entfernt werden.

Unterätzten der Membranen

Die Probe wird mit zwei Komponenten Kleber auf einen Keramikträger geklebt. Die freistehenden photonische Kristall-Membranen werden durch nasschemisches Ätzen in einer gepufferten Flusssäurelösung und einem zusätzlichen Reinigungsschritt zum Entfernen von HF-Ätzprodukten in der KOH-Lösung erzeugt (siehe Abschnitt 3.4.3). Abbildung 3.10a zeigt eine Mikroskop-Aufnahme eines unterätzten photonischen Kristall-Resonators. Der unterätzte Bereich setzt sich in dieser Aufnahme deutlich von der unstrukturierten Umgebung ab. Ausgehend vom isotropen Ätzverhalten [136] und der Ausdehnung des unterätzten Bereichs am Rand des photonischen Kristall-Resonators kann geschlussfolgert werden, dass die Opferschicht unter dem photonischen Kristall komplett entfernt ist. Dabei werden die Metallkontakte aus Chrom und Gold von der Säurelösung nicht angegriffen.

Elektrische Kontaktierung

Die fertig prozessierten und auf den Keramikträger geklebten Proben müssen im letzten Schritt elektrisch kontaktiert werden. Die Verbindung zwischen dem Keramikträger und der Probe wird mit einem 30 µm dicken Aluminiumdraht im Bondverfahren hergestellt. Abbildung 3.10b zeigt die bereits auf einen Keramikträger geklebte und gebondete Probe PC331d. Die Bonddrähte verlaufen von dem Keramikträger im Hintergrund zu den sieben Schottky- und zwei quadratischen n- Kontaktpads. Neben den Schottky-Pads kann man die Felder der photonischen Kristall-Resonatoren erahnen.

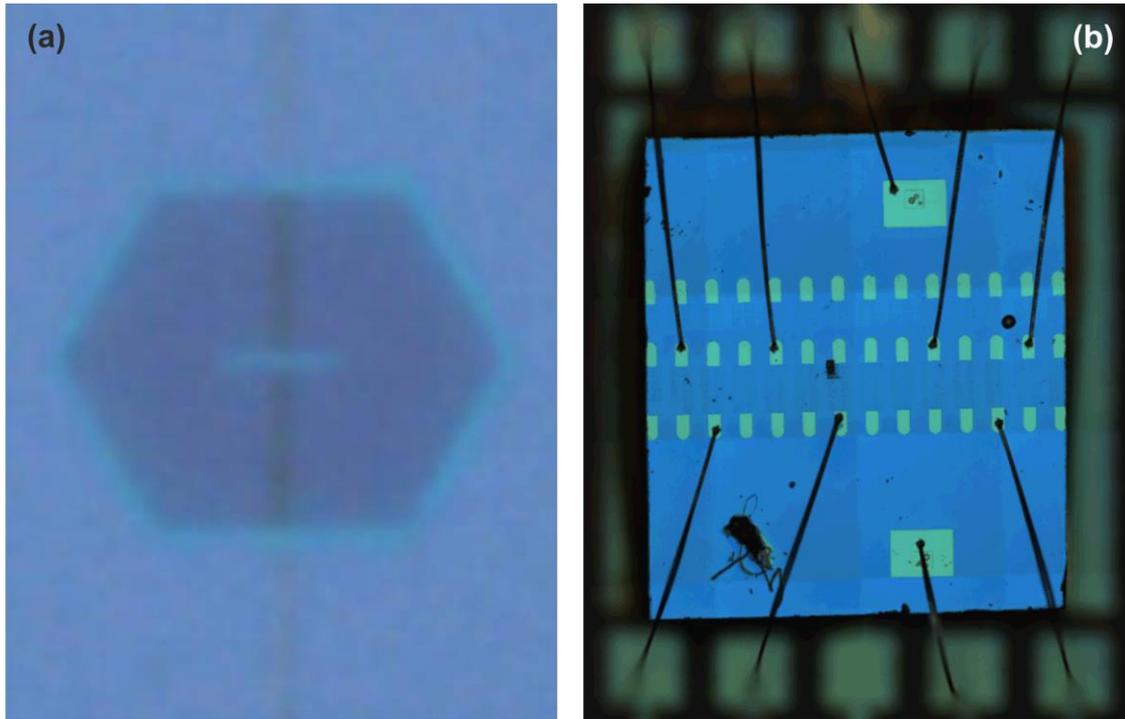


Abbildung 3.10 (a) Auflichtmikroskop-Aufnahme eines unterätzten, kontaktierten photonischen Kristall-Resonators. Der unterätzte Bereich ist deutlich als hellgrüne Umrandung des Resonators zu erkennen. (b) Gesamtaufnahme der prozessierten und gebondeten Probe PC331d. Die großen Rechtecke aus Gold sind n-Kontakte, die kleinen Pads verbinden jeweils ein PhCC-Feld. Alle PhCC-Felder sind identisch.

3.4. Prozessoptimierung

Die meisten verwendeten Technologieprozesse sind bekannt und in der Literatur vielfach beschrieben. Sie lassen sich jedoch nicht ohne Weiteres auf den hier beschriebenen Herstellungsprozess übertragen und müssen angepasst oder sogar separat neu erarbeitet werden. Die Gründe dafür sind Unterschiede in verwendeten Materialien bzw. Schichtfolgen, abweichende Anlagenparameter und die Komplexität des Gesamtprozesses.

3.4.1. SiO₂ Ätzprozess

Optimierung der Prozessparameter beim CHF₃/Ar-RIE-Ätzprozess

Die Herstellung der SiO₂-Hartmaske für die photonischen Kristall-Resonatoren ist der erste Ätzprozess. Ihn zu beherrschen, ist besonders wichtig, da alle Fehler und Unregelmäßigkeiten in der SiO₂-Maske in die darunterliegende GaAs-Schicht übertragen werden. Die verwendeten Prozessgase sind Trifluormethan (CHF₃) und Argon (Ar). Der Zusatz von Argon führt zum Aufbrechen der Bildungen durch die schweren, in Richtung der Probe beschleunigten Ar-Ionen

[137, 138] und kann, je nach Konzentration, zu höheren Ätzraten und verbessertem anisotropen Ätzverhalten beitragen. Für die Passivierung der Ätzwände ist Trifluormethan verantwortlich. Durch die Ablagerung von Fluorkohlenstoff-Polymeren (C_xF_y) sind die Ätzwände vor reaktiven Plasmabestandteilen und Ionenbeschuss geschützt (siehe Abbildung 3.5b). Bei richtiger Parameterwahl führt dieser Mechanismus zu einem anisotropen Ätzvorgang mit glatten und senkrechten Strukturwänden. Dafür müssen die Ätzrate von SiO_2 und die Abscheiderate von Fluorkohlenstoff-Verbindungen aufeinander angepasst werden.

Zusätzlich zur Passivierung der Seitenwände kann es zur Polymerisation von PMMA, hervorgerufen durch Ionenbeschuss und UV-Bestrahlung im Plasma, sowie Ablagerung von nicht flüchtigen Verbindungen kommen [110, 138]. Diese Effekte führen zur Deformation der PMMA-Maske und können gerade bei Strukturgrößen im submikrometer Bereich, welche typisch für photonische Kristalle im sichtbaren- und IR-Bereich sind, zu einem starken Qualitätsverlust führen. In Abbildung 3.11 ist der Einfluss des CHF_3/Ar -Plasmas auf die PMMA-Maske zu sehen. Es wird die eingespeiste RF-Leistung und der Kammerdruck¹⁵ variiert, wobei der Gasfluss konstant bei 8 sccm¹⁶ CHF_3 und 8 sccm Ar gehalten ist. Die Ätzzeit ist an die SiO_2 -Schichtdicke angepasst und beträgt z.B. bei 5 mTorr: $t(25\text{ W}) = 10\text{ min}$, $t(150\text{ W}) = 150\text{ s}$, $t(300\text{ W}) = 75\text{ s}$. Auffällig ist, dass in den meisten Abbildungen die Lackoberfläche sehr stark angegriffen ist und die anfangs kreisrunden Löcher (Abbildung 3.11b) deformiert und kantig sind. Hohe Leistung (150 W und 300 W) begünstigt die Veränderung der Lackstruktur, ein hoher Druck führt zu einer glatteren Oberfläche und zu regelmäßigeren Strukturen. Ein Kammerdruck von $p = 30\text{ mTorr}$ und eine Leistung von $P = 25\text{ W}$ liefern dabei das beste Ergebnis. Eine weitere Druckerhöhung auf 40 mTorr führt zu einem konischen Ätzprofil, erkennbar an den zwei hellen Umrandungen der Löcher, möglicherweise ein Indiz für stärkere C_xF_y -Abscheidung.

Das Ergebnis wird weiter verbessert, indem die Gasflüsse schrittweise von 8 sccm auf 20 sccm angehoben werden und das Gasverhältnis von 1:1 beibehalten wird. Die Veränderung des Gasflussverhältnisses führt in jedem Fall, sowohl bei einem größeren Argonanteil als auch bei einer höheren Trifluormethan-Konzentration, zu einem nicht vertikalem Ätzprofil, ähnlich dem in Abbildung 3.11a bei 40 mTorr und 25 W.

PMMA-Härten mit Elektronenstrahlbelichtung

Die Stabilität der PMMA-Maske im CHF_3/Ar -Plasma lässt sich sehr stark durch eine zweite flächige Elektronenstrahlbelichtung der bereits entwickelten Struktur erhöhen. Während bei einer niedrigen Belichtungs-dosis im Bereich von 100 bis 300 $\mu C/cm^2$ die PMMA-Polymerketten an den Belichtungsstellen aufgebrochen und im folgenden Entwicklungsprozess im Lösungsmittel herausgelöst werden, kommt es bei einer hinreichend hohen Belichtungs-dosis (1000 – 10000 $\mu C/cm^2$) zu einer weiteren Vernetzung des PMMA. Dabei bildet sich eine stabile und ätzresistente Schicht. Diese Technik wurde bereits auf andere Foto- [140] und

¹⁵ Der Leistungsbereich zwischen 50 W und 100 W führt bei diesem Prozess zu einem instabilen Plasma und ist deshalb wegen der notwendigen Reproduzierbarkeit ungeeignet.

¹⁶ Standardkubikzentimeter pro Minute (sccm) ist eine Einheit des Teilchenflusses. 1 sccm entspricht einem Volumen von 1 cm^3 bei 0° C und einem Druck von 1013 hPa [139].

Elektronenstrahl-Lacke [141, 142] angewendet, ein Beleg für die entsprechende Anwendung auf den PMMA wurde nicht gefunden. Bei einer sehr hohen Belichtungs-dosis ($9000 \mu\text{C}/\text{cm}^2$) und (vollständiger) PMMA-Polymerisation kann im CHF_3/Ar -Ätzprozess nahezu keine Veränderung der PMMA-Maske beobachtet werden. Dies gilt auch für nicht angepasste Ätzrezepte (Abbildung 3.11a, rot). Der Nachteil dieses Verfahrens ist eine extrem lange Belichtungszeit, weshalb nur kleine Bereiche auf diese Weise „gehärtet“ werden können. Mit dem optimierten Ätzrezept ($20 \text{ sccm } \text{CHF}_3 + 20 \text{ sccm } \text{Ar}$, $p = 30 \text{ mTorr}$, $P_{\text{RF}} = 25 \text{ W}$) reicht eine Belichtungs-dosis von $3000 \mu\text{C}/\text{cm}^2$ aus, um bestmögliche Ergebnisse zu erzielen.

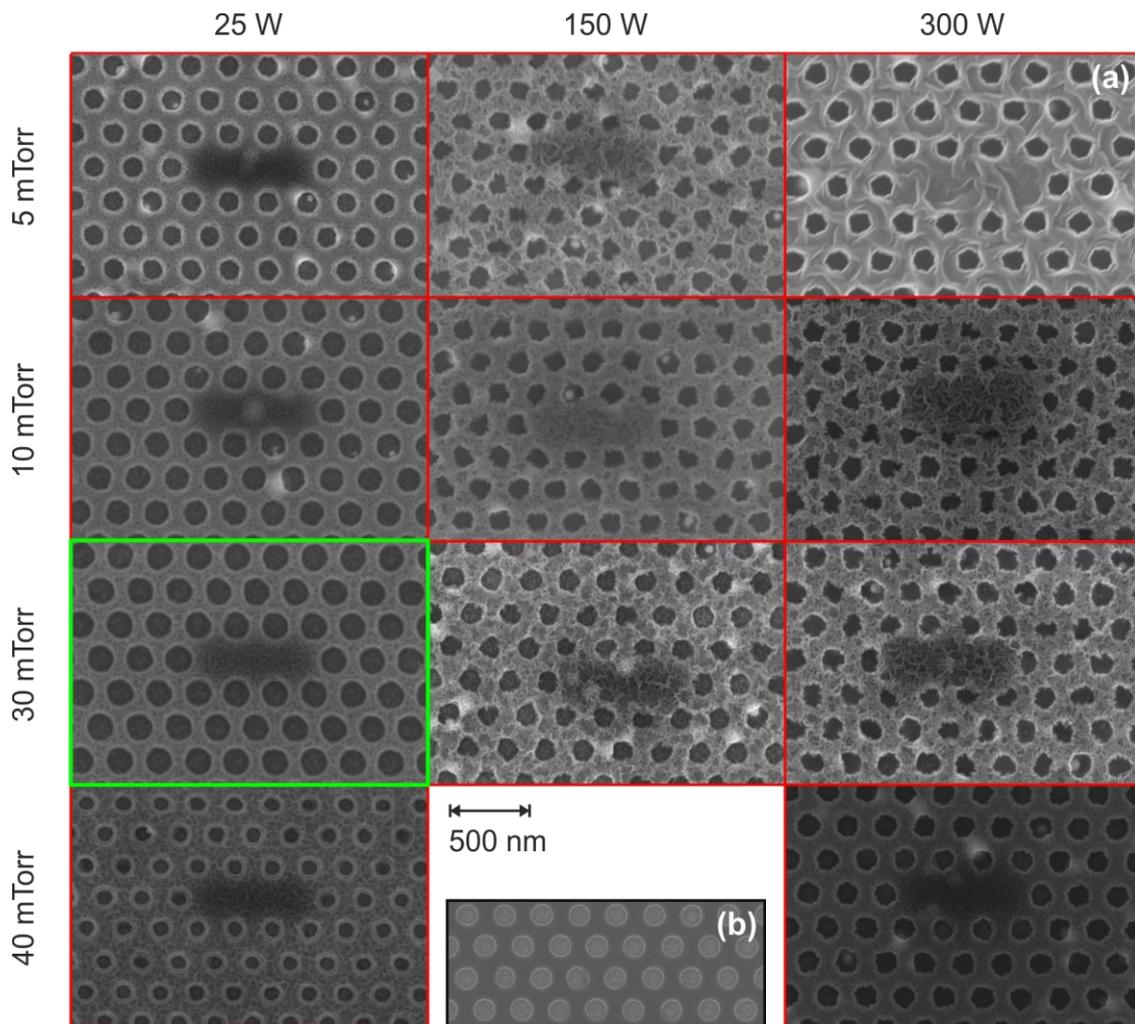


Abbildung 3.11 (a) Einfluss der Ätzparameter Druck und RF-Leistung auf die PMMA-Maske ($8 \text{ sccm } \text{CHF}_3 + 8 \text{ sccm } \text{Ar}$, die Ätzzeit ist an die Ätzgeschwindigkeit angepasst). Die grün umrandete REM-Aufnahme bei 25 W und 30 mTorr zeigt das beste erzielte Ergebnis. (b) Photonische Kristall-Strukturen in PMMA auf einer SiO_2 -Oberfläche nach der Entwicklung. In den Löchern kann man die polykristalline Struktur von SiO_2 erkennen.

Einfluss der Ätzzeit

Bisher hat die Ätzzeit in der Diskussion der optimalen Prozessführung keine Rolle gespielt. Sie wird jedoch wichtig, sobald die Ätzfront eine Grenzschicht unterschiedlicher Materialien erreicht.¹⁷ Im vorliegenden Fall ist dies der Übergang zwischen Siliziumdioxid und Galliumarsenid. Aus der Literatur sind unterschiedliche Grenzflächeneffekte, wie Kerben-Bildung (engl. *notching*) aufgrund der entstehenden Oberflächenladung an einer isolierenden Oberfläche [111, 144] oder die Aufweitung der Ätzfront bzw. Schädigung der Kristallwände wegen erhöhter Ionenstreuung an einer Ätzstopp-Schicht bekannt [111, 145].

Für die Untersuchung der Ätzzeitabhängigkeit werden vier Membran-Proben (PC327a-d) mit 50 nm SiO₂ und in PMMA belichteten photonischen Kristall-Resonatoren vorbereitet. Sie werden in der RIE-Anlage im CHF₃/Ar-Plasma mit dem zuvor optimierten Rezept (siehe Anhang) unterschiedlich lange geätzt. Zwischen den einzelnen Ätzversuchen wird die Kammer Plasma-gereinigt. Um für alle Proben identische Prozessbedingungen zu gewährleisten, wird der nächste Versuch jeweils nach einer 30-minütigen Abkühlphase durchgeführt. Nach dem Ätzen der SiO₂-Maske werden alle weiteren Prozessschritte an den vier Proben gleichzeitig durchgeführt um Unterschiede in Prozessabläufen zu vermeiden. Zunächst wurde die PMMA-Schicht im O₂-Plasma verascht. In Abbildung 3.12a sind entsprechende REM-Aufnahmen der Proben nach 6, 7, 8, und 9 min Ätzzeit zu sehen. Für einen besseren Kontrast ist jeweils ein Loch eingefärbt. Grün entspricht dem SiO₂ und grau dem GaAs. Die Bilder zeigen eine nicht durchgeätzte SiO₂-Schicht (6 min), eine teils durchgeätzte SiO₂-Schicht (7 min), die SiO₂-Maske nach optimaler Ätzdauer (8 min) und nach zu langer Prozesszeit (9 min). Bei einer Ätzrate von $R_{\text{CHF}_3/\text{Ar}}(\text{SiO}_2) \approx 6 \text{ nm/min}$ zeigen die ersten drei Bilder in Abbildung 3.12a Momentaufnahmen des Fortschreitens der Ätzfront in den Löchern mit einem Abstand von jeweils ca. 6 nm. Nach etwa acht Minuten wird die GaAs Oberfläche freigelegt und der Ätzprozess in die Tiefe gestoppt ($R_{\text{CHF}_3/\text{Ar}}(\text{GaAs}) \leq 1 \text{ nm/min}$). Ab diesem Moment kommt es zur Ablagerungen an den Lochseitenwänden, was nach neun Minuten deutlich zu sehen ist. Die genaue Zusammensetzung dieser Ablagerungen ist nicht bekannt. Es kann sich jedoch nicht um Fluor-Kohlenstoffverbindungen handeln, da sie permanent (auch bevor die GaAs-Oberfläche erreicht wird) während des Ätzprozesses gebildet werden und sich im O₂-Plasma entfernen lassen [146]. Die Ablagerungen bestehen höchstwahrscheinlich aus Galliumfluorid (GaF₃) [147], welches eine nichtflüchtige Verbindung ist und deshalb als Ätzbarriere wirkt [107, 147, 148].

Betrachtet man nun die REM-Aufnahmen der photonischen Kristalle nach vollendeter Prozessierung¹⁸, wird der Einfluss der Maskenqualität deutlich (Abbildung 3.12b). Im Fall einer SiO₂-Ätzzeit von 6 min erscheinen die Löcher im GaAs unregelmäßig und kleiner als in der SiO₂-Vorlage aus Abbildung 3.12a, manche sind gar nicht vorhanden. Die hohe Selektivität $S = 10$

¹⁷ In Zusammenarbeit mit Konstantin Weißgerber wurden Experimente zum Einfluss der Ätzzeit auf die Güte der photonischen Kristall-Resonatoren durchgeführt. Ein Teil der Ergebnisse ist in seiner Masterarbeit veröffentlicht [143].

¹⁸ Das GaAs-Ätzrezept unterscheidet sich von dem in Abschnitt 3.4.2 beschriebenen und für die Herstellung von kontaktierten photonischen Kristall-Resonatoren verwendeten Rezept. Die entsprechenden Parameter sind: 4,5 sccm SiCl₄ + 4,5 sccm Ar, $p = 3 \text{ mTorr}$, $P_{\text{RF}} = 150 \text{ W}$, $P_{\text{ICP}} = 60 \text{ W}$, $t = 45 \text{ s}$; $R_{\text{GaAs}} < 460 \text{ nm/min}$, $R_{\text{SiO}_2} = 25 \text{ nm/min}$ [143].

zwischen GaAs und SiO₂ bedeutet, dass die Ätzfront in SiO₂ viel langsamer verläuft, weshalb geringe Unregelmäßigkeiten in der SiO₂-Schicht eine relativ große Abweichung des GaAs-Profiles herbeiführen. So wird z.B. die Korngröße der SiO₂-Schicht mit Hilfe eines Atomkraft-Mikroskops (engl. *atomic force microscope* - AFM) zu ca. 30 nm in lateraler Richtung und 2 – 3 nm Höhe bestimmt. Allein daraus ergibt sich eine Variation der Ätztiefe im GaAs von 20 nm bis 30 nm.

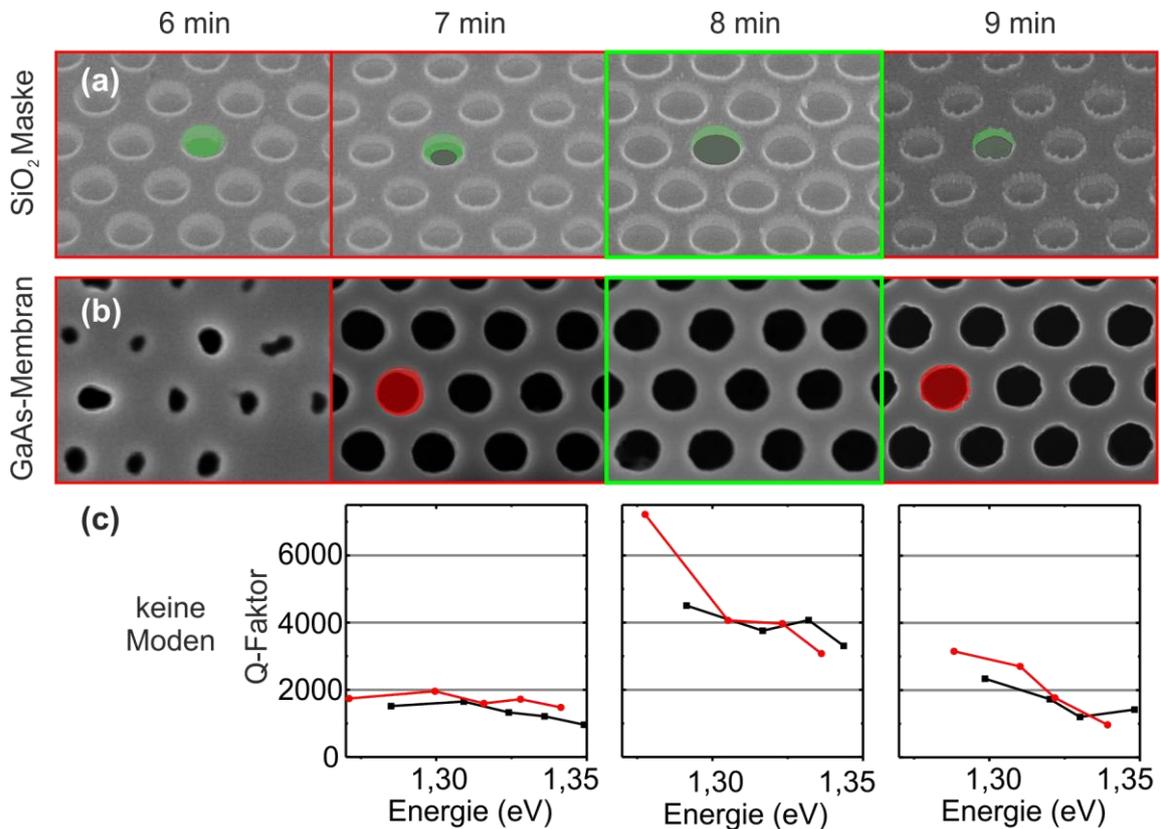


Abbildung 3.12 Die Abbildung zeigt den Einfluss der Prozesslaufzeit beim RIE-Ätzen im CHF₃/Ar-Plasma auf die Qualität der photonischen Kristalle. (a) REM-Aufnahmen der SiO₂-Maske nach unterschiedlichen Ätzzeiten (PMMA wurde entfernt). Um den Kontrast zu erhöhen, ist jeweils ein Loch farbkodiert. Grün entspricht Siliziumdioxid und grau Galliumarsenid. (b) REM-Aufnahmen der photonischen Kristalle nach dem Unterätzen in der Flusssäure. Beim zweiten und vierten Bild sind die geneigten Ätzwände hervorgehoben. (c) In der PL gemessene Q-Faktoren (siehe Abschnitt 5.2) zweier Moden (schwarz, rot) höchster Güte eines L7-Resonators in Abhängigkeit der Resonanzenergie (r/a -Verhältnis).

Das Resultat wird deutlich besser, wenn die SiO₂-Ätzzeit um eine Minute erhöht wird, zeigt dann jedoch ungewollte Einkerbungen an den Lochrändern. Diese verschwinden bei 8 min, tauchen jedoch wieder auf, wenn die SiO₂ Ätzzeit auf neuen Minuten weiter erhöht wird.

Die anhand der REM-Aufnahmen geschilderte Entwicklung der Probenqualität wird auch in PL-Spektren der photonischen Kristall-Resonatoren beobachtet. Die daraus gewonnenen Q-

Faktoren¹⁹ der Moden sind in Abbildung 3.12c dargestellt. Es wurden jeweils die beiden Moden mit den höchsten Q-Faktoren untersucht. Zur besseren Vergleichbarkeit ist die Entwicklung der Q-Faktoren in Abhängigkeit der Resonanzenergie, die wiederum vom r/a -Verhältnis der photonischen Kristalle abhängt, gezeigt. Proben, die 6 min im CHF_3/Ar -Plasma geätzt sind, zeigten keine Modensignatur. Die höchsten Q-Faktoren mit über 7000 zeigen eindeutig die photonischen Kristall-Resonatoren nach 8 min SiO_2 -Ätzzeit. Die Q-Faktoren bei kürzerer bzw. längerer Ätzzeit sind im Schnitt um mehr als Faktor zwei kleiner.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass eine optimale Ätzzeit für den gewählten Prozess und das vorliegende Materialsystem existiert. Sie entspricht der Zeit, in der die GaAs-Oberfläche in den Löchern komplett freigelegt wird. Eine qualitative Aussage, ob ein zu kurzes oder zu langes Ätzen der Maske zu besseren Ergebnissen führt, lässt sich auf Basis dieser Datenlage nicht machen. Auch ist nicht geklärt, woraus die Ablagerungen bestehen, wie schnell sie wachsen und wie hoch ihre tatsächliche Ätzrate im $\text{SiCl}_4/\text{Ar}/(\text{O}_2)$ -Plasma ist. Eine weitere Prozessoptimierung ist notwendig, um die Ablagerungen zu vermeiden bzw. zu minimieren. Falls ausschließlich die Ablagerungen für die Lochdeformation bei zu langer Ätzzeit verantwortlich sind, würde ein geeigneter, zu SiO_2 und GaAs selektiver Reinigungs-Ätzprozess die Prozessführung vereinfachen.

3.4.2. GaAs Ätzprozess

Nach dem Herstellen der SiO_2 -Maske und dem Entfernen von PMMA werden die photonischen Kristall-Strukturen in einem weiteren RIE-Prozess in das GaAs übertragen. GaAs im Speziellen und III-V-Halbleiter im Allgemeinen können in chlorhaltigen Plasmen geätzt werden. Ähnlich wie beim SiO_2 -Prozess bedarf es im Regelfall anderer Gaszusätze, um senkrechte Ätzprofile zu erreichen [107, 149]. Die häufigste Verwendung findet Argon. Es geht keine Bindungen ein und ist aufgrund seiner großen Masse für den physikalischen Materialabtrag [107] und die Erhöhung der chemischen Reaktivität von GaAs verantwortlich [150]. Dennoch ist es sehr schwer, optimale Ätzbedingungen zu erreichen und das chemische, isotrope Ätzen sowie das Argon-Sputtern in Balance zu bringen [149, 151, 152].

Das ursprünglich verwendete Ätzrezept ist in der AG Prof. C. Meier an der Universität Paderborn erarbeitet und während der Masterarbeit von Konstantin Weißgerber für die Herstellung von photonischen Kristall-Resonatoren optimiert worden: 4,5 sccm SiCl_4 + 4,5 sccm Ar, $p = 3$ mTorr, $P_{\text{RF}} = 150$ W, $P_{\text{ICP}} = 60$ W [143]. Es zeichnete sich durch einen sehr niedrigen Druck und eine hohe Bias-Spannung aus. Die Ionen können fast ungehindert senkrecht auf die GaAs-Oberfläche auftreffen und sorgen auf diese Weise für vertikale Ätzwände. Im Verlauf dieser Arbeit wurde eine Erhöhung des minimal erreichbaren Prozessdrucks von 2,3 mTorr im April 2009 bis 5,2 mTorr im Januar 2016 beobachtet. Daraus ergab sich ein erhöhter lateraler Abtrag, rauere Ätzwände und damit einhergehend eine Verringerung der Güte von photonischen Kristall-Resonatoren. Eine weitere Optimierung des Prozesses konnte die Rauigkeit jedoch nur unzureichend verringern. Da der Druck nicht weiter gesenkt werden konnte, musste ein anderer Ansatz gefunden werden um die Qualität wiederherzustellen. Es hat sich als sehr effektiv erwiesen, die Strukturwände vor dem lateralen Ätzen zu schützen, indem während des

¹⁹ Die Vorgehensweise bei der Bestimmung der Resonatorgüte ist in Abschnitt 5.2 beschrieben.

Prozesses eine Passivierungsschicht abgeschieden wird (siehe Abschnitt 3.4.1). Ähnlich dem CHF_3/Ar -Prozess kommt es zu einer Abscheidung einer glasähnlichen (SiO_x) Passivierungsschicht, wenn dem SiCl_4 -Plasma Sauerstoff zugeführt wird [113, 126, 152, 153].

Optimierung des SiCl_4/O_2 -RIE Prozesses

Der erste Schritt besteht darin, das richtige Verhältnis zwischen Siliziumtetrachlorid und Sauerstoff zu finden. Die Ätzversuche werden an n-dotierten GaAs-Waferstücken durchgeführt. Die Herstellung photonischer Kristalle in GaAs ist wegen der Elektronenstrahlithografie und mehrerer RIE-Schritte aufwändig und lang, deshalb wird die Untersuchung zum SiCl_4/O_2 -Verhältnis an freistehenden Säulen (engl. *pillar*)-Strukturen gemacht. Die Probenvorbereitung ist denkbar einfach und zeitsparend. Die Wafer werden gespalten, wobei kleine GaAs Splitter entstehen, die sich zum Teil auf der Oberfläche wieder ablagern. Diese Partikel-Kontamination der Waferstücke wird als Ätzmaske für die Pillar-Strukturen verwendet. Ihre Ausdehnung reicht von einigen zehn Nanometer bis zu hunderten von Mikrometern. Nach dem Spalten werden die Proben in der RIE-Anlage geätzt und unter dem REM untersucht.

Der Einfluss der Gasgemisch-Zusammensetzung wird bei einem konstantem Gesamtfluss von 9 sccm und einem Prozessdruck von 4,5 mTorr für zwei unterschiedliche RF-Leistungen untersucht. Die Ergebnisse sind in Abbildung 3.13 zusammengefasst. Der Zusatz von Sauerstoff führt zunächst zu einer Erhöhung der Ätzrate, was mit einer besseren Dissoziation von SiCl_4 in hochreaktive Cl_x -Verbindungen zusammenhängt [113]. Die Ätzrate sinkt wieder, wenn der SiCl_4 -Fluss weiter abnimmt und nicht mehr ausreichend Cl_x -Radikale gebildet werden können. Der Wendepunkt der Kurven und damit der maximale Abtrag ist leistungsabhängig. Im Fall von 75 W liegt er bei $\phi_{\text{SiCl}_4} \approx 5$ sccm und im Fall von 25 W bei $\phi_{\text{SiCl}_4} \approx 6,5$ sccm. Eine höhere RF-Leistung begünstigt die Spaltung von Siliziumtetrachlorid, weshalb eine weitere Verschiebung der Ätzrate zu kleinerem SiCl_4 -Anteil bei noch höherer RF-Leistung denkbar ist.

In Abbildung 3.13 sind einige Ätzprofile der Pillar-Strukturen bei unterschiedlichen Gasgemisch-Verhältnissen zu sehen. Die REM-Bilder zeigen die Strukturen unmittelbar nach dem RIE-Ätzprozess und nach einem anschließenden Flusssäurebad. Während bei hohen SiCl_4 -Flüssen das Ätzprofil der Pillar vor und nach dem HF-Bad gleich geblieben ist, änderte es sich ab einem Fluss von 6 sccm (gilt für beide RF-Leistungen). Am Beispiel von $\phi_{\text{SiCl}_4} \approx 4$ sccm sieht man vor dem Flusssäureätzen einen Pillar mit glatten, senkrechten Wänden. Nach dem Flusssäurebad ändert sich das Profil zu einem spitz zulaufenden Konus. Die entfernte Schicht ist eine Ablagerung aus SiO_x [113, 126]. Die konischen Strukturen weisen eine sehr glatte Oberfläche und einen nahezu konstanten Neigungswinkel entlang der gesamten Strukturhöhe auf. Ein Vergleich mit anderen Aufnahmen zeigt, dass der Neigungswinkel mit steigendem SiCl_4 -Fluss bis ca. $\phi_{\text{SiCl}_4} = 7$ sccm abnimmt und für noch größere SiCl_4 -Flüsse sogar negativ wird. Auf diese Weisen lassen sich Öffnungswinkel im Bereich von $+10^\circ$ bis -10° erreichen. Das Flussverhältnis steuert die Bildung von SiO_x und die laterale (vertikale) Ätzrate. Im Fall von $\phi_{\text{SiCl}_4} = 7$ sccm sind beide Prozesse – die Bildung von SiO_x und das laterale Ätzen – ungefähr im Gleichgewicht, weshalb Strukturen mit senkrechten Wänden möglich sind. Dabei ist der Einfluss der RF-Leistung auf den

Neigungswinkel gering bis nicht vorhanden. Dies konnte zusätzlich für $\phi_{\text{SiCl}_4} = 6 \text{ sccm}$ im Bereich 25 W bis 150 W bestätigt werden.

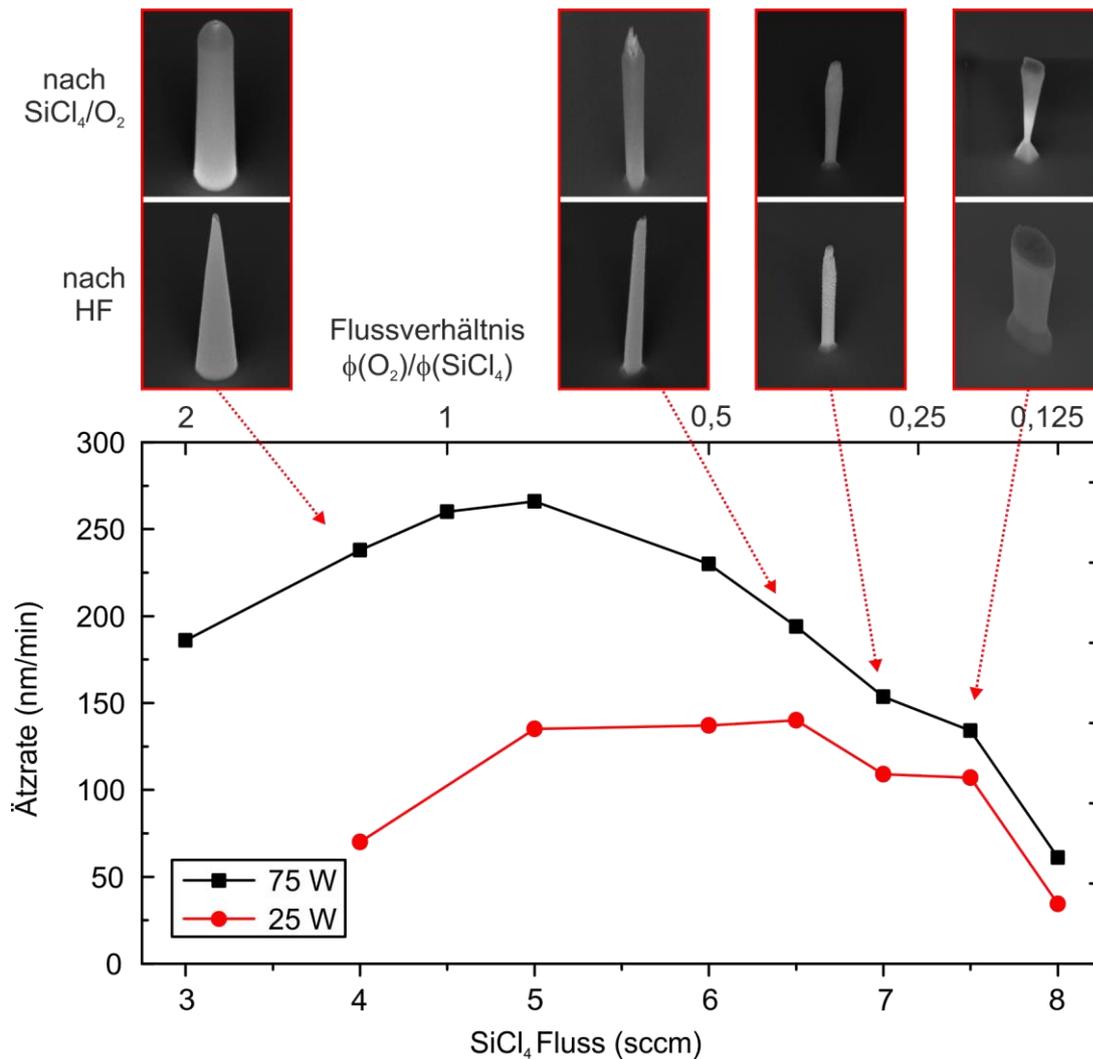


Abbildung 3.13 Einfluss vom SiCl_4 -Gasfluss und von der RF-Leistung auf die GaAs-Ätzrate im SiCl_4/O_2 -RIE Prozess. Der Gesamtfluss ist konstant $\phi_{\text{Ges}} = 9 \text{ sccm}$, der Druck entspricht 4,5 mTorr. Die REM-Aufnahmen zeigen ausgewählte Pillar-Ätzprofile bei unterschiedlichen Gasflussverhältnissen direkt nach dem RIE-Ätzen und nach anschließendem Flussäure-Bad.

Bei einem niedrigen Sauerstoffanteil und hoher SiCl_4 -Konzentration ist die Bildung von SiO_x -Verbindungen verringert und der laterale Abtrag dominant. Da die laterale Ätzrate nur schwach von der RF-Leistung abhängt, jedoch die vertikale Komponente in etwa linear mit der Leistung wächst, ist das Ätzprofil bei dieser Gaszusammensetzung stark leistungsabhängig. Bei einem Fluss von $\phi_{\text{SiCl}_4} = 8 \text{ sccm}$ und einer Leistung von $P_{\text{RF}} = 25 \text{ W}$ sind die beiden Ätzraten ungefähr gleich groß, was sich in einem fast vollständigen Verlust der Anisotropie zeigt.

Neben dem Ätzprofil, ist auch die Rauigkeit der Ätzflanken von dem Flussverhältnis abhängig. Geschützt durch die SiO_x -Passivierung bei niedrigem SiCl_4 -Gehalt und beim isotropen Ätzen im Bereich hoher SiCl_4 -Flüsse sind die Ätzflanken sehr glatt. Dagegen sind die Ätzflanken bei vertikalen Strukturen, im Bereich von $\phi_{\text{SiCl}_4} = 7,0 \pm 0,5$ sccm relativ rau und erreichen Werte von über 20 nm.²⁰

Bessere Ätzergebnisse lassen sich durch eine Druckerhöhung erreichen (Abbildung 3.14). Die Proben werden jeweils 10 min geätzt (7 sccm SiCl_4 /2 sccm O_2 , $P_{\text{RF}} = 75$ W) und anschließend im REM untersucht. Sie zeigten eine kontinuierliche Erhöhung der Ätzrate bei gleichzeitiger Verringerung der Oberflächenrauigkeit mit einem Minimum bei 15 mTorr. Die mit dem REM gemessene Rauigkeit liegt bei diesem Druck unter 1 nm, was der Auflösungsgrenze des Mikroskops entspricht. Eine weitere Druckerhöhung führt zu einer leicht erhöhten Rauigkeit von 2 nm.

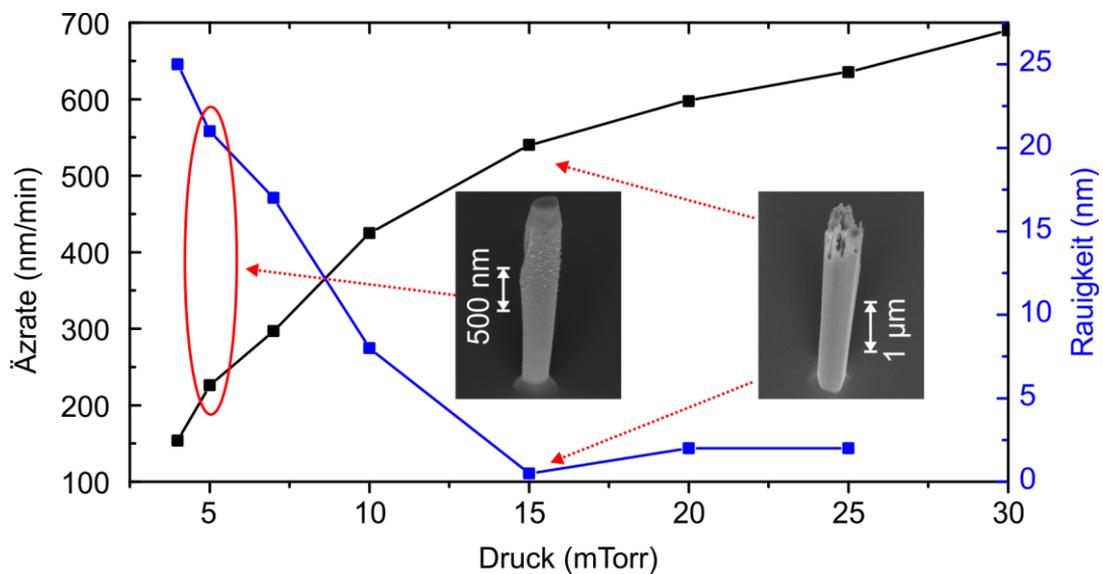


Abbildung 3.14 Ätzraten und Rauigkeit der Pillar-Strukturen in Abhängigkeit vom Kammerdruck. Die Prozessparameter sind: 7 sccm SiCl_4 + 2 sccm O_2 , $P_{\text{RF}} = 75$ W, 10 min.

An den beiden REM-Aufnahmen in Abbildung 3.14 ist außerdem zu sehen, dass mit dem Fortschreiten der Ätzfront die Pillar gleichmäßiger werden, während sie im Bereich der Spitze einen anderen Neigungswinkel der Ätzflanken besitzen bzw. ungleichmäßig geätzt sind.

Der Versuch, das Rezept auf photonische Kristalle zu übertragen ergibt ein ähnliches Ätzverhalten. Abbildung 3.15 zeigt eine REM-Aufnahme eines photonischen Kristalls nach dem SiCl_4/O_2 -RIE-Schritt (7 sccm SiCl_4 /2 sccm O_2 , 15 mTorr, $P_{\text{RF}} = 75$ W, 2 min) und dem Entfernen der restlichen SiO_2 -Maske im CF_4/O_2 -Plasma. Die 180 nm dicke GaAs-Membran lässt sich anhand des Helligkeitskontrastes zwischen der GaAs- und AlGaAs-Schicht erkennen. Obwohl die Probe

²⁰ Die Rauigkeit der Pillar wird anhand der REM-Aufnahmen bestimmt. Dabei handelt es sich nicht um einen statistischen Mittelwert, sondern um eine Schätzung.

etwas schräg gespalten ist, ist das konische Ätzprofil und die Rauigkeit im Bereich der GaAs-Membran deutlich sichtbar. Nahe an der Oberfläche verlaufen die Löcher trichterförmig. Mit steigender Ätztiefe werden die Öffnungen steiler und vor allem glatter. Da dieser Effekt sowohl bei den Pillarn als auch bei photonischen Kristallen beobachtet wird, d. h. Aspektverhältnis abhängiges Ätzen als Grund ausscheidet, kann das Ätzverhalten mit einem instabilen Plasma erklärt werden [107]. Von der Zündung des Plasmas bis zum stabilen Betrieb vergehen ca. fünf Sekunden (abhängig vom Prozess können es auch mehr sein). Unter der Annahme einer über die Zeit gleichmäßigen Ätzrate passen die trichterförmigen Löcher und die Rauigkeit in der oberen Hälfte der Membran genau in dieses Zeitfenster: $d = R_{\text{GaAs}}t \approx 8,8 \text{ nm/s} \cdot 5 \text{ s} = 44 \text{ nm}$.

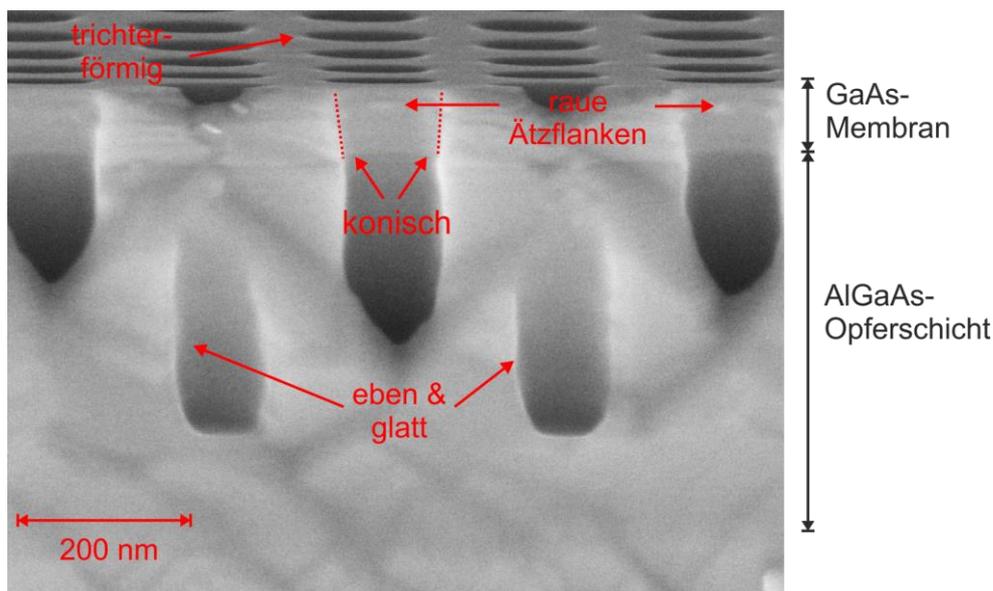


Abbildung 3.15 GaAs photonischer Kristall nach dem SiCl_4/O_2 -RIE-Prozess (7 sccm $\text{SiCl}_4/2$ sccm O_2 , 15 mTorr, $P_{\text{RF}} = 75 \text{ W}$, 2 min). Zu sehen ist die GaAs-Membran und die $\text{Al}_{0,95}\text{Ga}_{0,05}\text{As}$ -Opferschicht. Der Ätzverlauf ist im Bereich der GaAs-Membran uneben und rau, während im Bereich der Opferschicht die Wände glatt sind.

Eine weitere Anpassung der Parameter führt zu keiner wesentlichen Verbesserung des Ätzprofils. Das zuvor gewählte Gasfluss-Verhältnis von 7 sccm $\text{SiCl}_4/2$ sccm O_2 ist auch für PhC-Strukturen relativ passend gewählt. Eine feinere Abstufung der Gasflüsse ist aufgrund der Gasflusskontroller in der Ätzanlage schwierig. Zwar können die Flüsse mit einer Genauigkeit von $\pm 0,1$ sccm vorgegeben werden, jedoch liegt die Genauigkeit der Regelung im Bereich von $\pm(0,2 - 0,4)$ sccm. Die Variation des Gasverhältnisses führt sowohl bei erhöhtem Siliziumtetrachlorid-Gehalt als auch bei höherem Sauerstoffanteil zu stärkerer Trichterbildung. Allein durch die Erhöhung der Leistung auf $P_{\text{RF}} = 100 \text{ W}$ ergeben sich relativ steile Ätzflanken, deren Rauigkeit jedoch deutlich ansteigt. Die Verringerung des Drucks führt ebenfalls zu rauen Wänden, eine Druckerhöhung äußert sich ähnlich wie bei erhöhtem SiCl_4 -Fluss in einem verstärkt isotropen Ätzverhalten.

Optimierung des $\text{SiCl}_4/\text{O}_2/\text{Ar}$ -RIE Prozesses

Der Zusatz von inerten Gasen kann oft zu einem stabileren Plasma und erhöhter Anisotropie führen [107]. Ausgehend vom SiCl_4/Ar -Rezept (7,5 sccm $\text{SiCl}_4/12,5$ sccm Ar, 3 mTorr, $P_{\text{RF}} = 150$ W, $P_{\text{ICP}} = 60$ W) und den Erkenntnissen aus dem vorangegangenen Abschnitt, werden unter Zugabe von Sauerstoff nochmals alle Parameter wie Druck, eingespeiste RIE- und ICP²¹-Leistungen sowie die jeweiligen Gasflüsse variiert. Die angestrebten Ziele sind

- senkrechte Ätzwände bei photonischen Kristallen,
- geringe Rauigkeit,
- eine sinnvolle Ätzrate: $R_{\text{GaAs}} \ll 2 \mu\text{m}/\text{min}$ ²²,
- hohe Selektivität zu SiO_2 : $S_{\text{GaAs}/\text{SiO}_2} = R_{\text{GaAs}}/R_{\text{SiO}_2} \geq 5$ ²³,
- gut einstellbare und kontrollierbare Prozessparameter.

Für den Test werden n-dotierte GaAs Proben verwendet (ein Vergleich mit MBE-gewachsenen Membranproben ergibt keinen Unterschied). Es werden 2 mm lange und 60 Lochreihen breite ($\sqrt{3}/2 \cdot 250 \text{ nm} \times 60 \approx 13 \mu\text{m}$) photonische Kristalle aus hexagonal angeordneten Löchern belichtet. Um den Einfluss vom Aspektverhältnis abhängigen Ätzen zu studieren, werden zwei unterschiedliche Gitterkonstanten $a = \{250 \text{ nm}; 1 \mu\text{m}\}$ gewählt. Der Lochradius wird mit der Gitterkonstante skaliert: $r/a \approx 0.25$. Alle Proben werden gemeinsam im CHF_3/Ar -Plasma geätzt und im O_2 -Plasma verascht. Anschließend werden die photonischen Kristalle in das GaAs übertragen, wobei die Ätzkammer jeweils entsprechend präpariert und vor jedem Ätzversuch Plasma gereinigt wird. Zwischen den einzelnen Ätzversuchen wird eine 30-minütige Abkühlphase der Kammer eingehalten. Für die Untersuchung der Rauigkeit und des Ätzprofils werden die Proben senkrecht zu den PhC-Bahnen gespalten und im REM untersucht.

Abbildung 3.16a zeigt die REM-Aufnahmen vom Profil photonischer Kristalle in GaAs. Es werden die Prozessparameter Sauerstofffluss mit $\phi_{\text{O}_2} = \{2; 3; 4\}$ sccm und eingespeiste RF-Leistung mit $P_{\text{RF}} = \{75; 100; 125; 150\}$ W variiert, der Druck ist bei allen Ätzversuchen konstant 10 mTorr. Die Ätzzeiten variieren zwischen einer und drei Minuten. Es gehören jeweils zwei REM-Aufnahmen zu einem Parameter-Paar: photonische Kristalle mit unterschiedlichen Gitterkonstanten von 250 nm und 1 μm mit entsprechend unterschiedlichen Lochradien von ca. 65 nm und ca. 200 nm. In der Abbildung 3.16b sind die Ätzraten von GaAs und SiO_2 zusammengefasst. Die Ätzraten werden auf unterschiedliche Weise bestimmt: an einer Stufe ($r \rightarrow \infty$) mit Hilfe eines Profilometers [154] und anhand der REM-Aufnahmen in den geätzten Löchern ($r \approx 65 \text{ nm}$ und $r \approx 200 \text{ nm}$). Die REM-Aufnahmen zeigen einen sehr starken Einfluss beider Parameter, des Sauerstoffflusses und der Leistung, auf das Ätzprofil. Zusätzlich unterscheiden sich die Ätzprofile teilweise sehr stark in Abhängigkeit vom Lochradius.

²¹ Induktiv gekoppeltes Plasma (engl. *inductively coupled plasma - ICP*)

²² Die resultierende Prozesszeit, die für das Ätzen einer 180 nm dicken GaAs-Membran notwendig ist, darf nicht zu kurz sein. So wird bei einer Ätzrate von 2 $\mu\text{m}/\text{min}$ die gesamte Membran in 5 s geätzt. Innerhalb dieser kurzen Zeitspanne befindet sich das Plasma im Zünd- bzw. Stabilisierungsvorgang, weshalb auch der Ätzvorgang stark zeitabhängig ist und nicht zum gewünschten Ergebnis führen kann.

²³ Bei dieser Selektivität muss der bereits optimierte SiO_2 -Prozess bzw. die Schichtdicke der SiO_2 -Maske nicht mehr verändert werden.

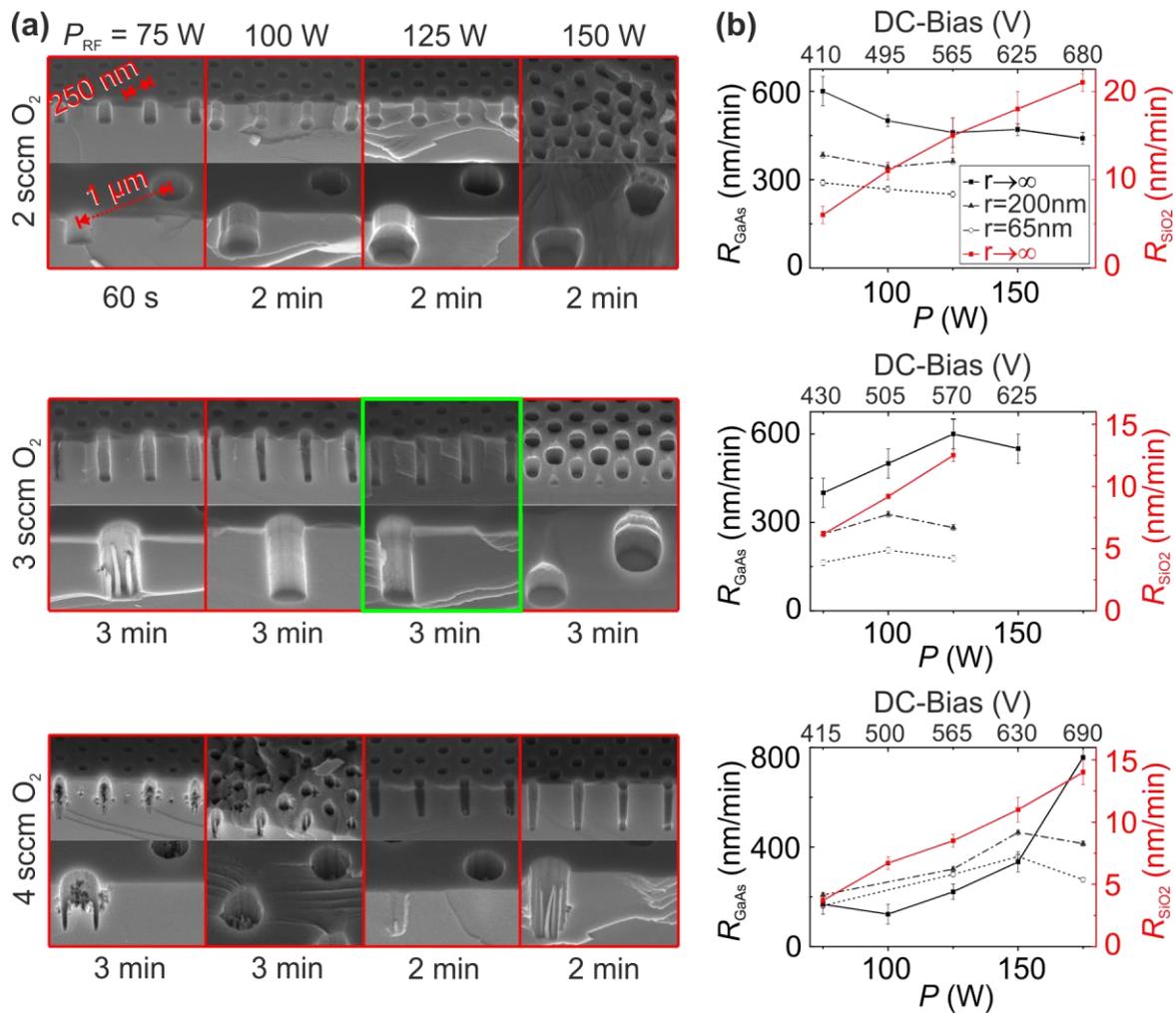


Abbildung 3.16 (a) Die REM-Aufnahmen zeigen photonische Kristalle mit unterschiedlichen Gitterkonstanten $a = \{250 \text{ nm}; 1 \mu\text{m}\}$ geätzt im $\text{SiCl}_4/\text{O}_2/\text{Ar}$ -RIE-Prozess. Es werden der Sauerstofffluss und die RF-Leistung variiert, der Druck ist konstant 10 mTorr und die Ätzzeit orientiert sich an der Ätzrate. Die besten Ergebnisse für $a = 250 \text{ nm}$ werden bei 3,0 sccm O_2 und $P_{\text{RF}} = 125 \text{ W}$ erzielt. (b) Ätzraten von GaAs und SiO_2 und gemessene Biasspannung. Die Ätzraten werden an einer Stufe ($r \rightarrow \infty$), an Löchern mit den Radien $r \approx 200 \text{ nm}$ und $r \approx 65 \text{ nm}$ gemessen.

In der oberen Bilderreihe in Abbildung 3.16a sind REM-Aufnahmen von photonischen Kristallen gezeigt, die bei einem Sauerstofffluss von $\phi_{\text{O}_2} = 2 \text{ sccm}$ geätzt werden. Die Ätzzeit beträgt 60 s bei $P_{\text{RF}} = 75 \text{ W}$ und zwei Minuten bei den weiteren Proben. Mit Ausnahme des ersten Bilderpaares, sehr wahrscheinlich aufgrund der kürzeren Ätzzeit, zeigen alle Aufnahmen ein charakteristisches Ätzprofil. Die Ätzfront verläuft zunächst senkrecht und bildet nach einer gewissen Tiefe einen Hohlraum. (Obwohl die 150 W-Probe schräg gebrochen ist, kann man auch hier das beschriebene Profil erkennen). Mit steigender Leistung bildet sich dieser Hohlraum in immer geringerer Tiefe. Der als „bowing“ bekannte Effekt hat Ursachen wie den Abtrag durch Ionen mit einer lateralen Geschwindigkeitskomponente, nicht ausreichende Passivierung, Streuung an der Maske oder Änderung der Ionenflugbahn aufgrund der Ätzwandaufladung [111, 155–157].

Eine Erhöhung des Sauerstoffflusses auf $\phi_{O_2} = 3$ sccm ändert das Profil vollständig. Die geätzten Löcher verlaufen relativ geradlinig. Der Einfluss des „bowing“-Effekts ist nur schwach bei 150 W bei beiden Lochgrößen und in 65 nm Löchern bei 75 W zu sehen. In 200 nm Öffnungen ($P_{RF} = 75$ W) bilden sich dagegen lange und schmale Säulen mit Durchmessern im Bereich von 30 nm bis 50 nm. Dieser Effekt (engl. *micro masking*) tritt häufig auf, wenn nichtflüchtige Produkte gebildet werden [158] oder wie in diesem Fall eine Passivierung vorliegt.²⁴ Jansen et al. beobachteten die Ausbildung von nadelförmigen Strukturen, wenn sich die Passivierung und die laterale Ätzrate im Gleichgewicht befanden [159]. Auf das vorliegende System übertragen sind kleine lokale Höhenunterschiede im GaAs oder Ablagerungen aus SiO_x der Ursprung für die Entstehung der Nanosäulen. Sie bestehen aus einem GaAs-Kern und einer dünnen Passivierungsschicht aus SiO_x , was mit Hilfe eines zusätzlichen Flusssäure-Ätzschritts gezeigt werden kann. Eine weitere Erhöhung der Leistung führt zu einer weiteren Verbesserung des Ätzprofils. Vor allem die 65 nm-Löcher weisen fast vertikale und glatte Ätzwände auf. Das beste Ergebnis (grün umrandet in Abbildung 3.16a) kann man bei 3 sccm O_2 und einer Leistung von $P_{RF} = 125$ W sehen. Die schmalen Löcher haben das gesuchte Profil und eine sehr geringe Rauigkeit der Ätzwände. Die breiten Löcher sind etwas rauer als bei 100 W.

Bei einer weiteren Erhöhung des Sauerstoffflusses auf 4 sccm scheint der Gleichgewichtszustand zwischen lateraler Ätzrate und Passivierung, zumindest bei 75 W und 100 W, überschritten zu sein. Die Ätzwände sind sehr rau und bei größeren Löchern scheint das Zentrum der Löcher weniger stark geätzt worden zu sein. Dieses Ätzverhalten nennt sich *micro trenching* und tritt auf, wenn die Ionen unter einem sehr flachen Einfallswinkel an der Ätzwand gestreut werden und dabei eine „Fokussierung“ des Ionenflusses nah an der Ätzwand auftritt [160]. Dies kann zusätzlich durch eine Neigung der Maskenwände und Winkelabhängigkeit der Sputter- [161, 162] bzw. Ätzrate [107, 163] begünstigt werden. Die Erhöhung der RF-Leistung auf 125 W und 150 W ergibt eine schrittweise Verbesserung des Ätzprofils. Die Ätzwände werden glatter und steiler, man kann kein *micro trenching* mehr beobachten und auch die Dichte von Nanosäulen wird mit steigender Leistung kleiner und verschwindet bei einer Leistung von 175 W. Die schmalen Löcher bleiben jedoch auch in diesem Fall nicht ganz vertikal, sondern verjüngen sich. Dabei wird ihr Neigungswinkel mit steigender Leistung kleiner. Ein Vergleich mit den Bildern bei 3 sccm O_2 und $P_{RF} = 100$ W bzw. $P_{RF} = 125$ W lässt die Vermutung zu, dass vertikale und glatte Wände für Löcher unterschiedlicher Radien für mehrere Prozessparameter-Paare, durch die Variation des Sauerstoffflusses und der RF-Leistung erzielt werden können. Eine stärkere Deposition von SiO_x , hervorgerufen durch den Sauerstoffzusatz, lässt sich durch eine höhere RF-Leistung kompensieren. Dies ist vor allem aus praktischer Sicht sehr interessant, da die relative Gasflusseinstellung im konkreten Bereich ungenau ist ($\pm 0,3$ sccm), die Leistung jedoch relativ kleinschrittig (± 1 W) verändert werden kann und auf diese Weise eine Feinjustierung möglich ist.

In Abbildung 3.16b sind die Ätzraten von GaAs (schwarz) und SiO_2 (rot) in Abhängigkeit der eingespeisten RF-Leistung und des Sauerstoffflusses gezeigt. Die Ätzraten werden an einer Stufe ($r \rightarrow \infty$), in einem 65 nm-Loch ($r = 65$ nm) und in einem 200 nm-Loch ($r = 200$ nm) gemessen. Die Ätzrate von Siliziumoxid steigt, wie erwartet, bei allen drei Sauerstoffflüssen mit

²⁴ Micro masking wird unter anderem bei der Herstellung von so genanntem schwarzen Silizium (engl. *black silicon*) [159] ausgenutzt.

steigender Leistung an. SiO₂ wird in chlorhaltigen Plasmen sehr schwach geätzt, weshalb die Ätzrate relativ unabhängig von der Gaszusammensetzung ist²⁵ [164, 165], sondern vor allem durch den Ionenbeschuss bestimmt wird [165, 166]. Diese Abhängigkeit sieht man am linearen Zusammenhang zwischen der Ätzrate von SiO₂ und den gemessenen Bias-Spannungen. Die Erhöhung der Sauerstoffkonzentration senkt die SiO₂-Ätzrate im Mittel um den Faktor 1,6, wenn der Sauerstofffluss von 2 sccm auf 4 sccm erhöht wird. Die Bias-Spannung ändert sich dabei nicht, weshalb sich die Ätzrate theoretisch ebenfalls nicht ändern sollte [165, 166].

Wie in Abbildung 3.5 skizziert und im Abschnitt 3.2.2 beschrieben, ist der Grund für die mit steigendem O₂-Fluss sinkende Ätzrate die erhöhte Abscheidung von SiO_x [167], die auch für die Profiländerung der Pillar-Strukturen in Abhängigkeit des Gasverhältnisses in Abbildung 3.13 verantwortlich ist. Der reine Materialabtrag und die Abscheidung von SiO_x sind zwei entgegengesetzt gerichtete Prozesse, die die gemessene Ätztiefe bestimmen.

Das Ätzratenverhalten von GaAs wird zunächst anhand der Ätzraten im Volumenkristall, gemessen an einer herausgeätzten Stufe mit quasi unendlichen Aspektverhältnis, beschrieben (Abbildung 3.16b, schwarz, $r \rightarrow \infty$). Wie im Fall von SiO₂, korrespondiert die Sauerstoffhöhung mit einer niedriger werdenden Ätzrate auch bei GaAs. Anders als beim Siliziumoxid ist dies nur bei einer niedrigen, eingespeisten Leistung ($P_{RF} \leq 100$ W) der Fall. Bei der niedrigsten Leistung von $P_{RF} = 75$ W sinkt die gemessene Ätzrate von GaAs um jeweils ca. 50 % mit jeder Erhöhung des O₂-Flusses.

Offensichtlich bewirkt der Zusatz von Sauerstoff eine ungewöhnliche Leistungsabhängigkeit der GaAs-Ätzrate, die im Folgenden genauer beschrieben werden soll. Anders als bei Siliziumdioxid findet eine kontinuierliche Verringerung der Ätzrate bei steigender Leistung bzw. steigender Bias-Spannung statt. Im Regelfall muss die Ätzrate, unabhängig vom Materialsystem und der Gaszusammensetzung, mit steigender Bias-Spannung ebenfalls steigen, es sein denn, es handelt sich um einen adsorptionslimitierten Prozess [124]. Die steigende RF-Leistung erhöht den Ionenfluss in Richtung der Oberfläche, wodurch die Sputterprozesse wahrscheinlicher werden als die chemischen Reaktionen. Obwohl die Sputterrate mit wachsender Beschleunigungsspannung kontinuierlich wächst [161, 162], ist sie immer noch eine bis zwei Größenordnungen geringer als die chemische Ätzrate^{26,27} [107, 124, 151], was wiederum zu einer Abnahme der Gesamtätzrate führt.

Der gestiegene Anteil an Sauerstoff bei $\phi_{O_2} = 3$ sccm verstärkt die Bildung von SiO_x und senkt, wie im Fall von SiO₂ die Ätzrate. Wird die Leistung auf $P_{RF} = 100$ W und weiter auf 125 W erhöht, so wirkt die gestiegene Sputterrate der Bildung von SiO_x entgegen, sodass die gemessene Ätzrate ebenfalls wächst (Abbildung 3.16b, Mitte). Im Übrigen ist der Anstieg der Ätzrate von GaAs im Leistungsbereich von 75 W bis 125 W fast proportional zum gestiegenen Abtrag von SiO₂. Das ist ein Indiz darauf, dass in beiden Fällen der gleiche Ätzmechanismus,

²⁵ Eine Variation des Ar-Flusses im Bereich $\phi_{Ar} = \{0..30 \text{ sccm}\}$ bei sonst gleichbleibenden Parametern führte zu keiner Änderung der SiO₂-Ätzrate.

²⁶ Sputtern von GaAs (5 mTorr, $P_{RF} = 100$ W, 6 sccm Ar): $R_{GaAs} \approx 15$ nm/min

²⁷ In einer separaten Untersuchung wurde der Argonfluss, bei sonst gleichbleibenden Prozessparametern, variiert (10 mTorr, $P_{RF} = 150$ W, 12,5 sccm SiCl₄+4,0 sccm O₂+x Ar). Das Ergebnis war ein Anstieg der Ätzrate um 3 % bei einer Ar-Flusserhöhung von 0 sccm auf 5 sccm und anschließend eine monotone Abnahme der Ätzrate um mehr als 35 % bei 30 sccm Ar.

nämlich der Sputterabtrag der SiO_x-Passivierungsschicht, für den Anstieg der Ätzraten verantwortlich ist. Die maximale gemessene Ätzrate ist 600 ± 50 nm/min bei $P_{\text{RF}} = 125$ W. Bei einer weiteren Leistungserhöhung wird der Ätzprozess, wie bei $\phi_{\text{O}_2} = 2$ sccm, durch die Adsorption begrenzt und die Ätzrate sinkt wieder. Sie ist jedoch sowohl bei 125 W als auch bei 150 W höher als bei gleicher Leistung und einem Sauerstofffluss von $\phi_{\text{O}_2} = 2$ sccm. Dies entspricht der gestiegenen Reaktivität des Gasgemisches, ähnlich wie es in Abbildung 3.13 an Pillar-Strukturen gezeigt wurde. Bei einer weiteren O₂-Flusserhöhung auf 4 sccm steigt die Reaktivität weiter an. Hier liegt die maximale gemessene Ätzrate von 760 ± 50 nm/min bei einer Leistung von $P_{\text{RF}} = 175$ W. Damit ist sie sogar zwei Mal höher als im Fall von $\phi_{\text{O}_2} = 2$ sccm bei gleicher Leistung.

Die Ätzraten in Löchern müssen aufgrund des RIE-lags kleiner als im Volumenkristall sein ($R(r \rightarrow \infty) > R(r = 200 \text{ nm}) > R(r = 65 \text{ nm})$) [111, 114, 148, 158, 168]. Die Ergebnisse in Abbildung 3.16b bestätigen es für einen Sauerstofffluss von 2 sccm und 3 sccm. Eine weitere Erhöhung der Sauerstoffkonzentration ($\phi_{\text{O}_2} = 4$ sccm) ändert diese Gesetzmäßigkeit. Die gemessene Ätzrate in den Löchern bei minimaler RF-Leistung von 75 W ist gleich der Ätzrate im Volumenkristall und übersteigt diese deutlich im Leistungsbereich von 100 W bis 150 W, was dem umgekehrten RIE-lag entspricht. Ebenso wie im Volumenkristall kann auch in den Löchern ein Absenken der Ätzrate mit steigender Leistung beobachtet werden. Das gilt bei einem Sauerstofffluss von $\phi_{\text{O}_2} = 2$ sccm im gesamten untersuchten Leistungsbereich, bei $\phi_{\text{O}_2} = 3$ sccm für $P_{\text{RF}} \geq 125$ W und bei $\phi_{\text{O}_2} = 4$ sccm für $P_{\text{RF}} \geq 175$ W.

Ausgehend vom besten beobachteten Ergebnis (7,5 sccm SiCl₄+12,5 sccm Ar+3,0 sccm O₂, 10 mTorr, $P_{\text{RF}} = 125$ W, $P_{\text{ICP}} = 0$ W) werden der Kammerdruck und die ICP-Leistung variiert. Im Druckbereich von 7,5 mTorr (minimal erreichbarer Prozessdruck) bis 30 mTorr liefert das Ätzrezept bei 10 mTorr die eindeutig besten Ergebnisse (Abbildung 3.17). Wird der Druck um 2,5 mTorr auf 7,5 mTorr verringert, bilden sich nahe an der GaAs-Oberfläche trichterförmige, raue Öffnungen, ähnlich wie beim SiCl₄/O₂-Ätzrezept, dargestellt in Abbildung 3.15. Auf der anderen Seite verstärkt der steigende Druck die laterale Ätzrate, welche sich bei 15 mTorr in leichtem „bowing“ äußert. Bei einer weiteren Druckerhöhung ($p = 20$ mTorr) ist die laterale Ätzrate so weit gestiegen, dass einige Löcher zusammengewachsen und ab 30 mTorr sogar keine photonischen Kristall-Strukturen mehr erkennbar sind (Abbildung 3.17). Die Ätzrate in den 65 nm-Löchern steigt als Funktion des steigenden Kammerdrucks monoton an, von 470 ± 50 nm/min bei 7,5 mTorr auf 770 ± 50 nm/min bei 20 mTorr, wobei sich eine Sättigung andeutet.

Die ICP-Leistung wird nur stichprobenartig verändert. Bereits eine niedrige Leistung von $P_{\text{ICP}} = 50$ W führt zu einer Verdopplung der Ätzrate und extrem rauen Strukturen.

Zusammenfassend wurde festgestellt, dass der auf SiCl₄/Ar/O₂ basierende Ätzprozess sehr gute Ergebnisse liefert. Die auf Grundlage dieses Ätzrezepts geätzten Strukturen sind senkrecht und weisen eine geringe Wandrauigkeit auf. Die GaAs-Ätzrate in kleinen Löchern $R(\text{GaAs}, r = 65 \text{ nm}) = 180 \pm 30$ nm/min sowie die Selektivität zur SiO₂-Maske $S = R_{\text{GaAs}}(r = 65 \text{ nm})/R_{\text{SiO}_2} = 15 \pm 1$ entsprechen den definierten Vorgaben. Ferner konnte die höchste Güte eines L9 photonischen Kristall-Resonators von $Q > 11000$ erzielt werden. Dennoch kann das vorliegende Rezept weiter optimiert werden und durch eine noch feinere

Abstimmung der Prozessparameter zu einer erheblichen Qualitätsverbesserung führen. Auch erwies sich dieser Prozess als sehr vielschichtig. So konnten sowohl freistehende Strukturen (Abbildung 3.13) als auch photonische Kristalle (Abbildung 3.16a) mit unterschiedlichsten Ätzprofilen erzeugt werden. Vor allem die Ergebnisse an freistehenden Strukturen können für Anwendungen wie effiziente Photodioden bzw. Solarzellen durch Erzeugung eines „black GaAs“ aber auch für die Erhöhung der Lichtextraktion im Bereich der LEDs oder Einzelphotonquellen wie z. B. in [169] und [170] gezeigt wurde, von Bedeutung sein.

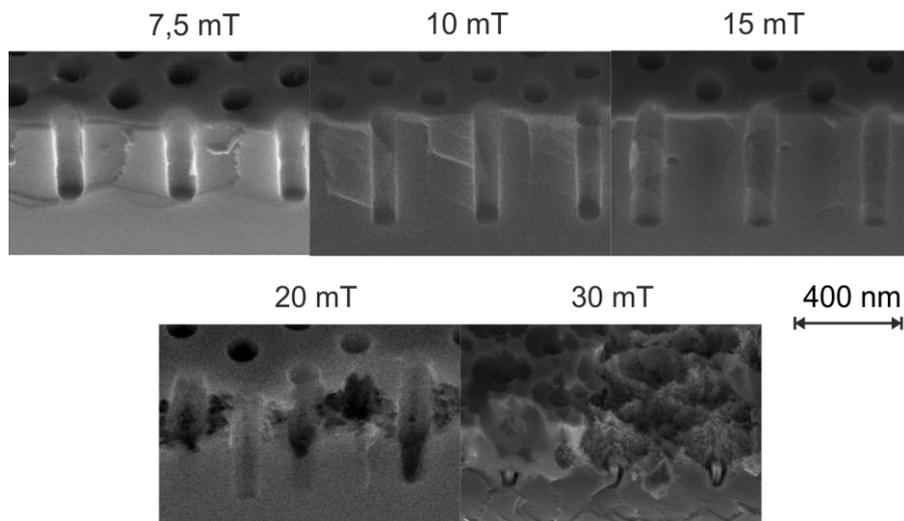


Abbildung 3.17 Die REM-Aufnahmen zeigen das Profil photonischer Kristalle mit einem Lochradius von $r \approx 65$ nm nach einem GaAs-RIE-Ätzschritt in Abhängigkeit vom Kammerdruck (12,5 sccm SiCl_4 + 7,5 sccm Ar + 3 sccm O_2 , $P_{\text{RF}} = 150$ W, $t = 3$ min).

3.4.3. Unterätzen der GaAs-Membran

Das Unterätzen der Membran ist der abschließende Schritt bei der Herstellung der photonischen Kristall-Resonatoren und erfolgt nach dem Herstellen der Schottky-Kontakte und der Bondpads. Bei der Herstellung photonischer Kristall-Membranen auf GaAs-Basis hat sich vor allem das Unterätzen der $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -Opferschicht durch eine Flusssäure-Wasser-Lösung etabliert [125, 128, 130, 149, 171]. Die Flusssäure weist eine sehr hohe Selektivität zwischen $\text{Al}(\text{Ga})\text{As}$ und GaAs auf. So wurden zwischen AlAs und GaAs Werte von $S \geq 10^5$ [136] und sogar $S \approx 10^7$ [172] berichtet. Die Ätzrate von GaAs war dabei fast nicht vorhanden. In Langzeitexperimenten wurde sie zu $R_{\text{GaAs}}(5\% \text{ HF}) = 1,3$ nm/d bzw. $R_{\text{GaAs}}(49\% \text{ HF}) = 11$ nm/d bestimmt [173]. Die Ätzrate wächst mit steigender Aluminiumkonzentration kontinuierlich, wobei sie bei einem Aluminiumgehalt zwischen 40 % und 50 % sprunghaft ansteigt [136, 172, 174] und Werte um $R_{\text{AlGaAs}}(5\% \text{ HF}) \approx 1$ $\mu\text{m}/\text{min}$ erreicht. Außerdem spielen der verringerte Austausch der Produkte und Edukte in engen Öffnungen [136, 172] und die Membranstabilität aufgrund des Kapillareffektes [128, 175] eine Rolle.

Es zeigt sich, dass beim Entfernen der Opferschicht die Flusssäurekonzentration einen entscheidenden Faktor für die Stabilität der Membranen und für die Bildung von Ätzprodukten darstellt. Der entsprechende Sachverhalt ist in Abbildung 3.18 in einem Ätzzeit-Flusssäurekonzentration-Diagramm verdeutlicht. Bei den meisten Ätzversuchen wird eine gepufferte Flusssäurelösung (eng. *buffered HF* – *BHF*) verwendet, um eine zeitunabhängige, konstante Ätzrate zu gewährleisten. Die roten Messpunkte entsprechen den Prozessbedingungen, bei denen die photonischen Kristall-Membranen beschädigt werden. In den meisten Fällen kommt es zu einer Rissbildung und zum Herausbrechen der Membranen, wie es auf den oberen ersten beiden REM-Aufnahmen zu sehen ist. Wahrscheinlich liegt dies an Verspannungen in der GaAs-Schicht [176]. Die schwarzen Punkte zeigen Prozessbedingungen, bei denen stabile Membranen beobachtet wurden und diese ebenfalls ausreichend stark unterätzt wurden. Das bedeutet, der Bereich, in dem photonische Kristall-Membranen kontrolliert hergestellt werden können, liegt im Bereich sehr niedriger BHF-Konzentration ($c_{\text{BHF}} < 0,3 \%$). Zusätzlich kann man abhängig von der Konzentration unterschiedliche Ablagerungen beobachten. Das Beispiel bei einer Konzentration von $c_{\text{BHF}} = 0,55 \%$ (Abbildung 3.18, oben rechts) ist dabei eher eine Ausnahme. Die REM-Aufnahme zeigt filmartige Ablagerungen aus Fluorkohlenstoff-Polymeren, die sich beim CHF_3/Ar -Plasma-Prozess gebildet haben [128]. Sie lassen sich weitgehend im O_2 -Plasma entfernen und wurden bei anderen Proben nicht beobachtet. Abgesehen von den Polymer-Resten ist die GaAs-Oberfläche sehr glatt und weist keine weiteren Ablagerungen auf. Eine Verringerung der HF-Konzentration auf $0,1\% < c_{\text{BHF}} < 0,3 \%$ führt zu festen Ablagerungen (Abbildung 3.18, oben links und Mitte). Die EDX-Spektren der Ablagerungen zeigen neben Gallium- und Arsen-Resonanzen auch Aluminium-, Sauerstoff- und Fluor-Resonanzen. Da die AlGaAs-Schicht bereits entfernt ist, muss das Aluminium eine andere Verbindung eingegangen sein. Die Opferschicht besteht aus einem GaAs-AlAs-Übergitter (siehe Abschnitt 3.3.1), deshalb werden im Folgenden die HF-GaAs- und die HF-AlAs-Reaktionen als separat stattfindende Prozesse beschrieben²⁸. Flusssäure und Galliumarsenid reagieren unter Freisetzung von flüchtigem Arsin (AsH_3) und schlecht wasserlöslichem Galliumfluorid (GaF_3) [178] bzw. Galliumfluorid-Trihydrat ($\text{GaF}_3 \cdot 3\text{H}_2\text{O}$) [173]. Jedoch deuten sowohl die EDX-Ergebnisse als auch andere Arbeiten [130, 173] auf eine Aluminium-Verbindung bei den Ablagerungen hin. Die Reaktion zwischen AlAs und HF verläuft sehr ähnlich. Es entstehen Arsin sowie feste Verbindungen aus $[\text{AlF}_n(\text{H}_2\text{O})_{6-n}]^{(3-n)+}$ und Aluminiumfluorid (AlF_3) [179]. Zusätzlich kann Arsentrioxid (As_2O_3) durch eine Sauerstoff-Reaktion entstehen [173]. Eine genaue Verifizierung, um welche Verbindung(en) es sich bei einer HF-Konzentration von $0,1\% < c_{\text{BHF}} < 0,3 \%$ handelt, kann jedoch an dieser Stelle nicht vorgenommen werden. Eine weitere Konzentrationssenkung auf $c_{\text{BHF}} < 0,1 \%$ führt höchstwahrscheinlich zur Bildung von Aluminiumfluorid-Kristallen [128, 130] (Abbildung 3.18 unten). Diese Reaktion ist so dominant, dass keine anderen Ablagerungen beobachtet werden. Auffallend ist die AlF_3 -Kristallbildung in Abhängigkeit des Lochradius der photonischen Kristalle. In Abbildung 3.18 unten rechts sieht man eine REM-Aufnahme einer PhC-Probe mit unterschiedlichen Radien und zwei Aufnahmen bei einer größeren Vergrößerung mit $2r = 95 \pm 10 \text{ nm}$ und $2r = 130 \pm 10 \text{ nm}$. Sowohl die Anzahl als auch die Größe der Kristalle steigt mit steigendem Lochradius an. Eine zusätzliche Untersuchung der Proben unter einem

²⁸ Es konnte kein Reaktionsmodell für $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ und HF gefunden werden. Dies wurde bereits 2002 von Voncken et al. festgestellt [177].

Auflichtmikroskop hat ergeben, dass sich unter der photonischen Kristall-Membran keine bzw. nur sehr wenige Kristalle befinden. Die Probengeometrie scheint es zu begünstigen, dass die AlF_3 -Kristalle aus den Lochmembranen „herauswachsen“.

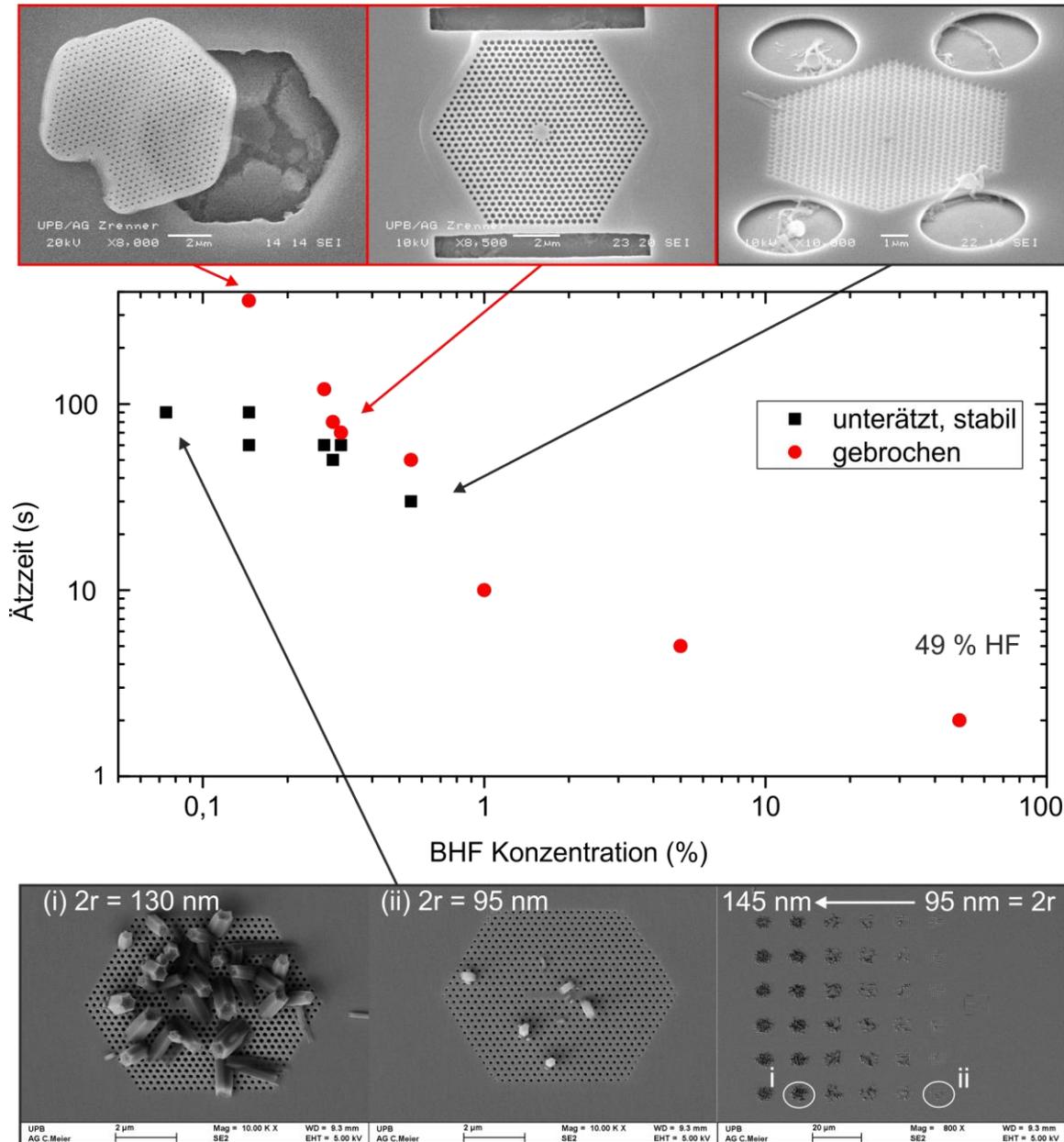


Abbildung 3.18 Das Diagramm zeigt den Einfluss der Ätzeit und der BHF-Konzentration auf die Membranstabilität. Die roten Punkte zeigen den Zeitpunkt, wann die Membranen beschädigt werden. Bei den schwarzen Punkten handelt es sich um beobachtete, stabile Membranen. Die REM-Aufnahmen zeigen verschiedene Arten der Ätzprodukte abhängig von der BHF-Konzentration. Die untere Bilderreihe ist aufgenommen nach dem BHF-Schritt, wobei die Flusssäurekonzentration bei 0,074 % lag. Dabei ist eine starke Bildung hexagonaler Aluminiumfluorid-Kristalle (AlF_3) zu beobachten.

Obwohl AlF_3 eine relativ hohe Wasserlöslichkeit aufweist [178], können die Kristalle nicht durch Spülen der Probe im Wasser entfernt werden²⁹. Sehr gute Ergebnisse werden dagegen mit einem kurzen (15 s – 30 s) Eintauchen der Proben in 1 % KOH-Lösung erzielt. Sowohl die AlF_3 -Kristalle als auch andere Ablagerungen können auf diese Weise rückstandslos entfernt werden. Ähnliche Beobachtungen wurden bereits in [180] und [128] veröffentlicht.

Photolumineszenz- und Photostrom-Messungen an den photonischen Kristall-Resonatoren nach dem KOH-Schritt haben ergeben, dass das AlF_3 -Kristallwachstum die Güte nicht nachhaltig beeinflusst. Deswegen und aufgrund besserer Prozesskontrolle (praktikable Ätzdauer) im Vergleich zu einer höheren HF-Konzentration werden alle in dieser Arbeit untersuchten Proben bei einer BHF-Konzentration von 0,074 % unterätzt, mit anschließender Durchführung eines KOH-Schritts.

Die Opferschicht aus $\text{Al}_{0,95}\text{Ga}_{0,05}\text{As}$ ist auch außerhalb der Ätzlösung relativ reaktiv und reagiert mit dem Luftsauerstoff, indem sie oxidiert. Dabei baut sich eine Verspannung auf, die dazu führt, dass die Membranen, ähnlich wie in der oberen, linken und mittleren Aufnahme der Abbildung 3.18 gezeigt, Risse bilden und schließlich herausbrechen. Das tritt ca. einen Monat nach der Prozessierung auf. Um dies zu vermeiden, werden die Proben unter Ausschluss von Sauerstoff aufbewahrt.

²⁹ Midolo et al. berichten über vollständiges Entfernen der AlF_3 -Kristalle im Wasser [128].

4. Experimenteller Aufbau

Es werden die verwendeten optischen und elektrischen Komponenten beschrieben und der experimentelle Aufbau für die temperaturabhängigen Messungen, optische- und Photostromdetektion sowie der Gesamtaufbau erklärt. Entscheidende Messtoleranzen und Spezifikationen der verwendeten Komponenten werden im Text beschrieben und für weiterführende Informationen auf die angegebenen Quellen verwiesen.

4.1. Optische Anregung

Helium-Neon-Laser

Die Photolumineszenz-Messungen erfordern eine Anregungsquelle, deren Emissionsenergie größer als die Bandlücke von GaAs ist. Zu diesem Zweck wird ein leistungsstabilisierter Helium-Neon-(He-Ne)-Laser mit einer Emissionsenergie von 1,96 eV (632,8 nm) verwendet, dessen maximale optische Leistung bei 5 mW liegt [181].

Abstimbarer Diodenlaser CTL 950

Der Diodenlaser (*continuously tunable laser – CTL*) der Firma Toptica [182] wird für die Dauerstrichanregung bei der PC-Spektroskopie verwendet. Dieser Laser ist im Energiebereich 1,26 eV bis 1,36 eV (entsprechen 984 nm bis 912 nm) abstimbar, wobei er im gesamten Abstimmbereich keine Modensprünge aufweist. Aufgrund seiner sehr feinen (gemittelten) Abstimmschrittweite von 0,5 μeV (0,3 pm) und der extrem schmalen spektralen Linienbreite von ca. 20 peV (0,015 fm) ist dieser Laser in besonderem Maße für die hochauflösende resonante Spektroskopie geeignet. Er verfügt über eine Leistungsstabilisierung bei einer maximalen Ausgangsleistung von 80 mW. An den Rändern des Abstimmbereiches steht allerdings nur eine Ausgangsleistung von ca. 30 mW zur Verfügung, weshalb der Laser fast ausschließlich auf diese Leistung geregelt wird.

Titan-Saphir-Laser MIRA 900

Der Titan-Saphir-(Ti:Sa)-Laser [183] kann sowohl im Dauerstrichbetrieb als auch gepulst betrieben werden. Er wird im Rahmen dieser Arbeit für die phasenempfindlichen Experimente und zur kohärenten Kontrolle des Resonatorfeldes an kontaktierten photonischen Kristall-Resonatoren verwendet. Der modengelockte Ti:Sa-Laser erzeugt Pikosekundenpulse mit einer Wiederholfrequenz von 72 MHz. Die Pulse haben eine sech^2 -Form und sind nahezu Fouriertransform limitiert. Die Dauer der Pulse lässt sich, abhängig von der Emissionsenergie, variieren. Bei 1,3 eV (953,7 nm) kann die Pulshalbwertsbreite im Bereich 3,3 ps bis 5,5 ps eingestellt werden. Der Abstimmbereich im Dauerstrichbetrieb liegt zwischen 1,127 eV (1100 nm) und 1,77 eV (700 nm) sowie im gepulsten Betrieb zwischen 1,24 eV (1000 nm) und 1,77 eV (700 nm) [184]. Die maximale Ausgangsleistung ist ebenfalls abhängig von der Emissionsenergie.

Im gepulsten Betrieb kann eine mittlere Ausgangsleistung von ca. 500 mW bei einer Emissionsenergie von 1,3 eV (953,7 nm) erreicht werden.

Der Ti:Sa-Laser wird von einem diodengepumpten und frequenzverdoppelten Nd:YVO₄-Festkörperlaser gepumpt [185]. Er emittiert bei einer Energie von 2,33 eV (532 nm) und erreicht eine maximale optische Ausgangsleistung von 12 W. Der stabile modengelockte Laserbetrieb des Ti:Sa Lasers bei einer Emissionsenergie von 1,3 eV (953,7 nm) kann bestmöglich bei einer Leistung von 10 W erreicht werden.

Die Pulsdauer wird jeweils mit einem Autokorrelator [186] bestimmt (siehe Versuchsaufbau in Abbildung 4.6).

4.2. Doppelpulserzeugung und Pulslängenmessung

Die Experimente zur phasenaufgelösten Messung und zur kohärenten Kontrolle des Resonatorfeldes werden mit Hilfe der Zwei-Puls-Interferenz durchgeführt. Die Erzeugung der Pulspaare mit veränderlichem zeitlichen Abstand wird mit einem Michelson-Interferometer erreicht. Der verwendete experimentelle Aufbau mit den entsprechenden Strahlpfaden (farbmarkiert) ist in Abbildung 4.1 zu sehen. Der Strahlteilerwürfel [187] mit dem Teilungsverhältnis von 50:50 teilt die ankommenden Laserpulse (rot) in zwei leistungsmäßig gleiche Anteile auf (grün und blau). Nach der Reflexion an den Endspiegeln S1 und S2 werden die Pulse mit dem Strahlteilerwürfel wieder überlagert und zur Interferenz gebracht (zur besseren Übersicht sind die Strahlpfade in Abbildung 4.1 separiert und die in Richtung des Lasers zurückreflektierten Strahlen nicht dargestellt). Die Interferometerarme haben eine ungefähr gleiche optische Länge, wobei der Endspiegel S2 des unteren Interferometerarms (grüner Strahlpfad) auf einem Linearverschiebetisch montiert ist und der Spiegel S2 (blauer Strahlpfad) eine feste Position hat.

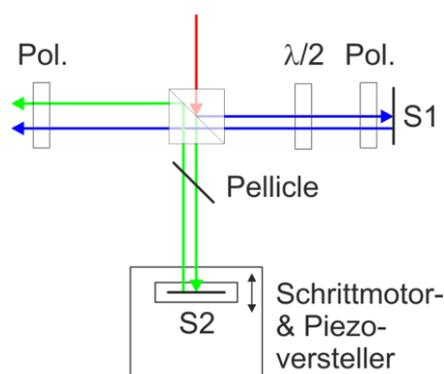


Abbildung 4.1 Versuchsaufbau zur Erzeugung von Doppelpulsen. Die Laserstrahlpfade sind farbmarkiert. Mit Hilfe der Polarisatoren und dem drehbaren $\lambda/2$ -Plättchen kann die Leistung der Pulse in dem blauen Strahlengang verändert werden.

Der Linearverschiebetisch besteht aus einem schrittmotorgetriebenen Versteller und einem Piezoversteller für die genaue Positionseinstellung, wobei die Versteller separat angesteuert werden. Der Gesamtverfahrbereich des Verstellers beträgt 20 mm. Der für die Experimente typische maximale Verfahrweg liegt bei $l = 3 \text{ mm}$, was einer Pulsverzögerung von $t_{\text{delay}} = 2 \cdot l/c = 20 \text{ ps}$ entspricht, wobei c die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum ist. Der Faktor Zwei zwischen dem Verstellerweg und dem optischen Pulsweg ergibt sich aus der Interferometerbauweise. Der Puls durchläuft die Verzögerungsstrecke zwischen dem Strahlteilerwürfel und dem Verstellerspiegel zwei Mal.

Der Controller des Piezoverstellers verfügt über einen Analogeingang, der Steuerspannungen im Bereich von -2 V bis $+12 \text{ V}$ akzeptiert. Die Ausgangsspannung des Controllers, die am Versteller-Piezo anliegt, ist das zehnfache der Eingangsspannung. Dabei ergibt sich die maximale Piezoausdehnung zu ungefähr $100 \text{ }\mu\text{m}$ [188, 189]. Zur Ansteuerung wird eine Spannungsquelle mit einem Ausgabebereich von -10 V bis $+10 \text{ V}$ verwendet. Die resultierende Verstellerschrittweite von ca. 3 nm ist begrenzt durch die Auflösung der Steuerspannungsquelle, die einen 16-Bit DA-Wandler am Ausgang hat.

Die Leistung bzw. die Feldstärke der Laserpulse, die dem blauen Strahlenpfad in Abbildung 4.1 folgen, kann verändert werden. Die beiden Polarisatoren sind fest und parallel zur Polarisation des Ti:Sa-Lasers eingestellt³⁰. Das $\lambda/2$ -Plättchen ist motorisiert und kann vom Computer aus gesteuert werden, wobei die kleinste Winkeländerung $0,0281^\circ$ ist [66]. Die Pulse auf dem blauen Pfad durchlaufen zunächst das $\lambda/2$ -Plättchen, sodass ihre Polarisation gedreht wird. Wird die schnelle Achse des Halbwellenplättchens um den Winkel $\alpha_{\lambda/2}$ zum linear und horizontal polarisierten Laser gedreht (Azimut: $\Psi_0 = 0_0$, Elliptizität $X = 0$), so erfolgt eine Drehung der linearen Polarisation um den Winkel $\Psi = 2\alpha_{\lambda/2}$. Der Polarisator im rechten Interferometerarm lässt nur diejenige Feldkomponente der Strahlung durch, die parallel zu seiner Ausrichtung ist ($\Psi = 0$). Der zweite Durchgang des Polarisators nach der Reflexion am Endspiegel erfolgt ohne Abschwächung, weil die E-Feld-Ausrichtung unverändert ist ($\Psi = 0$). Das $\lambda/2$ -Plättchen dreht die Polarisation erneut, diesmal um den Winkel $\Psi = -2\alpha_{\lambda/2}$. Der Polarisator am Ausgang des Interferometers lässt wiederum nur die horizontale Komponente des E-Feldes durch. Nach dem Gesetz von Malus folgt für die transmittierte Leistung der Pulse aus dem rechten Interferometerarm [66, 190]

$$P = P_0 \cos^4(2\alpha_{\lambda/2}) \quad (4.1)$$

mit P_0 , der maximalen transmittierten Leistung. Der nichtlineare Zusammenhang zwischen dem Rotationswinkel des Wellenplättchens und der Pulsleistung stellt für die Experimente keine Schwierigkeit dar, da die mittlere Laserleistung vor dem Probenstab stets protokolliert wird. Die Polarisation der Pulse aus dem unteren Interferometerarm (grün) entspricht der Ausrichtung des Polarisators am Interferometerausgang, weshalb diese Pulse ohne zusätzliche Abschwächung durchgelassen werden.

Obwohl alle Optiken in dem verwendeten Spektralbereich entsprechend entspiegelt sind und sehr gute Transmissionseigenschaften aufweisen, summieren sich schwache Reflexionen an den

³⁰ Die Ausrichtung des Polarisators im rechten Interferometerarm kann beliebig sein. Für die gewünschte Abschwächung muss das $\lambda/2$ -Plättchen entsprechend nachgeführt werden.

Grenzflächen der Optiken des blauen Strahlengangs zu einer nicht zu vernachlässigenden verringerten Transmission. Damit die Pulse aus beiden Interferometerarmen am Ausgang gleiche Leistung haben, wird im unteren Interferometerarm ein Pellicle mit einer Transmission von 92 % unter 45° zur Laserausbreitungsrichtung platziert. Die entstehende Abschwächung kann durch Nachführen des $\lambda/2$ -Plättchens im rechten Interferometerarm einfach ausgeglichen werden. Ein gut justiertes Interferometer erreicht ein Kontrastverhältnis zwischen konstruktiver und destruktiver Interferenz von mehr als 200:1.

4.3. Steuerung der Anregungsleistung

Die Experimente erfordern zum Teil eine sehr starke Abschwächung der Laserleistung. Zur Kontrolle wird vor dem Probenstab am Strahlteilerwürfel 90 % der Anregungsleistung in Richtung des Leistungsmessgeräts [191] reflektiert (Abbildung 4.6). Es handelt sich um einen kalibrierten Detektor für wellenlängenabhängige Leistungsmessungen. Je nach verwendetem Sensor kann der Messbereich an die Experimentanforderungen angepasst werden. Für niedrige Laserleistungen wird ein Sensorkopf mit einem Messbereich zwischen 10 nW und 50 mW verwendet. Seine absolute Genauigkeit hängt von der gemessenen Leistung ab, sie ist jedoch minimal ± 1 nW. Der relative Fehler liegt bei 0,1 %. Ein zweiter Sensorkopf ist für Laserleistungen bis zu 2 W ausgelegt.

Folgende Leistungswerte wurden vor dem Probenstab gemessen

- He-Ne-Laser für die PL-Spektroskopie: bis zu 200 μ W,
- CTL für die PC-Spektroskopie: 1 μ W bis 300 μ W,
- Ti:Sa-Laser für gepulste kohärente Messungen: 1 μ W bis 1,5 mW.

Im gemeinsamen Strahlengang aller Laser befindet sich eine Neutraldichtefilterbank mit fünf unterschiedlichen Filtern der optischen Dichte $D = \{2,0; 1,0; 0,6; 0,3; 0,1\}$ (siehe Gesamtaufbau in Abbildung 4.6). Für eine dynamische Steuerung der optischen Leistung befindet sich dahinter ein Filterrad mit einer sich kontinuierlich ändernden optischen Dichte von $D = 0$ bis $D = 4$. Damit lässt sich eine Gesamtabschwächung um bis zu acht Größenordnungen erreichen.

Vor dem Interferometer wird keine Abschwächung der Laserleistung vorgenommen. Im Fall gleichstarker Pulse aus den beiden Interferometerarmen verlässt im Mittel die Hälfte (≈ 250 mW) der Eingangsleistung den Interferometerausgang, bei konstruktiver Interferenz und verschwindender Pulsverzögerung sogar die gesamte Eingangsleistung (≈ 500 mW). Diese Leistung ist für die Experimente um mehr als fünf Größenordnungen zu hoch, ermöglicht jedoch eine einfache Justierung des Interferometers. Nach dem Interferometerausgang wird in dem Strahlengang eine Lochblende mit einem Durchmesser von $d_{\text{Blende}} = 1$ mm aufgestellt. Dadurch wird eine Leistungsabschwächung um etwa eine Größenordnung erreicht. An den folgenden 50:50-Strahlteilern [187] verlieren die Pulse jeweils noch einmal die Hälfte der Leistung (Abbildung 4.6).

4.4. Polarisationskontrolle

Die untersuchten Moden der photonischen Kristall-Resonatoren weisen eine ausgeprägte Polarisationsabhängigkeit auf. Alle Moden sind im Fernfeld linear polarisiert. Ihre Polarisation ist entweder parallel oder senkrecht zur Orientierung des Resonatordefektes. Der Messaufbau für die Polarisationskontrolle bei resonanter Anregung und Photostrommessungen unterscheidet sich von dem Aufbau für die PL-Charakterisierung durch das Vorhandensein eines Halbwellenplättchens vor dem Probenstab (Abbildung 4.6). Der Polarisator vor dem 10:90-Strahlteilerwürfel stellt sicher, dass die Polarisation linear bzw. horizontal ist. Da sowohl der Strahlteilerwürfel als auch die Silberspiegel eine leichte Polarisationsabhängigkeit bezüglich dem parallel und senkrecht polarisierten Licht haben, ist es wichtig, das Halbwellenplättchen möglichst nah vor dem Probenstabeingangsfenster zu platzieren, um eine möglichst reine Polarisationspräparation der anregenden Laserstrahlung zu gewährleisten.

Bei der PL-Spektroskopie wird das Halbwellenplättchen vor dem Probenstab entfernt und in den Strahlengang vor das Spektrometer montiert (Abbildung 4.6). Die im Allgemeinen unpolarisierte PL-Strahlung durchläuft das Halbwellenplättchen sowie einen fest eingestellten Polarisator, bevor sie auf den Spektrometerspalt abgebildet wird.

Sämtliche Halbwellenplättchen sind motorisiert und Computer gesteuert.

4.5. Temperaturkontrolle

Der Probenstab ist für die Experimente bei 4,2 K in einem Dewar-Gefäß, gefüllt mit flüssigen Helium, konzipiert. Vor einer Messung wird der Probenstab evakuiert und mit gasförmigen Helium unter einem relativ niedrigen Druck gefüllt. Durch das Austauschgas innerhalb des Probenstabes besteht eine gute Wärmekopplung zwischen der Probe und dem Helium-Bad. Die Heliumkannen haben ein Fassungsvermögen von 100 l und ermöglichen dadurch eine sehr lange Messzeit von bis zu vier Wochen. Während dieser Zeit verdampft das Helium langsam, wobei die Heliumtemperatur konstant bei 4,2 K bleibt. Beruhend auf diesem Prinzip sind Messungen in flüssigem Stickstoff bei 77 K und in Trockeneis – festem Kohlenstoffdioxid (CO_2) – bei 195 K möglich, wobei im Fall von Trockeneis das CO_2 sublimiert.

Für eine dynamische Temperaturkontrolle kann der Probenhalter elektrisch beheizt werden. In Abbildung 4.2 ist die Rückseite des Probenhalters zu sehen. Dort befinden sich eine Silizium-Diode und zwei parallel geschaltete 22 Ω SMD-(Heiz)-Widerstände mit einem Gesamtwiderstand von $R_{\text{Heizer}} = 11 \Omega$. Die Diode und die Widerstände sind auf ein keramikgefülltes Platinenstück aufgeklebt. Dadurch sind sie vom Probenhalter elektrisch isoliert, haben jedoch gleichzeitig eine relativ gute thermische Kopplung. Der Probenhalter besteht aus Kupfer und ermöglicht dadurch einen sehr guten Wärmetransport zu der Probe.

Die Heizleistung wird über die an den Widerständen angelegte Spannung gesteuert. Sie kann im Bereich von 0 V bis 4 V über einen 16-Bit DA-Wandler geregelt werden. Die maximale gemessene Temperaturänderung bei einer Spannung von 4 V ist ungefähr $\Delta T = 80 \text{ K}$, wobei sich der Probenstab in flüssigem Helium befindet. Wird der Probenstab evakuiert, ohne

anschließend mit dem Austauschgas gefüllt zu werden, kann eine Temperaturdifferenz von bis zu $\Delta T = 130 \text{ K}$ erreicht werden. Dadurch kann der Temperaturbereich zwischen flüssigem Helium und flüssigem Stickstoff, flüssigem Stickstoff und Trockeneis sowie Trockeneis und Raumtemperatur komplett überbrückt werden.

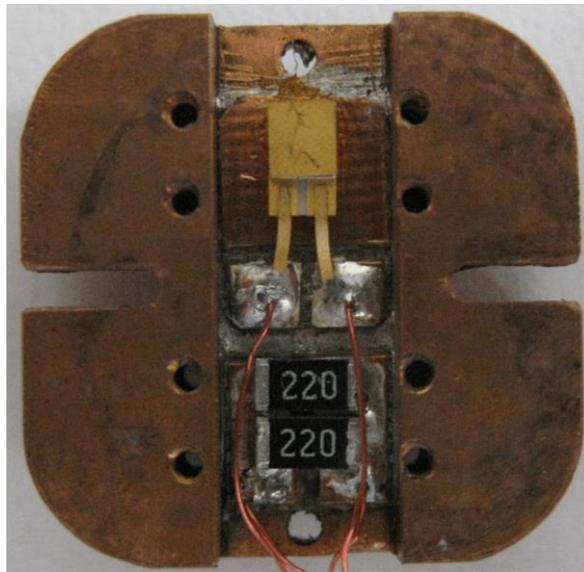


Abbildung 4.2 Rückseite des Probenhalters bestückt mit einer Si-Diode und den Heizwiderständen.

Zur Temperaturmessung wird eine im Bereich zwischen 2 K und 500 K kalibrierte Silizium-Diode (LakeShore DT-670B-SD) verwendet. Sie wird mit einem Konstantstrom von $10 \mu\text{A}$ versorgt und die an ihr abfallende Spannung wird mit einer 16 Bit Auflösung gemessen. Zwar ist der Zusammenhang zwischen gemessener Spannung und der Temperatur nicht linear, jedoch bekannt, so dass eine sehr genaue Temperaturmessung ($\pm 0,5 \text{ K}$) möglich ist [69].

Die Temperaturregelung unter Eingabe einer Zieltemperatur übernimmt das Messprogramm.

4.6. Probenstab

Die spektroskopische Untersuchung der photonischen Kristall-Resonatoren erfordert eine lokale, Nanometer-genaue Anregung und Detektion. Deswegen muss die Probe in allen drei Raumrichtungen präzise positioniert werden. Zu diesem Zweck wird die Probe auf einem xyz-Nanopositionierer mit piezoelektrischem Trägheitsantrieb befestigt [66] (Abbildung 4.3a). Der Versteller hat eine (spannungsabhängige) Schrittweite im Bereich von ca. 20 nm bis ca. 100 nm. Der gesamte Verfahrbereich in x- bzw. y-Raumrichtung beträgt ca. 3 mm. Der damit zugängliche Probenabschnitt kann bis zu 3×12 PhCC-Felder beinhalten. Da jedes Feld 144 photonische Kristall-Resonatoren enthält, können theoretisch über 5000 photonische Kristall-Resonatoren erreicht und optisch vermessen werden, ohne die Probe auszubauen. Für die Photostrom-

Spektroskopie sind sechs PhCC-Felder und die n-Schicht der Probe elektrisch kontaktiert. In Abbildung 4.3b ist die Vorderseite des Kupfer-Probenhalters mit dem eingespannten Keramikträger zu sehen. Auf dem Keramikträger aufgeklebt befindet sich die Probe PC331d, an der die phasenaufgelösten Messungen durchgeführt werden. Die Aluminium-Bonddrähte verbinden die PhCC-Bondpads mit den Kontakten auf dem Keramikträger. Alle elektrischen Leitungen, darunter zwei Koaxialkabel für rauscharme Photostrommessungen, die Zuleitungen für die Verstärker sowie die Temperaturkontrolle werden über den Probenstabskopf nach Außen geführt.

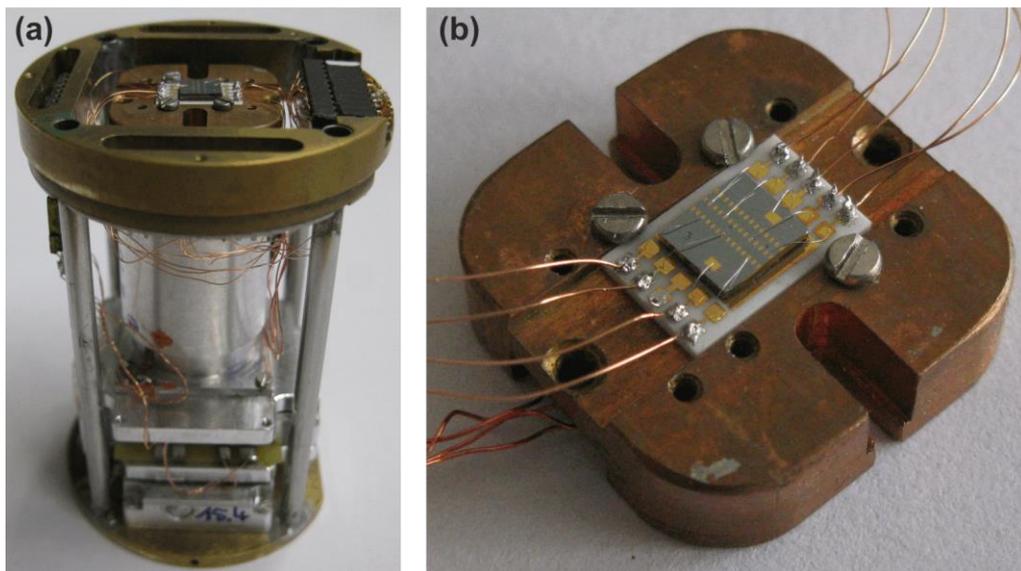


Abbildung 4.3 (a) Probenhalterkäfig mit einem xyz-Nanopositionierer. Auf dem Verstärker montiert befindet sich ein Probenhalter aus Kupfer. (b) Eine vergrößerte Aufnahme des Probenhalters. Das elektrisch kontaktierte Keramikplättchen mit der aufgeklebten und gebondeten Probe wird am Probenhalter festgeschraubt. Auf der Probe sind die Reihen der goldenen Bondpads zu erkennen.

Über der Probe befindet sich ein Mikroskop Objektiv (Abbildung 4.4) mit einem Arbeitsabstand von 0,95 mm und einer numerischen Apertur von $NA = 0,75$ [192]. Das Objektiv ist für Unendlich-Optik optimiert, was für den langen Strahlengang innerhalb des Probenstabes notwendig ist.

Die Probe und das Objektiv befinden sich am unteren Ende eines Gerüsts, welches in ein Edelstahlrohr eingeführt wird, das mit dem Probenstabskopf vakuumdicht verschlossen werden kann. Der Probenstabskopf ist in Abbildung 4.5a zu sehen, eine schematische Zeichnung der optischen Komponenten ist im rechten Bild gezeigt. Der Anregungs- und Detektionspfad sind gleich (rot) und können über einen Spiegel feinjustiert werden. Über ein schräg eingebautes Fenster mit einer Antireflexbeschichtung für einen weiten spektralen Bereich von 1,24 eV bis 3,10 eV (1000 nm - 400 nm) [193] gelangt der Laserstrahl zum Objektiv und kann auf die Probe fokussiert werden. Für die optische Kontrolle der Probenoberfläche und des Laserfokus befindet sich auf dem Probenstabskopf eine weiße LED und ein CCD-Chip. Der entsprechende optische

Weg ist in Gelb in Abbildung 4.5b eingezeichnet. Ein motorisierter, halbdurchlässiger Spiegel kann in den Anregungsstrahlengang eingeklappt werden und ermöglicht die Beleuchtung der Probe sowie ihre Abbildung auf dem CCD Chip. Der Strahlteiler wird während der Messungen eingeklappt und die LED ausgeschaltet.

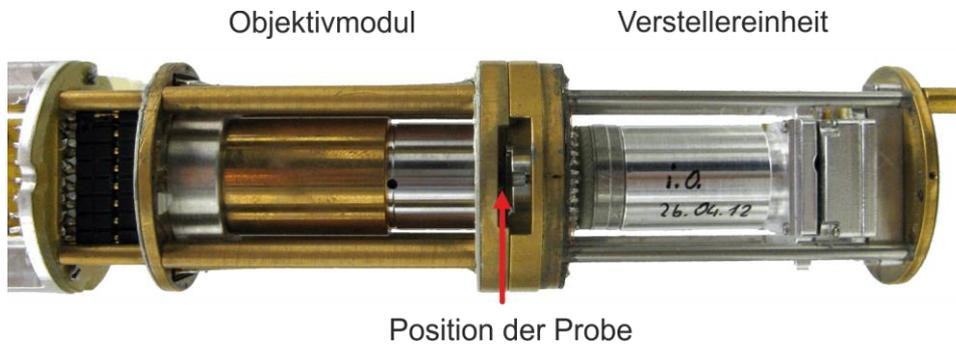


Abbildung 4.4 Am unteren Ende des Probenstabes befindet sich die Verstellereinheit mit der Probe. Über der Probe befindet sich ein Objektiv einer hohen numerischen Apertur. Das Bild ist [66] entnommen.

Neben den optischen Komponenten befinden sich am Probenstabkopf die Ventile zum Evakuieren und Belüften des Probenstabes sowie die elektrischen Vakuumdurchführungen und Schnittstellen.

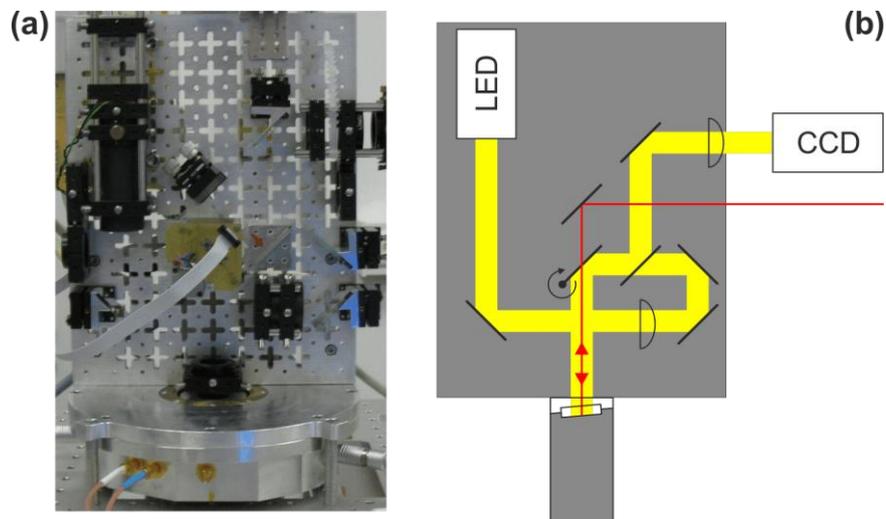


Abbildung 4.5 (a) Photographie und (b) schematische Zeichnung des Probenstabkopfes. Die Zeichnung enthält nur die optischen Komponenten. Die Vorlage für die Zeichnung ist [66] entnommen.

4.7. Optische Detektion

Das von der Probe reflektierte bzw. emittierte Signal gelangt auf dem Anregungspfad über das Objektiv und den Spiegel am Probenstabskopf zum 90:10-Strahlteilerwürfel [194] auf der optischen Bank (Abbildung 4.6). Da das Detektionssignal meistens sehr schwach ist, muss ein möglichst großer Anteil des Messsignals zum Detektor gelangen, weshalb der verwendete Strahlteilerwürfel eine Reflektivität von 90 % und eine Transmission von 10 % hat. Das reflektierte Signal kann nun entweder auf den Eintrittsspalt des Spektrometers abgebildet werden oder mit einem zweiten Leistungsmessgerät detektiert werden. Aufgrund der Übersicht befindet sich in Abbildung 4.6 vor dem Spektrometer und dem Leistungsmessgerät ein Strahlteiler. Tatsächlich wird für die Reflexionsdetektion das Leistungsmessgerät in den Strahlengang vor das Spektrometer gestellt, um nicht zusätzlich die Signalleistung am Strahlteiler zu verlieren.

Für die Reflexionsmessung wird ein zweites kalibriertes Powermeter [195] verwendet. Sein Messbereich liegt zwischen 10 nW und 50 mW bei einer relativen Auflösung von 0,1 %.

Das Spektrometer wird zur Charakterisierung des PL-Signals der Resonatoren und zur Messung der Anregungswellenlänge des gepulsten Ti:Sa-Lasers verwendet. Es handelt sich um ein Gitterspektrometer [196] mit einer Silizium CCD-Kamera [197], welche mit Hilfe flüssigen Stickstoffs auf -120 °C gekühlt wird. Der Monochromator hat eine Fokallänge von 500 mm und verfügt über zwei Gitter mit 300 und 1200 Strichen pro Millimeter, deren Blazewinkel für 1,65 eV (750 nm) ausgelegt ist.

Der Monochromator hat zwei Eingänge. Für die Untersuchung des PL-Signals wird die Reflexion des 90:10-Strahlteilerwürfels mit einer Sammellinse (Fokus $f = 65\text{ mm}$) auf den Spalt des Spektrometers fokussiert. Vor dem Eingangsspalt befindet sich ein Langpassfilter (cut-off bei 1,59 eV bzw. 780 nm) [198] um das Anregungslicht des He-Ne-Lasers herauszufiltern. Bei einer optimalen Einstellung wird die Auflösung des Spektrometers vor allem durch die CCD Pixelbreite begrenzt und liegt bei $\Delta E \approx 75\text{ }\mu\text{eV}$ ($\Delta\lambda \approx 0,055\text{ nm}$) [199]. Der experimentelle Aufbau erlaubt die Messung des Modenspektrums und die Bestimmung von Moden-Q-Faktoren größer als $Q = 10000$. Zusätzlich wird das Spektrometer für die Bestimmung der Ti:Sa-Wellenlänge verwendet. Das Licht wird in eine Multimodefaser mit einem Kerndurchmesser von 50 μm und einer $NA = 0,22$ [200] eingekoppelt, deren zweites Ende sich am spaltlosen Eingang des Spektrometers befindet (Abbildung 4.6). In dieser Konfiguration beträgt die theoretische spektrale Auflösung $\Delta E \approx 82\text{ }\mu\text{eV}$ ($\Delta\lambda \approx 0,06\text{ nm}$) [199].

Das Wellenlängenmessgerät wird ausschließlich zur Kontrolle der Emissionswellenlänge des abstimmbaren Diodenlasers verwendet. Damit lässt sich eine absolute Auflösung der Resonanzwellenlänge von 0,6 pm erreichen [201].

4.8. Photostrommessung

Bei der Untersuchung der photonischen Kristall-Resonatoren mit Hilfe der Photostromspektroskopie fließen über die Schottky-Diode Ströme im Bereich einiger

Pikoampere. Für die Einstellung der Vorspannung und die Photostrommessung steht ein in der AG Zrenner entwickeltes Messgerät zur Verfügung. Dessen Spannung kann im Bereich zwischen -10 V und $+10\text{ V}$ mit Hilfe eines 16 Bit DA-Wandlers [202] bereitgestellt werden.

Die Strommessung erfolgt mit Hilfe eines Transimpedanzverstärkers mit einem Rückkoppelwiderstand von $1\text{ G}\Omega$ (siehe auch [70]). Das Ausgangssignal kommt von einem 18 Bit AD-Wandler [203], sodass bei einem Messbereich von $\pm 1,3\text{ nA}$ die theoretische Auflösung bei 10 fA liegt. Tatsächlich wird die Auflösung durch das Signalrauschen begrenzt und liegt bei einer abgekühlten, unbeleuchteten Schottky-Diode im Bereich $\geq 75\text{ fA}$ [66].

Für die Rauschunterdrückung werden möglichst kurze SMA-Kabel zwischen dem Messkästchen und dem Probenstab verwendet, das zu vermessende PhCC-Feld wird an die Koaxialleitungen im Probenstab angeschlossen. Zusätzlich sind der eigebaute OP-Verstärker selbst sowie das Messgerät in einem Metallgehäuse eingeschlossen, außerdem sind die Stromkreise für die Datenübertragung und Messung der Stromstärke bzw. Einstellung der Spannung galvanisch voneinander getrennt [66].

4.9. Gesamter experimenteller Aufbau

In Abbildung 4.6 wird der komplette experimentelle Aufbau gezeigt. Der gesamte Aufbau inklusive der Dewar-Gefäße befindet sich auf einer aktiv gedämpften optischen Bank. Die Länge des Strahlengangs zwischen dem Ti:Sa-Laser Ausgang und der Probe beträgt ca. $4,20\text{ m}$ und für den Detektionspfad zwischen der Probe und dem Spektrometereingang beträgt sie sogar $4,60\text{ m}$. Aufgrund dieser Länge kann die Strahldivergenz des Ti:Sa-Lasers nicht mehr vernachlässigt werden. Laut des Datenblattes beträgt sie auf den vollen Winkel bezogen $1,7 \pm 0,3\text{ mrad}$ [183]. Das passt gut mit dem beobachteten Strahldurchmesser von ca. 6 mm nach einer Strahlengänglänge von ca. 3 m ausgehend vom Laserausgang. Am Objektiv ist der Strahldurchmesser größer als die Objektivapertur, so dass ein großer Anteil der Anregungsleistung nicht an der Probe ankommt. Deshalb befindet sich vor dem Probenstab eine Strahlverjüngung [204], bestehend aus zwei Linsen in Galilei-Anordnung [205]. Mit ihr kann der Strahldurchmesser um den Faktor drei verringert werden. Die Optiken der Strahlverjüngung haben eine Antireflexbeschichtung für den Bereich von $1,3\text{ eV}$ bis $1,65\text{ eV}$ (950 nm - 750 nm).

Das Labor, in dem die Experimente durchgeführt werden, hat eine Temperaturregelung, was vor allem für die Doppelpuls-Experimente auf der Basis des Michelson-Interferometers wichtig ist. Es können Versuche mit einer Dauer von mehreren Stunden durchgeführt werden, ohne den experimentellen Aufbau nachjustieren.

Die Darstellung des Gesamtaufbaus in Abbildung 4.6 ist nicht maßstabsgetreu.

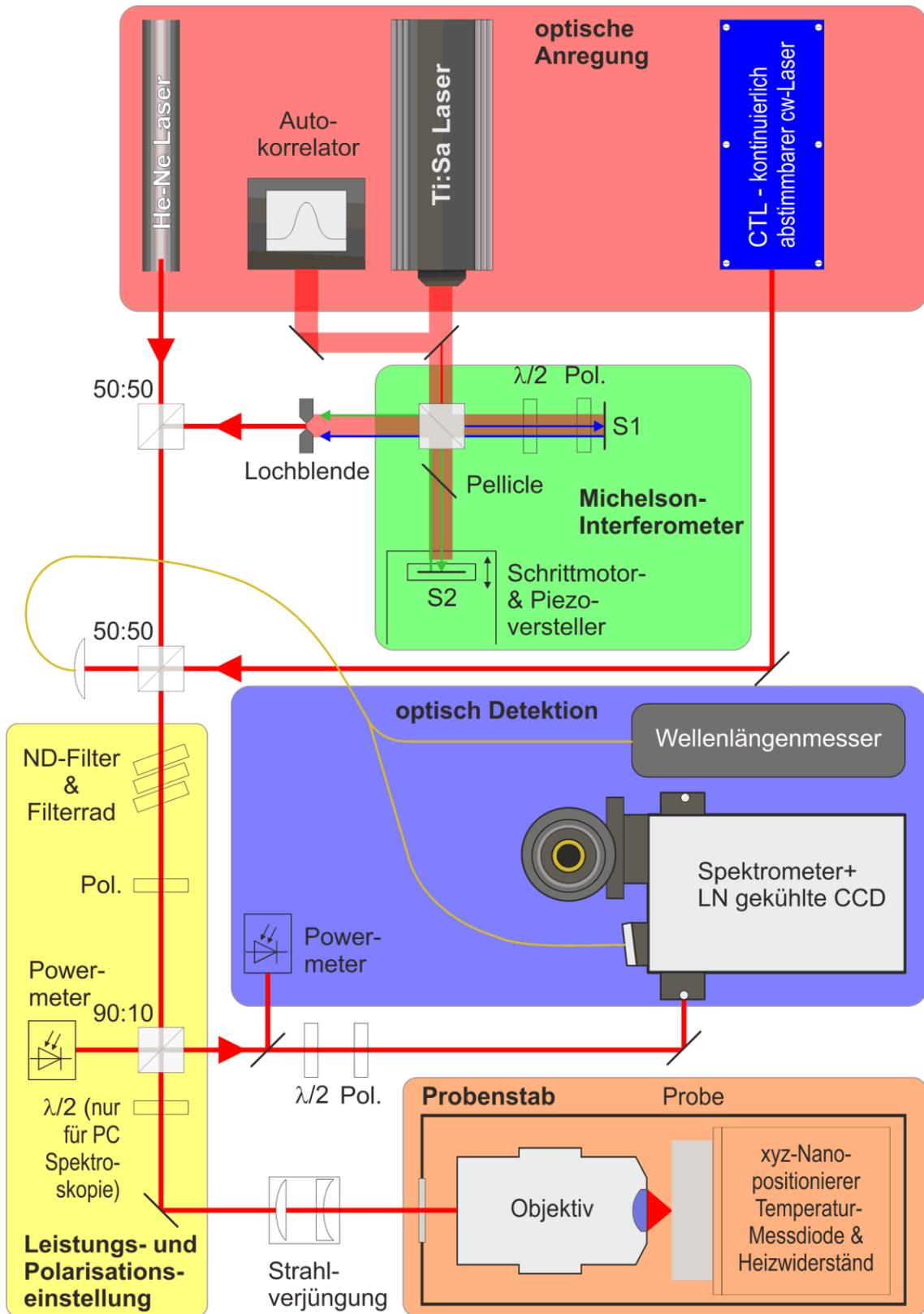


Abbildung 4.6 Der experimentelle Gesamtaufbau. Aufgrund der Übersicht ist der Aufbau in Details vereinfacht dargestellt und ist nicht maßstabsgetreu.

5. Ergebnisse der Probencharakterisierung

In diesem Kapitel geht es um die elektrischen Eigenschaften der hergestellten photonischen Kristall-Resonator-Photodioden sowie ihre Charakterisierung mit Hilfe der Photolumineszenz- und Photostromspektroskopie. Dabei soll vor allem auf zwei Resonatoren genauer eingegangen werden. Beide sind aus dem Waferstück Bo14009e hergestellt und tragen die Probennummer PC331. Vor der Charakterisierung wird die 13 mm lange Probe in fünf gleich große Abschnitte (PC311a-e) gespalten. Am L9 photonischen Kristall-Resonator von der Probe PC331c werden die temperaturabhängigen Messungen durchgeführt, während der L15 Resonator vom Probenstück PC331d für die phasenempfindlichen Messungen verwendet wird. Die photonischen Kristalle haben leicht unterschiedliche Lochradien von $r \approx 0,26 \cdot a$ beim L9 photonischen Kristall-Resonator und $r \approx 0,25 \cdot a$ beim L15 PhCC. Beide haben eine Metallleiterbahn, die das Zentrum des Resonators kontaktiert. Die Leiterbahnbreite des mittleren Abschnitts beträgt 45 ± 5 nm beim L9- und 65 ± 5 nm beim L15 Resonatordefekt. Die Resonatormoden sind polarisationsabhängig, was sich sowohl im PL- als auch im PC-Spektrum beobachten lässt. Bei resonanter Anregung der PhCC-Moden hängt die Einkopplungseffizienz sehr stark von der lateralen Position des Laserfokus ab. Die Spannungsabhängigkeit der Resonanzposition wird im Zusammenhang mit den phasenempfindlichen Messungen beschrieben (siehe Abschnitt 8.2.3).

5.1. Strom-Spannungs-Kennlinie

In Abbildung 5.1 sind die IV-Kennlinien mehrerer Photodioden von den Proben PC331c und PC331d gezeigt. Die Kennlinien werden bei 4,5 K ohne Beleuchtung aufgenommen. Dabei gehört die schwarze Kurve zu einer Diode auf der Probe PC331c, an der die Temperaturabhängigkeit des Photostroms in einem photonischen Kristall-Resonator vermessen wird und die rote zu der Probe PC331d, an der die gepulsten Messungen durchgeführt werden. Die Kurven i-iii sind weitere Beispiele für IV-Kennlinien von der Probe PC331c. Die Dioden zeigen unterschiedliche Einsatzspannungen in Vorwärtsrichtung und unterschiedliche Durchbruchspannungen in Rückwärtsrichtung, welche teilweise bereits bei $-0,5$ V liegen. Dieses Verhalten lässt sich auch bei anderen in der Arbeitsgruppe hergestellten Schattenmasken-QD-Photodioden mit einer abweichenden MBE-Schichtfolge [66] beobachten. Der exakte Grund für dieses Verhalten lässt sich nur schwer ausmachen. Ein wichtiger Parameter, der die Kennlinie bestimmt, ist die Barrierenhöhe des Halbleiter-Metall-Übergangs. Sie hängt ihrerseits von den verwendeten Materialien und in besonderem Maße vom Zustand der Halbleiter-Oberfläche ab [57]. So führt eine hohe Defektdichte an der Oberfläche, deren Energie innerhalb der Bandlücke liegt, zum „pinning“ des Fermi-Niveaus [57, 206, 207]. Der Einfluss des verwendeten Metalls auf die Barrierenhöhe ist in diesem Fall stark verringert. Die Oberfläche der hier untersuchten Proben wird während des Herstellungsprozesses vielen Reinigungs- und Ätzschritten ausgesetzt. So kann zum Beispiel ein RIE-Prozess zu einer Erhöhung der Kristalldefekte bis zu einer Tiefe von ≥ 90 nm [208, 209] und damit einhergehend zur teilweise sehr starken Erhöhung des Sperrstroms und des Idealitätsfaktors führen [208]. Im Fall von photonischen Kristall-Membranen kann der Einfluss des RIE-Prozesses sogar besonders groß sein, da nicht nur die Probenoberfläche, sondern auch lateral GaAs in den geätzten Löchern dem Plasma ausgesetzt wird. Ein weiterer

kritischer Parameter ist der Lift-off-Prozess der Metallkontakte. Die Kontakte werden auf das bereits strukturierte Substrat nach dem trockenchemischen GaAs Ätzen aufgedampft. Dabei können kleine lokale Schichtdickenunterschiede der i-GaAs Schicht oder Metallbelegung der Ätzwände zur (teilweisen) Überbrückung der i-Schicht führen.

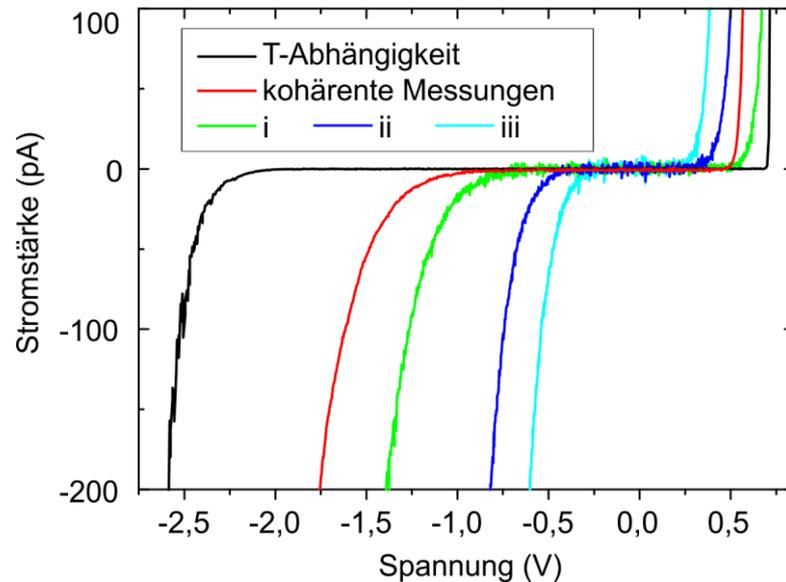


Abbildung 5.1 Strom-Spannungs-Kennlinien der untersuchten PhCC-Photodioden. Die Kennlinien werden bei 4,5 K und ohne Beleuchtung aufgenommen. Die entsprechenden Dioden sind gemeinsam prozessiert und befinden sich auf einer Probe (Bo14009e, PC331). Die Kurven i-iii sowie die schwarze Kurve, an der die Temperaturabhängigkeit untersucht wird, gehören zu dem Probenstück PC331c. Die rote Kurve ist vom Probenstück PC331d, an dem die phasenempfindlichen Messungen durchgeführt werden.

Die Kennlinien in Abbildung 5.1 zeigen ein sichtbar unterschiedliches Rauschverhalten. Bei den Kurven i-iii sind es $I_{R, i-iii} = \pm 4$ pA, während bei der roten und schwarzen Kurve Werte von $I_{R, rot} = \pm 0,3$ pA und $I_{R, schwarz} = \pm 0,15$ pA gemessen werden. Diese Unterschiede ergeben sich aufgrund der Kontaktierung. Während die Dioden i-iii an die einfachen Kupferleitungen im Probenstab angeschlossen sind, werden die anderen beiden Messungen an Koaxialleitungen durchgeführt. Die gemessenen Rauschwerte stellen die Auflösungsgrenze für die Photostrommessungen dar.

5.2. Photolumineszenz-Spektrum der photonischen Kristall-Resonatoren

Die spektrale Lage der photonischen Bandlücke und dementsprechend die Lage der Moden der photonischen Kristall-Resonatoren ist, dem Entwurf entsprechend, unterhalb der Bandlücke von GaAs. Bei einer Gitterkonstanten von $a = 250$ nm und einem Lochradius $r = 0,25 \cdot a$ erstreckt

sich die photonische Bandlücke über einen spektralen Bereich von 1,2 eV bis 1,4 eV (1030 nm - 890 nm) (vgl. Abbildung 2.1). Generell überlappt dieser spektrale Bereich mit der Benetzungsschichtresonanz und dem InGaAs-QD-Ensemble. Die untersuchten Proben (PC331c und PC331d) haben in der Mitte der 180 nm dicken Membran ausschließlich eine InGaAs Benetzungsschicht als aktives Medium. Bei einer Proben-Temperatur von 4,5 K liegt ihre Resonanz bei 1,39 eV mit einer Halbwertsbreite von 26 meV (Abbildung 5.2). Das Modenspektrum der photonischen Kristall-Resonatoren kann bei tiefen Temperaturen bis über 70 K in der Photolumineszenz sichtbar gemacht werden. Ihre Signalstärke sinkt jedoch mit steigender Temperatur (siehe Abschnitt 7.1). [84]

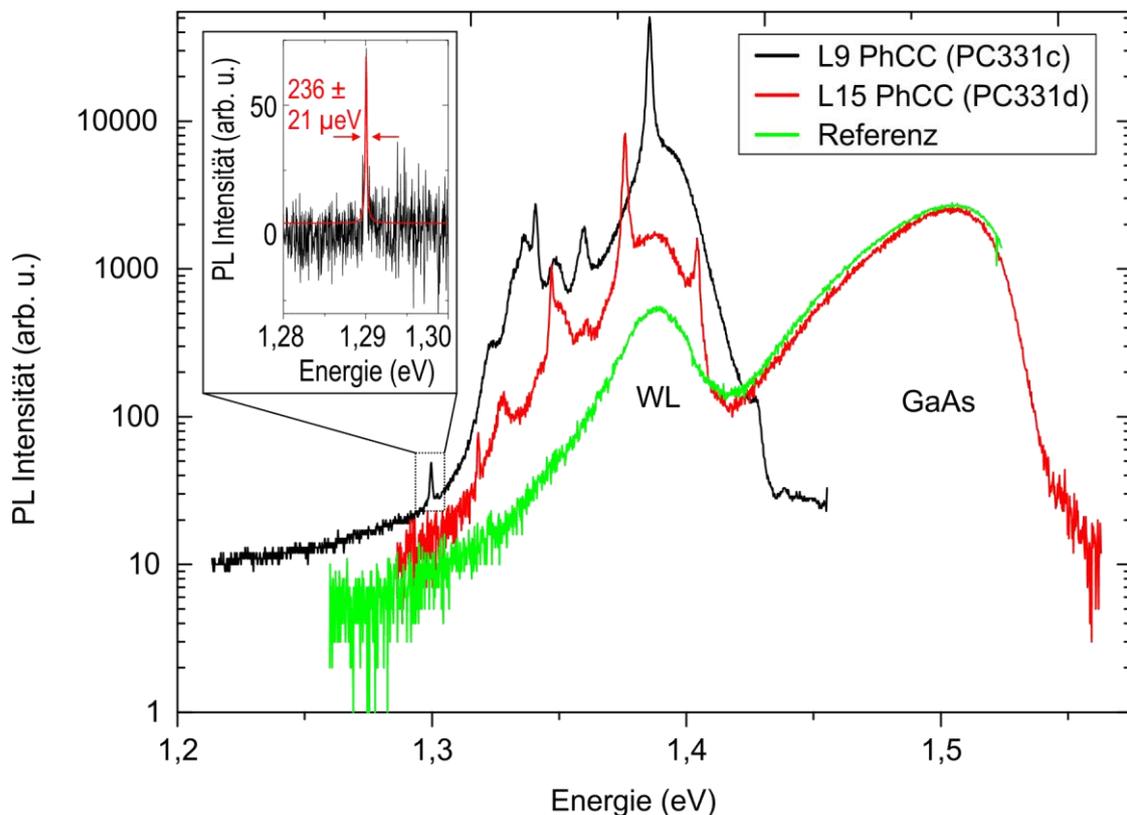


Abbildung 5.2 Photolumineszspektren von photonischen Kristall-Resonatoren mit einem L9 Defekt (schwarz, $P_{\text{He-Ne}} = 6 \mu\text{W}$, Integrationszeit $t_{\text{int}} = 20 \text{ s}$) und einem L15 Defekt (rot, $P_{\text{He-Ne}} = 10 \mu\text{W}$, $t_{\text{int}} = 5 \text{ s}$) sowie einer unstrukturierten Probe (grün, $P_{\text{He-Ne}} = 3 \mu\text{W}$, $t_{\text{int}} = 10 \text{ s}$). Im Einsatzbild ist die 1,299 eV Resonanz, aufgenommen mit dem hochauflösenden Gitter (1200 Striche/mm) gezeigt. Die Spektren werden bei einer Proben-Temperatur von 4,5 K aufgenommen. Aus dem Lorentz-Fit ergibt sich ein Q-Faktor von $Q_{1,299 \text{ eV}} = 5500 \pm 500$, wobei vorher das Untergrund-PL-Signal abgezogen wurde.

Die Anregung der photonischen Kristall-Resonatoren erfolgt mit einem He-Ne-Laser bei einer Emissionsenergie von 1,96 eV (632,8 nm). Die Probe wird bereits anhand des Kamerabildes vorjustiert, so dass der Laserfokus sich exakt in der Resonatordefektmittle befindet, was der optimalen Anregungsposition entspricht. Wird dagegen die Probenposition entlang der

Membranebene verändert, sodass sich der Laserfokus vom Defektzentrum des photonischen Kristall-Resonators entfernt, nimmt die Photolumineszenzintensität des Resonatorspektrums mit größer werdendem Abstand rasch ab. Dabei wirkt sich die Positionsänderung senkrecht zum Resonatordefekt wesentlich stärker aus als entlang seiner Ausrichtung. Die optimale Anregungsposition wird durch eine sukzessive Bewegung der Probe in allen drei Raumrichtungen und gleichzeitige Kontrolle des Photolumineszenz-Spektrums gefunden.

In Abbildung 5.2 werden die Photolumineszenz-Spektren einer unstrukturierten Probe (grün), eines L9 (schwarz) und eines L15 (rot) photonischen Kristall-Resonators gezeigt. Anhand der grünen Kurve lässt sich das Photolumineszenz-Signal von GaAs um 1,5 eV und von dem WL-Band bei 1,39 eV identifizieren. Die Spektren der photonischen Kristall-Resonatoren weisen mehrere scharfe Peaks unterhalb von 1,4 eV auf, wobei ihre Amplitude mit Signalstärke der Benetzungsschicht korreliert. Unterhalb von 1,3 eV lassen sich keine Moden mehr beobachten. Die gemessenen Linienbreiten der Moden liegen im Bereich von 236 μeV bis 4 meV, wobei die höchste Güte mit $Q_{1,299\text{ eV}} = 5500 \pm 500$ der L9 photonische Kristall-Resonator bei einer Resonanzenergie von 1,299 eV aufweist.³¹ Die Linienbreite der Resonanz und der Q-Faktor werden durch Anpassen einer Lorentz-Funktion (2.8) an die Messdaten gewonnen. Sie sind im Einsatzbild der Abbildung 5.2 (der Untergrund ist abgezogen) dargestellt. [84]

An einem L9 Referenzresonator ohne Metall-Kontakt kann auf der untersuchten Probe eine maximale Güte von $Q_{1,302\text{ eV}} = 9000 \pm 1000$ bei einer Resonanzenergie von 1,302 eV gemessen werden. Der Metallkontakt führt zu erhöhter Streuung und Absorption des Resonatorfeldes und verbreitert deshalb die Resonanzen (siehe Kapitel 6). Die höchste in der PL gemessene Güte des kontaktierte L15 Resonators in Abbildung 5.2 liegt ebenfalls weit im Bandausläufer der Benetzungsschicht bei 1,318 eV. Ihr Q-Faktor ist gleich $Q_{1,318\text{ eV}} = 1700 \pm 400$.

5.3. Photostromspektrum der photonischen Kristall-Resonatoren

Die im Folgenden dargestellten Ergebnisse sind zum Teil in der Referenz [84] veröffentlicht. Die Charakterisierung der photonischen Kristall-Resonatoren mittels Photostrom-Spektroskopie wird zunächst bei 4,5 K durchgeführt. Der Abstimmbereich des schmalbandigen Halbleiterlasers erstreckt sich von 1,260 eV bis 1,356 eV (985 nm - 915 nm). Dies entspricht dem niedrig energetischen Teil der Benetzungsschicht, reicht jedoch nicht aus, um die gesamte photonische Bandlücke abzudecken. [84]

Die unter der resonanten Anregung erzeugten Ladungsträgerpaare müssen durch die Benetzungsschicht-Barriere tunneln, um zum Photostrom beizutragen. Die Tunnelwahrscheinlichkeit hängt von der angelegten Spannung [18, 52, 210] und der Temperatur [69, 211, 212] ab. Da die untersuchten Proben ein sehr hohes internes E-Feld von ca. 60 kV/cm

³¹ Anhand dieser Mode wird im Kapitel 7 das Temperaturverhalten des Photostroms untersucht.

aufweisen, können die Ladungsträger ohne zusätzliche Vorspannung getrennt werden.³² Diese Bedingung gilt jedoch nur in der unmittelbaren Nähe des schmalen Schottky-Kontaktes. Das E-Feld in der Benetzungsschicht nimmt mit steigendem Abstand zum Kontakt ab, sodass die Ladungsträger nicht mehr getrennt werden können und somit nicht zum Photostrom beitragen. Dieser Beitrag reicht jedoch aus, um ausgeprägte Resonanzen im Photostromspektrum zu sehen.

Anders als bei der Photolumineszenz-Messung befindet sich die optimale Laserfokusposition nicht in der Defektmitte, sondern an einem seiner Ränder (vergleiche Abschnitt 5.6). Bei der Optimierung der Justage wird die Emissionswellenlänge des Lasers auf die Modenresonanz eingestellt und durch das sukzessive Verfahren der Probe unter dem Objektiv der Photostrom maximiert.

In Abbildung 5.3 sind die Photolumineszenz- und Photostrom-Spektren eines L9 photonischen Kristall-Resonators vom Probenstück PC331c gegenübergestellt. Es ist nur der spektrale Ausschnitt von 1,26 eV bis 1,36 eV gezeigt. (Das gesamte PL-Spektrum ist in Abbildung 5.2 zu sehen.) Das Photostrom-Spektrum wird für zwei lineare Polarisationsstellungen aufgenommen. Die schwarze Kurve entspricht einer Polarisation parallel zum Metallstreifen und die rote Kurve parallel zum Resonatordefekt (siehe das Einsatzbild in Abbildung 5.3b). Die Anregungsleistung auf der Probe beträgt rund 300 nW. [84]

Die Modenresonanzen im Photolumineszenz-Spektrum und den beiden Photostrom-Spektren in Abbildung 5.3a und b zeigen identisches Resonanzverhalten, doch während bei der Überbandanregung die Resonanzen sich kaum vom Untergrund abheben, ist das Photostrom-Spektrum sehr kontrastreich. Vor allem im Bereich des schwachen WL-Signals zeigt sich die Photostrom-Spektroskopie deutlich überlegen. Die Mode mit der höchsten Güte bei 1,299 eV setzt sich hier klar vom nicht-resonanten Untergrund mit einem ca. 30 Mal höheren Peak-Photostrom ab. Ihre Resonatorgüte wird zu $Q_{1,299\text{ eV}} = 5975 \pm 25$ bestimmt und entspricht damit dem Wert der Photolumineszenz-Messung. Bei einer noch kleineren Energie von 1,27 eV lässt sich eine weitere Mode beobachten, die jedoch in der Photolumineszenz auch bei maximaler Anregungsleistung von 200 μW (vor dem Probenstab) nicht zu sehen ist. Aus dem Lorentz-Fit ergibt sich eine Güte von $Q_{1,27\text{ eV}} = 2400 \pm 100$. Angeregt mit dem Ti:Sa-Laser kann das Photostromspektrum auch bei Energien unterhalb von 1,26 eV untersucht werden. Da keine weiteren Moden in diesem Bereich gefunden werden, entspricht die Resonanz bei 1,27 eV der Grundmode und bei 1,299 eV der 2. Mode des L9 photonischen Kristall-Resonators. Die Nummerierung der identifizierten Moden ist dem Spektrum in Abbildung 5.3b beigelegt und kann mit den Simulationsdaten im Abschnitt 5.5 verglichen werden. [84]

Betrachtet man den Photostromverlauf in Abbildung 5.3b, fällt auf, dass das Signal zu kleiner werdenden Energien ab ca. 1,28 eV ansteigt, obwohl das Photolumineszenz-Signal der Benetzungsschicht kontinuierlich sinkt (Abbildung 5.2). Vor der Aufnahme des Spektrums und während der Justage entspricht die Emissionsenergie des Lasers 1,299 eV, der Resonanzenergie

³² Die Photolumineszenz der Quantenpunkte auf dem Probenstück PC331a setzt bei einer Vorspannung von ca. +0,2 V ein. Bei kleineren oder negativen Vorspannungen können die Quantenpunkte bei resonanter Anregung nur im Photostrom beobachtet werden.

der 2. Mode, sodass bei dieser Energie die photonische Kristall-Membran exakt in der Fokusebene des Lasers liegt. Mit veränderter Emissionsenergie verschiebt sich die Fokusebene aufgrund der chromatischen Aberration des Objektivs, sodass sowohl bei positiver als auch bei negativer Verstimmung der Fokus aus der GaAs-Membran wandert. Die Erhöhung des Photostroms bei Energien kleiner als 1,28 eV steht dazu nicht im Widerspruch. Der minimale Photostrom im Fall nicht-resonanter Anregung wird nur bei optimaler Justage gemessen. Bewegt sich der Fokus aus dieser Einstellung heraus, so sinkt zwar die Strahlungsintensität in der Membran-Ebene, aber die beleuchtete Fläche wird größer, sodass Ladungsträgerpaare in unmittelbarer Kontaktnähe erzeugt werden und zum Photostromuntergrund beitragen.

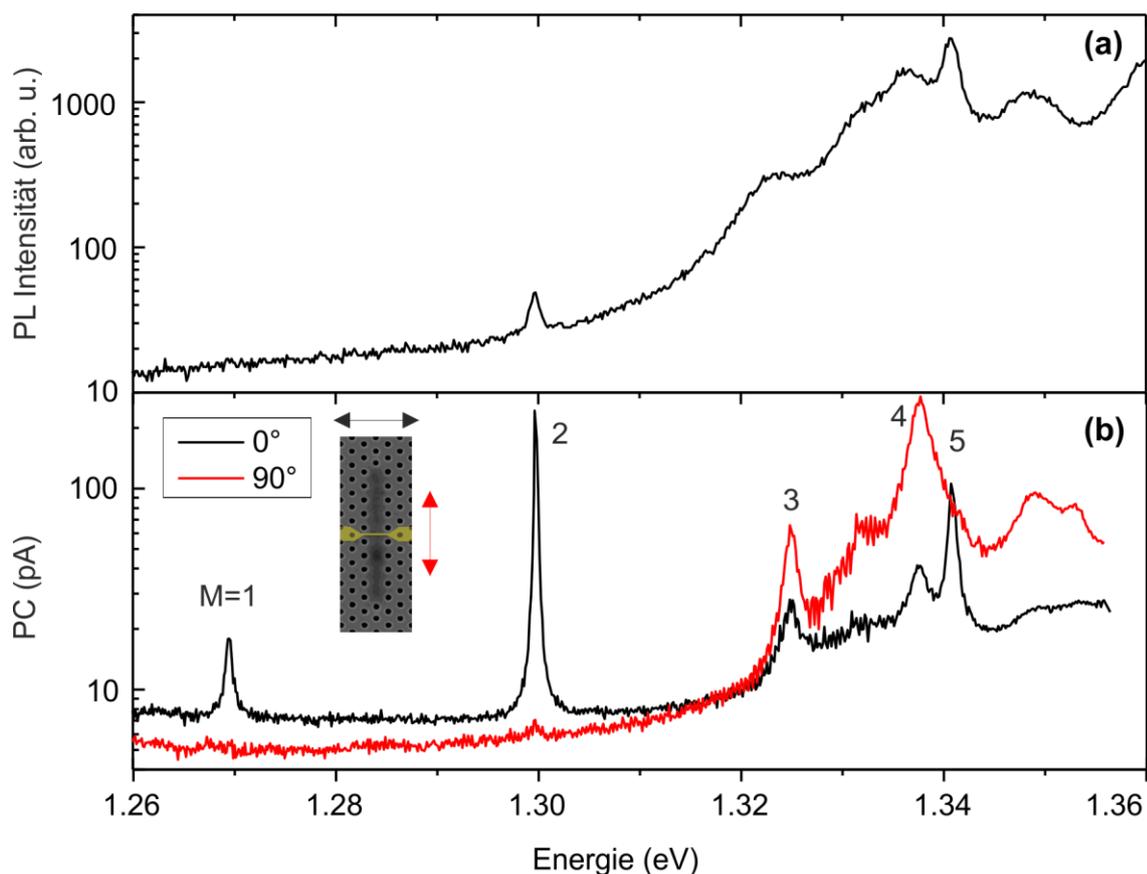


Abbildung 5.3 Vergleich zwischen (a) dem Photolumineszenz- und (b) dem Photostrom-Spektrum eines L9 photonischen Kristall-Resonators. Bei den Photostrom-Messungen ist der Laser parallel bzw. senkrecht zu dem Resonatordefekt polarisiert. Diese Abbildung ist der Referenz [84] entnommen.

Beide diskutierten Moden sind linear, parallel zum Metallstreifen polarisiert. Die Mode bei 1,299 eV hat ein Polarisationsgrad [213] von $I_{0^\circ}/(I_{0^\circ} + I_{90^\circ}) \approx 0,96$, wobei I_{0° und I_{90° den gemessenen Photoströmen entspricht, wenn die Polarisation des anregenden Lasers parallel bzw. senkrecht zum Metallkontakt ist. Ein Vergleich mit den polarisationsabhängigen PL-Spektren nicht kontaktierter Resonatoren ergibt kein abweichendes Verhalten, woraus sich schließen lässt, dass die Metallkontakte den Polarisationszustand der Moden des photonischen Kristall-Resonators nicht bzw. nur im geringen Maße beeinflussen. [84]

5.4. Polarisationsabhängigkeit der Moden eines photonischen Kristall-Resonators

Die Moden aller untersuchten L-Resonatoren weisen ein sehr ausgeprägtes Polarisationsverhalten auf. Sie sind linear, entweder senkrecht oder parallel zu der Resonatorausrichtung polarisiert. In Abbildung 5.4 ist die Polarisationsabhängigkeit der Moden eines kontaktierten L9 photonischen Kristall-Resonators gezeigt. Die Graphen zeigen jeweils das Maximum der Photolumineszenz-Intensität bzw. des Photostroms in Polarkoordinaten. Der Azimut entspricht der Einstellung des Polarisators. Das Untergrundsignal ist teilweise sehr stark, weshalb nur die Photostrom Kurve bei 1,299 eV und das Photolumineszenzsignal bei 1,386 eV eine dipolartige Struktur zeigen.

Die Polarisationsrichtungen der 1,299 eV Mode, gemessen im Photostrom und in der Photolumineszenz, sind exakt parallel.

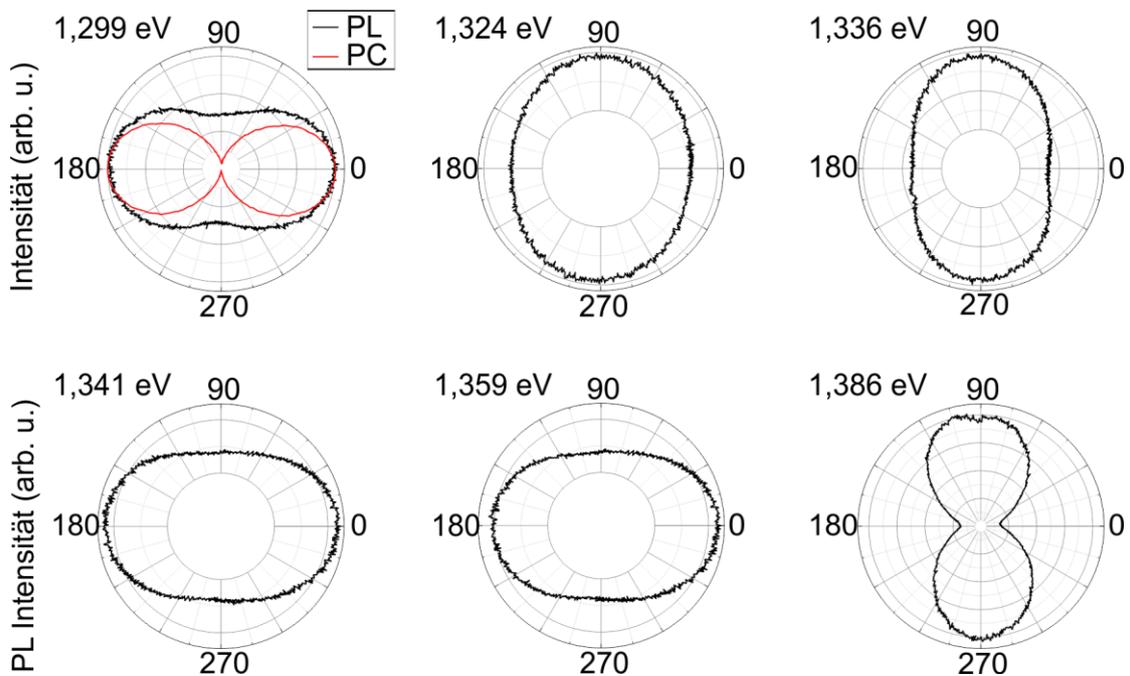


Abbildung 5.4 Polarisationsabhängigkeit der Moden eines kontaktierten L9 photonischen Kristall-Resonators. Die Moden sind entweder parallel zum Metallstreifen oder zur Ausrichtung des Resonatordefektes polarisiert.

5.5. Vergleich zwischen Experiment und Simulation

Die Methode der finiten Integration (FIT) bietet die Möglichkeit das Modenspektrum und die dazugehörige Moden-Feldverteilungen von (Mikro-)Resonatoren ausgehend von ihrer dreidimensionalen Brechungsindexfunktion numerisch zu berechnen. Die Ergebnisse für einen L9 und einen L15 photonischen Kristall-Resonator sind in Abbildung 5.5 und Abbildung 5.6

zusammengefasst. Neben dem Modenspektrum und den E-Feldverteilungen der Moden mit den höchsten Q-Faktoren sind ihre Resonanzenergie, ihre Güte und ihr Modenvolumen nach Gleichung (2.6) angegeben. Die Einheit der Modenvolumina ist $(\lambda/n)^3$, wobei λ die Resonanzwellenlänge und n der Substratbrechungsindex ist.

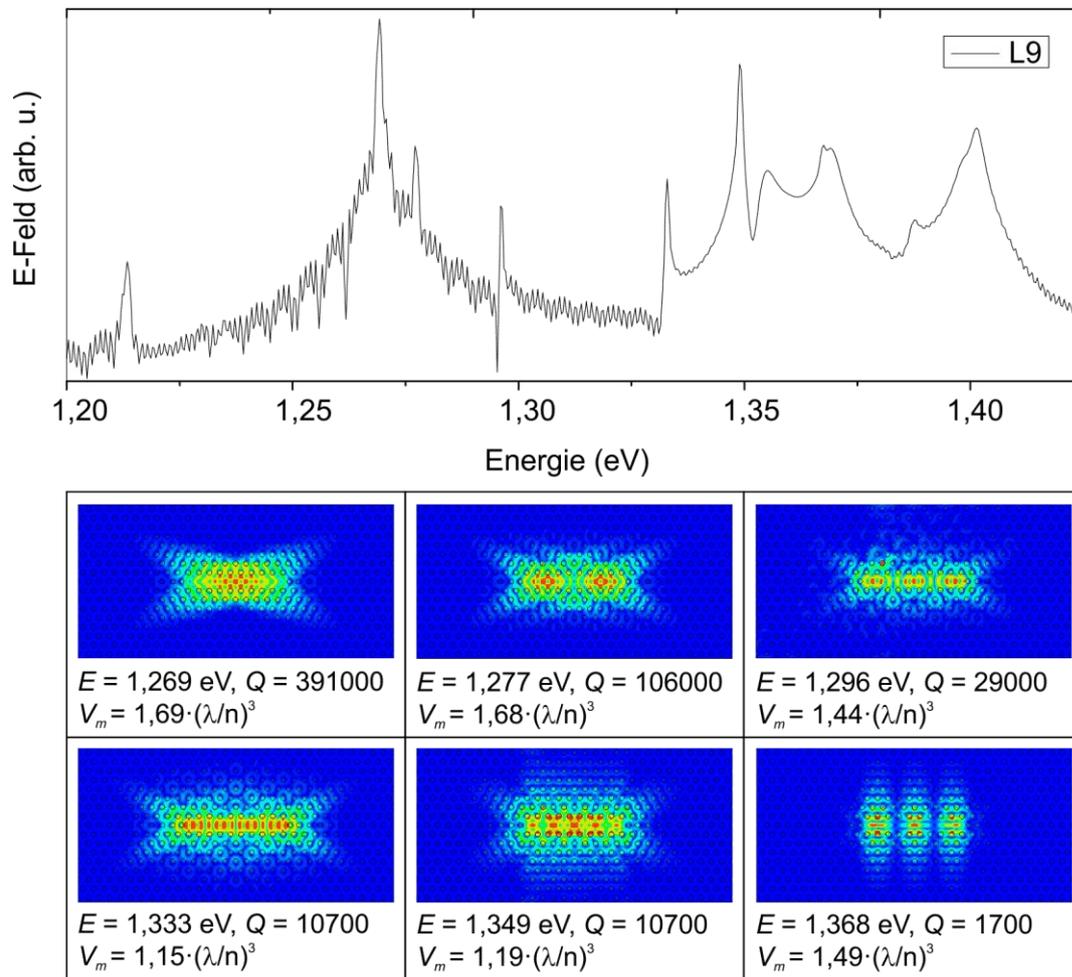


Abbildung 5.5 Berechnetes Modenspektrum und die dazugehörigen E-Feld-Modenprofile eines L9 photonischen Kristall-Resonators (Gitterkonstante $a = 250 \text{ nm}$, Radius $r = 0,25 \cdot a$, Membrandicke $d = 175 \text{ nm}$, Brechungsindex $n = 3,4$).

Die berechneten photonischen Kristall-Resonatoren bestehen aus hexagonal angeordneten Luftzylindern in einer 175 nm dicken GaAs Schicht. Die tatsächliche Membrandicke könnte sogar noch kleiner sein, da bei jedem nasschemischen Ätzschritt die natürliche Oxidschicht von GaAs entfernt wird. Ihre Dicke wächst logarithmisch mit der Zeit [214, 215] und beträgt nach ca. einer halben Stunde ungefähr 1 nm [214], sowie nach einem halben Tag ca. $1,5 \text{ nm}$ [214, 216], was in etwa den zeitlichen Abständen der nasschemischen Ätzschritte entspricht. Die Gitterkonstante der photonischen Kristalle ist $a = 250 \text{ nm}$ und der Zylinderradius $r = 0,25 \cdot a$. Für den Brechungsindex der intrinsischen GaAs-Schicht ist $n_i = 3,4$ eingesetzt [83]. Der Brechungsindex der n^+ -Schicht ist nur um $\Delta n_{n^+} \approx 0,03$ [217, 218] niedriger und wird deshalb bei den

Berechnungen nicht berücksichtigt. Durch die Einführung des einheitlichen effektiven Brechungsindex wird die zu berechnende Struktur spiegelsymmetrisch in vertikaler Richtung, was eine Verkürzung der Simulationszeit um den Faktor zwei bedeutet. Das Modenspektrum und die Modenprofile ändern sich durch diesen Schritt nur unwesentlich, lediglich die Q-Faktoren sind bei einer n-i-Schichtfolge etwas niedriger. Am Beispiel der Grundmode des L9-Resonators beträgt der Unterschied 4,1 %.

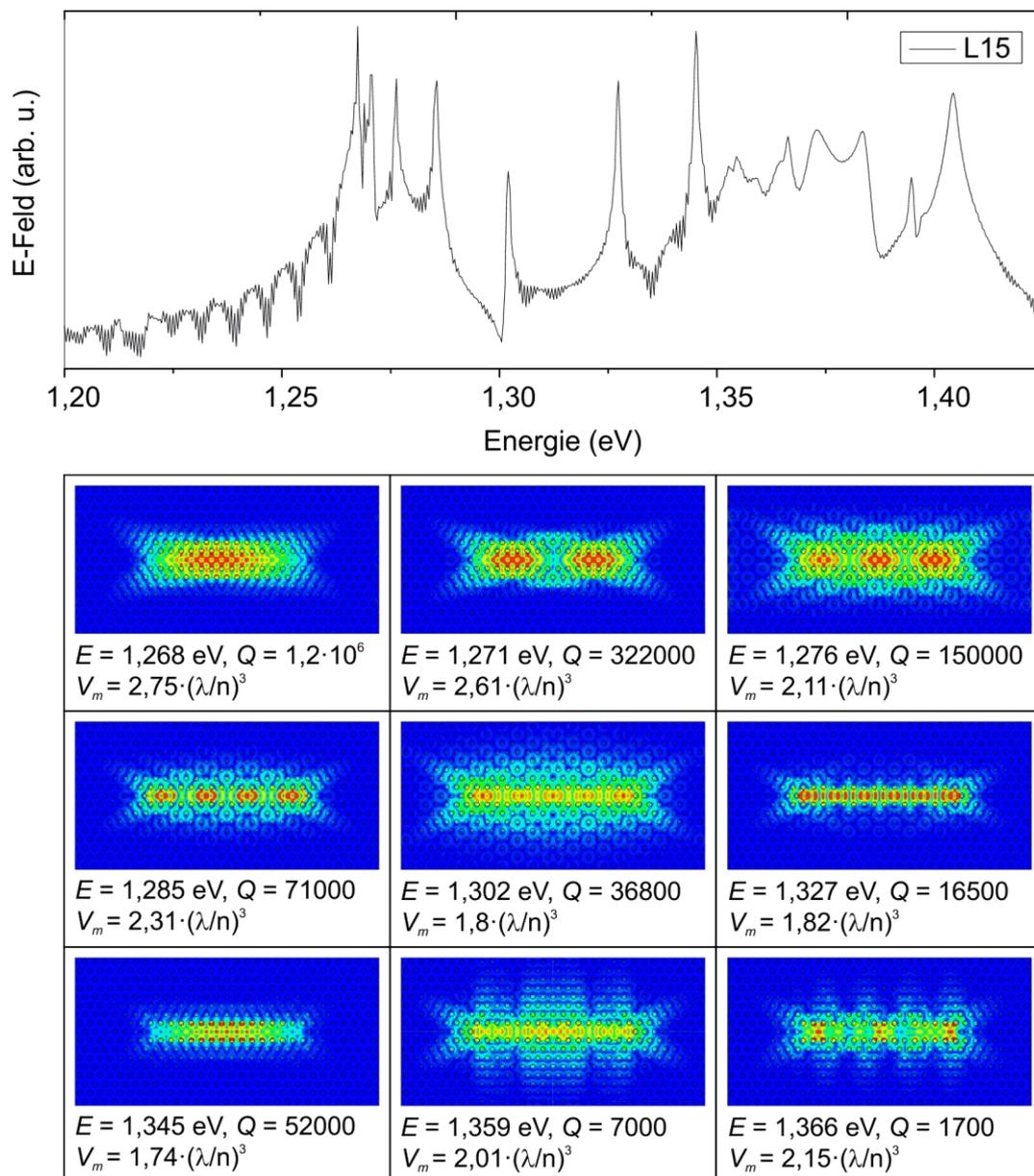


Abbildung 5.6 Berechnetes Modenspektrum und die dazugehörigen E-Feld-Modenprofile eines L15 photonischen Kristall-Resonators (Gitterkonstante $a = 250 \text{ nm}$, Radius $r = 0,25 \cdot a$, Membrandicke $d = 175 \text{ nm}$, Brechungsindex $n = 3,4$).

Die Simulationsparameter sind im Anhang zusammengefasst.

Die berechneten Q-Faktoren übersteigen teilweise um mehrere Größenordnungen die experimentell bestimmten Werte. Der theoretische Wert für die Hauptmode des L9 Resonators liegt z.B bei $Q_{L9, 1,269\text{ eV}} = 391000$ ³³ und sogar $Q_{L15, 1,268\text{ eV}} = 1,2 \cdot 10^6$ im Fall des längeren L15 Resonators.

Entgegen den Ergebnissen der Photostrommessung aus Abschnitt 5.3, jedoch im Einklang mit den Photolumineszenz-Messungen an unkontaktierten Proben und der Veröffentlichung von González et al. [130], weist die zweite Mode bei einer Resonanzenergie von $E_{\text{Simulation}} = 1,277\text{ eV}$ (L9) einen geringeren Q-Faktor als die Hauptmode auf. Die E-Feld Modenprofile der beiden Moden in Abbildung 5.5 haben einen entscheidenden Unterschied. Während das Feld der Hauptmode in der Mitte des Defektes seinen Maximalwert einnimmt, ist an dieser Stelle die Feldstärke der zweiten Mode sehr niedrig. Die Wechselwirkung der Moden mit dem Metallkontakt in der Mitte des Resonators (vgl. Abbildung 3.1a) ist deshalb von ihrer Feldverteilung abhängig. Der Metalleinfluss ist stark bei der Hauptmode und schwach bei der zweiten Mode, weshalb bei kontaktierten Resonatoren der Q-Faktor der Hauptmode kleiner als bei der zweiten Mode ausfällt ($Q_{\text{Exp}, 1,27\text{ eV}} = 2400$, $Q_{\text{Exp}, 1,299\text{ eV}} = 5975$). Das steht auch im Einklang mit den bereits veröffentlichten Arbeiten an ähnlichen Systemen (siehe z.B. [219, 220]).

5.6. Optimale Anregungsposition eines photonischen Kristall-Resonators

Aufgrund der ausgedehnten Form kann eine Mode eines L15 photonischen Kristall-Resonators prinzipiell entlang seiner gesamten Defekt-Länge $L_{L15} = 15 \cdot a = 3750\text{ nm}$ resonant angeregt werden. Abbildung 5.7a macht jedoch ersichtlich, dass ihre Anregung nicht an jeder Position gleich effizient ist. Bei einer Proben temperatur von 4,5 K werden Photostromspektren in Abhängigkeit der Laserposition entlang der gesamten Defektlänge aufgenommen (siehe Skizze in Abbildung 5.7a). Vor der Datenakquise wird die Probenposition hinsichtlich der maximalen Photostrom-Signalstärke im resonanten Fall optimiert. Der Laserfokus befindet sich dabei am Rand des Defektes. Diese Position ist auf der Zeichnung des Resonators in Abbildung 5.7a durch einen roten Punkt markiert. Diese Position kann anhand des Kamerabildes und durch Abzählen der Versteller-Einzelschritte zur nächsten Leiterbahn bei gleichzeitiger Detektion des Photostroms auf mindestens 500 nm genau bestimmt werden, was zwei Gitterkonstanten des photonischen Kristalls entspricht. Ausgehend von der optimalen Position wird der Versteller in Einzelschritten entlang des Resonatordefektes verfahren und an jeder Position ein Photostrom-Spektrum aufgenommen. Dabei wird die Resonanz mit steigendem Abstand zum Defektrand schwächer und nimmt in der Mitte des Resonators ihren minimalen Wert an. Bei weiterer Positionsänderung entlang des Resonatordefektes wird die Resonanz erneut deutlicher und erreicht das zweite Maximum am anderen Defektende. Diesmal ist der Kontrast deutlich schwächer als im optimierten Fall am Anfang der Messreihe. Dies ist darauf zurückzuführen, dass

³³ Die Güten und Modenvolumina eines L9 photonischen Kristall Resonators stimmen gut mit den berechneten Daten aus der Referenz [130] überein.

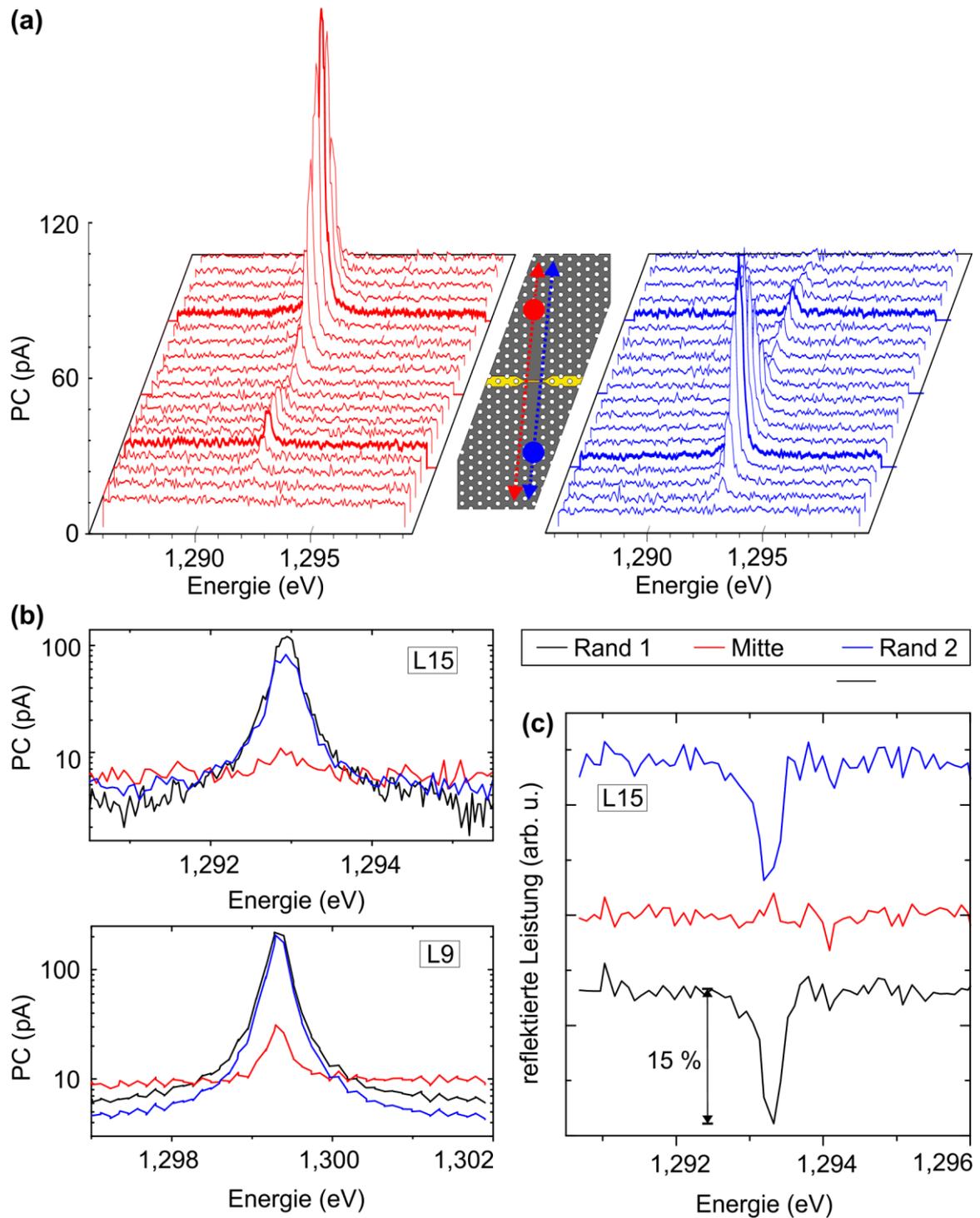


Abbildung 5.7 (a) Photostrom-Spektren eines L15 photonischen Kristall-Resonators in Abhängigkeit der Anregungsposition. In der Skizze des L15 photonischen Kristall-Resonators sind die Fokusausgangspositionen und die folgenden Scanrichtungen eingezeichnet. Sie stimmen nicht ganz mit der Ausrichtung des Resonatordefektes überein. (b) Photostrom-Spektren eines L15 und eines L9 photonischen Kristall-Resonators aufgenommen an den Rändern (schwarz und blau) und in der Mitte des Resonatordefektes. (c) Reflektionsspektren eines nicht kontaktierten L15 photonischen Kristall-Resonators.

die Bewegungsrichtung des Verstellers nicht ganz mit der Γ K-Orientierung des photonischen Kristalls übereinstimmt. Im rechten Diagramm der Abbildung 5.7a wird die beschriebene Prozedur ausgehend vom zweiten Defektende (blau) wiederholt und zeigt erwartungsgemäß ein invertiertes Bild des positionsabhängigen Photostroms.

In Abbildung 5.7b oben sind nochmals die Photostrom-Spektren gezeigt, die an den Rändern (schwarz und blau) und in der Mitte (rot) des kontaktierten L15 photonischen Kristall-Resonators aufgenommen sind. In logarithmischer Auftragung kann man den Resonanzpeak anhand der roten Kurve nur erahnen, während der nicht-resonante Untergrund gegenüber der optimalen Justage (schwarz und blau) leicht gestiegen ist. Auch der L9 Resonator zeigt ein sehr ähnliches Verhalten. In Abbildung 5.7b unten sind wiederum die Photostrom-Spektren von den Rändern (schwarz und blau) und von der Mitte (rot) des Defekts gezeigt. Die Resonanz der roten Kurve ist diesmal ebenfalls schwächer als am Rand des photonischen Kristall-Resonators, sie kann sich jedoch deutlich vom nicht-resonanten Untergrund abheben. Ein Vergleich der Spektren der L9 und L15 Resonatoren bei zentraler Anregung macht deutlich, dass das Untergrundsignal im Fall des kürzeren Resonatordefektes merklich gestiegen ist. Für dieses Verhalten gibt es zwei mögliche Erklärungen. Zum einen kann die Unterdrückung des resonanten Signals in der Mitte des Defektes mit der Streuung des Modenfeldes am Metallkontakt zusammenhängen, dessen Breite gleich 45 ± 5 nm beim L9 und 65 ± 5 nm beim L15 Resonator ist. Es erscheint jedoch unwahrscheinlich, da der Kontakt wesentlich schmaler als der Laserfokusbereich ist ($\sim 1 \mu\text{m}$). Die zweite mögliche Erklärung ist, dass der den Defekt umgebende photonische Kristall wie ein (Gitter-)Koppler wirkt, so dass die Resonatormode effektiv angeregt werden kann. In der Defekt-Mitte würde dieser Effekt fehlen. Zur Klärung dieser Fragen wird das reflektierte Spektrum eines nicht-kontaktierten L15 photonischen Kristall-Resonators an unterschiedlichen Anregungspositionen betrachtet. In Abbildung 5.7c sind die Spektren, aufgenommen an den Defekträndern (schwarz und blau) und in der Defektmitte (rot), gezeigt. Zur besseren Übersicht sind die Kurven entlang der y-Achse versetzt dargestellt. Der Resonanzdip der schwarzen und blauen Kurven beträgt 15 % der reflektierten Leistung im nicht-resonanten Fall. In der Defektmitte ist erneut keine Resonanz zu sehen. Das bedeutet, dass der Kontakt keinen oder zumindest einen relativ geringen Einfluss auf die Einkopplungseigenschaften hat.

Die optimale Position für die resonante Anregung der Moden liegt dementsprechend genau am Rand des Resonatordefektes. Das gilt für alle Moden (innerhalb des Scanbereichs des Lasers) der L9, L11, L13 und L15 photonischen Kristall Resonatoren. Beim L9 photonischen Kristall-Resonator, dem kürzesten untersuchten Resonatordefekt, zeigt sich bei zentraler Anregung ein Peak (Abbildung 5.7b unten), während beim L15 Resonator die Resonanz im Untergrund verschwindet (Abbildung 5.7b oben). Ein Vergleich mit den Messungen an weiteren Resonatoren dieser Art, L11 und L13 eingeschlossen, lässt die Vermutung zu, dass die Defektlänge für die Messbarkeit der Resonanz bei zentraler, resonanter Anregung entscheidend ist. Die Länge des L9-Defektes beträgt $L_{L9} = 2250$ nm. Das ist in etwa das Doppelte des Laserfokus, so dass ein geringer Teil der Laserleistung durch den „Koppler-Effekt“ in die Mode eingespeist wird. Der Überlapp zwischen dem Laserfokus und dem Defektrand verringert sich, wenn der Resonatordefekt länger wird. Der erhöhte Untergrundstrom im Fall von zentraler Anregung bei den L9 und L15 photonischen Kristall-Resonatoren in Abbildung 5.7b entsteht als Folge der Ladungsträgergeneration im Laserfokusgebiet. Ist der Laser auf den Schottky-Kontakt fokussiert,

so wird unabhängig von der Einkopplung in den Resonator ein Photostrom generiert. Bei optimaler Anregung am Defektrand müssen die im Laserfokus entstandenen Ladungsträger bzw. Exzitonen bis zum Metallkontakt diffundieren, um als Photostrom detektiert zu werden (siehe auch Abschnitt 7.2.2). Somit ist bei der Anregung am Rand des Resonators auch das Verhältnis zwischen dem Nutzsignal und dem Untergrund besser.

Die diskutierten Ergebnisse wurden bei einer Temperatur von 4,5 K gewonnen. Messungen bei höheren Temperaturen, einschließlich der Raumtemperatur, zeigten ein identisches Verhalten hinsichtlich der Einkopplungsposition.

6. Untersuchung des Einflusses der Metallkontaktabmessungen auf die Resonatorgüte

Der metallische Kontakt im Zentrum des photonischen Kristall-Resonators sorgt für erhöhte Streu- und Absorptionsverluste des Resonatorfeldes. In diesem Kapitel wird der Einfluss der Metalldicke und der Kontaktbreite auf die Güte der Resonatoren mit unterschiedlicher Defektlänge untersucht.

6.1. Einfluss der Kontaktdicke auf den Q-Faktor

Die untersuchten Proben (PC329a-d) haben eine hohe Quantenpunkt-Dichte und eine undotierte GaAs-Membran. Der Prozessablauf beschränkt sich deshalb auf die Herstellung der photonischen Kristall-Resonatoren mit einem L9 Defekt sowie die Metallkontakte (Prozessschritte 2, 3 und 5), wobei die Bondpads nicht erzeugt werden (vgl. Abschnitt 3.3.2). Die Dicke der Kontakte ist technologisch im Bereich bis 50 nm relativ gut zugänglich, aufgrund dessen werden vier Proben mit Kontaktdicken von 5 nm, 10 nm, 20 nm und 40 nm und einer Kontaktbreite $w = 150 \pm 30$ nm im zentralen Bereich des Resonatordefektes prozessiert. Sie bestehen aus einer 2 nm dicken Haftvermittlerschicht aus Chrom und einer Deckschicht aus Gold. Um prozessbedingte Unterschiede zu vermeiden, werden die Kontakte mit verschiedenen Metalldicken auf einer Probe erzeugt. Vor dem Unterätzen wird das Probenstück in vier Teilstücke mit jeweils unterschiedlich dicken Kontakten gespalten, auf Keramikträger geklebt und gemeinsam in BHF und KOH unterätzt.

Neben den Resonatoren mit Kontakten unterschiedlicher Dicke befinden sich auf den Proben auch unkontaktierte Resonatoren. Die Q-Faktoren werden aus den Photolumineszenz-Spektren der Resonatoren bei 4,5 K durch anfitting einer Lorentz-Funktion (2.8) gewonnen. Die Ergebnisse der Untersuchung sind in der Abbildung 6.1 zusammengefasst. Es sind die Q-Faktoren der ersten vier Moden, deren Resonanzenergien bei 1,266 eV, 1,302 eV, 1,327 eV und 1,336 eV liegen. Ihre Q-Faktoren reichen von ca. 1000 bei den Moden drei und vier bis fast 4000 im Fall der ersten beiden Moden. Sie sinken jedoch sehr deutlich schon bei einer Metalldicke von 5 nm. Bei einer weiteren Erhöhung der Schichtdicke auf 10 nm sinken alle Q-Faktoren unter 1000. Der Zusammenhang zwischen der Güte und der Metalldicke h kann näherungsweise als exponentieller Abfall beschrieben werden. Für eine Quantifizierung ist jedoch die Datenlage nicht ausreichend. Qualitativ lässt sich sagen, dass eine wachsende Metallschicht zu einer sehr starken Abnahme des Q-Faktors führt.

Eine Aussage über den Einfluss der Metalldicke auf eine mögliche Änderung der Resonanz kann nicht getroffen werden, da die Unterschiede aufgrund der Herstellungsungenauigkeiten zu einer Variation der Resonanzenergie von ± 3 meV ($\pm 2,2$ nm) führen.

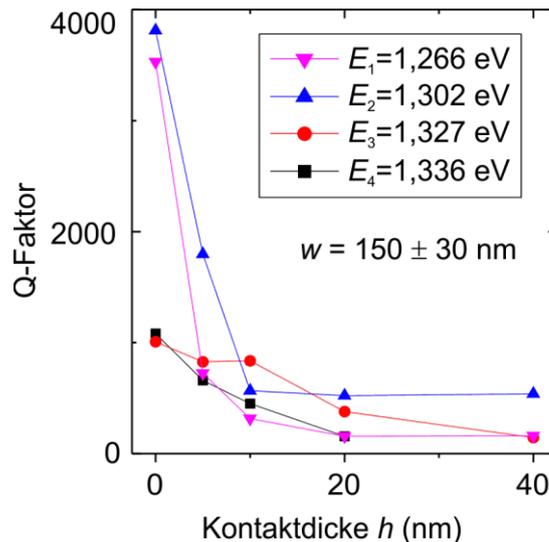


Abbildung 6.1 Einfluss der Metalldicke auf die kontaktierten L9 photonischen Kristall-Resonatoren (PC329a-d). Die Kontaktbreite liegt bei allen vier Resonatoren bei $w = 150 \pm 30$. Gezeigt sind die Q-Faktoren der ersten vier Moden.

6.2. Einfluss der Kontaktbreite auf den Q-Faktor

In diesem Abschnitt wird der Einfluss der Kontaktbreite bei konstanter Metalldicke auf die Güte der zweiten Mode eines L9 photonischen Kristall-Resonators (PC331c) untersucht. Bei kontaktierten photonischen Kristall-Resonatoren mit dem Metallkontakt in der Mitte des Resonatordefektes weist sie den höchsten Q-Faktor auf, auch höher als die Grundmode. Das liegt an der E-Feld-Verteilung der Moden, die im Fall der Grundmode unter dem Metallkontakt das E-Feld-Maximum und im Fall der zweiten Mode eine sehr niedrige Feldstärke besitzt (vgl. Abbildung 5.5). [84]

In Abbildung 6.2 ist der Verlauf des Q-Faktors als Funktion der Kontaktbreite w bei einer Metalldicke $h = 10$ nm (5 nm Cr + 5 nm Au) aufgetragen. Der Q-Faktor sinkt monoton von über 9000 im Fall eines nicht kontaktierten Resonators auf ca. 2000 bei $w = 128$ nm. Die rote, gestrichelte Linie in Abbildung 6.2 ist keine Fitfunktion, sondern soll nur den Verlauf verdeutlichen. [84]

Um den Q-Faktor der Resonatoren zu erhöhen, muss die Breite der Metallkontakte möglichst klein sein. Dies stellt eine technologische Herausforderung dar, weil die Kontakte unterhalb von 50 nm nicht mehr reproduzierbar hergestellt werden können. Die minimale, mit dem Lift-off Verfahren auf bereits vorhandenem photonischen Kristall erzeugte Metall-Leiterbahn, hat eine Breite von $w \approx 20$ nm. Auf nicht strukturierter Oberfläche können Kontaktbreiten von 20 nm reproduzierbar hergestellt werden, wobei die minimale Breite sogar bei 11 nm liegt. Problematisch ist in diesem Fall die anschließende Belichtung von photonischen Kristall-Resonatoren, weil bereits bei einem 5 nm dicken Kontakt der Elektronenstrahl deutlich anders gestreut wird als abseits des Kontaktes und die Löcher im Bereich des Kontaktes deshalb kleiner werden. Daraus ergeben sich wiederum zusätzliche Verluste und niedrige Q-Faktoren.

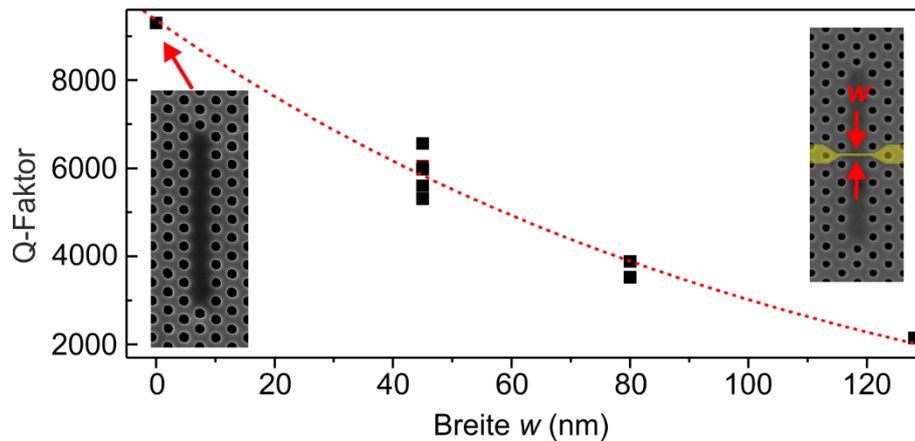


Abbildung 6.2 Einfluss der Kontaktbreite w auf den Q-Faktor der zweiten Mode eines L9 photonischen Kristall-Resonators. Die rote gestrichelte Linie soll nur den Verlauf verdeutlichen. Diese Abbildung ist der Referenz [84] entnommen.

6.3. Statistische Betrachtung des Q-Faktors als Funktion der Kontaktbreite und der Defektlänge des photonischen Kristall-Resonators

Die Ergebnisse des vorangegangenen Abschnitts können die Frage aufwerfen, ob die Resonatorgüte mit der Oberflächenbedeckung des Defektes durch den Metallkontakt zusammenhängt. Um diese Frage zu beantworten, werden photonische Kristall-Resonatoren unterschiedlicher Defektlänge {L1-L15} und variierender Kontaktbreite w hergestellt (PC333) und mit Hilfe der Photostrom-Spektroskopie charakterisiert.

Die unterschiedlich langen Resonatoren haben auch unterschiedliche Modenspektren, wobei die Moden sich sowohl in ihren Feldverteilungen als auch ihrer Güte unterscheiden und nicht miteinander vergleichen lassen (siehe z.B. Abbildung 5.5 und Abbildung 5.6). Aus diesem Grund werden die Q-Faktoren aller Moden in Abhängigkeit der Kontaktbreite ausgewertet und in Abbildung 6.3 zusammengefasst. Zu sehen sind die Ergebnisse von acht unterschiedlichen photonischen Kristall-Resonatoren. Die Breite der Kontakte variiert im Bereich von 40 nm bis 370 nm, was anhand der REM-Aufnahmen verifiziert ist. Ihre Dicke beträgt $h = 5$ nm.

Die Q-Faktoren in jedem der acht Diagramme sinken mit steigender Breite w . Dabei verbreitern einzelne Resonanzen bis sie nicht mehr als Peaks identifiziert werden können. Somit sinkt die Anzahl der Messpunkte mit steigender Kontaktbreite, weshalb, wie im Fall von L15, der Eindruck entstehen kann, dass bei sehr breiten Metallstreifen der Q-Faktor (im Mittel) erneut ansteigt.

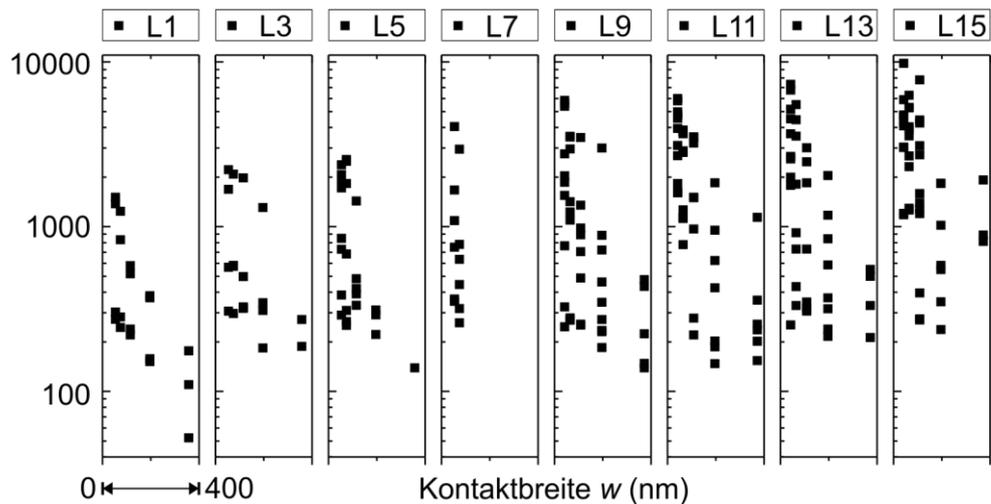


Abbildung 6.3 Entwicklung der Q-Faktoren in Abhängigkeit der Resonatordefektlänge und der Breite der Mikrostreifenleitung w .

Aus der Darstellung in Abbildung 6.3 folgt, dass kontaktierte photonische Kristall-Resonatoren mit langen Defekten höhere Q-Faktoren erreichen können. So ist die höchste gemessene Güte eines L1-Resonators $Q_{L1} = 1500$ bei einer Kontaktbreite $w = 54$ nm fast sieben Mal niedriger als beim L15 photonischen Kristall-Resonator mit $Q_{L15}(w = 42$ nm) = 9800. Moden mit niedrigen intrinsischen Q-Faktoren liegen dagegen relativ unabhängig von der Defektlänge im Bereich von $Q = 100$ bis 1000.

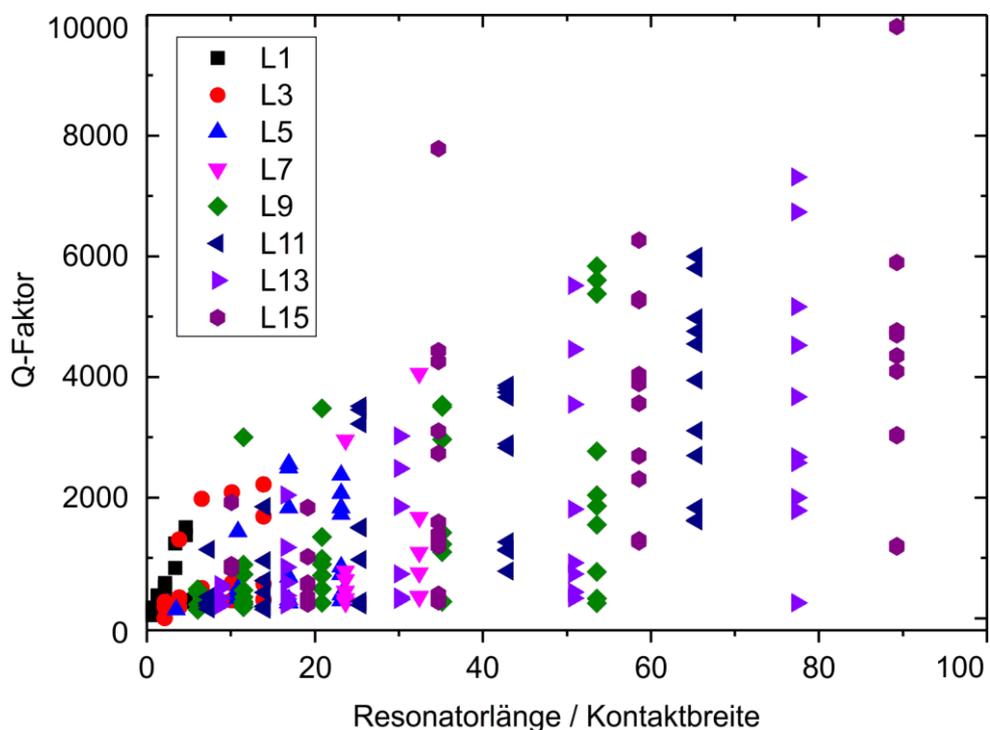


Abbildung 6.4 Abhängigkeit des Q-Faktors als Funktion des Quotienten aus der Resonatordefektlänge und Kontaktbreite (beide in nm).

Die in Abbildung 6.3 gezeigten Daten ergeben eine unerwartete Verteilung, wenn die Q-Faktoren gegen den Quotienten aus der Länge des Resonatordefektes und der Breite des Kontaktes aufgetragen werden (Abbildung 6.4). Die Länge des Defektes L ist gleich der Anzahl der fehlenden Löcher mal die Gitterkonstante $a = 250$ nm. Beide Größen, L und w , haben die Einheit (nm). Bis auf wenige Ausnahmen liegen alle Q-Faktoren unter einer gedachten Geraden. Die obere Grenze bilden die höchsten erzielten Q-Faktoren, die proportional zu L/w steigen.

Metallisch kontaktierte, zweidimensionale photonischen Kristall-Resonatoren mit einem L-Defekt können eine relativ hohe Güte erreichen. Dafür muss das Verhältnis aus der Resonatordefekt-Länge L zu Kontaktbreite w möglichst hoch sein.

7. Untersuchung der Temperaturabhängigkeit

Sowohl die Photolumineszenz als auch die Photostromspektren hängen sehr stark von der Proben­temperatur ab und während die Photolumineszenz mit steigender Temperatur abnimmt, beobachtet man einen deutlichen Anstieg des Photostroms.

7.1. Temperaturabhängigkeit der Photolumineszenz

Die Photolumineszenz-Spektren werden in einem Temperaturbereich von 4,5 K bis 70 K an einer unstrukturierten Stelle der Probe PC331c aufgenommen (Abbildung 7.1a). Die breiten Resonanzen gehören zu der Benetzungsschicht (WL) und zum GaAs. Mit steigender Temperatur verschieben sich die Resonanzbänder zu niedrigeren Energien, wobei gleichzeitig ihre Photolumineszenz-Intensität sinkt. In Abbildung 7.1b sind die PL-Intensitätsmaxima von GaAs und der Benetzungsschicht in Arrhenius-Darstellung aufgetragen. Bei Temperaturen unter 40 K ist die PL-Intensität in beiden Fällen relativ konstant, sinkt jedoch rapide bei weiter steigenden Temperaturen. Die Abnahme des Photolumineszenz-Signals bei steigender Temperatur wird in der Literatur mit zunehmenden nicht strahlenden Rekombinationsprozessen erklärt [221, 222]. Aus den ange­fitteten Geraden lassen sich die Aktivierungsenergien extrahieren, die für GaAs bei $E_A(\text{GaAs}) = 4,3 \pm 1,1 \text{ meV}$ und für die Benetzungsschicht bei $E_A(\text{WL}) = 8,9 \pm 0,2 \text{ meV}$ liegen. Beide Werte passen sehr gut zu den Exziton-Bindungsenergien. Im GaAs-Volumenkristall beträgt die Exziton-Bindungsenergie $E_x(\text{GaAs}) = 4,2 \text{ meV}$ [223], während in einem InGaAs Quantentopf, abhängig von Quantentopf-Breite und Indiumgehalt, Werte im Bereich 7 – 9 meV [224] berichtet wurden. Auch in der Arbeit von D. Orani et al. wurde die Bindungsenergie für den Exziton-Grundzustand bei einem Indiumgehalt von $x = 0,185$ und unterschiedlichen QW-Breiten zu ca. 9 meV bestimmt [225].

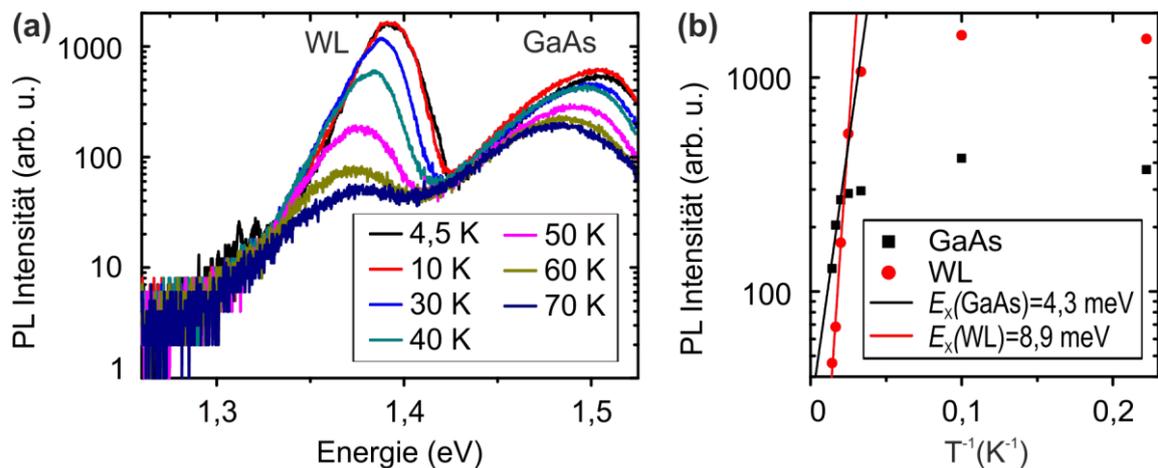


Abbildung 7.1 (a) Temperaturabhängige Photolumineszenz-Spektren, aufgenommen an nicht strukturierter Probenoberfläche (PC331c). Die Anregungsleistung des He-Ne-Lasers ist 100 nW und die Integrationszeit des Spektrometers 20 s. (b) PL-Maxima vom WL- und GaAs-Signal in Arrhenius-Darstellung und entsprechende Fitfunktionen.

7.2. Temperaturabhängigkeit des Photostroms

Die Temperaturabhängigkeit des Photostroms wird an einem L9 photonischen Kristall-Resonator untersucht (vgl. Abbildung 5.3). Abbildung 7.2a zeigt die Resonanz der 2. Mode für den Temperaturbereich zwischen 4,5 K und 310 K. Die Anregungsleistung wird dabei an den Messbereich des pA-Meters angepasst und liegt z.B. bei 4,5 K bei 280 nW und bei 310 K bei 2,8 nW. Im gesamten Temperaturbereich besteht ein linearer Zusammenhang zwischen dem gemessenen Photostrom (hardwarebedingt bis 1,3 nA) und der Anregungsleistung, so dass die Daten in Abbildung 7.2a auf eine Anregungsleistung von 2,8 nW skaliert sind. Mit steigender Temperatur verschiebt sich die Resonanz der Mode von 1,299 eV bei 4,5 K zu 1,276 eV bei 310 K. Gleichzeitig steigt die Photostromamplitude. Bei resonanter Anregung wächst sie um das 180-fache von 3 pA bei 4,5 K auf 560 pA bei 310 K. Dabei erscheint in Abbildung 7.2a die Peakhöhe aufgrund logarithmischer Auftragung für alle Temperaturen konstant. [84]

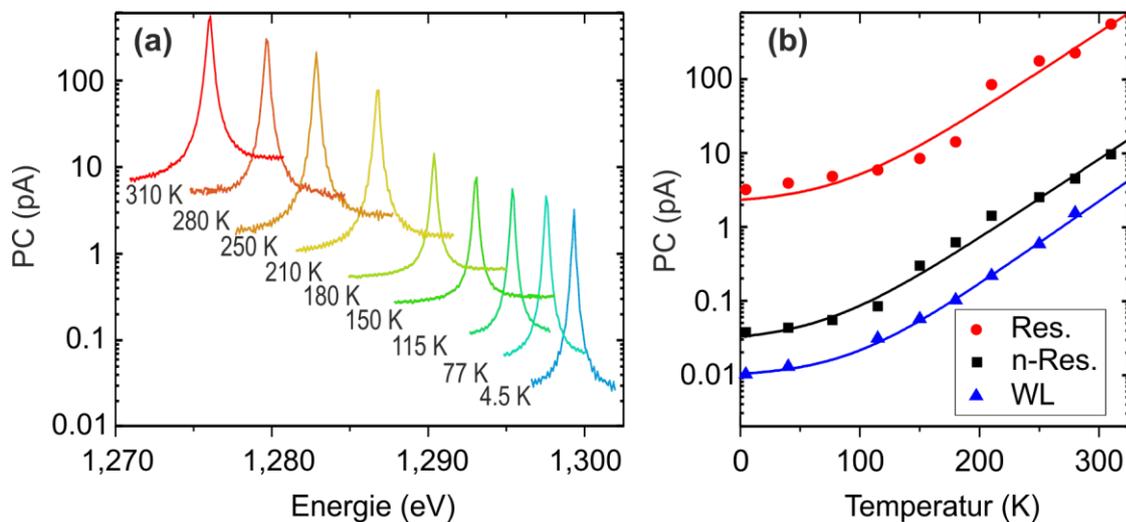


Abbildung 7.2 (a) Temperaturabhängige PC-Spektren der 1,299 eV Resonanz des L9 photonischen Kristall-Resonators (PC331c). (b) Entwicklung des Photostroms in Abhängigkeit der Temperatur bei resonanter (Res., rot) und nicht-resonanter (n-Res., schwarz) Anregung des photonischen Kristall-Resonators sowie Photostrom-Messung an einem Schottky-Kontakt auf nicht strukturierter GaAs-Oberfläche (WL, blau). Diese Abbildung ist der Referenz [84] entnommen.

Abbildung 7.2b zeigt die Temperaturabhängigkeit der Photostrombeiträge bei resonanter Anregung (rot), den nicht-resonanten Untergrund (schwarz) und das Signal der Benetzungsschicht (blau). Der WL-Photostrom wird an einem 250 nm breiten Schottky-Kontakt auf nicht strukturierter GaAs-Oberfläche gemessen. Alle Beiträge scheinen proportional zu dem Signal der Benetzungsschicht zu steigen. Um den exponentiellen Zusammenhang zwischen den Photostrom-Messwerten und der Temperatur zu verdeutlichen, ist in Abbildung 7.2b die Funktion

$$I_{PC} = I_0 + I_1 \exp(T/T_0) \quad (7.1)$$

an die Daten gefittet, mit I_0 , I_1 und T_0 als freie Parameter. Das Argument des exponentiellen Anstiegs ist in allen Fällen innerhalb der Fehlergrenzen gleich: $T_{0,WL} = 38 \pm 2$ K, $T_{0,n-Res.} = 41 \pm 5$ K und $T_{0,Res.} = 40 \pm 3$ K. [84]

Die Ursachen für den Anstieg des Photostroms werden in den folgenden Abschnitten beschrieben.

7.2.1. Thermische Aktivierung

Ladungsträger-Paare, die optisch in der Benetzungsschicht erzeugt werden, müssen die Quantentopfbarriere überwinden, um zum Photostrom beitragen zu können. Aufgrund einer relativ dünnen i-Schicht der n-i-Schottky Diode ist die Bandverkipfung entsprechend stark bzw. das interne elektrische Feld entsprechend hoch, sodass die Ladungsträger auch ohne eine zusätzliche angelegte Spannung das Dreieckspotential der Benetzungsschicht durchtunneln können [212] (Einsatzbild in Abbildung 7.3a, schwarzer Pfeil). Mit steigender Temperatur wächst zusätzlich die Wahrscheinlichkeit, dass die Ladungsträger die Barriere durch thermische Emission überwinden können [57, 222] (Einsatzbild in Abbildung 7.3a, blauer Pfeil).

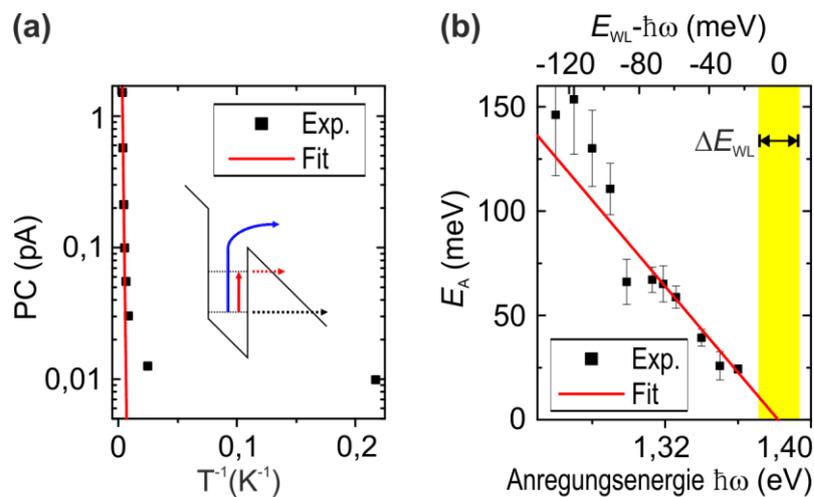


Abbildung 7.3 (a) Arrhenius Darstellung des WL-Photostroms. Die Aktivierungsenergie entspricht $E_A = 66 \pm 10$ meV und deutet auf einen temperaturaktivierten Emissionsprozess der Ladungsträger aus dem WL-Quantentopf hin. Im Einsatzbild sind drei mögliche Kanäle, auf denen die Ladungsträger die WL-Potentialbarriere überwinden können, gezeigt: Tunneln (schwarz), thermische Emission (blau) und thermisch unterstütztes Tunneln (rot). (b) Aktivierungsenergie E_A als Funktion der Anregungsenergie. Der gelb markierte Bereich entspricht dem Band der Benetzungsschicht.

Um diesen Sachverhalt zu testen, wird das Photostromsignal der Benetzungsschicht aus Abbildung 7.2b in einem Arrhenius-Diagramm dargestellt (Abbildung 7.3a). Die Steigung der Fit-Geraden beschreibt das Photostrom-Verhalten für den Temperaturbereich $T \geq 115$ K, die

hieraus bestimmte Aktivierungsenergie beträgt $E_A(1,299 \text{ eV}) = 66 \pm 10 \text{ meV}$ ³⁴. Dieses Resultat kann auf zwei Arten gedeutet werden. Zunächst wird die in der Referenz [84] veröffentlichte Erklärung erläutert.

Eine Aktivierungsenergie von $E_A(1,299 \text{ eV}) = 66 \pm 10 \text{ meV}$ liegt in der Größenordnung des Bandversatzes zwischen der Benetzungsschicht und dem GaAs-Band. Der genaue Wert kann aus dem Photolumineszenz-Spektrum in Abbildung 7.1a abgelesen werden. Die Energiedifferenz zwischen den Resonanzen der Benetzungsschicht und GaAs ist relativ temperaturunabhängig und beträgt für 4,5 K: $\Delta E = E_G(\text{GaAs}) - E(\text{WL}) \approx 1,50 \text{ eV} - 1,39 \text{ eV} = 110 \text{ meV}$. Somit entspricht die Aktivierungsenergie 60 % des Bandversatzes für Elektronen und Löcher. Das Ergebnis stimmt sehr gut mit der experimentell bestimmten Aktivierungsenergie, ebenfalls mit Photostrom-Spektroskopie gemessen, in Quantenpunkten von Fry et al. überein [212]. Die Aktivierungsenergie von $E_A \approx \Delta E/2$ könnte ein Hinweis auf einen zwei-Stufen Emissionsprozess sein, der neben Tunneln und thermischer Emission auftreten kann (Einsatzbild in Abbildung 7.3a, rot). Hierbei werden die Ladungsträger vom Grundzustand aus thermisch angeregt und tunneln anschließend durch die verbleibende Barriere [226].

Ein erweitertes Bild zeichnet sich ab, wenn die Aktivierungsenergie E_A als Funktion der Anregungsenergie des Lasers dargestellt wird³⁵ (Abbildung 7.3b). Zum besseren Vergleich der unterschiedlichen Energien befindet sich über dem Diagramm eine zusätzliche Abszissenachse, auf der die Energiedifferenz aus der Benetzungsschicht-Resonanz E_{WL} und der Anregungsenergie $\hbar\omega$ dargestellt ist. Die Anregungsenergie wird innerhalb der gesamten Laserbandbreite von $\hbar\omega = 1,26 \text{ eV}$ bis $1,36 \text{ eV}$ gemessen. Dabei sinkt die Aktivierungsenergie kontinuierlich von $E_A(1,26 \text{ eV}) \approx 150 \text{ meV}$ auf $E_A(1,36 \text{ eV}) \approx 24 \text{ meV}$. Mit Hilfe eines linearen Fits kann der Schnittpunkt der Geraden mit der Abszissenachse, bei dem eine Aktivierungsenergie von $E_A = 0 \text{ meV}$ vorliegt, zu $1,4 \pm 0,2 \text{ eV}$ bestimmt werden. (Der Schnittpunkt mit der Ordinatenachse liegt ebenfalls bei $1,4 \pm 0,2 \text{ eV}$.) Das entspricht genau der spektralen Position der Benetzungsschicht (vgl. Abbildung 7.1a). In Abbildung 7.3b ist das WL-Band als gelber Balken markiert. Die Steigung der Fitfunktion beträgt $1,03 \pm 0,09 \text{ eV/eV}$.

Die Daten sprechen für eine gegenüber der Thermalisierung und Exziton-Diffusion wesentlich höhere Emissionsrate. Dabei überwinden die Ladungsträger die Potentialbarriere auf einem der drei beschriebenen Kanäle (Einsatzbild in Abbildung 7.3a), unmittelbar nach der optischen Generation. Bei dominanter Thermalisierung oder Exziton-Diffusion müsste der Emissionsprozess immer aus den Potentialminima der Benetzungsschicht erfolgen. In diesem Fall würde E_A als Funktion der Laser-Anregungsenergie konstant sein.

7.2.2. Exziton Diffusion

Um die Temperaturabhängigkeit besser verstehen zu können, werden zwei zusätzliche Photostrommessungen bei 6,2 K und 82 K in Abhängigkeit des Abstandes zu einem Schottky-

³⁴ Aus den Photostromdaten der (nicht-)resonanten Anregung aus Abbildung 7.2b ergibt sich die gleiche Aktivierungsenergie.

³⁵ Zum Zeitpunkt der Veröffentlichung von [84] lagen ausschließlich die Daten der temperaturabhängigen, resonanten Photostrommessung bei einer Anregungsenergie von 1,299 eV vor.

Kontakt durchgeführt. Die Probe PC331d wird in der Nähe eines 250 nm breiten Metallkontaktes auf nicht strukturiertem GaAs mit einer Leistung von 17 μW und einer Energie von 1,306 eV (950 nm) angeregt. Das Photostromsignal zeigt keine Polarisationsabhängigkeit, sodass alle Messungen bei einer Laserpolarisation parallel zur Leiterbahn durchgeführt werden. Die Messposition befindet sich außerdem genau am Rand eines Diodenfeldes, so kann der gemessene Photostrom nur aus einer Halbebene kommen.

Die beiden Messreihen sind in Abbildung 7.4 gezeigt. Der größte Photostrom entspricht jeweils der Fokussierung auf den Metallstreifen. Mit zunehmendem Abstand sinkt das Signal, wobei zwei dafür verantwortliche Mechanismen mit unterschiedlichen Reichweiten identifiziert werden können. Sie sind in Abbildung 7.4 durch die Breiten $w_{1,2}$ der zweifachen Gauß-Kurve charakterisiert. Der schmale Peak korrespondiert mit dem Durchmesser des Laserfokus, welcher in der Größenordnung der verwendeten Wellenlänge liegt ($\lambda \approx 1 \mu\text{m}$). Die entsprechenden Halbwertsbreiten der Gaußkurven werden zu $w_1(6,2 \text{ K}) = 750 \pm 90 \text{ nm}$ bei 6,2 K und $w_1(82 \text{ K}) = 1070 \pm 80 \text{ nm}$ bei 82 K bestimmt.

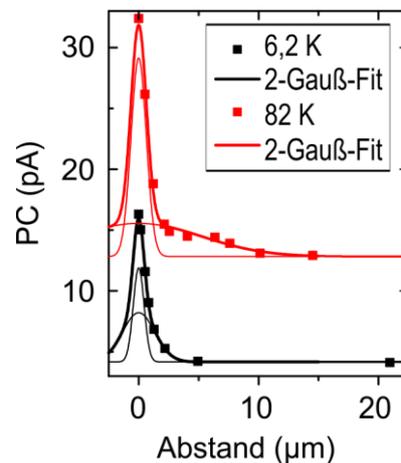


Abbildung 7.4 Temperaturabhängiger Anstieg der Exziton-Diffusionslänge. Der Photostrom wird als Funktion des Abstandes zu einem Schottky-Kontakt auf nicht strukturierter GaAs-Oberfläche gemessen. Die Anregungsenergie und Anregungsleistung betragen $\hbar\omega = 1,306 \text{ eV}$ und $P = 17 \mu\text{W}$. Die Messwerte sind mit einer Doppel-Gauß-Kurve angefitet.

Die Halbwertsbreite w_2 reagiert wesentlich stärker auf den Temperaturanstieg. Bei 6,2 K ist ihr Wert gleich $w_2(6,2 \text{ K}) = 2,3 \pm 0,5 \mu\text{m}$. Durch die Temperaturerhöhung wächst ihre Halbwertsbreite auf $w_2(82 \text{ K}) = 9 \pm 4 \mu\text{m}$. Die Elektron-Loch-Paare können dementsprechend Distanzen von über neun Mikrometer zurücklegen und dann zum Photostrom beitragen. Das kann auch bei der resonanten Anregung von nicht kontaktierten photonischen Kristall-Resonatoren auf der gleichen Probe bestätigt werden, deren Resonanzen ab ca. 77 K im Photostrom beobachtet werden können. Entsprechend dem Maskenentwurf beträgt der kürzeste Abstand zwischen dem Resonator-Zentrum und dem ihn umgebenden Kontaktnetz 7,5 μm (vgl. Abbildung 3.9c). Auf diese Weise können bei 77 K an nicht kontaktierten photonischen Kristall-Resonatoren Q-Faktoren von bis zu $Q = 9000$ gemessen werden.

Die Halbwertsbreite w_2 steigt mit größer werdender Temperatur weiter an. Bei einem räumlichen Scan senkrecht zu einem Metallkontakt und gleichzeitiger Photostrom-Detektion kann ab ca. 210 K kein ausgeprägtes Maximum mehr beobachtet werden, das, wie in Abbildung 7.4, mit dem Kontaktstreifen korrespondiert. Der Photostrom bleibt über mehrere zehn Mikrometer nahezu konstant.

Der Anstieg der Halbwertsbreite w_2 wird durch die gestiegene Exziton-Diffusion in der Benetzungsschicht verursacht. M. Ohmori et al. untersuchten diesen Effekt im In(Ga)As-WL im Temperaturbereich von 11 K bis 100 K. Dabei stieg die Diffusionslänge von 450 nm bei 11 K auf 4 μm bei 60 K [227].³⁶ Dieses Ergebnis wird auch durch die Untersuchungen von H. Hillmer et al. an breiteren Quantentöpfen und im größeren Temperatur Bereich bestätigt. Die Diffusionskonstante des schmalsten Quantentopfes (4 nm) stieg auch jenseits von 60 K weiter an [228].

7.2.3. Temperaturabhängige Rot-Verschiebung der Resonanzen

Sowohl die Größe der Bandlücke von GaAs als auch die Resonanz der Benetzungsschicht verschieben mit steigender Temperatur zu kleineren Energien. Dabei erfährt das Benetzungsschicht-Band eine relativ große Energieänderung von 1,39 eV bei 4,5 K bis 1,335 eV bei 310 K. In Abbildung 7.5 sind die experimentellen Messwerte und zum besseren Überblick ein Varshni-Fit [229] als rote Linie gezeigt. Die WL-Resonanz bei 4,5 K wird in der Photolumineszenz, während die anderen drei Messpunkte mit Hilfe der PC-Spektroskopie ermittelt.³⁷ Ebenfalls eine Rot-Verschiebung beobachtet man für die photonische Bandlücke und entsprechend die untersuchte Mode des photonischen Kristall-Resonators in Abbildung 7.5. Die Resonanz ändert ihre spektrale Position von 1,299 eV zu 1,276 eV. Das entspricht einer schwächeren Rot-Verschiebung, so dass der spektrale Überlapp zwischen der Mode und der Benetzungsschicht mit steigender Temperatur wächst.

Die Änderung der Modenresonanz wird durch mehrere Effekte verursacht. Es liegt zunächst eine lineare Änderung des Brechungsindex als Funktion der Temperatur vor: $dn/dT \approx +2,67 \times 10^{-4} \text{ K}^{-1}$ [230, 231]. Entsprechend der Skalierungseigenschaften der Maxwellgleichungen (Abschnitt 2.1) ergibt sich daraus eine lineare Rot-Verschiebung der Resonanz. In Abbildung 7.5 ist diese Verstimmung als schwarze Gerade gezeigt. Sie beschreibt sehr gut den Verlauf der Modenresonanz bei höheren Temperaturen, weicht jedoch stark vom tatsächlichen Verlauf bei Temperaturwerten niedriger als 100 K ab. Es müssen dementsprechend zusätzliche Effekte für den parabolischen Verlauf der Resonanz verantwortlich sein. Die thermische Ausdehnung von GaAs kann dabei vernachlässigt werden, da ihr Beitrag um zwei Größenordnungen geringer ist als der Beitrag der Brechungsindexänderung [232]. Einen weiteren Beitrag können Ladungsträgereffekte in der n^+ -Schicht liefern. Man unterscheidet zwischen Bandfülleffekten (engl. *band filling*), Bandlückenverengung (engl. *band gap shrinkage*) und Absorption an freien

³⁶ Experimentell bedingt konnte nur die untere Grenze von 4 μm für die Diffusionslänge angegeben werden.

³⁷ Erst ab 250 K ist die Rotverschiebung ausreichend groß, damit das Maximum des WL-Bandes durch die Abstimmbandbreite des verwendeten Lasers abgedeckt werden kann.

Ladungsträgern [218]. Bei einer Dotierung von $N_D \approx 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ergibt sich für den betrachteten Spektralbereich eine (statische) Brechungsindexänderung von $\Delta n \approx -0,03$ [217, 218]. Wie genau sich diese Effekte auf die temperaturabhängige Brechungsindexänderung auswirken, konnte nicht quantifiziert werden.

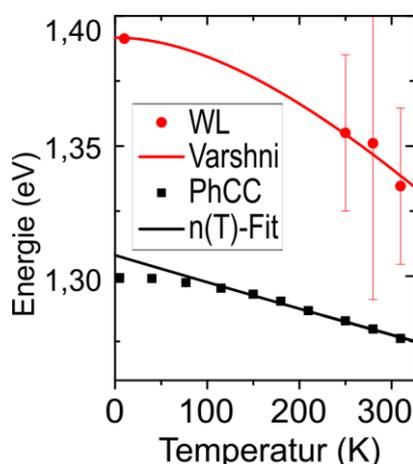


Abbildung 7.5 Rotverschiebung des WL-Bandes und der Modenresonanz in Abhängigkeit der Temperatur, die zu stärkerem spektralem Überlapp zwischen der Benetzungsschicht und der Resonatormode führt. Die schwarze Gerade zeigt die berechnete Änderung der Resonanzenergie aufgrund der temperaturabhängigen Brechungsindexänderung von GaAs. Abbildung (c) ist teilweise der Referenz [84] entnommen.

7.2.4. Temperaturabhängigkeit des Q-Faktors

Die temperaturabhängigen Spektren in Abbildung 7.2a zeigen eine leichte Verbreiterung der Resonanzen. Der Q-Faktor sinkt von fast 6000 bei 4,5 K auf 3600 bei 310 K. Die Q-Faktor Änderung der 1,299 eV Resonanz, wie man sie der Abbildung 7.6 entnehmen kann, ist annähernd eine lineare Funktion der Temperatur. Entsprechend der Gleichung (2.10), setzt sich der gemessene Q-Faktor aus einzelnen Verlustmechanismen zusammen. Q_0 hängt nicht von der Temperatur ab und entspricht dem Q-Faktor des Resonators unter Einbeziehung der Verluste aufgrund der Herstellungsungenauigkeiten und des Metallkontaktes. Die Absorptionsverluste in der Benetzungsschicht werden zusammengefasst zu $Q_{\text{WL}}^{-1}(T, E) = k_1 \cdot I_{\text{WL}}(T, E)$, wobei k_1 eine Fitkonstante und $I_{\text{WL}}(T, E)$ der temperatur- und resonanzenergieabhängige Photostrom ist, gemessen an einem Schottky-Kontakt auf nicht strukturierter GaAs-Oberfläche. Beide Q-Faktoren addieren sich zu einem Gesamt-Q-Faktor von $Q_{\text{Ges}}^{-1} = Q_0^{-1} + Q_{\text{WL}}^{-1}(T, E)$. Der entsprechende Beitrag ist in Abbildung 7.6 (links) als blaue Kurve dargestellt.³⁸ Somit trägt die Absorption in der Benetzungsschicht nur im Bereich hoher Temperaturen ab ca. 250 K zu Q_{Ges}

³⁸ Die blaue Kurve ist kein Fit an die Messdaten, sondern der Beitrag der WL-Absorption zu dem Fit $Q_{\text{Ges}}^{-1} = Q_0^{-1} + Q_{\text{WL}}^{-1}(T, E) + Q_X^{-1}$ (schwarz). Der Beitrag Q_X wird im Verlauf diesen Abschnitts näher erläutert.

bei. Es muss demzufolge einen weiteren Mechanismus geben, der einen Beitrag zur Absorption bei niedrigen Temperaturen leistet.

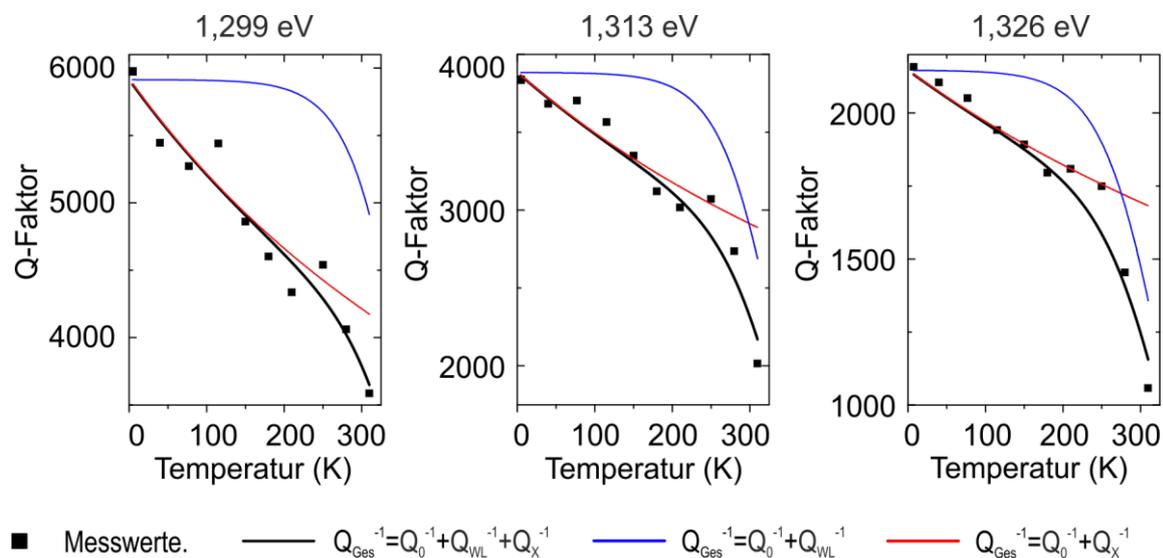


Abbildung 7.6 Die Veränderung der Q-Faktoren kontaktierter photonischer Kristall-Resonatoren in Abhängigkeit der Temperatur. Die drei Diagramme zeigen die Q-Faktoren von drei unterschiedlichen L9 Resonatoren. Die jeweilige Resonanzenergie bei 4,5 K befindet sich über den Graphen. Die Absorption in der Benetzungsschicht steigt von links nach rechts.

Die im vorherigen Abschnitt beschriebenen Ladungsträgereffekte haben mit Sicherheit eine gewisse Temperaturabhängigkeit, die sich jedoch nur gering auf die Änderung des Absorptionskoeffizienten $\alpha_{\text{GaAs}}(1,3 \text{ eV})$ auswirken dürfte [233, 234]. Die Absorption an Oberflächenzuständen ist in GaAs relativ stark. Zudem hängt die Absorptionsgeschwindigkeit mit $\propto T^{1/2}$ von der Temperatur ab [235]. Es erscheint jedoch nicht möglich diesen Beitrag zu quantifizieren, weil gerade bei sehr tiefen Temperaturen die Absorption an Oberflächenzuständen teilweise durch die Exziton Diffusion maskiert ist [235]. Außerdem können gerade in Mikroresonatoren aufgrund hoher optischer Feldstärken die Oberflächenzustände schnell sättigen [236].

Ein zusätzlicher Verlustbeitrag zum Gesamt-Q-Faktor, der proportional zu $T^{1/2}$ ist, kann die experimentellen Daten bei sehr niedrigen Temperaturen unter 50 K nicht korrekt beschreiben. Der Verlauf kann wesentlich besser dargestellt werden, wenn für die zusätzlichen Verluste $Q_X^{-1} = k_2 \cdot T$, mit k_2 als Fitparameter eingesetzt wird. In Abbildung 7.6 ist dieser Beitrag ohne die Berücksichtigung der Benetzungsschicht-Absorption in Rot dargestellt. Die experimentellen Ergebnisse lassen sich sehr gut durch den Gesamtausdruck $Q_{\text{Ges}}^{-1} = Q_0^{-1} + Q_{\text{WL}}^{-1}(T, E) + Q_X^{-1}$ beschreiben (Abbildung 7.6, schwarz). Das gilt auch für die Moden bei höheren Resonanzenergien (größerer Lochradius des photonischen Kristalls) und dementsprechend höherer Absorption in der Benetzungsschicht. In Abbildung 7.6 (Mitte und rechts) sind die Verläufe der Q-Faktoren als Funktion der Temperatur und die Fit-Funktionen für

Modenresonanzenergien von $E(4,5 \text{ K}) = 1,313 \text{ eV}$ und $E(4,5 \text{ K}) = 1,326 \text{ eV}$ dargestellt. Dabei handelt es sich jeweils um die 2. Mode eines L9 photonischen Kristall-Resonators der gleichen Photodiode. Der verringerte Wert von Q_0 hängt vor allem mit einem breiteren Metallkontakt zusammen. Im Fall von $E(4,5 \text{ K}) = 1,313 \text{ eV}$ ist die Metallbreite $w = 80 \text{ nm}$ und bei $E(4,5 \text{ K}) = 1,326 \text{ eV}$ $w = 128 \text{ nm}$. Der Einfluss von Q_{WL} steigt annähernd proportional zur Änderung der Resonanzenergie, weil die Resonanz näher an das Bandmaximum der Benetzungsschicht rückt. Die gestiegene WL-Absorption erkennt man sehr gut am Verlauf der blauen Kurve in Abbildung 7.6, welche mit steigender Resonanzenergie den Verlauf der experimentell bestimmten Q-Faktoren zunehmend besser beschreibt.

7.2.5. Externe Quanteneffizienz

Die photonischen Kristall-Resonatoren können als spektral schmalbandige Photodetektoren eingesetzt werden. Eine wichtige Eigenschaft jeden Photodetektors ist seine externe Quanteneffizienz. Sie gibt das Verhältnis vom absorbierten und in elektrischen Strom umgewandelten Photonenfluss \dot{n}_e zum gesamten Photonenfluss \dot{n}_{ph} an

$$\eta_{\text{EQE}} = \frac{\dot{n}_e}{\dot{n}_{\text{ph}}} = \frac{E_{\text{Res}} I_{\text{PC}}}{eP}, \quad (7.2)$$

wobei E_{Res} der Resonanzenergie, I_{PC} dem Photostrom, e der elementaren Ladung und P der eingestrahlten optischen Leistung entspricht. Für das in Abbildung 7.2 gezeigte Spektrum ergibt sich die externe Quanteneffizienz bei 310 K zu $\eta_{\text{EQE}} = 0,26 \pm 0,06$. Die Einkopplung in den Resonator muss dementsprechend hoch sein $\eta_{\text{Einkopplung}} \geq \eta_{\text{EQE}}$. Die hohe Einkopplungseffizienz steht im Einklang mit der Arbeit von Portalupi et al. und kann Werte von $\eta_{\text{Einkopplung}} > 0,5$ einnehmen [237]. Eventuell bedarf es für höhere Einkopplungswerte einer Optimierung der PhCC-Geometrie.

In Abbildung 7.2b ist der Verlauf des maximalen Photostroms als Funktion der Temperatur gezeigt. Der Verlauf steigt exponentiell mit wachsender Temperatur an, wobei kein Sättigungsverhalten erkennbar ist. Demzufolge könnten noch höheren Werte für η_{EQE} bei weiterer Temperaturerhöhung erzielt werden.

8. Verhalten der photonischen Kristall-Resonatoren unter gepulster Anregung

In diesem Kapitel wird das zeitliche Verhalten des Resonatorfeldes nach einer Anregung mit einem ps-Laserpuls beschrieben. Dabei gibt die Zwei-Puls-Interferenz Einblicke in den zeitlichen Verlauf der Phase zwischen dem anregenden Laser- und dem Resonatorfeld. Die Messergebnisse können mit einem analytischen Modell beschrieben werden. Es erlaubt die Bestimmung der Verstimmung zwischen der Modenresonanz und dem Laser. Eine vielversprechende Anwendung kann die kohärente Kontrolle des Resonatorfeldes werden, wobei das Resonatorfeld auf der Zeitskala des Laserpulses abgeschaltet werden kann. Schließlich kann die zwei-Photonabsorption beobachtet werden. Sie wird dazu benutzt, die Laserpulsdauer mit Hilfe der Intensitäts-Autokorrelation zu messen.

Teile der Ergebnisse sind in [33] veröffentlicht.

8.1. Zwei-Puls-Interferenz

Der zeitliche Verlauf des Resonatorfeldes $\mathcal{E}_C(t)$ nach einer optischen Anregung durch einen kurzen Laserpuls ist durch die Halbwertsbreite t_{Puls} , die Resonatorgüte Q und die Verstimmung ω_{C-L} zwischen der Modenresonanz und dem Laser bestimmt. Mit Hilfe der Theorie gekoppelter Moden im Zeitbereich (TCMT) oder der Methode der finiten Integration (FIT) lässt sich die zeitliche Entwicklung vom $\mathcal{E}_C(t)$ modellieren (vgl. Abschnitt 2.1.3, Abbildung 2.2). Eine direkte experimentelle Beobachtung stellt dagegen eine Herausforderung dar, weil aufgrund der extrem schnellen Schwingungsfrequenz im Bereich einiger hundert THz die Oszillationen des Resonatorfeldes mit einem Photodetektor nicht zeitlich aufgelöst werden können. Die Zwei-Puls-Interferenz, die mit Hilfe der Autokorrelation beschreibbar ist, ermöglicht jedoch den Zugang zu dieser Größe (vgl. Abschnitt 2.4.3).

Die Interferenz zweier Laserpulse (siehe Abbildung 8.1a) kann beobachtet werden, solange die Pulse räumlich und zeitlich überlappen. Diese Bedingung entspricht einer Verzögerungszeit von $\tau \approx \pm 2 \cdot t_{\text{Puls}}$. Die entsprechende Länge ist $2c \cdot t_{\text{Puls}} \approx 2 \text{ mm}$, wobei c die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum ist und für die Pulsdauer eine für die vorliegende Arbeit typische Halbwertsbreite $t_{\text{Puls}} = 3,5 \text{ ps}$ eingesetzt wird. Die Veränderung der Verzögerungszeit τ bestimmt, wie die Pulse miteinander interferieren. Bei einem Gangunterschied von $\lambda \cdot (m + 1/2)$ interferieren sie destruktiv (Abbildung 8.1a oben), wobei m eine natürliche Zahl und λ die Wellenlänge des Lasers ist. Konstruktive Interferenz (Abbildung 8.1a unten) liegt vor, wenn der Gangunterschied einem Vielfachen der Wellenlänge entspricht ($m \cdot \lambda$). Der Verlauf der entsprechenden Einhüllenden $g_L(t)$ des elektrischen Feldes ist symmetrisch. Die Gesamtamplitude ist für den konstruktiven Fall gegenüber einem einzelnen Puls erhöht, während im destruktiven Fall die Amplitude in der Mitte auf Null fällt (Abbildung 8.1b oben). Ein Interferenzverhalten kann auch für das Feld der Resonatormode beobachtet werden. Die Einhüllende $g_C(t)$ ist dabei eine relativ komplizierte Funktion (Abbildung 8.1b unten). Sie ist asymmetrisch und zeigt in beiden Fällen eine Signatur des exponentiellen Abfalls. Das gilt sogar für größere Verzögerungszeiten τ , wenn die Laserinterferenz nicht mehr beobachtet werden kann. An dieser Stelle ist wichtig anzumerken,

dass im Allgemeinen die Feldoszillationen vom photonischen Kristall-Resonator und dem Laser nicht in Phase sind (vgl. Abbildung 2.2e) und aufgrund dessen eine konstruktive bzw. destruktive Interferenz der Laserpulse nicht automatisch eine konstruktive bzw. destruktive Interferenz des Resonatorfeldes nach sich zieht. Das Interferenzsignal des Resonatorfeldes hängt von der Verstimmung ω_{C-L} gegenüber dem anregenden Puls und der Verzögerungszeit τ ab. [33]

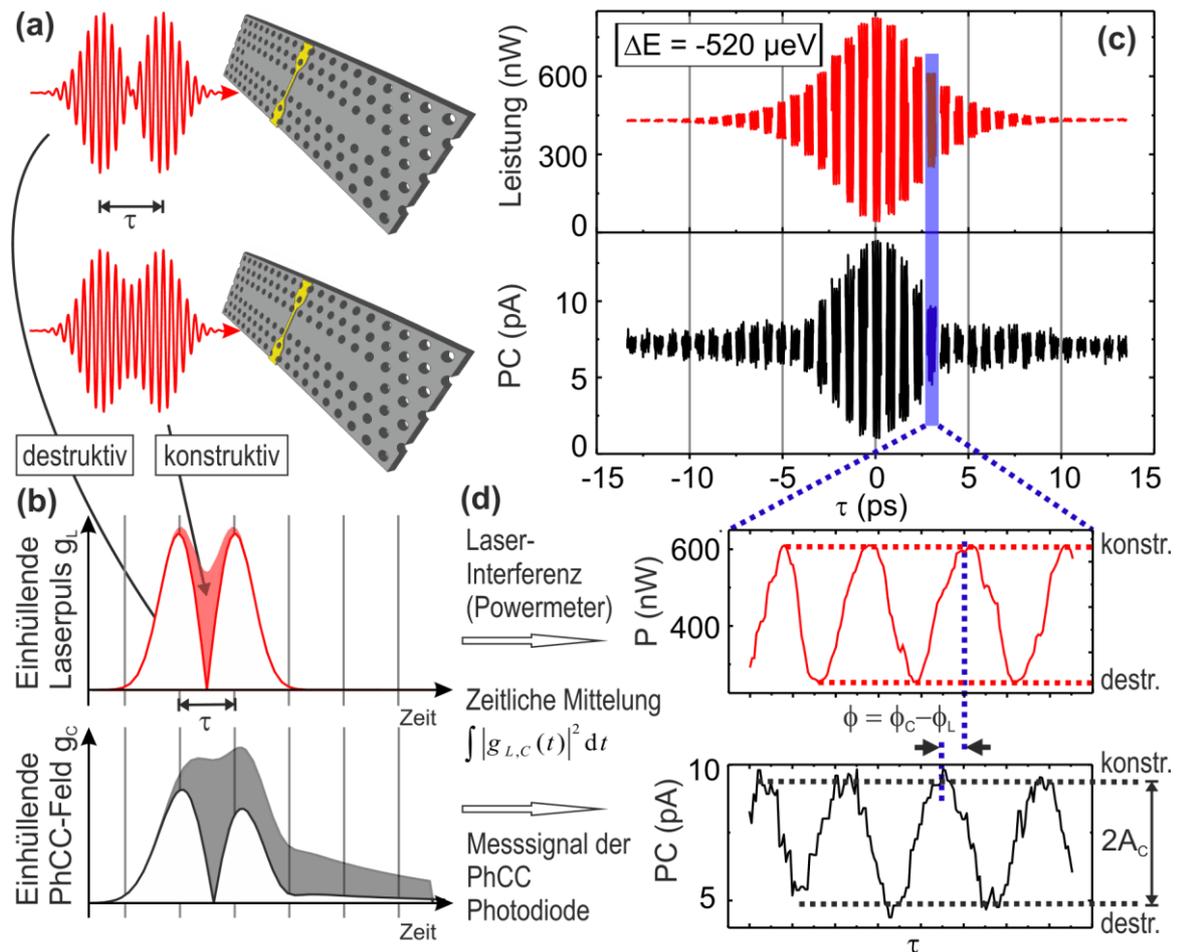


Abbildung 8.1 (a) Schematische Darstellung eines mit einem Laser-Doppelpuls angeregten photonischen Kristall-Resonators. Die Pulse interferieren destruktiv (oben) bzw. konstruktiv (unten). (b) Daraus ergibt sich die Einhüllende des Laserfeldes g_L (oben, rot). Unten ist die Einhüllende des Resonatorfeldes g_C für den konstruktiven und destruktiven Fall gezeigt. Der Photodetektor generiert ein Messsignal, proportional zum Integral über den zeitlichen Verlauf der Feldeinhüllenden zum Quadrat. Durch die Variation der Verzögerungszeit τ zwischen den Pulsen entsteht ein Interferenzmuster (c). Eine detaillierte Ansicht gemessener Signale vom Laser und der photonischen Kristall-Resonator-Photodiode zeigt jeweils einen sinusförmigen Verlauf (d). Im allgemeinen liegt zwischen den Signalen eine Phasenverschiebung von $\phi(\tau)$. Die Abbildung ist der Referenz [33] entnommen.

Die verwendeten Detektoren pA-Meter und Powermeter zur Messung des Photostroms der PhCC-Photodiode und der Laserleistung sind sehr viel langsamer als die Frequenzen ω_L und ω_C

und ebenfalls langsamer als die Laserpulsdauer t_{Puls} . Deshalb ist das Messsignal in beiden Fällen proportional zum Integral über das Quadrat der Einhüllenden $I_{L,C} \propto \int |g_{L,C}(t)|^2 dt$. In Abbildung 8.1c sind die gemessenen Laser- und PhCC-Interferogramme sowie in Abbildung 8.1d eine detaillierte Ansicht des blau markierten Bereichs gezeigt. Sie werden bei einer Anregungsleistung von $P = 430 \text{ nW}$ und einer Proben temperatur von $T = 4,5 \text{ K}$ in äquidistanten $0,75 \text{ ps}$ -Schritten aufgenommen. Die Verstimmung zwischen der Modenresonanz und dem Anregungslaser ergibt sich aus dem Vergleich der Laserspektren zu $\Delta E_{\text{ref}} = -520 \pm 80 \text{ } \mu\text{eV}$. Dabei wird der abstimmbare Diodenlaser CTL auf die Resonanz des L15 photonischen Kristall-Resonators bei $E = 1,294 \text{ eV}$ eingestellt und sein Spektrum mit dem Gitterspektrometer aufgenommen. Das Spektrum der gepulsten Anregung wird ebenfalls gemessen und mit der Referenz verglichen. Die Differenz der beiden Peaks ist gleich der Verstimmung zwischen der Mode des photonischen Kristall-Resonators und dem gepulsten ps-Laser. Die Interferenzsignale vom Laserdetektor (rot) und von der photonischen Kristall-Resonator-Photodiode (schwarz) haben als Funktion der Verzögerung τ einen sinusförmigen Verlauf mit einer Periodendauer $T = 2\pi\omega_{C,L}^{-1} \approx 3,2 \text{ fs}$ (Abbildung 8.1d). Das jeweilige Signal ist minimal für den destruktiven und maximal für den konstruktiven Fall. Im gezeigten Beispiel (Abbildung 8.1d) liegt zwischen den Signalen des photonischen Kristall-Resonators und des Lasers eine Phasenverschiebung vor: $\phi = \phi_C - \phi_L$. Die Ursache dafür wird im anschließenden Abschnitt beschrieben. [33]

Für die weitere Diskussion ist neben der Phase ϕ die Photostromamplitude A_C entscheidend. Ein Vergleich zwischen den Messkurven in Abbildung 8.1c offenbart deutliche Unterschiede der Signalprofile. Während an die Einhüllende des Laser-Interferogramms eine, der Pulsform entsprechende $\text{sech}^2 \tau$ -Funktion angefügt werden kann, zeigt das Signal der photonischen Kristall-Resonator-Photodiode ausgeprägte Minima bei $\pm 4 \text{ ps}$. Weitere Minima bei $\pm 11 \text{ ps}$ werden sichtbar, wenn ausschließlich die PC-Amplitude A_C logarithmisch aufgetragen wird (vgl. Abbildung 8.3a, oben). [33]

8.2. Phasenempfindliche Untersuchungen der Resonatorfelddynamik

Ein Interferogramm, wie z. B. in Abbildung 8.1c, entspricht der Autokorrelationsfunktion (Gleichung (2.30), Abschnitt 2.4.3) des Laserpulses bzw. des resultierenden Feldes eines photonischen Kristall-Resonators. Der aus der numerischen Lösung der Gleichung (2.13) gewonnene Resonator-Feldverlauf $\mathcal{E}_C(t)$, wie er z. B. in Abbildung 8.2a für eine verstimmte Anregung zu sehen ist, kann dazu verwendet werden, die experimentellen Ergebnisse aus Abbildung 8.3 zu modellieren. Die Funktion des Feldverlaufs aus Abbildung 8.2a ist eine relativ komplizierte Funktion, die sowohl die Signatur des Anregungspulses ($\text{sech}^2 \tau$ -Form) als auch den exponentiellen Abfall aufgrund des „cavity-ring-down“ enthält. Deshalb ist die Berechnung der Autokorrelationsfunktion ebenfalls nur numerisch möglich. Stattdessen wird im nächsten Abschnitt ein analytisch Modell für das Feld $\mathcal{E}_C(t)$ vorgestellt, um die experimentellen Ergebnisse der Interferenzmessungen beschreiben zu können.

8.2.1. Analytisches Modell des zeitabhängigen Resonatorfeldes nach einer Anregung mit einem ps-Laserpuls

Ausgehend von der numerischen Lösung (Abbildung 8.2a) kann der zeitliche Modenverlauf mit Exponentialfunktionen in der Anstiegs- und Abklingphase (Abbildung 8.2b, Verlauf im rotierenden Bezugssystem des Lasers) approximiert werden. Die aufgrund der Verstimmung verursachte Änderung der Oszillationsfrequenz ω_{C-L} setzt abrupt mit dem Ende der Anstiegsphase und dem Beginn der Abklingphase ein. Ein Frequenzchirp ist in dem Modell nicht enthalten. Die komplexwertige Funktion des Feldverlaufs kann somit wie folgt ausgedrückt werden:

$$\mathcal{E}_C(t) \approx \begin{cases} e^{+\gamma_1 t}, & t \leq 0 \\ e^{-\gamma_2 t} e^{i\omega_{C-L} t}, & t \geq 0 \end{cases} \quad (8.1)$$

Damit kann die Autokorrelationsfunktion nun analytisch bestimmt werden.

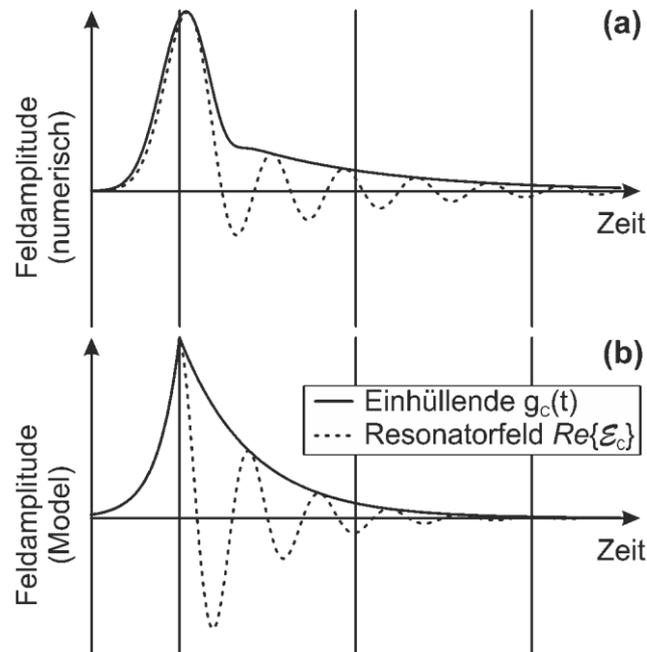


Abbildung 8.2 (a) Zeitlicher Verlauf des Resonatorfeldes entsprechend der numerischen Lösung der Gleichung (2.13). (b) Approximierter Verlauf des Resonatorfeldes. Die Abbildung ist der Referenz [33] entnommen.

Die Autokorrelation $X(\tau)$ einer komplexen Funktion ist ebenfalls komplex und hermitesch [75]. Daraus folgt, dass die Autokorrelationsfunktion bezüglich des Betrags eine gerade und bezüglich des Arguments eine ungerade Funktion ist. Deshalb genügt es, $X(\tau)$ für positive Verzögerungen zu berechnen und unter Ausnutzung der Symmetrieeigenschaften auf negative τ auszuweiten. Das Ergebnis für $\tau \geq 0$ ist [33]

$$X(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} \mathcal{E}_C(t) \mathcal{E}_C^*(t - \tau) dt = c_1 e^{-\gamma_1 \tau} + c_2 e^{-\gamma_2 \tau} e^{i\omega_{C-L} \tau} \quad (8.2)$$

mit den Konstanten

$$c_{1,2} = (2\gamma_{1,2})^{-1} \pm (i\omega_{C-L} - \gamma_2 + \gamma_1)^{-1} \quad (8.3)$$

Die Herleitung der Gleichungen (8.2) und (8.3) befindet sich im Anhang.

Somit ist $X(\tau)$ unter der Berücksichtigung des rotierenden Bezugssystems eine Summe aus zwei gedämpften Schwingungen, deren Frequenzen der Laserfrequenz ω_L und der PhCC-Resonanz $\omega_C = \omega_L + \omega_{C-L}$ entsprechen. Die Superposition dieser Schwingungen führt zu einer Schwebung, die in der Abbildung 8.3b oben deutlich erkennbar ist. Der Betrag bzw. das Argument der gezeigten Autokorrelationsfunktion entspricht der Amplitude A_{Auto} bzw. der Phase ϕ_{Auto} . Es handelt sich um Fitfunktionen an die Messpunkte in Abbildung 8.3a (oben) mit den Fitparametern $\gamma_1^{-1} = 2,9 \pm 0,3$ ps, $\gamma_2^{-1} = 4,1 \pm 0,2$ ps und $\Delta E_{\text{Fit}} = -625 \pm 10$ μeV .

Obwohl das vorgestellte Modell eine starke Simplifizierung des tatsächlichen Feldverlaufs des photonischen Kristall-Resonators ist, ist die Übereinstimmung zwischen den experimentellen Daten (Abbildung 8.3a oben) und der Fitfunktion (Abbildung 8.3b oben) nahezu perfekt. Die aus dem Fit bestimmte Verstimmung ist ebenfalls sehr nah an dem experimentell ermittelten Referenzwert ($\Delta E_{\text{ref}} = -520 \pm 80$ μeV).

Zwar sind die Funktionen der Amplitude und der Phase nicht periodisch, jedoch ist der Abstand der Seitenminima (-maxima) von A_{Auto} bzw. der Punkte, an denen $\phi = \pm m \cdot \pi$ gilt (oder der Wendepunkte von ϕ), gleich $2\pi\omega_{C-L}^{-1}$. Aus dieser Beziehung ist eine experimentelle Bestimmung der Verstimmung zwischen einer Resonatormode und einem Laserpuls möglich. [33]

8.2.2. Bestimmung der Verstimmung zwischen der Modenresonanz und dem ps-Laserpuls durch die Anwendung des analytischen Modells

In Abbildung 8.3a sind experimentelle Ergebnisse der Interferenzamplitude A_C und Phase ϕ , aufgenommen bei drei unterschiedlichen Verstimmungen von $\Delta E_{\text{ref}} = (-520 \pm 80$ $\mu\text{eV}; -120 \pm 80$ $\mu\text{eV}; +420 \pm 80$ $\mu\text{eV})$, gezeigt. Die Funktionen von A_C und ϕ reagieren sehr empfindlich auf die Größe der Verstimmung. Verglichen mit den auftretenden Modulationen der Interferenzamplitude bei einer großen Verstimmung ($\Delta E_{\text{ref}} = -520$ μeV), beobachtet man ein komplett anderes Verhalten bei einer nahezu resonanten Anregung ($\Delta E_{\text{ref}} = -120$ μeV). Die Amplitudenfunktion A_C ist glatt und kann mit einem $\text{sech}^2 \tau$ -Verlauf beschrieben werden. Die daraus resultierende Halbwertsbreite $\Delta\tau_C = 11,8$ ps ist zwei Mal größer als die Halbwertsbreite des Laserinterferogramms $\Delta\tau_L = 6,0$ ps (vgl. Abbildung 8.1c). Die Photostromoszillationen können noch beobachtet werden, wenn das Lasersignal (bei großen Verzögerungszeiten τ) bereits einem konstanten, der mittleren Laserleistung entsprechenden, Wert gleich ist. Das liegt an einer erhöhten Photonlebensdauer im Resonator und kann bei höheren Q-Faktoren noch weiter verlängert werden. Außerdem ist die PC-Amplitude, bei identischer Anregungsleistung von $P = 430$ nW, um mehr als den Faktor drei höher als bei nicht-resonanter Anregung im Fall von $\Delta E_{\text{ref}} = -520$ μeV und $\Delta E_{\text{ref}} = +420$ μeV (vgl. Abbildung 8.3a). [33]

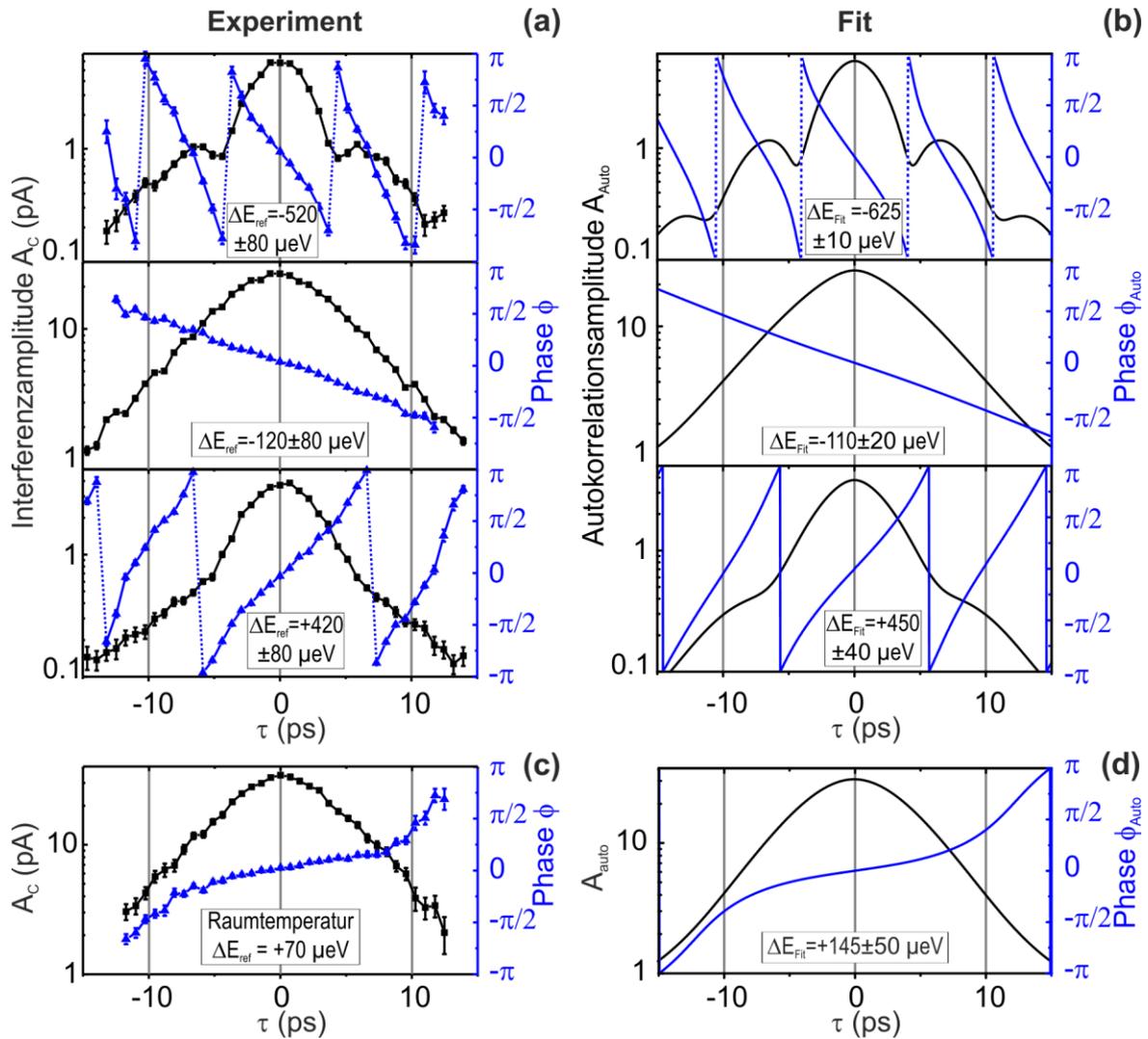


Abbildung 8.3 (a) Experimentell bestimmte Interferenzamplitude des Photostroms (schwarz) und die Phase (blau) zwischen den Interferogrammen des Modenfeldes des photonischen Kristall-Resonators und des anregenden ps-Lasers bei unterschiedlichen Verstimmungen. Die Daten sind bei einer Probentemperatur $T = 4,5$ K und einer mittleren Anregungsleistung des Lasers $P = 430$ nW aufgenommen worden. (b) Fitergebnisse der analytischen Autokorrelationsfunktion an die Messdaten von (a). Experimentelle Ergebnisse der Interferenzamplitude und Phase aufgenommen bei Raumtemperatur und 9,5 nW Anregungsleistung, sowie (d) der entsprechende analytische Verlauf. Die Abbildungen (a) und (c) sind der Referenz [33] entnommen.

Zwischen den diskutierten Fällen liegt die Verstimmung von $\Delta E_{\text{ref}} = +420 \mu\text{eV}$. Die Modulation der Interferenzamplitude ist weniger ausgeprägt als bei der größeren Verstimmung von $\Delta E_{\text{ref}} = -520 \mu\text{eV}$. Bei einer Verzögerungszeit von $\tau \approx \pm 7$ ps ist die Phasenfunktion gleich $\pm\pi$. Die Interferenzamplitude A_C zeigt an dieser Stelle zwar kein lokales Minimum wie bei $\Delta E_{\text{ref}} = -520 \mu\text{eV}$, ihr Funktionsverlauf ändert jedoch eindeutig die Steigung. Dieses Verhalten wird ebenfalls mit Hilfe des analytischen Modells präzise beschrieben (Abbildung 8.3b). [33]

Die analytische Lösung der Autokorrelationsfunktion A_{Auto} ermöglicht einen Zugang zu der Verstimmung zwischen der Modenresonanz und dem gepulsten Laser. In Abbildung 8.3a und b sind die experimentellen Daten und ihre entsprechenden Fitfunktionen gegenübergestellt. Sowohl die Amplitude A_C als auch die Phase ϕ aus Abbildung 8.3a können mit dem analytischen Ausdruck (8.2) angefitet werden. Die dabei gewonnenen Wertepaare für die Verstimmung aus dem Fit an die Amplitudenfunktion $\Delta E_{\text{Fit}}(A_C)$ und dem Fit an die Phasenfunktion $\Delta E_{\text{Fit}}(\phi)$ stimmen bei allen drei Beispielen bis auf maximal $20 \mu\text{eV}$ überein. Die Phasenverläufe der Autokorrelationsfunktion ϕ_{Auto} in den Graphen der Abbildung 8.3b sind Fitfunktionen an die experimentellen Daten der Phase ϕ aus Abbildung 8.3a. Die Verläufe der Autokorrelationsamplitude A_{Auto} ergeben sich indes aus den Fitparametern von ϕ_{Auto} .

Abgesehen von der absoluten Größe umfasst die Phase, anders als die Interferenzamplitude, die Information über das Vorzeichen der Verstimmung, welches sich anhand des Vorzeichens der Phasensteigung ablesen lässt [33].

Die Anwendung des analytischen Modells auf die Ergebnisse der phasenempfindlichen Messungen liefert einen relativ genauen Wert der Verstimmung, der für die Beispiele in Abbildung 8.3a zu $\Delta E_{\text{Fit}}(-520 \mu\text{eV}) = -625 \pm 10 \mu\text{eV}$, $\Delta E_{\text{Fit}}(-120 \mu\text{eV}) = -110 \pm 20 \mu\text{eV}$ und $\Delta E_{\text{Fit}}(+420 \mu\text{eV}) = +450 \pm 40 \mu\text{eV}$ bestimmt werden kann. Die Übereinstimmung der Ergebnisse ist hinsichtlich des stark vereinfachten Modells überraschend und deutet auf das Potenzial der phasenempfindlichen Messungen hin. Im folgenden Abschnitt wird aus diesem Grund die Empfindlichkeit dieser Messmethode untersucht.

Die Temperaturabhängigkeit des PC-Signals (siehe Abschnitt 7.2) erlaubt die Messung der Modenfeld-Interferenz im photonischen Kristall-Resonator auch bei Raumtemperatur (Abbildung 8.3c). Die Amplitude A_C und Phase ϕ korrelieren in derselben Weise mit der Verstimmung, wie bei $T = 4,5 \text{ K}$. Die Empfindlichkeit der Photostrom-Messung ist diesmal um den Faktor 45 erhöht. In Abbildung 8.3d sind die entsprechenden Fitfunktionen dargestellt. Anders als bei der vergleichbaren Verstimmung von $\Delta E_{\text{ref}} = -120 \mu\text{eV}$, ändert die Phasenfunktion ihre Steigung bei $\pm 8 \text{ ps}$. Dies kann an einer nicht optimalen Anregungsposition oder einer, verglichen mit der Temperatur des flüssigen Heliums, erhöhten Exziton-Diffusionslänge mit. Damit die experimentellen Daten genau beschrieben werden können wird das Modell um den Beitrag der Laserpuls-Autokorrelation erweitert $X(\tau) = k_C X_C(\tau) + k_L X_L(\tau)$. Dabei haben die Beiträge des Photostroms aus der Laserinterferenz und dem reinen Photostromsignal ein Verhältnis von $k_C:k_L = 1:2$. Der Einfluss der Anregungsposition auf das Interferenzsignal wird in Abschnitt 8.2.4 ausführlich beschrieben.

Der Q-Faktor und die Pulsdauer scheinen keinen Einfluss auf die Anwendbarkeit des analytischen Ansatzes zu haben. Phasenaufgelöste Experimente, sowohl mit kleineren Q-Faktoren (bis 2000) als auch mit längeren Pulsdauern (bis $5,2 \text{ ps}$), können mit dem vorgestellten Model sehr gut beschrieben werden. Die aus dem Fit gewonnenen Verstimmungen stimmen ebenfalls sehr gut mit der Referenzmessung überein. Die maximale experimentell gemessene Verstimmung von $\Delta E_{\text{ref}} = 1,1 \text{ meV}$ übersteigt deutlich die spektrale Breite von ca. $400 \mu\text{eV}$ eines $3,3 \text{ ps}$ Laserpulses. Bei einer noch größeren Verstimmung, wie z. B. $\Delta E_{\text{ref}} = 2,6 \text{ meV}$ werden die Interferogramme vom Laser und der PhCC-Photodiode identisch, so dass weder die Amplitudenmodulation noch eine Änderung der Phasenfunktion beobachtet werden.

8.2.3. Empfindlichkeit der phasenaufgelösten Messmethode

Die kontaktierten photonischen Kristall-Resonatoren zeigen eine sehr schwache Spannungsabhängigkeit der Modenresonanz. Diese winzige Änderung der Resonanzenergie kann nur anhand eines Lorentz-Fits an die Photostromresonanzkurve sichtbar gemacht werden. Bei dem untersuchten L15-Resonator liegt sie bei $14 \pm 1 \mu\text{eV/V}$ (Abbildung 8.4b). Solch eine spannungsabhängige Änderung der Resonanz eines photonischen Kristall-Resonators konnte bereits in p-i-n-PhCC-Photodioden beobachtet werden. Darin begründen Englund et al. ihre Beobachtung mit der spannungsabhängigen Verteilung der freien Ladungsträger, die sich wiederum in einer Änderung des Brechungsindex zeigt [83]. Während bei negativer Spannung die elektronische Bandstruktur in der i-Region stark verkippt ist und dort keine Ladungsträger vorhanden sind, kann bei positiver Spannung und flachem Bandverlauf die Ladungsträgerdichte sehr hoch sein. Das konnte auch mit Hilfe des Programms NextNano [238] für die untersuchte n-i-Schottky Schichtfolge verifiziert werden.

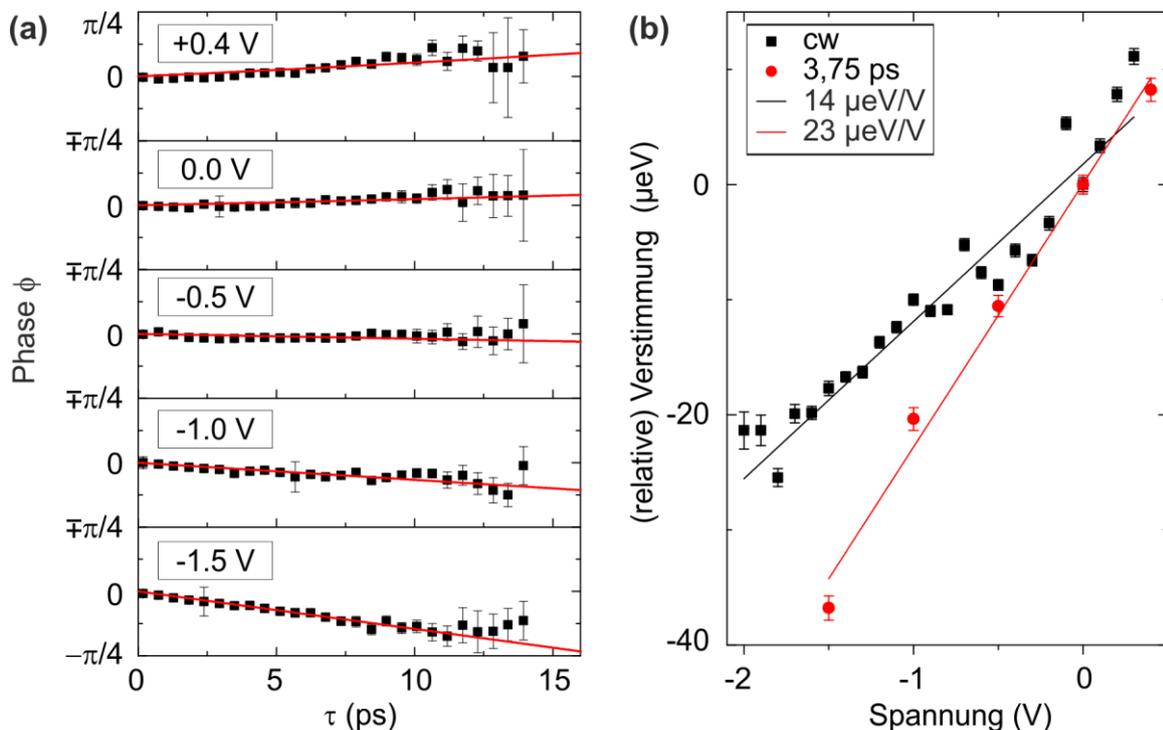


Abbildung 8.4 Bestimmung kleiner Verstimmungsänderungen. (a) Änderung der Phase zwischen den Signalen der photonischen Kristall-Resonator-Interferenz und Laserinterferenz als Funktion der angelegten Spannung. (b) Änderung der Modenresonanz in Abhängigkeit der angelegten Spannung, gemessen im Photostrom bei Dauerstrichanregung (schwarz) und relative Änderung der Verstimmung, entnommen dem Fit aus (a). An die Messdaten ist jeweils eine Gerade mit den Steigungen $14 \pm 1 \mu\text{eV/V}$ und $23 \pm 2 \mu\text{eV/V}$ angefitet.

Die winzige Resonanzänderung lässt sich auch mit Hilfe der phasenaufgelösten Messmethode bestimmen. In Abbildung 8.4a ist der Phasenverlauf und der Fit nach Gleichung (8.2) für fünf unterschiedliche Spannungen gezeigt. Die optische Referenzmessung ergibt eine Verstimmung von $\Delta E_{\text{ref}}(0 \text{ V}) = +10 \mu\text{eV}$ der Mode gegenüber dem Anregungslaser bei einer Vorspannung von 0 V. Die geringe Verstimmung erklärt auch die kleine Steigung der Phasenfunktion (der Wertebereich der y-Achse liegt zwischen $-\pi/4$ und $+\pi/4$). Der Fit ergibt eine fast identische Verstimmung von $\Delta E_{\text{Fit}}(0 \text{ V}) = +7 \pm 1 \mu\text{eV}$.

Eine Änderung der Spannung zieht eine Änderung der Steigung der Phasenfunktion nach sich (Abbildung 8.4a). Dabei ändert sich das Vorzeichen von ϕ von positiv bei einer Spannung $U \geq 0 \text{ V}$ zu negativ bei Spannungen $U < 0 \text{ V}$. Mit steigender Rückwärtsspannung wächst auch die Steigung der Phasenfunktion. Diesen Zusammenhang kann man besonders gut in Abbildung 8.4b sehen. Die roten Messwerte entsprechen der Verstimmung aus der phasenaufgelösten Messung. Für einen besseren Vergleich mit den Ergebnissen der Dauerstrichmessungen ist die Verstimmung relativ zu der Verstimmung bei 0 V gezeigt. Die Messpunkte liegen auf einer Geraden, deren Steigung $23 \pm 2 \mu\text{eV/V}$ beträgt, was einer 65 % größeren Verstimmungsänderung als im Fall der Referenzmessung mit dem Dauerstrichlaser entspricht. Ungeachtet dieser Diskrepanz, deren Ursprung möglicherweise im stark vereinfachten analytischen Modell liegt, erweist sich die phasenaufgelöste Messmethode mittels der Zwei-Puls-Interferenz als sehr empfindlich. Eine Änderung der Resonanzenergie von $\Delta E = 23 \mu\text{eV/V} \cdot 0,5 \text{ V} = 11,5 \mu\text{eV}$ führt zu einer mit bloßem Auge sichtbaren veränderten Steigung des Phasenverlaufs (Abbildung 8.4a). Das entspricht einer relativen Änderung von $11,5 \mu\text{eV}/1,294 \text{ eV} \approx 9 \cdot 10^{-6}$.

8.2.4. Einfluss der Anregungsposition

Die Resonatormoden lassen sich am besten anregen, wenn sich der Laserfokus am Rand des Resonatordefektes befindet (vgl. Abschnitt 5.6). Bei einer cw-Anregung des Resonatorzentrums lässt sich die Modenresonanz im gestiegenen Photostrom-Untergrundsignal kaum noch erkennen. Auch bei phasenaufgelösten Messungen hat die Anregungsposition eine große Auswirkung auf die Messergebnisse. Sie wird an drei Beispielen für den Verlauf der Amplitudenfunktion A_C und der Phase ϕ erklärt, welche an drei unterschiedlichen Positionen des Laserfokus innerhalb des photonischen Kristall-Resonatordefektes gemessen werden (Abbildung 8.5a). Die Proben temperatur beträgt $T = 4,5 \text{ K}$.

Entsprechend den Dauerstrichmessungen sinkt die Photostromamplitude A_C , wenn sich die Anregungsposition vom Rand des PhCC-Defektes (Abbildung 8.5a, schwarz) zu seiner Mitte (grün) bewegt. Bei gepulster Anregung ändert sich zusätzlich die Form des Interferogramms und deshalb von A_C . Ihre Halbwertsbreite wird kleiner und spätestens bei der Anregung im Zentrum des Resonators (grün) wird die Signatur des anregenden Laserpulses deutlich. Die Interferenzamplitude des Lasers A_L (rot) fügt sich im Bereich $\tau = [-5 \text{ ps}; 5 \text{ ps}]$ exakt an die Messdaten des Photostroms (grün). Der Phasenverlauf, ursprünglich eine Gerade (schwarz), wird bei veränderter Anregungsposition und kurzen Verzögerungszeiten $\tau = [-5 \text{ ps}; 5 \text{ ps}]$ flacher, während ihre Steigung bei größeren Verzögerungen etwas ansteigt.

Bei optimaler Einkopplung ist ausschließlich das Modenfeld für das Interferenzsignal verantwortlich und das Messergebnis lässt sich mit Hilfe des analytischen Modells beschreiben. Bei veränderter Anregungsposition setzt sich das Messsignal dagegen aus der Interferenz des Modenfeldes $X_C(\tau)$ und des Lasers $X_L(\tau)$ zusammen

$$X_{\text{Ges}}(\tau) = k_C X_C(\tau) + k_L X_L(\tau) \quad (8.4)$$

wobei k_C und k_L reelle, positive Konstanten und $X_{C,L}(\tau = 0) = 1$ normiert sind. $X_L(\tau)$ ist eine reelle Funktion und sorgt deshalb bei $k_L \neq 0$ für ein Abflachen der Phase $\tan(\phi_{\text{Auto}}(\tau)) = \text{Re}\{k_C X_C(\tau) + k_L X_L(\tau)\} / \text{Im}\{k_C X_C(\tau)\}$. Mit dieser Modellerweiterung lassen sich die experimentellen Daten ausgezeichnet beschreiben (Abbildung 8.5b). Ausgehend von der optimalen Anregungsposition (schwarz) können die abweichenden Verläufe aus Abbildung 8.5a durch Anpassen der Konstanten k_C und k_L wiedergegeben werden. Sie verhalten sich wie $k_C:k_L = 1:0$ bei schwarz, 10:11 bei blau und 1:10 bei grün.

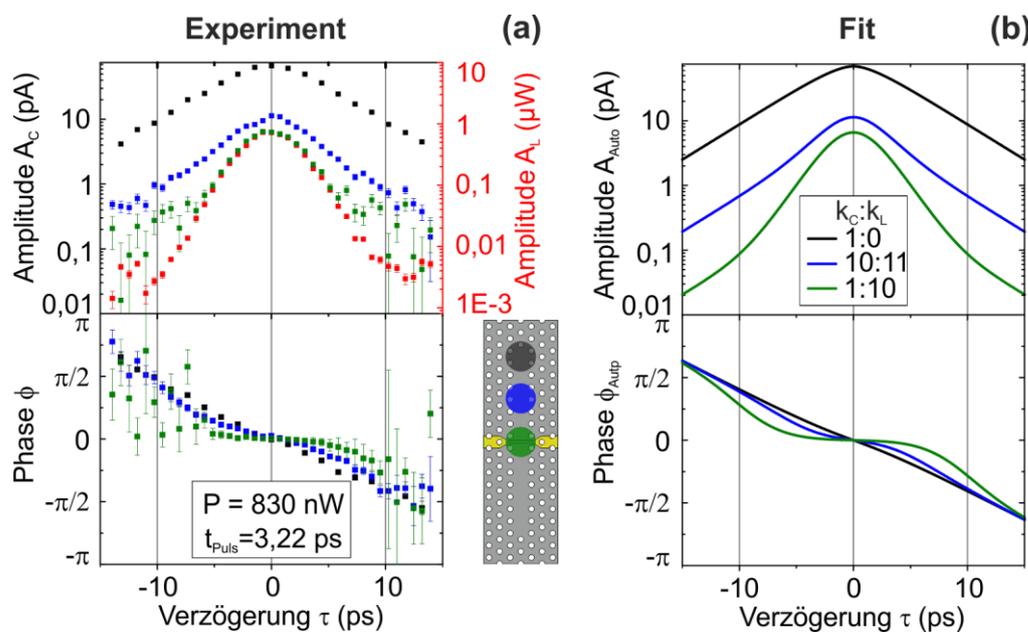


Abbildung 8.5 Einfluss der Anregungsposition auf die Amplituden- und Phasenfunktion. (a) Die drei Anregungspositionen sind in der Abbildung des photonischen Kristall-Resonators farblich gekennzeichnet. (b) Fitfunktionen an die Daten von (a). Die Fitfunktionen setzen sich zusammen aus der Summe der Autokorrelationen des Modenfeldes und des Lasers: $k_C X_C + k_L X_L$. Die drei Fitkurven unterscheiden sich ausschließlich durch die Gewichtungsfaktoren k_C und k_L .

An diesem Beispiel zeigt sich die Länge dieses L15 photonischen Kristall-Resonatordefektes als ein klarer Vorteil gegenüber den oft verwendeten photonischen Kristall-Resonatoren wie L1 oder L3.

8.3. Kohärente Kontrolle des Modenfeldes eines photonischen Kristall-Resonators

Die kohärente Kontrolle des optischen Feldes eines Resonators erlaubt die Manipulation des Resonatorfeldes und die damit verbundene Licht-Materie-Wechselwirkung auf einer Zeitskala kleiner als die Abklingzeit des Resonatorfeldes (cavity ring-down). Mit einem einzelnen optischen Puls angeregt, speichert ein Resonator die Pulsenergie entsprechend der Abklingzeit, die wiederum proportional zu dem Q-Faktor der Mode ist. Die im Resonator gespeicherte Energie verringert sich kontinuierlich und folgt in der Abklingphase einer exponentiellen Gesetzmäßigkeit. Bei einer Anregung mit zwei gleichen, jedoch verzögerten Pulsen, ist deshalb die im Resonator verbleibende Energie immer kleiner als die Energie der Anregung durch den zweiten Puls. Will man bei destruktiver Überlagerung der Pulse das optische Feld im Resonator vollständig „ausschalten“, muss die Amplitude des zweiten Pulses entsprechend dem verbleibenden Resonatorfeld verringert werden (Abbildung 8.6a).

In Abbildung 8.6b ist die zeitliche Entwicklung der Feldeinhüllenden $g_C(t)$ eines photonischen Kristall-Resonators bei einer Anregung mit zwei Pulsen unterschiedlicher Amplitude gezeigt. Im Fall destruktiver Interferenz wird das vorhandene optische Feld durch den zweiten Puls komplett ausgelöscht, während man bei konstruktiver Überlagerung noch das exponentielle Abklingen des Feldes beobachten kann. Sind die Amplituden der Pulse nicht angepasst bzw. gleich, kann auch bei destruktiver Interferenz das ring-down-Verhalten beobachtet werden, wie es in Abbildung 8.1b gezeigt ist.

Für den experimentellen Nachweis der kohärenten Kontrolle kann die Leistung der Pulse in einem Arm des Michelson-Interferometers mit Hilfe einer Polarisator-basierten Abschwächungseinheit verändert werden. Bei einer festen Verzögerungszeit und destruktiver Überlagerung des Modenfeldes wird dafür der Photostrom der photonischen Kristall-Resonator-Photodiode als Funktion des Verhältnisses zwischen den (mittleren) Feldern der Pulse $\mathcal{E}_2/\mathcal{E}_1$ gemessen. Auf dem linken Graph der Abbildung 8.6c ist das Photostromsignal bei einer zeitlichen Verzögerung der Pulse von $\tau = 9,2$ ps und einer verschwindenden Verstimmung von $\Delta\omega_{C-L} \approx 0$ gezeigt ($T = 4,5$ K). Bei einem Verhältnis der Laserpulsfelder von $\mathcal{E}_2/\mathcal{E}_1 \approx 0,35$ ist der Photostrom minimal. Bei diesem $\mathcal{E}_2/\mathcal{E}_1$ -Verhältnis wird das Feld des photonischen Kristall-Resonators durch den zweiten Anregungspuls vollständig ausgelöscht. Ein schwächerer zweiter Puls ($\mathcal{E}_2/\mathcal{E}_1 < 0,35$) kann das existente abklingende Feld nicht aufwiegen. Bei einem Verhältnis $\mathcal{E}_2/\mathcal{E}_1 > 0,35$, wie im Fall gleicher Pulse, wird das im Resonator nach dem ersten Puls verbleibende Feld überkompensiert. In beiden Fällen wird ein höherer Photostrom gemessen.

Die nach dem ersten Anregungspuls im Resonator verbleibende Feldstärke wird abgestrahlt bzw. absorbiert und sinkt exponentiell mit der Zeit, deshalb bedeutet eine Verkürzung der Verzögerungszeit τ zwischen den Anregungspulsen eine höhere verbleibende PhCC-Feldstärke

nach dem ersten Puls. Die Feldstärke des zweiten Pulses muss dementsprechend erhöht werden. Im rechten Graph der Abbildung 8.6c sind die Photostrommessdaten bei einer eingestellten Verzögerungszeit von $\tau = 7,3$ ps gezeigt. Das Minimum im Photostromverlauf liegt jetzt bei $\epsilon_2/\epsilon_1 \approx 0,5$. Wie vermutet, wird das ursprüngliche Feld des photonischen Kristall-Resonators durch eine höhere Feldstärke kompensiert als bei einer längeren Verzögerungszeit ($\epsilon_{2, \text{Auslöschung}}(7,3 \text{ ps}) > \epsilon_{2, \text{Auslöschung}}(9,2 \text{ ps})$).

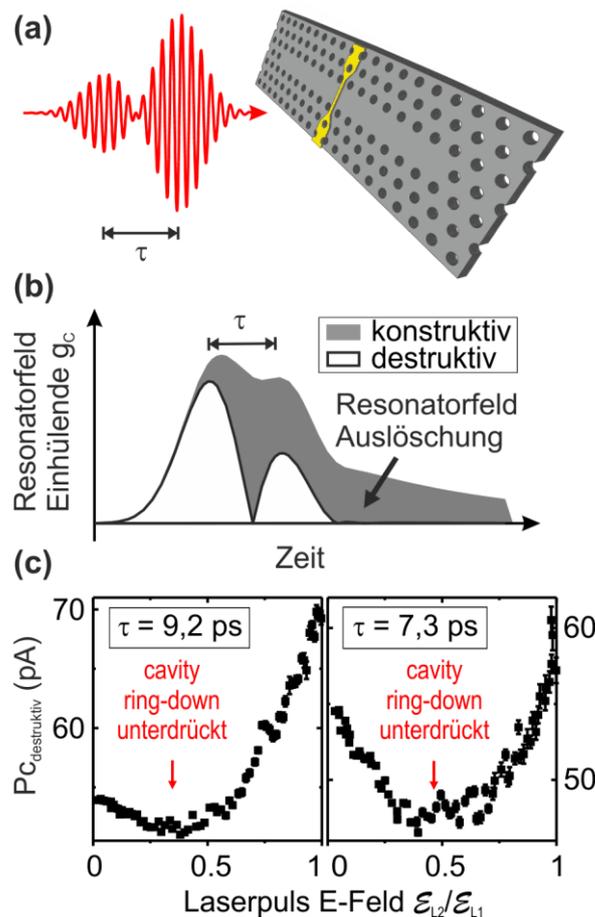


Abbildung 8.6 Kohärente Kontrolle des optischen Resonatorfeldes. (a) Schematische Darstellung der kohärenten Kontrolle mit zwei destruktiv interferierenden Pulsen. Die Amplitude des zweiten Pulses ist verringert. (b) Zeitlicher Verlauf des Resonatorfeldes im Fall konstruktiver und destruktiver Überlagerung. Bei richtig angepassten Pulsamplituden kann das Resonatorfeld „ausgeschaltet“ werden. (c) Experimentelle Demonstration der kohärenten Kontrolle für zwei unterschiedliche Verzögerungszeiten. Die Abbildung ist der Referenz [33] entnommen.

Die kohärente Kontrolle des Resonatorfeldes lässt sich auf alle Resonatortypen und unabhängig vom verwendeten Material anwenden.

Die beschriebenen Ergebnisse sind in der Referenz [33] veröffentlicht.

8.4. Leistungsabhängigkeit des Photostroms bei der Anregung mit einem ps-Laserpuls

Mit steigender Laserintensität wächst die Wahrscheinlichkeit einer Zwei- bzw. Mehrphoton-Absorption. Um dieses Regime zu erreichen werden meistens intensive ultrakurze Laserpulse verwendet [71, 76, 239].

Der quadratische Anstieg des Photostroms als Funktion der Laserleistung bei gepulster Anregung wird auch an der untersuchten Probe (PC331d) beobachtet. Dieser Anstieg entspricht der Zwei-Photon-Absorption (TPA) und tritt ausschließlich bei gepulster Anregung auf. Abbildung 8.7a macht diesen Zusammenhang deutlich. Gemessen an einer Mikrostreifenleitung auf nicht strukturierter GaAs-Oberfläche bei 4,5 K, einer Anregungsenergie von 1,318 eV und einer Laserpulshalbwertsbreite $t_{\text{puls}} = 3,3$ ps wächst der Photostrom quadratisch im Leistungsbereich von 40 nW bis 214 μW . Die Photostromantwort auf die Dauerstrichanregung bei gleicher Anregungsenergie von 1,318 eV ist eine lineare Funktion (schwarz) der Laserleistung. Hierbei findet die Absorption in der Benetzungsschicht statt. Bei einer gepulsten Anregung liefert zusätzlich die Zwei-Photon-Absorption im GaAs einen Beitrag zu dem gemessenen Photostrom. Die Anregungsenergie $E = 1,318$ eV ist kleiner als die Bandlücke von GaAs ($E_G(\text{GaAs}, 4,5 \text{ K}) = 1,5$ eV), weshalb ein kaskadierter Absorptionsprozess zweier Photonen stattfindet. Daraus ergibt sich der beobachtete quadratische Anstieg des Photostroms in Abbildung 8.7a (rot).

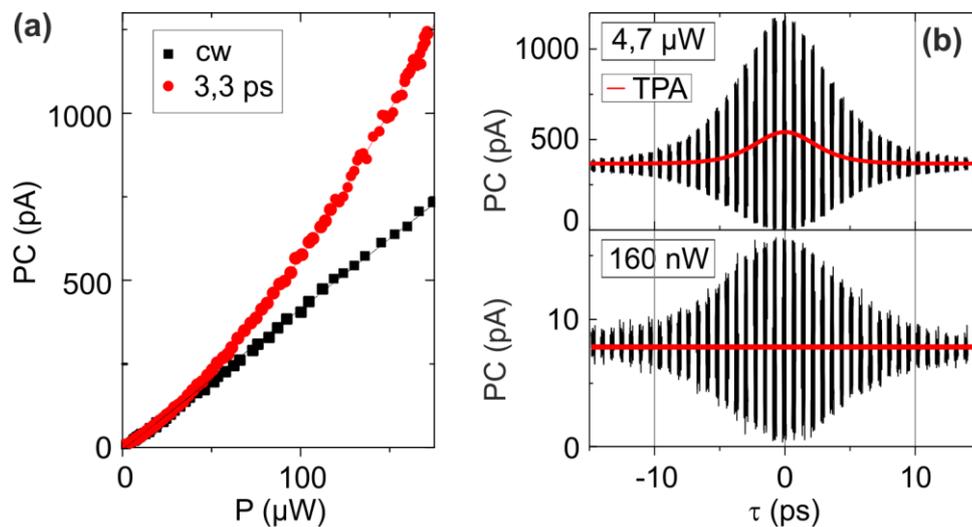


Abbildung 8.7 In den untersuchten Proben kann die Zwei-Photon-Absorption (TPA) bei gepulster Anregung beobachtet werden. (a) Photostrom gemessen an einer unstrukturierten n-i-Schottky-Diode bei Dauerstrich- und gepulster Anregung. Die Anregungsenergie des Lasers ist in beiden Fällen $E = 1,318$ eV. (b) Zwei aufgenommene Photostrom-Interferogramme bei einer mittleren Anregungsleistung von 160 nW und 4,7 μW . Das obere Diagramm ähnelt sehr stark einem typischen Spektrum der interferometrischen Autokorrelation, die den TPA-Prozess ausnutzt [76]. Der Verlauf der Intensitätsautokorrelation ist durch ein Fit in rot hervorgehoben.

Das Regime der Zwei-Photon-Absorption lässt sich aufgrund der Überhöhung des internen Feldes in einem Resonator wesentlich einfacher erreichen. Bei der Untersuchung der Zwei-Puls-Interferenz kann eine Änderung der Photostrom-Interferogramme mit steigender Leistung beobachtet werden (Abbildung 8.7b). Der Resonator wird bei einer Proben temperatur von $T = 4,5 \text{ K}$ fast resonant ($\Delta E_{\text{ref}} = -120 \pm 80 \text{ } \mu\text{eV}$, $E_{\text{Res}} = 1,294 \text{ eV}$) mit einer Pulshalbwertsbreite von $\Delta t = 3,39 \text{ ps}$ angeregt. Bei einer niedrigen Leistung von 160 nW ist das Interferogramm symmetrisch gegenüber dem mittleren Photostrom ($\langle I_{\text{PC}} \rangle = I_{\text{PC}}(\tau \gg 10 \text{ ps})$) (Abbildung 8.7b unten), weil dieser ausschließlich durch die Absorption in der Benetzungsschicht zustande kommt. Eine Steigerung der Laserleistung auf $P = 4,7 \text{ } \mu\text{W}$ erhöht die Wahrscheinlichkeit für den Zwei-Photon-Prozess. Der TPA-Beitrag wirkt sich deutlich auf das gemessene Interferogramm aus (Abbildung 8.7b oben), sodass der maximale Photostrom fast drei Mal höher als sein Mittelwert ist: $I_{\text{PC}}(\tau = 0) \approx 3 \cdot I_{\text{PC}}(\tau \gg 10 \text{ ps})$.

Der Beitrag der Zwei-Photon-Absorption in der Abbildung 8.7b ist zusätzlich durch einen Fit (rot) an den Photostrommittelwert hervorgehoben. Während bei einer niedrigen Anregungsleistung ($P = 160 \text{ nW}$) es eine Gerade mit der Steigung Null ist, entspricht der Verlauf bei $P = 4,7 \text{ } \mu\text{W}$ einer sech^2 -Funktion. Ihre Halbwertsbreite ist gleich $\Delta t_{\text{Int.A.}} = 5,6 \pm 0,4 \text{ ps}$. Der theoretische Wert für die Halbwertsbreite der Intensitätsautokorrelation eines $3,39 \text{ ps}$ langen sech^2 -Laserpulses liegt bei $\Delta t_{\text{Int.A.,th}} \approx 3,39 \cdot 1,543 \text{ ps} \approx 5,23 \text{ ps}$. Die Werte stimmen gut überein. Die verlängerte Wechselwirkungszeit $\tau_{\text{decay}} = Q/\omega_{\text{Res}}$ des Strahlungsfeldes im Resonator wirkt sich wie eine zeitliche Verlängerung des Pulses aus. Außerdem verändert die Filterwirkung der Modenresonanz das Laserpulsspektrum zu einem Lorentz-ähnlichen Profil, was sich ebenfalls auf die Autokorrelationsmessung auswirkt [25]. Für eine exakte Bestimmung der Laserpulsdauer muss gewährleistet sein, dass die spektrale Bandbreite des Pulses und der Modenresonanz, die der Bandbreite des TPA-Prozesses entspricht, möglichst übereinstimmen [240].

9. Fazit und Ausblick

Die vorliegende Dissertation befasst sich mit der Technologieentwicklung der elektrisch kontaktierten zweidimensionalen photonischen Kristall-Resonatoren auf der Basis von GaAs und der Untersuchung ihrer Eigenschaften mit Hilfe der Photolumineszenz und Photostromspektroskopie. Die photonischen Kristall-Membranen bestehen aus einer hochdotierten n^+ -GaAs Kontaktschicht, einer intrinsischen i -GaAs Schicht sowie einer in der Membranmitte eingebetteten Benetzungsschicht aus InGaAs. Die Defektmittelpunkte der zweidimensionalen photonischen Kristall-Resonatoren sind durch einen lithografisch erzeugten Metallkontakt mit Abmessungen im Nanometerbereich elektrisch verbunden, sodass eine lokale n - i -Schottky-Diode entsteht. Obwohl der Metallkontakt die optischen Verluste stark erhöht, können Q -Faktoren von bis zu $Q = 9800$ bei kontaktierten Resonatoren gemessen werden. Dabei besteht der Schlüsselmechanismus für eine hohe Güte in der Minimierung der Kontaktabmessungen und gleichzeitiger Maximierung des Verhältnisses der Resonatordefektlänge zur Kontaktbreite. Im Temperaturbereich von 4,5 K bis 310 K kann ein exponentieller Anstieg des Photostroms beobachtet werden, sodass die photonischen Kristall-Resonator-Photodioden bei resonanter Anregung eine externe Quanteneffizienz von $\eta_{EQE} = 0,26$ erreichen und deshalb als schmalbandige Photodetektoren bei Raumtemperatur betrieben werden können. Mit Hilfe der Zwei-Puls-Interferenz kann der Zugang zu dem Resonatorfeld nach einer ps-Laserpuls-Anregung gezeigt und mit einem analytischen Modell theoretisch beschrieben werden. Hierbei erlaubt die vollständige Phaseninformation des Interferenzsignals eine genaue Bestimmung der Größe und des Vorzeichens der vorliegenden Verstimmung zwischen der Modenresonanz und dem anregenden Laser. Des Weiteren eröffnet die Methode der Zwei-Puls-Interferenz die Möglichkeit der kohärenten Kontrolle des Modenfeldes. Bei einer geeigneten Wahl relativer Laserpulsamplituden kann das Modenfeld auf der Zeitskala der Laserpulsdauer durch destruktive Interferenz deterministisch abgeschaltet werden. Bei hohen Laserpulsleistungen und resonanter Anregung der Moden wird der Prozess der Zwei-Photon-Absorption im GaAs wahrscheinlich. Deshalb wird die photonische Kristall-Resonator-Photodiode als Autokorrelator zur Bestimmung der Laserpulsdauer eingesetzt.

Die hergestellten photonischen Kristall-Resonatoren haben relativ hohe Q -Faktoren von bis zu 12000 bei nicht kontaktierten Resonatoren (gemessen an einem L9 Defekt) und bis 9800 bei kontaktierten Resonatoren (gemessen an einem L15 Defekt). Der Herstellungsprozess bietet dabei viele Optimierungsmöglichkeiten, um die Resonatorgüte weiter zu erhöhen. Als ein Nachteil hat sich dabei die vergleichsweise große Ätzrate von GaAs im $\text{SiCl}_4/\text{O}_2/\text{Ar}$ -Ätzprozess herausgestellt. Während des Plasmazündvorgangs und der Stabilisierung des Plasmas vergehen einige Sekunden, in denen ein verändertes Ätzverhalten vorliegt, das zu einem unerwünschten Ätzprofil innerhalb der Membran führt. Neben der Prozessoptimierung könnte eine Änderung des MBE-Probedesigns helfen, diesen Effekt zu umgehen. Eine zusätzliche Pufferschicht auf der GaAs Membran, die während der Plasmastabilisierung geätzt würde, könnte für optimale Prozessbedingungen beim Ätzen der GaAs Membran sorgen. Die Pufferschicht müsste sich aus AlGaAs sehr hoher Aluminium-Konzentration bzw. reinem AlAs und einer GaAs-Deckschicht zusammensetzen. In dieser Komposition könnten die zusätzlichen Schichten in BHF nasschemisch, nach dem Plasmaätzen und von der Schottky-Kontakt Prozessierung, entfernt werden. Ein weiterer positiver Nebeneffekt wäre eine absolut reine Oberfläche der GaAs-

Membran, welche für hochwertige Schottky-Kontakte notwendig ist. Eine Pufferschicht aus grundverschiedenen Materialien als GaAs und AlGaAs kann zu notching-Effekten führen, was im Fall von Aluminium zu beobachten war.

Kontaktierte photonische Kristall-Resonatoren können Resonanzen hoher Güte aufweisen, wenn die Feldverteilung der Mode im Bereich des Kontaktes einen Knoten besitzt. Mit Hilfe geeigneter Optimierungsmethoden [241] können die Positionen der den Resonatordefekt umgebenden Löcher verändert werden, um den Überlapp zwischen der Modenverteilung und dem Metallkontakt zu verringern. Erste FIT-Simulationsergebnisse bestätigen dies.

Die kontaktierten photonischen Kristall-Resonatoren können als schmalbandige Photodetektoren verwendet werden. Im Temperaturbereich von 4,5 K bis 310 K erhöht sich die externe Quanteneffizienz der Bauelemente mit steigender Temperatur und erreicht bei 310 K einen Wert von 0,26. Da bis zu dieser Temperatur der gemessene Photostromverlauf keine Sättigung zeigt, ist eine weitere Effizienzsteigerung bei höheren Temperaturen zu erwarten. Noch höhere Q-Faktoren könnten die Effizienz der Bauelemente ebenfalls weiter steigern. Dafür ist es aufgrund der bei Raumtemperatur stark erhöhten Exziton-Diffusionslänge nicht notwendig, den Schottky-Kontakt auf den Resonatordefekt zu platzieren. Der Kontakt kann neben oder um den Resonatordefekt herum gelegt werden, um den Q-Faktor nicht zu verringern.

Die Ergebnisse der phasenaufgelösten Zwei-Puls-Interferenzmessungen können sehr genau mit dem vorgestellten analytischen Modell beschrieben und für die Bestimmung der Verstimmung zwischen der Modenresonanz und dem anregenden Laser verwendet werden. Die beschriebenen Resultate, einschließlich der kohärenten Kontrolle des Resonatorfeldes, sind universell auf beliebige Mikroresonatorgeometrien und Materialsysteme anwendbar. Der Vorteil des vorgestellten kontaktierten photonischen Kristall-Resonators liegt in der untergrundfreien Messung des Photostroms. Für eine rein optische Messung des Resonatorfeldes muss teilweise ein erheblicher experimenteller Aufwand betrieben werden, um das resonante Anregungssignal herauszufiltern.

Im Fall einer gepulsten, verstimmtten Anregung einer Resonatormode oszilliert das Modenfeld zunächst mit der Laserfrequenz ω_L . Nach dem Abklingen des Anregungspulses, wenn das Resonatorfeld dem cavity-ring-down entsprechend exponentiell abklingt, oszilliert das Feld mit der Resonanzfrequenz ω_C . Dazwischen findet eine kontinuierliche Frequenzänderung (Chirp) statt. Das Vorzeichen und die Stärke des Chirps können mit Hilfe der Verstimmung zwischen der Modenresonanz und dem anregenden Laser eingestellt werden. Dieses Konzept kann vor allem für die kohärente Präparation von Quantenpunkt-Resonator-Systemen von großem Interesse sein. Anregungsschemata, wie die adiabatische Passage [242–244], können durch die Wahl der Verstimmung maßgeschneidert werden. Ein positiver Chirp kann z. B. mit einem Laserpuls, dessen Frequenz gegenüber der Modenresonanz rot-verschoben ist, erreicht werden. Die Quantenpunktresonanz würde dabei spektral zwischen dem Laser und der Modenresonanz liegen. In dieser Konfiguration würde der Quantenpunkt einem optischen Feld ausgesetzt, welches sich von einer positiven zu einer negativen Verstimmung gegenüber dem Quantenpunkt verändern würde. [33]

Anhang

Zusammenstellung der Prozessparameter

Die Auflistung beinhaltet wichtige Prozessschritte und die zugehörigen Parameter.

Nr	Prozessname	Parameter	Messwerte/Anmerkungen
1	n-Kontakt Pads		
1.1	Probe Belacken	1. AZ6612 5000 rpm für 60 s; 2. Heizplatte: 105 ° C für 60 s	
1.2	Photolithografie	1. Beamerbelichtung 14 s; 2. Entwicklung in MIF 726 für 45 s 3. Neutralisation: H ₂ O für 2 min	„Hardbake“-Schritt nicht nötig
1.3	GaAs-Ätzen	H ₃ PO ₄ :H ₂ O ₂ :H ₂ O=2:1:60 (Vol%)	$R(\text{GaAs}) \approx 60 \text{ nm/min}$ $R(\text{Al}_{0,95}\text{Ga}_{0,05}\text{As}) \gg R(\text{GaAs})$ Die Ätzraten hängen stark von der Temperatur ab.
1.4	n-Kontakt Aufdampfen	15 nm Ge + 5 nm Au + 15 nm CrNi(50:50) + 50 nm Au	Thermischer Aufdampfprozess
1.5	Lift-off n-Kontakt Pads	60° C Aceton, $t \geq 30 \text{ min}$	
1.6	Legieren	390° C, 60 s	Bei höheren Legiertemperaturen wird der Kontakt Schottky-artig
2	Photonische Kristall-Resonatoren		
2.1	PECVD Oxid	400 sccm (SiH ₄ :Ar=2:98) + 400 sccm N ₂ O, 1 Torr, $T = 300^\circ \text{ C}$, $P_{\text{RF}} = 20 \text{ W}$, $t = 68 \text{ s}$	$d \approx 50 \text{ nm}$, $R(\text{SiO}_2) \approx 44 \text{ nm/min}$ (Ellipsometer)
2.2	PMMA Belacken	1. 4 % 950K PMMA in Anisol 5000 rpm, $t = 60 \text{ s}$ 2. Heizplatte: 190° C für 90 s	$d(\text{PMMA}) \approx 160 \text{ nm}$
2.3	E-Beam-Lithografie	15 kV, $\varnothing_{\text{Blende}} = 15 \mu\text{m}$, Vergrößerung $\times 400$, Belichtungsfeld $250 \times 250 \mu\text{m}^2$, Schrittweite 11,7 nm, $D = 110 - 250 \mu\text{C/cm}^2$	$I_{\text{E-Beam}} \approx 60 \text{ pA}$
2.4	Entwicklung	1. MIBK:IPA=1:3 für 45 s 2. IPA für $\geq 60 \text{ s}$	
2.5	PMMA Härten (Flutbelichtung)	5 kV, $\varnothing_{\text{Blende}} = 120 \mu\text{m}$, Vergrößerung $\times 400$, Belichtungsfeld $250 \times 250 \mu\text{m}^2$, $D = 3000 \mu\text{C/cm}^2$	Es kommt zu einer starken Aufladung der Probe, so dass der Elektronenstrahl abgelenkt wird. Der Versatz kann durch leichte Defokussierung kompensiert werden.
2.6	Reinigung der Ätzkammer + Abkühlpause	45 sccm CF ₄ + 5 sccm O ₂ , 15 mTorr, $P_{\text{RF}} = 15 \text{ W}$, $P_{\text{ICP}} = 250 \text{ W}$, $t = 10 \text{ min}$	Danach 30 min Pause

2.7	SiO ₂ Ätzen	20 sccm CHF ₃ + 20 sccm Ar, 30 mTorr, $P_{RF} = 25 \text{ W}$, $t = 8 \text{ min}$	$R(\text{GaAs}) \leq 1 \text{ nm/min}$ (Profilometer, Stufe) $R(\text{SiO}_2) \approx 9 \text{ nm/min}$ (Profilometer, Stufe) $R(\text{SiO}_2, \text{PhCC}) \approx 6 \text{ nm/min}$ (REM, im $\sim 100 \text{ nm}$ Loch)
2.8	Reinigung der Ätzkammer + Abkühlpause, wie 2.6		
2.9	PMMA Veraschen	50 sccm O ₂ , 50 mTorr, $P_{RF} = 25 \text{ W}$, $P_{ICP} = 250 \text{ W}$, $t = 2 \text{ min}$	$R(\text{GaAs}), R(\text{SiO}_2) \approx 0 \text{ nm/min}$
2.10	GaAs Ätzen	7,5 sccm SiCl ₄ + 12,5 sccm Ar + 3,0 sccm O ₂ , 10 mTorr, $P_{RF} = 125 \text{ W}$, $t = 2 \text{ min}$	$R(\text{GaAs}) \approx 600 \pm 50 \text{ nm/min}$ (Profilometer, Stufe) $R(\text{GaAs}, \text{PhCC}) = 180 \pm 30 \text{ nm/min}$ (REM) $R(\text{SiO}_2) = 12,5 \pm 0,5 \text{ nm/min}$ (Profilometer, Stufe)
2.11	SiO ₂ Entfernen	45 sccm CF ₄ + 5 sccm O ₂ , 15 mTorr, $P_{RF} = 15 \text{ W}$, $P_{ICP} = 250 \text{ W}$, $t = 30 \text{ s}$	
3	Schottky-Kontakte		
3.1	Oberfläche Reinigen	15 – 30 s in 1 % KOH	
3.2	PMMA Belacken und E-Beam-Lithografie	Wie 2.2 bis 2.5 $D = 150 \mu\text{C}/\text{cm}^2$	
3.3	Kontakte Aufdampfen	5 nm Cr + 5 nm Au + 10 nm Al	Thermischer Aufdampfprozess. Die zusätzliche Aluminiumschicht. Sorgt für nötigen Kontrast während der optischen Lithografie bei der Justage der Schottky-Pads gegenüber den Leiterbahnen. Die Aluminiumschicht wird beim Unterätzen in der Flusssäure vollständig entfernt.
3.4	Lift-off	Aceton, $t \geq 15 \text{ min}$	Der Lift-off Prozess wird mit einen 1 – 2 s Ultraschall-Schritt, niedrigster Leistung, im Aceton begonnen. Falls die Lackseitenwände mit einem dünnen Metallfilm belegt sind, wird dieser durch den Ultraschall sehr effektiv eingerissen.
4	Schottky-Pads		
4.1	Probe Belacken	1. LOR 5000 rpm für 60 s Heizplatte: 150 ° C für 2 min 2. AZ6612 5000 rpm für < 60 s; Heizplatte: 105 ° C für 60 s	Zu 1. Die Backtemperatur und –zeit stellt die Löslichkeit von LOR im Entwickler ein. Zu 2. Der Lack wird bereits bei einem rotierenden Spinner auf die Probe pipettiert. Dadurch wird verhindert, dass die LOR-Oberfläche durch das Lösungsmittel im AZ6612-Lack

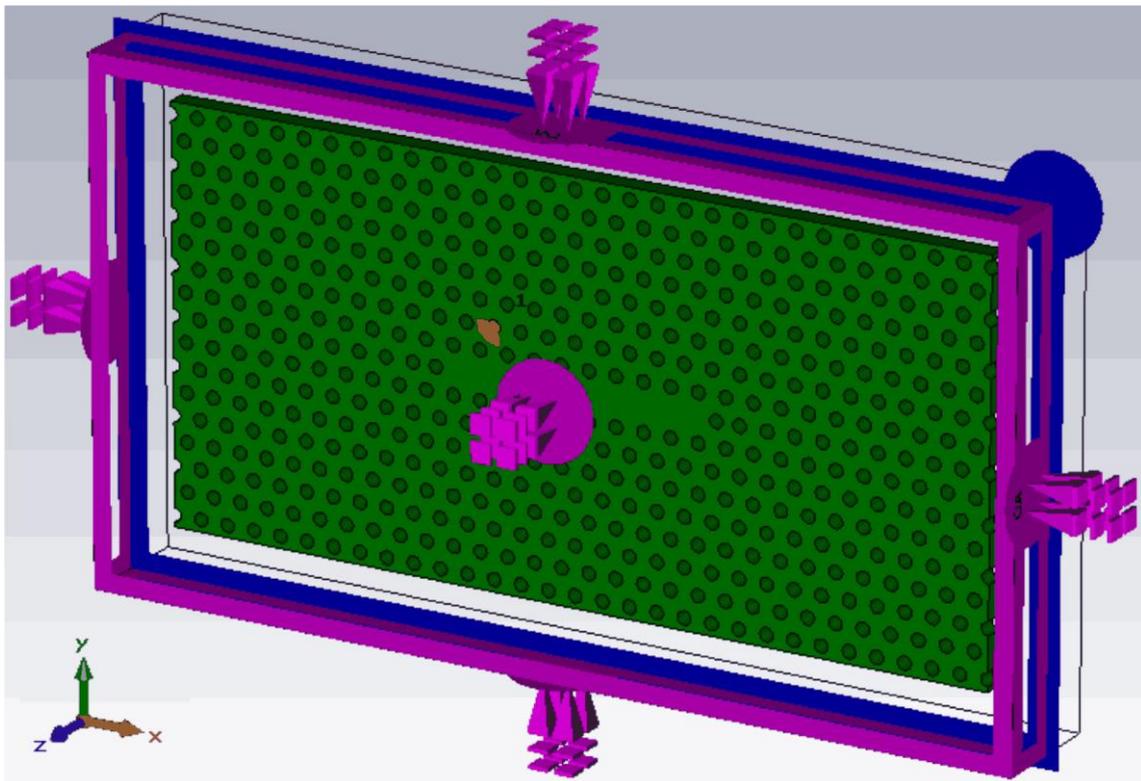
			unnötig angegriffen wird.
4.2	Photolithografie	<ol style="list-style-type: none"> 1. Beamerbelichtung 20 s; 2. Entwicklung in MIF 726 für 2 min 3. Neutralisation: H₂O für 2 min 	
4.3	Pads Aufdampfen	25 nm Cr + 150 nm Au	
4.4	Lift-off	<ol style="list-style-type: none"> 1. Remover PG ca. 1 h bei 70° C 2. Neutralisation IPA 2 × 10 min 	
5	Unterätzen der Membranen		
5.1	Unterätzen	<ol style="list-style-type: none"> 1. 6% BHF:H₂O=1:80, ca. 90 s 2. Neutralisation H₂O 2 min 	<p>Regelmäßige optische Kontrolle ermöglicht die Bestimmung des optimalen Unterätzungsgrades. Während der Kontrolle befindet sich die Probe an der Luft und wird oxidiert. Anders als das kristalline GaAs wird die ca. 1 nm dicke Oxidschicht in der Säurelösung geätzt. Daraus kann vor allem im Bereich der Metallkontakte ein ungewolltes Ätzprofil entstehen.</p> <p>Während des Ätzprozesses entstehen voraussichtlich AlF₃-Kristalle</p>
5.2	KOH Reinigung	<ol style="list-style-type: none"> 1. 1% KOH für 15 – 30 s 2. Neutralisation H₂O 2 min 	Die AlF ₃ -Kristalle werden in der KOH-Lösung vollständig entfernt. Abhängig von ihrer Größe muss die Ätzzeit angepasst werden.

Verwendete Proben

Probenname	MBE-Probenname (AG Wieck, Ruhr Universität Bochum)	Probeneigenschaften
PC327a-d	Bo13801 nf	hohe homogene QD-Dichte, undotiert
PC329a-d	Bo13801 nf	hohe homogene QD-Dichte, undotiert
PC331a-e	Bo14009 nf, e	QD-Gradient, n-i-Schichtfolge. PC331a weist eine sehr niedrige QD-Dichte auf. Auf anderen Probenabschnitten ist nur die InGaAs-Benetzungsschicht vorhanden.
PC333	Bo14007 2f, d	QD-Gradient, n-i-Schichtfolge. Das Probenstück weist eine hohe QD-Dichte auf.
PC336	Bo14000 sf, d	hohe homogene QD-Dichte, undotiert

CST Simulation

Die Spektren der photonischen Kristall-Resonatoren und die E-Feld-Verteilung der Resonatormoden wurden mit Hilfe des kommerziellen Programms CST Studio Suite auf der Basis der Methode der finiten Integration berechnet. Die Geometrie des L9 photonischen Kristall-Resonators ist in folgender Abbildung gezeigt. Um die Rechenzeit zu verkürzen, ist eine Symmetrieebene (blau) bei $z = 0$ definiert. Dabei wird das H-Feld bei $z = 0$ tangential zu der x-y-Ebene gleich Null gesetzt. Um Reflektionen an den Rändern des Simulationsraums zu vermeiden, wurden offene Randbedingungen gewählt. Der Simulationsraum ist mit einer PML Schicht umgeben (engl. *perfectly matched layer*) [245, 246]. In der folgenden Tabelle sind die Simulationsparameter zusammengefasst.



Ein Screenshot des simulierten L9 photonischen Kristall-Resonators. Ebenfalls abgebildet sind die Symmetrieebene (blau) und die PML-Grenzen (rosa). Neben dem Resonatordefekt befindet sich das Anregungsdipol.

Geometrie	
Gitterkonstante a	250 nm
Radius r	$0,25 \cdot a = 62,5$
Membrandicke d	180 nm
Brechungsindex n	3,4
Strukturgröße in der x-y-Ebene L9	$30 \cdot a \times 17 \cdot \sqrt{3}/2 \cdot a$
Strukturgröße in der x-y-Ebene L15	$34 \cdot a \times 17 \cdot \sqrt{3}/2 \cdot a$

Diskretisierung PhCC $dx \times dy \times dz$	$10 \text{ nm} \times 10 \text{ nm} \times 10 \text{ nm}$
Diskretisierung Vakuum $dx \times dy \times dz$	$30 \text{ nm} \times 30 \text{ nm} \times 30 \text{ nm}$
Simulationsraum	
Frequenzbereich ω	$2\pi \cdot (270..360) \text{ THz}$
Symmetrieebene	$z = 0; H_x, H_y = 0$
Randbedingungen	Offen (PML)
Abstand zu PML	$2\lambda, (\lambda = 315 \text{ THz}/c)$

Herleitung des analytischen Modells

Die Autokorrelation des analytischen Verlaufs des Resonatorfeldes wurde von Prof. Dr. Jens Förstner hergeleitet [34].

Der Ausgangspunkt ist der zeitliche Verlauf des Resonatorfeldes, approximiert durch zwei Exponentialfunktionen

$$\mathcal{E}_C(t) \approx \begin{cases} e^{+\gamma_1 t}, & t \leq 0 \\ e^{-\gamma_2 t} e^{i\omega_{C-L} t}, & t \geq 0 \end{cases}$$

Da die Autokorrelation einer komplexen Funktion eine hermitesche Funktion ist [75], ist es hinreichend die Berechnung für z. B. positive Verzögerungen $\tau \geq 0$ auszuführen und anschließend, durch Anwenden von Symmetrieeigenschaften, auf negative Verzögerungen zu übertragen

$$\begin{aligned} X(\tau) &= \int_{-\infty}^{\infty} \mathcal{E}_C(t) \mathcal{E}_C(t - \tau) dt \\ &= \int_{-\infty}^0 \mathcal{E}_C(t) \mathcal{E}_C(t - \tau) dt + \int_0^{\tau} \mathcal{E}_C(t) \mathcal{E}_C(t - \tau) dt + \int_{\tau}^{\infty} \mathcal{E}_C(t) \mathcal{E}_C(t - \tau) dt \\ &= \int_{-\infty}^0 e^{\gamma_1 t} e^{\gamma_1 (t - \tau)} dt + \int_0^{\tau} e^{-\gamma_2 t} e^{i\omega_{C-L} t} e^{\gamma_1 (t - \tau)} dt + \int_{\tau}^{\infty} e^{-\gamma_2 t} e^{i\omega_{C-L} t} e^{-\gamma_2 (t - \tau)} e^{i\omega_{C-L} (t - \tau)} dt \\ &= e^{-\gamma_1 \tau} \left[\frac{e^{2\gamma_1 t}}{2\gamma_1} \right]_{-\infty}^0 + e^{-\gamma_1 \tau} \left[\frac{e^{(\gamma_1 - \gamma_2)t} e^{i\omega_{C-L} t}}{\gamma_1 - \gamma_2 + i\omega_{C-L}} \right]_0^{\tau} + e^{\gamma_2 \tau} e^{i\omega_{C-L} \tau} \left[\frac{e^{-2\gamma_2 t}}{-2\gamma_2} \right]_{\tau}^{\infty} \\ &= \frac{e^{-\gamma_1 \tau}}{2\gamma_1} + \frac{e^{(-\gamma_2 + i\omega_{C-L})\tau} - e^{-\gamma_1 \tau}}{\gamma_1 - \gamma_2 + i\omega_{C-L}} + \frac{e^{-\gamma_2 \tau} e^{i\omega_{C-L} \tau}}{2\gamma_2} \\ &= \underbrace{\left(\frac{1}{2\gamma_1} - \frac{1}{\gamma_1 - \gamma_2 + i\omega_{C-L}} \right)}_{c_1} e^{-\gamma_1 \tau} + \underbrace{\left(\frac{1}{2\gamma_2} - \frac{1}{\gamma_1 - \gamma_2 + i\omega_{C-L}} \right)}_{c_2} e^{-\gamma_2 \tau} e^{i\omega_{C-L} \tau} \end{aligned}$$

Zeichen und Abkürzungen

Zeichen

λ	Wellenlänge im Vakuum
n	Brechungsindex
Δn	Brechungsindexänderung
ω (ω_C)	Kreisfrequenz (der Resonatormode)
$\Delta\omega$	Spektrale Resonanzlinienbreite
ω_{C-L}	Verstimmung zwischen der Resonatormode und dem anregenden Laser
E, E_G	Energie, Bandlücke
E_X, E_A	Exziton-Bindungsenergie, Aktivierungsenergie
ΔE	(i) Energiedifferenz (ii) Verstimmung
ΔE_{ref}	Verstimmung des gepulsten Lasers gegenüber der Modenresonanz, gemessen mit dem Spektrometer
ΔE_{Fit}	Verstimmung des gepulsten Lasers gegenüber der Modenresonanz, gewonnen aus dem Fit des analytischen Modells
L	Resonatordefektlänge
a	Gitterkonstante der photonischen Kristalle
r	Lochradius der photonischen Kristalle
w	Breite der Schottky-Kontakte
h	Dicke der Schottky-Kontakte
$d_{\text{GaAs}}, d_{\text{SiO}_2}$	Dicke der GaAs-Membran bzw. der SiO ₂ -Maske
S	Selektivität
$R, R_{\parallel}, R_{\perp}$	Ätzrate, laterale-, vertikale Ätzrate
R_D	Depositionsrate
N_D	Donator-Dotierdichte

D	Belichtungsdosis
$P_{\text{RF}}, P_{\text{ICP}}$	RIE-, ICP-Leistung
p	Kammerdruck
Q	Q-Faktor
P	Optische Leistung
V_{m}	Modenvolumen
t_{decay}	Abklingkonstante der Resonatormode
t_{puls}	Halbwertsbreite des Laserpulses im Zeitbereich
$\mathcal{E}_{\text{L}}(t); \mathcal{E}_{1,2}$	Zeitabhängige optische Feldstärke des anregenden Lasers; Feldstärke des ersten bzw. zweiten Laserpulses
τ	Zeitlicher Abstand zwischen zwei aufeinander folgenden ps-Laserpuls
$\mathcal{E}_{\text{C}}(t)$	zeitabhängige Feldstärke der Resonatormode
$g_{\text{C}}(t)$	Einhüllende der zeitabhängigen Feldstärke der Resonatormode
ϕ	(i) Phase zwischen dem Resonatorfeld und dem Laserfeld (ii) Gasfluss; Das Symbol ist stets mit einem Index versehen, z. B. ϕ_{O_2}
$X(\tau)$	Autokorrelationsfunktion
$X_{\text{C}}(\tau), X_{\text{L}}(\tau)$	Autokorrelationsfunktion des Moden- und Laserfeldes
$I(t)$	(i) Zeitabhängige optische Intensität (ii) (Photo)-Strom
T	Temperatur
η_{EQE}	externe Quanteneffizienz

Abkürzungen

AFM	Atomkraft-Mikroskop (engl. <i>atomic force microscope</i>)
AlAs	Aluminiumarsenid
AlF ₃	Aluminiumfluorid
AlGaAs	Aluminiumgalliumarsenid

Ar	Argon
AsH ₃	Arsin
Au	Gold
BHF	gepufferte Flusssäure (engl. <i>buffered hydrofluoric acid</i>)
CF ₄	Tetrafluormethan
CHF ₃	Trifluormethan
Cr	Chrom
EBL	Elektronenstrahlolithographie (engl. <i>electron beam lithography</i>)
EDX	Energiedispersive Röntgenspektroskopie
FIT	Methode der Finiten Integration (engl. <i>finite integral technique</i>)
GaAs	Galliumarsenid
GaF ₃	Galliumfluorid
HF	Flusssäure (engl. <i>hydrofluoric acid</i>)
ICP	Induktiv gekoppeltes Plasma (engl. <i>inductively coupled plasma</i>)
InAs	Indiumarsenid
InGaAs	Indiumgalliumarsenid
LOR	Lift-off Resist
MBE	Molekularstrahlepitaxie (engl. <i>molecular beam epitaxy</i>)
MGE	Gitter-Maxwellgleichung (engl. <i>Maxwell grid equation</i>)
MPB	MIT Photonic-Bands, Simulationssoftware basierend auf der Entwicklung nach ebenen Wellen
O ₂	Sauerstoffmolekül
OPA	Ein-Photon-Absorption (engl. <i>one photon absorption</i>)
PBG	photonische Bandlücke (engl. <i>photonic band gap</i>)
PC	Photostrom (engl. <i>photocurrent</i>)
PECVD	plasmaunterstützte chemische Gasphasenabscheidung (engl. <i>plasma-enhanced chemical vapour deposition</i>)

PhC	photonischer Kristall (engl. <i>photonic crystal</i>)
PhCC	photonischer Kristall-Resonator (engl. <i>photonic crystal cavity</i>)
PL	Photolumineszenz
PMMA	Polymethylmethacrylat
Q	Q-Faktor
QD	Quantenpunkt (engl. <i>quantum dot</i>)
REM	Rasterelektronenmikroskop
RIE	reaktives Ionenätzen (engl. <i>reactive ion etching</i>)
RTA	Kurzzeittemperaturverfahren (engl. <i>rapid thermal annealing</i>)
SiCl ₄	Siliziumtetrachlorid
SiO ₂	Siliziumdioxid
TCMT	Theorie gekoppelter Moden im Zeitbereich (<i>temporal coupled mode theory</i>)
TPA	Zwei-Photon-Absorption (engl. <i>two photon absorption</i>)
WL	Benetzungsschicht (engl. <i>wetting layer</i>)
X-STM	Querschnitts-Rastertunnelmikroskop (engl. <i>cross-sectional scanning tunneling microscope</i>)

Literaturverzeichnis

- [1] YABLONOVITCH, Eli: Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics. *Physical Review Letters*, **1987**, 58. 20, 2059–2062. DOI: 10.1103/PhysRevLett.58.2059.
- [2] JOHN, Sajeev: Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices. *Physical Review Letters*, **1987**, 58. 23, 2486–2489. DOI: 10.1103/PhysRevLett.58.2486.
- [3] MEADE, Robert D.; DEVENYI, A.; JOANNOPOULOS, J. D.; ALERHAND, O. L.; SMITH, D. A.; KASH, K.: Novel applications of photonic band gap materials: Low-loss bends and high Q cavities. *Journal of Applied Physics*, **1994**, 75. 9, 4753–4755. DOI: 10.1063/1.355934.
- [4] FAN, Shanhui; VILLENEUVE, Pierre R.; JOANNOPOULOS, J. D.; HAUS, H. A.: Channel Drop Tunneling through Localized States. *Phys. Rev. Lett.*, **1998**, 80. 5, 960–963. DOI: 10.1103/PhysRevLett.80.960.
- [5] LABILLOY, D.; BENISTY, H.; WEISBUCH, C.; SMITH, C. J.M.; KRAUSS, T. F.; HOUDRÉ, R.; OESTERLE, U.: Finely resolved transmission spectra and band structure of two-dimensional photonic crystals using emission from InAs quantum dots. *Phys. Rev. B*, **1999**, 59. 3, 1649–1652. DOI: 10.1103/PhysRevB.59.1649.
- [6] JOHNSON, Steven G.; FAN, Shanhui; VILLENEUVE, Pierre R.; JOANNOPOULOS, J. D.; KOLODZIEJSKI, L. A.: Guided modes in photonic crystal slabs. *Phys. Rev. B*, **1999**, 60. 8, 5751–5758. DOI: 10.1103/PhysRevB.60.5751.
- [7] JOANNOPOULOS, John D.: *Photonic crystals: Molding the flow of light*, 2nd ed.; Princeton Univ. Press: Princeton, NJ, **2008**. ISBN 9780691124568.
- [8] Vahala, K., Ed.: *Optical microcavities*; World Scientific: Singapore, **2007**. ISBN 981-238-775-7.
- [9] ASANO, Takashi; OCHI, Yoshiaki; TAKAHASHI, Yasushi; KISHIMOTO, Katsuhiro; NODA, Susumu: Photonic crystal nanocavity with a Q factor exceeding eleven million. *Opt. Express*, **2017**, 25. 3, 1769. DOI: 10.1364/OE.25.001769.
- [10] CHALCRAFT, A. R.A.; LAM, S.; JONES, B. D.; SZYMANSKI, D.; OULTON, R.; THIJSEN, A. C.T.; SKOLNICK, M. S.; WHITTAKER, D. M.; KRAUSS, T. F.; FOX, A. M.: Mode structure of coupled L3 photonic crystal cavities. *Optics express*, **2011**, 19. 6, 5670–5675. DOI: 10.1364/OE.19.005670.
- [11] FARAON, Andrei; WAKS, Edo; ENGLUND, Dirk; FUSHMAN, Ilya; VUČKOVIĆ, Jelena: Efficient photonic crystal cavity-waveguide couplers. *Appl. Phys. Lett.*, **2007**, 90. 7, 73102. DOI: 10.1063/1.2472534.

- [12] FARAON, Andrei; MAJUMDAR, Arka; KIM, Hyochul; PETROFF, Pierre; VUCKOVIC, Jelena: Fast electrical control of a quantum dot strongly coupled to a photonic-crystal cavity. *Physical Review Letters*, **2010**, *104*. 4, 47402. DOI: 10.1103/PhysRevLett.104.047402.
- [13] HARET, Laurent-Daniel; CHECOURY, Xavier; BAYLE, Fabien; CAZIER, Nicolas; BOUCAUD, Philippe; COMBRIE, Sylvain; ROSSI, Alfredo de: Schottky MSM junctions for carrier depletion in silicon photonic crystal microcavities. *Optics express*, **2013**, *21*. 8, 10324–10334. DOI: 10.1364/OE.21.010324.
- [14] JEONG, Kwang-Yong; NO, You-Shin; HWANG, Yongsop; KIM, Ki S.; SEO, Min-Kyo; PARK, Hong-Gyu; LEE, Yong-Hee: Electrically driven nanobeam laser. *Nat Comms*, **2013**, *4*, 839. DOI: 10.1038/ncomms3822.
- [15] TAKIGUCHI, Masato; TANIYAMA, Hideaki; SUMIKURA, Hisashi; BIROWOSUTO, Muhammad D.; KURAMOCHI, Eiichi; SHINYA, Akihiko; SATO, Tomonari; TAKEDA, Koji; MATSUO, Shinji; NOTOMI, Masaya: Systematic study of thresholdless oscillation in high-beta buried multiple-quantum-well photonic crystal nanocavity lasers. *Optics express*, **2016**, *24*. 4, 3441–3450. DOI: 10.1364/OE.24.003441.
- [16] MICHLER, P.; KIRAZ, A.; BECHER, C.; SCHOENFELD, W. V.; PETROFF, P. M.; Lidong Zhang; HU, E.; IMAMOGLU, A.: A Quantum Dot Single-Photon Turnstile Device. *Science*, **2000**, *290*. 5500, 2282–2285. DOI: 10.1126/science.290.5500.2282.
- [17] DORY, Constantin; FISCHER, Kevin A.; MULLER, Kai; LAGOUDAKIS, Konstantinos G.; SARMIENTO, Tomas; RUNDQUIST, Armand; ZHANG, Jingyuan L.; KELAITA, Yousif; VUCKOVIC, Jelena: Complete Coherent Control of a Quantum Dot Strongly Coupled to a Nanocavity. *Scientific reports*, **2016**, *6*, 25172. DOI: 10.1038/srep25172.
- [18] FINDEIS, F.; BAIER, M.; BEHAM, E.; ZRENNER, Artur; ABSTREITER, Gerhard: Photocurrent and photoluminescence of a single self-assembled quantum dot in electric fields. *Appl. Phys. Lett*, **2001**, *78*. 19, 2958. DOI: 10.1063/1.1369148.
- [19] LAUCHT, A.; VILLAS-BÔAS, J. M.; STOBBE, S.; HAUKE, N.; HOFBAUER, F.; BÖHM, G.; LODAHL, P.; AMANN, M.-C.; KANIBER, M.; FINLEY, J. J.: Mutual coupling of two semiconductor quantum dots via an optical nanocavity. *Phys. Rev. B*, **2010**, *82*. 7. DOI: 10.1103/PhysRevB.82.075305.
- [20] PAGLIANO, Francesco; CHO, YongJin; XIA, Tian; VAN OTTEN, Frank; JOHNE, Robert; FIORE, Andrea: Dynamically controlling the emission of single excitons in photonic crystal cavities. *Nature communications*, **2014**, *5*, 5786. DOI: 10.1038/ncomms6786.
- [21] HOFBAUER, F.; GRIMMINGER, S.; ANGELE, J.; BÖHM, G.; MEYER, R.; AMANN, M. C.; FINLEY, J. J.: Electrically probing photonic bandgap phenomena in contacted defect nanocavities. *Appl. Phys. Lett.*, **2007**, *91*. 20, 201111. DOI: 10.1063/1.2812576.
- [22] NOTOMI, Masaya: Pure-crystal-silicon detector has ultralow dark current. *SPIE Newsroom*, **2010**. DOI: 10.1117/2.1201004.002936.

- [23] SHAMBAT, Gary; ELLIS, Bryan; MAJUMDAR, Arka; PETYKIEWICZ, Jan; MAYER, Marie A.; SARMIENTO, Tomas; HARRIS, James; HALLER, Eugene E.; VUCKOVIC, Jelena: Ultrafast direct modulation of a single-mode photonic crystal nanocavity light-emitting diode. *Nature communications*, **2011**, 2, 539. DOI: 10.1038/ncomms1543.
- [24] MICHAELIS DE VASCONCELLOS, S.; GORDON, S.; BICHLER, Max; MEIER, T.; ZRENNER, Artur; MICHAELIS VASCONCELLOS, S. de: Coherent control of a single exciton qubit by optoelectronic manipulation. *Nature Photon*, **2010**, 4, 8, 545–548. DOI: 10.1038/nphoton.2010.124.
- [25] FOLLIOU, H.; LYNCH, M.; BRADLEY, A. L.; DUNBAR, L. A.; HEGARTY, J.; DONEGAN, J. F.; BARRY, L. P.; ROBERTS, J. S.; HILL, G.: Two-photon absorption photocurrent enhancement in bulk AlGaAs semiconductor microcavities. *Appl. Phys. Lett.*, **2002**, 80, 8, 1328. DOI: 10.1063/1.1455694.
- [26] KRUG, T.; LYNCH, M.; BRADLEY, A. L.; DONEGAN, J. F.; BARRY, L. P.; FOLLIOU, H.; ROBERTS, J. S.; HILL, G.: High-Sensitivity Two-Photon Absorption Microcavity Autocorrelator. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **2004**, 16, 6, 1543–1545. DOI: 10.1109/LPT.2004.827102.
- [27] MAGUIRE, P. J.; BARRY, L. P.; KRUG, T.; GUO, W. H.; O'DOWD, J.; LYNCH, M.; BRADLEY, A. L.; DONEGAN, J. F.; FOLLIOU, H.: Optical signal processing via two-photon absorption in a semiconductor microcavity for the next generation of high-speed optical communications network. *J. Lightwave Technol.*, **2006**, 24, 7, 2683–2692. DOI: 10.1109/JLT.2006.875202.
- [28] GAN, Xuetao; YAO, Xinwen; SHIUE, Ren-Jye; HATAMI, Fariba; ENGLUND, Dirk: Photonic crystal cavity-assisted upconversion infrared photodetector. *Opt. Express*, **2015**, 23, 10, 12998. DOI: 10.1364/OE.23.012998.
- [29] HECHT, Eugene: *Optik*, 5th ed.; Oldenbourg: München, **2009**. ISBN 978-3-486-58861-3.
- [30] PURCELL, Edward M.: Spontaneous emission probabilities at radio frequencies. *Phys. Rev.*, **1946**, 69, 11-12, 674.
- [31] MARCUSE, D.: Coupled mode theory of optical resonant cavities. *IEEE J. Quantum Electron.*, **1985**, 21, 11, 1819–1826. DOI: 10.1109/JQE.1985.1072590.
- [32] HAUS, H. A.; HUANG, W.: Coupled-mode theory. *Proc. IEEE*, **1991**, 79, 10, 1505–1518. DOI: 10.1109/5.104225.
- [33] QUIRING, Wadim; JONAS, Bjorn; FORSTNER, Jens; RAI, Ashish K.; REUTER, Dirk; WIECK, Andreas D.; ZRENNER, Artur: Phase sensitive properties and coherent manipulation of a photonic crystal microcavity. *Optics express*, **2016**, 24, 18, 20672–20684. DOI: 10.1364/OE.24.020672.
- [34] FÖRSTNER, Jens: Herleitung des analytischen Modells für die Beschreibung der Zwei-Puls-Interferenz. Paderborn. Email, Januar 04, 2016.

- [35] JOHNSON, Steven; JOANNOPOULOS, John: Block-iterative frequency-domain methods for Maxwell's equations in a planewave basis. *Opt. Express*, **2001**, 8. 3, 173. DOI: 10.1364/OE.8.000173.
- [36] Thomas Weiland: Eine Methode zur Lösung der Maxwell'schen Gleichungen für sechskomponentige Felder auf diskreter Basis. <https://opacplus.bsb-muenchen.de/metaopac/search?View=default&db=100&id=BV039559202>, **1977** (Überprüft am 31.08.2016).
- [37] SAKODA, Kazuaki: *Optical properties of photonic crystals: With 28 tables*; Springer: Berlin u.a., **2001**. 3-540-41199-2.
- [38] Johnson, S.G.; Joannopoulos, J.D.; Soljačić, M.: MIT Photonic Bands: Dokumentation und Download von MPB. http://ab-initio.mit.edu/wiki/index.php/MIT_Photonic_Bands (Überprüft am 05.08. 2016).
- [39] Prof. Dr.-Ing. Thomas Weiland: *Verfahren und Anwendungen der Feldsimulation I: Skriptum zur Vorlesung*, Technische Universität Darmstadt, Fachgebiet Theorie Elektromagnetischer Felder, Schloßgartenstr. 8, 64829 Darmstadt, **Januar 27, 2012**.
- [40] *Microwave Studio: Online Help*; CST Computer Simulation Technology AG.
- [41] YEE, Kane: Numerical solution of initial boundary value problems involving maxwell's equations in isotropic media. *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, **1966**, 14. 3, 302–307. DOI: 10.1109/TAP.1966.1138693.
- [42] SINGH, Jasprit: *Electronic and optoelectronic properties of semiconductor structures*, 1st ed.; Cambridge Univ. Press: Cambridge, **2007**. ISBN 0-521-03574-0.
- [43] YU, Peter Y.; CARDONA, Manuel: *Fundamentals of semiconductors: Physics and materials properties ; with 50 tables and 105 problems*, 1st ed.; Springer: Berlin, **1996**. ISBN 3-540-58307-6.
- [44] SHIK, Alexander Y.: *Quantum wells: Physics and electronics of two-dimensional systems*; World Scientific: Singapore, **1999**. ISBN 981-02-3279-9.
- [45] MICHLER, Peter: *Single Semiconductor Quantum Dots*; Springer-Verlag Berlin Heidelberg: Berlin, Heidelberg, **2009**. DOI: 10.1007/978-3-540-87446-1. ISBN 3540874461.
- [46] KITTEL, Charles: *Einführung in die Festkörperphysik*, 14th ed.; Oldenbourg: München, **2006**. ISBN 3-486-57723-9.
- [47] KELLY, Michael J.: *Low-dimensional semiconductors: Materials, physics, technology, devices*; Clarendon Press: Oxford, **2005**. ISBN 0198517815.
- [48] NOLTING, Wolfgang: *Grundkurs Theoretische Physik 5.1*, 8rd ed.; Vieweg; Springer: Braunschweig, Berlin, **2013**. ISBN 978-3-642-25402-4

- [49] KIRA, Mackillo; KOCH, Stephan W.: *Semiconductor quantum optics*; Cambridge University Press: Cambridge, New York, **2012**. ISBN 978-0-521-87509-7.
- [50] MESCHÉDE, Dieter: *Gerthsen Physik*, 25th ed.; Springer Berlin Heidelberg: Berlin, Heidelberg, **2015**. ISBN 978-3-662-45977-5.
- [51] Gallium arsenide (GaAs) dielectric constants. In: *Group IV Elements, IV-IV and III-V Compounds. Part a - Lattice Properties*. Madelung, O., Rössler, U., Schulz, M., Eds.; Springer-Verlag: Berlin/Heidelberg, **2001**; Vol. *a*; pp. 1–11. 10.1007/b60136. 3-540-64070-3.
- [52] FINDEIS, Frank: *Optical Spectroscopy on Single Self-assembled Quantum Dots*. Dissertation, Technische Universität München: München, **2001**.
- [53] ZRENNER, Artur; BEHAM, E.; STUFLER, S.; FINDEIS, F.; BICHLER, M.; ABSTREITER, Gerhard: Coherent properties of a two-level system based on a quantum-dot photodiode. *Nature*, **2002**, *418*. 6898, 612–614. DOI: 10.1038/nature00912.
- [54] STUFLER, Stefan: *Kohärente optische Eigenschaften einzelner Halbleiter-Quantenpunkte*. Dissertation, Universität Paderborn: Paderborn, **2005**.
- [55] RAI, Ashish K.: *Optically pumped and electrically triggered single photon emission from a single quantum dot*. Dissertation, Ruhr-Universität Bochum: Bochum, **Januar 31, 2013**. <http://www-brs.ub.ruhr-uni-bochum.de/net/html/HSS/Diss/RaiAshishKumar/diss.pdf>.
- [56] ADACHI, Sadao: *Physical properties of III-V semiconductor compounds: InP, InAs, GaAs, GaP, InGaAs, and InGaAsP*; Wiley: New York, **1992**. ISBN 9780471573296.
- [57] Sze, S.M.; Ng, K.K., Eds.: *Physics of semiconductor devices*; John Wiley & Sons: New York, **2007**. ISBN 0-471-14323-5.
- [58] MICHLER, Peter: *Single Quantum Dots: Fundamentals, Applications, and New Concepts*; Springer: Berlin, **2003**. DOI: 10.1007/b13751. ISBN 978-3-540-14022-1.
- [59] Bimberg, D., Ed.: *Semiconductor nanostructures*; Springer: Berlin, **2008**. ISBN 3540778985.
- [60] POHL, Udo W.: *Epitaxy of Semiconductors: Introduction to Physical Principles*; Springer: Berlin, Heidelberg, **2013**. DOI: 10.1007/978-3-642-32970-8. ISBN 978-3-642-32969-2.
- [61] BRULS, D. M.; VUGS, J. W.A.M.; KOENRAAD, P. M.; SALEMINK, H. W.M.; WOLTER, J. H.; HOPKINSON, M.; SKOLNICK, M. S.; LONG, Fei; GILL, S. P.A.: Determination of the shape and indium distribution of low-growth-rate InAs quantum dots by cross-sectional scanning tunneling microscopy. *Appl. Phys. Lett.*, **2002**, *81*. 9, 1708. DOI: 10.1063/1.1504162.

- [62] VURGAFTMAN, I.; MEYER, J. R.; RAM-MOHAN, L. R.: Band parameters for III–V compound semiconductors and their alloys. *J. Appl. Phys.*, **2001**, *89*. 11, 5815. DOI: 10.1063/1.1368156.
- [63] LANGE, C.; KÖSTER, N. S.; CHATTERJEE, S.; SIGG, H.; CHRASTINA, D.; ISELLA, G.; KÄNEL, H. von; KUNERT, B.; STOLZ, W.: Comparison of ultrafast carrier thermalization in $GaxIn_{1-x}As$ and Ge quantum wells. *Phys. Rev. B*, **2010**, *81*. 4. DOI: 10.1103/PhysRevB.81.045320.
- [64] FUJITA, Masayuki; TAKAHASHI, Shigeki; TANAKA, Yoshinori; ASANO, Takashi; NODA, Susumu: Simultaneous inhibition and redistribution of spontaneous light emission in photonic crystals. *Science (New York, N.Y.)*, **2005**, *308*. 5726, 1296–1298. DOI: 10.1126/science.1110417.
- [65] LABILLOY, D.; BENISTY, H.; WEISBUCH, C.; KRAUSS, T. F.; HOUDRÉ, R.; OESTERLE, U.: Use of guided spontaneous emission of a semiconductor to probe the optical properties of two-dimensional photonic crystals. *Appl. Phys. Lett.*, **1997**, *71*. 6, 738. DOI: 10.1063/1.119630.
- [66] MANTEI, Dirk: Polarisationsabhängige Zustandskontrolle einzelner Halbleiter-Quantenpunkte. Dissertation: Paderborn, **2014**.
- [67] BEHAM, Evelin: Photostromspektroskopie an einzelnen Quantenpunkten. Dissertation, Technische Universität München, **2003**.
- [68] ESTER, Patrick: Coherent Properties of Single Quantum Dot Transitions and Single Photon Emission. Dissertation, Universität Paderborn: Paderborn, **2008**.
- [69] HÜBNER, Marc C.: Temperaturabhängige Eigenschaften einzelner Halbleiter-Quantenpunkte im kohärenten Regime. Dissertation, Universität Paderborn, **2009**.
- [70] MICHAELIS DE VASCONCELLOS, Steffen: Coherent Optoelectronic Control of Single Excitons. Dissertation, Universität Paderborn: Paderborn, **2009**.
- [71] DEMTRÖDER, Wolfgang: *Laserspektroskopie 2: Experimentelle Techniken*, 6th ed.; Springer: Berlin, Heidelberg, **2013**. DOI: 10.1007/978-3-642-21447-9. ISBN 978-3-642-21446-2.
- [72] LOUDON, Rodney: *The quantum theory of light*, 3rd ed.; Oxford Univ. Press: Oxford, **2004**. ISBN 0-19-850177-3.
- [73] PENZKOFER, A.; BUGAYEV, A. A.: Two-photon absorption and emission dynamics of bulk GaAs. *Opt Quant Electron*, **1989**, *21*. 4, 283–306. DOI: 10.1007/BF02027300.
- [74] DESALVO, R.; SHEIK-BAHAE, M.; SAID, A. A.; HAGAN, D. J.; VAN STRYLAND, E. W.: Z-scan measurements of the anisotropy of nonlinear refraction and absorption in crystals. *Opt. Lett.*, **1993**, *18*. 3, 194. DOI: 10.1364/OL.18.000194.

- [75] GASKILL, Jack D.: *Linear systems, Fourier transforms and optics*; Wiley: New York, **1978**. ISBN 0-471-29288-5.
- [76] Trager, F., Ed.: *Springer handbook of lasers and optics*; Springer: Berlin, New York, **2012**. ISBN 978-3-642-19408-5.
- [77] Prof. Dr. Harry Paul: *Lexikon der Optik*; Spektrum Akademischer Verlag GmbH: Heidelberg, **1999**. ISBN 3827414229.
- [78] WIDMANN, Dietrich; MADER, Hermann; FRIEDRICH, Hans: *Technologie hochintegrierter Schaltungen: Mit 29 Tabellen*, 2nd ed.; Springer: Berlin, **1996**. ISBN 3-540-59357-8.
- [79] HILLERINGMANN, Ulrich: *Mikrosystemtechnik: Prozessschritte, Technologien, Anwendungen ; mit 13 Tabellen*, 1st ed.; Teubner: Wiesbaden, **2006**. ISBN 9783835100039.
- [80] KÖHLER, M.; KÖHLER, J. M.; FRITZSCHE, Wolfgang: *Nanotechnology: An introduction to nanostructuring techniques*; Wiley-VCH: Weinheim, **2007**. DOI: 10.1002/9783527612369. ISBN 978-3-527-31871-1.
- [81] HILLERINGMANN, U.: *Silizium-halbleitertechnologie: Grundlagen mikroelektronischer Integrationstechnik*; Vieweg + Teubner, **2008**. ISBN 9783835102453.
- [82] DAVIES, John H.: *The physics of low-dimensional semiconductors: An introduction*, 6th ed.; Cambridge Univ. Press: Cambridge, **2006**. ISBN 0521481481.
- [83] ENGLUND, Dirk; ELLIS, Bryan; EDWARDS, Elizabeth; SARMIENTO, Tomas; HARRIS, James S.; MILLER, David A.B.; VUCKOVIC, Jelena: Electrically controlled modulation in a photonic crystal nanocavity. *Optics express*, **2009**, 17. 18, 15409–15419. DOI: 10.1364/OE.17.015409.
- [84] QUIRING, W.; AL-HMOUD, M.; RAI, A.; REUTER, D.; WIECK, A. D.; ZRENNER, A.: Photonic crystal cavities with metallic Schottky contacts. *Appl. Phys. Lett.*, **2015**, 107. 4, 41113. DOI: 10.1063/1.4928038.
- [85] SCHNEIDER, M. V.: Microstrip Lines for Microwave Integrated Circuits. *Bell System Technical Journal*, **1969**, 48. 5, 1421–1444. DOI: 10.1002/j.1538-7305.1969.tb04274.x.
- [86] WHEELER, H. A.: Transmission-Line Properties of a Strip on a Dielectric Sheet on a Plane. *IEEE Trans. Microwave Theory Techn.*, **1977**, 25. 8, 631–647. DOI: 10.1109/TMTT.1977.1129179.
- [87] BOGATIN, E.: Design rules for microstrip capacitance. *IEEE Trans. Comp., Hybrids, Manufact. Technol.*, **1988**, 11. 3, 253–259. DOI: 10.1109/33.16649.

- [88] CHAMPLIN, Keith S.: TEMPERATURE DEPENDENCE OF THE MICROWAVE DIELECTRIC CONSTANT OF THE GaAs LATTICE. *Appl. Phys. Lett.*, **1968**, 12. 7, 231. DOI: 10.1063/1.1651969.
- [89] ZAILER, I.; FROST, J. E.F.; CHABASSEUR-MOLYNEUX, V.; FORD, C. J.B.; PEPPER, M.: Crosslinked PMMA as a high-resolution negative resist for electron beam lithography and applications for physics of low-dimensional structures. *Semicond. Sci. Technol.*, **1996**, 11. 8, 1235–1238. DOI: 10.1088/0268-1242/11/8/021.
- [90] HOOLE, A. C.F.; WELLAND, M. E.; BROERS, A. N.: Negative PMMA as a high-resolution resist - the limits and possibilities. *Semicond. Sci. Technol.*, **1997**, 12. 9, 1166–1170. DOI: 10.1088/0268-1242/12/9/017.
- [91] DUAN, Huigao; WINSTON, Donald; YANG, Joel K.W.; CORD, Bryan M.; MANFRINATO, Vitor R.; BERGGREN, Karl K.: Sub-10-nm half-pitch electron-beam lithography by using poly(methyl methacrylate) as a negative resist. *J. Vac. Sci. Technol. B*, **2010**, 28. 6, C6C58. DOI: 10.1116/1.3501353.
- [92] SAMARDAK, Alexander; ANISIMOVA, Margarita; SAMARDAK, Aleksei; OGNEV, Alexey: Fabrication of high-resolution nanostructures of complex geometry by the single-spot nanolithography method. *Beilstein journal of nanotechnology*, **2015**, 6, 976–986. DOI: 10.3762/bjnano.6.101.
- [93] CHANG, T. H.P.: Proximity effect in electron-beam lithography. *J. Vac. Sci. Technol.*, **1975**, 12. 6, 1271. DOI: 10.1116/1.568515.
- [94] JACKEL, L. D.; HOWARD, R. E.; MANKIEWICH, P. M.; CRAIGHEAD, H. G.; EPWORTH, R. W.: Beam energy effects in electron beam lithography: The range and intensity of backscattered exposure. *Appl. Phys. Lett.*, **1984**, 45. 6, 698. DOI: 10.1063/1.95361.
- [95] CHOW, D. G.L.: An image processing approach to fast, efficient proximity correction for electron beam lithography. *J. Vac. Sci. Technol. B*, **1983**, 1. 4, 1383. DOI: 10.1116/1.582705.
- [96] MACHIDA, Y.; NAKAYAMA, N.; FURUYA, S.; YAMAMOTO, S.: Enhanced proximity-effect correction for VLSI patterns in electron-beam lithography. *IEEE Trans. Electron Devices*, **1985**, 32. 4, 831–835. DOI: 10.1109/T-ED.1985.22027.
- [97] VERMEULEN, P.: Proximity-effect correction in electron-beam lithography. *J. Vac. Sci. Technol. B*, **1989**, 7. 6, 1556. DOI: 10.1116/1.584488.
- [98] PECKERAR, M. C.: Proximity correction algorithms and a co-processor based on regularized optimization. I. Description of the algorithm. *J. Vac. Sci. Technol. B*, **1995**, 13. 6, 2518. DOI: 10.1116/1.588385.
- [99] WÜEST, R.; STRASSER, P.; JUNGO, M.; ROBIN, F.; ERNI, D.; JÄCKEL, H.: An efficient proximity-effect correction method for electron-beam patterning of photonic-crystal devices. *Microelectronic Engineering*, **2003**, 67-68, 182–188. DOI: 10.1016/S0167-9317(03)00070-4.

- [100] Raith GmbH: *NanoSuite: Software Reference Manual*; Raith GmbH, **Mai 2011**.
- [101] RAI-CHOUDHURY, P.: *Handbook of microlithography, micromachining, and microfabrication*; SPIE Optical Engineering Press; Institution of Electrical Engineers: Bellingham, Wash., USA, London, UK, **1997**. ISBN 978-0819423788.
- [102] WELLS, O. C.; EVERHART, T. E.; MATTA, R. K.: Automatic positioning of device electrodes using the scanning electron microscope. *IEEE Trans. Electron Devices*, **1965**, 12. 10, 556–563. DOI: 10.1109/T-ED.1965.15607.
- [103] WILSON, A. D.: Experimental scanning electron-beam automatic registration system. *J. Vac. Sci. Technol.*, **1975**, 12. 6, 1240. DOI: 10.1116/1.568506.
- [104] TOBIAS, Eric: Electron-beam lithography three-mark silicon automatic registration and its capabilities for process distortion compensation. *J. Vac. Sci. Technol.*, **1982**, 21. 4, 999. DOI: 10.1116/1.571881.
- [105] BOEGLI, V.: Automatic mark detection in electron beam nanolithography using digital image processing and correlation. *J. Vac. Sci. Technol. B*, **1990**, 8. 6, 1994. DOI: 10.1116/1.584890.
- [106] NÜSSE, Nils C.: Photonische Kristall-Resonatoren für Licht-Materiekopplung in hybriden Systemen, Technische Universität Berlin: Berlin, **September 19, 2011**.
- [107] Manos, D.M., Ed.: *Plasma etching: An introduction*; Acad. Press: San Diego, **1989**. ISBN 0-12-469370-9.
- [108] FRANZ, Gerhard: *Oberflächentechnologie mit Niederdruckplasmen: Beschichten und Strukturieren in der Mikrotechnik*, 2nd ed.; Springer: Berlin, **1994**. ISBN 3-540-57360-7.
- [109] SMITH, Christopher J.M.; MURAD, Saad K.; KRAUSS, Thomas F.; De La Rue, Richard M.; WILKINSON, Christopher D.W.: Use of polymethylmethacrylate as an initial pattern transfer layer in fluorine- and chlorine-based reactive-ion etching. *J. Vac. Sci. Technol. B*, **1999**, 17. 1, 113. DOI: 10.1116/1.590524.
- [110] RAD, Maryam A.; IBRAHIM, Kamarulazizi; MOHAMED, Khairudin: Formation of SiO₂ surface textures via CHF₃/Ar plasma etching process of poly methyl methacrylate self-formed masks. *Vacuum*, **2014**, 101, 67–70. DOI: 10.1016/j.vacuum.2013.07.011.
- [111] DONNELLY, Vincent M.; KORNBLIT, Avinoam: Plasma etching: Yesterday, today, and tomorrow. *J. Vac. Sci. Technol. A*, **2013**, 31. 5, 50825. DOI: 10.1116/1.4819316.
- [112] PADILHA, Giovana d.S.; GIACON, Virginia M.; BARTOLI, Julio R.: Effect of plasma fluorination variables on the deposition and growth of partially fluorinated polymer over PMMA films. *Polímeros*, **2014**, 23. 5, 585–589. DOI: 10.4322/polimeros.2013.093.

- [113] MURAD, S. K.: Effects of O₂ addition to SiCl₄/SiF₄ and the thickness of the capping layer on gate recess etching of GaAs-pseudomorphic high electron mobility transistors. *J. Vac. Sci. Technol. B*, **1996**, *14*, 6, 3668. DOI: 10.1116/1.588747.
- [114] CHUNG, Chen-Kuei: Geometrical pattern effect on silicon deep etching by an inductively coupled plasma system. *J. Micromech. Microeng.*, **2004**, *14*, 4, 656–662. DOI: 10.1088/0960-1317/14/4/029.
- [115] Nawrocki, D.: LOR and PMGI Resists: Data sheet. http://www.microchem.com/Prod-PMGI_LOR.htm (Überprüft am 31.08.2016).
- [116] Zhou, G.a.; Borek, M., Eds.: *Manufacturing Efficiency Improvement through MBE Recipe Optimization*, **2012**. <http://gaasmantech.com/Digests/2012/papers/10b.4.084.pdf>
- [117] MicroChemicals GmbH: *Fotolithografie: Theorie und Anwendung von Fotolacken, Entwicklern, Ätzchemikalien und Lösemitteln*, 2012. <http://www.microchemicals.com/de>.
- [118] MicroChemicals GmbH: *Produktkatalog: Ulm*, 2014. http://www.microchemicals.com/broschueren/produkte_2014_de.pdf (Überprüft am 26.04.2016).
- [119] HILLERINGMANN, Ulrich: *Silizium-Halbleitertechnologie*, 4th ed.; Vieweg+Teubner Verlag: Wiesbaden, **2004**. DOI: 10.1007/978-3-322-94072-8. 3-519-30149-0.
- [120] BRASLAU, N.: Alloyed ohmic contacts to GaAs. *J. Vac. Sci. Technol.*, **1981**, *19*, 3, 803. DOI: 10.1116/1.571152.
- [121] BRASLAU, N.: Contact and metallization problems in GaAs integrated circuits. *J. Vac. Sci. Technol. A*, **1986**, *4*, 6, 3085. DOI: 10.1116/1.573633.
- [122] RELING, E.; BOTHA, A. P.: Solid state diffusion in GaAs/AuGe/Ni and GaAs/Ni/AuGe/Ni ohmic contacts. *Applied Surface Science*, **1989**, *35*, 3, 380–387. DOI: 10.1016/0169-4332(89)90020-2.
- [123] SHEN, T. C.: Recent developments in ohmic contacts for III–V compound semiconductors. *J. Vac. Sci. Technol. B*, **1992**, *10*, 5, 2113. DOI: 10.1116/1.586179.
- [124] PEARTON, S. J.: Reactive ion etching of GaAs, AlGaAs, and GaSb in Cl₂ and SiCl₄. *J. Vac. Sci. Technol. B*, **1990**, *8*, 4, 607. DOI: 10.1116/1.585027.
- [125] REESE, C.; GAYRAL, B.; GERARDOT, B. D.; IMAMOĞLU, A.; PETROFF, P. M.; HU, E.: High-Q photonic crystal microcavities fabricated in a thin GaAs membrane. *J. Vac. Sci. Technol. B*, **2001**, *19*, 6, 2749. DOI: 10.1116/1.1412893.
- [126] VAROUTSIS, S.; LAURENT, S.; SAGNES, I.; LEMAÎTRE, A.; FERLAZZO, L.; MÉRIADÉC, C.; PATRIARCHE, G.; ROBERT-PHILIP, I.; ABRAM, I.: Reactive-ion etching of high-Q and submicron-diameter GaAs/AlAs micropillar cavities. *J. Vac. Sci. Technol. B*, **2005**, *23*, 6, 2499. DOI: 10.1116/1.2131084.

- [127] BRAIVE, R.; LE GRATIET, L.; GUILLET, S.; PATRIARCHE, G.; LEMAÎTRE, A.; BEVERATOS, A.; ROBERT-PHILIP, I.; SAGNES, I.: Inductively coupled plasma etching of GaAs suspended photonic crystal cavities. *J. Vac. Sci. Technol. B*, **2009**, 27. 4, 1909. DOI: 10.1116/1.3154519.
- [128] MIDOLO, L.; PREGNOLATO, T.; KIRŠANSKĚ, G.; STOBBE, S.: Soft-mask fabrication of gallium arsenide nanomembranes for integrated quantum photonics. *Nanotechnology*, **2015**, 26. 48, 484002. DOI: 10.1088/0957-4484/26/48/484002.
- [129] VOLATIER, Maïté; DUCHESNE, David; MORANDOTTI, Roberto; ARÈS, Richard; AIMEZ, Vincent: Extremely high aspect ratio GaAs and GaAs/AlGaAs nanowaveguides fabricated using chlorine ICP etching with N₂-promoted passivation. *Nanotechnology*, **2010**, 21. 13, 134014. DOI: 10.1088/0957-4484/21/13/134014.
- [130] GONZÁLEZ, Iván P.; MUÑOZ CAMUÑEZ, Luis E.; TABOADA, Alfonso G.; ROBLES URDIALES, Carmen; RIPALDA COBIÁN, Jose M.; POSTIGO RESA, Pablo A.: Fabrication of high quality factor GaAs/InAsSb photonic crystal microcavities by inductively coupled plasma etching and fast wet etching. *J. Vac. Sci. Technol. B*, **2014**, 32. 1, 11204. DOI: 10.1116/1.4836517.
- [131] MicroChem Corp.: Nano PMMA and Copolymer: Data sheet. <http://www.microchem.com/Prod-PMMA.htm>, **2001**.
- [132] Piegdon dos Santos, Karoline Anna: Aktives und passives Durchstimmen photonischer Resonatoren. Dissertation, Universität Paderborn. <http://nbn-resolving.de/urn:nbn:de:hbz:466:2-8480>.
- [133] ALLRESIST GmbH: Entwickler für AR-E-Beamresists. <http://www.allresist.de/>, **Januar 2016** (Überprüft am 03.09.2016).
- [134] Clariant GmbH: AZ 6600 Series: Data sheet. http://www.microchemicals.com/de/produkte/fotolacke/az_6612.html (Überprüft am 03.09.2016).
- [135] MicroChem Corp.: Remover PG: Data sheet. <http://www.microchem.com/products/>, **2001** (Überprüft am 03.09.2016).
- [136] KUMAR, P.; KANAKARAJU, S.; DEVOE, D. L.: Sacrificial etching of Al_xGa_{1-x}As for III-V MEMS surface micromachining. *Appl. Phys. A*, **2007**, 88. 4, 711–714. DOI: 10.1007/s00339-007-4032-7.
- [137] DONNELLY, V. M.; FLAMM, D. L.; DAUTREMONT-SMITH, W. C.; WERDER, D. J.: Anisotropic etching of SiO₂ in low-frequency CF₄/O₂ and NF₃/Ar plasmas. *J. Appl. Phys.*, **1984**, 55. 1, 242. DOI: 10.1063/1.332872.
- [138] RAD, Maryam A.; IBRAHIM, Kamarulazizi; MOHAMED, Khairudin: Atomic force microscopy investigation of surface roughness generated between SiO₂ micro-pits in CHF₃/Ar plasma. *Superlattices and Microstructures*, **2012**, 51. 5, 597–605. DOI: 10.1016/j.spmi.2012.03.002.

- [139] SCHERER, Marcus A.: *Prozesstechnologie für GaN-basierende Leuchtdioden*, 1st ed.; Cuvillier: Göttingen, **2004**. 3-86537-105-1.
- [140] LI, L.; KRISHNASWAMY, J.; YU, Z.; COLLINS, G. J.; HIRAOKA, H.; CAOLO, M. A.: Lithographic processing of polymers using plasma-generated electron beams. *IEEE Trans. Plasma Sci.*, **1990**, *18*, 2, 198–209. DOI: 10.1109/27.131020.
- [141] CZAPLEWSKI, David A.; OCOLA, Leonidas E.: Increased pattern transfer fidelity of ZEP 520A during reactive ion etching through chemical modifications by additional dosing of the electron beam resist. *J. Vac. Sci. Technol. B*, **2011**, *29*, 2, 21601. DOI: 10.1116/1.3562272.
- [142] Ohshiro, T.; Hotehama, C.; Matsubara, K.; Konda, K.; Kowada, H.; Murayama, S.; Yamada, R.; Kawase, T.; Taniguchi, M.; Kawai, T., Eds.: *FABRICATION OF NANOFUIDICS AND NANOPORE USING REACTIVE-ION DRY-ETCHING WITH ELECTRON-BEAM BAKED RESISTS*, **2012**. ISBN 978-0-9798064-5-2.
- [143] WEIßGERBER, Konstantin: Herstellung und Charakterisierung elektrisch kontaktierter Mikroresonatoren. Masterarbeit, Universität Paderborn, **2013**.
- [144] LI, J.; ZHANG, Q. X.; LIU, A. Q.; GOH, W. L.; AHN, J.: Technique for preventing stiction and notching effect on silicon-on-insulator microstructure. *J. Vac. Sci. Technol. B*, **2003**, *21*, 6, 2530. DOI: 10.1116/1.1623509.
- [145] KNOEDLER, C. M.: Reactive ion etching damage to GaAs layers with etch stops. *J. Vac. Sci. Technol. B*, **1988**, *6*, 5, 1573. DOI: 10.1116/1.584217.
- [146] SEO, Hyungtak; KIM, Sung B.; SONG, Jongkook; KIM, Yangdo; SOH, Hyun; KIM, Young C.; JEON, Hyeongtag: Low temperature remote plasma cleaning of the fluorocarbon and polymerized residues formed during contact hole dry etching. *J. Vac. Sci. Technol. B*, **2002**, *20*, 4, 1548. DOI: 10.1116/1.1495904.
- [147] DITTRICH, Th.; JOHN, S.; JOHN, W.: Characterization of the n-GaAs Surface after CF₄, SF₆, CCl₂F₂, and CCl₂F₂: O₂ Plasma Treatment by Photoreflectance. *phys. stat. sol. (a)*, **1991**, *128*, 2, 435–446. DOI: 10.1002/pssa.2211280220.
- [148] CARDINAUD, Christophe; PEIGNON, Marie-Claude; TESSIER, Pierre-Yves: Plasma etching: Principles, mechanisms, application to micro- and nano-technologies. *Applied Surface Science*, **2000**, *164*, 1-4, 72–83. DOI: 10.1016/S0169-4332(00)00328-7.
- [149] BRAIVE, R.; LE GRATIET, L.; GUILLET, S.; PATRIARCHE, G.; LEMÂÎTRE, A.; BEVERATOS, A.; ROBERT-PHILIP, I.; SAGNES, I.: Inductively coupled plasma etching of GaAs suspended photonic crystal cavities. *J. Vac. Sci. Technol. B*, **2009**, *27*, 4, 1909. DOI: 10.1116/1.3154519.
- [150] EPP, June M.; DILLARD, J. G.: Effect of ion bombardment on the chemical reactivity of gallium arsenide(100). *Chem. Mater.*, **1989**, *1*, 3, 325–330. DOI: 10.1021/cm00003a010.

- [151] SHUL, R. J.: High-density plasma etching of compound semiconductors. *J. Vac. Sci. Technol. A*, **1997**, *15*, 3, 633. DOI: 10.1116/1.580696.
- [152] GOLKA, S.; SCHATNER, S.; SCHRENK, W.; STRASSER, G.: Low bias reactive ion etching of GaAs with a SiCl₄/N₂/O₂ time-multiplexed process. *J. Vac. Sci. Technol. B*, **2007**, *25*, 3, 839. DOI: 10.1116/1.2737439.
- [153] ALONSO, J. C.: Effect of hydrogen dilution on the remote plasma enhanced chemical vapor deposition of chlorinated SiO₂ films. *J. Vac. Sci. Technol. A*, **1998**, *16*, 6, 3211. DOI: 10.1116/1.581524.
- [154] Bruker Corporation: Dektak XT: Profilometer. www.bruker.com/nano (Überprüft am 21.04.2017).
- [155] MURAKAWA, Shigemi; MCVITTIE, James P.: Mechanism of Surface Charging Effects on Etching Profile Defects. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **1994**, *33*, Part 1, No. 4B, 2184–2188. DOI: 10.1143/JJAP.33.2184.
- [156] WANG, Xiaodong; ZENG, Wanxue; EISENBRAUN, Eric: Sub-0.25 micron silicon via etching for 3D interconnects. *J. Micromech. Microeng.*, **2007**, *17*, 4, 804–811. DOI: 10.1088/0960-1317/17/4/018.
- [157] CHEONG, H. W.; LEE, W. H.; KIM, J. W.; KIM, W. S.; WHANG, K. W.: A study on reactive ion etching lag of a high aspect ratio contact hole in a magnetized inductively coupled plasma. *Plasma Sources Sci. Technol.*, **2014**, *23*, 6, 65051. DOI: 10.1088/0963-0252/23/6/065051.
- [158] KAROUTA, Fouad: A practical approach to reactive ion etching. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **2014**, *47*, 23, 233501. DOI: 10.1088/0022-3727/47/23/233501.
- [159] JANSEN, H.; BOER, M. d.; LEGTENBERG, R.; ELWENSPOEK, M.: The black silicon method: A universal method for determining the parameter setting of a fluorine-based reactive ion etcher in deep silicon trench etching with profile control. *J. Micromech. Microeng.*, **1995**, *5*, 2, 115–120. DOI: 10.1088/0960-1317/5/2/015.
- [160] HOEKSTRA, Robert J.: Microtrenching resulting from specular reflection during chlorine etching of silicon. *J. Vac. Sci. Technol. B*, **1998**, *16*, 4, 2102. DOI: 10.1116/1.590135.
- [161] PEARTON, S. J.; CHAKRABARTI, U. K.; PERLEY, A. P.; JONES, K. S.: Ion milling damage in InP and GaAs. *J. Appl. Phys.*, **1990**, *68*, 6, 2760. DOI: 10.1063/1.346453.
- [162] MALHERBE, Johan B.: Sputtering of compound semiconductor surfaces. I. Ion-solid interactions and sputtering yields. *Critical Reviews in Solid State and Materials Sciences*, **1994**, *19*, 2, 55–127. DOI: 10.1080/10408439408244588.
- [163] BOYD, G. D.; COLDREN, L. A.; STORZ, F. G.: Directional reactive ion etching at oblique angles. *Appl. Phys. Lett.*, **1980**, *36*, 7, 583. DOI: 10.1063/1.91554.

- [164] HORWITZ, C. M.: Reactive sputter etching of Si, SiO₂, Cr, Al, and other materials with gas mixtures based on CF₄ and Cl₂. *J. Vac. Sci. Technol.*, **1981**, *19*. 4, 1408. DOI: 10.1116/1.571220.
- [165] OOSTRA, D. J.; VAN INGEN, R. P.; HARING, A.; VRIES, A. E. de; van Veen, G. N. A.: Near threshold sputtering of Si and SiO₂ in a Cl₂ environment. *Appl. Phys. Lett.*, **1987**, *50*. 21, 1506. DOI: 10.1063/1.97814.
- [166] OOSTRA, D. J.: Sputtering of SiO₂ in a XeF₂ and in a Cl₂ atmosphere. *J. Vac. Sci. Technol. B*, **1986**, *4*. 6, 1278. DOI: 10.1116/1.583506.
- [167] TINCK, Stefan; ALTAMIRANO-SÁNCHEZ, Efrain; SCHEPPER, Peter de; BOGAERTS, Annemie: Formation of a Nanoscale SiO₂ Capping Layer on Photoresist Lines with an Ar/SiCl₄ /O₂ Inductively Coupled Plasma: A Modeling Investigation. *Plasma Process. Polym.*, **2014**, *11*. 1, 52–62. DOI: 10.1002/ppap.201300062.
- [168] TAN, Yiyong; ZHOU, Rongchun; ZHANG, Haixia; LU, Guizhang; LI, Zhihong: Modeling and simulation of the lag effect in a deep reactive ion etching process. *J. Micromech. Microeng.*, **2006**, *16*. 12, 2570–2575. DOI: 10.1088/0960-1317/16/12/008.
- [169] CLAUDON, Julien; BLEUSE, Joel; MALIK, Nitin S.; BAZIN, Maela; JAFFRENNOU, Perine; GREGERSEN, Niels; SAUVAN, Christophe; LALANNE, Philippe; GERARD, Jean-Michel: A highly efficient single-photon source based on a quantum dot in a photonic nanowire. *Nat Photon*, **2010**, *4*. 3, 174–177. DOI: 10.1038/nphoton.2009.287.
- [170] MUNSCH, Mathieu; MALIK, Nitin S.; DUPUY, Emmanuel; DELGA, Adrien; BLEUSE, Joel; GERARD, Jean-Michel; CLAUDON, Julien; GREGERSEN, Niels; MORK, Jesper: Dielectric GaAs antenna ensuring an efficient broadband coupling between an InAs quantum dot and a Gaussian optical beam. *Physical Review Letters*, **2013**, *110*. 17, 177402. DOI: 10.1103/PhysRevLett.110.177402.
- [171] VUCKOVIC, Jelena; ENGLUND, Dirk; FATTAL, David; WAKS, Edo; YAMAMOTO, Yoshihisa: Generation and manipulation of nonclassical light using photonic crystals. *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures*, **2006**, *32*. 1-2, 466–470. DOI: 10.1016/j.physe.2005.12.135.
- [172] YABLONOVITCH, Eli; GMITTER, T.; HARBISON, J. P.; BHAT, R.: Extreme selectivity in the lift-off of epitaxial GaAs films. *Appl. Phys. Lett.*, **1987**, *51*. 26, 2222. DOI: 10.1063/1.98946.
- [173] CHENG, Cheng-Wei; SHIU, Kuen-Ting; LI, Ning; HAN, Shu-Jen; SHI, Leathen; SADANA, Devendra K.: Epitaxial lift-off process for gallium arsenide substrate reuse and flexible electronics. *Nature communications*, **2013**, *4*, 1577. DOI: 10.1038/ncomms2583.

- [174] WU, X. S.; COLDREN, L. A.; MERZ, J. L.: Selective etching characteristics of HF for Al_xGa_{1-x}As/GaAs. *Electron. Lett.*, **1985**, *21*, 13, 558. DOI: 10.1049/el:19850394.
- [175] MABOUDIAN, Roya: Critical Review: Adhesion in surface micromechanical structures. *J. Vac. Sci. Technol. B*, **1997**, *15*, 1, 1. DOI: 10.1116/1.589247.
- [176] UPHAM, Jeremy; INOUE, Hiroki; TANAKA, Yoshinori; STUMPF, Wolfgang; KOJIMA, Kazunobu; ASANO, Takashi; NODA, Susumu: Pulse capture without carrier absorption in dynamic Q photonic crystal nanocavities. *Opt. Express*, **2014**, *22*, 13, 15459. DOI: 10.1364/OE.22.015459.
- [177] VONCKEN, M.M.A.J.; SCHERMER, J.J.; MADURO, G.; BAUHUIS, G.J.; MULDER, P.; LARSEN, P.K: Influence of radius of curvature on the lateral etch rate of the weight induced epitaxial lift-off process. *Materials Science and Engineering: B*, **2002**, *95*, 3, 242–248. DOI: 10.1016/S0921-5107(02)00240-4.
- [178] PERRY, Dale L.: *Handbook of Inorganic Compounds*, 2nd ed.; CRC Press: Hoboken, **2011**. ISBN 978-1-4398-1461-1.
- [179] VONCKEN, M. M. A. J.; SCHERMER, J. J.; VAN NIFTRIK, A. T. J.; BAUHUIS, G. J.; MULDER, P.; LARSEN, P. K.; PETERS, T. P.J.; BRUIN, B. de; KLAASSEN, A.; KELLY, J. J.: Etching AlAs with HF for Epitaxial Lift-Off Applications. *J. Electrochem. Soc.*, **2004**, *151*, 5, G347. DOI: 10.1149/1.1690293.
- [180] SWEET, J.; RICHARDS, B. C.; OLITZKY, J. D.; HENDRICKSON, J.; KHITROVA, G.; GIBBS, H. M.; LITVINOV, D.; GERTHSEN, D.; HU, D. Z.; SCHAADT, D. M.; WEGENER, M.; KHANKHOJE, U.; SCHERER, A.: GaAs photonic crystal slab nanocavities: Growth, fabrication, and quality factor. *Photonics and Nanostructures - Fundamentals and Applications*, **2010**, *8*, 1, 1–6. DOI: 10.1016/j.photonics.2009.10.004.
- [181] Spectra-Physics Inc.: *Stabilized Helium-Neon Laser - Model 117A*, **2004**.
- [182] TOPTICA Photonics AG: *CTL950: Production and Quality Control Data Sheet*: 17.11.2014.
- [183] COHERENT Inc.: Mira Optima 900-D Data Sheet. http://www.coherent.com/downloads/MIRA900_DS.pdf, **2013**.
- [184] COHERENT Inc.: *Service Report MIRA 900*, September 16, 2015.
- [185] COHERENT Inc.: Verdi Family Data Sheet. http://www.coherent.com/downloads/VerdiFamily_DSrevC_0111.pdf, **2013**.
- [186] APE GmbH: *Carpe: Autocorrelator for Microscopy*. www.ape-berlin.de/sites/default/files/Carpe_1.pdf (Überprüft am 16.07.2016).
- [187] Thorlabs Inc.: Non-Polarizing Beamsplitter BS017. http://www.thorlabs.de/newgrouppage9_pf.cfm?guide=10&category_id=16&objectgroup_id=6207, (Überprüft am 05.10.2013).

- [188] Physik Instrumente (PI) GmbH & Co. KG: *P-762 Family of Piezo Flexure NanoPositioners and Scanners*.
- [189] Physik Instrumente (PI) GmbH & Co. KG: *E-662 LVPZT Position Servo Controller: PZ 73E User Manual*: Karlsruhe, Dezember 07, 2004.
- [190] GERTHSEN, Christian: *Gerthsen Physik*, 24th ed.; Springer: Heidelberg [u.a.], **2010**. ISBN 978-3-642-12893-6.
- [191] COHERENT Inc.: *FieldMaxII-TO Laser Power Meter: User Manual*, 2005.
- [192] Carl Zeiss Microscopy GmbH: Zeiss Mikroskop-Objektiv. [http://www.zeiss.de/C1256F8500454979/0/D087D5F8B139C1AEC1256F8F0031EDBF/\\\$file/b-40-015axiolaba.pdf](http://www.zeiss.de/C1256F8500454979/0/D087D5F8B139C1AEC1256F8F0031EDBF/\$file/b-40-015axiolaba.pdf), **2013** (Überprüft am 19.12.2013).
- [193] Edmund Optics GmbH: N-BK7 Fenster 20mm D mit VIS-NIR Beschichtung. <http://www.edmundoptics.com/optics/windows-diffusers/visible-windows/1-4-n-bk7-precision-windows/45-660?&pModal=false&site=DE&countryid=84>, **2013** (Überprüft am 05.10.2013).
- [194] Thorlabs Inc.: Non-Polarizing Beamsplitter Cube BS029. https://www.thorlabs.com/newgrouppage9.cfm?objectgroup_id=6207 (Überprüft am 12.05.2017).
- [195] COHERENT Inc.: *FieldMaster GS Power/Energy Analyzer: User Manual*, 2002.
- [196] Princeton Instruments: *Operating Instructions Acton SP-500i*, **2008**.
- [197] Princeton Instruments: *LN/CCD Detector, Handbuch*, **April 17, 2001**.
- [198] Schott AG: *RG780: Langpassfilter*. http://www.schott.com/advanced_optics/german/download/schott-longpass-rg780-may-2016-de.pdf (Überprüft am 16.07.2016).
- [199] Princeton Instruments: *Grating Dispersion Calculator: Berechnung der Spektrometerauflösung*. <http://www.princetoninstruments.com/calculators/grating-dispersion.cfm> (Überprüft am 16.07.2016).
- [200] Thorlabs Inc.: *0.22 NA Standard Glass-Clad, Silica Core Multimode Fiber*. www.thorlabs.de/thorproduct.cfm?partnumber=FG050LGA (Überprüft am 16.07.2016).
- [201] HighFinesse GmbH: HighFinesse: Wavelength Meter Angstrom WS/6 IR. <http://www.highfinesse.com> (Überprüft am 07.04.2017).
- [202] Linear Technology Corporation: LTC1655/LTC1655L 16-Bit Rail-to-Rail Micropower DACs in SO-8 Package. <http://cds.linear.com/docs/en/datasheet/16555lf.pdf>, **1998** (Überprüft am 08.10.2013).
- [203] Maxim Integrated: MAX132, 18-Bit ADC with Serial Interface. <http://datasheets.maximintegrated.com/en/ds/MAX132.pdf>, **1995**.

- [204] Qioptiq Photonics GmbH & Co. KG: NIR Laseraufweitungssysteme www.qioptiq-shop.com/index.php?#popup_G038670925 (Überprüft am 17.07.2016).
- [205] Kilian, U.; Weber, C., Eds.: *Lexikon der Physik*; Spektrum Akademischer Verlag GmbH: Heidelberg, Neckar, **2003**. ISBN 3-8274-0267-0.
- [206] SPICER, W. E.; CHYE, P. W.; GARNER, C. M.; LINDAU, I.; PIANETTA, P.: The surface electronic structure of 3–5 compounds and the mechanism of Fermi level pinning by oxygen (passivation) and metals (Schottky barriers). *Surface Science*, **1979**, *86*, 763–788. DOI: 10.1016/0039-6028(79)90458-8.
- [207] SPICER, W. E.; LINDAU, I.; SKEATH, P.; Su, C. Y.; CHYE, Patrick: Unified Mechanism for Schottky-Barrier Formation and III-V Oxide Interface States. *Phys. Rev. Lett.*, **1980**, *44*, 6, 420–423.
- [208] KWAN, P.; BHAT, K. N.; BORREGO, J. M.; GHANDHI, S. K.: Ion-cleaning damage in (100) GaAs, and its effect on schottky diodes. *Solid-State Electronics*, **1983**, *26*, 2, 125–129. DOI: 10.1016/0038-1101(83)90113-2.
- [209] LOOTENS, D.; VAN DAELE, P.; DEMEESTER, P.; CLAUWS, P.: Study of electrical damage in GaAs induced by SiCl₄ reactive ion etching. *J. Appl. Phys.*, **1991**, *70*, 1, 221. DOI: 10.1063/1.350314.
- [210] BEHAM, Evelin; ZRENNER, Artur; STUFLER, Stefan; FINDEIS, Frank; BICHLER, Max; ABSTREITER, Gerhard: Coherent and incoherent properties of single quantum dot photodiodes. *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures*, **2003**, *16*, 1, 59–67. DOI: 10.1016/S1386-9477(02)00586-6.
- [211] VINCENT, G.; CHANTRE, A.; BOIS, D.: Electric field effect on the thermal emission of traps in semiconductor junctions. *J. Appl. Phys.*, **1979**, *50*, 8, 5484. DOI: 10.1063/1.326601.
- [212] FRY, P. W.; ITSKEVICH, I. E.; PARNELL, S. R.; FINLEY, J. J.; WILSON, L. R.; SCHUMACHER, K. L.; MOWBRAY, D. J.; SKOLNICK, M. S.; AL-KHAFAJI, M.; CULLIS, A. G.; HOPKINSON, M.; CLARK, J. C.; HILL, G.: Photocurrent spectroscopy of InAs/GaAs self-assembled quantum dots. *Phys. Rev. B*, **2000**, *62*, 24, 16784–16791. DOI: 10.1103/PhysRevB.62.16784.
- [213] BORN, Max; WOLF, Emil; BHATIA, Avadh B.: *Principles of optics: Electromagnetic theory of propagation, interference and diffraction of light*, 7th ed.; Cambridge Univ. Press: Cambridge, **2016**. ISBN 0521642221.
- [214] LUKEŠ, F.: Oxidation of Si and GaAs in air at room temperature. *Surface Science*, **1972**, *30*, 1, 91–100. DOI: 10.1016/0039-6028(72)90025-8.
- [215] DESALVO, Gregory C.: Wet Chemical Digital Etching of GaAs at Room Temperature. *J. Electrochem. Soc.*, **1996**, *143*, 11, 3652. DOI: 10.1149/1.1837266.

- [216] HENNESSY, K.; BADOLATO, A.; TAMBOLI, A.; PETROFF, P. M.; HU, E.; ATATÜRE, M.; DREISER, J.; IMAMOĞLU, A.: Tuning photonic crystal nanocavity modes by wet chemical digital etching. *Appl. Phys. Lett.*, **2005**, *87*, 2, 21108. DOI: 10.1063/1.1992656.
- [217] SELL, D. D.: Concentration dependence of the refractive index for n - and p -type GaAs between 1.2 and 1.8 eV. *J. Appl. Phys.*, **1974**, *45*, 6, 2650. DOI: 10.1063/1.1663645.
- [218] BENNETT, B. R.; SOREF, R. A.; DEL ALAMO, J. A.: Carrier-induced change in refractive index of InP, GaAs and InGaAsP. *IEEE J. Quantum Electron.*, **1990**, *26*, 1, 113–122. DOI: 10.1109/3.44924.
- [219] BARTH, Michael; NÜSSE, Nils; LÖCHEL, Bernd; BENSON, Oliver: Controlled coupling of a single-diamond nanocrystal to a photonic crystal cavity. *Opt. Lett.*, **2009**, *34*, 7, 1108. DOI: 10.1364/OL.34.001108.
- [220] BARTH, Michael: Hybrid Nanophotonic Elements and Sensing Devices based on Photonic Crystal Structures. Dissertation, Humboldt-Universität zu Berlin: Berlin, **Juli 12, 2010**. <https://edoc.hu-berlin.de/docviews/abstract.php?lang=&id=36921>.
- [221] GURIOLI, M.; VINATTIERI, A.; COLOCCI, M.; DEPARIS, C.; MASSIES, J.; NEU, G.; BOSACCHI, A.; FRANCHI, S.: Temperature dependence of the radiative and nonradiative recombination time in GaAs/ Al_xGa_{1-x} As quantum-well structures. *Phys. Rev. B*, **1991**, *44*, 7, 3115–3124. DOI: 10.1103/PhysRevB.44.3115.
- [222] BACHER, G.; HARTMANN, C.; SCHWEIZER, H.; HELD, T.; MAHLER, G.; NICKEL, H.: Exciton dynamics in In_xGa_{1-x} As/GaAs quantum-well heterostructures: Competition between capture and thermal emission. *Phys. Rev. B*, **1993**, *47*, 15, 9545–9555. DOI: 10.1103/PhysRevB.47.9545.
- [223] SELL, D. D.: Resolved Free-Exciton Transitions in the Optical-Absorption Spectrum of GaAs. *Phys. Rev. B*, **1972**, *6*, 10, 3750–3753. DOI: 10.1103/PhysRevB.6.3750.
- [224] IOTTI, R. C.; ANDREANI, L. C.: A model for exciton binding energies in III-V and II-VI quantum wells. *Semicond. Sci. Technol.*, **1995**, *10*, 12, 1561–1567. DOI: 10.1088/0268-1242/10/12/003.
- [225] ORANI, D.; POLIMENI, A.; PATANÈ, A.; CAPIZZI, M.; MARTELLI, F.; D'ANDREA, A.; TOMASSINI, N.; BORRI, P.; GURIOLI, M.; COLOCCI, M.: Binding Energy and Lifetime of Excitons in In_xGa_{1-x}As/GaAs Quantum Wells. *phys. stat. sol. (a)*, **1997**, *164*, 1, 107–110. DOI: 10.1002/1521-396X(199711)164:1<107::AID-PSSA107>3.0.CO;2-8.
- [226] KAPTEYN, C. M.A.; HEINRICHSORFF, F.; STIER, O.; HEITZ, R.; GRUNDMANN, M.; ZAKHAROV, N. D.; BIMBERG, D.; WERNER, P.: Electron escape from InAs quantum dots. *Phys. Rev. B*, **1999**, *60*, 20, 14265–14268. DOI: 10.1103/PhysRevB.60.14265.

- [227] OHMORI, M.; VITUSHINSKIY, P.; SAKAKI, H.: Diffusion process of excitons in the wetting layer and their trapping by quantum dots in sparsely spaced InAs quantum dot systems. *Appl. Phys. Lett.*, **2011**, *98*. 13, 133109. DOI: 10.1063/1.3574080.
- [228] HILLMER, H.; FORCHEL, A.; HANSMANN, S.; MOROHASHI, M.; LOPEZ, E.; MEIER, H. P.; PLOOG, K.: Optical investigations on the mobility of two-dimensional excitons in GaAs/ Ga_{1-x}Al_x As quantum wells. *Phys. Rev. B*, **1989**, *39*. 15, 10901–10912. DOI: 10.1103/PhysRevB.39.10901.
- [229] VARSHNI, Y. P.: Temperature dependence of the energy gap in semiconductors. *Physica*, **1967**, *34*. 1, 149–154. DOI: 10.1016/0031-8914(67)90062-6.
- [230] KISTING, S. R.; BOHN, P. W.; ANDIDEH, E.; ADESIDA, I.; CUNNINGHAM, B. T.; STILLMAN, G. E.; HARRIS, T. D.: High precision temperature- and energy-dependent refractive index of GaAs determined from excitation of optical waveguide eigenmodes. *Appl. Phys. Lett.*, **1990**, *57*. 13, 1328. DOI: 10.1063/1.103473.
- [231] TALGHADER, J.; SMITH, J. S.: Thermal dependence of the refractive index of GaAs and AlAs measured using semiconductor multilayer optical cavities. *Appl. Phys. Lett.*, **1995**, *66*. 3, 335. DOI: 10.1063/1.114204.
- [232] SOMA, T.; SATOH, J.; MATSUO, H.: Thermal expansion coefficient of GaAs and InP. *Solid State Communications*, **1982**, *42*. 12, 889–892. DOI: 10.1016/0038-1098(82)90233-2.
- [233] HILL, Dale E.: Infrared Transmission and Fluorescence of Doped Gallium Arsenide. *Phys. Rev.*, **1964**, *133*. 3A, A866-A872. DOI: 10.1103/PhysRev.133.A866.
- [234] CASEY, H. C.; SELL, D. D.; WECHT, K. W.: Concentration dependence of the absorption coefficient for n- and p-type GaAs between 1.3 and 1.6 eV. *J. Appl. Phys.*, **1975**, *46*. 1, 250. DOI: 10.1063/1.321330.
- [235] MAYER, G.; MAILE, B. E.; GERMANN, R.; FORCHEL, A.; GRAMBOW, P.; MEIER, H. P.: Time-resolved investigations of sidewall recombination in dry-etched GaAs wires. *Appl. Phys. Lett.*, **1990**, *56*. 20, 2016. DOI: 10.1063/1.103003.
- [236] EVOY, S.; REDINBO, G. F.; CRAIGHEAD, H. G.: Cathodoluminescence and photoluminescence analysis of In_xGa_{1-x}As/GaAs quantum well structures. *Appl. Phys. Lett.*, **1996**, *68*. 9, 1259. DOI: 10.1063/1.115945.
- [237] PORTALUPI, S. L.; GALLI, M.; REARDON, C.; KRAUSS, T. F.; O'FAOLAIN, L.; ANDREANI, L. C.; GERACE, D.: Planar photonic crystal cavities with far-field optimization for high coupling efficiency and quality factor. *Optics express*, **2010**, *18*. 15, 16064–16073. DOI: 10.1364/OE.18.016064.
- [238] nextnano GmbH: NEXTNANO++. <http://www.nextnano.de>, **2013**.
- [239] MESCHÉDE, Dieter: *Optik, Licht und Laser*, 3rd ed.; Vieweg + Teubner in GWV Fachverlage: Wiesbaden, **2008**. ISBN 9783835101432.

- [240] DIELS, Jean-Claude M.; FONTAINE, Joel J.; MCMICHAEL, Ian C.; SIMONI, Francesco: Control and measurement of ultrashort pulse shapes (in amplitude and phase) with femtosecond accuracy. *Appl. Opt.*, **1985**, 24. 9, 1270. DOI: 10.1364/AO.24.001270.
- [241] NAKAMURA, Tatsuya; TAKAHASHI, Yasushi; TANAKA, Yoshinori; ASANO, Takashi; NODA, Susumu: Improvement in the quality factors for photonic crystal nanocavities via visualization of the leaky components. *Optics express*, **2016**, 24. 9, 9541–9549. DOI: 10.1364/OE.24.009541.
- [242] BAUM, J.; TYCKO, R.; PINES, A.: Broadband and adiabatic inversion of a two-level system by phase-modulated pulses. *Phys. Rev. A*, **1985**, 32. 6, 3435–3447. DOI: 10.1103/PhysRevA.32.3435.
- [243] SCHMIDGALL, E. R.; EASTHAM, P. R.; PHILLIPS, R. T.: Population inversion in quantum dot ensembles via adiabatic rapid passage. *Phys. Rev. B*, **2010**, 81. 19. DOI: 10.1103/PhysRevB.81.195306.
- [244] SIMON, C.-M; BELHADJ, T.; CHATEL, B.; AMAND, T.; RENUCCI, P.; LEMAITRE, A.; KREBS, O.; DALGARNO, P.; WARBURTON, R.; MARIE, X.; URBASZEK, B.: Robust Quantum Dot Exciton Generation via Adiabatic Passage with Frequency-Swept Optical Pulses. *Phys. Rev. Lett*, **2011**, 106. 16. DOI: 10.1103/PhysRevLett.106.166801.
- [245] BERENGER, Jean-Pierre: A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves. *Journal of Computational Physics*, **1994**, 114. 2, 185–200. DOI: 10.1006/jcph.1994.1159.
- [246] HILDEBRANDT, Andre: Design and fundamentals of optical nanoantennas for high intensity enhancement or high directivity. Dissertation, Universität Paderborn, **2017**. DOI: 10.17619/UNIPB/1-61.