



# UNIVERSITÄT PADERBORN

Fakultät für Naturwissenschaften  
Experimentalphysik  
Nanophotonik und Nanomaterialien  
Warburger Straße 100  
33098 Paderborn

## Modifizierte Mikrodiskresonatoren mit Siliziumnanokristallen als aktives Medium

DISSERTATION

zur Erlangung des akademischen Grades

DOKTOR RER. NAT.

an der Fakultät Naturwissenschaften

der Universität Paderborn

vorgelegt von

RONJA KÖTHEMANN

geboren am 11.04.1995 in Geseke

Gutachter:

Prof. Dr. Cedrik Meier

und

Prof. Dr. Jörg K. N. Lindner

Paderborn, April 2023



---

# **Erklärung der Selbständigkeit**

Hiermit versichere ich, dass ich die vorliegende Arbeit mit dem Titel „Modifizierte Mikrodiskresonatoren mit Siliziumnanokristallen als aktives Medium“ ohne fremde Hilfe und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Quellen angefertigt habe und dass die Arbeit in gleicher oder ähnlicher Form noch keiner anderen Prüfungsbehörde vorgelegen hat und von dieser als Teil einer Prüfungsleistung angenommen worden ist. Alle Ausführungen, die wörtlich oder sinngemäß übernommen worden sind, sind als solche gekennzeichnet.

---

Ronja Kristin Köthemann

Paderborn, den 13.04.2023



# Abstract

---

In contrast to silicon as a bulk material, silicon nanocrystals exhibit a strong photoluminescence signal due to size quantization effects. The aim of this work is to manipulate the photoluminescence of the silicon nanocrystals using different approaches. Therefore, devices that combine the properties of microdisks and photonic crystals are first investigated. These hybrid structures, unlike microdisks, exhibit perpendicular emission and benefit from a redistribution of mode energies through the formation of a photonic band gap. The position of the band gap can be theoretically obtained by modeling nanobeams using the finite integral method and shows good agreement with the experiment. Thus, the photoluminescence spectra of the hybrid structures inside the band gap show reduced mode intensity, indicating the suppression of light propagation due to the band gap. Outside the band gap, at a longer wavelength, one or more modes are enhanced in each case. In addition to the disk radius, the mode positions can be adjusted by varying the hole size, the distance of the holes from the edge, and by the number of holes. In the simulation as well as in the experiment blue shifts for larger parameters or more holes are found, whereby the hole radius has a larger influence than the distance of the holes to the edge. For the quality factors, agreement between simulation and experiment shows that the maximum quality factors occur for a distance of the holes from the edge between  $g=200\text{ nm}$  and  $g=270\text{ nm}$ . The hole radius does not affect the quality factor. This hybrid structure is not suitable as a semiconductor laser, but it can be shown that modes are still formed even at low excitation powers of  $0.08\text{ }\mu\text{W}$ . As a modification to this structure, gear structures are fabricated in which all modes, with a laser threshold of  $35\text{ }\mu\text{W}$ , can be excited to lase. Shifting the mode positions in this component can also be done by varying the hole radius and the number of holes.

Gold nanoantennas are used as another approach to manipulate the silicon nanocrystal photoluminescence. For this purpose, the plasmonic antennas are processed onto the nanocrystal layer system and show attenuation of the photoluminescence before overgrowth because the antennas act as scattering centers. After embedding the antennas in another layer system to take advantage of the gain at the ends of the antennas and to obtain a shift in resonance due to a varied refractive index of the surrounding material, an enhanced photoluminescence signal is shown. Larger enhancements are achieved when the overlap between photoluminescence and antenna resonance is larger.

Last, both research topics are combined and plasmonic photonic hybrid structures with antennas on the disk surface are investigated. The antennas act as surface defects, resulting in reduced quality factors. The mode positions are not shifted by the antennas. The antenna resonance enhances a mode close to the photonic band gap.



# Kurzfassung

---

Im Gegensatz zu Silizium als Volumenmaterial weisen Siliziumnanokristalle ein starkes Photolumineszenzsignal durch Größenquantisierungseffekte auf. Ziel dieser Arbeit ist es, diese Photolumineszenz mit verschiedenen Ansätzen zu manipulieren. Dazu werden zuerst Bauelemente untersucht, die die Eigenschaften von Mikrodisks und photonischen Kristallen kombinieren. Diese Hybridstrukturen weisen im Gegensatz zu Mikrodisks eine senkrechte Emission auf und profitieren von einer Umverteilung der Modenenergien durch die Ausbildung einer photonischen Bandlücke. Die Position der Bandlücke kann theoretisch über die Modellierung von Nanostegen mit Hilfe der Finite-Integral-Methode erfolgen und weist eine gute Übereinstimmung zum Experiment auf. So zeigen die Photoluminesenzspektren der Hybridstrukturen innerhalb der Bandlücke eine reduzierte Modenintensität, was auf die Unterdrückung der Lichtausbreitung aufgrund der Bandlücke hindeutet. Außerhalb der Bandlücke wird bei einer größeren Wellenlänge jeweils eine oder mehrere Moden verstärkt. Die Modenpositionen lassen sich neben dem Diskradius durch die Variation der Lochgröße, des Abstandes der Löcher zum Rand und durch die Lochanzahl anpassen. Dabei ergeben sich sowohl in der Simulation, als auch im Experiment Blauverschiebungen für größere Parameter bzw. mehr Löcher, wobei der Lochradius einen größeren Einfluss hat, als der Abstand der Löcher zum Rand. Für die Gütefaktoren zeigt sich in Übereinstimmung zwischen Simulation und Experiment, dass die maximalen Gütefaktoren für einen Abstand der Löcher vom Rand zwischen  $g=200\text{ nm}$  und  $g=270\text{ nm}$  vorliegen. Diese Hybridstruktur eignet sich nicht als Halbleiterlaser, es kann allerdings gezeigt werden, dass sich selbst bei geringen Anregungsleistungen von  $0,08\text{ }\mu\text{W}$  noch Moden ausbilden. Als Abwandlung zu dieser Struktur werden Zahnradstrukturen hergestellt, bei denen alle Moden mit einer Laserschwelle von  $35\text{ }\mu\text{W}$  zum Lasen angeregt werden können. Die gezielte Anpassung der Modenpositionen kann bei diesem Bauteil ebenfalls über die Variation des Lochradius und der Lochanzahl erfolgen.

Als weiterer Ansatz, um die Nanokristall-Photolumineszenz zu manipulieren, werden Goldnanoantennen verwendet. Dazu werden die plasmonischen Antennen auf das Nanokristall-Schichtsystem prozessiert und zeigen zunächst eine Abschwächung der Photolumineszenz, da die Antennen als Streuzentren wirken. Nach Einbettung der Antennen in ein weiteres Schichtsystem, um die Verstärkung an den Antennenenden ausnutzen zu können und ein Verschieben der Resonanz durch einen varierten Brechungsindex des Umgebungsmaterials zu erhalten, zeigt sich ein verstärktes Photolumineszenzsignal. Dabei werden größere Verstärkungen erreicht, wenn der Überlapp zwischen Photolumineszenz und Antennenresonanz größer ist.

Zuletzt werden beide Themen miteinander kombiniert und plasmonisch-photonische Hybridstrukturen mit Antennen auf der Diskoberfläche untersucht. Die Antennen wirken als Oberflächendefekte, was in reduzierten Gütefaktoren resultiert. Die Modenpositionen werden durch die Antennen nicht verschoben. Durch die Antennenresonanz wird eine Mode nahe der photonischen Bandlücke verstärkt.



# Inhaltsverzeichnis

<b>1 Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2 Physikalische Grundlagen</b>	<b>5</b>
2.1 Silizium . . . . .	5
2.2 Siliziumnanokristalle . . . . .	6
2.2.1 Quantenmechanischer Einschluss . . . . .	7
2.3 Optische Resonatoren . . . . .	12
2.3.1 Mikrodisks . . . . .	15
2.4 Eindimensionale photonische Kristalle . . . . .	20
2.4.1 Photonische Kristall-Mikrodiskstrukturen . . . . .	21
2.5 Plasmonische Goldnanoantennen . . . . .	21
2.5.1 Dielektrische Funktion von Gold . . . . .	22
2.5.2 Plasmonische Nanoantennen . . . . .	23
<b>3 Herstellungs- und Messmethoden</b>	<b>27</b>
3.1 Elektronenstrahlolithografie . . . . .	27
3.2 Elektronenstrahlverdampfen . . . . .	28
3.3 Reaktives Ionenätzen . . . . .	29
3.4 Photolumineszenz-Spektroskopie . . . . .	31
3.5 Fourier-Transformations-Infrarotspektroskopie . . . . .	34
<b>4 Herstellungsoptimierung von Mikrodiskstrukturen</b>	<b>39</b>
4.1 Herstellung der Siliziumnanokristalle . . . . .	40
4.2 Optimierung der Lithografiemaske . . . . .	42
4.2.1 Proximity-Effekt-Korrektur . . . . .	45
4.3 Herstellung der Hybridstrukturen . . . . .	46
4.4 Realisierbare Lochgrößen . . . . .	49
<b>5 Hybridstrukturen</b>	<b>51</b>
5.1 Theoretische Vorbetrachtungen . . . . .	51
5.1.1 Eindimensionale photonische Kristalle . . . . .	52
5.1.2 Mikrodisks und Hybridstrukturen . . . . .	56
5.2 Messergebnisse . . . . .	60
5.2.1 Charakterisierung der Mikrodisk . . . . .	60
5.2.2 Charakterisierung der Hybridstrukturen . . . . .	62
5.3 Zahnradstrukturen . . . . .	71
5.3.1 Herstellung . . . . .	72
5.3.2 Messergebnisse . . . . .	73

5.4 Zusammenfassung . . . . .	80
<b>6 Eingebettete plasmonische Nanoantennen</b>	<b>83</b>
6.1 Herstellung . . . . .	83
6.2 Theoretische Vorbetrachtungen . . . . .	86
6.3 Resonanzverhalten der Nanoantennen . . . . .	89
6.4 Manipulation der Nanokristall-Photolumineszenz . . . . .	90
6.5 Zusammenfassung . . . . .	94
<b>7 Plasmonisch-photonische Hybridstrukturen</b>	<b>95</b>
7.1 Herstellung . . . . .	95
7.2 Messergebnisse . . . . .	99
7.3 Zusammenfassung . . . . .	102
<b>8 Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>105</b>
<b>Literatur</b>	<b>109</b>
<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>120</b>
<b>Publikationsliste</b>	<b>121</b>
<b>Danksagung</b>	<b>123</b>

# 1 Einleitung

---

I'm not crazy. My reality is just different than yours.

*(Attributed to Cheshire Cat)*

Die Photonik ist ein disziplinenübergreifendes, zukunftsträchtiges Themenfeld, das sich aus der Festkörperphysik, Halbleitertechnologie und Optik zusammensetzt. Im Gegensatz zur Elektronik, bei der die Datenübertragung mittels Elektronen vonstatten geht, werden in der Photonik Lichtteilchen, die Photonen, verwendet. Angefangen bei der Realisierung des ersten Halbleiterlasers auf GaAs Basis in 1962 [1] wurde der Startschuss für optische Datenübertragung gegeben und so konnte die Photonik in diesen Bereich integriert werden. Im Jahr 1983 konnten durch den Einsatz von Glasfasern bereits Übertragungsraten von 50 Mbit/s bei geringen Verlusten realisiert werden [2]. In den letzten Jahrzehnten wurden in der Datenübertragung enorme Fortschritte erzielt, sodass mittlerweile die üblichen Übertragungsraten bis zu 100 Gbit/s betragen. Die Photonik ist also aus unserem Alltag nicht mehr wegzudenken, da auch Smartphonedisplays, Fernsehbildschirme, anorganische und organische Leuchtdioden und Kamerasensoren zu diesem Gebiet zählen. Bei all diesen Bauteilen ist eine Umwandlung von elektrischen zu optischen Signalen notwendig, jedoch auf Kosten der Schaltgeschwindigkeit und Effizienz. Daher wurde in den letzten Jahren zunehmend daran geforscht, rein optische Bauelemente zur Leitung [3, 4], Verzögerung [5] und Aufteilung [6] auf Basis von photonischen Bauelementen herzustellen. Beispiele für derartige photonische Bauelemente aus der Nanotechnologie sind die photonischen Kristalle. Diese besitzen analog zu den elektrischen Bandlücken in Halbleitern eine optische Bandlücke, die durch eine Brechungsindexmodulation entsteht. Dadurch lässt sich die Lichtausbreitung für bestimmte Frequenzen unterbinden [7]. Aus photonischen Kristallen lassen sich Wellenleiter als Sensoren für Proteine [8] oder Laser realisieren. In diesen photonischen Kristall-Lasern werden die Photonen auf ein Modenvolumen nahe dem Beugungslimit eingeschränkt [9, 10]. Dadurch besitzen diese Bauelemente eine niedrige Laserschwelle [11, 12] und eine hohe Modulationsgeschwindigkeit [13, 14]. Außerdem können sie so angepasst werden, dass sie eine vertikale Emission ermöglichen [15]. Diese

vertikale Emission stellt einen Vorteil gegenüber einem anderen photonischen Bauelement, der Mikrodisk, dar.

Da hier die Lichtauskopplung durch die Seitenflächen in der Ebene geschieht, wird die Detektion der Photonen erschwert [16]. Dieser Mikrodisklaser wurde von McCall im Jahre 1992 [17] entwickelt und besteht aus einer zylindrischen Scheibe, in der sich über Totalreflexion an den Seitenwänden Moden im Diskinneren ausbreiten. Diese Moden werden nach einem in der St. Paul's Cathedral beobachteten Phänomen benannt. In der kreisförmigen Kuppel konnten geflüsterte Gespräche am anderen Ende des Raumes durch Ausbreitung des Schalls entlang der Kuppelwände gehört werden, was diesen Moden den Namen Flüstergaleriemoden eingebracht hat [18, 19].

In dieser Arbeit sollen beide Strukturen miteinander kombiniert werden, sodass die Eigenschaften von photonischen Kristallen und Mikrodisks vereint werden. Diese Bauelemente können als Mikrodisklaser [20] fungieren, da durch die photonische Bandlücke die Lichtausbreitung bei manchen Frequenzen verboten wird und so eine Umverteilung der Modenenergien stattfindet. Dieses kombinierte Design kann als eindimensionaler photischer Kristall Nanostegresonator verstanden werden [21], der um eine Scheibe gebogen wird. Mit dieser Modifikation der Mikrodisk lässt sich die Ausbreitung der Moden hinsichtlich der spektralen Position und der Intensität gezielt manipulieren. Eine weitere potentielle Anwendung dieser Bauelemente sind Sensoren für Biomaterialien. Dazu werden zwischen die Löcher in der Disk verjüngte Schlitze geätzt. In dem Bereich der Schlitze breitet sich das elektromagnetische Feld der Mode aus und kann mit dem elektrischen Feld von Biomaterialien wechselwirken, um diese zu detektieren [22].

Auch wenn es mittlerweile eine Vielzahl an photonischen Bauelementen gibt und die Forschung auf diesem Gebiet weiter voranschreitet, lässt sich eine Konvertierung von optischen zu elektronischen Signalen nicht immer vermeiden. Diese Konvertierung ist mit Verlusten verbunden, sodass die Fähigkeit, die Daten, wie beispielsweise Photolumineszenzsignale, zu verstärken, ebenfalls von enormer Wichtigkeit ist. Ein vielversprechender Kandidat findet sich hierfür ebenfalls in der Nanotechnologie, in dem Gebiet der Plasmonik. Die Plasmonik beschreibt elektromagnetische Nahfelder in und an metallischen Nanostrukturen. Die Manipulation und Abstrahlung der Wellen ähnelt dabei der Funktionsweise von klassischen Antennen, wie der  $\lambda/2$ -Stab-Antenne. Mit diesen Nanoantennen lässt sich Strahlung im optischen Spektralbereich beeinflussen [23]. Diese Antennen können periodisch angeordnet werden und variieren in ihrer Größe je nach Anwendung zwischen wenigen Angström bis zu mehreren 100 nm [24–28]. Diese Anwendungen umfassen neben der Verstärkung und Manipulation von linearen und nichtlinearen Photolumineszenzsignalen auch das Fokussieren von Licht unterhalb des Auflösungsvermögens von herkömmlichen Optiken [29] und die Herstellung von Materialien mit negativen Bre-

---

chungsindizes [30].

Ein wichtiges Material sowohl in der Mikroelektronik als auch in der Photonik ist Silizium, da es günstig und reichlich vorhanden ist, weil es am zweitmeisten in der Erdkruste vorkommt. Außerdem ist es nicht giftig, besitzt einen hohen Brechungsindex und wird in der Photovoltaiktechnologie und für Computerchips eingesetzt [31, 32]. Als Volumenkristall ist die Wahrscheinlichkeit der strahlenden Rekombination gering, da sie bei indirekten Halbleitern nur unter Beteiligung eines Phonons stattfinden kann. Die Wahrscheinlichkeit der strahlenden Rekombination kann erhöht werden, indem das Material bis auf wenige Nanometer verkleinert wird, da es als Nanokristall eine großenabhängige effiziente optische Emission im sichtbaren bis infraroten Spektralbereich aufweist [33]. Mit diesen Nanokristallen könnten effizientere Solarzellen realisiert werden, die bei angepassten Bandlücken der Nanokristalle ein größeres Spektrum des Sonnenlichts aufnehmen könnten und so eine höhere Effizienz bieten würden [34]. Ein weiteres Anwendungsgebiet für Nanokristalle aus Silizium ist die Biomedizin. Die spektral durchstimmmbaren Nanokristalle werden für Lumineszenzbildgebung verwendet, da sie eine hohe Quantenausbeute besitzen und eine Lumineszenz in dem Bereich einer geringen Lichtabsorption von Blut-, Haut- und Fettgewebe aufweisen, sodass Organe in Lebewesen gezielt markiert werden können [35, 36]. Im Verlauf dieser Arbeit werden die Themenbereiche der Photonik und Plasmonik zusammengeführt, um die Manipulation der Modenausbreitung in modifizierten Mikrodiskstrukturen mit Siliziumnanokristallen als optisch aktives Medium zu untersuchen. Die physikalischen Resultate werden dazu in die folgenden Kapitel gegliedert:

Nach der Einleitung werden in **Kapitel 2** die zum Verständnis der Arbeit notwendigen physikalischen Grundlagen behandelt. Dazu zählen die Eigenschaften der Siliziumnanokristalle, insbesondere die, die durch den quantenmechanischen Einschluss entstehen. Es folgen die Lichtpropagation in optischen Resonatoren mit Mikrodiskresonatoren als Beispiel und die Entstehung der Bandlücke in eindimensionalen photonischen Kristallen. Zuletzt werden die dielektrische Funktion von Gold und die Grundprinzipien von plasmatischen Oberflächenplasmonen in Nanoantennen thematisiert.

In **Kapitel 3** folgt eine kurze Einführung in die verwendeten Herstellungs- und Charakterisierungsmethoden und deren physikalische Hintergründe, wobei ebenfalls die verwendeten Messaufbauten vorgestellt werden.

Das **4. Kapitel** widmet sich der Optimierung der Herstellung der Hybridstrukturen. Dabei wird zuerst auf die Herstellung der Siliziumnanokristalle eingegangen. Es folgt eine detaillierte Darstellung der Herausforderungen und Lösungen in der Herstellung der Mikrodiskstrukturen, die als Ergebnis einen optimierten Herstellungsprozess liefern.

Auf die Herstellung folgen in **Kapitel 5** kurze theoretische Beschreibungen der eindimensionalen photonischen Kristalle für eine Modellierung der photonischen Bandlücke,

der Mikrodisks und Hybridstrukturen. Außerdem wird die Charakterisierung der hergestellten Hybridstrukturen vorgestellt. Dabei wird insbesondere auf die Manipulation der Moden durch unterschiedliche Wahl der Lochparameter eingegangen. Im letzten Teil des Kapitels werden die Herstellung und Charakterisierung einer Abwandlung der Struktur behandelt - der Zahnradmikrodisk.

In **Kapitel 6** werden die Herstellung von plasmonischen Nanoantennen und deren Manipulation von Photolumineszenzsignalen der Siliziumnanokristalle behandelt.

**Kapitel 7** verbindet die beiden vorangegangenen Kapitel insofern, dass Nanoantennen auf die Oberflächen der Diskstrukturen prozessiert werden und die Veränderung der Photolumineszenzeigenschaften untersucht wird.

Im **8. Kapitel** werden abschließend die Ergebnisse und gewonnenen Erkenntnisse zusammengefasst und daran anknüpfend ein Ausblick zu möglichen weiterführenden Experimenten gegeben.

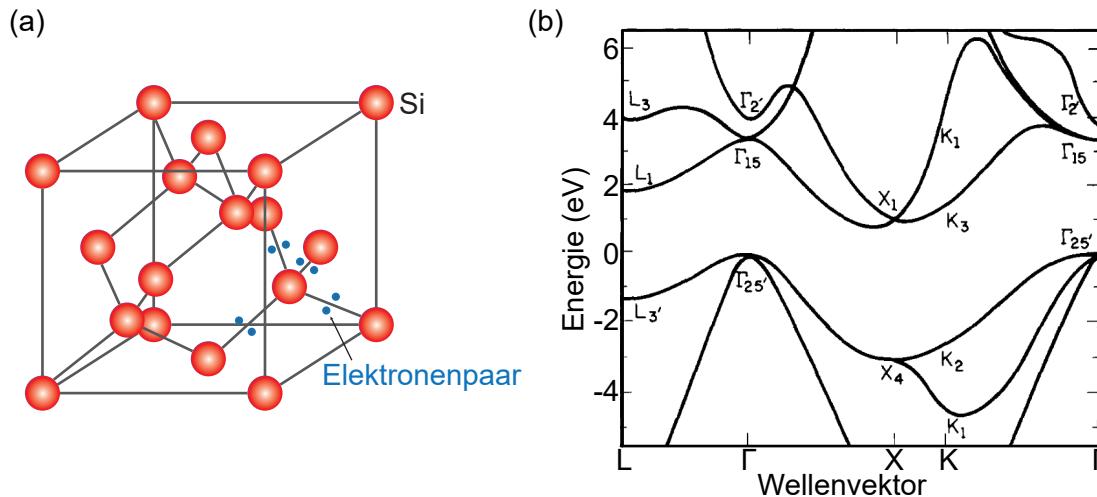
## 2 Physikalische Grundlagen

---

Im folgenden Kapitel werden die Grundlagen zu dem verwendeten Materialsystem Silizium vorgestellt und die Eigenschaften, die es erhält, wenn der Volumenkristall auf eine Größe von wenigen Nanometern verkleinert wird. Diese sogenannten Siliziumnanokristalle bilden das optisch aktive Medium in den hergestellten Bauelementen wie Hybridstrukturen, die aus Mikrodiskresonatoren und eindimensionalen photonischen Kristallen kombiniert werden. Die Physik hinter beiden Bauelementen wird ebenfalls kurz thematisiert. Außerdem werden die Grundlagen zu plasmonischen Nanostrukturen erläutert, die hier ebenfalls zur Manipulation von Photolumineszenzsignalen eingesetzt werden.

### 2.1 Silizium

Silizium ist eines der am besten untersuchten Halbleitermaterialien, da es für die Mikroelektronik und die Photovoltaiktechnologie von großer Bedeutung ist. Es kommt mit ca. 28 % am zweithäufigsten in der Erdkruste vor, ist günstig in der Herstellung und ungiftig [32, 37]. Silizium befindet sich im Periodensystem in der IV. Hauptgruppe und besitzt 14 Elektronen. Dabei befinden sich vier Elektronen in der äußeren Schale, sodass diese halb gefüllt ist. Mit den vier nächsten Nachbarn gehen die Valenzelektronen kovalente, tetraedrische Bindungen ein. Silizium kristallisiert in einem Diamantgitter mit zweiatomiger Basis, mit einer Gitterkonstante von 5,43 Å (siehe Abb. 2.1 (a)). Daraus entstehen in jeder Elementarzelle acht Orbitale, welche in vier Leitungs- und vier Valenzbänder resultieren. Die Bandstruktur ist in Abb. 2.1 (b) dargestellt [37]. Das Valenzbandmaximum liegt am  $\Gamma$ -Punkt und das Leitungsbandminimum nahe des X-Punkts. Beide Punkte liegen in der Brillouin-Zone nicht senkrecht übereinander, also bei unterschiedlichen Wellenvektoren [39]. Demnach ist Silizium ein indirekter Halbleiter und somit als Volumenkristall nicht als aktives Medium für photonische Anwendungen geeignet. Für die Rekombination von einem Elektron mit einem Loch muss zum einen die Anregungsenergie die Bandlückenenergie ( $E_g=1,12\text{ eV}$  bei Raumtemperatur) übersteigen, zum anderen muss auch der Impulsübertrag durch ein zusätzliches Phonon ausgeglichen werden. Die



**Abbildung 2.1:** (a) Räumliche Diamantstruktur der Silizium-Elementarzelle. Nach [38]. (b) Bandstruktur des indirekten Halbleiters Silizium, berechnet mit der empirischen Pseudopotential-Methode [39]. Das Valenzbandmaximum und Leitungsbandminimum liegen nicht senkrecht übereinander.

Wahrscheinlichkeit dieses Übergangs ist damit deutlich reduziert. Dadurch liegen Effizienzen für Silizium basierte LEDs nur in einem Bereich zwischen 0,01-0,1 %. Ein Durchbruch gelang 2002, hier konnte die Effizienz von einem Forscherteam an der University of New South Wales auf 1 % gesteigert werden, indem die Wechselseitigkeit zwischen Lichtabsorption und -emission dahingehend ausgenutzt wird, dass die Absorption bei relevanten Subbandlücken-Wellenlängen maximiert und gleichzeitig der Spielraum für parasitäre nicht-strahlende Rekombination innerhalb der Diode reduziert wird [40].

Wird die Größe eines Siliziumvolumenkristalls auf wenige Nanometer verkleinert, sodass Nanokristalle entstehen, ändern sich einige optische Eigenschaften und eröffnen spannende neue Möglichkeiten.

## 2.2 Siliziumnanokristalle

Generell werden als Nanopartikel Teilchen bezeichnet, die mindestens in einer Dimension kleiner als 100 nm sind. Quantenpunkte oder Nanokristalle sind eine Unterkategorie der Nanopartikel und bestehen meist aus 100 bis 10000 Atomen, was sie zu einem Bindeglied zwischen Nanopartikeln und Atomen bzw. Molekülen macht. Im Vergleich zu Volumenmaterialien weisen sie häufig veränderte Materialeigenschaften wie optische und elektrische Eigenschaften auf. Bei Silizium weisen die Nanokristalle einen quasi-direkten Charakter auf, was eine effiziente optische Emission ermöglicht. Dieses Phänomen der veränderten

Eigenschaften lässt sich durch den Effekt des quantenmechanischen Einschlusses erklären, der im nächsten Abschnitt genauer beschrieben wird. Je kleiner der Partikel ist, desto mehr wird die Bewegung der Elektronen eingeschränkt, bis sie sich nur auf diskreten Energieniveaus bewegen können [41]. Nanokristalle werden häufig entweder als Pulverproben verwendet oder befinden sich eingebettet in einer SiO<sub>2</sub>-Matrix. Anwendung finden die Siliziumnanokristalle damit unter anderem in der Biomedizin, wo sie als Marker für Zellen an Lebewesen genutzt werden können und den großen Vorteil der Nichttoxizität aufweisen [35] oder aufgrund der optischen Emission als lichtemittierende Dioden [42, 43].

### 2.2.1 Quantenmechanischer Einschluss

Ab wann die Effekte des quantenmechanischen Einschlusses auftreten, hängt von dem Material der Nanokristalle ab. Entscheidend dafür ist die Größe des Exzitons, die mithilfe des materialabhängigen Bohrradius ausgerechnet werden kann. Für Wasserstoff ist er über folgende Formel gegeben:

$$a_0 = \frac{4\pi\varepsilon_0\hbar}{m_e e^2}. \quad (2.1)$$

Darin ist  $\varepsilon_0$  die elektrische Feldkonstante im Vakuum,  $\hbar$  das reduzierte Planksche Wirkungsquantum,  $m_e$  die Elektronenmasse. Mit der reduzierten Exzitonmasse  $\mu$  in Silizium ergibt sich folgender Ausdruck:

$$\mu = \frac{m_e^* \cdot m_h^*}{m_e^* + m_h^*} = 0,15 \cdot m_e, \quad (2.2)$$

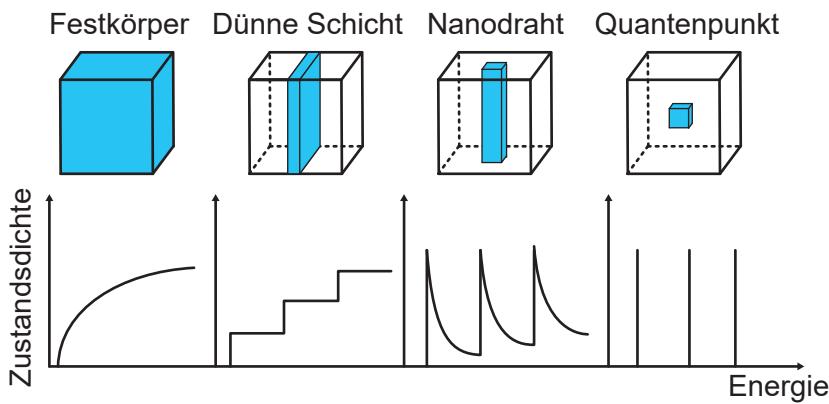
wobei \* die effektiven Massen für Leitfähigkeitsberechnungen in Silizium mit  $m_e^*=0,26 m_e$  und  $m_h^*=0,36 m_e$  [44] sind und  $\varepsilon_r$  die Dielektrizitätszahl von Silizium mit  $\varepsilon_r=11,9$ . Die Leitfähigkeitsmasse von Elektronen  $m_e^*$  berechnet sich in Silizium aus den beiden transversalen ( $m_t=0,19 \cdot m_e$ ) und der longitudinalen ( $m_l=0,98 \cdot m_e$ ) Elektronenmasse mit:  $m_e^*=3 \cdot (m_{t1}^{-1} + m_{t2}^{-1} + m_l^{-1})^{-1}$ . Damit wird der Exziton-Bohradius für Silizium  $a_{exz}$ :

$$a_{exz} = \frac{\varepsilon_r}{\mu/m_e} \cdot a_0 = 79,3 \cdot a_0 = 4,2 \text{ nm}. \quad (2.3)$$

Dieser Wert ist in der gleichen Größenordnung wie in anderen Quellen, beispielsweise 4,9 nm und 5 nm in [45, 46].

Durch die räumliche Einschränkung verändert sich unter anderem die Zustandsdichte. Volumenkörper sind dreidimensionale Festkörper mit sich überlagernden Energieniveaus zu

kontinuierlichen Bändern. Werden Ladungsträger in ihren Freiheitsgraden eingeschränkt, ändern sich die Bandstrukturen, wie in Abb. 2.2 dargestellt. Im Dreidimensionalen besitzt die Zustandsdichte einen wurzelförmigen Zusammenhang, wohingegen bei nulldimensionalen Systemen, wozu auch die Nanokristalle zählen, diskrete Energieniveaus vorliegen. Durch den quantenmechanischen Einschluss kann ebenfalls der größte Vorteil der Sili-



**Abbildung 2.2:** Reduzierung der Dimensionen vom dreidimensionalen Festkörper bis zum nulldimensionalen Quantenpunkt mit den jeweiligen Zustandsdichten. Nach [47].

ziumnanokristalle gegenüber dem Volumenmaterial erklärt werden - das Photolumineszenzsignal. Ist so ein Nanokristall eingebettet in eine umgebende  $\text{SiO}_2$ -Matrix, kann er als sphärischer Quantentopf aufgefasst werden.  $\text{SiO}_2$  kann als unendlich hohe energetische Barriere angenähert werden, da es ein Isolator mit einer Bandlücke von 8,9 eV ist [48]. Dadurch werden die Wellenfunktionen von Elektron und Loch eingeschränkt. Durch die Einschränkung der Ladungsträger des Siliziums im Ortsraum kommt es gemäß der heisenbergschen Unschärferelation  $\Delta x \Delta p \geq \hbar$  zu einer größeren Unschärfe im Impulsraum. Deshalb wird ein Übergang ohne Beteiligung eines Phonons wahrscheinlicher. Außerdem gibt es einen größeren Überlapp zwischen den Wellenfunktionen von Elektron und Loch im  $k$ -Raum, wodurch die Wahrscheinlichkeit für eine Rekombination mit abnehmender Kristallgröße ansteigt [49]. Durch die vergrößerte Impulsunschärfe besitzt das Teilchen eine höhere kinetische Energie, was zu einer erhöhten Grundzustandsenergie und damit zu einer Vergrößerung der Bandlücke des Nanokristalls führt.

Neben diesem qualitativen Ansatz lässt sich die Aufweitung der Bandlücke im Siliziumnanokristall bei abnehmender Kristallgröße quantitativer beschreiben, indem der Nanokristall als sphärischer Potentialtopf angenommen wird. Es werden die Ansätze nach **Brus** aus [50, 51] verwendet. Ein Teilchen mit Masse  $m_0$  befindet sich im sphärischen Potential

$V(r)$ :

$$V(r) = \begin{cases} 0 & \text{für } r \leq a, \\ \infty & \text{für } r > a, \end{cases} \quad (2.4)$$

mit dem Nanokristallradius  $a$ . Die Wellenfunktion  $\Psi$  lässt sich als Radialanteil  $R(r)$  und Winkelanteil  $Y(\Theta, \Phi)$  schreiben:

$$\Psi_{n,\ell,m}(r, \Theta, \Phi) = R_{n,\ell}(r) \cdot Y_{\ell,m}(\Theta, \Phi) \quad (2.5)$$

$$= A_{n,\ell} \cdot j_{\ell}(k_{n,\ell}r) \cdot Y_{\ell,m}(\Theta, \Phi) \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (2.6)$$

Dabei ist  $A_{n,\ell} = \sqrt{2}/|j_{\ell+1}(k_{n,\ell})|$  eine Normierungskonstante und  $j_{\ell}(k_{n,\ell}r)$  die sphärische Besselfunktion erster Ordnung mit folgendem Zusammenhang:

$$j_{\ell}(k_{n,\ell}r) = (-kr)^{\ell} \left( \frac{1}{kr} \frac{d}{d(kr)} \right)^{\ell} \frac{\sin(kr)}{kr}. \quad (2.7)$$

Wobei  $k_{n,\ell} = \xi_{n,\ell}/a$  mit  $\xi_{n,\ell}$  die  $n$ -te Nullstelle der Besselfunktion  $j_{\ell}$  ist.  $Y_{\ell,m}(\Theta, \Phi)$  beschreibt Kugelflächenfunktionen.

Für die erlaubten Energieniveaus gilt:

$$E_{n,\ell} = \frac{\hbar^2 k_{n,\ell}^2}{2m^*} = \frac{\hbar^2 \xi_{n,\ell}^2}{2m^* a^2}. \quad (2.8)$$

Die Nullstellen der Besselfunktion ergeben sich für den einfachsten Fall von  $\ell=0$  zu  $\xi_{n,0}=n\pi$  [52]. Die Quantenzahlen  $n, \ell$  und  $m_{\ell}$  bestimmen die Anzahl und das Aussehen der Orbitale. Durch  $k_{n,\ell}$  kann die Energie also nur quantisierte Werte annehmen (wie schon in Abb. 2.2 für die Quantenpunkte gezeigt), wobei die Nullstellen in energetisch aufsteigender Reihenfolge gezählt werden. Außerdem nimmt die Quantisierungsenergie und dementsprechend auch die Bandlücke mit kleiner werdenden Partikeln mit  $1/a^2$  zu.

Die Confinementenergie skaliert demnach mit  $1/a^2$ , die Coulombinteraktion zwischen Elektron und Loch skaliert nach [50] mit  $1/a$  da  $E_C=\frac{1.8e^2}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon_r a}$  gilt. Für die s-Zustände mit  $\ell=0$  gilt für  $k_{n,0}=n \cdot \pi/a$  und damit dann für die Energie  $E_{n,0}=\frac{\hbar^2 n^2 \pi^2}{2ma^2}$ . Für den 1s-Zustand ist dabei  $n=1$ . Wird jetzt die Betrachtung ausgeweitet auf ein Elektron-Loch-Paar (Index  $e$  für das Elektron und Index  $h$  für das Loch), was im Potentialtopf räumlich eingesperrt ist, ergibt sich die Wellenfunktion zu:

$$\Psi_{e-h-\text{Paar}}(\vec{r}_e, \vec{r}_h) = \Psi_{\text{Elektron}}(\vec{r}_e) \cdot \Psi_{\text{Loch}}(\vec{r}_h). \quad (2.9)$$

Für die Gesamtenergie der gefangenen Ladungsträger im Quantenpunkt bedeutet das:

$$E_{\text{e-h-Paar}}(n_e, \ell_e, n_h, \ell_h) = E_g + \frac{\hbar^2}{2a^2} \left( \frac{\xi_{n_h, \ell_h}^2}{m_h^*} + \frac{\xi_{n_e, \ell_e}^2}{m_e^*} \right) - E_C. \quad (2.10)$$

Damit ist dann die Energie für ein Elektron und Loch im 1s-Zustand mit  $n=1$  und  $\ell = 0$  gegeben durch:

$$E_g(a) = E_{g,0} + \frac{\hbar^2 \pi^2}{2} \left( \frac{1}{m_e^*} + \frac{1}{m_h^*} \right) \cdot a^{-2} - \frac{1,8e^2}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon_r} \cdot a^{-1}. \quad (2.11)$$

In der Formel ist  $E_{g,0}=1,12\text{ eV}$  die Bandlücke des Siliziumvolumenkristalls,  $\varepsilon_r=11,9$  die dielektrische Konstante von Silizium und  $m_e^*=0,19 m_e$  sowie  $m_h^*=0,286 m_e$  werden als effektive Massen angenommen ( $m_e$  ist die reale Elektronenmasse). Diese mathematischen Annahmen sind möglich, da die durch die Coulomb Wechselwirkung induzierte Korrelation zwischen den Elektronen und Löchern schwach ist. Neben der Bandlücke des Volumenkristalls sind also der Quanten-Lokalisierungs-Term und die abgeschirmte Coulombwechselwirkung Bestandteile der Formel. Die Bandlücke der Nanokristalle in Abhängigkeit des Radius ist in Abb. 2.3 in Rot dargestellt. Diese Formel gilt allgemein für Nanokristalle und zeigt vor allem für II-VI-Halbleiternanokristalle eine hohe Übereinstimmung zwischen Experiment und Theorie [53].

Ein empirisches Modell für das Materialsystem Silizium wurde von **Proot** und **Delerue** im Jahr 1992 vorgestellt [54]. Dabei wird angenommen, dass die Bandlücke der Nanokristalle von dem Kristallradius  $a$  und der Bandlücke des Materials bei Raumtemperatur  $E_{g,0}$  abhängt:

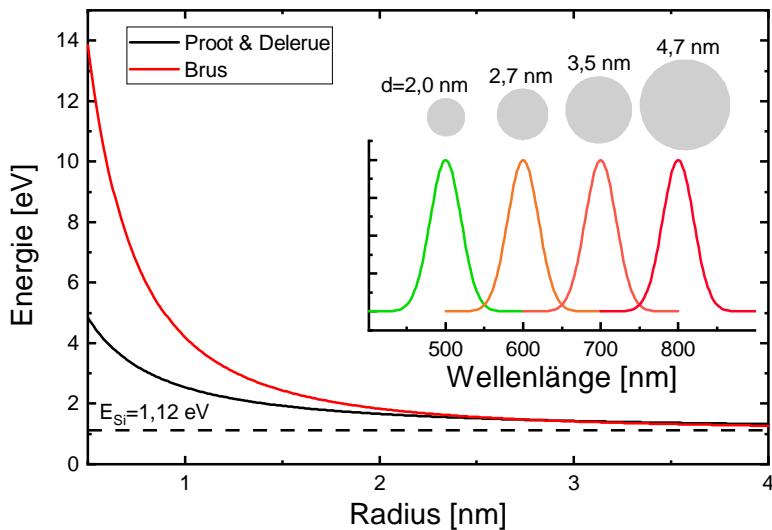
$$E_g(a) = E_{g,0} + \frac{C}{a^2}. \quad (2.12)$$

$C$  ist eine positive Konstante. Durch den Bruch  $\frac{C}{a^2}$  wird die Energie der Elektronen-Loch-Paare, die nicht wechselwirken, innerhalb eines Nanokristalls ausgedrückt. Demnach ist die Bandlücke im Nanokristall immer größer als die Bandlücke des Volumenkristalls und nähert sich für größer werdende Nanokristalle immer weiter an diese an. Bei Photolumineszenzmessungen stellte sich allerdings heraus, dass die Blauverschiebung der Nanokristallemission statt der Abhängigkeit mit einer 2 im Exponenten eher 1-1,5 beträgt. Durch einen semiempirischen Ansatz, der zum einen auf Photolumineszenzmessungen und zum anderen auf Simulationen beruht, bei denen die elektronische Struktur der Nanokristalle aus einer Linearkombination von Atomorbitalen (LCAO) berechnet wird, kommen **Proot**

und **Delerue** zu folgendem Ergebnis (siehe Abb. 2.3 in Schwarz):

$$E_g(d) = E_{g,0} + \frac{3,73}{d^{1,39}}. \quad (2.13)$$

Darin wird statt des Radius  $a$  der Durchmesser  $d$  der Nanokristalle verwendet. In schwarz ist in Abb. 2.3 die größenabhängige Emission der Nanokristalle berechnet mit dem Modell nach **Proot** und **Delerue** dargestellt. Für größer werdende Nanokristalle nähern sich beide Modelle immer weiter an, unter einem Kristallradius von  $a=2$  nm steigt die Bandlücke nach **Brus** stärker an als mit dem semiempirischen Modell nach **Proot** und **Delerue**. Ebenfalls in Abb. 2.3 sind schematische Nanokristallgrößen mit der entsprechenden Emission nach **Proot** und **Delerue** dargestellt.



**Abbildung 2.3:** Es sind die Bandlücken der Nanokristalle abhängig von ihrem Radius dargestellt. In Rot nach dem theoretischen Modell nach Brus. In Schwarz die Ergebnisse des semiempirischen Ansatzes nach Proot und Delerue. Rechts ist verdeutlicht, welche Größen die Nanokristalle haben und in welchem Bereich jeweils die emittierte Strahlung, berechnet nach Proot und Delerue liegt.

Da laut dem Modell nach **Brus** eine unendlich hohe Potentialbarriere angenommen wird, wird die Bandlücke für kleine Kristalle überschätzt, was die Abweichung der beiden Ansätze für kleine Radien erklärt.

Die Veränderungen des nanokristallinen Siliziums gegenüber dem Volumenkristall durch den quantenmechanischen Einfluss können demnach wie folgt zusammengefasst werden: Die Bandlücke der Nanokristalle weitert sich auf, da durch das umgebende  $\text{SiO}_2$  ein Quantentopf gebildet wird. Mit kleiner werdenden Nanokristallen nimmt die Bandlücke zu. Im Volumenkristall finden die Elektron-Loch-Rekombinationen unter Beteiligung von Phononen statt, da Silizium ein indirekter Halbleiter ist. Durch den starken quantenmecha-

nischen Einschluss im Ortsraum entsteht im Impulsraum eine Unschärferelation, welche dazu führt, dass die Wellenfunktionen überlappen und die Wahrscheinlichkeit für eine strahlende Rekombination zwischen Elektron und Loch mit kleiner werdender Kristallgröße steigt. Diese sichtbare Photolumineszenz ist die wichtigste Eigenschaft der Nanokristalle für diese Arbeit.

## 2.3 Optische Resonatoren

Im einfachsten Fall bestehen optische Resonatoren aus zwei hochreflektiven Schichten, zwischen denen sich stehende Lichtwellen durch konstruktive und destruktive Interferenz bilden. Die Wellenlängen, bei denen es zur konstruktiven Interferenz kommt, werden Resonanzen genannt. Neben der Optik kann dieses Phänomen der Resonanz bei allen schwingfähigen Systemen auftreten. Resonanzen sind generell das Mitschwingen eines Systems, wobei die Schwingfrequenz mit der Anregungsfrequenz übereinstimmt. Die Amplitude der Resonanz kann die anregende Schwingung dabei um mehrere Größenordnungen übertreffen. Diese Verstärkung ist nur bei geringen Verlusten möglich. Ausgenutzt wird häufig die Totalreflexion an dielektrischen Grenzschichten, wobei der streifende Einfall unterhalb des materialspezifischen Grenzwinkels stattfinden muss. Bei senkrechtem Einfall der elektromagnetischen Welle ist konstruktive Interferenz durch Mehrfachreflexion an dielektrischen Schichtstapeln, wie beispielsweise Bragg-Reflektoren, sehr effizient.

Die Dimensionierung eines Resonators hängt von der Wellenlänge der Resonanz ab. Für Mikroresonatoren liegt diese für den ultravioletten und sichtbaren Spektralbereich bei mehreren hundert Nanometern bis zu wenigen Mikrometern. Durch die geringe Größe gestaltet sich der Herstellungsprozess als technologisch sehr aufwendig, da dieser nicht mechanisch möglich ist.

Im einfachsten Fall sind Mikroresonatoren wie ein Fabry-Perot-Resonator aufgebaut, welcher im Jahr 1897 von den beiden Physikern **Charles Fabry** und **Alfred Pérot** vorgestellt wurde [55]. Er besteht aus zwei parallelen, zueinander gerichteten Spiegeln mit hoher Reflektivität, die sich im Abstand  $d$  voneinander befinden und basiert auf konstruktiver Überlagerung von monochromatischem Licht mit der Wellenlänge  $\lambda$ , wenn der Abstand der Spiegel einem ganzzahligen Vielfachen  $m$  der halben Wellenlänge entspricht ( $d=m\frac{\lambda}{2}$ ). Aufgrund der hohen Reflektivität wird die eingestrahlte elektromagnetische Welle näherungsweise verlustfrei zwischen den beiden Spiegeln hin und her reflektiert. Dabei ist die Wellenfunktion des Ortes  $U(\vec{r}, t)$  mit einer harmonischen Zeitabhängigkeit einer monochromatischen Lichtwelle durch

$$U(\vec{r}, t) = U(\vec{r}) \cdot e^{i\omega t} \quad (2.14)$$

gegeben. Dieser Ansatz wird in die Wellengleichung

$$\nabla^2 U(\vec{r}, t) - \mu_r \mu_0 \varepsilon_r \varepsilon_0 \frac{\partial^2 U(\vec{r}, t)}{\partial t^2} = 0 \quad \text{mit } c = \sqrt{\mu_r \mu_0 \varepsilon_r \varepsilon_0} = \frac{c_0}{n} \quad (2.15)$$

eingesetzt und ergibt die Helmholtzgleichung als Spezialfall einer Wellengleichung mit einer harmonischen Zeitabhängigkeit:

$$\nabla^2 U(\vec{r}, t) + k^2 U(\vec{r}, t) = 0. \quad (2.16)$$

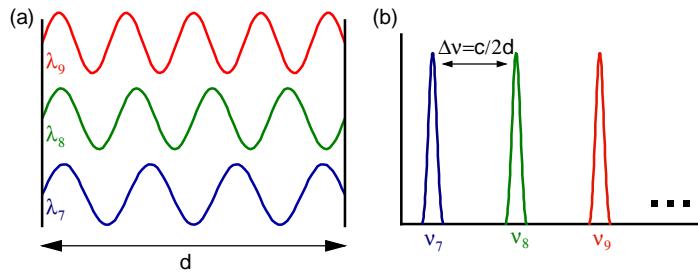
Wobei  $\mu_r$  die Permeabilität eines Mediums ist,  $\mu_0$  die magnetische Permeabilität des Vakuums,  $\varepsilon_r$  die Dielektrizitätskostante eines Mediums,  $\varepsilon_0$  die Dielektrizitätskonstante im Vakuum und  $c_0$  die Vakuumlichtgeschwindigkeit. Für die Wellenzahl gilt  $k = \frac{w}{c} = \frac{n\omega}{c_0}$  mit der Lichtgeschwindigkeit im Medium  $c$ . Die gesuchten Resonatormoden ergeben sich somit aus den Lösungen der Helmholtzgleichung mit den Randbedingungen der beiden Spiegel. Dabei wird davon ausgegangen, dass der Resonator in z-Richtung ausgerichtet ist und sich die Wellenfunktion ebenfalls in diese Richtung ausbreitet. Die Spiegelflächen werden als verlustfrei angenommen, sodass die transversalen Komponenten des elektrischen Feldes an diesen Stellen verschwinden und  $\vec{U}(0) = \vec{U}(d) = 0$  gilt. Diese Randbedingungen werden von stehenden Wellen in Form von Sinusschwingungen erfüllt (der Einfachheit halber wird die harmonische Zeitabhängigkeit hier im Weiteren vernachlässigt):

$$U(\vec{r}) = A \cdot \sin(kz), \quad (2.17)$$

mit der Amplitude  $A$ . Außerdem lässt sich für  $k$  die folgende Diskretisierung zur Erfüllung der Randbedingungen angeben:

$$k_q = \frac{q\pi}{d}. \quad (2.18)$$

Somit ergeben sich verschiedene Resonatormoden  $U(\vec{r}) = A_q \cdot \sin(k_q z)$  mit  $q=1, 2, \dots$  als ganzzahligem Laufindex. Damit gilt für die diskreten Resonatormoden  $\nu_q = \frac{qc}{2d}$ , was in Abb. 2.4 (b) dargestellt ist. In Abb. 2.4 (a) sind die zugehörigen stehenden Wellen, die sich im Resonator ausbreiten, zu sehen. Bei jeder Reflexion an einem der beiden Spiegel erfährt die elektromagnetische Welle einen Phasensprung um  $\pi$ . Dies kann in der Berechnung vernachlässigt werden, da nach der Reflexion an beiden Spiegeln die Welle um insgesamt  $2\pi$  verschoben ist. Damit ist die Welle wieder deckungsgleich zur Ausgangswelle, da dies der Periodizität der Sinus-Schwingung entspricht. Nach einem vollständigen Umlauf im Resonator besitzt die Welle demnach wieder denselben Schwingungszustand, was einer Phasenverschiebung von einem Vielfachen von  $2\pi$  entspricht. So kann die Welle mit sich selbst konstruktiv interferieren.



**Abbildung 2.4:** (a) Stehende Wellen in einem Fabry-Perot-Resonator und in (b) die jeweils zugehörigen Resonanzfrequenzen.

Resonatoren können mit verschiedenen Kenngrößen wie der Güte, der Finesse, dem Modenvolumen und der Modendichte charakterisiert werden. Das Modenvolumen ist ein Maß für die räumliche Ausdehnung einer Mode im Resonator, bis das elektrische Feld der Moden auf den Faktor  $1/e$  abgefallen ist. Verlustmechanismen im Resonator können durch die Güte und Finesse angegeben werden. Verluste entstehen durch Streuung an rauen Oberflächen und Absorption im Resonatormedium oder einer partiellen Auskopplung bei Reflexion. Durch diese Verlustmechanismen wird die maximale Intensität im Resonator kleiner und es ergibt sich ein Dämpfungsfaktor  $\alpha$  für die umlaufende Lichtwelle. Daraus lässt sich die Finesse  $\mathcal{F}$  berechnen, die größer wird, je geringer die Verluste sind, da dann auch die Verweildauer des im Resonator befindlichen Lichts höher ist:

$$\mathcal{F} = \frac{\pi\sqrt{\alpha}}{1 - \alpha}. \quad (2.19)$$

Die Verweildauer des Lichts wirkt sich auch auf die Halbwertsbreite der Intensitätspeaks der Moden aus (siehe Abb. 2.4(b)). Durch Verluste werden aus unendlich scharfen Intensitätslinien leicht verbreiterte Kurven.

Diese Verbreiterung kann durch den Gütfaktor  $Q$  als weitere Kenngröße, die häufig statt der Finesse genutzt wird, charakterisiert werden. Dieser gibt das Verhältnis zwischen der im Resonator gespeicherten Energie und dem Energieverlust pro Umlauf an. Er lässt sich mit dem Quotienten aus der Halbwertsbreite der Moden und der spektralen Position  $\lambda$ , beziehungsweise der Energie  $E$  bestimmen:

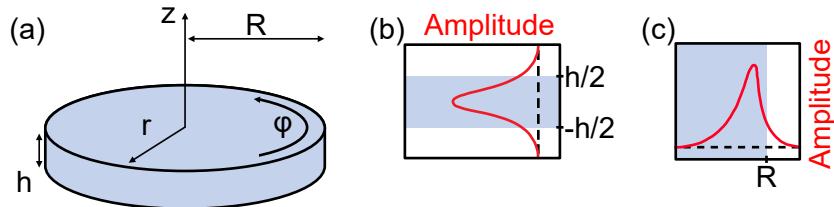
$$Q = 2\pi \frac{\text{gespeicherte Energie}}{\text{Energieverlust pro Umlauf}}, \quad Q = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} = \frac{E}{\Delta E}. \quad (2.20)$$

Die Vorteile von photonischen Resonatoren sind das geringe Modenvolumen und ein hoher Gütfaktor. Die maximal erreichbaren Gütfaktoren mit Fabry-Perot-Resonatoren liegen in der Größenordnung von  $10^5$  [56]. Deutlich höhere Gütfaktoren lassen sich mit kreisförmigen Geometrien, wie bei Mikrodisks realisieren. Die höchsten Gütfaktoren mit  $10^8$

lassen sich dabei für  $\text{SiO}_2$  auf Siliziumsubstraten erzielen [57, 58].

### 2.3.1 Mikrodisks

Für einen Resonator ist der geschlossene Lichtweg eine grundlegende Voraussetzung, da so konstruktive Interferenz entstehen kann. Neben dem aus zwei reflektierenden Schichten bestehenden Fabry-Perot-Resonator, lässt sich der geschlossene Lichtpfad auch in mehreren Dimensionen realisieren, beispielsweise mit Mikrodisks. Mikrodisks sind dünne, runde, dielektrische Scheiben mit einem Durchmesser im Mikrometerbereich. Für die zuvor erwähnten erreichten Gütefaktoren von  $Q=10^8$  für Moden im Bereich der Telekommunikationswellenlänge wurden Mikrodisks mit einem Durchmesser zwischen 80-120  $\mu\text{m}$  bei Dicken von 5-10  $\mu\text{m}$  verwendet [57]. Damit sind die Disks zehnfach größer als die hier verwendeten Strukturen. Idealerweise werden die Disks als freischwebend angenommen, bei realen Bauelementen befindet sich in der Mitte ein dünner Steg, der die Disk trägt. Die schematische Skizze einer Mikrodisk ist in Abb. 2.5 (a) dargestellt. Das Licht wird mittels



**Abbildung 2.5:** (a) Schematische Skizze einer Mikrodisk. (b) Feldverteilung innerhalb der Disk in  $z$ -Richtung bzw. (c) in  $r$ -Richtung. Nach [59].

Totalreflexion an der radialen Grenzfläche innerhalb der Disk geführt, sodass es sich auf einer Kreisbahn bewegt. Die Lichtwelle interferiert dabei nach einem Umlauf konstruktiv mit sich selbst. Die zurückgelegte Weglänge muss dabei einem ganzzahligen Vielfachen  $q$  der Wellenlänge  $\lambda$  entsprechen:

$$2\pi R n = q\lambda, \quad (2.21)$$

mit dem Radius der Disk  $R$ , dem Brechungsindex  $n$  und  $q=1, 2, \dots$  als ganzzahligem Laufindex. Die Resonatormoden haben wie bei dem Fabry-Perot-Resonator ebenfalls auf der Energieskala einen äquidistanten Abstand voneinander. Mit  $\lambda=c_0/\nu$  ergibt sich für die Resonatorfrequenz:

$$\nu_q = \frac{qc_0}{2\pi n R}. \quad (2.22)$$

Dabei breiten sich die Moden bei der Mikrodisk am Rand der Disk aus. Derartige Moden wurden erstmals 1910 von **John William Strutt (Lord Rayleigh)** beschrieben. In der St. Paul's Cathedral breiten sich in der runden Galerie Flüstergeräusche entlang der Kuppelwände aus, die auf der anderen Galerieseite an der Wand gehört werden können. Nach diesem Phänomen werden die Moden Flüstergaleriemoden (engl. *whispering gallery modes*, WGM) genannt [18].

Neben diesen einfachen Moden, die sich im Randbereich der Disk bilden, können sich in Mikrodisks auch komplexere Schwingungen ausbreiten. Diese können ebenfalls mit der Helmholtzgleichung 2.16 näherungsweise analytisch beschrieben werden. Da Mikrodisks zylindrische Scheiben sind, ist es sinnvoll, die Helmholtzgleichung in Zylinderkoordinaten aufzustellen:

$$\left( \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} + k^2(r, z) \right) \vec{U}(\vec{r}) = 0. \quad (2.23)$$

Die Randbedingungen ergeben sich aus dem Brechungsindexprofil der Mikrodisk mit Radius  $R$  und Höhe  $h$ . Innerhalb der Disk liegt der Brechungsindex  $n_{\text{Disk}}$  vor und außerhalb ein kleinerer Brechungsindex  $n_{\text{Umgebung}}$  (typischerweise Luft):

$$n = \begin{cases} n_{\text{Disk}} & \text{für } |z| \leq h/2 \text{ und } r \leq R, \\ n_{\text{Umgebung}} & \text{für } |z| > h/2 \text{ und } r > R. \end{cases} \quad (2.24)$$

Die Dicke der Mikrodisks  $h$  liegt in der Größenordnung der halben Wellenlänge, was dazu führt, dass sich in z-Richtung lediglich die Grundmode ausbreitet (Feldverteilung siehe Abb. 2.5 (b)). Dadurch wird die Gleichung stark vereinfacht, da nur zwei Dimensionen für die Betrachtung der Feldverteilung notwendig sind [60]. Unterschieden wird dabei in zwei Polarisationsrichtungen für die Mode. Zum einen die transversal elektrische Mode (TE), bei denen der elektrische Feldvektor parallel und der magnetische Feldvektor senkrecht zur Diskebene schwingt. Zum anderen die transversal magnetische Mode, bei der der magnetische Feldvektor in der Resonatorebene und der elektrische Feldvektor senkrecht dazu schwingt:

$$\text{TE - Moden : } \vec{E} = (E_x, E_y, 0); \quad \vec{H} = (0, 0, H_z), \quad (2.25)$$

$$\text{TM - Moden : } \vec{E} = (0, 0, E_z); \quad \vec{H} = (H_x, H_y, 0). \quad (2.26)$$

Die Gleichung lässt sich zu einer skalaren Gleichung vereinfachen, wenn die jeweils senkrechte Komponente des Feldvektors bei beiden Polarisierungen betrachtet wird (H-Feld bei der TE-Mode und E-Feld bei der TM-Mode). Dabei bezieht sich die Wellenfunktion  $U_z(\vec{r})$  jeweils auf die senkrechte Komponente. Mittels Trennung der Variablen ergibt sich

folgender Lösungsansatz:

$$U_z(r, \varphi, z) = R(r) \cdot \Phi(\varphi) \cdot Z(z). \quad (2.27)$$

Dadurch können die einzelnen Zylinderkoordinaten  $r, \varphi$  und  $z$  der Helmholtzgleichung getrennt voneinander betrachtet werden. In axialer  $z$ -Richtung ist die elektromagnetische Welle in einem durch die Dicke  $h$  vorgegebenen Kastenprofil lokalisiert und kann analog zu eindimensionalen Schichtwellenleitern angenommen werden [61]:

$$\frac{\partial^2 Z(z)}{\partial z^2} + k_0^2 \left( n^2(z) - n_{\text{eff}}^2 \right) Z(z) = 0. \quad (2.28)$$

Der größte Teil des Feldes in  $z$ -Richtung befindet sich demnach innerhalb der Disk (siehe Abb. 2.5 (b)). Ein geringer Teil, das sogenannte evanescente Feld, ragt aus dem Wellenleiter heraus, was dazu führt, dass die Mode einen effektiven Brechungsindex  $n_{\text{eff}}$  erfährt, der sich aus dem Brechungsindex der Disk und dem Brechungsindex der Umgebung zusammensetzt.

Für den azimutalen Anteil aus Formel 2.23 ergibt sich Folgendes:

$$\frac{\partial^2 \Phi(\varphi)}{\partial \varphi^2} + M^2 \Phi(\varphi) = 0. \quad (2.29)$$

Dies lässt sich ebenfalls durch eine komplexe Exponentialfunktion der Form  $\Phi(\varphi) \propto e^{iM\varphi}$  lösen, wobei  $M = \pm 1, \pm 2, \dots$  die azimutale Quantenzahl ist, die die Anzahl der Feldmaxima bei einem kompletten Umlauf entlang polarer Richtung  $\varphi$  angibt. Durch die axiale Einschränkung reduziert sich das Problem auf ein zweidimensionales Problem. Somit kann in die Helmholtzgleichung ein Wellenfeld der folgenden Form eingesetzt werden:

$$U_z(r, \varphi) = F(r) \Phi(\varphi) = F(r) \cdot e^{iM\varphi}. \quad (2.30)$$

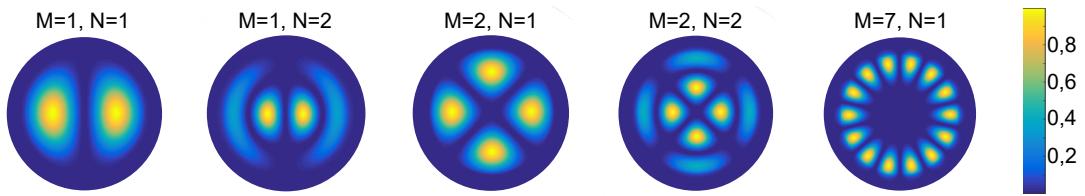
Damit wird der Radialteil:

$$\left[ \frac{\partial^2 F(r)}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial F(r)}{\partial r} + \left( k(r)^2 - \frac{M^2}{r^2} \right) F(r) \right] e^{iM\varphi} = 0. \quad (2.31)$$

Wird  $r$  substituiert durch  $\frac{\rho}{k} = \frac{c_0}{n\omega} \rho$  ergibt sich eine Form der Besselschen Differentialgleichung [62]:

$$\rho^2 \frac{\partial^2 F(\rho)}{\partial \rho^2} + \rho \frac{\partial F(\rho)}{\partial \rho} + (\rho^2 - M^2) F(\rho) = 0. \quad (2.32)$$

Die Lösungen dieser Differentialgleichung innerhalb der Mikrodisk, also für  $r \leq R$  bzw.  $\rho \leq \frac{c_0}{n\omega} R$ , sind Besselfunktionen erster Gattung. Die Form entspricht näherungsweise einem abklingenden Sinusverlauf. Für diesen Fall gibt es mehrere lokale Maxima, sodass analog zu der azimuthalen Quantenzahl  $M$  die radiale Quantenzahl  $N$  eingeführt wird. Die Quantenzahl  $N$  gibt die Anzahl der Feldmaxima in radialer Richtung an. Dabei ist die azimuthale Quantenzahl  $M$  entartet, da aufgrund der Zylindersymmetrie die Moden mit  $+M$  und  $-M$  gleich sind [17]. Einige Beispiele dieser Feldverteilungen für verschiedene radiale und azimuthale Quantenzahlen sind in Abb. 2.6 gezeigt. Außerhalb der Mikro-



**Abbildung 2.6:** Mögliche Feldverteilungen in der Ebene einer Mikrodisk mit unterschiedlichen Besetzungen der radialen und azimuthalen Quantenzahl [63].

disk ( $r > R$  bzw.  $\rho > \frac{c_0}{n\omega} R$ ) ist die Lösung eine Besselfunktion der dritten Gattung. Dies ist eine Linearkombination der ersten und zweiten Gattung und wird Hankel-Funktion genannt. Sie beschreibt ein exponentiell abfallendes elektrisches Feld mit Abklingkonstante  $\alpha = k(n_{\text{eff}}^2 - n^2)^{1/2}$  (siehe Abb. 2.5 (c)) [17].

Für eine analytische Lösung der Helmholtzgleichung ist die Reduktion der Formel auf eine Komponente nötig. Aufgrund dieser Vereinfachung kann keine exakte Feldverteilung innerhalb der Mikrodisk berechnet werden. Es lässt sich jedoch formal zeigen, dass sich auch im Diskinneren Moden bilden können, was sich im strahlenoptischen Bild nicht erklären lässt. Außerdem lassen sich mit diesem Ansatz die Positionen der Maxima mit wenigen Prozent Abweichungen berechnen. Für genauere Angaben der Feldverteilung muss auf aufwendige numerische Rechnungen zurückgegriffen werden [61].

## Verlustmechanismen

Der Gütefaktor, der im Zuge der optischen Resonatoren eingeführt wurde, spielt ebenso eine Rolle für die Charakterisierung von Mikrodiskresonatoren. In dieser Arbeit werden Siliziumnanokristalle als optisch aktives Medium innerhalb einer Mikrodisk aus  $\text{SiO}_2$  verwendet. Daher werden die Verlustmechanismen, die sich aufgrund der Mikrodisk und des verwendeten Materials ergeben, vorgestellt. Die Verlustmechanismen  $\alpha_T$  die sich in einer derartigen Mikrodisk ergeben, können wie folgt aufsummiert werden:

$$\alpha_T = \alpha_{\text{rad}} + \alpha_{\text{BB}} + \alpha_{\text{Mie}} + \alpha_{\text{LER}} + \alpha_{\text{FCA}}. \quad (2.33)$$

Die einzelnen Bestandteile sind dabei Strahlungsverluste  $\alpha_{\text{rad}}$ , Band-Band Absorptionen  $\alpha_{\text{BB}}$ , volumetrische Streuung durch Nanokristalle  $\alpha_{\text{Mie}}$ , Streuung durch die Rauheit der Kanten  $\alpha_{\text{LER}}$  und Verluste durch die Absorption freier Ladungsträger  $\alpha_{\text{FCA}}$  [64, 65]. Einige der Verlustmechanismen sind abhängig von der Nanokristallgröße. Die Schwierigkeit der Größenbestimmung wurde unter anderem in [66] thematisiert. Die einzelnen Verlustmechanismen können wie folgt beschrieben werden, dabei hängen die ersten drei Verlustmechanismen von den Nanokristallen ab, die letzten beiden Verlustmechanismen werden durch die Geometrie der Mikrodisk verursacht.

**Freie-Ladungsträger Absorption  $\alpha_{\text{FCA}}$ :** Die angeregten Elektronen und Löcher in den Nanokristallen können das Licht, das in den Flüstergaleriemoden propagiert, über freie Ladungsträger absorbieren [67]. In [65] taucht der Effekt erst für Anregungsleistungen über  $I_p=0,3 \text{ kW/cm}^2$  auf. Darunter kann der Beitrag als vernachlässigbar angesehen werden. Darüber besitzt der Beitrag eine  $I_p^{1/3}$  Abhängigkeit und geht für  $I_p > 40 \text{ kW/cm}^2$  in eine Sättigung [68].

**Band-Band Absorption  $\alpha_{\text{BB}}$ :** Die Absorption von Siliziumnanokristallen ist oberhalb von 700 nm so gering, dass sie mittels Ellipsometrie nicht bestimmt werden kann [34]. Siliziumdioxid und Luft sind in dem betrachteten Wellenlängenbereich nahezu transparent, sodass dies der geringste Verlustbeitrag ist.

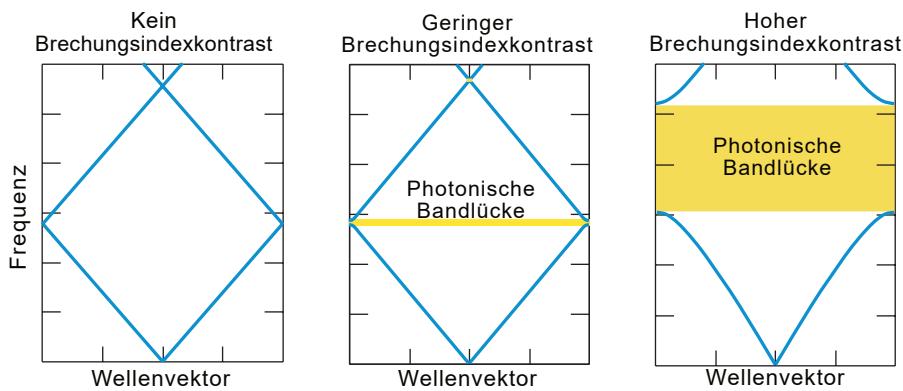
**Nanokristallstreuung  $\alpha_{\text{Mie}}$ :** Lichtstreuung an Partikeln wird innerhalb der Mie-Theorie beschrieben. Wenn die Partikeldimensionen viel kleiner sind als das einfallende optische Licht, hängt der Verlust von der Nanokristallgröße, dem Umgebungsbrechungsindex und der Wellenlänge ab. Dieser Beitrag zum Gesamtverlust ist aufgrund der geringen Größe der Nanokristalle ähnlich klein wie die Band-Band Absorption [65].

**Strahlungsverluste  $\alpha_{\text{rad}}$ :** An den gekrümmten Grenzflächen der Disk liegt eine erhöhte Tunnelwahrscheinlichkeit der Photonen vor, was zu Verlusten führt. Strahlungsverluste hängen von dem Diskmaterial und der azimutalen Quantenzahl  $M$  ab und nehmen für größere Wellenlängen zu, bis sie zum dominierenden Verlustmechanismus werden [69]. In [65] dominiert dieser Verlustmechanismus bei einem Diskdurchmesser von  $4 \mu\text{m}$  für eine Disk mit Siliziumnanokristallen, eingebettet in eine sauerstoffreiche Siliziumschicht, oberhalb einer Wellenlänge von 800 nm.

**Streuung durch Kantenrauheit  $\alpha_{\text{LER}}$ :** Die Streuung an Oberflächenrauheiten der Mikrodisk ist der Punkt, der am einfachsten verändert und durch Herstellungsoptimierungen verbessert werden kann. Zu diesen Rauheiten zählen zum einen Abweichungen in der Kreisform der Mikrodisk und zum anderen Unebenheiten wie Anwachsungen, die leicht während der Ätzprozesse entstehen. Im Allgemeinen sind dies die dominierenden Verlustmechanismen in photonischen Bauelementen [70].

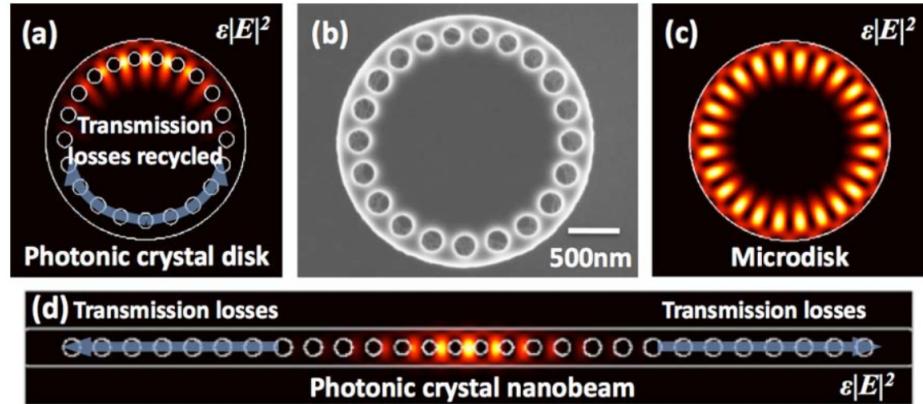
## 2.4 Eindimensionale photonische Kristalle

Photonische Kristalle sind Systeme, bei denen eine periodische Modulation der dielektrischen Funktion in einer oder mehreren Raumrichtungen vorliegt. Hier wird sich auf eindimensionale Systeme beschränkt. Der einfachste Fall eines photonischen Kristalls wäre ein Bragg-Spiegel, der aus alternierenden dielektrischen Schichten mit unterschiedlichen Brechungsindizes besteht. Auf Photonen wirkt dieser Brechungsindexkontrast, wie periodisch angeordnete Potentiale von Atomrümpfen in Festkörpern auf Elektronen wirken. Es bildet sich eine photonische Bandlücke aus, als Analogon zur elektronischen Bandlücke im Halbleiterkristall. Eine solche photonische Bandlücke ist ein Frequenzbereich, in dem keine Lichtausbreitung erlaubt ist. Die Dispersionsrelation eines homogenen Mediums ist in Abb. 2.7 links aufgetragen. Die Dispersionsrelation  $\omega(k) = c_0 k / n$  verläuft wie zu erwarten linear. Mittig und rechts in der Abbildung 2.7 sind Dispersionsrelationen für einen periodischen Schichtstapel in z-Richtung mit unterschiedlichen Brechungsindexkontrasten angegeben. Je größer der Brechungsindexkontrast, desto größer wird auch die photonische Bandlücke (in Gelb dargestellt). Um die Translationssymmetrie zu brechen, kann ein Defekt, eine Schicht mit einer anderen Dicke, eingebbracht werden. Durch diesen Defekt kann sich eine photonische Mode ausbilden, mit Frequenz in der photonischen Bandlücke [71]. Neben des Stapels von Schichten mit unterschiedlichen Brechungsindizes, gibt es auch die Möglichkeit, einen eindimensionalen photonischen Kristall als Steg mit Löchern darin zu realisieren. Die Löcher ermöglichen den Kontrast des Brechungsindexes, da dieser mit dem Brechungsindex von Luft als  $n=1$  vorliegen würde (siehe 2.8 (d)). Ein Defekt könnte demnach durch ein fehlendes Loch realisiert werden [72].



**Abbildung 2.7:** Banddiagramme von eindimensionalen photonischen Kristallen mit keinem Brechungsindexkontrast (links), einem geringen Brechungsindexkontrast (mitte) und einem hohen Brechungsindexkontrast (rechts). Mit steigendem Brechungsindexkontrast vergrößert sich die gelb dargestellte photonische Bandlücke. Nach [71].

### 2.4.1 Photonische Kristall-Mikrodiskstrukturen



**Abbildung 2.8:** (a) Schema eines photonischen Kristall-Mikrodisklasers und (b) REM-Aufnahme einer hergestellten Struktur. Das Bauelement kann als Hybridstruktur zwischen (c) Mikrodisks und (d) eindimensionalen photonischen Nanostegen verstanden werden [20].

In dieser Arbeit werden die Mikrodisks mit den eindimensionalen photonischen Kristallen kombiniert, was zu einer Disk mit periodisch am Rand angeordneten Löchern führt. Dieses Bauteil kann auch wie ein gebogener Nanosteg mit Lochmodulation um eine Scheibe verstanden werden (siehe Abb. 2.8). Im Gegensatz zu Mikrodisks, die das Licht zum Großteil durch die Seitenflächen emittieren, ist die Emission dieses Bauteils senkrecht, was die Detektion des Lichts vereinfacht. Durch die Löcher soll die Mode in einem begrenzten Winkelbereich mit einem kleinen Modenvolumen eingeschlossen werden [20].

## 2.5 Plasmonische Goldnanoantennen

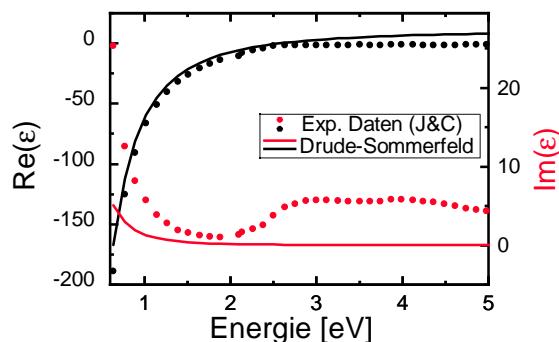
Die Plasmonik ist ein zentrales Feld der Physik und beschäftigt sich mit Wechselwirkungen zwischen elektromagnetischer Strahlung und metallischen Nanostrukturen. Ein Ziel ist es dabei, Bauelemente herzustellen, die in der Lage sind, Licht im Subwellenlängenbereich zu manipulieren [73]. In Metallen formen die freien Elektronen ein Elektronengas, was sich durch den äußeren Einfluss von elektrischen Feldern verschieben lässt. Typische Metalle für plasmonische Nanostrukturen sind Gold und Silber. In dieser Arbeit wird lediglich Gold behandelt, da es gegenüber Silber den Vorteil bietet, dass es nicht oxidiert und somit der metallische Charakter erhalten bleibt. Außerdem behandelt ein Ergebniskapitel dieser Arbeit in ein  $\text{SiO}_2$ -Übergitter eingebettete plasmonische Strukturen. Hier hat Gold gegenüber Silber die Vorteile, dass der Schmelzpunkt bei höheren Temperaturen liegt und die Diffusion in  $\text{SiO}_2$  um eine Größenordnung kleiner ist als die von Silber [74].

### 2.5.1 Dielektrische Funktion von Gold

Die dielektrische Funktion von Metallen kann mithilfe des aus der Festkörperphysik bekannten Modells nach **Drude** und **Sommerfeld** beschrieben werden. In Metallen können sich die Elektronen als Elektronengas frei bewegen und durch äußere elektrische Felder beschleunigt werden. Bei Gold ist die äußerste Schale die 6s-Schale und ist mit einem Elektron besetzt. Dieses Elektron trägt zur elektrischen Leitfähigkeit von Gold bei. Durch die übrigen voll besetzten Schalen wird die Kernladung abgeschirmt, was dazu führt, dass Gold einen niedrigen spezifischen Widerstand hat. Über das Drude-Sommerfeld-Modell ergibt sich die dielektrische Funktion zu [75]:

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_\infty - \frac{\omega_0^2}{\omega(\omega + i\gamma_0)} = \varepsilon_\infty - \frac{\omega_0^2}{\omega^2 + \gamma_0} + i \frac{\gamma_0 \omega_0^2}{\omega(\omega^2 + \gamma_0^2)}. \quad (2.34)$$

Die einzelnen Parameter sind materialspezifisch.  $\omega_0 = \sqrt{\frac{ne^2}{\varepsilon_0 m_e}} = 8,55 \text{ eV}$  ist die Plasmafrequenz und bestimmt die Eigenfrequenz der resonanten Oszillation der Elektronendichte aufgrund eines elektrischen, oszillierenden Feldes.  $\gamma_0 = 0,0184 \text{ eV}$  beschreibt die Dämpfung aufgrund der mittleren Stoßrate der Elektronen [76].  $\varepsilon_\infty = 11$  ist die Hintergrundpermittivität und gibt den Beitrag der im Festkörper gebundenen Elektronen zur Polarisation in einem elektrischen Feld an [77]. Die mit den angegebenen Parametern nach dem Drude-Sommerfeld-Modell berechneten Daten für den Real- und Imaginärteil der dielektrischen Funktion von Gold sind in Abbildung 2.9 als durchgezogene Linien dargestellt. Als Punkt-



**Abbildung 2.9:** Realteil in Schwarz und Imaginärteil in Rot der dielektrischen Funktion für Gold. Die theoretischen Werte sind mit dem Drude-Sommerfeld-Modell bestimmt, die experimentellen Daten von Johnson und Christy.

verlauf sind die experimentellen Ergebnisse nach **Johnson** und **Christy** [78] zu sehen. Sie haben die optischen Eigenschaften von verschiedenen Edelmetallen über den komplexen Brechungsindex  $\mathbf{n} = n + ik$  bestimmt. Daraus ergeben sich der Real- und Imaginärteil der

dielektrischen Funktion über folgende Beziehung:

$$\text{Re}(\varepsilon) = (n^2 - k^2), \quad (2.35)$$

$$\text{Im}(\varepsilon) = 2nk. \quad (2.36)$$

Die Realteile beider Modelle stimmen größtenteils überein, bei den Imaginärteilen treten größere Abweichungen auf, da die Interbandabsorption ab einer Energie von 1,8 eV, bei der energetische Übergänge der Elektronen vom Valenzband ins Leitungsband möglich werden, nicht mit dem Drude-Sommerfeld-Modell beschrieben werden kann [79].

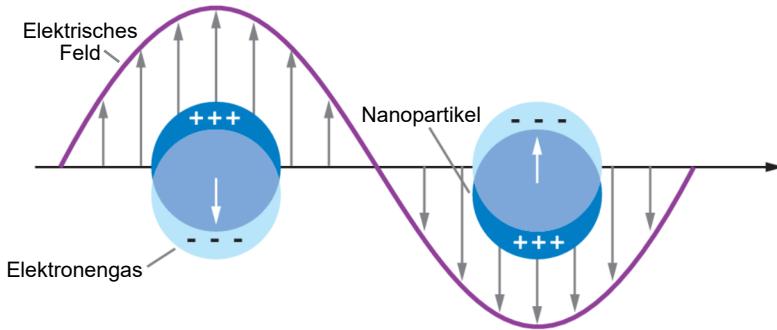
## 2.5.2 Plasmonische Nanoantennen

Die quasi-freien Elektronen im Elektronengas von Metallen können wie im Drude-Sommerfeld-Modell beschrieben, durch äußere elektrische Felder in Schwingungen versetzt werden. Diese kollektiven Oszillationen der Elektronen nennen sich Plasmonen. Dabei wird zwischen Oberflächenplasmonen und Volumenplasmonen unterschieden [80]. Auf die Volumenplasmonen wird hier nicht weiter eingegangen, da sich die hergestellten Nanoantennen auf der Oberfläche des Materials oder eingebettet knapp unterhalb der Oberfläche befinden. Bei den Oberflächenplasmonen verlaufen die angeregten Schwingungen parallel zur Oberfläche des Metalls. Aus den Lösungen der Maxwell-Gleichungen für die Grenzfläche zwischen Metall (mit der dielektrischen Funktion  $\varepsilon_m$ ) und Dielektrikum (mit der dielektrischen Funktion  $\varepsilon_d$ ) kann die Dispersionsrelation berechnet werden [80]:

$$\beta = k_0 \sqrt{\frac{\varepsilon_m \varepsilon_d}{\varepsilon_m + \varepsilon_d}} \quad \text{mit } k_0 = \frac{\omega}{c}. \quad (2.37)$$

In Nanopartikeln werden die Oberflächenplasmonen in allen drei Raumrichtungen eingeschränkt, diese werden als Partikelplasmonen oder lokalisierte Oberflächenplasmonen bezeichnet. Aufgrund der räumlichen Einschränkung im Nanometerbereich wirkt sich das anliegende äußere elektrische Feld auf alle Elektronen in dem Partikel aus. Durch die kollektive Oszillation werden diese Ladungsträger bezüglich der positiv geladenen Atomrümpfe verschoben, siehe Abb. 2.10 [81].

Die Ladungen sammeln sich an der Partikeloberfläche, was ein starkes elektrisches Feld hervorruft, welches mit zunehmendem Abstand von der Oberfläche sowohl im Metall als auch im umgebenden Material exponentiell abfällt. Die ständige Beschleunigung der Ladungsträger führt dazu, dass Energie als elektromagnetische Welle abgestrahlt wird, wie bei einem Hertzschen Dipol. Somit dienen metallische Nanopartikel analog zum Hertzschen Dipol als optische Antennen [82, 83]. In den plasmonischen Antennen wird die Ener-

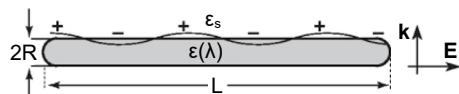


**Abbildung 2.10:** Schemaskizze der Entstehung eines lokalisierten Oberflächenplasmons in einer Nanostruktur [81].

gie der einfallenden Strahlung als Oberflächenplasmon lokalisiert und als elektromagnetische Welle emittiert. Die Entstehung eines Plasmons in einer metallischen Nanoantenne ist in Abb. 2.11 dargestellt. Eine relevante Kenngröße der Antennen ist die Resonanzwellenlänge [83]. In der klassischen Antennentheorie gilt, dass die Resonanzwellenlänge der Schwingungen  $\lambda$  von der Antennenlänge über den Zusammenhang  $L=\lambda/2$  bestimmt wird. Für den Fall von Nanonantennen mit einer Resonanz im sichtbaren oder infraroten Bereich gilt dieser einfache Zusammenhang nicht mehr, da die elektromagnetische Strahlung nun in das Metall eindringt und nicht mehr lediglich an der Metalloberfläche reflektiert wird. Dadurch entstehen kürzere effektive Wellenlängen, was bereits experimentell nachgewiesen werden konnte [84]. Stattdessen wird auf eine analytische Näherung von **Novotny** zurückgegriffen. Sie beschreibt einen linearen Zusammenhang zwischen der Antennenlänge und der Resonanzwellenlänge über die Einführung einer effektiven Resonanzwellenlänge [77]:

$$\lambda_{\text{eff}} = n_1 + n_2 \frac{\lambda}{\lambda_p}. \quad (2.38)$$

Darin ist  $\lambda_p$  die Plasmawellenlänge und  $n_1$  und  $n_2$  sind spezifische Koeffizienten für das Material und die Antennengeometrie. Weiter erfolgt die Beschreibung mit der in Abb. 2.11 dargestellten Schemaskizze. Eine Antenne mit Länge  $L$  und Radius  $R$  und der dielektrischen Funktion  $\varepsilon(\lambda)$  ist an den Enden abgerundet und umgeben von einem dielektrischen



**Abbildung 2.11:** Schemaskizze einer metallischen Nanoantenne mit  $\varepsilon(\lambda)$ , die von einem dielektrischen Material mit  $\varepsilon_s$  umgeben ist und die Anregung eines Oberflächenplasmons in der Antenne durch eine einfallende elektromagnetische Welle [77].

Material mit Permittivität  $\varepsilon_s$ . Eine einfallende elektromagnetische Welle ist parallel zur Antennenlänge polarisiert und regt die lokalisierten Oberflächenplasmonen an. Für eine derartige Antenne lassen sich die Koeffizienten  $n_1$  und  $n_2$  bestimmen. Nach weiteren Umformungsschritten ergibt sich folgende Formel [77]:

$$\frac{\lambda_{\text{eff}}}{2\pi R} = 13,74 - \frac{0,12(\varepsilon_\infty + 141,04\varepsilon_s)}{\varepsilon_s} - \frac{2}{\pi} + \frac{\lambda}{\lambda_p} \frac{0,12\sqrt{\varepsilon_\infty + 141,04\varepsilon_s}}{\varepsilon_s}. \quad (2.39)$$

Entscheidend für die Resonanzwellenlänge der Antenne sind demnach die Umgebungspermittivität  $\varepsilon_s$ , die Plasmawellenlänge des Metalls  $\lambda_p$ , die Hintergrundpermittivität  $\varepsilon_\infty$  und der Radius an den Antennenenden  $R$ . Die Wellenlänge  $\lambda_{\text{eff}}$  kann aus dem klassischen Analogon mit  $L=\lambda_{\text{eff}}/2$  verwendet werden.



# 3 Herstellungs- und Messmethoden

---

In diesem Kapitel werden die Methoden vorgestellt, mit denen die Mikrodiskresonatoren und die Nanoantennen hergestellt und charakterisiert werden. Mit der Elektronenstrahl-lithografie werden die Strukturen in den Elektronenstrahl-lack geschrieben und mit dem Elektronenstrahlverdampfer wird bei der Herstellung der Diskstrukturen eine Chromhart-maske aufgedampft. Zusätzlich dient der Verdampfer zur Herstellung der Goldschicht für die plasmonischen Nanoantennen. Durch reaktives Ionenätzen lassen sich die Diskstruktu-ren in das darunterliegende Schichtsystem übertragen. Die Charakterisierung der Anten-nen erfolgt mittels Fourier-Transformations-Infrarotspektroskopie und sowohl die Disks als auch die Antennen werden mittels Photolumineszenzmessungen untersucht.

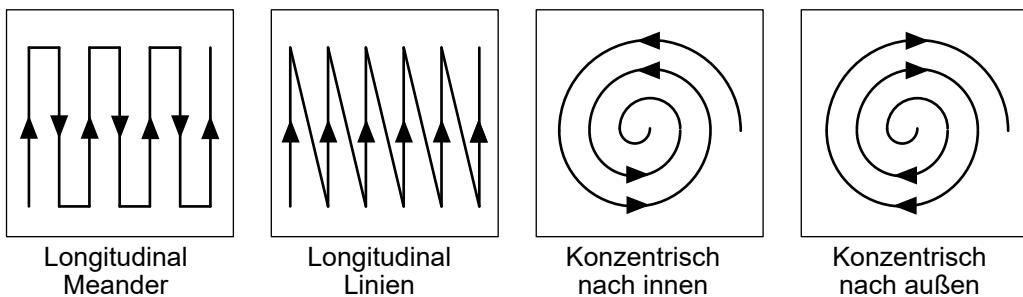
## 3.1 Elektronenstrahlolithografie

Dieses Strukturierungsverfahren wird viel in der Halbleitertechnologie verwendet, wenn die Strukturen zu klein sind, um sie mit optischen Lithografiesystemen schreiben zu kön-nen [85]. Die Oberfläche der Probe wird mit einem elektronensensitiven Lack mit einer Lackschleuder beschichtet, sodass eine dünne, homogene Schicht entsteht. Anschließend erfolgt mit einem Elektronenstrahl eine Abrasterung in einem vorgegebenen Muster. Der aus Polymerketten bestehende Lack verändert bei der Exposition durch die Elektronen lokal seine Struktur. Unterschieden wird dabei zwischen Positiv- und Negativlacken. Bei Positivlacken werden die Polymerketten durch die Bestrahlung geschwächt und lösen sich in einem Entwickler auf. Bei Negativlacken hingegen werden die Ketten durch die Be-lichtung gestärkt und es lösen sich lediglich die unbelichteten Bereiche in der Entwickler-flüssigkeit ab. Für die Lithografie wird ein Rasterelektronenmikroskop mit einem Muster-generator verwendet. Aus der Kathode treten Elektronen mit einer kinetischen Energie zwischen 20-50 keV durch Feldemission aus und werden auf die Probe beschleunigt. Die hohen Spannungen des Elektronenstrahls sind erforderlich, damit der Lack von den Elek-tronen vollständig durchdrungen werden kann. Im Lack tritt allerdings Streuung auf und es werden Sekundärelektronen ausgelöst. Dadurch vergrößert sich der belichtete Bereich

im Vergleich zum vorgegebenen Muster. Dieses Phänomen wird Proximity-Effekt genannt. Dieser Proximity-Effekt kann korrigiert werden, indem die Dosis innerhalb der Struktur angepasst wird [86, 87]. Bereiche, in denen viel Lack belichtet wird, benötigen eine geringere Dosis, als Bereiche in denen weniger Lack belichtet wird.

Mithilfe von magnetischen und elektrostatischen Linsen, den Kondensorlinsen, erfolgt die Fokussierung des Elektronenstrahls zu einem kleinen Punkt von ca. 20 nm Durchmesser. Zum Abrastern der Probe wird zum einen der Elektronenstrahl über eine Objektivlinse und eine angelegte Spannung abgelenkt und zum anderen kann auch der Probenhalter mittels Steuereinheit nach dem vorgegebenen Muster verfahren werden [88].

Der Elektronenstrahl bewegt sich in einem vorher festgelegten Muster über die Probe. Für den Weg des Strahls gibt es verschiedene Schreibmodi, nach denen die Strukturen zerlegt und abgerastert werden und die in Abb. 3.1 dargestellt sind. Der häufigste verwendete



**Abbildung 3.1:** Verschiedene Schreibmodi der Elektronenstrahlolithografie nach denen der Elektronenstrahl die Probe abrastert.

Modus ist „longitudinal meander“. Ein weiterer longitudinaler Modus ist der Linienmodus. Für kreisförmige Strukturen bieten sich die konzentrischen Modi an, bei denen die Strukturen in Kreise zerlegt werden. Hier wird darin unterschieden, ob von innen nach außen oder andersrum und im oder gegen den Uhrzeigersinn geschrieben wird.

## 3.2 Elektronenstrahlverdampfen

Bei einem Elektronenstrahlverdampfer wird das aufzubringende Material von einem Elektronenstrahl aus stark beschleunigten Elektronen verdampft und scheidet sich amorph auf der Probenoberfläche ab. Er eignet sich um dünne Schichten aus Metallen wie Chrom, Gold, Silber, Aluminium oder auch Siliziumdioxid nanometergenau aufzuwachsen [89, 90]. In dieser Arbeit wird der Elektronenstrahlverdampfer zum einen verwendet, um Chrom als Ätzmaske für die Diskstrukturen aufzudampfen. Zum anderen werden Goldschichten

aufgedampft, aus denen die plasmonischen Nanoantennen hergestellt werden. Ein Elektronenstrahlverdampfer besteht aus einer Hauptkammer, die evakuiert wird. Für die Herstellung von Hartmasken wird die Hauptkammer für den Aufdampfprozess auf mindestens  $5 \times 10^{-6}$  mbar evakuiert und für plasmonische Nanostrukturen bis in den unteren  $10^{-7}$  mbar Bereich, sodass eine möglichst reine Schicht, in der die plasmonischen Antennen wichtigen elektrischen Eigenschaften des Goldes erhalten bleiben, deponiert wird. In der Hauptkammer befindet sich eine Elektronenkanone. Aus dieser treten über Glühemission freie Elektronen aus und werden mit einer Spannung von 8 kV beschleunigt. Durch ein Magnetfeld werden sie auf den Tiegel mit dem zu verdampfenden Material gelenkt, sodass das Material erwärmt wird und verdampft. Um eine konstante Aufdampfrate zu erhalten, sollte der Dampfstrom über dem Material ebenfalls konstant sein. Dies wird dadurch erreicht, dass der Strahl mit einer Frequenz von 20 Hz kreisförmig über den Tiegelinhalt bewegt wird und die Leistung so geregelt wird, dass sich eine konstante Aufdampfrate einstellt. Über dem Tiegel befindet sich ein Shutter, der beim Erwärmen des Materials geschlossen ist und die verdampften Atome auffängt. Bei geöffnetem Shutter können sich die Atome des Dampfstromes durch die Kammer bewegen. Einen konstanten gerichteten Strom erhält man dabei senkrecht über dem Tiegel. Dort treffen die Atome ohne Streuprozesse auf die zu beschichtende Probe und eine homogene Schichtdicke kann gewährleistet werden. Außerdem treten so keine Anwachslungen an den Lackwänden, die den Lift-Off Prozess erschweren würden, auf. Die Schichtdicke des aufgedampften Metalls wird *in situ* mit einem Schwingquarz über die Änderung seiner Resonanzfrequenz bestimmt. Die Resonanzfrequenz ändert sich durch die Massenzunahme des auf den Schwingquarz deponierten Materials. Über die Dichte des aufzudampfenden Materials wird so die Schichtdicke berechnet und eine nanometergenaue Kontrolle der Schichtdicke ermöglicht [91].

## 3.3 Reaktives Ionätzen

Durch einen Ätzprozess wird Material durch physikalische Vorgänge oder durch chemische Reaktionen von einer Oberfläche abgetragen. Unterschieden werden kann zwischen nasschemischem Ätzen und Trockenätzen. Bei dem nasschemischen Ätzen kommt es an der Probenoberfläche zu einer chemischen Reaktion zwischen dem Probenmaterial und der Ätzlösung. Nasschemische Prozesse verlaufen häufig isotrop (richtungsunabhängig), teilweise wird auch eine kristallografische Richtung bevorzugt, in welcher der Ätzprozess dann schneller abläuft [92]. Bei dem Trockenätzen hingegen gibt es das Ionenstrahlätzen, bei dem durch gezielte beschleunigte Teilchen geätzt wird, das Plasmaätzen, bei dem durch die chemische Wechselwirkung mit einem Plasma geätzt wird und das reaktive

Ionenätzen, was eine Kombination aus beiden Methoden ist [93–95]. Mit dem reaktiven Ionenätzen (engl.: reactive ion etching, RIE) lassen sich Materialien sowohl isotrop als auch anisotrop und mit einer hohen Materialselektivität ätzen. Bei einem anisotropen Ätzschritt wird die Oberfläche unterhalb einer Schutzschicht in Form einer Lackschicht oder Hartmaske nicht weggeätzt, sodass die Struktur der Schutzschicht auf die Probenoberfläche übertragen wird und annähernd senkrechte Ätzflanken erreicht werden. Dies ist eine wichtige Voraussetzung für die Herstellung der Diskstrukturen, da diese zuerst mittels eines anisotropen Ätzschrittes in das Schichtsystem übertragen werden und anschließend, um eine annähernd freischwebende Disk zu erzeugen, mit einem isotropen Ätzprozess unterätzt werden. Somit wird für die Strukturierung der Mikrodiskresonatoren eine Anlage für das reaktive Ionenätzen verwendet. In der evakuierten Prozesskammer befinden sich zwei gegenüberliegende Elektroden, wie bei einem Plattenkondensator. Auf der unteren Elektrode wird je nach Ätzprozess ein Silizium- oder Aluminiumwafer positioniert, der als Probenhalter fungiert. An dieser Elektrode liegt eine hochfrequente Wechselspannung von 13,56 MHz an, die andere Elektrode ist geerdet. In die Prozesskammer wird Gas eingelassen, das durch Stoßionisation in einen Plasmazustand versetzt wird. Während die positive Halbwelle der hochfrequenten Spannung an der Elektrode anliegt, werden die freien Elektronen des Plasmas von ihr angezogen, sodass sie geladen wird. Dabei werden die schweren Ionen des Plasmas zunächst nicht ausreichend stark beschleunigt, um auf die Elektrode zu treffen. Ändert sich die Hochfrequenzspannung zu der negativen Halbwelle würden die Elektronen eigentlich wieder abgestoßen werden. Dies tritt allerdings nicht ein, da das Abstoßen mehr Energie erfordern würde, als die aufzubringende Austrittsarbeit des Wafermaterials. So entsteht ein negatives Potential, das Bias-Spannung genannt wird. Es sorgt dafür, dass die ionisierten, positiv geladenen Gasatome in Richtung des Wafers gezogen werden. Durch das Erhöhen dieser angelegten Spannung werden die Ionen stärker beschleunigt, was zu einer Erhöhung der Ätzrate und Vergrößerung der Anisotropie führt. Gleichzeitig wird die Selektivität schlechter, da der Sputteranteil des Ätzprozesses größer wird.

Eine Voraussetzung für ein anisotropes Ätzprofil ist eine große mittlere freie Weglänge, die dadurch erreicht wird, dass sich in der Prozesskammer ein Hochvakuum befindet [96]. Der Ätzprozess besteht somit aus einem aus den beschleunigten Ionen, die das Probenmaterial physikalisch ätzen. Zum anderen können im Plasma freie Radikale entstehen, die eine chemische Reaktion hervorrufen. Die Charakteristik des Ätzprozesses kann durch die Wahl der Prozessgase, des Probenmaterials, die Anpassung des Prozessdrucks, der Gasflüsse und der RF-Leistung des Plattenkondensators beeinflusst werden. Durch eine passende Wahl der Ätzgase liegt eine hohe Materialselektivität vor. Einen großen Einfluss hat die Ionen- bzw. Plasmadichte [97]. Diese kann vergrößert werden, indem der Kammerdruck

erhöht wird. Dadurch verkleinert sich allerdings die mittlere freie Weglänge der Ionen, was zu einer geringeren Anisotropie führt. Ein anderer Ansatz ist, die Stoßwahrscheinlichkeit der Elektronen mit den Gasatomen zu steigern. Dies kann durch ein magnetisches Wechselfeld erfolgen, das von einer Spule induziert wird, die um die Prozesskammer gewickelt ist. Dieses Feld beschleunigt die Ionen und Elektronen, was in mehr Kollisionen resultiert, die wiederum weitere Ionen und Elektronen erzeugen. Da die Elektronen eine geringere Masse besitzen, werden sie dabei stärker beschleunigt als die Ionen. Diese höhere Geschwindigkeit der Elektronen führt dazu, dass sie das Plasma schneller als die Ionen verlassen, woraus ein positives Potential, verglichen mit der Umgebung, resultiert. Da an dem Wafer ein negatives Potential vorliegt, werden die Ionen zusätzlich in Richtung des Wafers beschleunigt. Die Ätzrate wird so immens erhöht. Ist der Ätzprozess anisotrop, wird die Anisotropie nur leicht verringert. Dieses Prinzip wird induktiv gekoppeltes Plasma (engl.: Inductively Coupled Plasma, ICP) genannt und wird bei dem isotropen Siliziumätzprozess zum Unterätzen der Mikrodisks angewandt [97].

Flüchtige Reaktanten und Reaktionsprodukte werden von den Vakuumpumpen abgepumpt. Bei nichtflüchtigen Produkten kommt es zu Abscheidungen an der Probenoberfläche und den Kammerwänden. Diese Abscheidungen können als Passivierungsschicht genutzt werden. In Kombination mit dem physikalischen Abtrag dieser Schicht am Boden der Struktur kann so mit einem isotropen Ätzprozess ein anisotropes Ätzprofil realisiert werden, da die Seitenwände der Struktur durch die Passivierung geschützt werden [98–100]. Da es so auch zu Abscheidungen an den Kammerwänden kommen kann, ist es essentiell nach dem Ätzprozess einen Reinigungsprozess durchzuführen, bei dem die Depositionen an den Kammerwänden durch ein Sauerstoffplasma entfernt werden. In regelmäßigen Abständen ist eine manuelle Reinigung der Kammer mit Isopropanol erforderlich.

## 3.4 Photolumineszenz-Spektroskopie

Mittels Photolumineszenz-Spektroskopie (Abk. PL-Spektroskopie) erfolgt die optische Charakterisierung der Proben. Ein Vorteil der PL-Spektroskopie ist, dass sie zerstörungsfrei und vollständig reversibel ist. Bei der materialabhängigen Photolumineszenz wird elektromagnetische Strahlung abgegeben, wenn ein System von einem angeregten Zustand in den Grundzustand übergeht [58]. Es gibt dabei verschiedene Möglichkeiten für die Anregung. Beispielsweise die Elektrolumineszenz, bei der die Anregung durch starke elektrische Felder erfolgt, die Biolumineszenz, bei der chemische Reaktionen für eine Anregung sorgen oder die hier genutzte Photolumineszenz, bei der die Anregung durch die Absorption eines Photons erfolgt. Ist die Energie des absorbierten Photons  $E_{ph} = \hbar\omega$

gemäß dem inneren Photoeffekt größer als die Bandlücke  $E_g$  des Materials, kann ein Elektron vom Valenzband in das Leitungsband angehoben werden. Bei derartigen Prozessen gilt die Impulserhaltung (hier zunächst ohne Beteiligung von Phononen), sodass sie im Impulsraum als senkrechte Linie dargestellt werden können. Bei einer Anregung mit einer deutlich höheren Energie als die Bandlückenenergie relaxieren Elektron und Loch durch Stoßprozesse strahlungsfrei und mit deutlich geringerer Lebensdauer als die Lumineszenz zum Minimum des Leitungsbandes, bzw. das Loch zum Maximum des Valenzbandes. Die angeregten Energieniveaus weisen eine Boltzmann-Verteilung auf, sodass die Ladungsträger eine thermische Energie  $E_T$  besitzen. Die Bandkanten Rekombination des Elektronen-Loch-Paars erfolgt unter Aussendung eines Photons mit einer Energie von  $E_{PL}=E_g + E_T$  und liefert Rückschlüsse auf die Bandlücke des Materials.

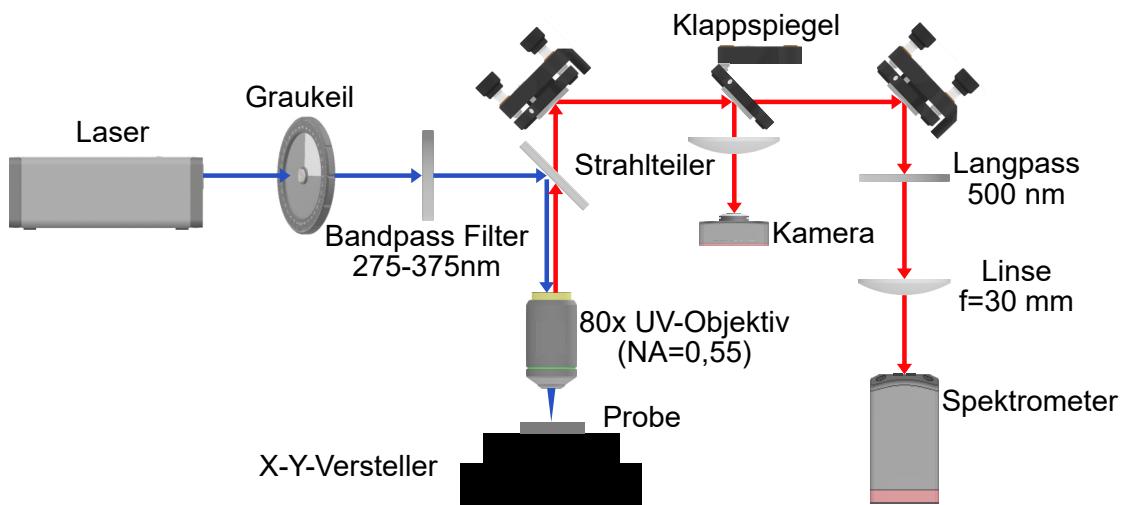
Diese Bandkantenlumineszenz ist eine von verschiedenen möglichen Rekombinationsprozessen bei der Photolumineszenz. Klassifizieren lassen sich die Prozesse in intrinsische und extrinsische Übergänge. Die Bandkantenlumineszenz gehört dabei zu den intrinsischen Übergängen, wie auch die Rekombination von freien, über die Coulomb-Wechselwirkung aneinandergebundenen, Elektronen-Loch Paaren (FX), die Exzitonen genannt werden. Stark lokalisierte Exzitonen werden Frenkel-Exzitonen genannt, weit entfernte und somit schwach gebundene Paare werden als Wannier-Mott-Exzitonen bezeichnet. Im Banddiagramm ergibt sich durch die Bindungsenergie des Exzitons eine Absenkung des energetischen Übergangs. Für die Bindungsenergie  $E_x$  ergibt sich analog zum Wasserstoffatom (siehe Formel 2.1) eine abgewandelte Form der Rydberg-Gleichung [31]:

$$E_x(n) = \frac{1}{2} \frac{\mu e_0^4}{(4\pi\epsilon_0\epsilon_r\hbar)^2} \frac{1}{n^2}, \quad (3.1)$$

mit der Exzitonenmasse  $\mu$  (siehe Formel 2.2), der Ladung eines Elektrons  $e_0$ ,  $\epsilon_0$  der dielektrischen Konstante,  $\epsilon_r$  der Permittivität des Mediums,  $\hbar$  dem reduzierten Plankschen Wirkungsquantum und  $n$  als Quantenzahl für die verschiedenen Energieniveaus. Extrinsische Rekombinationsprozesse sind insbesondere Rekombinationen an Dotieratomen. Da Rekombinationen an Störstellen für die Photolumineszenz in den Siliziumnanokristallen nicht von Relevanz sind, da keine Dotierung mit Fremdatomen vorliegt, wird nicht weiter darauf eingegangen. Die Photolumineszenz des Nanokristalls ist abhängig von dessen Größe bzw. von der Größenverteilung der Nanokristalle im Schichtsystem. Mit der Photolumineszenz-Spektroskopie werden im Rahmen dieser Arbeit neben der Emission der Nanokristalle die Verteilung der scharfen photonischen Resonanzen der Mikrodisks untersucht.

Bei dem verwendeten Messaufbau (siehe Abb. 3.2) steht als Anregungsquelle ein kontinuierlicher Helium-Cadmium-Gaslaser mit einer Emissionswellenlänge von 325 nm zur

Verfügung. Eine weitere Emission liegt bei einer Wellenlänge von 441,6 nm vor. Da Letztere nicht für die Anregung der Photolumineszenz verwendet wird, wird sie mittels eines Bandpassfilters herausgefiltert. Die maximale Leistung des Lasers liegt zu Beginn der Arbeit noch bei 3 mW, zum Ende hin nimmt die Laserleistung aufgrund der Lebensdauer des Lasers bis auf 1,5 mW ab. Die Laserleistung wird jeweils oberhalb des Objektivs gemessen und kann mit einem kontinuierlichen Graukeil weiter reduziert werden. Durch einen dielektrischen Strahlteiler, der das Licht unterhalb einer Wellenlänge von 350 nm stark reflektiert und darüber transmittiert, wird das Laserlicht durch ein unendlich korrigiertes UV-Objektiv ( $NA=0,55$ ) auf die Probe fokussiert. An das Objektiv ist ein Piezo-Versteller



**Abbildung 3.2:** Schematische Skizze des verwendeten konfokalen Photolumineszenz-Setups.

gekoppelt, mit dem der Fokus angepasst werden kann. Das von der Probe emittierte Photolumineszenzsignal trifft erneut durch das UV-Objektiv und wird von dem Strahlteiler transmittiert, da die Photolumineszenz der Nanokristalle im Bereich um 750 nm liegt, während das teilweise zurück reflektierte Laserlicht aus dem Detektionsstrahlengang gefiltert wird. Durch das Umklappen eines Klappspiegels wird das Signal auf eine Kamera geleitet. Bei zusätzlicher Beleuchtung der Probe mit einer Weißlichtquelle lässt sich die Oberfläche der Probe im Kamerabild erkennen, sodass die gezielte Anregung einer einzelnen Mikrodisk oder eines Antennenfeldes gewährleistet ist. Wird der Klappspiegel aus dem Strahlengang heraus geklappt, trifft das Signal auf einen Langpass, der die Laserwellenlänge zusätzlich herausfiltert und schließlich auf ein Gitterspektrometer des Typs Acton Sp2500 der Firma Princeton Instruments. Durch Spiegel wird das zu analysierende Signal auf ein Gitter geleitet, mit dem das Signal aufgespalten und von einem mehrzeiligen Silizium-CCD-Sensor detektiert wird. Zur Verfügung stehen ein Gitter mit 150 Linien/mm und einer Blazewellenlänge von 800 nm, mit dem ein großer Spektralbereich abgedeckt

werden kann und ein weiteres Gitter mit 1200 Linien/mm und einer Blazewellenlänge von 750 nm, mit dem ein deutlich kleinerer spektraler Bereich feiner aufgelöst werden kann. In x-y-Richtung lässt sich die Probe ebenfalls mit zwei Piezo-Verstellern bewegen. Die Bewegung in diesen Richtungen kann automatisiert erfolgen, sodass das ortsaufgelöste Abrastern von einzelnen Mikrodisks ermöglicht wird. Die beleuchtete Fläche des Laserstrahls wird durch die numerische Apertur des Objektivs und die Beugungsgrenze von Licht definiert [101]. Damit ergibt sich bei einer Laserwellenlänge von 325 nm und einer numerischen Apertur von 0,55 ein Strahldurchmesser von

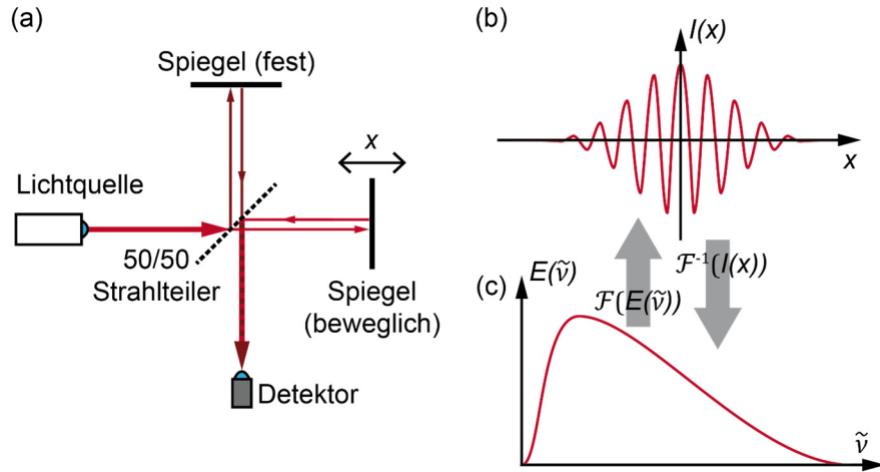
$$d = 1,22 \cdot \frac{\lambda}{NA} \approx 721 \text{ nm}. \quad (3.2)$$

Die gezielte Anregung der Mikrodisks, die einen Durchmesser von mehreren Mikrometern haben, ist also möglich.

Als zweite Anregungsquelle steht ein FL-355-Pico Laser mit einer Wellenlänge von 355 nm zur Verfügung. Dieser ist gepulst mit einer Pulslänge von 116,7 ps und einer Wiederholrate von 50 MHz. Die Leistung lässt sich prozentgenau in der verwendeten Software einstellen. Maximal beträgt die durchschnittliche Leistung bei 100 %  $I=1,4 \text{ mW}$  (gemessen direkt oberhalb des Objektivs). Eine zusätzliche Abschwächung des Laserlichts erfolgt ebenfalls mit einem Graukeil.

## 3.5 Fourier-Transformations-Infrarotspektroskopie

Eine weitere Messmethode, die zur Charakterisierung verwendet wird, ist die Fourier-Transformations-Infrarotspektroskopie (FTIR). Sie wird für die Untersuchung von Reflexions- und Transmissionsspektren im sichtbaren sowie infraroten Bereich verwendet. Es lassen sich somit die breiten Resonanzen der hergestellten Goldantennen damit bestimmen. Das Prinzip beruht auf dem eines Michelson-Interferometers, das aus einem festen Spiegel, einem beweglichen Spiegel und einem 50:50 Strahlteiler besteht (siehe Abb. 3.3 (a)). Zur Anregung der Probe wird eine breitbandige Lichtquelle verwendet, beispielsweise eine Wolfram- oder Xenonlampe. Im Gegensatz zu dispersiven Spektrometern ist hier keine Auffächerung des Lichts durch ein Gitter oder Prisma notwendig. Dabei ist der Vorteil des Fourier-Transformations-Infrarotspektrometers gegenüber den dispersiven Spektrometern, dass mehr Intensität detektiert werden kann, sodass ein geringes Signal-Rausch-Verhältnis vorliegt. Außerdem werden alle Wellenlängen gleichzeitig gemessen, sodass die Aufnahme eines Interferogramms einen geringen Zeitaufwand darstellt. Für die Auswertung ist ein Computer notwendig, wodurch die Daten von analog zu digital gewandelt werden, was zu Messungenauigkeiten führt. Außerdem ist die Fourier-Transformation



**Abbildung 3.3:** (a) Schemaskizze eines Michelson-Interferometers mit einem 50:50 Strahlteiler, einem beweglichen und einem festen Spiegel. (b) Intensitätsverlauf eines aufgenommenen Interferogramms, das mittels Fouriertransformation (c) in ein Spektrum umgerechnet wird [104].

über eine unendliche Ausdehnung definiert. Da die Interferometerlänge allerdings endlich ist, kann dies die Form des Interferogramms beeinflussen.

Zunächst fällt der Lichtstrahl bei einem Michelson-Interferometer auf den Strahlteiler. Der eine Teil des Strahls wird auf den festen Spiegel reflektiert, der andere Teil zum beweglichen Spiegel transmittiert. Nach Reflexion an den jeweiligen Spiegeln werden beide Teilstrahlen wieder zusammengeführt und interferieren miteinander. Durch Bewegungen des beweglichen Spiegels interferieren die einzelnen Wellenlängen abwechselnd konstruktiv und destruktiv. Mit einer Photodiode wird die Intensität des Lichtstrahls abhängig von der Spiegelposition aufgezeichnet. Es resultiert daraus ein Interferogramm, das mittels Fouriertransformation in das entsprechende Reflexions- oder Transmissionsspektrum umgerechnet werden kann (siehe Abb. 3.3(b) und (c)) [58, 102, 103]. Mathematisch lässt sich das Michelson-Interferometer wie folgt beschreiben: Für die beiden elektromagnetischen Teilwellen der Interferometerarme, die um  $\delta$  phasenverschoben sind und die gleiche Amplitude  $A$  besitzen, gilt:

$$E_1 = A e^{i(kx - \omega t)} \quad \text{und} \quad E_2 = A e^{i(kx - \omega t + \delta)}, \quad (3.3)$$

wobei  $k$  der Wellenvektor,  $x$  der Ort,  $\omega$  die Kreisfrequenz und  $t$  die Zeit ist. Die Phasenverschiebung  $\delta$  ergibt sich aus dem resultierenden Gangunterschied durch den beweglichen Spiegel:  $\delta = \frac{2\pi x}{\lambda} = 2\pi \tilde{\nu} x$ . Darin ist  $\lambda$  die Wellenlänge der monochromatisch angenommenen Welle und  $\tilde{\nu} = 1/\lambda$  die Wellenzahl. Die Verschiebung des Spiegels wirkt sich doppelt auf den Gangunterschied aus, da diese Strecke von dem Licht zweimal zurückgelegt wird. Die

Intensität ist proportional zu dem Quadrat der Amplituden ( $I_0 \propto A^2$ ). Kommt es hinter dem Strahlteiler, wenn beide Teilwellen wieder zusammengeführt werden, zur Interferenz, hängt die gemessene Gesamtintensität von der Phasendifferenz  $\delta$  ab:

$$I = 2I_0(1 + \cos(\delta)) = 2I_0(1 + \cos(2\pi\tilde{\nu}x)). \quad (3.4)$$

Ein Interferenzmaximum ergibt sich demnach, wenn der Gangunterschied einem ganzzahligen Vielfachen der Wellenlänge entspricht. Anstelle einer monochromatischen Welle wird nun eine kontinuierliche, breitbandige Welle verwendet. Es ergibt sich eine polychromatische Interferenz  $F(x)$ , da das Interferenzsignal den gesamten Spektralbereich abhängig vom Gangunterschied angibt (siehe Abb. 3.3 (b)):

$$F(x) = 2 \int_0^\infty E(\tilde{\nu})[1 + \cos(2\pi\tilde{\nu}x)]d\tilde{\nu}. \quad (3.5)$$

Aus dieser Formel ergibt sich das Interferogramm durch Subtraktion des konstanten Funktionsanteils und durch die Annahme einer symmetrischen Funktion  $E(\tilde{\nu}) = -E(-\tilde{\nu})$ :

$$I(x) = \int_{-\infty}^\infty E(\tilde{\nu}) \cos(2\pi\tilde{\nu}x)d\tilde{\nu} = \int_{-\infty}^\infty E(\tilde{\nu})e^{2\pi\tilde{\nu}x}d\tilde{\nu} = \mathcal{F}\{E(\tilde{\nu})\}. \quad (3.6)$$

Darin ist  $\mathcal{F}$  die Fouriertransformation für die folgende Definition gilt:

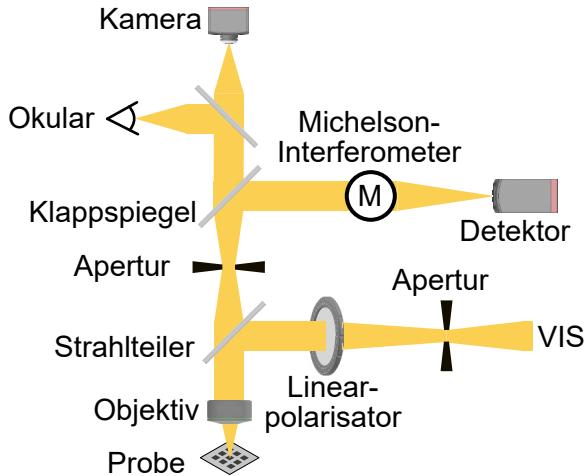
$$\mathcal{F}\{H(f)\} = \int_{-\infty}^\infty H(f)e^{i2\pi ft}df = h(t). \quad (3.7)$$

$H(f)$  ist eine Beispielfunktion. Damit die Fouriertransformation auf das Michelson-Interferometer angewandt werden kann, müssen die Zeit  $t$  und die Frequenz  $f$  durch den Gangunterschied  $x$  und die Wellenzahl  $\tilde{\nu}$  substituiert werden:

$$E(\tilde{\nu}) = \mathcal{F}^{-1}\{I(x)\} = \int_{-\infty}^\infty I(x)e^{-2\pi\tilde{\nu}x}dx. \quad (3.8)$$

Ein solches Ergebnis ist in Abb. 3.3 (c) dargestellt. Durch eine Fouriertransformation des Interferogramms lässt sich also die Lichtwelle spektral analysieren.

Für die Messungen in dieser Arbeit wird ein FTIR der Firma Bruker genutzt. Es besteht aus einem Vertex 70 Spektrometer und einem Mikroskop mit Bezeichnung „Hyperion 1000“; eine Skizze des Versuchsaufbaus ist in Abbildung 3.4 dargestellt. Durch das Mikroskop lassen sich gezielt Transmissions- und Reflexionsspektren von lokalen Bereichen der Probe aufnehmen. Es werden die plasmonischen Goldantennen auf einem Siliziumsubstrat untersucht. Die Resonanz der Goldantennen liegt im Bereich der Photolumineszenz der Siliziumnanokristalle, also zwischen 700 und 800 nm. Da Silizium in diesem Bereich nicht transparent ist, wird der Aufbau in Reflexionsgeometrie genutzt. Zur Anregung wird eine



**Abbildung 3.4:** Vereinfachter schematischer Aufbau des verwendeten FTIR-Setups. Durch die klappbaren Spiegel lässt sich der Strahl wahlweise zum Detektor, zur Kamera oder zum Okular leiten. Zur Anregung wird eine Weißlichtquelle mit Emission im sichtbaren Bereich verwendet.

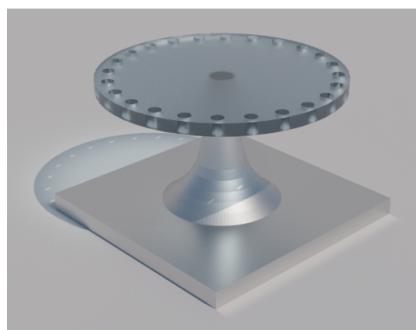
Xenon-Lampe mit einer Emission im sichtbaren bis in den ultravioletten Spektralbereich genutzt. Durch eine Apertur kann der Strahldurchmesser verkleinert werden. Mittels eines Linearpolarisators lässt sich das Licht des einfallenden Strahls polarisieren, sodass der elektrische Feldvektor der eingestrahlten Strahlung längs zur Antennenrichtung ausgerichtet ist. Allerdings geht die Polarisation zugunsten der detektierten Intensität. Sowohl die Anregung als auch die Detektion erfolgen über ein Mikroskopobjektiv mit einer numerischen Apertur von  $NA=0,5$ . Die Probe ist auf einen motorisierten Probenhalter montiert und lässt sich in x-y-Richtung verschieben. Oberhalb des Objektivs befindet sich eine weitere Apertur, durch die der zu analysierende Bereich auf der Probe eingeschränkt wird, sodass lediglich ein Antennenfeld mit einer Größe von  $100 \times 100 \mu\text{m}^2$  vermessen wird. Das reflektierte Signal wird über ein optisches System aus Parabolspiegeln zu dem Michelson-Interferometer weitergeleitet. Als Detektoren können verschiedene Fotodioden genutzt werden. Für die Messungen im sichtbaren Spektralbereich wird eine Silizium-Diode verwendet. Durch Umklappen des Klappspiegels wird der Strahlgang statt in den Detektor entweder zur Kamera oder zum Okular des Mikroskops geleitet. Diese beiden Strahlenwege werden somit zur Bildgebung und genauen Positionierung der Probenoberfläche verwendet.



# 4 Herstellungsoptimierung von Mikrodiskstrukturen

---

Hauptbestandteil der Hybridstrukturen aus Mikrodisks und eindimensionalen photoni- schen Kristallen (siehe Abb. 4.1) ist die optisch aktive Schicht aus den Siliziumnanokristallen, die im Gegensatz zu dem Volumenkristall Silizium eine starke Lumineszenz im sichtbaren Spektralbereich aufweisen. Deren Herstellung erfolgt über das Wachstum eines  $\text{SiO}_2/\text{SiON}$ -Schichtsystems mittels plasmaunterstützter chemischer Gasphasenabscheidung (PECVD). Die Maske der Hybridstrukturen wird auf dieses Schichtsystem lithografiert und anschließend mittels reaktiven Ionenätzens in die darunterliegenden Schichten übertragen. Wichtig ist dabei eine gute Ätzbeständigkeit der Lithografiemaske, da die Ätzraten in den Löchern geringer sind als außerhalb und dadurch längere Ätzschritte von Nöten sind, die die Maske zusätzlich beanspruchen. Außerdem müssen die Kanten der Mikrodiskstrukturen glatt sein, da die Streuung durch Kantenrauheit  $\alpha_{LER}$  als Verlustmechanismus einer Mikrodisk minimiert werden sollte (siehe Abschnitt 2.3.1). Neben den gewollten Löchern würden weitere Rauheiten zu Verringerungen der Gütefaktoren der Moden führen. Bei Mikrodisks ohne Löchern gestaltet sich die Herstellung einfacher. Hier sind Rauheiten notwendig, damit Licht aus dem Resonator effektiv ausgekoppelt und von dem verwendeten PL-Setup unter senkrechter Anregung detektiert werden kann. So-



**Abbildung 4.1:** Gerenderte Skizze einer Hybridstruktur aus einer Mikrodisk mit periodisch angeordneten Löchern am Rand.

mit ist die Entwicklung eines Herstellungsprozesses, bei dem die Disks glatte Kanten und keine Rauheiten aufweisen, essenziell, um klar definierte Löcher und hohe Gütefaktoren gewährleisten zu können. Dazu werden im Zuge der Herstellungsoptimierung unterschiedliche Modi der Lithografieanlage, verschiedene Lithografiemasken, ein Positiv- und ein Negativlack und Chromhartmasken zur besseren Ätzbeständigkeit untersucht.

## 4.1 Herstellung der Siliziumnanokristalle

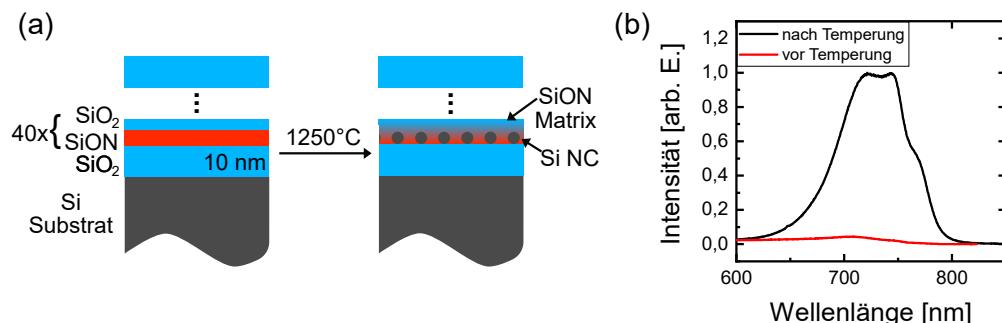
Die Siliziumnanokristalle (Si-NK) werden wie in [66] publiziert hergestellt. Die verwendeten Siliziumsubstrate ([111] Richtung, mit Bor dotiert) werden in einem mit Aceton gefüllten Becherglas für 15 Minuten im Ultraschallbad gereinigt, um Verunreinigungen zu entfernen. Die Rückstände des Acetons werden bei weiteren 15 Minuten im Ultraschallbad in Isopropanol gelöst. Davon werden die Rückstände zuletzt mit deionisiertem Wasser und einer Ultraschallbadbehandlung ebenfalls für 15 Minuten entfernt. Eine nasschemische Behandlung des Substrats mit Flusssäure, um die native  $\text{SiO}_2$ -Schicht zu entfernen, ist nicht notwendig, da als unterste Schicht des Schichtsystems 10 nm  $\text{SiO}_2$  abgeschieden werden. Es wird mit einem plasmaunterstützten chemischen Gasphasenabscheidungssystem (PECVD, verwendetes Gerät: Plasma Lab 100 von Oxford Systems) ein Schichtsystem bestehend aus alternierenden  $\text{SiO}_2$ - und SiON-Schichten auf das Siliziumsubstrat aufgebracht. Die Schichtdicken werden mittels Ellipsometrie bestimmt und betragen dabei ca. 5,5 nm für die SiON-Schichten und ca. 2 nm für die  $\text{SiO}_2$ -Schichten. Als oberste Schicht werden wieder 10 nm  $\text{SiO}_2$  als Bedeckungsschicht aufgewachsen (siehe links in Abb. 4.2(a)). Die Kristallisation der Nanokristalle erfolgt durch einen Temperprozess im Röhrenofen der Firma Ströhlein Instruments bei einer Temperatur von 1250°C und einer Dauer von 60 Minuten unter Stickstoffatmosphäre, dabei befinden sich die Proben ebenfalls während des Hochheizens und während des Abkühlens im Ofen. Eingelassener Stickstoff wird hier gegenüber eingelassenem Sauerstoff oder der Raumluft bevorzugt, um eine weitere Oxidation insbesondere der SiON-Schichten zu verhindern, die das Bilden der Siliziumnanokristalle negativ beeinflussen würde. Die SiON-Schichten sind thermisch nicht stabil, sodass sich das Silizium in diesen Schichten zu Nanokristallen clustert. Die Größe der Nanokristalle ist dabei lognormal-verteilt. Die maximale Kristallgröße wird durch die Dicke der SiON-Schichten definiert, die  $\text{SiO}_2$ -Schichten dazwischen dienen als Barriereschichten. Bei geringeren Temperaturen des Röhrenofens werden die Nanokristalle kleiner, was eine blauverschobene optische Emission hervorruft (siehe Unterkapitel 2.2.1) [105]. Eine Charakterisierung des Schichtsystems erfolgt mittels eines spektroskopischen V-VASE Ellipsometers des Herstellers J. A. Woollam. Durch diese Messungen kann zum

einen ein effektiver Brechungsindex für das komplette Schichtsystem mittels Annäherung über eine Cauchy-Schicht bestimmt werden [106]:

$$n(\lambda) = A + \frac{B}{\lambda^2} + \frac{C}{\lambda^4}, \quad (4.1)$$

mit den Cauchy-Parametern  $A$ ,  $B$  und  $C$ . Dieses Modell ist gültig für Wellenlängenbereiche, in denen die Materialien nicht absorbierend sind, wie es hier mit  $\text{SiO}_2/\text{SiON}$  und Silizium der Fall ist. Die effektiven Brechungsindizes der Nanokristall-Schichtsysteme liegen bei einer Wellenlänge von 700 nm zwischen 1,5 und 1,6. Diese Werte werden für die späteren theoretischen Betrachtungen verwendet. Zum anderen kann das Schichtsystem durch eine Abfolge von  $\text{SiO}_2$ -Schichten und Cauchy-Schichten (Implementierung für die  $\text{SiON}$ -Schichten) modelliert werden, so dass ein Eindruck über die einzelnen Schichtdicken gewonnen werden kann.

Es erfolgt eine erste Charakterisierung der Nanokristalle mittels Photolumineszenzmessungen mit dem in Kapitel 3.4 vorgestellten Aufbau. Zur Anregung wird der Helium-Cadmium-Laser mit einer Emissionswellenlänge von 325 nm verwendet. Vor der Temperung im Röhrenofen zeigt das Schichtsystem wie erwartet keine Photolumineszenz, da sich noch keine Nanokristalle gebildet haben und Silizium als indirekter Halbleiter und  $\text{SiO}_2$  als Isolator keine nennenswerte optische Emission aufweisen (siehe Abb. 4.2 (b) in Rot).



**Abbildung 4.2:** (a) Schemazeichnung des Substrats und Schichtsystems aus  $\text{SiO}_2$  und  $\text{SiON}$  zur Herstellung der Siliziumnanokristalle. Die Nanokristalle bilden sich bei einer Temperatur von  $1250^\circ\text{C}$  in den thermisch nicht stabilen  $\text{SiON}$  Schichten. (b) Photolumineszenzmessungen des Schichtsystems vor und nach der Hochtemperaturbehandlung im Röhrenofen.

Nach der Temperung zeigt sich eine deutliche Photolumineszenz im sichtbaren Spektralbereich. Jeder Nanokristall zeigt dabei eine scharfe Emissionslinie aufgrund der diskreten Energieniveaus (siehe Unterkapitel 2.2.1). Da die Nanokristalle jedoch eine lognormalverteilte Größenvariation aufweisen, wird das Emissionsspektrum wegen der ebenfalls

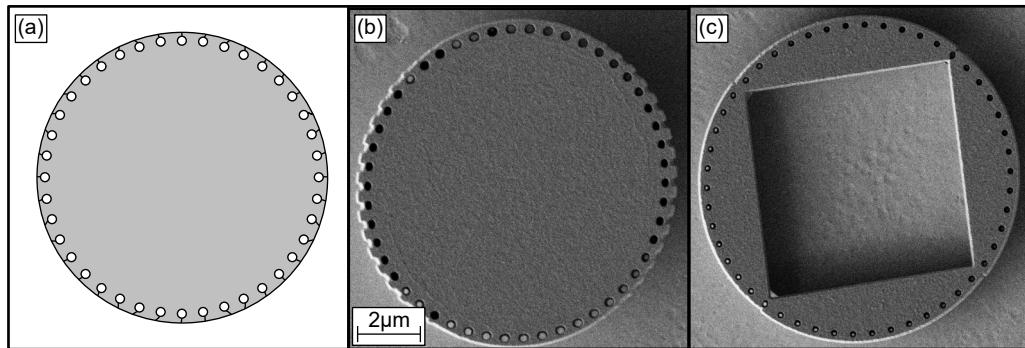
lognormal-verteilten Energien der Übergänge verbreitert. Aus der mittleren Energie der Emission lässt sich die durchschnittliche Größe der Nanokristalle nach den Formeln 2.11 und 2.13 aus Unterkapitel 2.2.1 berechnen. Aus dem semiempirischen Ansatz nach **Proot** und **Delerue** ergibt sich eine durchschnittliche Größe von 3,77 nm. Die Formel nach **Brus** verwendet einen Ansatz, nach dem die Nanokristalle in eine SiO<sub>2</sub>-Matrix eingebettet sind, was der verwendeten Probengeometrie nahekommt. Hiernach sind die Nanokristalle im Durchschnitt etwas größer mit einem Durchmesser von 4,37 nm.

## 4.2 Optimierung der Lithografiemaske

Die optisch aktive Schicht der Hybridstrukturen besteht aus den eingebetteten Silizium-nanokristallen. Zur Herstellung wird eine Maske mittels Elektronenstrahllithografie in einen elektronenstrahlsensitiven Lack geschrieben und mit Hilfe von Ätzschritten in das darunterliegende Schichtsystem übertragen. Die Elektronenstrahllithografie wird hier der optischen Lithografie vorgezogen, da sie eine deutlich bessere Auflösung bietet, was für die geringe Größe der Löcher benötigt wird.

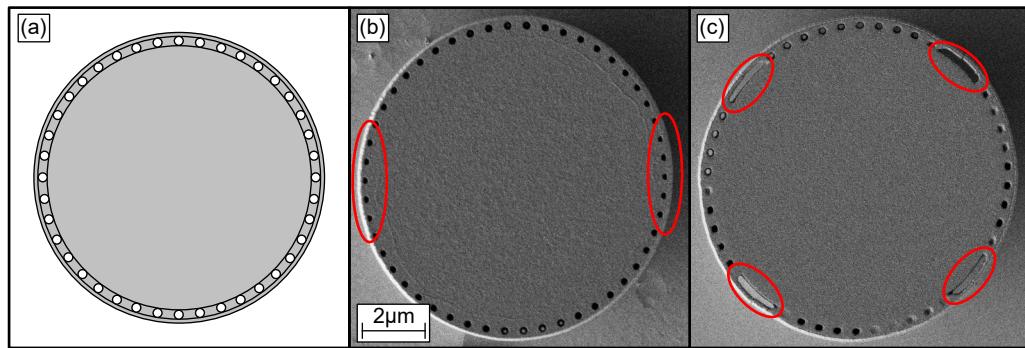
Es wird der Negativlack ma-N 2403 verwendet, da er eine hohe Strukturauflösung von bis zu 30 nm besitzt, eine gute Ätzbeständigkeit aufweist und leicht entfernbare ist. Dieser wird mit einer Drehschleuder mit einer Drehgeschwindigkeit von 3000 Umdrehungen/min für 30 Sekunden zu einer homogenen Schicht mit einer Dicke von ca. 300 nm auf die Probe aufgeschleudert. Ein Ausbacken des Lacks erfolgt auf einer Heizplatte bei 90 °C für 60 Sekunden. Bei einem Negativlack werden die unbelichteten Stellen durch eine Entwicklerflüssigkeit von der Probenoberfläche gelöst. Für den Entwicklungsschritt wird die Probe für 2 Minuten in ma-D 525 getaucht und der Entwicklungsprozess anschließend für 5 Minuten in deionisiertem Wasser gestoppt. Als Lithografiemaske für die Bereiche, die von dem Elektronenstrahl belichtet werden, werden somit Kreise mit runden Aussparungen verwendet. Die Maske wird in Matlab erstellt und muss mit der Lithografiesoftware Pioneer kompatibel sein. Pioneer arbeitet mit Polygonzügen, was bedeutet, dass die Disks mit den Löchern aus einem Pfad bestehen müssen. Es gibt in der Maske demnach Verbindungslien zwischen dem Diskrand und den Löchern (siehe Abb. 4.3 (a)). Für das Abrastern mit dem Elektronenstrahl stehen verschiedene Schreibmodi zur Verfügung, die in Kapitel 3.1 aufgeführt sind. Bei dem „longitudinalen meander“ und im Linien-Modus tritt das Problem auf, dass die Ränder der Disks in Schreibrichtung des Elektronenstrahls an den Verbindungslien zwischen Disk und Löchern ausgefranst sind (siehe Abb. 4.3 (b)). Dabei zeigen die REM-Aufnahmen die vollständig hergestellten Hybridstrukturen nach allen vollzogenen Herstellungsschritten. Da in diesem Abschnitt die Wahl der Lithografie-

maske im Vordergrund steht, werden die weiteren Herstellungsprozesse später erläutert. Alternativ kann ein konzentrischer Modus verwendet werden, hier werden die Strukturen allerdings nicht vollständig geschrieben, da eine Zerlegung in konzentrische Anteile nicht möglich ist (siehe Abb. 4.3 (c)). Diese Maske eignet sich somit nicht für die Herstellung



**Abbildung 4.3:** (a) Verwendete Lithografiemaske mit den runden Aussparungen als Polygonzüge geschrieben. (b) Hergestellte Hybridstruktur, geschrieben im longitudinalen Modus mit Einkerbungen zwischen Loch und Diskrand. (c) Mit dem konzentrischen Modus geschriebene Disk. Durch die Zerlegung wird der Mittelteil nicht geschrieben.

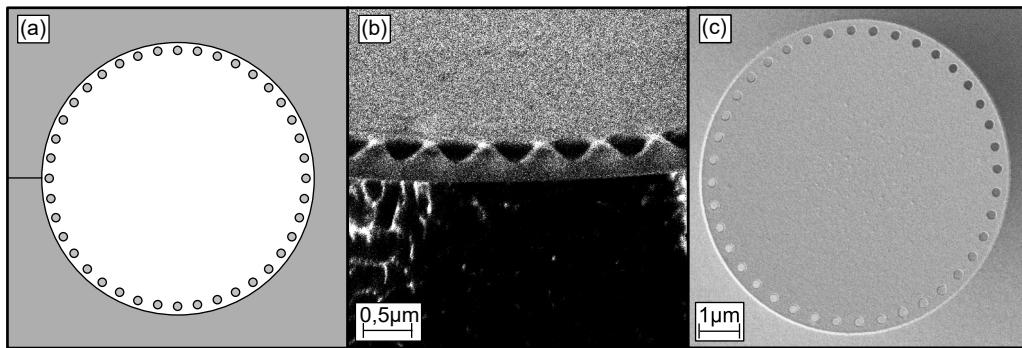
der Hybridstrukturen. Es erfolgt deshalb eine Anpassung der Lithografiemaske, sodass diese nun aus zwei Kreisringen um einen inneren Kreis besteht (siehe Abb. 4.4 (a)). Der mittlere Kreisring hat dabei die gleiche Breite wie der Durchmesser der Löcher, sodass keine weiteren Verbindungslinien notwendig sind. Die Ergebnisse für den longitudinalen und konzentrischen Schreibmodus sind in Abb. 4.4 (b) und 4.4 (c) dargestellt. Bei dem longitudinalen Modus sind die Kreise an den linken und rechten Diskseiten elliptisch (siehe rot umrandete Bereiche), was sich wahrscheinlich damit erklären lässt, dass die Kreisringe



**Abbildung 4.4:** (a) Lithografiemaske, bestehend aus zwei Kreisringen um einen inneren Kreis. Der innere Kreisring besitzt die gleiche Größe wie die Löcher. (b) Hergestellte Hybridstruktur mit dem longitudinalen und (c) dem konzentrischen Modus. In Rot umrandet sind jeweils die problematischen Bereiche dieser Maske.

von dem Lithografiesystem nicht exakt aneinander positioniert werden können. Bei dem konzentrischen Modus ist wieder die Zerlegung der Maske problematisch, was sich darin äußert, dass in den rot umrandeten Bereichen die Löcher miteinander verschmelzen, sodass vier ausgedehnte Löcher entstehen. Somit gewährleisten beide Masken nicht das reproduzierbare Schreiben der gewünschten Hybridstrukturen mit klar definierten periodischen Löchern.

Als Alternative wird eine Lithografiemaske erstellt, die nicht auf die problematischen Verbindungslien durch die Polygonzüge angewiesen ist. Dazu wird in der Lithografiemaske ein Quadrat erstellt, aus dem ein Kreis in der Größe der Disk ausgeschnitten wird. Zwischen Quadrat und Kreis entsteht somit eine einzige Verbindungslien. In dem Kreis werden periodisch angeordnete kleine Kreise erzeugt, die nach den Ätzprozessen die Löcher in den Disks darstellen (siehe Abb. 4.5 (a)). Es entsteht somit eine Art inverse Maske zu der ersten Maske, die entweder mit einem Positivlack oder mit einem Negativlack und einem anschließenden Lift-Off Verfahren zur Herstellung einer Chromhartmaske realisiert werden kann. Der Positivlack wird favorisiert, da eine Chromhartmaske weitere Herstellungsschritte in Form der Aufdampfung und des Lift-Off Prozess benötigt und somit fehleranfälliger wird. Es wird der Positivlack CSAR 62 verwendet, da er ebenfalls eine hohe Auflösung und Ätzbeständigkeit bietet. Das Belacken erfolgt wieder mit der Drehschleuder, hier werden 4000 Umdrehungen/min für eine Minute verwendet, um eine homogene Schicht zu erhalten. Das Ausbacken erfolgt für 60 Sekunden bei 150 °C. Nach der Lithografie liegt die Probe für 90 Sekunden in der Entwicklerflüssigkeit AR 600-546, wobei sich die belichteten Bereiche von der Probe ablösen. Gestoppt wird der Entwicklungsprozess durch 30 Sekunden in AR 600-60 und anschließend 30 Sekunden in deionisiertem Wasser. Das Ergebnis der Herstellung mit dem Positivlack ist in Abb. 4.5 (b) dargestellt. Die



**Abbildung 4.5:** (a) Verwendetes Design der Lithografiemaske, bei dem ein Quadrat um die Disks und die späteren Löcher mit dem Elektronenstrahl abgerastert werden. (b) Herstellung mit Positivlack CSAR 62. Die Löcher verbreitern sich zum oberen Diskrand hin. (c) Herstellung mit Negativlack und Chromhartmaske (Chrom bereits entfernt).

Löcher weiten sich zu den Diskrändern hin auf, was darauf schließen lässt, dass sich die Strukturen trotz Dosisoptimierung verbreitern oder der Lack beim Entwickeln verläuft. Da exakt definierte Löcher und glatte Kanten gewünscht sind, eignet sich der Positivlack demnach auch nicht für die Herstellung der Hybridstrukturen.

Die letzte Möglichkeit ist die Herstellung mit einer Chromhartmaske, was den Vorteil bietet, dass die Hartmaske eine größere Ätzbeständigkeit bietet als die Lackschicht. Dadurch kann sichergestellt werden, dass auch die Löcher, aufgrund der geringeren Ätzrate, komplett geätzt werden. Das Ergebnis der Herstellung mit Negativlack ma-N 2403 und Chromhartmaske ist in Abb. 4.5 (c) dargestellt (Nach Entfernung der Chromhartmaske). Die Löcher sind periodisch angeordnet, klar vom Diskrand abgegrenzt und die Kanten glatt. Die Lithografiemaske mit diesem Herstellungsansatz verspricht somit die besten Ergebnisse und wird im Folgenden genauer beschrieben.

### 4.2.1 Proximity-Effekt-Korrektur

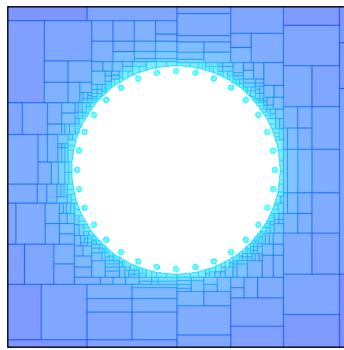
Mit Anschaffung einer neuen Lithografieanlage, einer Raith Voyager, ist es möglich, eine Proximity-Effekt-Korrektur durchzuführen und so die Dosis innerhalb einer Struktur anzupassen. Der Proximity-Effekt wird durch die vorwärts gestreuten Elektronen im Lack und die vom Substrat zurückgestreuten Elektronen verursacht. In Abb. 4.6 sind die simulierten Trajektorien von 100 Elektronen mit einer Beschleunigungsspannung von 50 kV dargestellt. Die Lackschicht ist orange gefärbt, darunter in Lila eine SiO<sub>2</sub>-Schicht und in Grün Silizium als Substratmaterial. Die Elektronen treffen als gaußförmiger Strahl auf den Lack und weiten sich zu einer sogenannten Elektronenbirne auf. In 4.6 (a) ist dabei ein großer Bereich der Probe dargestellt, in 4.6 (b) ein kleiner Ausschnitt, der zeigt, dass bereits im Lack eine Aufweitung des Strahls stattfindet. Dieses Verhalten und die Streuung



**Abbildung 4.6:** Simulierte Trajektorien von 100 Elektronen mit einer Beschleunigungsspannung von 50 kV in einer 300 nm dicken ma-N-Lackschicht, 300 nm SiO<sub>2</sub> und einem Siliziumsubstrat, (a) in einem größeren Bereich der Probe und (b) in einem vergrößerten Ausschnitt.

der Elektronen führen zu einer ungewollten Belichtung des Lacks in angrenzende Bereiche der von der Lithografiemaske vorgegebenen Stellen. Das bewirkt Änderungen in der Auflösungsgeschwindigkeit des Lacks während des Entwickelns. Dadurch werden unbelichtete

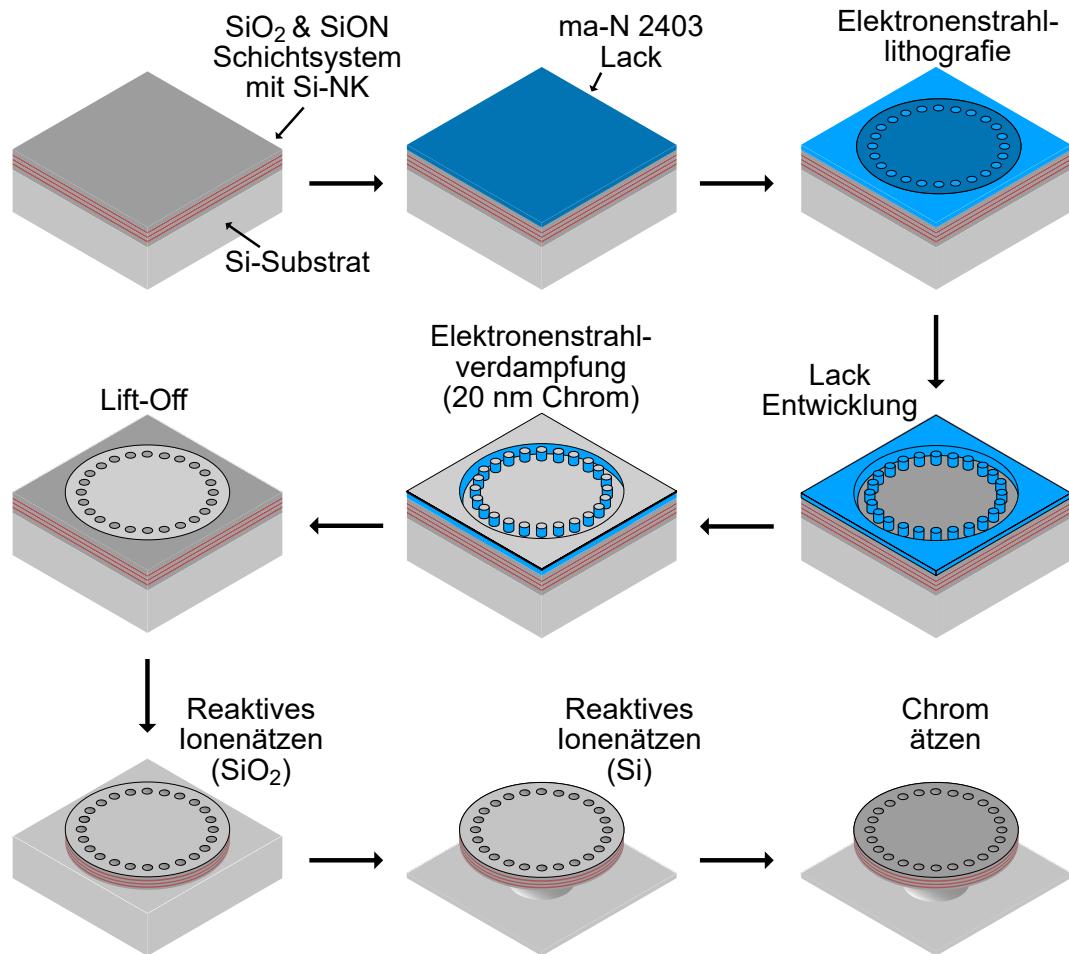
Bereiche, in denen die gestreuten Elektronen auftreffen, teilweise mit entwickelt, was in leicht abweichende Größen der Maske resultiert. Bereiche mit kleineren Maskenstrukturen erfahren demnach geringere Dosen, sowie ebenfalls die Randbereiche der Strukturen. Der Effekt hängt unter anderem ab von der Beschleunigungsspannung der Elektronen, dem Lackmaterial, der Lackdicke und dem Substratmaterial [86, 107]. Korrigiert wird der Proximity-Effekt mittels einer Software, sodass die belichteten Quadrate, die die Disks umgeben, eine geringere Dosis erfahren, als die kleinen Kreise. Dies ist grafisch dargestellt in Abb. 4.7.



**Abbildung 4.7:** Ausschnitt aus der Lithografiemaske mit innerhalb der Struktur variierender Dosis. In Blau sind Bereiche mit kleinerer Dosis dargestellt, in Türkis eine etwas höhere Dosis. Außerdem ist die Zerlegung der Lithografiemaske in unterschiedlich große Rechtecke zu erkennen.

## 4.3 Herstellung der Hybridstrukturen

Im Abschnitt zuvor wurde die Optimierung der Lithografiemaske beschrieben, sodass jetzt der konkrete Herstellungsprozess weiter optimiert werden kann (für schrittweise Schemazeichnungen siehe Abb. 4.8). Die Maske wird mit einer Elektronenstrahlolithografie in den auf der Probe befindlichen Negativlack ma-N 2403 übertragen. Dabei wird eine Beschleunigungsspannung der Elektronen von 25 kV gewählt und eine Apertur der Größe 10 µm. Nach der Lithografie folgt der Entwicklungsprozess, bei dem die unbelichteten Lackbereiche von der Probenoberfläche gelöst werden, also die Bereiche, die später als Disk fungieren. Bei zu kleinen Löchern kippen die Lacksäulen für die späteren Löcher während des Entwickelns um, was dazu führt, dass während der weiteren Herstellungsschritte das Chrom an diesen Stellen ebenfalls von der Disk entfernt wird und rechteckigförmige Löcher in der Disk oder am Diskrand entstehen. Die Löcher dürfen also eine gewisse Größe nicht unterschreiten, damit die Lacksäulen stabil sind. Im Elektronenstrahlverdampfer wird Chrom für die Hartmaske mit einer Aufdampfrate von 1 Å/s aufgedampft (siehe Kapitel



**Abbildung 4.8:** Schemaskizze der einzelnen Schritte bei der Herstellung von Mikrodiskhybridstrukturen mit einem Negativlack und einer Chromhartmaske. Die Ätzprozesse erfolgen mittels reaktiven Ionenätzens und nasschemischen Chromätzens.

3.2). Für die Dicke der Chrommaske ist es einerseits wichtig, dass sie dick genug ist, dass sie während der Ätzprozesse erhalten bleibt, damit die darunterliegenden Schichten nicht angegriffen werden. Andererseits darf sie nicht zu dick sein, da sich sonst die Lack/Chrombereiche aus den späteren Löchern während des Lift-Off Prozesses nicht lösen. Bei einer 20 nm dicken Chromschicht lösen sich der Lack und das darüberliegende Chrom während des Lift-Offs deutlich besser als bei etwas dickeren Schichten. Als Lack-Entferner wird mr-Rem 660 bei einer Temperatur von 80 °C verwendet und die Probe darin platziert. Mit einer Pipette wird die Probe mit einem gerichteten Strahl des Lack-Entferners behandelt, der schon einen Großteil des überschüssigen Choms entfernt. Anschließend wird die Probe für 60 Minuten in der heißen Flüssigkeit eingeweicht. Es folgen 5 Minuten im Ultraschallbad bei einer Leistung von 30 % und einer Frequenz von 80 kHz. Das deionisierte Wasser im Ultraschallbad ist dabei auf 75 °C erhitzt. Bei größeren Leistungen oder längeren Zeiten im Ultraschallbad platzt das Chrom teilweise am Rand der Disks ab,

was dazu führt, dass sich an den Stellen nicht länger eine Ätzmaske befindet. Ohne den letzten Schritt im Ultraschallbad löst sich das Chrom nicht gut aus den Löchern. Jedoch ist der Lift-Off Prozess selbst unter den optimierten Bedingungen ein kritischer Prozess, der nicht immer gelingt.

Das Übertragen der strukturierten Chromhartmaske in das darunterliegende Schichtsystem erfolgt mittels reaktivem Ionenätzen mit einer Plasmalab 100 Anlage der Firma Oxford Instruments. In einem ersten Schritt wird das Schichtsystem mit den Gasen Argon (Ar) und Fluoroform ( $\text{CHF}_3$ ) mit einer Ätzrate von ca. 7 nm/min anisotrop geätzt. Die Ätzdauer variiert je nach Dicke des Schichtsystems (320 nm bis 360 nm) zwischen 55 und 60 Minuten. Damit ist das Schichtsystem deutlich überätzt, allerdings verringert sich die Ätzrate in den Löchern, sodass eine längere Prozessdauer gewählt wird, um komplett geätzte Löcher zu gewährleisten. Dies ist ebenfalls ein großer Vorteil der Chrommaske, die ätzbeständiger ist als der ma-N-Lack, der auch sehr stark mit angegriffen wird, was bei zu langen Prozessen dazu führen kann, dass die Oberfläche des Schichtsystems angegriffen wird. Zum Kühlen der Waferrückseite während des Prozesses wird Helium verwendet, wobei Helium mit einer Flussrate von 5 sccm bei Raumtemperatur den Druck unterhalb des Probentellers erhöht, damit der Wärmeaustausch verbessert wird, andernfalls würde sich die Probe bei dem Beschuss mit Ionen zu stark aufheizen. Der verwendete Prozess wurde für das Ätzen von  $\text{SiO}_2$  entwickelt und eignet sich für das Schichtsystem, da es ebenfalls zum Großteil aus  $\text{SiO}_2$  besteht. Anschließend folgt ein isotroper Si-Ätzprozess auf Schwefelhexafluorid ( $\text{SF}_6$ ) Basis und einer Ätzrate von mehr als 1000 nm/min, der für schmale Stege, auf denen die Disks stehen, sorgt. Die Ätzdauer beträgt hierbei zwischen 45 und 60 Sekunden. In nachfolgender Tabelle 4.1 sind die einzelnen Parameter für beide Ätzprozesse übersichtlich zusammengetragen.

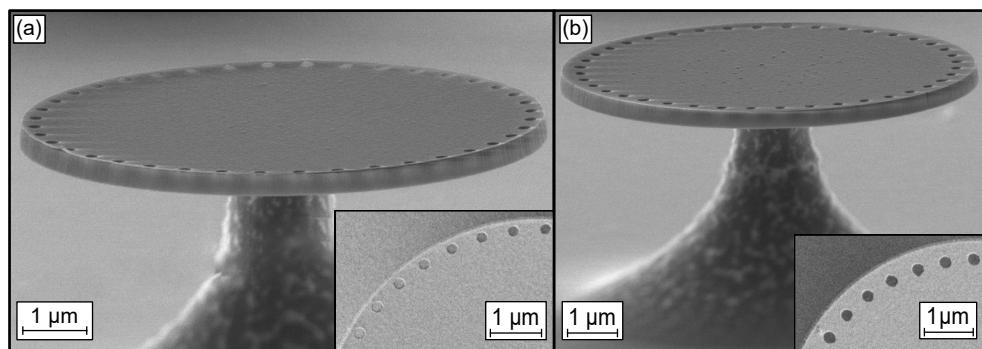
Material	Gase (Fluss in sccm)	RF-Power (W)	ICP-Power (W)	Druck (mTorr)	Dauer (min:s)	Ätzrate (nm/min)
$\text{SiO}_2$	$\text{CHF}_3$ (20), Ar (20)	25	0	30	55:00- 60:00	7
Si	$\text{SF}_6$ (7,8)	20	250	30	00:45- 1:00	>1000

**Tabelle 4.1:** Parameter des reaktiven Ionenätzens für die zweischrittige Prozessierung der Mikrodiskstrukturen.

Trotz der geringen Ätzdauer lassen sich die Stege mit einer reproduzierbaren Dicke herstellen. Zuletzt wird die Chromhartmaske mittels einer nasschemischen Chromätze, bestehend aus Ammoniumcernitrat, Perchlorsäure und Wasser (Verhältnis 10,9 %:4,25 %:84,85 %) entfernt. Zusätzlich wird diese, um eine geringere Ätzrate und somit bessere Kontrolle über den Prozess zu erlangen, zu gleichen Teilen mit Wasser verdünnt. Die Probe wird

für 5 Minuten in der Ätzlösung platziert. Es folgen zwei Wasserbäder, um die Rückstände der Ätzlösung zu entfernen für jeweils 5 und 2 Minuten bei einer Temperatur von 93 °C, die dafür sorgt, dass die Oberflächenspannung verringert wird, damit die Hybridstrukturen nicht beschädigt werden. Getrocknet wird die Probe auf der Heizplatte.

Mit diesem optimierten Herstellungsprozess werden die Hybridstrukturen prozessiert. In Abb. 4.9 sind zwei Mikrodisks mit unterschiedlich großen Löchern und unterschiedlichen Abständen vom Rand dargestellt. Die Oberfläche der Disks zeigt keine Anwachslungen und die Kanten sind senkrecht und glatt. Damit ist dieser Prozess eine enorme Verbesserung zu dem vorherigen Prozess, mit dem Mikrodiskstrukturen ohne Löcher prozessiert wurden. Hier wurde ein Negativlack verwendet und es zeigten sich Anwachslungen an der Diskoberfläche.

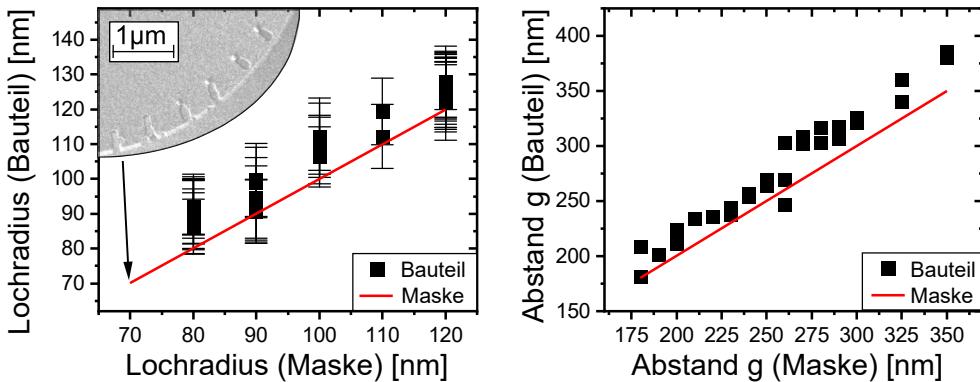


**Abbildung 4.9:** REM-Aufnahmen von zwei Mikrodiskhybridstrukturen, hergestellt mit dem optimierten Herstellungsprozess. (a) Durch die Lithografiemaske vorgegebener Lochradius von 100 nm, bei einem Abstand der Löcher von 180 nm zum Rand und in (b) 120 nm Lochradius bei einem Abstand der Löcher von 350 nm zum Rand (gemessen von der Lochmitte).

## 4.4 Realisierbare Lochgrößen

Nachdem die erfolgreiche Herstellung der Mikrodiskstrukturen demonstriert werden konnte, werden die herstellbaren Lochgrößen und Abstände der Löcher zum Rand untersucht. Bei zu kleinen Löchern kippen während des Entwicklungsprozesses die Lacksäulen für die späteren Löcher um, sodass das aufgedampfte Chrom an diesen Stellen während des Lift-Offs mit entfernt wird. Zurück bleiben rechteckförmige Löcher, meist zum Rand hin geneigt (siehe Abb. 4.10 Inset im linken Diagramm). Löcher mit einem Radius  $r \leq 70$  nm lassen sich aus diesem Grund nicht herstellen. Ab einem Lochradius von  $r = 80$  nm sind die Lacksäulen stabil, sodass dies den kleinsten herstellbaren Radius mit dem entwickelten Prozess darstellt. Die hergestellten Radien im Vergleich zu den vorgegebenen Radien der

Lithografiemaske sind in Abb. 4.10 links abgebildet. Zur Auswertung der Lochgrößen wird ein Python-Skript verwendet, in das die REM-Aufnahmen der jeweiligen Disk eingelesen werden und die Lochgrößen automatisch bestimmt werden. Die Radien werden jeweils für eine Disk gemittelt und zwei unterschiedliche Proben untersucht. Für die einzelnen Disks liegen die Lochgrößen jeweils in ihren Fehlertoleranzbereichen (siehe Abb. 4.10), sodass die Herstellung als reproduzierbar angesehen werden kann. Es können minimale Löcher mit einem Durchmesser von ca. 175 nm hergestellt werden. Der tatsächliche Lochradius ist jeweils etwas größer als der durch die Lithografiemaske vorgegebene Radius, was auf eine geringe Überbelichtung hindeutet. An die Messwerte wird eine lineare Regression mit Steigung 1 gefügt. Der y-Achsenabschnitt gibt so Aufschluss über die durchschnittliche Abweichung zwischen Bauteil und Maske. Bei dem Lochradius beträgt die durchschnittliche Abweichung 7,5 nm. Allerdings führt eine kleinere Dosis zu der Komplikation, dass der Lack nicht komplett entwickelt wird, daher wird diese Abweichung in Kauf genommen. Rechts in Abb. 4.10 ist der Abstand der Löcher zum Rand aufgetragen über den vorgegebenen Abstand. Bestimmt werden die Abstände durch manuelles Ausmessen mit Hilfe der REM-Aufnahmen. Hier sind die Abstände im Durchschnitt 20 nm größer als in der Lithografiemaske vorgegeben und es können minimale Abstände von 180 nm realisiert werden. Gemessen wird der Abstand jeweils von der Lochmitte. Sowohl die herstellbaren Lochgrößen als auch die Abstände der Löcher vom Diskrand liegen damit in dem Bereich, der für die Simulationen in Kapitel 5.1 die größten Moden-Intensitäten im elektromagnetischen Spektrum verspricht.



**Abbildung 4.10:** Links: Durch die Lithografiemaske vorgegebene Lochradien durch die rote Linie dargestellt und die mit einem Python-Skript bestimmten Lochradien als Messpunkte aufgetragen. Rechts: Abstände des Mittelpunktes der hergestellten Löcher zum Diskrand bestimmt aus den REM-Aufnahmen, aufgetragen über die in der Lithografiemaske vorgegebenen Abstände.

# 5 Hybridstrukturen

---

Teile der Ergebnisse in diesem Kapitel wurden am 30.03.2023 zur Veröffentlichung in dem Journal Optics Express eingereicht.

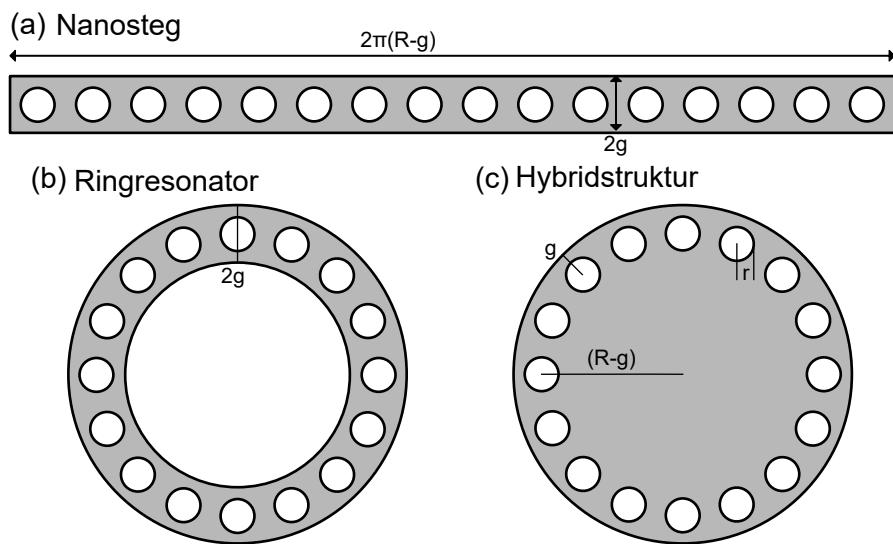
Im vorherigen Kapitel wurde die Optimierung des Herstellungsprozesses der Hybridstrukturen aus Mikrodisks und eindimensionalen photonischen Kristallen erläutert. In diesem Kapitel werden diese Strukturen und Nanostege zur Modellierung der Bandlücken kurz theoretisch betrachtet und anschließend deren Charakterisierung mittels Photolumineszenz-Spektroskopie diskutiert. Der Fokus liegt dabei auf den generellen Eigenschaften dieser neuartigen Struktur und den Unterschieden zur herkömmlichen Mikrodisk. Im zweiten Teil dieses Kapitels wird die Struktur weiter modifiziert, wobei die Löcher näher an den Diskrand gesetzt werden, sodass Mikrodisks mit halbkreisförmigen Aussparungen entstehen, die im Folgenden Zahnradstrukturen genannt werden. Hieran werden ebenfalls Photolumineszenzmessungen durchgeführt und ausgewertet.

## 5.1 Theoretische Vorberachtungen

Dieses Unterkapitel widmet sich der theoretischen Betrachtung der Position der Bandlücke in eindimensionalen photonischen Kristallen und deren Verschiebung durch Parametervariationen. Daran schließt sich die Betrachtung von Mikrodisks und den Hybridstrukturen an. Als optisch aktives Medium wird das Schichtsystem aus SiO<sub>2</sub> und SiON mit eingeschlossenen Siliziumnanokristallen als Schicht mit einem effektiven Brechungsindex von ca. 1,57 modelliert. Der Brechungsindex wurde aus ellipsometrischen Messdaten der hergestellten Schichten erhalten, wobei die Vermessung nach dem Temperungsprozess, bei dem sich die Nanokristalle bilden, erfolgte.

### 5.1.1 Eindimensionale photonische Kristalle

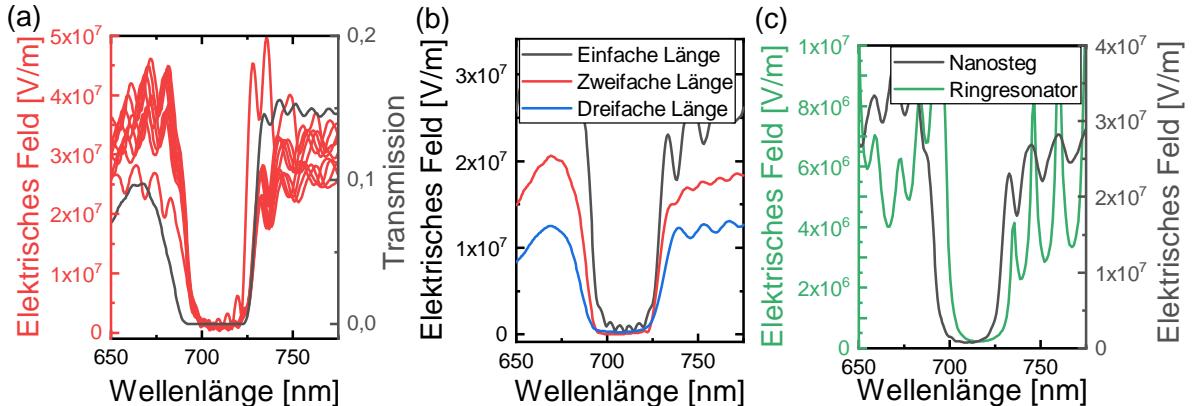
Eine Schemaskizze der modifizierten Mikrodiskstruktur, die Gegenstand dieser Arbeit ist, ist in Abb. 5.1 (c) dargestellt. In dieser Struktur bildet sich eine photonische Bandlücke aus, die die Ausbreitung der Flüstergaleriemoden manipuliert. Um die photonische Bandlücke beschreiben zu können, wird auf einen Nanosteg (siehe Abb. 5.1 (a)) zurückgegriffen, der die Brechungsindexmodulation der photonischen Kristalle durch periodisch angeordnete Löcher realisiert. Der Nanosteg kann dabei als abgerollte Mikrodisk verstanden werden. Die Breite  $b$  des Steges ergibt sich dabei aus dem doppelten Abstand der Löcher zum Diskrand ( $b=2g$ ) und die Länge aus dem Umfang der Disk (mit dem Diskradius  $R$ ), gemessen am Lochmittelpunkt ( $L_{\text{Nanosteg}}=2\pi(R-g)$ ). Als Umgebungsma- terial wird bei den Simulationen Vakuum verwendet. Zur Simulation der hier betrach- teten Strukturen wird die Software CST Studio Suite [108] verwendet. Das Programm basiert auf der Finiten-Integral-Methode im Zeitbereich (FIT), mit der sich unter ande- rem frequenzabhängige elektrische Felder der zu simulierenden Strukturen berechnen las- sen. Der Nanosteg der Höhe  $h=320$  nm besteht dabei aus einem nichtdispersiven Material mit dem Brechungsindex des Nanokristall-Schichtsystems. Die Breite des Steges beträgt  $2g=500$  nm, der Lochradius der 40 Löcher  $r=90$  nm und die Länge ergibt sich aus einer Disk mit Radius  $R=4$   $\mu\text{m}$  zu  $L_{\text{Nanosteg}}=2\pi(R-g)$ . Die Anregung erfolgt mit einem Wellenleiterport an einer Längsseite des Steges. Gewählt werden offene Randbedingungen, da sich periodische Randbedingungen nicht mit der Wahl des Wellenleiterports vereinbaren lassen. Zur Detektion werden zum einen Messsonden an bestimmten Orten des Nanoste-



**Abbildung 5.1:** Schemaskizzen (a) eines Nanosteges, (b) eines Ringresonators und (c) einer Mikrodiskstruktur.

ges, die das elektrische Feld über den gesamten simulierten Frequenzbereich aufzeichnen, und zum anderen ein zweiter Wellenleiterport an der gegenüberliegenden Stegseite verwendet. Mit diesen beiden Ports werden die Streuparameter (S-Parameter) berechnet, die softwareseitig in eine Transmission umgerechnet werden. Die Messsonden befinden sich dabei in y-Richtung mittig in dem Nanosteg und in x-Richtung sowohl in verschiedenen Löchern als auch zwischen den Löchern. In Abb. 5.2 (a) ist der Vergleich zwischen den detektierten elektrischen Feldern der Messsonden und der Transmission dargestellt. In der photonischen Bandlücke ist keine Lichtausbreitung möglich, was eine Verringerung der Transmission auf nahezu null zur Folge hat [109]. Das elektrische Feld weist im gleichen Bereich wie die Transmission eine Verringerung auf, da sich das elektrische Feld innerhalb der Bandlücke nicht ausbreiten kann, sodass auch hier die Bandlücke eindeutig identifiziert werden kann. Die Bandlücke ist in der Transmission etwas deutlicher erkennbar, da hier die Absenkung schneller erfolgt, außerdem ist die Bandlücke knapp 10 nm breiter und beginnt bei kleineren Wellenlängen. Die Abweichung zwischen beiden Bestimmungen der Bandlücke ist also gering, sodass beide Methoden eine zufriedenstellende Grundlage für die theoretische Betrachtung darstellen.

In der Mikrodiskstruktur breiten sich die Wellen bei unendlichen Umläufen aus. Im Gegensatz dazu propagiert das Licht im Nanosteg lediglich von links nach rechts, was den Vorteil einer deutlich kürzeren Simulationszeit liefert. In Abbildung 5.2 (b) wird untersucht, ob die Anzahl an Umläufen einen Einfluss auf die berechnete Bandlückenposition hat. Dies wird durch die doppelte bzw. dreifache Länge des Nanostegs mit doppelter bzw. dreifacher Lochanzahl realisiert, wobei sich der Abstand zwischen den Löchern nicht ändert. Diese Vergrößerung des Simulationsvolumens ist ebenfalls mit einer Erhöhung der



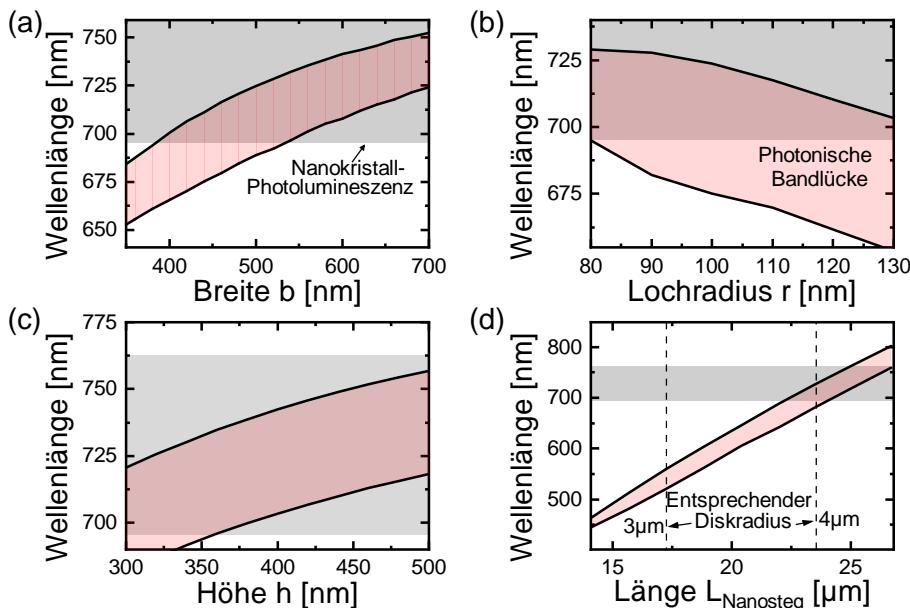
**Abbildung 5.2:** (a) Elektrisches Feld eines Nanostege an verschiedenen Positionen der Messsonden im Vergleich zur Transmission durch den Nanosteg. (b) Elektrische Felder des Nanostege für mehrfache Längen mit einer mehrfachen Lochanzahl bei gleichbleibendem Lochabstand. (c) Vergleich zwischen den elektrischen Feldern eines Nanostege und eines Ringresonators mit Lochmodulation bei gleicher Breite.

Rechendauer verbunden. Die Ausbildung der Bandlücke, die über die Messsonden bestimmt wird, erfolgt abrupter, sodass sie sich weiter der mittels Transmission bestimmten Bandlücke annähert.

Vereinfachungen, die durch die Betrachtung des Nanostegs in Kauf genommen werden müssen, sind die unterschiedlichen Werte für den Umfang der Disk am äußeren Rand und den doppelten Lochabstand zum Rand weiter innen. Dies wird durch einen Ringresonator mit Lochmodulation (siehe Abb. 5.1 (b)) besser beschrieben, sodass in Abb. 5.2 (c) ein Vergleich zwischen den elektrischen Feldern eines Ringresonators und eines Nanostegs gezeigt ist. Die Anregung des Ringresonators erfolgt dabei durch einen diskreten Port und die Detektion wieder durch Messsonden. Die ausgebildeten Bandlücken sind in beiden Strukturen ca. 10 nm verschoben.

Da die Rechenzeiten für eine Nanostegstruktur mehrere Minuten betragen und damit im Gegensatz zu mehreren Stunden für die Ringresonatoren mit Lochmodulation stehen, wird diese Abweichung in der Position der Bandlücke in Kauf genommen und im Folgenden die Bandlücke über die Simulation von Nanostegen bestimmt.

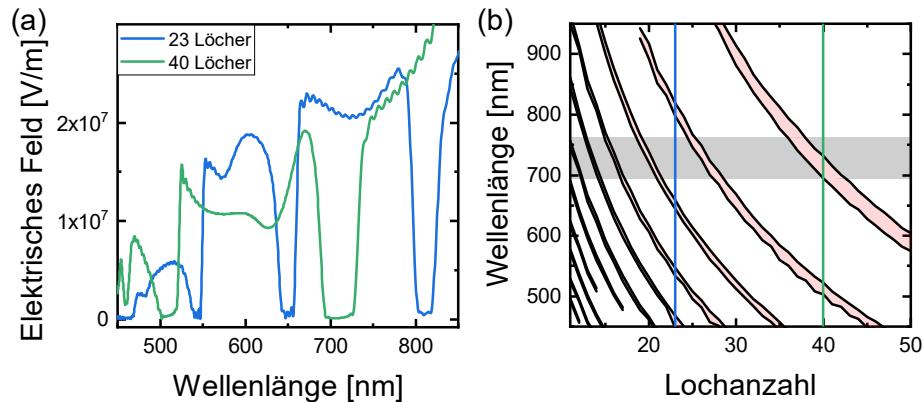
In Abb. 5.3 ist der Einfluss der unterschiedlichen Parameter auf die Bandlückenposition des Nanosteges dargestellt. Dabei wird für die Bestimmung dieser die Transmission verwendet. In grau ist jeweils der Wellenlängenbereich der Photolumineszenz der Siliziumnanokristalle eingezeichnet, um zu verdeutlichen, in welchem Bereich sich die Parameter der Hybridstruktur bewegen können, um eine teilweise Überlappung zwischen



**Abbildung 5.3:** Verschiebung der photonischen Bandlücke bei Variation der (a) Nanostegbreite, (b) des Lochradius, (c) der Höhe und (d) der Länge. In Grau ist die Photolumineszenz der Nanokristalle angedeutet. Rot gibt die berechnete Bandlücke wieder.

Bandlücke und Photolumineszenzsignal zu erreichen. Die jeweils nicht variierten Parameter sind dabei die gleichen wie bei dem Nanosteg in Abb. 5.2 ( $b=500\text{ nm}$ ,  $h=320\text{ nm}$ ,  $r=90\text{ nm}$ ,  $L_{\text{Nanosteg}}=23561\text{ nm}$ ,  $L_h=40$  Löcher). Je breiter der Nanosteg ist, desto rotverschobener ist die Bandlücke (siehe Abb. 5.3 (a)). Dabei muss beachtet werden, dass sich auch die Länge mit der Breite ändert. Ein ebenfalls rotverschobenes Verhalten tritt für höhere und längere Nanostege auf (siehe Abb. 5.3 (c) und (d)). In Letzterem ist an zwei Stellen auf der x-Achse der jeweiligen Nanosteglänge entsprechende Diskradius aufgetragen. Bei Variation der Nanosteglänge ändert sich die Lochanzahl  $L_h$  nicht, was in unterschiedlichen Abständen der Löcher resultiert. Mit zunehmendem Lochradius hingegen schiebt die Bandlücke zu kleineren Wellenlängen.

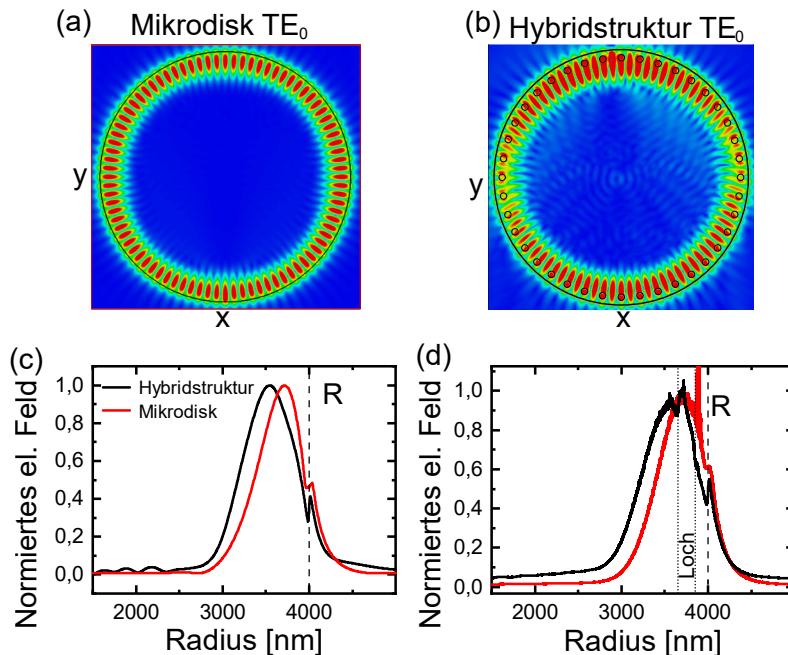
Nachdem die Verschiebung der Bandlücke durch Variation der Größenparameter des Nanosteges untersucht wurde, wird jetzt die Lochanzahl bei gleichbleibender Länge variiert, sodass sich der Lochabstand verkleinert. Die so erhaltenen elektrischen Felder für  $L_h=23$  und  $L_h=40$  Löcher sind in Abb. 5.4 (a) dargestellt. Wird ein größerer Wellenlängenbereich betrachtet, tauchen mehrere Bandlücken auf. In 5.4 (b) sind die Positionen der Bandlücken abhängig von der jeweiligen Lochanzahl aufgetragen. Bei weniger Löchern sind die Bandlücken weniger stark ausgeprägt, schmäler und es treten mehr Bandlücken im betrachteten spektralen Bereich auf. Wird die Lochanzahl vergrößert, verbreitern sich die Bandlücken. Bei der Anzahl von 23 und 40 Löchern sind in den entsprechenden Farben Linien zur Verdeutlichung eingezeichnet. In Grau ist wieder der Bereich der Photolumineszenz der Nanokristalle verdeutlicht. Bei einer größeren Anzahl an Löchern ist die jeweilige Bandlücke blauverschoben.



**Abbildung 5.4:** (a) Elektrische Felder von zwei eindimensionalen photonischen Kristallen mit 23 und 40 Löchern. (b) Photonische Bandlücken bei unterschiedlicher Lochanzahl (Rot). In Grau ist der Bereich der Siliziumnanokristall-Photolumineszenz gekennzeichnet.

### 5.1.2 Mikrodisks und Hybridstrukturen

Der zweite Bestandteil der Bauelemente sind die Mikrodisks, die in Abschnitt 2.3.1 thematisiert wurden. Die Berechnung dieser Strukturen erfolgt ebenfalls mit der Simulationssoftware CST Studio Suite, wobei die Höhe und der Brechungsindex analog zu den Nanostegen gewählt werden und ein Diskradius von  $R=4\text{ }\mu\text{m}$  verwendet wird. Dieser Radius wird gewählt, da eine Überlappung der Siliziumnanokristall-Photolumineszenz mit der photonischen Bandlücke erreicht werden kann. In den Mikrodisks breiten sich am Diskrand Flüstergaleriemoden aus (siehe Abb. 2.6), die auf der Frequenzskala einen äquidistanten Abstand voneinander aufweisen. Die Anregung der Disk erfolgt dabei über einen diskreten Port, der einen gaußförmigen Puls mit Licht unterschiedlicher Frequenzen und einer Dauer von 0,008 ps aussendet und sich am Diskrand befindet. Zur Detektion der elektrischen Felder werden ebenfalls am Rand befindliche Messsonden eingesetzt. Um die ortsaufgelöste Feldverteilung einer Mode darzustellen, lassen sich Feldmonitore verwenden, die das elektrische Feld über den gesamten Simulationsraum bei einer festen Frequenz detektieren. Eine beispielhafte Feldverteilung einer  $\text{TE}_0$ -Mode ist in Abb. 5.5 (a) dargestellt. Wie für eine Mikrodisk zu erwarten, bilden sich am Rand der Disk Täler und

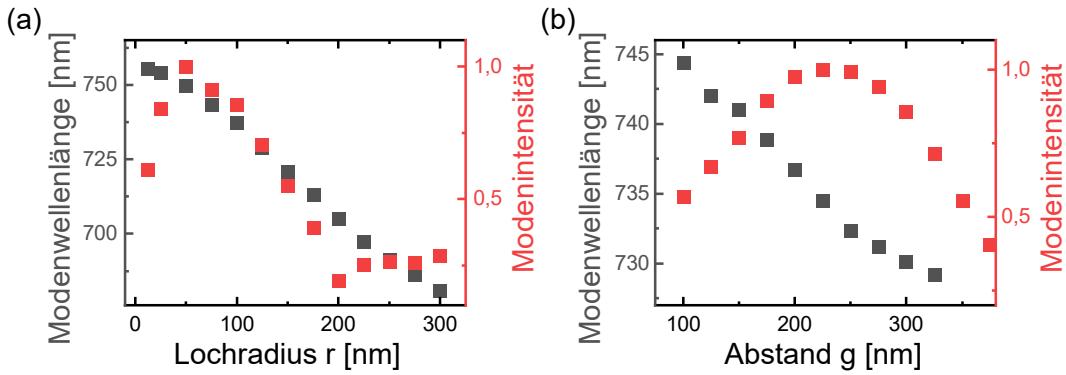


**Abbildung 5.5:** Simulierte Feldverteilung einer  $\text{TE}_0$  Mode in einer (a) Mikrodisk und einer (b) Hybridstruktur mit 40 Löchern bei einem Lochradius von  $r=100\text{ nm}$  und einem Abstand der Löcher von  $g=250\text{ nm}$  zum Rand. (c) In der radialen Feldverteilung wird sichtbar, dass der Modenbauch durch die Löcher sein Maximum weiter innen ausbildet. (d) Aufsummiertes elektrisches Feld über die Simulationsdaten der einzelnen Ringsegmente, wobei jeweils über die Anzahl an Messdaten gemittelt wird.

Bäuche einer stehenden Welle aus. Die Anzahl der Bäuche, wobei die Hälfte der Bäuche der entarteten azimutalen Quantenzahl  $M$  entspricht, hängt von der Frequenz der Mode ab. Je größer die Frequenz, desto größer ebenfalls die azimutale Quantenzahl.

Durch die Kombination mit eindimensionalen photonischen Kristallen wird die Rotationssymmetrie der Disk gebrochen und die Ausbreitung von bestimmten Moden unterdrückt. Für das Diskdesign der Simulation ist die Dichte des Gitterzellennetzes wichtig. Da die Symmetrie der Disk durch die Löcher am Diskrand gebrochen wird, muss das Gitterzellennetz feiner sein als bei der Mikrodisk. So lässt sich gewährleisten, dass die Feldverteilung auch am Diskrand zuverlässig berechnet wird. Dadurch wird allerdings die Rechenzeit deutlich erhöht, sodass die Simulation einer Hybridstruktur ca. 8 Stunden dauert. Der diskrete Anregungspunkt wird zwischen zwei Löchern platziert. Bevor die einzelnen Größenparameter untersucht werden, wird die elektrische Feldverteilung mit der in der Mikrodisk verglichen. Dazu ist in Abb. 5.5 (b) die Feldverteilung einer  $TE_0$  Mode einer Hybridstruktur dargestellt, wobei ein Lochradius von  $r=100\text{ nm}$  bei einem Abstand der Löcher von  $g=250\text{ nm}$  zum Rand gewählt wird. Auch hier bilden sich Flüstergaleriemoden aus, allerdings ist die Verteilung nicht mehr so symmetrisch wie bei der Mikrodisk. Oben in der Hybridstruktur ist der Port durch eine erhöhte Intensität zu erkennen. Um diesen herum und auf der gegenüberliegenden Seite ist das elektrische Feld intensiver als um  $90^\circ$  dazu. In 5.5 (c) ist das radiale elektrische Feld der gezeigten Moden der Mikrodisk und der Hybridstruktur dargestellt. Dazu wird ein Querschnitt verwendet, der bei der Mikrodisk entlang der x-Achse bei einem Modenbauch verläuft und bei der Hybridstruktur entlang eines ausgeprägten Modenbauches, der sich zwischen zwei Löchern befindet. Es zeigt sich, dass die Moden durch die zusätzlichen Löcher in der Hybridstruktur weiter nach innen geschoben werden als bei der Mikrodisk ohne Lochmodulation. In Abb. 5.5 (d) wird nicht nur ein Querschnitt analysiert, sondern die Messwerte entlang eines Ringausschnitts aufsummiert für alle Messwerte. Dabei wird jeweils durch die Anzahl der Werte bei gleichem Radius geteilt. In der radialen Verteilung des elektrischen Feldes der Mikrodisk ist der Port als Artefakt zu sehen. Für die Hybridstruktur zeigt sich zuerst eine Absenkung und dann eine Erhöhung des elektrischen Feldes innerhalb des Lochs.

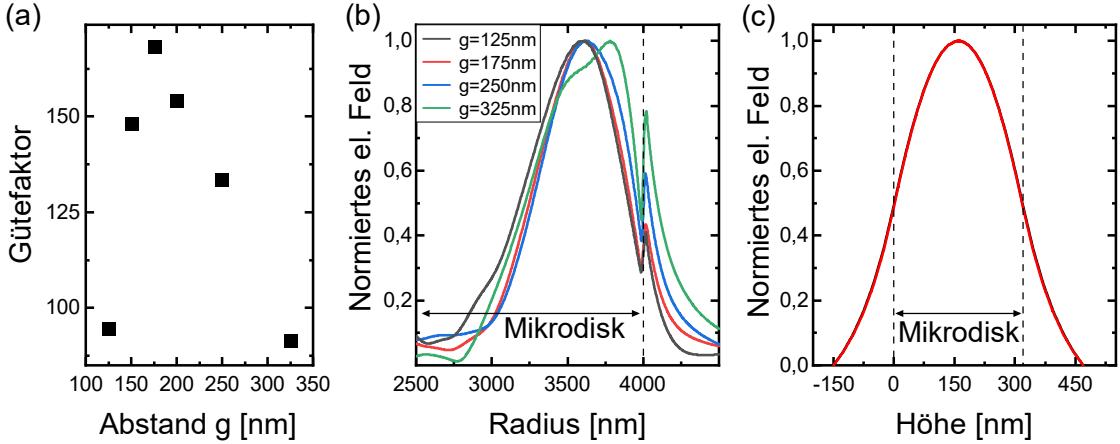
Der Grundgedanke der Hybridstrukturen ist, dass die Reduzierung der Symmetrie durch die Löcher für eine Umverteilung der Modenintensitäten sorgt, was dazu führt, dass einige Moden unterdrückt werden und wenige Moden mit einer stärkeren Intensität ausgebildet werden. Um den Einfluss der Lochgrößen auf die Modenausbildung besser zu verstehen, werden im Folgenden die Größen der Löcher und die Abstände vom Rand variiert. In Abb. 5.6 (a) sind die Modenwellenlängen und Intensitäten der gleichen Mode für unterschiedliche Lochradien dargestellt. Dabei muss beachtet werden, dass aus dem simulierten Spektrum eine Mode ausgewählt wurde, die sich im Bereich der Photolumineszenz der Na-



**Abbildung 5.6:** Simulationsergebnisse einer 300 nm dicken Hybridstruktur mit Radius 4  $\mu\text{m}$  und 38 Löchern. In (a) wird der Lochradius  $r$  bei einem Abstand zum Rand von  $g=200 \text{ nm}$  variiert. (b) Hier beträgt der Lochradius  $r=100 \text{ nm}$  und der Abstand der Löcher zum Diskrand (gemessen vom Lochmittelpunkt)  $g$  wird variiert. Der Abstand, bei dem die Moden die größte Intensität aufweisen, liegt zwischen  $g=200-250 \text{ nm}$ .

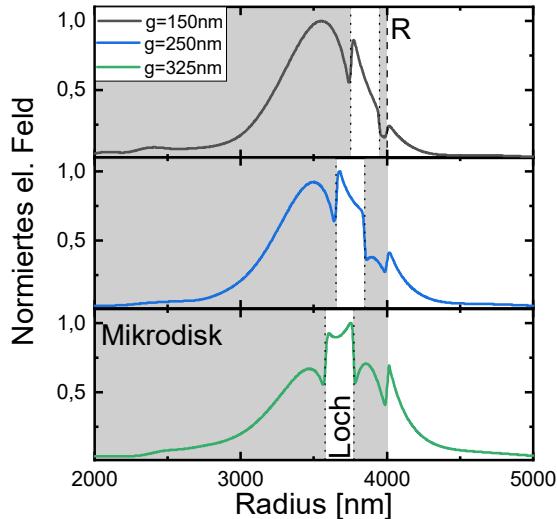
nokristalle befindet. Ab einem Lochradius von  $r>50 \text{ nm}$  sinkt die Modenintensität. Der limitierende Faktor ist hier die Herstellung, da keine kleineren Löcher als mit einem Radius von ca.  $r=80 \text{ nm}$  realisiert werden können (siehe Kapitel 4.4). Außerdem fällt eine lineare Blauverschiebung der Mode mit zunehmendem Lochradius auf. Ein linearer Fit ergibt eine Steigung von  $m=-0,27668 \pm 0,066$  bei einem korrigierten  $R^2$  von 0,99415. Mit dem korrigierten  $R^2$  wird angegeben, wie gut die Messdaten das Modell anpassen und im Gegensatz zum Determinationskoeffizienten  $R$  verbessert sich das korrigierte  $R^2$  nicht mit der Anzahl an Messpunkten. Je näher der Wert an 1 liegt, desto besser passen die Daten zu dem Fit. Für den Abstand der Löcher zum Diskrand ergibt sich eine maximale Modenintensität ca. zwischen  $g=200 \text{ nm}$  und  $g=250 \text{ nm}$  (siehe 5.6 (b)). Die Position der Moden ist ebenfalls blauverschoben zu größeren Abständen der Löcher vom Rand  $g$ . Hier ergibt sich eine Steigung von  $m=-0,0707 \pm 0,0029$  (korrigiertes  $R^2=0,98505$ ). Der Einfluss des Lochabstands zum Rand auf die Verschiebung der Mode ist somit geringer als der Einfluss der Lochradien.

Zuvor konnte bereits gezeigt werden, dass die Ausbreitung der Moden weiter innen geschieht als bei einer Mikrodisk ohne Lochmodulation. In Abbildung 5.7 wird die Ausbreitung einer Mode für unterschiedliche Abstände  $g$  der Löcher zum Rand untersucht. In 5.7 (b) ist dazu das normierte absolute elektrische Feld in radialer Richtung aufgetragen. Der Querschnitt wird dabei jeweils durch einen Modenbauch zwischen zwei Löchern gelegt. Für größere Abstände der Löcher vom Diskrand breiten sich die Moden wieder weiter außen aus, was ebenfalls für größere evaneszente Felder sorgt. Durch die zunehmenden Strahlungsverluste durch die evaneszenten Felder lassen sich die geringeren Gütefaktoren für größere Werte von  $g$  erklären (siehe 5.7 (a)). Für die Bestimmung der Gütefaktoren



**Abbildung 5.7:** (a) Gütefaktoren einer Mode für unterschiedliche Abstände  $g$  der Löcher zum Rand. (b) Ausschnitt der radialen Verteilung des elektrischen Feldes am Diskrand, wobei ein Querschnitt zwischen zwei Löchern gesetzt wird. (c) Ausbreitung des elektrischen Feldes entlang der  $z$ -Richtung der Hybridstruktur.

wird der Quotient aus der Modenposition und der Halbwertsbreite der Mode gebildet. Die Werte der Gütefaktoren sind dabei quantitativ nicht aussagekräftig, da lediglich das elektrische Feld betrachtet wird, daher soll nur der Verlauf der Gütefaktoren qualitativ betrachtet werden. Für kleinere Werte von  $g$  sinken die Gütefaktoren ebenfalls. Dies liegt vermutlich an einer schlechteren Modenführung in der Disk. In 5.7 (c) ist beispielhaft eine elektrische Feldverteilung für die Ausbreitung in  $z$ -Richtung gezeigt. Hier unterscheiden



**Abbildung 5.8:** Radiale Feldverteilungen von Hybridstrukturen bei unterschiedlichen Abständen  $g$  der Löcher zum Rand. Je größer der Abstand der Löcher zum Rand ist, desto größer ist der relative Anteil des evaneszenten Feldes in den Löchern. Die Position der Mikrodisk ist grau hinterlegt.

sich die Feldverläufe für unterschiedliche Werte von  $g$  nicht und oberhalb und unterhalb der Disk reicht das evaneszente Feld in das Umgebungsmedium hinein.

In Abb. 5.8 ist die radiale Feldverteilung in einem Querschnitt durch ein Loch für drei verschiedene Abstände  $g$  der Löcher zum Rand dargestellt. Wie in Abb. 5.7 bereits zu erkennen, zeigt sich auch hier die Verschiebung der Feldmaxima zum Diskrand hin, wenn die Löcher weiter in Richtung Diskmitte bewegt werden. Der relative Anteil der evaneszenten Felder innerhalb der Löcher steigt ebenfalls an. Durch diese Streuverluste lässt sich auch die Verringerung des Gütfaktors erklären, wenn sich die Löcher weiter innen befinden.

Insgesamt zeigt sich damit durch die Simulationen, dass die Ausbreitung der Moden durch die Löcher weiter in Richtung Diskmitte geschoben wird, wenn die Abstände zum Diskrand nicht zu groß sind und, dass sich durch Variation der Lochradien  $r$  und Abstände der Löcher zum Rand  $g$  die Moden verschieben lassen.

## 5.2 Messergebnisse

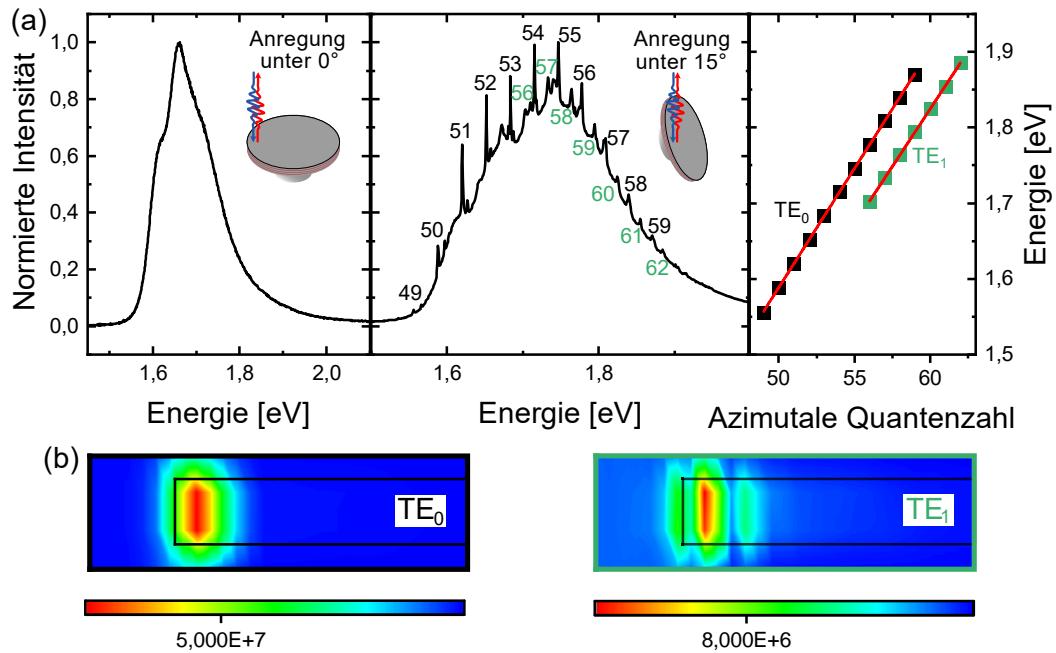
Nach der erfolgreichen Herstellung der Hybridstrukturen und der theoretischen Betrachtung folgt die experimentelle Charakterisierung der Strukturen mittels Photolumineszenz-Spektroskopie. Das Augenmerk liegt hierbei auf den Unterschieden zur Mikrodisk ohne die Modulation durch den Lochrang und auf dem Einfluss der Löcher auf die Manipulation der Moden. Im letzten Teil des Kapitels wird eine Abwandlung der Hybridstruktur untersucht, bei der die Löcher so weit an den Rand wandern, dass zahnradartige Strukturen entstehen.

### 5.2.1 Charakterisierung der Mikrodisk

Zuerst erfolgt die Charakterisierung einer Mikrodisk ohne Lochrang. Verwendet wird dazu der in Kapitel 3.4 beschriebene Messaufbau mit dem Helium-Cadmium-Laser mit einer Emissionswellenlänge von 325 nm. Um einen großen Bereich des Spektrums aufnehmen zu können, wird ein Gitter mit 150 Linien/mm verwendet. Das resultierende Photolumineszenzspektrum einer Anregung unter  $0^\circ$  zum Lot der Probenfläche ist in Abb. 5.9 (a) links dargestellt. Das Spektrum zeigt die Photolumineszenz der Nanokristalle, allerdings keine Modulation durch in der Disk entstehenden Moden. Da die Mikrodisk den Großteil der Strahlung durch die Seitenflächen auskoppelt und die Abstrahlung nach oben nur durch Rauheiten an der Disk auftreten kann, spricht dies für die erfolgreiche Optimierung der

Herstellung der Mikrodiskresonatoren. Erfolgen die Anregung und Detektion der Mikrodisk hingegen unter einem Winkel von  $15^\circ$  (Abb. 5.9 (a) mitte), lässt sich die Überlagerung des Nanokristall-Spektrums durch einzelne, schmale Intensitätsspitzen detektieren. Diese treten bei Anregung nahe des Diskrands auf und sind Flüstergaleriemoden [110, 111]. Im Spektrum tauchen dabei Moden von höherer und geringerer Intensität auf, die den  $TE_0$  und  $TE_1$  Moden zugeordnet werden können. Für die Unterscheidung sind in Abb. 5.9 (b) Konturplots der absoluten elektrischen Felder entlang der radialen Richtung der Mikrodisk dargestellt, die aus Simulationen der Disk erhalten werden (vergleiche [112]). In den Simulationen weisen die  $TE_0$  Moden höhere Intensitäten auf, was auf eine bessere Modenführung schließen lässt. Die Moden weisen auf der Energie- bzw. Frequenzskala einen äquidistanten Abstand voneinander auf und können ihrer azimutalen Quantenzahl eindeutig zugeordnet werden (siehe Abb. 5.9 (a) rechts). Dazu werden die Modenpositionen über einen ganzzahligen Laufindex aufgetragen, sodass der y-Achsenabschnitt bei einem linearen Fit null beträgt. Die Güte des Fits kann dabei über das korrigierte  $R^2$  angegeben werden. Für die linearen Regressionen beider Modenarten beschreiben die Messdaten mit einem korrigierten  $R^2$  von 0,99997 die Fits also sehr gut. Der Energieabstand der Moden beträgt 31,5 meV. Die  $TE_1$  Moden liegen energetisch niedriger als die  $TE_0$  Moden bei den entsprechenden Quantenzahlen.

Die Gütefaktoren werden aus Messungen mit einem feineren Gitter mit einer Anzahl an 1200 Linien/mm bestimmt, mit dem ein kleinerer Bereich mit einer höheren spektralen Auflösung vermessen werden kann. Die Gütefaktoren berechnen sich nach Formel 2.20 mit  $Q=\lambda/\Delta\lambda$ . Die größten ermittelten Gütefaktoren mit den hergestellten Mikrodisks aus Siliziumnanokristallen liegen dabei bei 5500. Damit sind sie um mehrere Größenordnungen kleiner als die maximal erreichbaren Gütefaktoren mit Mikrodisks, die aus Silizium bestehen. Die erreichbaren Gütefaktoren liegen dort in der Größenordnung von  $10^6$ . Der Grund, wieso sich Silizium so gut für die Verwendung in Mikrodiskstrukturen eignet, sind der hohe Brechungsindex und die geringen Absorptionen bei der Telekommunikationswellenlänge [64, 113]. Die Gründe für die deutlich geringeren Gütefaktoren hängen mit dem kleineren effektiven Brechungsindex des  $\text{SiO}_2/\text{SiON}$ -Schichtsystems ( $n \approx 1,57$  im Vergleich zu  $n=3,8$  für Silizium bei einer Wellenlänge von 700 nm) und der kleineren untersuchten Wellenlänge im optischen Bereich zusammen. Außerdem ist die hohe Photolumineszenz der Nanokristalle nachteilig für die Qualität des Resonators, da durch die Nanokristalle eine Absorption des Lichts stattfinden kann, was zu Verminderungen der Güte des Resonators führt [58, 61] (siehe Unterkapitel 2.3.1). Jedoch wäre eine Detektion der Moden mittels PL-Spektroskopie ohne die Photolumineszenz der Nanokristalle nicht möglich.



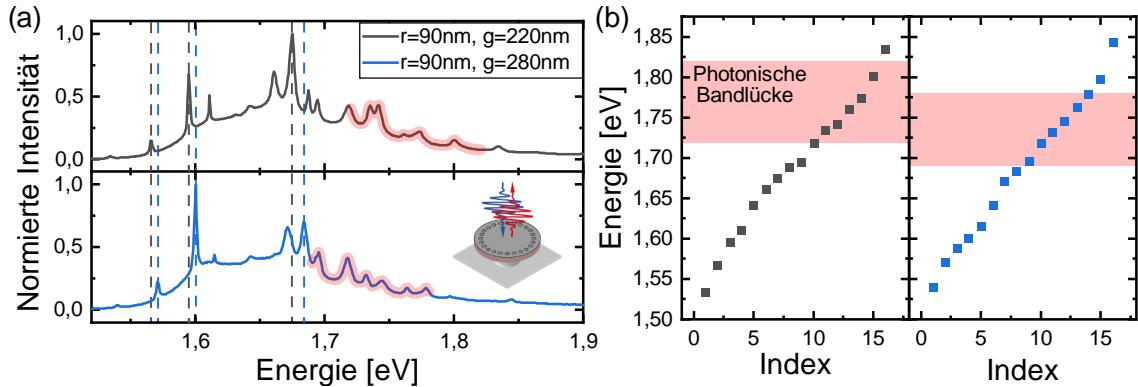
**Abbildung 5.9:** (a) Unter Anregung und Detektion unter  $0^\circ$  ist das Photolumineszenzspektrum der Nanokristalle sichtbar, allerdings ohne Modulation durch Moden. Bei gewinkelter Anregung und Detektion unter  $15^\circ$  sind die in der Mikrodisk entstehenden Flüstergaleriemoden sichtbar. Die  $TE_0$  und  $TE_1$  Moden können ihren jeweiligen Quantenzahlen zugeordnet werden. (b) Konturplots der radialen Feldverteilungen für  $TE_0$  und  $TE_1$  Moden aus Simulationen mit CST Studio Suite.

## 5.2.2 Charakterisierung der Hybridstrukturen

Nachdem die Mikrodisk ohne Lochring charakterisiert wurde, folgt nun der eigentliche Gegenstand dieser Arbeit, die modifizierte Struktur aus einer Mikrodisk und einem eindimensionalen photonischen Kristall. Zuerst werden Hybridstrukturen mit einer Lochanzahl von  $L_h=40$  untersucht. Eine Analyse für unterschiedliche Lochanzahlen wird später im Kapitel durchgeführt. Für die Photolumineszenz-Spektroskopie wird wieder der Helium-Cadmium-Laser mit einer Emissionswellenlänge von 325 nm und das grobe spektroskopische Gitter mit 150 Linien/mm verwendet. Die Messungen erfolgen hier in Anregungs- und Detektionsgeometrie unter  $0^\circ$ , da im Unterschied zu der Mikrodisk, bei der die Emissionen durch die Seitenflächen erfolgen, die Emission senkrecht geschieht. Grund dafür sind die Löcher, die wie Defekte in der Oberfläche wirken, ähnlich wie Rauheiten an der zuvor diskutierten Disk, die ebenfalls für eine senkrechte Emission sorgen würden. Die Messungen in senkrechter Geometrie gestalten sich dahingehend als einfacher, da der Fokus bei Variation der Position auf der Probe nicht geändert werden muss, was die Lokalisierung der einzelnen Disks vereinfacht.

Zwei exemplarische Spektren, bei denen sich der Abstand der Löcher zum Diskrand  $g$

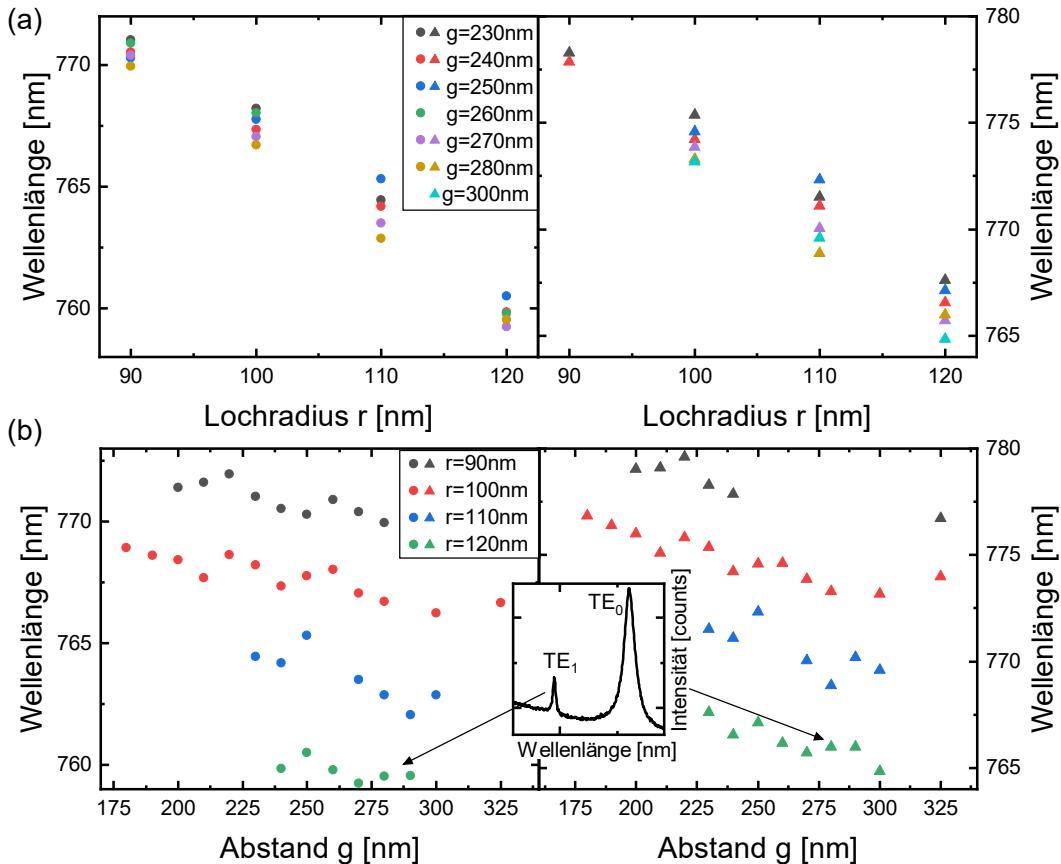
unterscheidet, sind in Abb. 5.10 (a) dargestellt. Die Spektren ähneln dahingehend dem



**Abbildung 5.10:** (a) Zwei exemplarische PL-Spektren der Hybridstrukturen mit einem Radius von  $R=4\mu\text{m}$ , einer Lochanzahl von  $L_h=40$  mit Lochradien von  $r=90\text{ nm}$  und den Abständen der Löcher vom Rand von  $g=200\text{ nm}$  (grau) und  $g=280\text{ nm}$  (blau). Die Moden verschieben sich bei größeren Werten von  $g$  zu größeren Energien bzw. kleineren Wellenlängen. Die senkrechte Anregungs- und Detektionsgeometrie ist im Piktogramm dargestellt. In (b) sind die Modenpositionen über einen willkürlichen ganzzahligen Index für beide Spektren aufgetragen. In rot ist die simulierte photonische Bandlücke hinterlegt.

PL-Signal der Mikrodisk, dass ebenfalls das PL-Signal der Nanokristalle mit einer Überlagerung von Moden vorliegt. Allerdings ist hier die Ausprägung der einzelnen Moden deutlich unterschiedlich und die Unterscheidung zwischen TE<sub>0</sub>- und TE<sub>1</sub>-Moden ist nicht mehr eindeutig zu treffen. Es fällt auf, dass jeweils eine oder wenige Moden deutlich intensiver sind als die anderen Moden. Es findet also durch die Modifikation der Struktur mit den Löchern eine Umverteilung der Modenenergien statt, wobei eine oder wenige Moden eine Verstärkung erfahren ( $E=1,595\text{ eV}$  und  $E=1,675\text{ eV}$  bei  $g=200\text{ nm}$  und  $E=1,6\text{ eV}$  bei  $g=280\text{ nm}$ ) und die anderen Moden eine Abschwächung. In Rot ist die Position der photonischen Bandlücke eingezeichnet, die aus Simulationen der Transmission im entsprechenden Nanosteg erhalten wird. Die intensiven Moden liegen jeweils bei kleineren Energien außerhalb der Bandlücke, während Moden im Bereich der Bandlücke eine Abschwächung widerfährt, was ein Indiz dafür ist, dass die Lichtausbreitung innerhalb der Bandlücke verringert wird. Es bilden sich also ebenfalls mehrere Moden in den Hybridstrukturen aus, wobei die Intensitäten und Gütefaktoren sich bei den jeweiligen Moden unterscheiden. In Abb. 5.10 (b) ist die Auftragung der Modenpositionen der dargestellten Spektren über einen willkürlichen ganzzahligen Index dargestellt. Hier lässt sich über einen größeren spektralen Bereich keine eindeutige Aussage über die Modenart treffen. Die photonische Bandlücke könnte für eine Verschiebung der Moden sorgen.

Um weitere Aussagen über die Ausbildung und Ausbreitung der Moden treffen zu können, werden bei Hybridstrukturen mit Radien von  $R=4\mu\text{m}$  und mit einer Lochanzahl von  $L_h=40$  der Einfluss von verschiedenen Lochradien  $r$  und Abständen der Löcher vom Rand



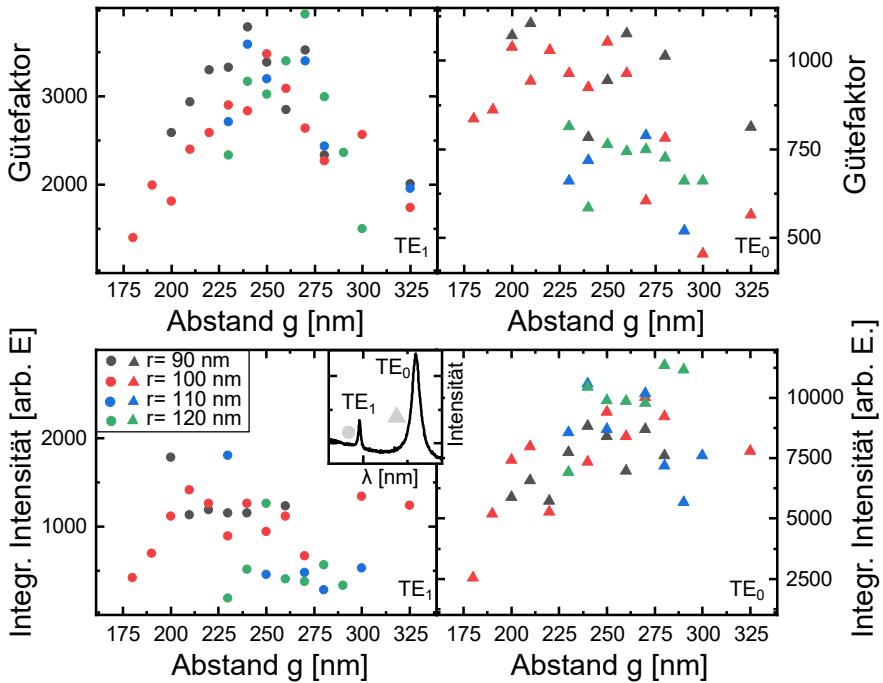
**Abbildung 5.11:** Modenwellenlängen von einer  $TE_0$  und einer  $TE_1$  Mode abhängig vom (a) Lochradius  $r$  und vom (b) Abstand der Löcher vom Rand  $g$  aufgetragen. Inset: Ausschnitt eines Spektrums einer Hybridstruktur mit Radius  $R=4\mu\text{m}$ ,  $L_h=40$  Löchern mit einem Lochradius von  $r=120\text{ nm}$  und einem Lochabstand vom Rand von  $g=280\text{ nm}$ . Die  $TE_0$  und  $TE_1$  Mode sind gekennzeichnet.

$g$  untersucht. Dazu wird wieder das Gitter mit 1200 Linien/mm verwendet, um einen kleinen Spektralbereich fein auflösen zu können. Es werden jeweils zwei unterschiedliche Moden betrachtet, die im Inset in Abb. 5.11 dargestellt sind, eine schmalere Mode mit einer geringeren Intensität bei einer kleineren Wellenlänge ( $TE_1$ ) und eine breitere Mode ( $TE_0$ ) bei einer größeren Wellenlänge. Die Moden lassen sich jeweils für die unterschiedlichen Hybridstrukturen im Spektrum finden. Für zunehmende Lochradien (siehe Abb. 5.11 (a)) schieben die Moden zu kleineren Wellenlängen, was konsistent zu den Ergebnissen der Simulationen ist, die in Abb. 5.6 zu finden sind. Es werden die Modenpositionen über den Lochradius aufgetragen und es lassen sich lineare Regressionen anfitten (der Übersichtlichkeit halber sind sie nicht im Spektrum eingezeichnet). Die Steigung beträgt bei den Fits zwischen  $m=-0,417\pm0,033$  und  $m=-0,319\pm0,039$ , mit korrigierten  $R^2$  zwischen 0,90415 und 0,99954. Die Steigungen weichen damit zwischen 15% bis 50% von der Verschiebung in der Simulation ab, liegen allerdings in der gleichen Größenordnung. Die Abweichungen

zwischen Simulation und Experiment lassen sich durch Herstellungsungenauigkeiten, ein ideales Modell in den Simulationen und durch genäherte optische Konstanten erklären. Erklären lässt sich die Blauverschiebung der Moden für größere Lochradien durch einen kleineren effektiven Radius, den das eingestrahlte Laserlicht erfährt. Wie in Abb. 5.5 zu sehen, breiten sich die Moden in den Hybridstrukturen weiter innen liegend als bei der Mikrodisk aus, ein größerer Lochradius sorgt damit für eine effektiv kleinere Disk, die zu blauverschobenen Moden führt.

Auf den x-Achsen in Abb. 5.11 (b) sind die Abstände der Löcher vom Rand  $g$  aufgetragen. Wie bei den unterschiedlichen Radien ist auch hier die Tendenz erkennbar, dass die Modenpositionen bei größeren Abständen der Löcher zum Rand zu kleineren Wellenlängen und damit größeren Energien schieben. Wieder lassen sich lineare Regressionen an die Messpunkte fitten (ebenfalls nicht im Spektrum dargestellt). Die Steigungen betragen hier zwischen  $m=-0,0347\pm0,01$  (korrigiertes  $R^2=0,61661$ ) und  $m=-0,01681\pm0,003$  (korrigiertes  $R^2=0,75937$ ). Die Verschiebungen liegen somit wieder in der gleichen Größenordnung wie die Ergebnisse der Simulation. Bei der Verschiebung der Modenpositionen über den Abstand der Löcher zum Rand  $g$  liegen die Werte für das korrigierte  $R^2$  weiter von 1 entfernt als für die Verschiebung über den Lochradius  $r$ . Mit Letzterem lässt sich die Modenverschiebung demnach präziser gestalten. Die Verschiebung der Moden lässt sich wieder so erklären, dass das Licht einen kleineren effektiven Radius erfährt, bei größeren Abständen der Löcher vom Rand  $g$ . Da die Moden sich bei weiter zunehmenden Abständen wieder weiter außerhalb in der Disk ausbreiten (siehe Abb. 5.7), könnte die Verschiebung sich wieder zu größeren Wellenlängen bewegen. Was ebenfalls analog zu den Simulationen ist, ist, dass die Steigung der Verschiebung bei unterschiedlichen Lochradien eine Größenordnung größer ist, als die Verschiebung bei unterschiedlichen Abständen der Löcher vom Diskrand. Mit der Wahl der Lochradien und dem Lochabstand vom Rand lassen sich also die Modenpositionen gezielt manipulieren.

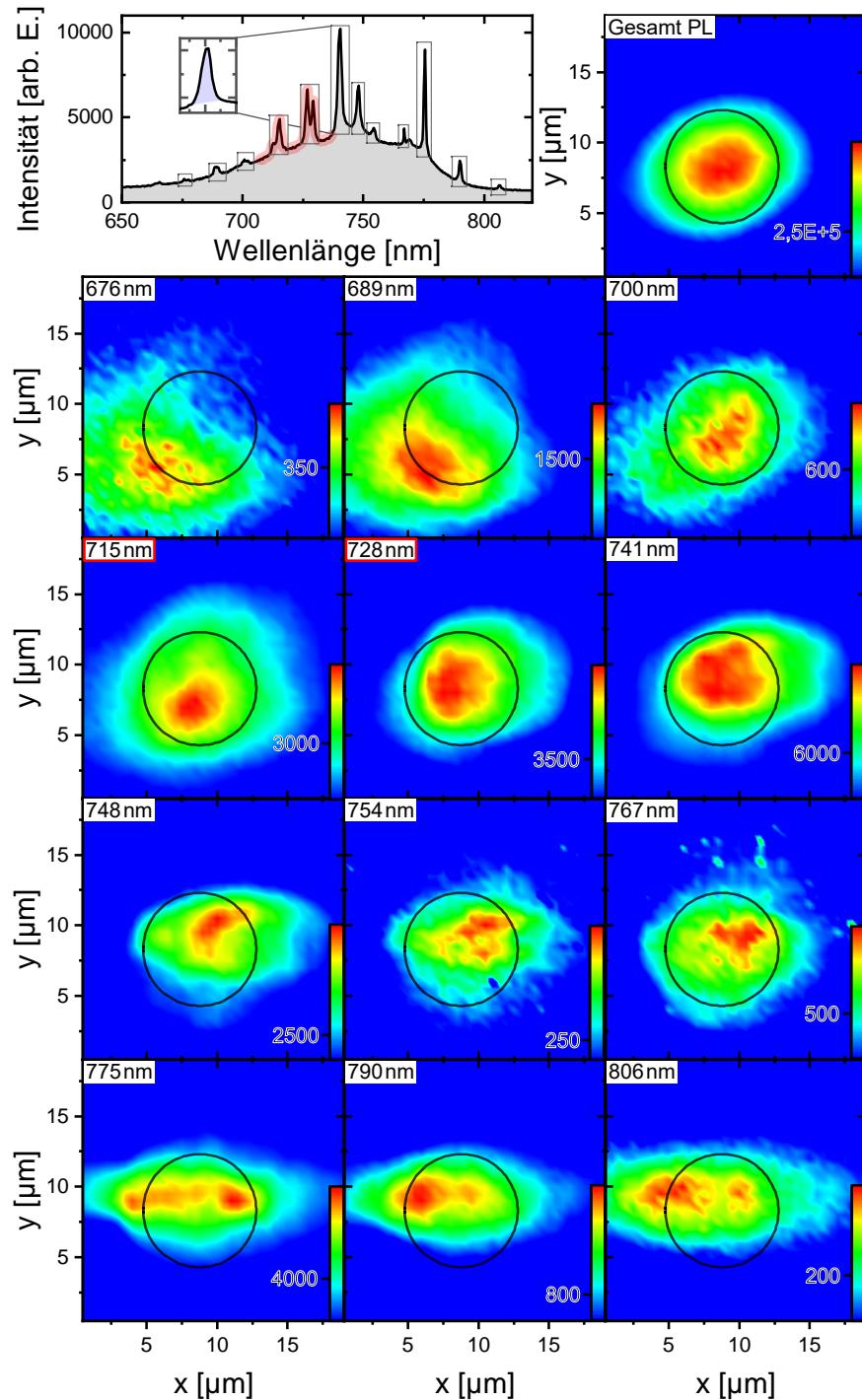
Neben der zentralen Position der Mode sind andere interessante Eigenschaften der Gütefaktor und die Fläche unterhalb der Mode, die die gesamte integrierte Intensität der Mode wiedergibt. Um darüber Aussagen zu treffen, werden die gleichen Moden untersucht wie in Abb. 5.11. Die  $TE_1$  Mode weist dabei eine geringere integrierte Intensität bei einem höheren Gütefaktor auf als die  $TE_0$  Mode. Im Diagramm 5.12 erfolgt die Auftragung wieder über den Abstand der Löcher vom Diskrand  $g$  und die unterschiedlichen Lochradien  $r$  sind in unterschiedlichen Farben dargestellt. Unten ist jeweils die integrierte Intensität der Moden nach subtrahierter Basislinie dargestellt. Die integrierten Intensitäten zugehörig zur  $TE_0$  Mode, weisen eine Tendenz auf, dass die größten integrierten Intensitäten bei Lochabständen vom Rand zwischen  $g=240\text{ nm}$  und  $g=280\text{ nm}$  gegeben sind. Für die verschiedenen Lochradien lässt sich keine klare Tendenz feststellen. Für die



**Abbildung 5.12:** Gütefaktoren und integrierte Intensitäten einer  $TE_0$  und einer  $TE_1$  Mode abhängig vom Lochradius und vom Abstand der Löcher vom Rand. Inset: Ausschnitt eines Spektrums einer Mikrodisk mit Radius  $R=4\mu\text{m}$ ,  $L_h=40$  Löchern mit einem Lochradius von  $r=120\text{ nm}$  und einem Lochabstand vom Rand von  $g=280\text{ nm}$ .

$TE_1$  Mode ist ebenfalls ein leichter Verlauf einer zuerst steigenden integrierten Intensität mit einem Maximum zwischen  $g=200\text{ nm}$  und  $g=225\text{ nm}$  und anschließend sinkenden integrierten Intensitäten zu erkennen. Bei den Gütefaktoren lässt sich eine ähnliche Tendenz beobachten, die vor allem für die  $TE_1$  Mode deutlich wird. Zwischen Lochabständen vom Rand zwischen  $g=240\text{ nm}$  und  $g=280\text{ nm}$  weisen die Hybridstrukturen die Moden mit den höchsten Güten auf. Für die  $TE_0$  Mode ist dieses Verhalten weniger stark ausgeprägt. Dieses Verhalten ist analog zu den Simulationen (siehe Abb. 5.7). Auch wenn im Experiment das Maximum des Gütefaktors verschoben ist, was wieder durch die bereits oben erklärten Unterschiede zwischen Experiment und Simulation gegeben ist. Erklären lässt sich dieses Verhalten der Gütefaktoren durch Streuverluste des evaneszenten Feldes, wenn das Maximum des elektrischen Feldes, bei großen Werten für  $g$ , näher am Diskrand geführt wird. Für Löcher, die sich nah am Rand befinden, könnte generell eine schlechtere Modenführung vorliegen. Auch in Bezug auf den Gütefaktor ist keine klare Abhängigkeit des Lochradius erkennbar. Der höchste Gütefaktor beträgt 4000 für einen Lochradius von 120 nm. Damit ist die Güte einer derartigen Hybridstruktur kleiner als bei einer Mikrodisk ohne Lochring, was wie erwartet ist, da die Löcher Defekte in dem Resonator sind und Defekte sich in geringeren Gütefaktoren äußern (siehe  $\alpha_{LER}$  in Unterkapitel 2.3.1).

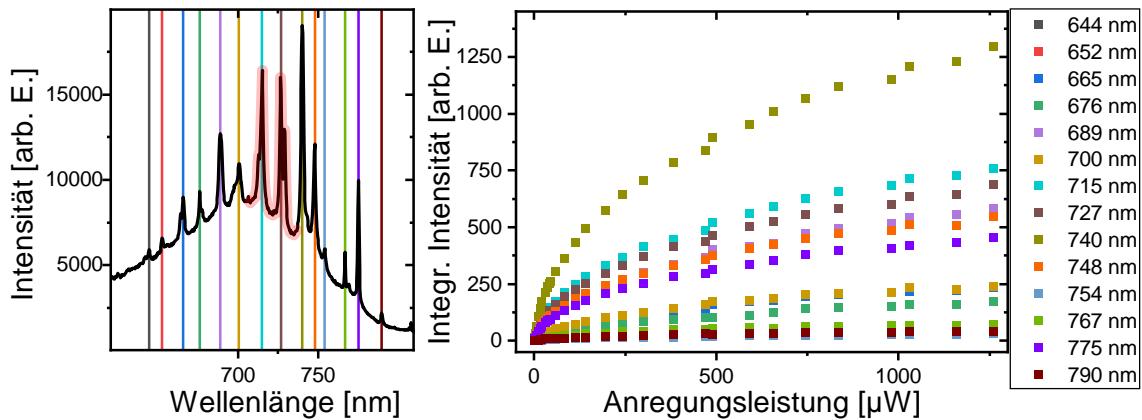
Nachdem zwei einzelne Moden einer Hybridstruktur analysiert wurden, stellt sich weiter die Frage nach den Positionen der Moden innerhalb der Disk. Bei Mikrodisks breiten sich die Flüstergaleriemoden am Diskrand aus, sodass an diesen Stellen die PL-Messungen erfolgen. Bei den Hybridstrukturen ändern sich die Intensitäten der Moden bei verschiedenen Positionen auf der Disk. Für die vorherigen Messungen wurde eine Position gewählt, bei der die Modenmodulation gut auf der Nanokristall-Photolumineszenz sichtbar ist. Um die Modenpositionen genauer untersuchen zu können, werden ortsaufgelöste PL-Messungen durchgeführt (siehe Abb. 5.13). Dazu wird auf der Probe ein  $19 \times 19 \mu\text{m}^2$  großer Bereich mit einer Auflösung von 500 nm mit x-y-Piezoverstellern abgerastert. Für jeden Messpunkt auf der Probe wird ein vollständiges Photoluminesenzspektrum aufgezeichnet. Vermessen wird eine Hybridstruktur mit Radius  $R=4 \mu\text{m}$  mit 40 Löchern, die einen Lochradius von  $r=80 \text{ nm}$  aufweisen und  $g=350 \text{ nm}$  vom Diskrand entfernt sind. Dabei wird eine Struktur mit einem eher großen Lochabstand vom Rand gewählt, da bei dieser mehr einzelne Moden unterscheidbar sind. Ein beispielhaftes Spektrum der Hybridstruktur, aufgenommen in der Diskmitte, ist in Abb. 5.13 oben links dargestellt. Es lassen sich die Gesamtintensität und die einzelnen Moden getrennt betrachten. Die Gesamtintensität der Photolumineszenz für jeden einzelnen gemessenen Punkt ist oben rechts abgebildet. Diese wird durch das Integral der Intensität über die Wellenlänge des gesamten vom Detektor erfassten spektralen Bereichs ermittelt (grau hinterlegte Fläche im Photoluminesenzspektrum). Dargestellt wird die integrierte Intensität in Abhängigkeit der zugehörigen x- und y-Koordinaten. Insgesamt zeigt das Intensitätsprofil der Photolumineszenz eine runde Form, die etwa die Form der Mikrodisk reproduziert. Außerhalb der Disk fällt die Intensität nicht abrupt auf null ab, wegen der numerischen Apertur und da die Disk nicht nur senkrecht, sondern auch einen gewissen Teil der Strahlung seitlich auskoppelt. Im Zentrum der Disk ist ein Bereich von höherer Intensität beobachtbar, der mit der Position des Silizium-Stegs übereinstimmt, welcher die Disk trägt. Da sich hier unterhalb des  $\text{SiO}_2/\text{SiON}$ -Schichtsystems das Silizium befindet, kommt es an der Grenzfläche zu einer erhöhten Reflexion, was sich in einer höheren Photolumineszenz äußert, da keine Strahlung aus der Unterseite der Diskmembran auskoppeln kann. Ein weiteres Resultat dieses Flächenscans sind die räumlichen Positionen der einzelnen photonischen Moden innerhalb der Disk. Dazu wird die Basislinie der im Spektrum links markierten Moden subtrahiert und an jede Mode eine Lorentzkurve angefittet. Für jeden Fit wird die Fläche unter der Lorentzkurve für jede x-y-Koordinate ermittelt. Exemplarisch dargestellt ist die Fläche der Mode bei einer Wellenlänge von 741 nm in Blau. Die integrierte Intensität wird für jede Messposition aufgetragen und ist in den übrigen Intensitätsprofilen in Abb. 5.13 zu finden. In schwarz ist die Position der Mikrodisk eingezeichnet, die sich aus dem Intensitätsprofil der Gesamtphotolumineszenz ableiten lässt. Für eine Mikrodisk



**Abbildung 5.13:** Ortsaufgelöste Photolumineszenzmessung einer Hybridstruktur mit  $L_h=40$  Löchern, Lochradius  $r=80\text{ nm}$  und  $g=350\text{ nm}$ . Oben links ist das aufgenommene Photolumineszenzspektrum nahe der Diskmitte zu sehen (die Position wurde anhand der größten Gesamtintensität gewählt). Es wurde ein quadratischer Bereich mit einer Seitenlänge von  $19\mu\text{m}$  abgescannt, mit einer Schrittweite von  $0,5\mu\text{m}$ . Oben rechts ist die ortsauflöste Gesamtintensität (im Spektrum grau hinterlegt) zu sehen. In den anderen Konturplots die integrierten Intensitäten unter den einzelnen markierten Moden (explizit blau hinterlegt). Der schwarze Ring verdeutlicht die Position der Disk.

ohne Lochmodulation würden sich Intensitätsprofile mit Maxima am Diskrand ergeben, da sich hier die Flüstergaleriemoden ausbreiten. Und auch für die Hybridstruktur wird auf Basis der Feldverteilungen aus den Simulationen ein solches Verhalten erwartet, auch wenn die Maxima des elektrischen Feldes etwas nach innen verschoben sind, im Vergleich zur Mikrodisk. Bei der Hybridstruktur unterscheiden sich die Intensitätsprofile sowohl von den Flüstergaleriemoden als auch von den Modenprofilen untereinander. Die beiden wenig ausgeprägten Moden bei 676 nm und 689 nm zeigen ihre größten integrierten Intensitäten am unteren linken Diskrand. Weitere Moden zeigen eher eine Ausbreitung mit Maximum in der Diskmitte. So auch eine der intensiveren Moden bei 741 nm. Ähnlich wie das Intensitätsprofil der Gesamtlumineszenz ist das Maximum in der Diskmitte aufzufinden. Dies könnte ein Indiz dafür sein, dass auch bei der Auskopplung der einzelnen Moden der Steg der Hybridstrukturen die Lichtauskopplung beeinflusst. Durch schmalere Stege, die allerdings für instabilere Disks sorgen, könnte der Einfluss des Steges minimiert werden. Eine weitere intensive Mode taucht bei 775 nm im Spektrum auf. Diese hat ihre höchsten Intensitäten ebenfalls am Diskrand, allerdings am Linken und am Rechten und weist dazwischen bei den konstanten y-Koordinaten ebenfalls eine erhöhte Intensität auf. Diesem Intensitätsverlauf folgen die beiden Moden bei 790 nm und 806 nm. Ebenfalls im PL-Spektrum markiert ist die simulierte photonische Bandlücke in Rot. Die Modenauskopplung wird hier ebenfalls von dem Steg beeinflusst, da sich die größten integrierten Intensitäten der beiden Moden in der Diskmitte befinden. Wie in Abb. 5.10 befinden sich die intensivsten Moden ebenfalls außerhalb der Bandlücke bei größeren Wellenlängen bzw. kleineren Energien.

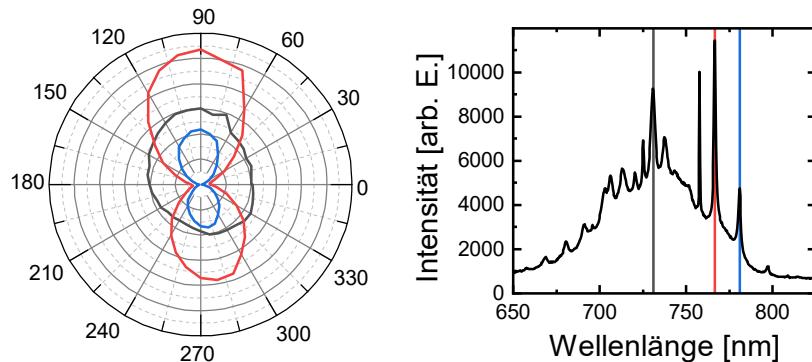
Nachdem gezeigt werden konnte, dass die entstehenden Moden unterschiedlich intensiv sind, stellt sich die Frage, ob sich die Hybridstruktur mit Siliziumnanokristallen als optisch aktives Medium ebenfalls als lasende Struktur eignet, wie es für andere Mikrodisks und auch modifizierte Mikrodiskstrukturen aus (In,Al,Ga)As/(In,Ga)As Quantentöpfen der Fall ist [17, 20, 114]. Um dies zu überprüfen, wird eine leistungsabhängige Photolumineszenzmessung durchgeführt. Dabei wird der gepulste Laser mit einer Anregungswellenlänge von 355 nm verwendet, die Laserleistung wird schrittweise verringert. Vermessen wird die gleiche Hybridstruktur wie bei der ortsaufgelösten PL-Messung ( $R=4 \mu\text{m}$ ,  $L_h=40$ ,  $r=80 \text{ nm}$ ,  $g=350 \text{ nm}$ ). Die Position auf der Disk wird dabei so gewählt, dass eine hohe Gesamtintensität vorliegt und die Moden gut sichtbar sind. Dabei können aufgrund der Verwendung des anderen Lasers mehr Moden angeregt werden, als in 5.13 erkennbar sind, diese weisen allerdings die geringsten Intensitäten auf. Ausgewertet werden die einzelnen PL-Spektren wieder, indem die Moden mit einer Lorentzkurve gefitett werden und die integrierten Intensitäten der Moden in Abb. 5.14 aufgetragen werden. Die Moden im PL-Spektrum sind in der gleichen Farbe markiert wie deren integrierten In-



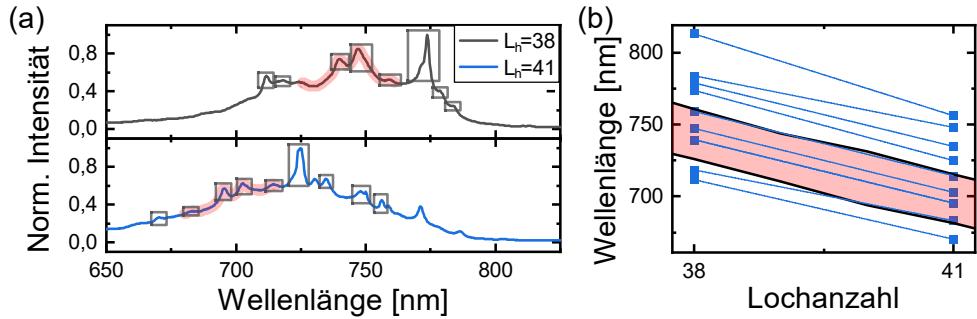
**Abbildung 5.14:** Leistungsabhängige Photolumineszenzmessung an einer Hybridstruktur mit Radius  $R=4\mu\text{m}$ , mit  $L_h=40$  Löchern mit Lochradius  $r=80\text{ nm}$  und einem Abstand der Löcher vom Rand von  $g=350\text{ nm}$ . Die Anregungsleistung wird schrittweise verringert und die integrierten Intensitäten der einzelnen Moden bestimmt.

tensitäten, aufgetragen über die Anregungsleistungen. Das leistungsabhängige Verhalten zeigt den typischen Verlauf für spontane Emission in einem Drei-Niveau-System [115]. Als geringste Anregungsleistung werden hier  $0,08\mu\text{W}$  (entspricht einer Flächenleistung von  $19,6\text{ W/cm}^2$ ) verwendet. Selbst bei dieser geringen Leistung bilden sich die Moden im Photolumineszenzspektrum aus.

In Abb. 5.15 ist die Polarisationsabhängigkeit von drei Moden aufgetragen. Dazu wird der Helium-Cadmium-Laser mit dem in Kapitel 3.4 beschriebenen Aufbau verwendet, der eine vertikale Polarisierung zum Aufbau aufweist. Es wird ein drehbarer Polarisationsfilter vor dem Spektrometereingang platziert und eine Hybridstruktur fokussiert mit einem Lochradius von  $r=80\text{ nm}$ . Wie erwartet lässt sich die Polarisationsabhängigkeit des Lasers für die Moden reproduzieren, wobei die Polarisierbarkeit unterschiedlich stark ausfällt. Daraus kann geschlossen werden, dass die kugelförmigen Nanokristalle keine eigene



**Abbildung 5.15:** Polarisationsabhängige Photolumineszenzmessung an einer Hybridstruktur mit 40 Löchern mit einem Lochradius von  $r=80\text{ nm}$  und  $g=250\text{ nm}$ .



**Abbildung 5.16:** (a) Zwei gemessene Photolumineszenzspektren für unterschiedliche Lochanzahlen. Die ausgewerteten Moden sind markiert und in Rot die photonische Bandlücke hinterlegt. Die intensivsten Moden liegen außerhalb der Bandlücke. (b) Bestimmte Modenpositionen für unterschiedlich viele Löcher mit einem linearen Fit, der die Verschiebung der Moden andeutet, die eine ähnliche Steigung aufweist wie die Steigung der photonischen Bandlücke, die in Rot eingezeichnet ist.

polarisationsabhängige Abstrahlcharakteristik aufweisen.

Im ersten Teil der Auswertung der modifizierten Mikrodiskstrukturen wurden der Einfluss der Lochgrößen und Positionen auf die Güte und Positionen der Moden und die Modenausbreitung innerhalb der Strukturen untersucht. Dabei wurde bislang die Anzahl der Löcher nicht variiert. Im Folgenden folgt daher die Untersuchung des Einflusses der Lochanzahl auf die Modenausbreitung innerhalb der Diskstrukturen. In Abb. 5.16 (a) sind zwei Photolumineszenzspektren für Lochanzahlen von 38 und 41 dargestellt. In Rot unterlegt sind die Bandlücken des photonischen Kristalls mit der jeweiligen Lochanzahl. Wieder bilden sich in der photonischen Bandlücke lediglich unterdrückte Moden aus und die intensivsten Moden befinden sich außerhalb der Bandlücke bei größeren Wellenlängen. In Abb. 5.4 (b) ist die Bandlücke des photonischen Kristalls in dem Spektralbereich, in dem die Photolumineszenz der Nanokristalle liegt, in Rot dargestellt. Für die beiden unterschiedlichen Lochanzahlen sind die Positionen der markierten Moden als blaue Quadrate dargestellt. Da sich auch hier viele unterschiedlich stark ausgeprägte Moden in den Spektren befinden, ist eine eindeutige Aussage schwierig zu treffen. Es scheint eine Tendenz vorzuliegen, dass sich die Moden mit ähnlicher Steigung (gemitteltes  $m = -14,67 \pm 0,77$ ) verschieben wie die Bandlücke des photonischen Kristalls. Die Moden verschieben sich dabei bei größeren Lochanzahlen zu größeren Frequenzen bzw. kleineren Wellenlängen.

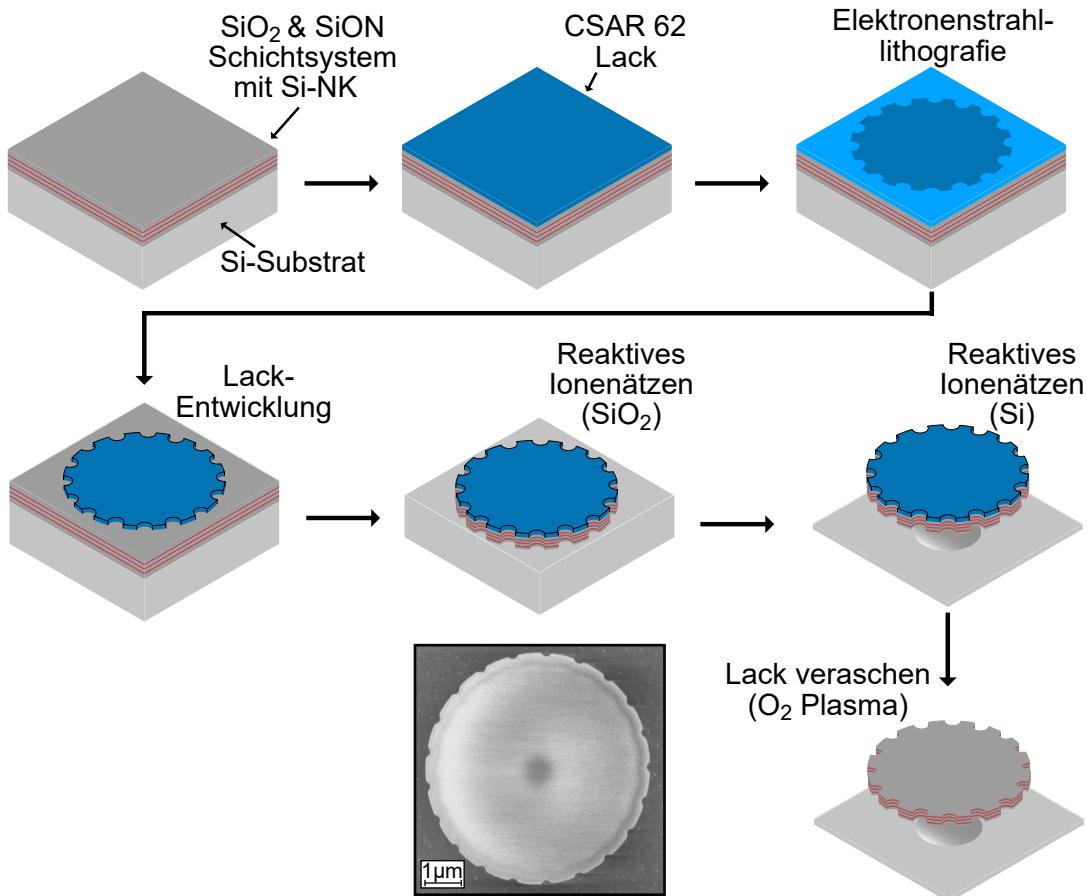
### 5.3 Zahnräderstrukturen

Als Abwandlung der Mikrodiskstrukturen mit einem Lochring werden Strukturen untersucht, bei denen die Löcher weiter zum Rand verschoben werden, bis nur noch ein

Halbkreis innerhalb der Disk liegt, sodass Zahnradstrukturen entstehen. Da diese Resonatoren im Gegensatz zu den zuvor Untersuchten keine kleinen, nah am Rand befindlichen Strukturen aufweisen, kann der Herstellungsprozess vereinfacht werden.

### 5.3.1 Herstellung

Die Herstellung der Zahnradstrukturen kann wie die Herstellung der Hybridstrukturen ebenfalls mit dem Negativlack ma-N 2403 und einer Chromhartmaske erfolgen. Da durch die Zahnradzähne allerdings keine kleinen Löcher, die einen festen Abstand vom Rand haben und senkrecht geätzt sein sollen, hergestellt werden müssen, ergibt sich bei Verwendung des Positivlacks CSAR 62 nicht das Problem, dass die Löcher sich nach oben hin verbreitern. Da mit Verwendung des Positivlacks das Aufdampfen der Chromhartmaske und der anschließende Lift-Off Prozess wegfallen, gestaltet sich der Prozess als schneller und einfacher und wird gegenüber der Verwendung des Negativlacks favorisiert. Die einzelnen Prozessschritte sind in Abb. 5.17 schematisch dargestellt. Die Parameter für das Aufschleudern und Ausbacken des CSAR 62 Lacks wurden in Kapitel 4 vorgestellt. Bei Positivlacken werden belichtete Bereiche bei der Entwicklung herausgelöst, also wird hier ebenfalls eine Maske verwendet, bei der ein Quadrat mit Kantenlänge 35 µm mit zahnradförmiger Aussparung geschrieben wird, sodass die Bereiche um die Disk herum belichtet werden. Für die Herstellung wird die Raith Voyager Anlage mit einer Beschleunigungsspannung der Elektronen von 50 kV und einer 60 µm großen Apertur verwendet. Eine Dosisvariation zeigt, dass Dosen unter 150 µC/cm<sup>2</sup> Proben mit glatten Rändern liefern. Bei einem Dosiswert von 130 µC/cm<sup>2</sup> weichen die Radien der Aussparungen nur um ca. +6 % von den in der Lithografiemaske vorgegebenen Radien ab. Für die Übertragung der Lithografiemaske in das darunterliegende Schichtsystem und für das Unterätzen der Disks wird ebenfalls reaktives Ionenätzen mit den oben bereits beschriebenen Ätzprozessen verwendet. Da hier das Schichtsystem mit 360 nm ca. 40 nm dicker ist, als bei zuvor verwendeten Proben, wird die Ätzdauer des anisotropen SiO<sub>2</sub>-Prozesses auf 60 Minuten erhöht. Die Diskstrukturen haben einen Durchmesser von 6 µm und sind damit 2 µm kleiner als die zuvor hergestellten Hybridstrukturen. Die Dauer des isotropen Silizium-Ätzprozesses wird daher nach unten angepasst, auf 45 Sekunden, um ein komplettes Ätzen des Steges zu verhindern. Um den Lack zu entfernen, kann entweder wieder eine Lackentfernerflüssigkeit verwendet werden oder ein Sauerstoffplasma. Bei der Flüssigkeit könnten sich die Disks durch die Oberflächenspannung bei zu kleinen Stegen von der Probenoberfläche lösen oder umfallen, auch wenn die Strukturen eigentlich stabil sind und auch in der im Herstellungsprozess zuvor verwendeten Chromätze nicht beschädigt wurden, wird das Lackveraschen durch ein Sauerstoffplasma gewählt, da dadurch die Beschaffenheit der Zahnradstruktur-



**Abbildung 5.17:** Schemaskizze der einzelnen Schritte bei der Herstellung der Zahnradsstrukturen mit dem Positivlack CSAR 62. Unten befindet sich eine REM-Aufnahme der fertigen Struktur mit Radius  $R=3\mu\text{m}$  und 21 Zahnradaussparungen bei einem Radius von  $r=100\text{ nm}$ .

ren nicht beeinflusst wird. Bei den fertig hergestellten Diskstrukturen wird der Radius der Aussparungen zwischen  $r=100\text{ nm}$  und  $r=400\text{ nm}$  in 50 nm Schritten variiert und die Aussparungsanzahl zwischen 15 und 42 mit unterschiedlichen Intervallen.

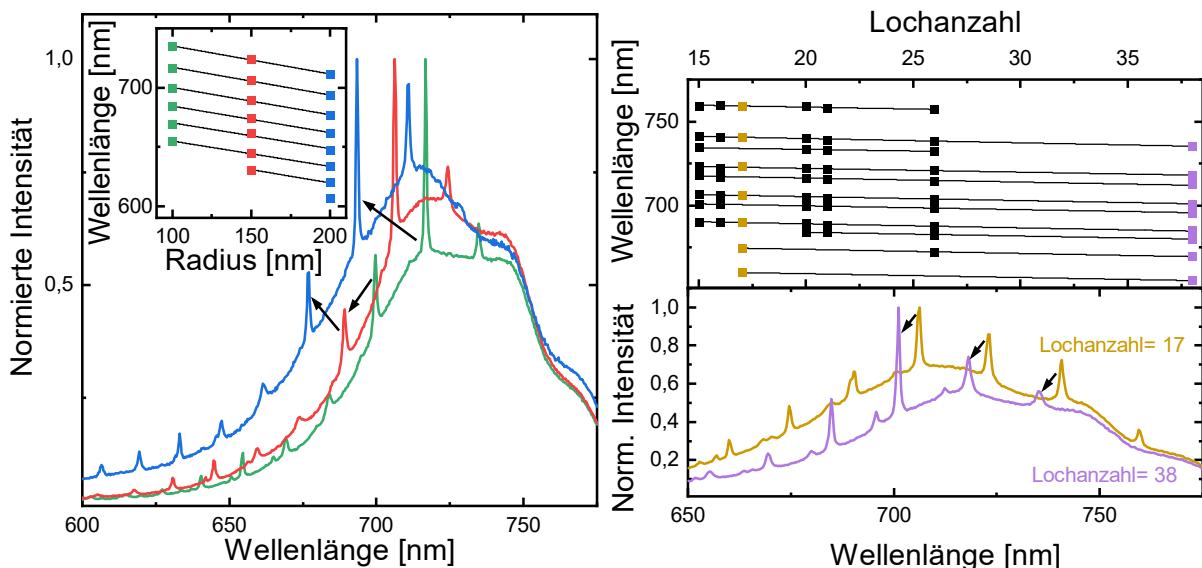
### 5.3.2 Messergebnisse

Die Charakterisierung der Zahnradsstrukturen erfolgt analog zu den Hybridstrukturen mittels Photolumineszenz-Spektroskopie. Dabei wird zuerst der Einfluss der Lochparameter auf die Moden untersucht und anschließend die Modenpositionen innerhalb der Disk und die Intensitätsprofile bei variiert Anregungsleistung.

Es werden verschiedene große Aussparungen der Zahnräder hergestellt, die Lochradien variieren dabei zwischen  $r=100\text{ nm}$  und  $r=400\text{ nm}$ . Je größer die Aussparungen allerdings

sind, desto schlechter ist die Modenführung, sodass die Löcher bis  $r=200$  nm ausgewertet werden, da hier eine gute Modenführung gewährleistet ist. Wie die Hybridstrukturen werden die Zahnradstrukturen ebenfalls in senkrechter Anregungs- und Detektionsgeometrie untersucht. In Abb. 5.18 sind links Photolumineszenzspektren bei unterschiedlichen Lochradien  $r$  und gleicher Lochanzahl  $L_h$  dargestellt. Die vermessene Disk hat einen Radius von  $R=3\text{ }\mu\text{m}$ , sodass die berechnete photonische Bandlücke außerhalb des Bereichs der Nanokristall-Photolumineszenz liegt. Auch die Verschiebung der Modenpositionen weist wie bei den Hybridstrukturen eine Blauverschiebung zu größeren Lochradien auf. Für die Verschiebungen der Moden aufgrund der unterschiedlichen Radien liegt die gemittelte Steigung bei  $m=-0,226\pm0,018$ , wobei sich der Toleranzbereich dabei aus der Standardabweichung ergibt. Damit stimmt die Steigung innerhalb des Toleranzbereichs mit der Steigung aus den Simulationen überein.

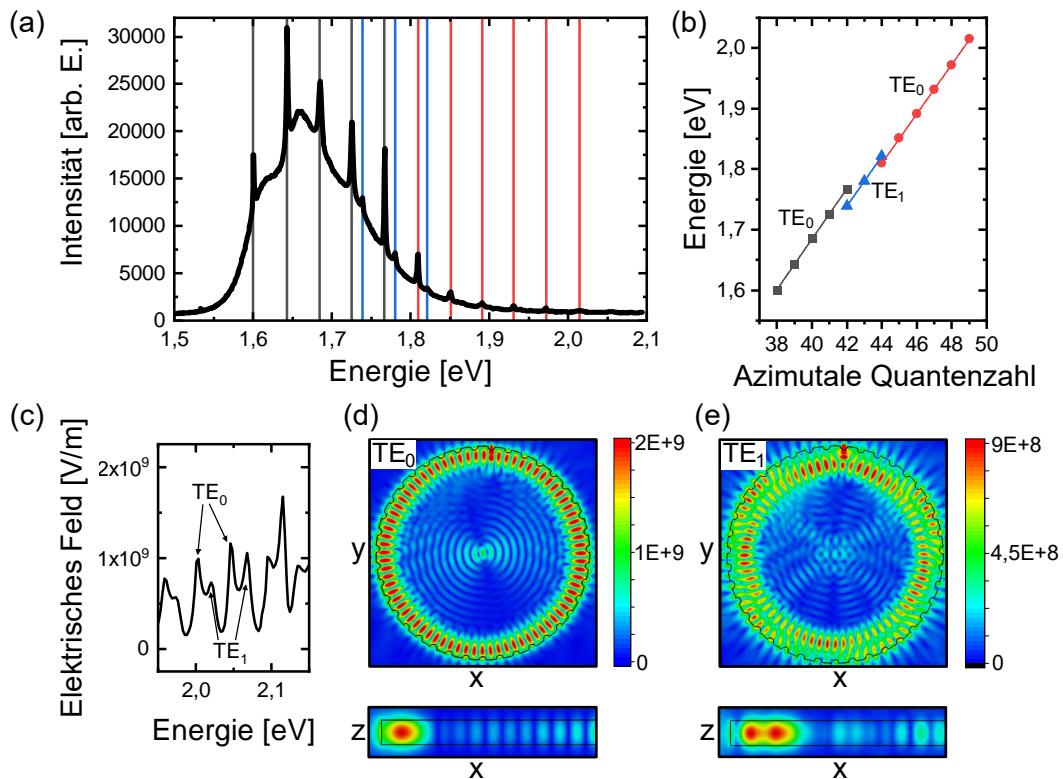
Ebenfalls wird die Modenverschiebung durch unterschiedliche Lochanzahlen  $L_h$  untersucht (siehe rechts in Abb. 5.18). Unten sind zwei Photolumineszenzspektren für Lochradien von  $r=150$  nm dargestellt, in Gelb mit 17 Löchern und in Lila mit 38 Löchern. Oben sind Modenpositionen von Disks mit Lochanzahlen zwischen 15 und 38 aufgetragen. Bei weniger Löchern lassen sich keine auswertbaren Moden in den Spektren erkennen. Die einzelnen Moden zeigen ebenfalls wie bei den Hybridstrukturen eine Verschiebung zu kleineren Wellenlängen für größere Lochanzahlen. Die Modenpositionen werden wieder mit



**Abbildung 5.18:** Links: Modenverschiebung in Abhängigkeit der Lochradien für  $L_h=42$  und einen Diskradius von  $R=3\text{ }\mu\text{m}$ . Bei größeren Lochradien verschieben sich die entsprechenden Moden zu kleineren Wellenlängen. Rechts ist die Verschiebung der Moden abhängig von der Anzahl an Löchern in der Disk dargestellt. Je größer die Lochanzahl, desto blauverschobener die Mode.

linearen Regressionen angepasst. Die gemittelte Steigung beträgt dabei  $m = -0,23 \pm 0,021$ , damit liegt sie in der gleichen Größenordnung wie die Verschiebung durch unterschiedliche Radien und weist einen deutlich geringeren Einfluss auf, als die Verschiebung aufgrund der Lochanzahl bei den Hybridstrukturen. Dies könnte sich durch den geringeren Effekt einer Aussparung auf die Ausbreitung der Flüstergaleriemoden als bei den Löchern der Hybridstruktur, die sich vollständig in der Disk befinden, erklären lassen. Bei den Zahnräderstrukturen lassen sich die Modenpositionen somit auch gezielt manipulieren und durch Variation der Lochradien oder der Lochanzahl anpassen.

In Abbildung 5.19 (a) werden die einzelnen Moden im Photolumineszenzspektrum in einer Zahnräderstruktur untersucht. Dafür wird eine Disk mit einem Radius von  $R=3\text{ }\mu\text{m}$  mit einer Lochanzahl von  $L_h=39$  und einem Lochradius von  $r=100\text{ nm}$  verwendet. Die Moden sollen wieder ihrer azimutalen Quantenzahl zugeordnet werden. Dazu sind sie in 5.19 (b) mit drei linearen Regressionen gefittet worden. Im Spektrum lässt sich erkennen, dass die blau dargestellten Moden weniger stark ausgeprägt sind als die anderen Moden, was dafür

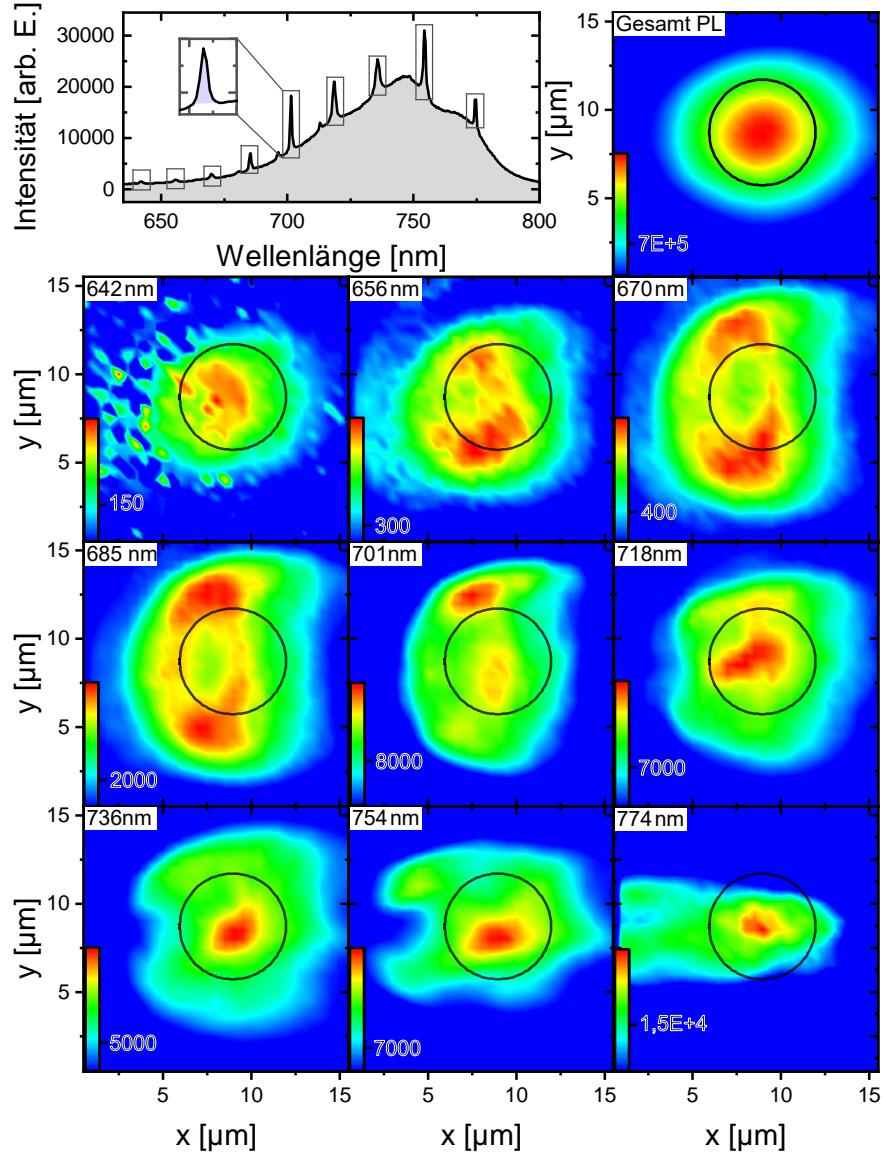


**Abbildung 5.19:** (a) Photolumineszenzspektrum einer Zahnräderstruktur mit einer Größe von  $R=3\text{ }\mu\text{m}$  und  $L_h=39$  Löchern mit einem Lochradius von  $r=100\text{ nm}$ . Die identifizierten Moden werden farblich markiert und (b) ihrer entsprechenden azimutalen Quantenzahl zugeordnet. (c) zeigt den simulierten Verlauf des elektrischen Feldes der Struktur mit sich nebeneinander ausbreitenden  $\text{TE}_0$  und  $\text{TE}_1$  Moden. (d) und (e) zeigen die Feldverteilungen der  $\text{TE}_0$  und  $\text{TE}_1$  Moden für radiale und azimutale Querschnitte.

spricht, dass diese zu einer anderen Modenart gehören (korrigiertes  $R^2=0,99996$ ). Für die grau markierten Moden ergibt sich ein korrigiertes  $R^2=0,99986$  und für die rot markierten Moden ein korrigiertes  $R^2=0,99990$ . Um Hinweise auf die Modenart erhalten zu können, wird eine entsprechende Zahnradstruktur in CST Studio Suite simuliert. Das elektrische Feld eines kleinen Bereichs dazu ist in 5.19 (c) abgebildet. Im dargestellten Bereich lassen sich ebenfalls Moden unterschiedlicher Intensität erkennen. Aufgrund der Herstellungs-toleranzen und Idealisierungen in der Simulation stimmen die energetischen Positionen in 5.19 (a) und (c) nicht überein. In 5.19 (d) und (e) sind dazu die entsprechenden Feldverteilungen der Moden aus (c) für jeweils einen radialen und azimutalen Querschnitt dargestellt. Außerhalb des dargestellten Bereichs werden weitere Moden untersucht, die ebenfalls den Charakter von  $TE_0$  Moden aufweisen. Damit können die gemessenen Moden ebenfalls den  $TE_0$  und  $TE_1$  Moden zugeordnet werden.

Wird die eindimensionale photonische Bandlücke anhand des zuvor beschriebenen Nanostegs dimensioniert, liegt sie für die gewählten Parameter außerhalb des Bereichs der Nanokristall-Photolumineszenz. Die Verschiebung der  $TE_0$  Moden (siehe graue und rote lineare Regressionen) könnte ein Indiz dafür sein, dass sich dennoch in diesem Bereich eine Bandlücke befindet und sich die Modellierung des Nanosteges nicht dazu eignet, die Zahnradstruktur zu beschreiben. Allerdings lässt sich für derartige Zahnradstrukturen kein zufriedenstellender photischer Kristall modellieren, der das Ergebnis unterstützen würde.

In Abbildung 5.20 sind die Ergebnisse einer ortsaufgelösten Photolumineszenzmessung dargestellt. Bei der Messung wird ein Bereich von  $15 \times 15 \mu\text{m}^2$  in Intervallen von  $0,5 \mu\text{m}$  abgerastert. Im Photoluminesenzspektrum (oben links) lassen sich neun auswertbare Moden identifizieren. Zwei weitere  $TE_1$  Moden geringer Intensität sind in dem Spektrum sichtbar, die allerdings zu schwach und zu nah an intensiveren  $TE_0$  Moden sind, als dass sie einzeln ausgewertet werden könnten. Das Intensitätsprofil der gesamten Photolumineszenz (grau hinterlegt) verhält sich so, wie bei der Hybridstruktur, die größte Intensität ist in der Diskmitte im Bereich des Stegs sichtbar. Im Gegensatz zu der Hybridstruktur fällt auf, dass die Intensitäten auch weiter außerhalb der Mikrodisk erhöht sind, das deutet darauf hin, dass bei dieser Struktur ein größerer Anteil der Strahlung durch die Seitenflächen ausgekoppelt wird. Der Anteil des Verlustmechanismus  $\alpha_{LER}$  (siehe 2.3.1) sinkt dadurch, dass sich keine Löcher mehr in der Disk befinden. Dafür steigt der Anteil der Strahlungsverluste  $\alpha_{rad}$ , da der Umfang der Disk durch die Zahnradmodulation vergrößert wird. Tatsächlich lassen sich bei dieser Struktur die Moden ebenfalls unter einem Anregungs- und Detektionswinkel von  $30^\circ$  messen, allerdings sind sie dann nicht so ausgeprägt wie unter einem Einfall und Detektion unter  $0^\circ$ . Wie bei der Hybridstruktur gibt es hier ebenfalls Moden, die die größten Intensitäten in der Diskmitte aufweisen (774 nm, 754 nm, 736 nm,



**Abbildung 5.20:** Ortsaufgelöste PL-Messung einer Zahnräderstruktur mit  $R=3\mu\text{m}$  und einer Lochanzahl von  $L_h=39$  bei einem Lochradius von  $r=100\text{ nm}$ . Oben links ist das aufgenommene Photolumineszenzspektrum nahe der Diskmitte zu sehen. Es wurde ein quadratischer Bereich mit einer Seitenlänge von  $15\mu\text{m}$  abgerastert bei einer Schrittweite von  $0,5\mu\text{m}$ . Oben rechts ist das Intensitätsprofil der gesamten Photolumineszenz dargestellt (im PL-Spektrum grau markiert). In den weiteren Konturplots sind die Intensitätsprofile der einzelnen Moden zu sehen. Die Position der Zahnräderstruktur wird durch den schwarzen Kreis angedeutet.

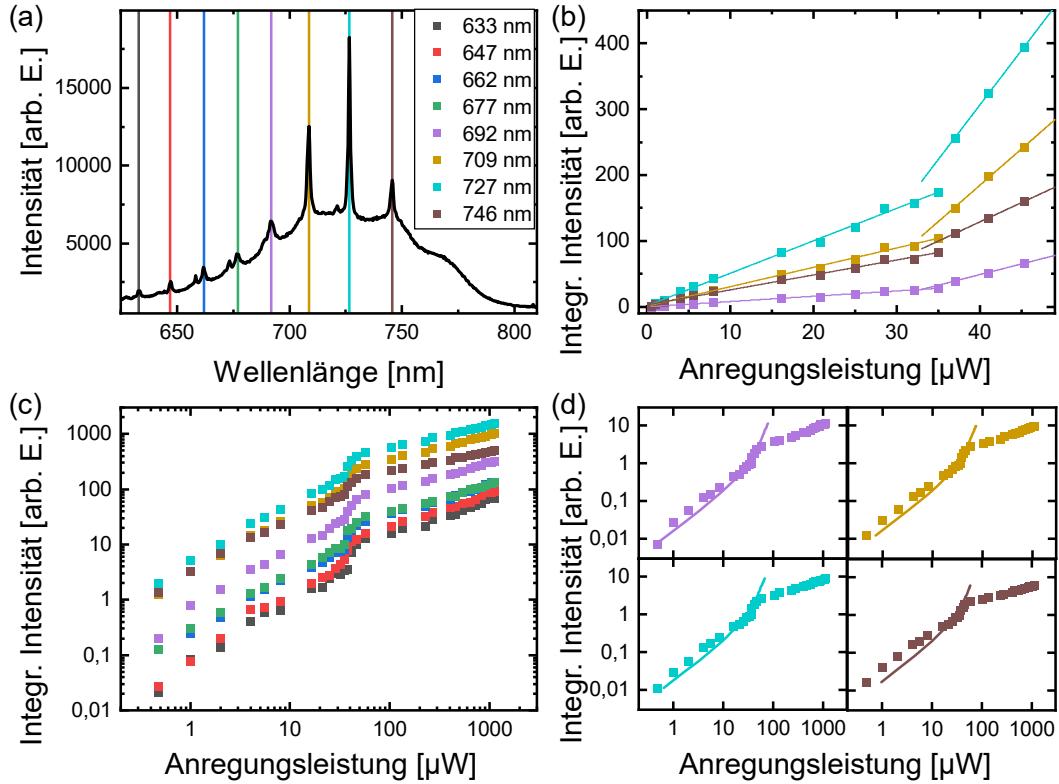
718 nm und 642 nm). Die anderen Moden scheinen am Diskrand eine größere Intensität zu besitzen. Die Moden bei 670 nm und 685 nm weisen ein fast kreisähnliches Profil auf, allerdings nicht ausschließlich am Diskrand. Eine noch feinere Auflösung in der Schrittweite der Messpunkte erscheint nicht sinnvoll, da der Laserspot mit einem Durchmesser

von ca. 721 nm (siehe Unterkapitel 3.4) bereits hier größer ist als die Schrittweite. Da auch in den theoretischen Feldverteilungen keine Moden auftauchen, die ihr Maximum in der Diskmitte zeigen, scheint wieder der Steg einen großen Einfluss auf die Auskopplung der Moden zu haben.

Eine weitere Messung, die analog zu den Hybridstrukturen durchgeführt wird, ist die leistungsabhängige Photolumineszenzmessung. Hier wird eine Zahnradstruktur mit Radius  $R=3\text{ }\mu\text{m}$  mit  $L_h=38$  Löchern bei einem Lochradius von  $r=150\text{ nm}$  vermessen. Die Anregung erfolgt wieder mit dem gepulsten Laser mit einer Emissionswellenlänge von 355 nm. Das Photolumineszenzspektum für eine Anregungsleistung von 1,1 mW ist in Abb. 5.21 (a) dargestellt. Die Moden werden ebenfalls nach Subtraktion der Basislinie mit einer Lorentzkurve gefittet und die integrierte Intensität der Mode abhängig von der jeweiligen Anregungsleistung als linearer und doppelt-logarithmisches Plot aufgetragen. In 5.21 (b) ist die integrierte Intensität für vier Moden über die Anregungsleistung bis zu einer Leistung von  $48\text{ }\mu\text{W}$  in linearer Skalierung aufgetragen. Die Verteilung zeigt einen klaren Übergang an der Laserschwelle von einer linearen Verteilung mit geringerer Steigung zu einem ebenfalls linearen Anstieg mit einer größeren Steigung. Unterhalb der Laserschwelle dominiert die spontane Emission, oberhalb die stimulierte Emission [116]. Die Laserschwelle liegt an dem Schnittpunkt beider linearer Bereiche, liegt hier also bei  $35\text{ }\mu\text{W}$  (entspricht einer Flächenleistung von  $7200\text{ W/cm}^2$ , dieser Wert ist als obere Abschätzung zu sehen, da dabei von einer idealen Fokussierung des Lasers ausgegangen wird). In [117] wird die Laserschwelle zu  $240\text{ W/cm}^2$  bestimmt, was für eine nicht optimale Fokussierung des hier verwendeten Setups spricht, da der Wert mehr als eine Größenordnung kleiner ist. In 5.21 (c) ist die Verteilung für alle Moden als doppelt-logarithmisches Plot dargestellt. Auf logarithmischer Skala zeigt sich der typische superlineare Verlauf, der oberhalb der Laserschwelle in den linearen Bereich übergeht [118]. Die integrierte Intensität ist proportional zu der Photonenanzahl  $p$  in jeder Mode, was als  $p=1$  bei der Laserschwelle definiert wird [119]. Charakterisiert werden derartige Laser häufig mit der Kavitätskopplungskonstante  $\beta$ , die den Anteil der Photonen, die in die lasende Mode eingeht, angibt. Um diese Konstante aus den Daten bestimmen zu können, wird folgende Formel an die Daten gefittet, die die Photonenanzahl mit der Anregungsleistung in einen Zusammenhang bringt [117, 120]:

$$I(p) = A \left[ \frac{p}{1+p} (1 + \xi)(1 + \beta p) - \xi \beta p \right] \quad (5.1)$$

Darin ist  $A=\hbar\omega\gamma/\delta\beta$  ein Skalierungsfaktor mit der Frequenz der Mode  $\omega$ , der Kavitätszerfallsrate  $\gamma$  und der Photonen Konversionseffizienz  $\delta$ . Der dimensionslose Parameter  $\xi$  ist als  $\xi=N_0\beta V/\gamma\tau_{sp}$ , mit der Transparenzladungsträgerkonzentration des Verstärkungs-



**Abbildung 5.21:** (a) Photolumineszenzspektrum einer Zahnrätradstruktur mit 38 Löchern mit einem Lochradius von  $r=150 \text{ nm}$ . (b) Leistungsabhängige Messung wobei die integrierte Intensität über die Anregungsleistung für die vier intensivsten Moden aufgetragen ist. (c) Log-log Plot der integrierten Intensität über die Anregungsleistung für die einzelnen Moden. (d) Leistungsabhängigkeit der Laserintensität für die vier intensivsten Moden mit dem jeweiligen Fit.

materials  $N_0$ , dem Volumen des aktiven Materials  $V$ , der Kavitätsverlustrate  $\gamma$  und der Lebensdauer der spontanen Emission  $\tau_{sp}$  gegeben. Die Formel nimmt allerdings an, dass lediglich eine lasende Mode vorliegt und die nichtstrahlende Rekombination vernachlässigt werden kann. Auch wenn hier alle Moden des Spektrums das lasende Verhalten aufweisen, kann diese Formel verwendet werden, um einen Eindruck über die Größe von  $\beta$  zu erhalten. Da die einzelnen Parameter nicht direkt bestimmt werden können, werden  $\beta$ ,  $\xi$  und  $A$  analog zu [117] als Fitparameter behandelt. Die ersten beiden bestimmen dabei die Form des Fits und  $A$  die Größenordnung von  $I(p)$ . Der Fit ergibt dabei eine Kopplungskonstante von  $\beta=0,15$  für die dargestellten Moden, wobei die Fitparameter für  $A$  zwischen 11 und 14 und für  $\xi$  zwischen 3,8 und 5 liegen. Oberhalb der Laserschwelle werden die Messdaten nicht mehr von dem Fit beschrieben, da die integrierte Intensität weniger stark mit der zunehmenden Anregungsleistung zunimmt. Gründe für diese Abweichung sind thermische Effekte in der Mikrodisk und die Sättigung der Nanokristalle.

Im Gegensatz zu der Hybridstruktur, bei der das Spektrum durch spontane Emission

gebildet wird, zeigt sich in der Zahnradstruktur die dominierende stimulierte Emission oberhalb der Laserschwelle.

## 5.4 Zusammenfassung

Die Herstellungsoptimierung der Hybridstrukturen ist erfolgreich, da die Mikrodisks ohne Lochmodulation keine Moden unter einer Anregung unter  $0^\circ$  auskoppeln, was für Disks mit wenig Oberflächenrauheiten spricht. Außerdem lassen sich die Mikrodiskmoden ihrer azimutalen Quantenzahl zuordnen und als  $TE_0$  und  $TE_1$  Moden identifizieren. Die Hybridstrukturen haben gegenüber den Mikrodisks den Vorteil, dass die Strahlung senkrecht emittiert wird und nicht aus den Seitenflächen, was die Messung vereinfacht. Bei den Hybridstrukturen findet eine Umverteilung der Modenenergien statt, sodass eine bis wenige Moden höhere Intensitäten aufweisen als die restlichen Moden. Diese intensiveren Moden liegen jeweils bei größeren Wellenlängen als die simulierten photonischen Bandlücken. Innerhalb der Bandlücke findet keine vollständige Unterdrückung der Lichtausbreitung statt, die Moden weisen allerdings geringere Intensitäten auf. Die Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment in Bezug auf die Position der Bandlücke ist also gegeben. Weiterhin stimmen die Simulationen und Messungen darin überein, dass sich die Moden durch die Wahl des Lochradius  $r$  und des Abstands der Löcher zum Diskrand  $g$  verschieben lassen, wobei gilt, je größer der Lochradius bzw. je größer der Abstand vom Diskrand, desto blauverschobener die Mode. Ebenfalls übereinstimmend ist, dass der Einfluss der Lochradien größer ist als der Einfluss der Werte von  $g$ . Erklären lässt sich diese Verschiebung durch unterschiedliche effektive Radien, die das eingestrahlte Licht aufgrund der Löcher erfährt. Weiterhin lässt sich eine Blauverschiebung der Moden für mehr Löcher feststellen, wobei die Steigung eine ähnliche Steigung aufzuweisen scheint, wie die berechnete photonische Bandlücke. Eine Tendenz hinsichtlich der Güte lässt sich innerhalb des Lochabstandes vom Rand erkennen, die maximalen Gütfaktoren liegen bei Abständen zwischen  $g=200 - 280$  nm. Dies ist ebenfalls eine gute Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment, auch wenn in der Theorie das Maximum zu etwas kleineren Abständen verschoben ist, mit einem Maximum bei  $g=175$  nm. Erklären lassen sich die Abweichungen zwischen Theorie und Experiment durch Herstellungstoleranzen und idealisierte Annahmen in der Simulation. Der Grund für den sinkenden Gütfaktor bei zunehmendem Wert von  $g$  ist, dass die Mode ein größeres evaneszentes Feld aufweist. Die Absenkung bei kleinen Werten von  $g$  lässt sich durch eine vermutlich schlechtere Modenführung erklären. Bei unterschiedlichen Radien lässt sich kein Zusammenhang mit der Güte feststellen. Die Gütfaktoren sind dabei kleiner als bei einer Mikrodisk was sich durch die Löcher erklären

lässt, die wie Defekte in dem Resonator wirken, woraus eine Erhöhung des Verlusts durch Kantenrauheiten ( $\alpha_{LER}$ ) resultiert.

Die Ausbreitung der Moden innerhalb der Hybridstruktur unterscheidet sich von dem erwarteten Verlauf der sich am Rand ausbreitenden Flüstergaleriemoden. Hier werden zwar ebenfalls Moden beobachtet, die am Rand (allerdings nicht an allen Seiten) ein erhöhtes Intensitätsprofil aufweisen, allerdings lassen sich auch Moden finden, deren Intensität in der Diskmitte am größten ist. Das lässt darauf schließen, dass der Steg einen Einfluss auf die Auskopplung der Moden besitzt.

Bei leistungsabhängigen Photolumineszenzmessungen der Hybridstruktur zeigt sich, dass keine Mode zum Lasen angeregt werden kann und das Photoluminesenzspektrum durch spontane Emission gebildet wird. Wird die Struktur hingegen so abgewandelt, dass Zahnräder entstehen, weisen alle Moden eine Lasercharakteristik auf, mit einer Laserschwelle von  $7200 \text{ W/cm}^2$  und einer Kavitätsskopplungskonstante von  $\beta=0,15$ . Ein weiterer Vorteil der Zahnräderstrukturen ist die vereinfachte Herstellung, da nicht länger eine Chromhartmaske mittels Lift-Off Verfahren benötigt wird, sondern hier ein Positivlack für die Herstellung verwendet werden kann. Analog zu den Hybridstrukturen werden die Photolumineszenzmessungen untersucht, um Aussagen über die Manipulation der Modenausbreitung treffen zu können. Kleinere Lochradien als  $r=200 \text{ nm}$  lassen Moden detektieren und es zeigt sich wieder eine Blauverschiebung der Moden bei größeren Lochradien. Bei der Wahl unterschiedlicher Anzahlen an Löchern kann ebenfalls eine Blauverschiebung der Moden bei mehr Löchern festgestellt werden. Bei dieser Struktur lassen sich die Moden außerdem wieder ihrer azimutalen Quantenzahl und ihrem  $TE_0$  bzw.  $TE_1$  Charakters zuordnen, wie es bei der Mikrodisk der Fall ist.

Mit der Hybridstruktur lassen sich somit Moden außerhalb der photonischen Bandlücke verstärken, wobei die Bandlücke verlässlich durch die Modellierung eines Nanosteges bestimmt werden kann.



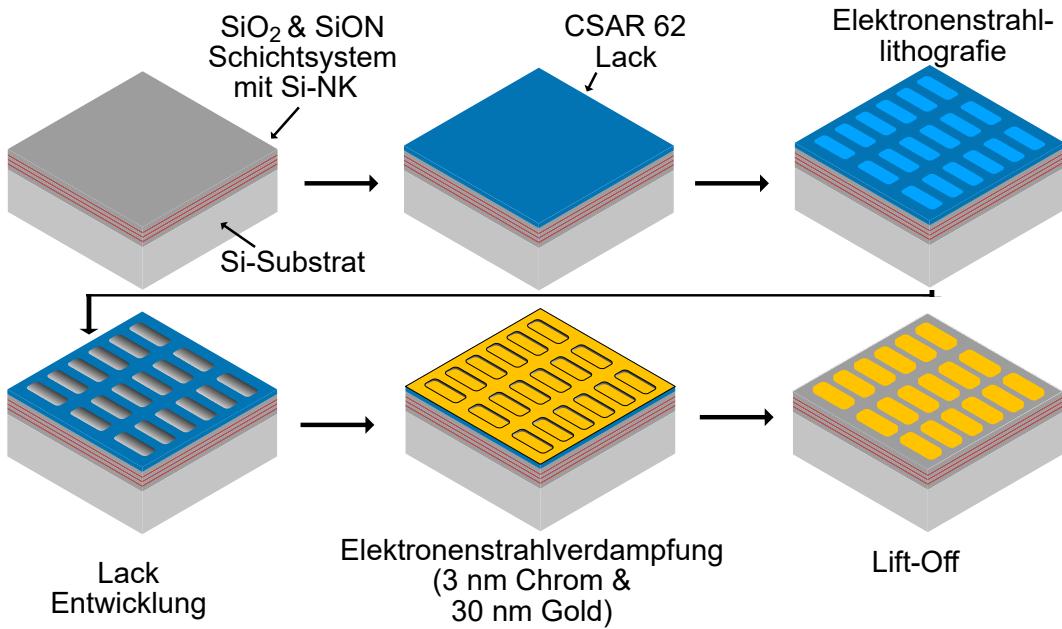
# 6 Eingebettete plasmonische Nanoantennen

---

Die Ergebnisse in diesem Kapitel wurden in enger Zusammenarbeit mit Hong Qu und Christian Golla erhalten, da wir Ersteren in seiner Bachelorarbeit betreut haben und wurden bereits in [121] veröffentlicht. In diesem Kapitel wird ein weiterer Ansatz vorgestellt, mit dem die Photolumineszenz der hergestellten Siliziumnanokristalle manipuliert und verstärkt werden soll. Mit der Nutzung von Glasfasern wird die Photonik in den Bereich der Telekommunikation integriert, was bedeutet, dass elektrische Signale in optische umgewandelt werden, was mit Verlusten verbunden ist. Dadurch werden dann auch Anwendungen wichtiger, mit denen sich die optischen Signale, wie die Photolumineszenz, verstärken lassen. Ein Ansatz dafür sind plasmonische Nanoantennen. Diese können periodisch angeordnet werden und variieren in ihrer Größe zwischen wenigen Angström bis zu wenigen 100 nm [24–28]. Durch lokalisierte Oberflächenplasmonen bei den Resonanzwellenlängen des angeregten Dipols treten Verstärkungen des elektrischen Feldes auf. Wenn die Resonanzwellenlängen mit der Photolumineszenz der Nanokristalle überlappen, ist somit eine Verstärkung des Signals möglich. Die größten Verstärkungen weisen die Nanoantennen an ihren Enden auf. Um diese ausnutzen zu können, ist es sinnvoll, die Antennen in das Material einzubetten, was schon erfolgreich in [122] untersucht werden konnte. Hier konnte gezeigt werden, dass durch die Einbettung von Goldnanoantennen in eine Zinkoxidschicht eine Verstärkung des frequenzverdoppelten Signals erreicht werden kann.

## 6.1 Herstellung

Die Prozessierung der Nanoantennen erfolgt auf dem Schichtsystem aus alternierenden SiO<sub>2</sub>- und SiON-Schichten mit einer Gesamtschichtdicke von 475 nm, wovon die Herstellung in Unterkapitel 4.1 erläutert wurde. Die einzelnen Herstellungsschritte sind in Abb.



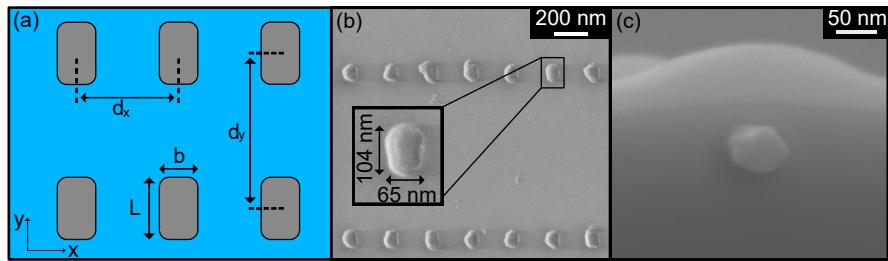
**Abbildung 6.1:** Piktogramme der einzelnen Herstellungsschritte der plasmonischen Goldnanoantennen mit dem Positivlack CSAR 62.

6.1 schematisch dargestellt. Einige Prozessschritte ähneln der Herstellung der Hybridstrukturen. Es wird wie bei der Herstellung der Zahnradstrukturen der elektronensensitive Positivlack CSAR 62 verwendet, sodass die Bereiche der Struktur, in denen sich später die Antennen befinden, mit dem Elektronenstrahl belichtet werden. Die belichteten Bereiche werden im Entwicklungsschritt von der Probenoberfläche herausgelöst. Für die Herstellung wird hier die Pioneer Anlage der Firma Raith verwendet. Im Gegensatz zur Prozessierung der Zahnradstrukturen mit dem gleichen Lack wird eine höhere Dosis benötigt, was damit zusammenhängt, dass die Antennen deutlich kleinere Ausmaße besitzen.

Mit einer Dosis von  $160 \mu\text{C}/\text{cm}^2$  werden die zu vermessenden Antennenfelder lithografiert. In den  $100 \times 100 \mu\text{m}^2$  großen Feldern werden die Antennenlängen  $L$  von 100 nm bis 130 nm variiert, die Breiten  $b$  von 70 nm bis 80 nm und der Gitterabstand zwischen den Antennen in x-Richtung  $d_x$  von 250 nm bis 500 nm. Der Abstand in y-Richtung  $d_y$  wird konstant gehalten bei 1  $\mu\text{m}$ . Die Geometrie der Antennenparameter ist in Abb. 6.2 (a) dargestellt. Mit dem Elektronenstrahlverdampfer wird das Material, aus dem die Antennen bestehen, aufgedampft. Hierbei wird Gold verwendet, da es im Vergleich zu Silber einen höheren Schmelzpunkt besitzt [123], was für das Überwachsen mit einem weiteren Schichtsystem und der damit verbundenen thermischen Prozessierung bei  $1250^\circ\text{C}$  wichtig ist. Außerdem ist die Diffusion in SiO<sub>2</sub> um eine Größenordnung geringer als die von Silber [124]. Ein weiteres Material, welches infrage kommen würde, wäre Chrom, das seinen Schmelzpunkt

bei einer höheren Temperatur als Gold hat [125]. Allerdings weist Chrom den Nachteil auf, dass es leichter oxidiert als Gold, was dazu geführt hat, dass bei einer hergestellten Probe mit Antennen aus Chrom keine plasmonischen Resonanzen gemessen werden konnten. Für die Deposition des Goldes mithilfe des Elektronenstrahlverdampfers ist es essentiell, dass ein Vakuum im Bereich von ca.  $2\text{-}3 \cdot 10^{-7}$  mbar im Rezipienten herrscht, damit die freie Weglänge der Atome groß ist. Die Vorteile dadurch sind, dass sich in der aufgedampften Schicht weniger Verunreinigungen durch Fremdatome befinden, sodass die elektrischen Eigenschaften des Goldes erhalten bleiben. Außerdem treffen die Goldatome senkrecht auf die Probenoberfläche, wenn sich der Probenhalter senkrecht über dem Tiegel befindet, sodass keine Anwachsungen auf den Seitenflächen des Lacks stattfinden, was den Lift-Off-Prozess erschweren würde. Der Druck muss damit um eine Größenordnung geringer sein, als bei den verwendeten Hartmasken, da bei diesen keine so hohe Reinheit erforderlich ist, wie bei plasmonischen Strukturen. Unter die 30 nm dicke Goldschicht wird zunächst eine Chromschicht mit einer Dicke von 3 nm deposiert, die die Haftung des Goldes auf der Oberfläche verbessert. Nach diesem Herstellungsschritt befindet sich das Gold sowohl in den durch die Lithografie entstandenen Löchern im Lack und ebenfalls auf der verbleibenden Lackschicht. Während eines Lift-Off Prozesses werden der Lack und die darauf befindliche Goldschicht entfernt. Dazu wird der Lackentferner AR600-76 mit einer Temperatur von 80 °C verwendet. Eine exakte Dauer des Lift-Offs lässt sich nicht angeben, da diese je nach Reinheit der aufgedampften Schicht, Leistung des Elektronenstrahls während des Aufdampfprozesses und der davon abhängigen Probentemperatur variiert. Wenn die Goldschicht anfängt, Blasen zu werfen, ist dies ein gutes Indiz dafür, dass sich der Lack auflöst. Die dünne Goldfolie kann dann vorsichtig mit einer Pinzette von der Probe abgezogen werden.

Ein Ausschnitt eines Antennenfeldes mit in der Lithografiemaske vorgegebenen Größen von  $L=100$  nm,  $b=80$  nm und  $d_x=250$  nm ist in Abb. 6.2 dargestellt. Ein Inset zeigt die tatsächlich gemessene Größe einer einzelnen Antenne. Die Breite ist 15 nm kleiner als vorgegeben, die Länge weicht um 4 nm ab. Außerdem zeigen nicht alle Antennen die abgerundet rechteckige Struktur, was sich damit erklären lässt, dass zum einen viele Prozessschritte erforderlich sind, der Lack etwas zerlaufen kann, die Probe nicht senkrecht über dem Goldtiegel hängt oder zum anderen durch Proximity-Effekte eine zusätzliche Belichtung des Lackes erfolgt. Da vor allem die periodische Struktur und große Anzahl der Antennen (ca. zwischen 20.000 und 40.000 je Antennenfeld) ausschlaggebend sind, sorgt die leichte Unförmigkeit der Antennen lediglich für eine Verbreiterung der Resonanzen. Bei Antennen mit einer vorgegebenen Breite von 70 nm reicht die Haftung an der Oberfläche nicht aus. In diesen Feldern sind nur noch einzelne Antennen vorhanden, da sich die übrigen während des Lift-Off Prozesses ebenfalls mit abgelöst haben. Cha-



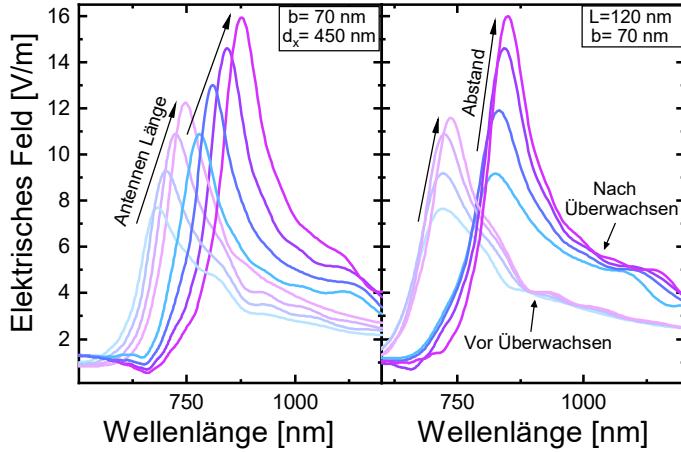
**Abbildung 6.2:** (a) Schematische Draufsicht der Antennen mit den verwendeten Parametern. (b) Ausschnitt eines Nanoantennenfeldes vor dem Überwachsen mit durch die Lithografiemaske vorgegebenen Parametern von  $L=100\text{ nm}$ ,  $b=80\text{ nm}$  und  $d_x=250\text{ nm}$ . Das Inset zeigt eine einzelne Antenne mit den gemessenen Abmessungen. (c) zeigt den Querschnitt einer überwachsenen Nanoantenne nach dem Temperprozess.

rakterisiert werden später daher lediglich die Antennenfelder mit Antennenbreiten von  $b=80\text{ nm}$ . Da die Antennen das größte elektrische Feld an ihren Enden aufweisen, werden die Strukturen durch das Überwachsen mit einem weiteren Schichtsystem finalisiert. Die Dicke beträgt 95 nm. Die Nanokristalle bilden sich wieder bei einem Hochtemperaturprozess unter Stickstoffatmosphäre bei  $1250\text{ }^\circ\text{C}$  (wie in Unterkapitel 4.1 erklärt). Eine rasterelektronenmikroskopische Aufnahme einer überwachsenen Antenne im Querschnitt ist in Abb. 6.2 (c) dargestellt. Die Antenne ist klar von dem umgebenden Schichtsystem abgegrenzt, was für eine geringe Diffusion des Goldes in der Matrix spricht. Die Antenne erscheint rundlich, was ein Indiz für ein Schmelzen des Goldes in eine Struktur mit geringerer Oberfläche als zuvor während des Temperns ist. Die Herstellung der eingebetteten Antennen ist demnach erfolgreich, wenn die vorgegebene Antennenbreite  $b=80\text{ nm}$  nicht unterschreitet.

## 6.2 Theoretische Vorbetrachtungen

Um die benötigten Größenparameter der Nanoantennen und die Gitterkonstanten zu erhalten, werden theoretische Berechnungen mit der finiten Integrationsmethode in CST Studio Suite [108] durchgeführt. Die Einheitszelle für die Simulation enthält eine einzelne Nanoantenne auf einem Substrat mit einem nicht dispersiven Brechungsindex. Der Brechungsindex ergibt sich aus ellipsometrischen Messungen des Nanokristall-Schichtsystems, wobei die Schicht als eine Cauchy-Schicht angenähert wird und sich ein Brechungsindex von  $n(750\text{ nm})=1,49$  ergibt. Der Brechungsindex wird nicht dispersiv angenommen, da lediglich der Bereich der Photolumineszenz der Nanokristalle relevant ist und der Brechungsindex sich in diesem Bereich erst in der zweiten Nachkommastelle ändert. Die Grenzbedingungen der Einheitszelle werden periodisch in die  $x$ - und  $y$ -Richtung gewählt,

was in einer unendlich großen periodisch angeordneten Antennenmatrix resultiert. Um das Verhalten der Antennen vor dem Überwachsen zu zeigen, wird Vakuum als umgebendes Material angenommen. Die überwachsenen Antennen werden durch den Umgebungsbrechungsindex des Schichtsystems modelliert. Für die Goldantennen werden die optischen Eigenschaften nach [126] verwendet. Für die Simulationen werden die Höhe der Antennen  $h=30\text{ nm}$  und der Abstand  $d_y=1\text{ }\mu\text{m}$  konstant gehalten und die Länge  $L$ , Breite  $b$  und Gitterkonstante  $d_x$  variiert. Über Messsonden nahe der Antennenenden wird das elektrische Feld in der simulierten Struktur gemessen. Bei Erfüllung der Resonanzbedingung  $\lambda=\lambda_{\text{Res}}$  sollte eine erhöhte Intensität des elektrischen Feldes erreicht werden. In Abhängigkeit der Antennenlänge und des Gitterabstandes ist dieses Resonanzverhalten in Abb. 6.3 dargestellt. Durch das Überwachsen wird der Brechungsindex des Umgebungsma-



**Abbildung 6.3:** Theoretisch berechnete Resonanzwellenlängen abhängig von der Antennenlänge (links) und von der Gitterkonstante (rechts). Links ist die Antennenlänge von  $100\text{ nm}$  bis  $130\text{ nm}$  (in  $10\text{ nm}$  Intervallen) variiert, bei einer Breite von  $b=70\text{ nm}$  und einer Gitterkonstante von  $d_x=450\text{ nm}$ . Rechts sind die Breite und Länge konstant gehalten bei  $L=120\text{ nm}$  und  $b=70\text{ nm}$  und die Gitterkonstante von  $d_x=250\text{ nm}$  bis  $d_x=500\text{ nm}$  in  $100\text{ nm}$  Schritten und zuletzt einem  $50\text{ nm}$  Intervall variiert.

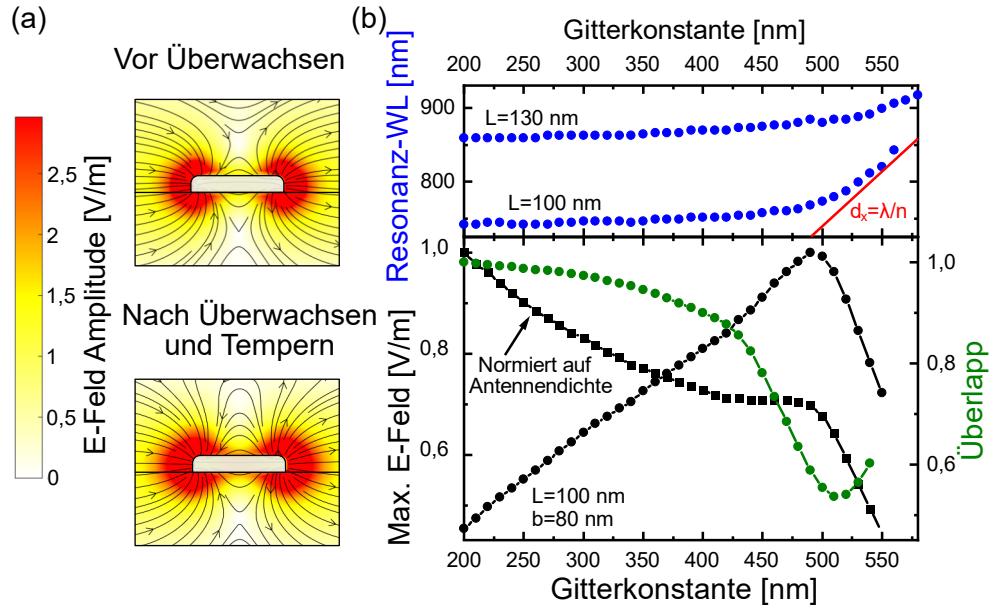
rials größer, was zu einer Rotverschiebung der Resonanzen führt. Ein gleiches Verhalten lässt sich sowohl für längere Antennen, als auch für einen größeren Abstand der Antennen beobachten, beides verschiebt die Resonanz zu längeren Wellenlängen, was analog zu den Aussagen der Novotny Gleichung aus Formel 2.39 ist. Im Fall der resonanten Anregung weist das erzeugte elektrische Feld vor allem an den Enden der Antennen Maxima auf. Die Amplitude des elektrischen Feldes ist im Querschnitt des Simulationsraums in Abb. 6.4 (a) dargestellt. Es wird jeweils die Resonanzfrequenz für die Anregung verwendet, vor dem Überwachsen demnach eine größere Frequenz als danach. Daher sehen beide Feldverteilungen ähnlich aus, mit einem an den Antennenenden abgestrahlten Feld. Hier lässt

sich deutlich erkennen, dass mit dem Überwachsen der Antennen ein sehr viel größerer Anteil des verstärkten Feldes ausgenutzt werden kann.

In Abb. 6.3 zeigt sich demnach eine Rotverschiebung der Resonanzwellenlänge durch eine größere Gitterkonstante und durch längere Antennen. Das Ziel der Antennen soll sein, dass das Photolumineszenzsignal der Nanokristalle im Bereich zwischen 700 nm und 750 nm verstärkt wird. In Abb. 6.4 zeigt die Simulation des elektrischen Feldes, dass die größte Verstärkung zwischen den Antennen vorliegt, sodass das Überwachsen mit einer weiteren Nanokristallschicht sinnvoll erscheint. Dabei reicht eine Schichtdicke von 100 nm aus. Bei einer Antennenlänge von  $L=130$  nm und einer Gitterkonstante von  $d_x=200$  nm liegt die berechnete Resonanzwellenlänge bei 875 nm und nimmt für größere Gitterkonstanten weiter zu (siehe oberer Bereich in Abb. 6.4 in Blau). Bei einer kürzeren Antenne mit  $L=100$  nm wird die Resonanz blauverschoben, sodass sie für kleine Gitterkonstanten in den Bereich der Nanokristall-Photolumineszenz schiebt. In Rot sind die mit folgender Formel analytisch berechneten Werte für die Resonanzen aufgrund der Gittereffekte dargestellt [127]:

$$d_x = \frac{m\lambda}{n \sin \alpha} \quad (6.1)$$

Es wird der Fall betrachtet, dass das Licht parallel zur Probenoberfläche propagiert, was einem Winkel von  $\alpha=90^\circ$  entspricht und der ersten Beugungsordnung. Der Überlapp der Gitterresonanz mit den simulierten Resonanzwellenlängen liegt erst für große Gitterkonstanten vor, was sich auch darin zeigt, dass für große Gitterkonstanten auch das maximale elektrische Feld vorliegt (Abb. 6.4 (b), schwarze Punkte). Allerdings schiebt die Antennenresonanz für große Gitterkonstanten bereits aus dem Bereich der Nanokristall-Photolumineszenz heraus. Dies wird verdeutlicht durch den Überlapp der Photolumineszenz mit den Resonanzen, der im unteren Bereich von Abb. 6.4 (b) in Grün dargestellt ist. Der größte Überlapp tritt für kleinere Gitterkonstanten auf. Durch Normierung des elektrischen Feldes auf die Antennendichte pro Feld ergibt sich, dass ein größeres effektives elektrisches Feld für kleinere Gitterkonstanten vorliegt (Abb. 6.4 (b), schwarze Quadrate). Es erscheint somit sinniger, dass obwohl die maximale elektrische Feldstärke für größere Gitterkonstanten vorliegt, die Wahl von einer kleineren Gitterkonstante sinniger ist, da der Einfluss der Antennenanzahl größer ist als der Einfluss der Gitterresonanz. Außerdem ist der Überlapp zwischen dem Photolumineszenzsignal und der Antennenresonanz bei kleineren Gitterkonstanten am größten.

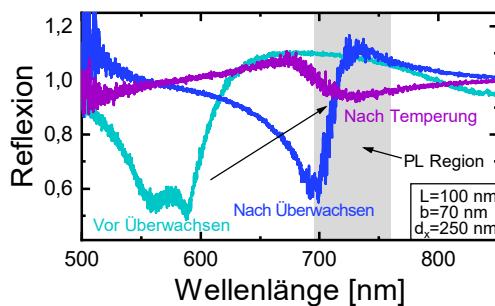


**Abbildung 6.4:** (a) Berechnete elektrische Feldstärken als Farbdarstellung mit den Vektorfeldern für rezonante Anregung bei einer nicht überwachsenen und einer überwachsenen Antenne mit Breite  $b=70\text{ nm}$ ,  $L=110\text{ nm}$ , Gitterkonstante  $d_x=400\text{ nm}$  und Dicke  $h=20\text{ nm}$ . (b) In Blau ist die theoretisch berechnete rezonante Wellenlänge der Antennen über die Gitterkonstante für zwei verschiedene Antennenlängen aufgetragen. In Rot die analytisch berechneten Werte für die Gitterresonanz mit Formel 6.1. Schwarze Punkte: Maximales elektrisches Feld der Antennen bei einer Länge von  $L=100\text{ nm}$  und einer Breite von  $b=80\text{ nm}$ . Am größten ist das elektrische Feld bei einer Gitterkonstante von  $d_x=500\text{ nm}$ . Schwarze Quadrate: Bei einer Normierung des elektrischen Feldes auf die Anzahl der Antennen in einem Feld verschiebt sich das Maximum hin zu kleineren Gitterkonstanten. In Grün ist der Überlapp (rechte Achse) zwischen dem elektrischen Feld und dem Photolumineszenzsignal der Nanokristalle dargestellt. Für kleinere Gitterkonstanten ist der Überlapp größer.

## 6.3 Resonanzverhalten der Nanoantennen

Die erfolgreich hergestellten Antennenfelder werden vor dem Überwachsen, nach dem Überwachsen mit einem weiteren Schichtsystem und nach dem Temperprozess, bei dem sich die Nanokristalle bilden, mit einem FTIR- und Photolumineszenz-Setup charakterisiert. Das Verhalten der linearen Resonanzen lässt sich dabei mit dem FTIR in Reflexionsgeometrie untersuchen. Als Anregungsquelle wird eine Xenon-Lampe verwendet, die ein kontinuierliches Lichtspektrum im sichtbaren Bereich emittiert. Als Detektor fungiert eine Silizium-Fotodiode, die eine Detektion zwischen 400 nm und 900 nm ermöglicht. Auf eine Polarisation des Lichtes wird verzichtet, da sonst die Intensität des detektierten Signals zu gering ausfällt. Für jedes einzelne Antennenfeld lässt sich ein Reflexionsspektrum aufnehmen, wobei der belichtete Bereich durch Blenden auf die Größe eines Antennenfeldes

eingeschränkt wird. Ein Referenzspektrum wird neben den Antennenfeldern aufgenommen, sodass lediglich der Effekt der Nanoantennen auf das Reflexionsverhalten untersucht werden kann. Durch die resonante Anregung der Oberflächenplasmonen wird das elektrische Feld des einfallenden Lichts zu einem lokalen Dipolfeld umverteilt. Dies äußert sich bei einer Reflexionsmessung in einer Abschwächung des detektierten Signals [23, 128]. Durch dieses Minimum der Reflexion lässt sich die Resonanz des Antennenfeldes bestimmen. In Abbildung 6.5 sind derartige Reflexionsmessungen eines Antennenfeldes mit einer Antennenlänge von  $L=100$  nm, einer Breite von  $b=70$  nm und einer Gitterkonstante von  $d_x=250$  nm vor dem Überwachsen, nach dem Überwachsen und nach dem Temperschritt bei  $1250^{\circ}\text{C}$  dargestellt. Die Antennenresonanzen sind relativ breit, was ein weiteres Indiz



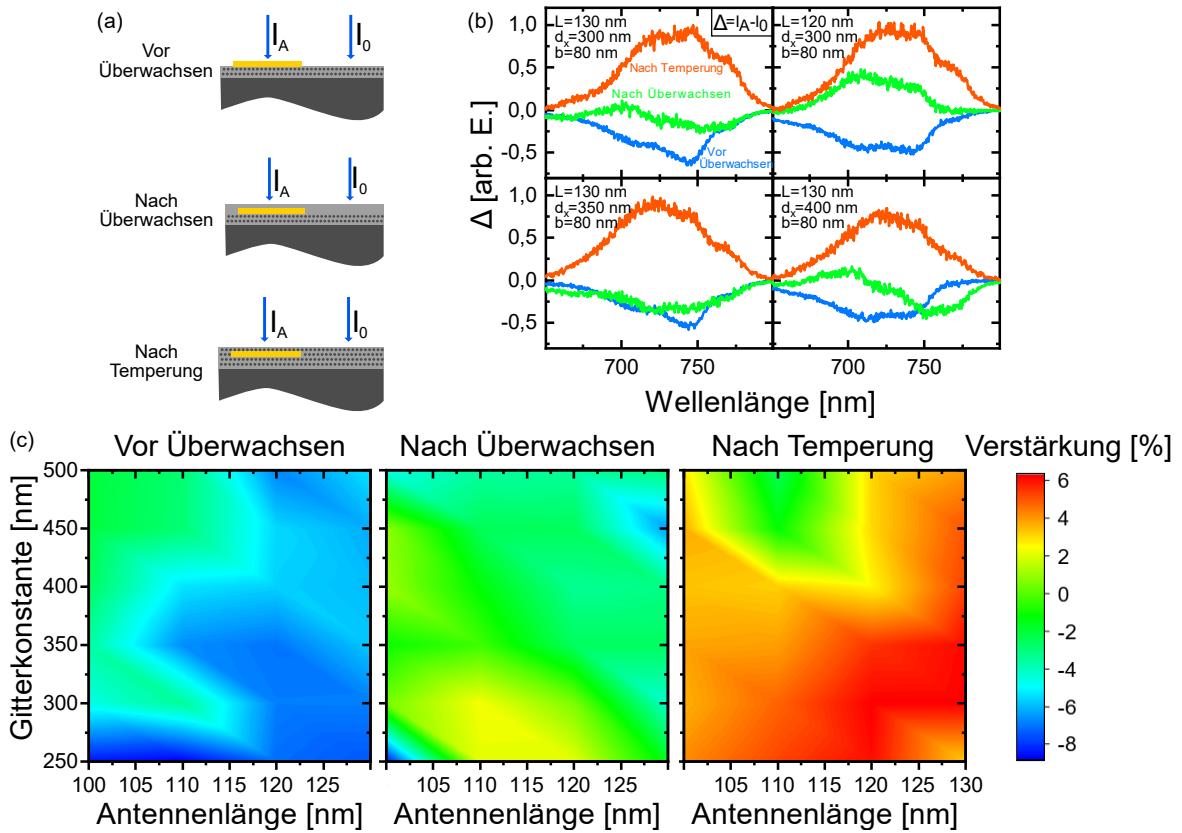
**Abbildung 6.5:** Die Resonanzwellenlänge verschiebt sich nach dem Überwachsen und nach dem Temperprozess zu größeren Wellenlängen. Nach der Temperung befindet sich die Antennenresonanz im gleichen Bereich wie die Photolumineszenz der Nanokristalle, sodass eine Verstärkung von diesem erwartet wird.

dafür ist, dass die Antennen keine einheitliche Größe besitzen und bereits am Auflösungslimit der verwendeten Lithografieanlage liegen. Vor dem Überwachsen liegt die Resonanz in einem Bereich zwischen 550-600 nm. Wie durch die Simulationen gezeigt, verschiebt sich die Resonanz durch das Überwachsen aufgrund des höheren Brechungsindeks des umgebenden Materials zu größeren Wellenlängen. Nach dem Temperprozess, bei dem sich die Nanokristalle in der überwachsenen Schicht bilden, schiebt die Antennenresonanz in den Bereich der Photolumineszenz der Nanokristalle, sodass nach diesem Prozessschritt eine Verstärkung der Photolumineszenz erwartet werden kann.

## 6.4 Manipulation der Nanokristall-Photolumineszenz

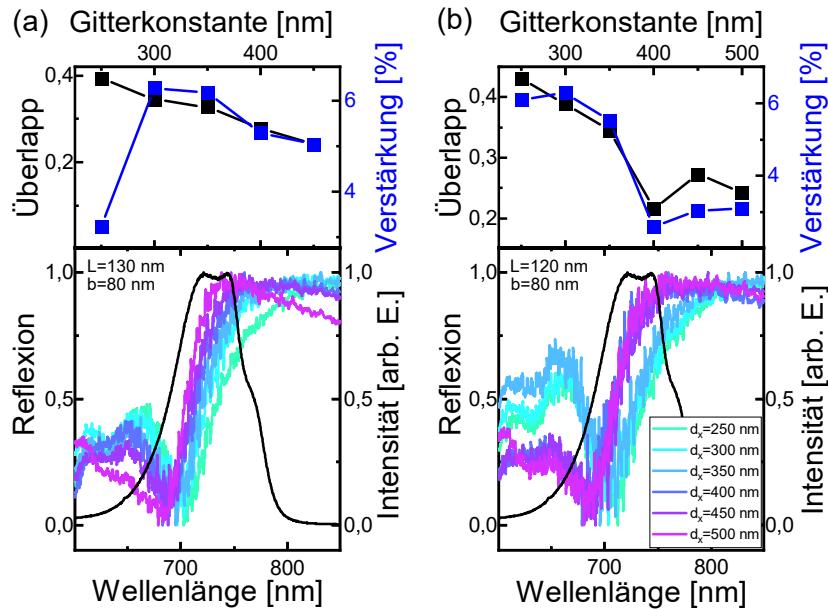
Die Photolumineszenz der Nanokristalle wird mit einem Helium-Cadmium-Laser mit einer Emissionswellenlänge von 325 nm und einer Leistung von 3 mW angeregt. Der verwendete Aufbau wurde in Kapitel 3.4 vorgestellt. Mittels einer Kamera wird auf die Probenoberfläche fokussiert und gezielt ein Antennenfeld angeregt (Größe des Laserfokuspunkts

$d \approx 721$  nm). Gemessen wird wieder jeweils vor dem Überwachsen, nach dem Überwachsen und nach dem Temperprozess. Als Referenz wird jeweils das Nanokristall-Schichtsystem ohne Antennenfeld  $I_0$  gemessen (siehe Abb. 6.6 (a)). Die Photolumineszenzspektren werden jeweils voneinander subtrahiert ( $\Delta = I_A - I_0$ ), um eine Abschwächung oder Verstärkung quantifizieren zu können (siehe Abb. 6.6 (b)). Vor dem Überwachsen produzieren die Antennen in jedem Feld ein abgeschwächtes Signal (siehe Abb. 6.6 (b) und (c)). Grund dafür ist, dass die Resonanzwellenlänge der Antennen nicht im Bereich der Photolumineszenz der Nanokristalle liegt, sondern bei deutlich kleineren Wellenlängen. Die Antennen fungieren somit als nicht resonante Streuzentren, die die Nanokristall-Photolumineszenz zufällig in alle Richtungen abstrahlen. Nach dem Überwachsen und vor dem Temperungsprozess



**Abbildung 6.6:** In (a) ist der jeweilige Prozessierungsschritt für die Photolumineszenzmessung schematisch skizziert. Für  $I_A$  wird das Signal eines Antennenfeldes gemessen, und  $I_0$  als Referenz der Bereich ohne Antennen. (b) zeigt die Differenz  $\Delta$  zwischen den Messungen  $I_A$  und  $I_0$  für den jeweiligen Herstellungsschritt. Vor dem Überwachsen ist das Photolumineszenzsignal abgeschwächt, weil die Antennen als Streuzentren fungieren. Nach dem Überwachsen gibt es keine einheitliche Abschwächung oder Verstärkung. Nach dem Tempern wird das Signal für fast alle Felder verstärkt. (c) zeigt jeweils die Farbverläufe der Verstärkungen für alle hergestellten Antennenlängen und Gitterkonstanten bei einer Breite von  $b=80$  nm für die drei unterschiedlichen Herstellungsschritte.

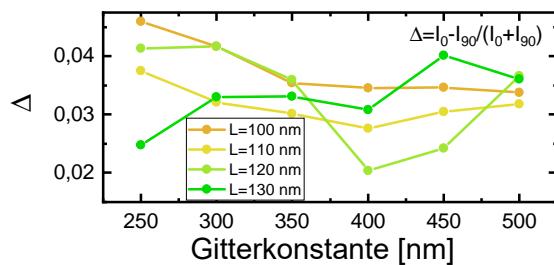
zeigen 72 % der 25 gemessenen Antennenfelder eine Abschwächung, 28% zeigen eine Verstärkung zwischen 0,5 % und 2,3 %. Nach dem Hochtemperaturprozess zeigen zwei Antennenfelder ein abgeschwächtes Signal. Vermutlich fehlen in diesen beiden Antennenfeldern mehr Antennen, sodass hier lokal die Herstellung nicht erfolgreich war. Alle anderen Antennenfelder weisen eine Verstärkung des Photolumineszenzsignals auf, die maximale Verstärkung beträgt dabei 6,3 %. In den Simulationen ergibt sich eine Rotverschiebung der Resonanzen für längere Antennen und größere Gitterkonstanten. Dieses Verhalten der linearen Skalierung der Resonanz mit der Antennenlänge lässt sich ebenfalls mit der von Lukas Novotny aufgestellten Gleichung beschreiben. Im Gegensatz zu den Simulationen weisen die hergestellten Nanoantennen allerdings keine Rotverschiebung der Resonanz mit steigender Länge auf, sie zeigen eher eine leichte Blauverschiebung. Die Novotny-Gleichung eignet sich demnach nicht, um derart kleine Antennen zu beschreiben. Diese Blauverschiebung spiegelt sich auch in dem Überlapp zwischen dem Photolumineszenzsignal der Nanokristalle und den FTIR-Messungen (siehe Abb. 6.7) wider. Für kleinere Gitterkonstanten ist der Überlapp größer, der größte erreichte Wert des Überlapps liegt bei 40 %. Außer bei einem Ausreißer bei einer Antennenlänge von 130 nm und einer Gitterkonstante von 250 nm verringert sich die Verstärkung entsprechend zu der Verkleinerung des Überlapps. Die leichte Blauverschiebung der Antennenresonanz bei größeren Längen spricht ebenfalls



**Abbildung 6.7:** Experimentelle Ergebnisse für (a) 130 nm und (b) 120 nm lange Antennen bei varierten Gitterkonstanten. Im unteren Teil sind das Photolumineszenzsignal der Nanokristalle in Schwarz und die FTIR-Ergebnisse für verschiedene Gitterkonstanten dargestellt. Der Überlapp zwischen beiden verkleinert sich für größere Gitterkonstanten. Dementsprechend lässt sich, außer in einem Messpunkt, für die Verstärkung ein ähnlicher Verlauf erkennen.

dafür, dass die Antennen am Auflösungslimit der verwendeten Lithografieanlage liegen und dass sich die Antennenlängen nicht sonderlich voneinander unterscheiden. Außerdem lassen sich keine Antennen mit einer geringeren Breite herstellen. Bei einer angestrebten Breite von 70 nm ist die Haftung der Antennen auf der Oberfläche nicht ausreichend, sodass in diesen Antennenfeldern lediglich ungefähr 53 % der Antennen vorhanden sind (extrapoliert aus einer REM-Messung für ein Antennenfeld), damit lässt sich eine maximale Photolumineszenz-Verstärkung von 1,7 % messen. Bei einer angestrebten Breite von  $b=80$  nm beträgt die maximale Verstärkung 6,3 %, was ein deutlich kleinerer Effekt ist, als andere Ansätze zur Verstärkung von Photolumineszenzsignalen wie beispielsweise in [129] (hier wurden Goldantennen verwendet, um die Photolumineszenz von MoSe<sub>2</sub> zu verstärken, wobei eine maximale Verstärkung von 300 % erreicht wird). Ein möglicher Grund für die hier gemessene geringe Verstärkung sind die unterschiedlichen Lebensdauern der Nanokristalle und Goldantennen. Die Lebensdauer der Anregung der Nanokristalle hängt von ihrer Größe ab und ist nach [36] in der Größenordnung von 60 µs. Die Lebensdauer der Plasmonen in den Nanoantennen kann aus der Linienbreite aus den theoretischen Ergebnissen bestimmt werden und liegt mit wenigen Femtosekunden deutlich unterhalb der Lebensdauer in den Nanokristallen.

Ebenfalls untersucht wurde mittels PL-Spektroskopie die Polarisationsabhängigkeit, wobei die Probe zusätzlich um 90° gedreht vermessen wurde, da dies einfacher zu realisieren war, als eine Polarisationsdrehung des Laserlichts. Die Ergebnisse sind in Abb. 6.8 dargestellt, wobei ein Verhältnis der Flächen unter den PL-Spektren über  $\Delta=I_0 - I_{90}/(I_0 + I_{90})$  berechnet wurde, wobei  $I_0$  die nicht gedrehte Probe beschreibt und  $I_{90}$  die um 90° gedrehte Probe. Wie erwartet ergibt sich nahezu keine Polarisationsabhängigkeit, sie beträgt maximal 4 %, aufgrund der Ähnlichkeit zwischen Breite und Länge in Kombination mit der Auflösungsgrenze der Lithografie. Eine derart geringe Polarisationsabhängigkeit rechtfertigt den Verzicht des Polfilters zugunsten höherer Intensitäten.



**Abbildung 6.8:** Polarisationsabhängigkeit für verschiedene Antennenfelder, aufgetragen über die Gitterkonstante.

## 6.5 Zusammenfassung

Die Herstellung der Goldantennen ist erfolgreich, wobei eine angestrebte Antennenbreite von  $b=70\text{ nm}$  zu schmal ist, um sie verlässlich herzustellen, da durch Haftungsprobleme knapp 50 % dieser Antennen in den Feldern fehlen. Bei einer angestrebten Breite von  $b=80\text{ nm}$  (was in ca. 65 nm resultiert) ist die Haftung deutlich verbessert und es fehlen nur vereinzelte Antennen. Das Überwachsen mit einem weiteren Schichtsystem ist ebenfalls erfolgreich. Die Goldantennen schmelzen leicht und clustern in einer runden Form mit geringerem Oberflächen- zu Volumenverhältnis zusammen. Die Antennenform und klare Abgrenzung zwischen Antenne und Umgebungsmaterial ist zu erkennen, sodass wenig Diffusion stattfindet. Mit diesen plasmonischen Goldnanoantennen wurde die Manipulation der Photolumineszenz von Siliziumnanokristallen untersucht. Eine Abschwächung kann nachgewiesen werden, wenn die Nanoantennen auf das Schichtsystem prozessiert werden, weil die zunächst noch nichtresonanten Antennen als Zentren für zufällige Streuung fungieren. Nach dem Überwachsen mit einem weiteren Schichtsystem und Temperprozess verschiebt sich die Resonanz zu größeren Wellenlängen in den Bereich der Nanokristallemission und fast alle Antennenfelder zeigen eine Verstärkung des PL-Signals. Die Verstärkung hängt von dem Überlapp zwischen PL-Signal und dem linearen optischen Resonanzverhalten ab. Sowohl der Überlapp als auch die Verstärkung sind für kleine Gitterkonstanten am größten. Die Verstärkung ist mit maximal 6,3 % allerdings ein kleiner Effekt, was darauf zurückgeführt werden kann, dass die Lebensdauern der Plasmonen mehrere Größenordnungen kleiner sind, als die Anregung der Nanokristalle. Die Verwendung von plasmonischen Antennen und insbesondere das Einbetten in das Umgebungsmaterial, um die Verstärkungen an den Antennenenden auszunutzen, ist dennoch ein vielversprechender Ansatz zur Verstärkung von Photolumineszenssignalen.

# 7 Plasmonisch-photonische Hybridstrukturen

---

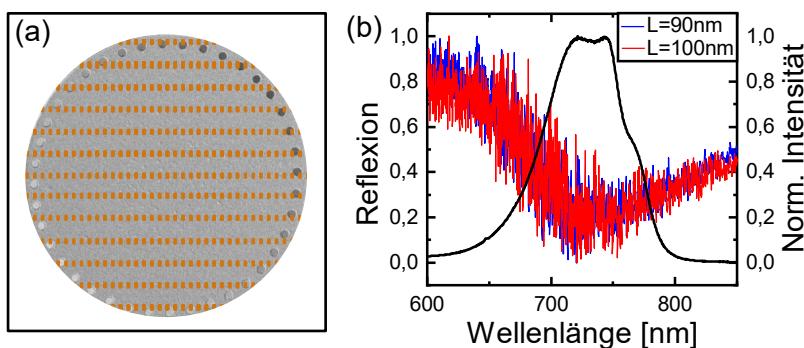
In den vorherigen Kapiteln wurde gezeigt, wie sich die Modenverteilung und Ausbreitung in Mikrodiskstrukturen verändert, wenn sie durch einen eindimensionalen photonischen Kristall modifiziert werden. Es erfolgt eine Umverteilung der Modenenergien, sodass eine oder wenige Moden eine höhere Intensität aufweisen als die anderen Moden. Außerdem wurde gezeigt, wie die Photolumineszenz der Siliziumnanokristalle mit plasmonischen Goldnanoantennen manipuliert werden kann.

In diesem Kapitel werden beide Ansätze miteinander kombiniert, sodass eine plasmonisch-photonische Hybridstruktur aus der Mikrodisk mit einem Lochring und den Nanoantennen auf der Diskoberfläche entsteht. Da die Resonatormoden überall in der Disk auskoppeln (vermutlich aufgrund des Einflusses des Steges), wird die komplette Oberfläche mit Antennen bedeckt und nicht nur die Randbereiche, in denen sich die Flüstergaleriemoden bei Mikrodiskstrukturen ausbreiten, wie es in [130] realisiert wurde. Auf ein Einbetten der Antennen in ein weiteres Schichtsystem wird hier verzichtet, da die Mikrodiskstrukturen das Licht senkrecht auskoppeln, sodass die Verstärkung der Nanoantennen an den Antennenenden ausgenutzt werden kann. Ziel dieser Bauelemente ist es, bei passendem Überlapp der Antennenresonanz mit einer angeregten Mode der Disk, diese Mode weiter zu verstärken. Zudem werden andere Moden der Disk unterdrückt, da die plasmonischen Antennen für diesen nichtresonanten Fall als Zentrum für zufällige Streuung dienen.

## 7.1 Herstellung

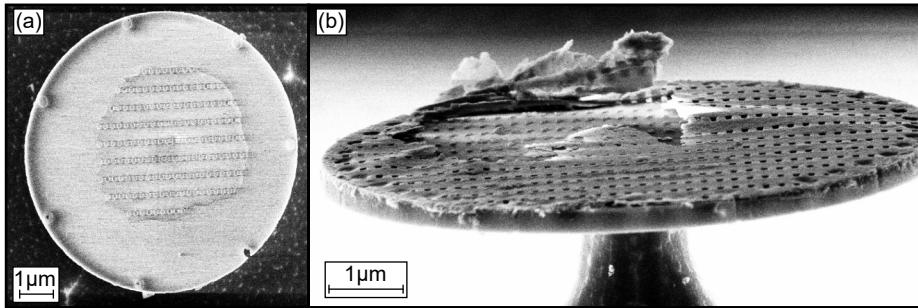
Für die Herstellung gibt es zwei Herangehensweisen. Entweder werden erst die Disks und anschließend die Antennen hergestellt oder zuerst die Antennen und danach die Disks. Werden die Antennen auf die fertigen Mikrodiskstrukturen mit Lochmodulation prozesiert, lassen sich dieselben Disks ohne Antennen und mit Antennen messen und so direkt

vergleichen. Da sich die Lochgrößen, Abstände der Löcher vom Rand und Rauheiten bei jeder Disk voneinander unterscheiden, auch wenn diese Abweichungen gering sind, wäre ein Vergleich vor und nach der abschließenden Prozessierung der Nanoantennen spannend. Es können für die Herstellung also die Proben verwendet werden, die in Kapitel 5 untersucht wurden. Bei der anschließenden Deposition von Nanoantennen ist ein zweiter Lithografieprozess notwendig, bei dem die Antennenstruktur über die Disks geschrieben wird. So ein Überlagerungslithografieprozess bietet einige Schwierigkeiten, da die Probe ein weiteres Mal belackt wird und die Strukturen beides Mal an die gleiche Stelle geschrieben werden müssen. Dazu werden üblicherweise Marker im ersten Lithografieprozess verwendet, die mit lithografiert und geätzt werden und an diesen Strukturen erfolgt für den zweiten Lithografieprozess die Ausrichtung. In Kapitel 5 konnte gezeigt werden, dass über die gesamte Fläche der Disk Moden ausgekoppelt werden. Daher wird die komplette Disk mit Antennen bedeckt. Dadurch wird auch der zweite Lithografieschritt vereinfacht. Anstatt eine genaue Position auf der Disk zu treffen, reicht es aus, Antennenfelder herzustellen, die größer als die Diskstrukturen sind, sodass die Antennen die Disk komplett bedecken (vgl. Abb. 7.1 (a)). Die Positionierung des Antennenfeldes geschieht hier nicht an zusätzlich lithografierten Markern, sondern an der Diskstruktur selbst. Die Disks werden mittels Negativlack und Chromhartmaske hergestellt, sodass ein Bereich um die Disks herum belichtet und geätzt wurde. Somit wird eine Ecke der Diskstruktur als Ursprung für das Antennenfeld gewählt. Dadurch, dass lediglich der Bereich um die Disks geätzt wird, ist die restliche Probenoberfläche auf der gleichen Höhe wie die Oberflächen der Disks. Wird beim Lithografieren der Fokus des Elektronenstrahls eingestellt, ist der Fokus der gleiche, wie er auf den Disks benötigt wird. Da das komplette Diskfeld mit Antennen bedeckt



**Abbildung 7.1:** (a) REM-Aufnahme einer zuvor hergestellten Mikrodisk mit Lochring am Rand. Schematisch wird die zweite Strukturierung mit Goldantennen auf der Diskoberfläche gezeigt. (b) Photolumineszenzmessung der unstrukturierten Nanokristallprobe im Vergleich mit FTIR-Daten von zwei gemessenen Antennenfeldern bei unterschiedlicher Länge. Die Antennenbreite beträgt jeweils  $b=70\text{ nm}$ , der Abstand in  $x$ -Richtung  $d_x=200\text{ nm}$ , in  $y$ -Richtung  $d_y=500\text{ nm}$  und die Dosis  $200\mu\text{C}/\text{cm}^2$ .

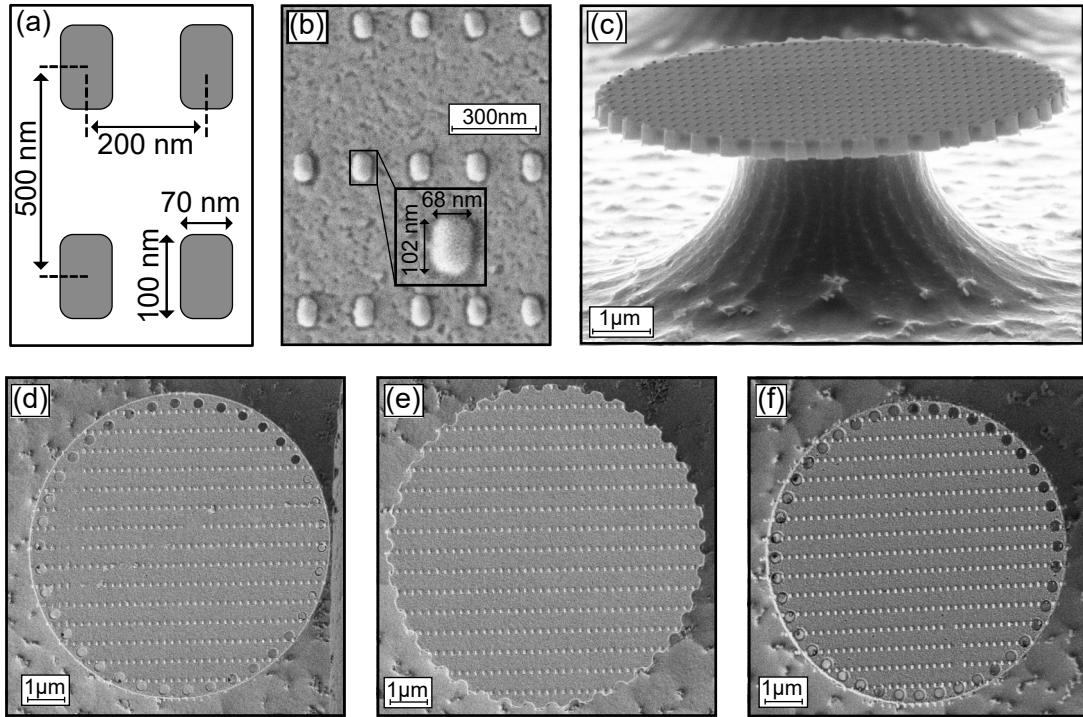
wird, werden auch Antennen neben den Disks, also in den bereits geätzten Bereichen auf der Siliziumoberfläche deposiert. Diese beeinflussen die Messungen der Disks allerdings nicht weiter, da die Diskoberfläche gezielt angeregt werden kann. Bevor die Antennen auf die Disks prozessiert werden können, wird wieder eine Probe mit einer Dosisvariation und verschiedenen Antennenparametern geschrieben. Es können nicht die Antennenparameter aus dem Kapitel zuvor verwendet werden, da nicht die Raith Pioneer, sondern die Raith Voyager als Lithografieanlage verwendet wird, die bei einer höheren Beschleunigungsspannung von 50 kV arbeitet. In Kapitel 6 hat sich gezeigt, dass eine größere Anzahl an Antennen eine größere Verstärkung liefert. Daher wird der Abstand der Antennen in y-Richtung auf  $d_y=500$  nm halbiert. Der Abstand in x-Richtung wird auf  $d_x=200$  nm gesetzt. Variiert werden die Dosiswerte, die Breiten und die Längen der Antennen. Die unterschiedlichen Antennenfelder werden mittels FTIR in Reflexionsgeometrie vermessen (analog zu Kapitel 6), die Ergebnisse von zwei Antennenfeldern sind in Abb. 7.1 (b) im Vergleich mit der Photolumineszenz von einer unstrukturierten Nanokristallprobe dargestellt. Bei einer Dosis von  $200 \mu\text{C}/\text{cm}^2$ , einer Breite von  $b=70$  nm und Antennenlängen von  $L=90-100$  nm liegt die Antennenresonanz im Bereich der Nanokristall-Photolumineszenz. Die abschließend verwendeten Antennenparameter sind in Abb. 7.3 (a) gezeigt. Aufgrund der höheren Beschleunigungsspannung ist die Durchdringung des Lackes bei dieser Lithografieanlage stärker als bei der Raith Pioneer, sodass hier die Antennen in ihrer Breite nicht so stark von dem Sollwert abweichen wie bei der zuvor verwendeten Anlage. Die in der Lithografiemaske vorgegebene Breite von 70 nm resultiert daher in einer vergleichbaren Breite der zuvor hergestellten Antennen. Die Prozessierung der Antennen erfolgt auf fertiggestellten und vermessenen Diskproben nach Abb. 6.1. Das Belacken der Probe stellt augenscheinlich kein Problem dar. Auch beim Lithografieren lässt sich das Feld mit den Diskstrukturen gut erkennen, sodass die Position des Antennenfeldes mit ausreichender Genauigkeit festgelegt werden kann. Nach dem Belichten des Lacks erfolgt das Entwickeln und anschließendes Aufdampfen von 3 nm Chrom und 20 nm Gold. Bei dem Lift-Off Prozess löst sich das Gold gut von den Probenbereichen um das Diskfeld herum. Von den Disks löst sich das Gold bei diesem Prozess nicht. Zwei REM-Aufnahmen der Disks nach unterschiedlichen Lift-Off Prozessen sind in Abb. 7.2 dargestellt. Auch nach 48 Stunden in der Entfernerlösung verbleibt das überschüssige Gold auf der Oberfläche der Disks. Abb. 7.2 zeigt links eine Mikrodisk, bei der der Lack an den Randbereichen der Mikrodisk nicht gehaftet hat, die Lackschicht ist vermutlich inhomogen und wird zum Diskrand hin dünner, was dafür sorgt, dass die Entfernerflüssigkeit zu wenig Angriffsfläche hat, um das Gold von der Mikrodisk zu entfernen. Außerdem befindet sich Material in den Löchern der Disk, was sich ebenfalls nicht entfernen lässt. Auch wenn die Disks bis zum Rand belackt sind (siehe Abb. 7.2 (b)) lässt sich das Gold nicht entfernen. Als aggressivere Methode



**Abbildung 7.2:** (a) REM-Aufnahme einer Mikrodisk mit strukturierter Goldfolie in der Mitte. (b) Winkelaufnahme einer strukturierten Mikrodisk von der sich die Goldfolie nicht ablöst.

wird, wie bei dem Lift-Off der Chromhartmaske, ein Ultraschallbad verwendet. Hier wird die Zeit deutlich verkürzt, auf 10 Sekunden, und das im Ultraschallbad befindliche DI Wasser nicht erwärmt. Es werden eine Leistung von 30 % (geringste Einstellung) und eine Frequenz von 80 kHz verwendet. Selbst diese geringe Dauer führt dazu, dass die Disks von ihren Stegen abbrechen und sich nur noch die Stege auf der Probenoberfläche befinden. Da sich also das überschüssige Gold nicht von den Disks entfernen lässt, ohne die Disks zu beschädigen, lässt sich dieser Ansatz nicht realisieren.

Bei dem zweiten Ansatz werden zuerst die Antennen auf die Oberfläche prozessiert und anschließend die Mikrodisks bei einem zweiten Lithografieprozess strukturiert. Die Antennen werden mit den Schritten aus Abb. 6.1 depositiert. Hier löst sich das Gold während des Lift-Off Prozesses ab und die Antennen verbleiben auf der Probe. Um die Hybridstrukturen herzustellen, wird zum einen der in Kapitel 5 verwendete Prozess mit Negativlack und Chromhartmaske, als auch der Prozess aus 5.3 mit dem Positivlack CSAR 62 verwendet. Der kritische Prozessschritt ist hierbei bei dem ersten Ansatz das nasschemische Ätzen des Chroms, da sich unter den Goldantennen ebenfalls eine dünne Chromschicht befindet. Diese ist allerdings von den Goldantennen umschlossen und die Chromätzte Cr01 von Technicolor ätzt das Chrom selektiv. REM-Aufnahmen der fertig hergestellten Disks mit den Antennen auf der Oberfläche sind in Abb. 7.3 (c)-(e) zu sehen. Die Herstellung der Diskstrukturen ist erfolgreich und die Oberfläche mit regelmäßig angeordneten Antennen bedeckt. Eine vergrößerte Aufnahme der Antennen ist in der gleichen Abbildung in 7.3 (b) zu sehen. Im Vergleich zu der Lithografie mit der Pioneer Anlage sind die Antennen gleichmäßiger hergestellt und unterscheiden sich nur um wenige Nanometer von den vorgegebenen Größen der Lithografiemaske. Eine fertig prozessierte Disk, die mit dem Positivlack CSAR 62 hergestellt wurde, ist in Abb. 7.3 (f) dargestellt. Dieser Prozess funktioniert demnach auch und die Antennen werden nicht durch das Sauerstoffplasma, mit dem der Lack verascht wird, angegriffen. Wie in Kapitel 5 erscheinen die Löcher nicht ganz so gleichmäßig wie bei den Disks, die mittels Chromhartmaske hergestellt wurden.

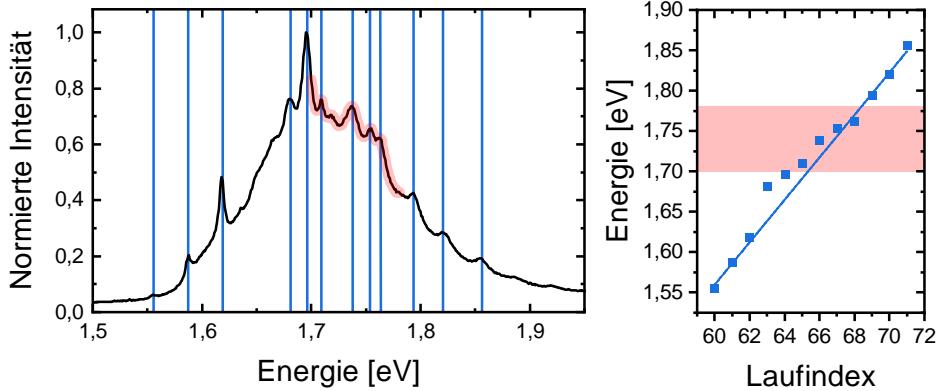


**Abbildung 7.3:** (a) Schemazeichnung der hergestellten Antennenparameter. (b) REM-Aufnahme mit einzelnen hergestellten Antennen und den gemessenen Dimensionen. (c) Gewinkelte REM-Aufnahme einer Disk mit Antennen, prozessiert mit Negativlack und Chromhartmaske. (d)+(e) Weitere REM-Aufnahmen von Hybrid- und Zahnräderstrukturen, die mit dem Negativlack Ma-N 2403 und in (f) mit dem Positivlack CSAR 62 prozessiert wurden.

## 7.2 Messergebnisse

Die Messergebnisse in diesem Kapitel werden an einer photonisch plasmonischen Hybridstruktur aufgenommen, mit einem Radius von  $R=4\mu\text{m}$  und mit 40 Löchern mit einem Radius von  $r=80\text{ nm}$  bei einem Abstand von  $g=250\text{ nm}$  vom Rand. Die Messungen werden analog zu Kapitel 5 aufgenommen. Das Photolumineszenzspektrum dieser Diskstruktur ist in Abb. 7.4 dargestellt. Das Spektrum ähnelt den Spektren der Hybridstrukturen ohne Antennen, wobei die Moden weniger intensiv und verbreitert erscheinen. Es werden insgesamt 12 Moden identifiziert, die weiter untersucht werden, dabei sind allerdings lediglich zwei Moden intensiver, die anderen sind deutlich in ihrer Intensität unterdrückt. Die Antennen scheinen nicht die Positionen der Moden zu ändern, in der Diskstruktur mit gleichen Parametern ohne Antennen erscheint die dort rot markierte Mode bei einer Energie

von 1,62 eV am intensivsten (siehe Abb. 5.15), die hier ebenfalls zu den intensiven Moden gehört. Beide Moden mit der größten Intensität liegen unterhalb der rot eingezeichneten photonischen Bandlücke auf der Energieskala. Bei dieser Diskstruktur mit Antennen ist

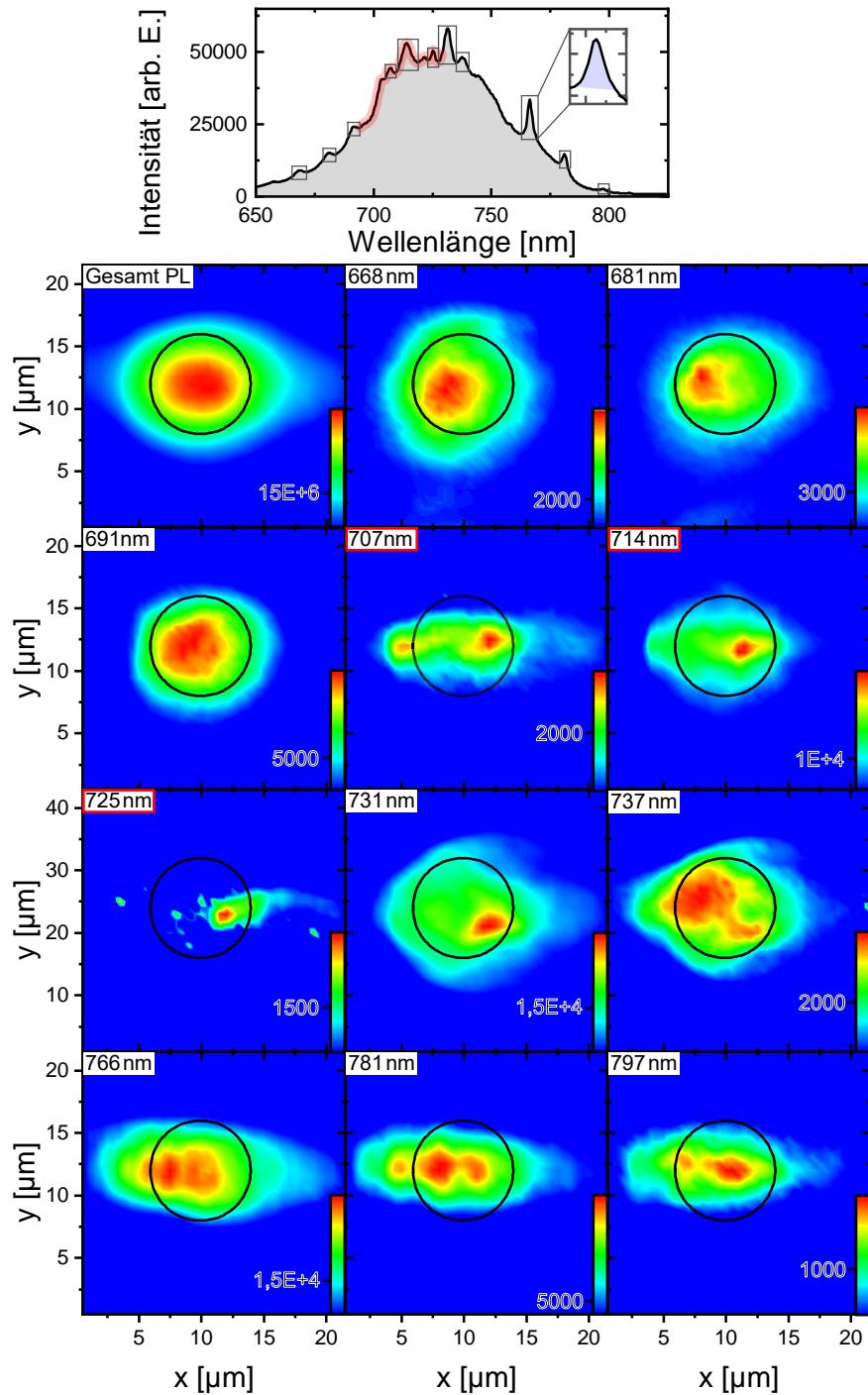


**Abbildung 7.4:** Photolumineszenzspektrum einer Hybridstruktur mit Antennen auf der Oberfläche. In Rot ist die photonische Bandlücke eingezeichnet. Rechts sind die Modenpositionen über einen ganzzahligen Laufindex aufgetragen. Die Moden außerhalb der Bandlücke werden mit einer linearen Regression beschrieben.

die Mode bei einer Energie von 1,696 eV am intensivsten, weist allerdings lediglich einen Gütefaktor von  $Q=234$  auf (bei den Hybridstrukturen ohne Antennen lag der maximale Gütefaktor bei  $Q=4000$ ). Die Antennen sorgen demnach nicht für höhere Gütefaktoren der Moden. Ein Grund dafür ist, dass die Antennen von den geführten Resonatormoden als Oberflächenrauheit wahrgenommen werden und somit die Auskopplung erhöht wird. Die grundsätzliche Funktionalität des Bauteils ist weiterhin gegeben. Die Modenpositionen lassen sich über einen ganzzahligen Laufindex auftragen, wobei die drei Moden bei der geringsten Energie und die vier Moden bei der höchsten Energie sich mit einer linearen Regression beschreiben lassen. Die Güte des Fits lässt sich mit dem korrigierten  $R^2=0,99767$  angeben. Außerdem wird in Rot die simulierte Bandlücke des eindimensionalen photonischen Kristalls angegeben. In der photonischen Bandlücke scheinen sich die Modenabstände und Positionen zu verschieben, sodass sie nicht länger ihrer Quantenzahl zugeordnet werden können. Die verstärkte Mode bei einer Energie von 1,696 eV liegt nahe der Bandlücke. Ein Grund dafür, dass sie dennoch die intensivste Mode im Spektrum ist, könnte sein, dass sie eine Verstärkung durch die Antennen erfährt. Ohne die Antennen liegt die intensivste Mode bei einer Energie von 1,62 eV (siehe Abb. 5.15) und damit deutlich außerhalb der photonischen Bandlücke. Innerhalb der Bandlücke lassen sich die fünf Moden nicht gemeinsam mit einer linearen Regression beschreiben.

Eine ortsaufgelöste Photolumineszenzmessung mit einer Kantenlänge von 21  $\mu\text{m}$  bei einer Schrittweite von 0,5  $\mu\text{m}$  zeigt ähnliche Ergebnisse wie bei der Hybridstruktur und bei der Zahnradstruktur, siehe Abb. 7.5. Die gesamte Photolumineszenz (grau im PL-Spektrum

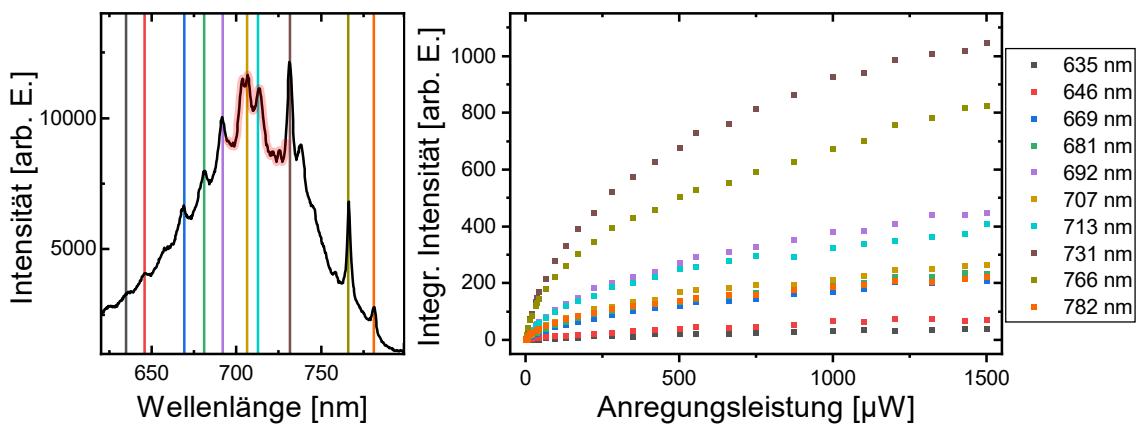
hinterlegt) weist ihr Maximum wie erwartet in der Diskmitte auf.



**Abbildung 7.5:** Flächenscan einer Diskstruktur mit Radius  $R=4 \mu\text{m}$  und Antennen auf der Oberfläche. Die Disk ist modifiziert mit 40 Löchern mit einem Radius von  $r=80 \text{ nm}$  und einem Abstand von  $g=250 \text{ nm}$  vom Rand.

Die einzelnen Moden zeigen unterschiedliche Verhalten, wobei einige Moden ebenfalls in der Mitte der Disk ihr Maximum in Intensitätsprofil aufweisen. Die drei Moden bei den größten Wellenlängen zeigen eher von der linken Seite bis zur Mitte der Disk ein Maximum. Die Modenausbreitung hängt also von der Position auf der Disk ab und der Steg scheint die Auskopplung der Moden zu beeinflussen.

Für eine leistungsabhängige Photolumineszenzmessung wird wieder der gepulste Laser mit einer Anregungswellenlänge von 355 nm genutzt. Die Messergebnisse finden sich in linearer Auftragung Abb. 7.6. Die Auswertung erfolgt analog zu den vorherigen Kapiteln. Wie bei den Hybridstrukturen ist das Spektrum hier ebenfalls für alle Moden von der spontanen Emission dominiert.



**Abbildung 7.6:** Leistungsabhängige Photolumineszenzmessung, wobei die Anregungsleistung schrittweise erhöht wird. Aufgetragen wird jeweils die integrierte Intensität jeder Mode in einer linearen Skalierung.

### 7.3 Zusammenfassung

Durch die plasmonischen Goldnanoantennen auf der Oberfläche der Disk mit Lochmodulation verringern sich die Gütfaktoren der Moden, da die Antennen als Streuzentren und auf die geführten Moden wie Rauigkeiten wirken, die ein früheres Auskoppeln aus der Mikrodiskstruktur nach sich ziehen. Die Moden befinden sich an der gleichen Wellenlängenposition wie bei einer Disk ohne Antennen bei gleichen Parametern. Die intensivste Mode befindet sich hier am Rand der simulierten photonischen Bandlücke, was sich dadurch erklären lässt, dass die Antennenresonanzen in diesem Bereich das Feld verstärken. Einige Modenpositionen im Photoluminesenzspektrum lassen sich mit einer linearen Regression beschreiben, wobei sie oberhalb und unterhalb der Bandlücke liegen. Innerhalb der Bandlücke scheinen die Modenpositionen verschoben zu sein. Diese Struktur lässt

sich nicht zum Lasen anregen, ein Grund dafür ist, dass der Einfluss der Antennen als Streuzentren gegenüber der Antennenverstärkung dominiert, sodass die Moden geringere Gütefaktoren aufweisen. Dennoch ist die Verstärkung der Mode nahe der Bandlücke ein Indiz dafür, dass die prinzipielle Verstärkung der Mode durch plasmonische Resonanzen funktioniert.



## 8 Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit konnte die erfolgreiche Herstellungsoptimierung von Hybridstrukturen aus Mikrodisks und eindimensionalen photonischen Kristallen gezeigt werden, die anders als Mikrodiskstrukturen eine senkrechte Emission aufweisen. Wichtig für die Emission und die Gütefaktoren der Moden ist dabei eine defektfreie Oberfläche, die wenig Rauheiten und glatte Kanten aufweist. Dies konnte dadurch nachgewiesen werden, dass eine Mikrodisk ohne Lochmodulation nicht länger eine senkrechte Auskopplung aufweist, die auf Unebenheiten in der Oberfläche hindeuten würde. Erreicht wurde diese Optimierung der Herstellung durch die Verwendung einer Chromhartmaske als Ätzmaske.

Diese komplexen Strukturen können theoretisch durch Nanostege beschrieben werden, so dass die photonische Bandlücke in guter Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment modelliert werden kann. Dabei zeigen die Simulationen von Nanostegen im Vergleich zu Ringresonatoren lediglich eine Abweichung von wenigen Nanometern in der Position der Bandlücke. Dies wird in Kauf genommen zugunsten der deutlich kürzeren Rechenzeiten der Nanostege. Es zeigt sich, dass in den Hybridstrukturen eine Umverteilung der Modenenergien stattfindet, was dafür sorgt, dass einige Moden unterdrückt werden und wenige Moden verstärkt werden. Diese verstärkten Moden liegen jeweils bei kleineren Energien als die berechnete photonische Bandlücke und innerhalb der Bandlücke befinden sich lediglich Moden mit reduzierter Intensität, aufgrund der unterdrückten Lichtausbreitung. In den Simulationen der Hybridstrukturen ergibt sich eine Verschiebung der Modenpositionen bei unterschiedlicher Wahl der Lochradien und der Abstände der Löcher vom Rand. Dabei ist der Einfluss der Lochgröße auf die Verschiebung der Moden größer als der Einfluss der Abstände vom Rand  $g$ . Diese Blauverschiebung für größere Lochradien und größeren Werten von  $g$  zeigt sich ebenfalls im Experiment und auch hier ist der Einfluss der Lochradien größer als der Einfluss der Abstände der Löcher zum Rand. Ein weiterer Einflussfaktor auf die Modenposition ist die Lochanzahl. Auch mit ihrer Variation können die Modenpositionen verschoben werden. Für die gezielte Manipulation der Modenposition muss dabei beachtet werden, dass sich die photonische Bandlücke ebenfalls verschiebt, wenn die Parameter verändert werden. Für den Gütefaktor der Moden ergibt sich eine Tendenz, dass die höchsten Güten erreichen werden, wenn die Werte für  $g$  zwischen 200 nm und 275 nm liegen. Erklären lässt sich dieser Verlauf dadurch, dass

bei Werten von  $g > 300 \text{ nm}$  sich die Modenausbreitung zum Diskrand hin verschiebt und dadurch größere evaneszente Felder für Streuverluste sorgen und der relative Anteil des evaneszenten Feldes in den Löchern ebenfalls ansteigt. Bei Werten von  $g < 175 \text{ nm}$  lässt sich ebenfalls eine abnehmende Tendenz für die Gütefaktoren feststellen. Die Gründe hierfür können nicht eindeutig geklärt werden, es wird vermutet, dass eine schlechtere Modenführung gegeben ist. Die maximal erreichbaren Gütefaktoren dieser Hybridstrukturen liegen bei  $Q = 4000$  und sind damit um 25% kleiner als die Gütefaktoren der nicht modifizierten Mikrodisks. Ein Grund dafür ist, dass die Löcher wie Defekte in der Oberfläche wirken und damit eine Verringerung des Gütefaktors nach sich ziehen. Außerdem sorgt die Photolumineszenz der Nanokristalle generell dafür, dass sich die Gütefaktoren verschlechtern, da eine Reabsorption der Strahlung auftreten kann. Ohne die zugrunde liegende Photolumineszenz ließen sich die Moden allerdings mit den verwendeten Messaufbauten nicht detektieren. In der Hybridstruktur zeigt das leistungsabhängige Verhalten den typischen Verlauf der spontanen Emission in einem Drei-Niveau-System. Außerdem kann gezeigt werden, dass selbst bei einer geringen Anregungsleistung von  $0,08 \mu\text{W}$  noch die Ausbildung der Moden beobachtet werden kann.

Mit diesen Erkenntnissen ist der Grundstein für die weitere Modifizierung dieser Strukturen gelegt. Beispielsweise könnten Defekte in die Lochstruktur eingebracht werden, durch fehlende Löcher oder durch eine periodische Größenmodulation der Löcher [131, 132]. Bei optimierter Wahl der Parameter könnte so eine Mode innerhalb der photonischen Bandlücke propagieren. Damit könnte die Hybridstruktur sich auch als lasendes Bauelement für eine Mode erweisen, für die eine maßgeschneiderte Emission erfolgen kann.

Als Abwandlung der Hybridstruktur wird eine Zahnräderstruktur hergestellt, bei der oberhalb der Laserschwelle bei  $35 \mu\text{W}$  die stimulierte Emission das PL-Spektrum dominiert, sodass hier alle Moden mit einer Kavitätskopplungskonstante von  $\beta=0,15$  zum Lasen angeregt werden können. Bei dieser Struktur lassen sich die Moden ebenfalls durch Variation des Lochradius und der Lochanzahl gezielt verschieben, wie in den Simulationen hervorgesagt. So könnte beispielsweise ein Mikrolaser mit passgenauer Emission entwickelt werden. Außerdem gestaltet sich die Herstellung einfacher, da auf eine Chromhartmaske und somit den fehleranfälligen Lift-Off Prozess verzichtet werden kann. Weiterführend könnten hier Strukturen mit verschiedenen Diskradien hergestellt werden, um ein besseres Verständnis der Ausbildung der photonischen Bandlücke bei dieser Struktur zu erhalten, da die Modellierung des Nanosteges eine Bandlücke außerhalb der Nanokristall-Photolumineszenz postuliert, in den Spektren allerdings eine Verschiebung der  $\text{TE}_0$  Moden auf eine Bandlücke hindeutet.

Als weiterer Ansatz konnten Goldnanoantennen aus dem Bereich der Plasmonik hergestellt werden, die die Photolumineszenz der Siliziumnanokristalle beeinflussen. Diese

---

konnten erfolgreich mit einem weiteren Schichtsystem überwachsen werden, wobei durch den Temperungsprozess ein schmelzen der Antennen in eine rundere Form mit geringerem Oberflächen- zu Volumenverhältnis festgestellt werden konnte. Die Antennen und das Umgebungsmaterial lassen sich klar voneinander abgrenzen, was ein Indiz für eine geringe Diffusion des Goldes in das umliegende Schichtsystem ist. Die Antennen werden Überwachsen, da sie die größte Verstärkung an ihren Enden aufweisen und so durch ein Einbetten diese Verstärkung ausgenutzt werden kann. Durch die Antennen zeigt sich vor dem Überwachsen ein abgeschwächtes Photolumineszenzsignal der Siliziumnanokristalle, was damit erklärt werden kann, dass die Antennen als Streuzentren fungieren und die plasmonischen Resonanzen bei kleineren Wellenlängen als die Photolumineszenz liegen. Nach dem Überwachsen mit einem weiteren Schichtsystem und dem Temperprozess, in dem sich die Nanokristalle formen, schiebt die Resonanz zu größeren Wellenlängen, was sich mit Simulationen und Messungen bestätigen lässt. Damit kommt es zu einem Überlapp zwischen der Photolumineszenz der Nanokristalle und den Antennenresonanzen. Sowohl der Überlapp als auch die Verstärkung sind dabei für kleine Gitterkonstanten und damit für eine größere Anzahl an Nanoantennen am größten. Die maximale Verstärkung ist mit 6,3% ein kleiner Effekt. Würden die Lebensdauern der Anregung in den Nanokristallen und den Plasmonen der Antennen in der gleichen Größenordnung liegen, sollte der Effekt deutlich größer ausfallen, wie in [25] bei einer Verstärkung von 300% berichtet wird.

In einem letzten Kapitel werden der Ansatz der Hybridstrukturen und die Verstärkung der Photolumineszenz durch Nanoantennen zusammengeführt. So wird die Oberfläche der Mikrodisks mit Goldantennen bedeckt. Dabei wird die komplette Disk bedeckt, da auch eine Modenauskopplung in der Diskmitte stattfindet, die vermutlich auf den Einfluss des Mikrodisksteges zurückgeführt werden kann. Auf ein Überwachsen der Antennen wird hier verzichtet, da die Lichtauskopplung der Hybridstrukturen senkrecht erfolgt und so die Verstärkung an den Antennenenden ausgenutzt werden kann. Allerdings wirken die Antennen wie zusätzliche Defekte an der Diskoberfläche, was zu einer Verringerung der Gütekoeffizienten der Moden führt. Durch das Prozessieren der Antennen verändert sich die Position der Moden nicht. Es fällt auf, dass eine Mode nahe der photonischen Bandlücke intensiver erscheint als ohne Antennen. Dies könnte ein Indiz dafür sein, dass die Mode durch die Antennenresonanz eine Verstärkung erfährt. Da eine Verbreiterung der Moden vorliegt, die zu geringeren Güten führt, lässt sich in dieser Struktur keine Mode zum Lasen anregen. Die Emissionseigenschaften könnten verbessert werden, indem die Antennen so in die Schicht eingebettet werden, dass über den Antennen eine glatte Oberfläche vorliegt. So konnte immerhin gezeigt werden, dass die prinzipielle Funktionsweise des Bauelements weiterhin gegeben ist, auch wenn keine Verstärkung der Moden vorliegt.

Alles in allem konnten hier spannende Bauelemente mit Siliziumnanokristallen als optisch

aktives Medium vorgestellt werden, die die Vorteile von Mikrodisks und photonischen Kristallen verknüpfen und sich teilweise sogar als Laser eignen. Außerdem konnte die Ausbildung einer photonischen Bandlücke in den Hybridstrukturen auf Basis von Simulationen verlässlich modelliert werden und die Umverteilung der Modenenergien detektiert werden.

Wenn der Ansatz zur Einbringung einer Kavität über ein fehlendes Loch in die Lochmodulation weiter verfolgt wird, könnte so ein effizienter Mikrolaser mit maßgeschneiderter Emission realisiert werden.

# Literatur

- [1] R. N. Hall u. a. In: *Phys. Rev. Lett.* 9 (1962), S. 366–368. DOI: [10.1103/PhysRevLett.9.366](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.9.366) (siehe S. 1).
- [2] E. Lee und P. Boulton. “The Principles and Performance of Hubnet: A 50 Mbit/s Glass Fiber Local Area Network”. In: *IEEE J. Sel. Areas Commun.* 1.5 (1983), S. 711–720. DOI: [10.1109/JSAC.1983.1145990](https://doi.org/10.1109/JSAC.1983.1145990) (siehe S. 1).
- [3] Attila Mekis u. a. “High Transmission through Sharp Bends in Photonic Crystal Waveguides”. In: *Phys. Rev. Lett.* 77 (1996), S. 3787–3790. DOI: [10.1103/PhysRevLett.77.3787](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.77.3787) (siehe S. 1).
- [4] Hemant Sankar Dutta u. a. “Coupling light in photonic crystal waveguides: A review”. In: *Photonics Nanostructures: Fundam. Appl.* 20 (2016), S. 41–58. DOI: [10.1016/j.photonics.2016.04.001](https://doi.org/10.1016/j.photonics.2016.04.001) (siehe S. 1).
- [5] Yurii A. Vlasov u. a. “Active control of slow light on a chip with photonic crystal waveguides”. In: *Nature* 438.7064 (2005), S. 65–69. DOI: [10.1038/nature04210](https://doi.org/10.1038/nature04210) (siehe S. 1).
- [6] S. Y. Lin u. a. “Low-loss, wide-angle Y splitter at 1.6- $\mu\text{m}$  wavelengths built with a two-dimensional photonic crystal”. In: *Opt. Lett.* 27.16 (2002), S. 1400–1402. DOI: [10.1364/OL.27.001400](https://doi.org/10.1364/OL.27.001400) (siehe S. 1).
- [7] Sajeev John. “Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices”. In: *Phys. Rev. Lett.* 58 (1987), S. 2486–2489. DOI: [10.1103/PhysRevLett.58.2486](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.58.2486) (siehe S. 1).
- [8] S. C. Buswell u. a. “Specific detection of proteins using photonic crystal waveguides”. In: *Opt. Express* 16.20 (2008), S. 15949–15957. DOI: [10.1364/OE.16.015949](https://doi.org/10.1364/OE.16.015949) (siehe S. 1).
- [9] O. Painter u. a. “Two-Dimensional Photonic Band-Gap Defect Mode Laser”. In: *Science* 284.5421 (1999), S. 1819–1821. DOI: [10.1126/science.284.5421.1819](https://doi.org/10.1126/science.284.5421.1819) (siehe S. 1).
- [10] Hong-Gyu Park u. a. “Electrically driven single-cell photonic crystal laser”. In: *Science* 305.5689 (2004), S. 1444–1447. DOI: [10.1126/science.1100968](https://doi.org/10.1126/science.1100968) (siehe S. 1).
- [11] Luis Javier Martínez u. a. “Room temperature continuous wave operation in a photonic crystal microcavity laser with a single layer of InAs/InP self-assembled quantum wires”. In: *Opt. Express* 17.17 (2009), S. 14993–15000. DOI: [10.1364/OE.17.014993](https://doi.org/10.1364/OE.17.014993) (siehe S. 1).

- [12] Kengo Nozaki, Shota Kita und Toshihiko Baba. “Room temperature continuous wave operation and controlled spontaneous emission in ultrasmall photonic crystal nanolaser”. In: *Opt. Express* 15.12 (2007), S. 7506–7514. DOI: [10.1364/OE.15.007506](https://doi.org/10.1364/OE.15.007506) (siehe S. 1).
- [13] Hatice Altug, Dirk Englund und Jelena Vučković. “Ultrafast photonic crystal nanocavity laser”. In: *Nat. Phys.* 2.7 (2006), S. 484–488. DOI: [10.1038/nphys343](https://doi.org/10.1038/nphys343) (siehe S. 1).
- [14] Shinji Matsuo u. a. “High-speed ultracompact buried heterostructure photonic-crystal laser with 13 fJ of energy consumed per bit transmitted”. In: *Nat. Photonics* 4.9 (2010), S. 648–654. DOI: [10.1038/nphoton.2010.177](https://doi.org/10.1038/nphoton.2010.177) (siehe S. 1).
- [15] Se-Heon Kim, Sun-Kyung Kim und Yong-Hee Lee. “Vertical beaming of wavelength-scale photonic crystal resonators”. In: *Phys. Rev. B* 73.23 (2006), S. 235117. DOI: [10.1103/PhysRevB.73.235117](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.73.235117) (siehe S. 1).
- [16] T.-D. Lee u. a. “Far-field emission narrowing effect of microdisk lasers”. In: *Appl. Phys. Lett.* 72.18 (1998), S. 2223–2225. DOI: [10.1063/1.121328](https://doi.org/10.1063/1.121328) (siehe S. 2).
- [17] S. L. McCall u. a. “Whispering-gallery mode microdisk lasers”. In: *Appl. Phys. Lett.* 60.3 (1992), S. 289–291. DOI: [10.1063/1.106688](https://doi.org/10.1063/1.106688) (siehe S. 2, 18, 69).
- [18] Lord Rayleigh. “CXII. The problem of the whispering gallery”. In: *Philos. Mag. Series 1* 20 (1910), S. 1001–1004. DOI: [10.1080/14786441008636993](https://doi.org/10.1080/14786441008636993) (siehe S. 2, 16).
- [19] Lord Rayleigh. “IX. Further applications of Bessel’s functions of high order to the Whispering Gallery and allied problems”. In: *Philos. Mag.* 27.157 (1914), S. 100–109. DOI: [10.1080/14786440108635067](https://doi.org/10.1080/14786440108635067) (siehe S. 2).
- [20] Yinan Zhang u. a. “Photonic crystal disk lasers”. In: *Opt. Lett.* 36.14 (2011), S. 2704–2706. DOI: [10.1364/OL.36.002704](https://doi.org/10.1364/OL.36.002704) (siehe S. 2, 21, 69).
- [21] Yinan Zhang u. a. “Photonic crystal nanobeam lasers”. In: *Appl. Phys. Lett.* 97.5 (2010), S. 051104. DOI: [10.1063/1.3475397](https://doi.org/10.1063/1.3475397) (siehe S. 2).
- [22] Seyedeh Roghayeh Hamidi und Ahmadreza Daraei. “A nanomaterial sensor based on tapered photonic crystal nanometer-scale cavity in a microdisk”. In: *Opt. Quantum Electron.* 52 (2020), S. 1–11. DOI: [10.1007/s11082-020-02289-6](https://doi.org/10.1007/s11082-020-02289-6) (siehe S. 2).
- [23] Lukas Novotny und Niek Van Hulst. “Antennas for Light”. In: *Nat. Photonics* 5 (2011), S. 83. DOI: [10.1038/nphoton.2010.237](https://doi.org/10.1038/nphoton.2010.237) (siehe S. 2, 90).
- [24] Purna Das und Horia Metiu. “Enhancement of molecular fluorescence and photochemistry by small metal particles”. In: *J. Phys. Chem.* 89.22 (1985), S. 4680–4687. DOI: [10.1021/j100268a007](https://doi.org/10.1021/j100268a007) (siehe S. 2, 83).
- [25] Haitao Chen u. a. “Manipulation of photoluminescence of two-dimensional MoSe<sub>2</sub> by gold nanoantennas”. In: *Sci. Rep.* 6.1 (2016), S. 1–11. DOI: [10.1038/srep22296](https://doi.org/10.1038/srep22296) (siehe S. 2, 83, 107).

- [26] Dentcho A. Genov u. a. “Resonant field enhancements from metal nanoparticle arrays”. In: *Nano Lett.* 4.1 (2004), S. 153–158. DOI: [10.1021/nl0343710](https://doi.org/10.1021/nl0343710) (siehe S. 2, 83).
- [27] A. Leitner u. a. “Fluorescence properties of dyes adsorbed to silver islands, investigated by picosecond techniques”. In: *Appl. Phys. B* 36 (1985), S. 105–109. DOI: [10.1007/BF00694696](https://doi.org/10.1007/BF00694696) (siehe S. 2, 83).
- [28] G. Ritchie und E. Burstein. “Luminescence of dye molecules adsorbed at a Ag surface”. In: *Phys. Rev. B* 24.8 (1981), S. 4843. DOI: [10.1103/PhysRevB.24.4843](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.24.4843) (siehe S. 2, 83).
- [29] Johannes Kern u. a. “Atomic-scale confinement of resonant optical fields”. In: *Nano Lett.* 12.11 (2012), S. 5504–5509. DOI: [10.1021/nl302315g](https://doi.org/10.1021/nl302315g) (siehe S. 2).
- [30] Jason Valentine u. a. “Three-dimensional optical metamaterial with a negative refractive index”. In: *Nature* 455.7211 (2008), S. 376–379. DOI: [10.1038/nature07247](https://doi.org/10.1038/nature07247) (siehe S. 3).
- [31] C. Kittel. *Einführung in die Festkörperphysik*. Oldenbourg Wissenschaftsverlag, 2006. ISBN: 9783486577235 (siehe S. 3, 32).
- [32] Michael Reisch. *Halbleiter-Bauelemente [Elektronische Ressource]*. Springer-Lehrbuch. Berlin, Heidelberg : Springer Berlin Heidelberg, 2007. ISBN: 9783540732006 (siehe S. 3, 5).
- [33] L. T. Canham. “Silicon quantum wire array fabrication by electrochemical and chemical dissolution of wafers”. In: *Appl. Phys. Lett.* 57.10 (1990), S. 1046–1048. DOI: [10.1063/1.103561](https://doi.org/10.1063/1.103561) (siehe S. 3).
- [34] Yong-Heng So u. a. “Size dependent optical properties of Si quantum dots in Si-rich nitride/Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> superlattice synthesized by magnetron sputtering”. In: *J. Appl. Phys.* 109.6 (2011), S. 064302. DOI: [10.1063/1.3561439](https://doi.org/10.1063/1.3561439) (siehe S. 3, 19).
- [35] Ji-Ho Park u. a. “Biodegradable luminescent porous silicon nanoparticles for in vivo applications”. In: *Nat. Mater.* 8 (2009), S. 331. DOI: [10.1038/nmat2398](https://doi.org/10.1038/nmat2398) (siehe S. 3, 7).
- [36] F. Maier-Flaig. *Silizium-Nanokristalle für optoelektronische Anwendungen*. Karlsruher Institut für Technologie, 2013. ISBN: 9783731500681 (siehe S. 3, 93).
- [37] T. H. Lane und S. A. Burns. “Silica, silicon and silicones... unravelling the mystery”. In: *Immunology of silicones* 210 (1996), S. 3–12. DOI: [10.1007/978-3-642-85226-8\\_1](https://doi.org/10.1007/978-3-642-85226-8_1) (siehe S. 5).
- [38] *Silizium-Kristall*. URL: <https://www.leifiphysik.de/elektronik/einfuehrung-die-elektronik/ausblick/silizium-kristall> (besucht am 03.10.2022) (siehe S. 6).
- [39] J. Y. Tang und Karl Hess. “Impact ionization of electrons in silicon (steady state)”. In: *J. Appl. Phys.* 54.9 (1983), S. 5139–5144. DOI: [10.1063/1.332737](https://doi.org/10.1063/1.332737) (siehe S. 5, 6).
- [40] Martin A. Green u. a. “Efficient silicon light-emitting diodes”. In: *Nature* 412.6849 (2001), S. 805–808. DOI: [10.1038/35090539](https://doi.org/10.1038/35090539) (siehe S. 6).

- [41] S. M. Bhagyraj u. a. *Synthesis of Inorganic Nanomaterials: Advances and Key Technologies*. Micro and Nano Technologies. Elsevier Science, 2018. ISBN: 9780081019764 (siehe S. 7).
- [42] Daniel P. Puzzo u. a. “Visible colloidal nanocrystal silicon light-emitting diode”. In: *Nano Lett.* 11.4 (2011), S. 1585–1590. DOI: [10.1021/nl1044583](https://doi.org/10.1021/nl1044583) (siehe S. 7).
- [43] Nenad Lalic und Jan Linnros. “Light emitting diode structure based on Si nanocrystals formed by implantation into thermal oxide”. In: *J. Lumin.* 80.1-4 (1998), S. 263–267. DOI: [10.1016/S0022-2313\(98\)00109-4](https://doi.org/10.1016/S0022-2313(98)00109-4) (siehe S. 7).
- [44] B. V. Zeghbroeck. *Principles of Semiconductor Devices*. Bart Van Zeghbroeck, 2001. ISBN: 978-0195388039 (siehe S. 7).
- [45] A. G. Cullis, L. T. Canham und P. D. J. Calcott. “The structural and luminescence properties of porous silicon”. In: *J. Appl. Phys.* 82.3 (1997), S. 909–965. DOI: [10.1063/1.366536](https://doi.org/10.1063/1.366536) (siehe S. 7).
- [46] Arindam Kole und Partha Chaudhuri. “Growth of silicon quantum dots by oxidation of the silicon nanocrystals embedded within silicon carbide matrix”. In: *AIP Adv.* 4.10 (2014), S. 107106. DOI: [10.1063/1.4897378](https://doi.org/10.1063/1.4897378) (siehe S. 7).
- [47] Ekber Selcuk. “Guided and deterministic self organization of quantum dots”. In: *Nano Lett.* (2009). DOI: [10.6100/IR642818](https://doi.org/10.6100/IR642818) (siehe S. 8).
- [48] B. El-Kareh. *Fundamentals of Semiconductor Processing Technologies*. Kluwer Academic Publishers, 1995. ISBN: 978-1-4615-2209-6 (siehe S. 8).
- [49] D. Kovalev u. a. “Breakdown of the k-Conservation Rule in Si Nanocrystals”. In: *Phys. Rev. Lett.* 81 (1998), S. 2803–2806. DOI: [10.1103/PhysRevLett.81.2803](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.81.2803) (siehe S. 8).
- [50] Louis Brus. “Electronic wave functions in semiconductor clusters: Experiment and theory”. In: *J. Phys. Chem.* 90.12 (1986), S. 2555–2560. DOI: [10.1021/j100403a003](https://doi.org/10.1021/j100403a003) (siehe S. 8, 9).
- [51] L. E. Brus. “Electron-electron and electron-hole interactions in small semiconductor crystallites: The size dependence of the lowest excited electronic state”. In: *J. Chem. Phys.* 80.9 (1984), S. 4403–4409. DOI: [10.1063/1.447218](https://doi.org/10.1063/1.447218) (siehe S. 8).
- [52] W. Nolting. *Grundkurs Theoretische Physik 5/2: Quantenmechanik - Methoden und Anwendungen*. Grundkurs Theoretische Physik. Springer Berlin Heidelberg, 2007. ISBN: 9783540476160 (siehe S. 9).
- [53] C. B. Murray, D. J. Norris und M. G. Bawendi. “Synthesis and characterization of nearly monodisperse CdE (E = sulfur, selenium, tellurium) semiconductor nanocrystallites”. In: *J. Am. Chem. Soc.* 115.19 (1993), S. 8706–8715. DOI: [10.1021/ja00072a025](https://doi.org/10.1021/ja00072a025) (siehe S. 10).
- [54] J. P. Proot, C. Delerue und G. Allan. “Electronic structure and optical properties of silicon crystallites: Application to porous silicon”. In: *Appl. Phys. Lett.* 61.16 (1992), S. 1948–1950. DOI: [10.1063/1.108372](https://doi.org/10.1063/1.108372) (siehe S. 10).
- [55] Gonzalo Hernández. *Fabry-perot interferometers*. 3. Cambridge University Press, 1986. ISBN: 978-0521322386 (siehe S. 12).

- [56] Giancarlo Righini u. a. "Whispering Gallery Mode microresonators: Fundamentals and applications". In: *Riv. Nuovo Cimento* 34 (2011), S. 435. DOI: [10.1393/ncr/i2011-10067-2](https://doi.org/10.1393/ncr/i2011-10067-2) (siehe S. 14).
- [57] Damanhuri Armani u. a. "Ultra-high-Q toroid microcavity on a chip". In: *Nature* 421 (2003), S. 925–8. DOI: [10.1038/nature01371](https://doi.org/10.1038/nature01371) (siehe S. 15).
- [58] B. E. A. Saleh und M. C. Teich. *Grundlagen der Photonik*. Wiley-VCH, 2007. ISBN: 3527406778 (siehe S. 15, 31, 35, 61).
- [59] Marcel Ruth. "Photonische Resonatoren aus Zinkoxid-basierten Heterostrukturen". Dissertation. Universität Paderborn, 2014 (siehe S. 15).
- [60] Mario Hauser. "Mikroresonatoren aus Glas und Polymeren als optische Flüstergalerien". Dissertation. Karlsruher Institut für Technologie (KIT), 2011 (siehe S. 16).
- [61] Matthew G. Borselli. "High-Q Microresonators as Lasing Elements for Silicon Photonics". Dissertation. California Institute of Technology, Pasadena, 2006 (siehe S. 17, 18, 61).
- [62] Brent E. Little und Sai T. Chu. "Estimating surface-roughness loss and output coupling in microdisk resonators". In: *Opt. Lett.* 21.17 (1996), S. 1390–1392. DOI: [10.1364/OL.21.001390](https://doi.org/10.1364/OL.21.001390) (siehe S. 17).
- [63] Lucian Bojor. *Fiber modes*. 2003. URL: [www.mathworks.com/matlabcentral/fileexchange/9126-fiber-modes](http://www.mathworks.com/matlabcentral/fileexchange/9126-fiber-modes) (besucht am 19.01.2023) (siehe S. 18).
- [64] Matthew Borselli, Thomas J. Johnson und Oskar Painter. "Beyond the Rayleigh scattering limit in high-Q silicon microdisks: theory and experiment". In: *Opt. Express* 13.5 (2005), S. 1515–1530. DOI: [10.1364/OPEX.13.001515](https://doi.org/10.1364/OPEX.13.001515) (siehe S. 19, 61).
- [65] Rohan D. Kekatpure und Mark L. Brongersma. "Fundamental photophysics and optical loss processes in Si-nanocrystal-doped microdisk resonators". In: *Phys. Rev. A* 78 (2008), S. 023829. DOI: [10.1103/PhysRevA.78.023829](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.78.023829) (siehe S. 19).
- [66] Ronja Köthemann u. a. "High-precision determination of silicon nanocrystals: optical spectroscopy versus electron microscopy". In: *Semicond. Sci. Technol.* 34.9 (2019), S. 095009. DOI: [10.1088/1361-6641/ab3536](https://doi.org/10.1088/1361-6641/ab3536) (siehe S. 19, 40).
- [67] D. K. Schroder, R. N. Thomas und J. C. Swartz. "Free Carrier Absorption in Silicon". In: *IEEE J. Solid-State Circuits* 13.1 (1978), S. 180–187. DOI: [10.1109/JSSC.1978.1051012](https://doi.org/10.1109/JSSC.1978.1051012) (siehe S. 19).
- [68] Rohan D. Kekatpure und Mark L. Brongersma. "Quantification of Free-Carrier Absorption in Silicon Nanocrystals with an Optical Microcavity". In: *Nano Lett.* 8.11 (2008), S. 3787–3793. DOI: [10.1021/nl8021016](https://doi.org/10.1021/nl8021016) (siehe S. 19).
- [69] Farsane Tabataba-Vakili u. a. "Analysis of low-threshold optically pumped III-nitride microdisk lasers". In: *Appl. Phys. Lett.* 117.12 (2020), S. 121103. DOI: [10.1063/5.0015252](https://doi.org/10.1063/5.0015252) (siehe S. 19).
- [70] Matthew Borselli u. a. "Rayleigh scattering, mode coupling, and optical loss in silicon microdisks". In: *Appl. Phys. Lett.* 85.17 (2004), S. 3693–3695. DOI: [10.1063/1.1811378](https://doi.org/10.1063/1.1811378) (siehe S. 19).

- [71] John D. Joannopoulos u. a. *Photonic Crystals: Molding the Flow of Light (Second Edition)*. 2. Aufl. Princeton University Press, 2008. ISBN: 0691124566 (siehe S. 20).
- [72] Zhonghe Liu u. a. "Photonic crystal nanobeam cavities with lateral fins". In: *Nanophotonics* 10.15 (2021), S. 3889–3894. DOI: [10.1515/nanoph-2021-0361](https://doi.org/10.1515/nanoph-2021-0361) (siehe S. 20).
- [73] Jon Schuller u. a. "Plasmonics for extreme light concentration and manipulation". In: *Nat. Mater.* 9 (2010), S. 193–204. DOI: [10.1038/nmat2630](https://doi.org/10.1038/nmat2630) (siehe S. 21).
- [74] J. D. McBrayer, R. M. Swanson und T. W. Sigmon. "Diffusion of Metals in Silicon Dioxide". In: *Journal of The Electrochemical Society* 133.6 (1986), S. 1242–1246. DOI: [10.1149/1.2108827](https://doi.org/10.1149/1.2108827) (siehe S. 21).
- [75] Harald Ibach und Hans Lüth. *Festkörperphysik: Einführung in die Grundlagen; 4th ed.* Berlin: Springer, 1995. ISBN: 9783540857945 (siehe S. 22).
- [76] Martin G. Blaber, Matthew D. Arnold und Michael J. Ford. "Search for the Ideal Plasmonic Nanoshell: The Effects of Surface Scattering and Alternatives to Gold and Silver". In: *J. Phys. Chem. C* 113 (2009), S. 3041–3045. DOI: [10.1021/jp810808h](https://doi.org/10.1021/jp810808h) (siehe S. 22).
- [77] Lukas Novotny. "Effective Wavelength Scaling for Optical Antennas". In: *Phys. Rev. Lett.* 98 (2007), S. 266802. DOI: [10.1103/PhysRevLett.98.266802](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.98.266802) (siehe S. 22, 24, 25).
- [78] P. B. Johnson und R. W. Christy. "Optical Constants of the Noble Metals". In: *Phys. Rev. B* 6 (1972), S. 4370–4379. DOI: [10.1103/PhysRevB.6.4370](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.6.4370) (siehe S. 22).
- [79] D. E. Aspnes, E. Kinsbron und D. D. Bacon. "Optical properties of Au: Sample effects". In: *Phys. Rev. B* 21 (1980), S. 3290–3299. DOI: [10.1103/PhysRevB.21.3290](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.21.3290) (siehe S. 23).
- [80] S. A. Maier. *Plasmonics: Fundamentals and Applications*. Springer US, 2007. ISBN: 9780387378251 (siehe S. 23).
- [81] Katherine A. Willets und Richard P. Van Duyne. "Localized Surface Plasmon Resonance Spectroscopy and Sensing". In: *Annu. Rev. Phys. Chem.* 58.1 (2007), S. 267–297. DOI: [10.1146/annurev.physchem.58.032806.104607](https://doi.org/10.1146/annurev.physchem.58.032806.104607) (siehe S. 23, 24).
- [82] P. Mühlischlegel u. a. "Resonant Optical Antennas". In: *Science* 308.5728 (2005), S. 1607–1609. DOI: [10.1126/science.1111886](https://doi.org/10.1126/science.1111886) (siehe S. 23).
- [83] Paolo Biagioni, Jer-Shing Huang und Bert Hecht. "Nanoantennas for visible and infrared radiation". In: *Rep. Prog. Phys.* 75.2 (2012), S. 024402. DOI: [10.1088/0034-4885/75/2/024402](https://doi.org/10.1088/0034-4885/75/2/024402) (siehe S. 23, 24).
- [84] Christophe Fumeaux u. a. "Measurement of the resonant lengths of infrared dipole antennas". In: *Infrared Phys. Technol.* 41.5 (2000), S. 271–281. DOI: [10.1016/S1350-4495\(00\)00047-5](https://doi.org/10.1016/S1350-4495(00)00047-5) (siehe S. 24).
- [85] M. Köhler. *Nanotechnologie: Eine Einführung in die Nanostrukturtechnik*. Wiley-VCH Verlag, 2002. ISBN: 978-3527301270 (siehe S. 27).

- [86] T. H. P. Chang. "Proximity effect in electron-beam lithography". In: *J. Vac. Sci. Technol.* 12.6 (1975), S. 1271–1275. DOI: [10.1116/1.568515](https://doi.org/10.1116/1.568515) (siehe S. 28, 46).
- [87] *Electron- and Laser-Beam Lithography Software*. URL: <https://www.genisys-gmbh.com/beamer.html> (besucht am 06.11.2022) (siehe S. 28).
- [88] W. Demtröder. *Experimentalphysik 3: Atome, Moleküle und Festkörper*. Springer-Lehrbuch. Springer Berlin Heidelberg, 2016. ISBN: 9783662490945 (siehe S. 28).
- [89] U. Hilleringmann. *Silizium-Halbleitertechnologie*. Springer Verlag, 2019. ISBN: 978-3-658-23443-0 (siehe S. 28).
- [90] Weisheng Yue u. a. "Electron-beam lithography of gold nanostructures for surface-enhanced Raman scattering". In: *J. Micromech. Microeng.* 22.12 (2012), S. 125007. DOI: [10.1088/0960-1317/22/12/125007](https://doi.org/10.1088/0960-1317/22/12/125007) (siehe S. 28).
- [91] U. Hilleringmann. *Silizium-Halbleitertechnologie: Grundlagen mikroelektronischer Integrationstechnik*. Springer Fachmedien Wiesbaden, 2018. ISBN: 9783658234447 (siehe S. 29).
- [92] K. Biswas und S. Kal. "Etch characteristics of KOH, TMAH and dual doped TMAH for bulk micromachining of silicon". In: *Microelectronics J.* 37.6 (2006), S. 519–525. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.mejo.2005.07.012> (siehe S. 29).
- [93] S. Somekh. "Introduction to ion and plasma etching". In: *J. Vac. Sci. Technol.* 13.5 (1976), S. 1003–1007. DOI: [10.1116/1.569036](https://doi.org/10.1116/1.569036) (siehe S. 30).
- [94] C. M. Melliar-Smith. "Ion etching for pattern delineation". In: *J. Vac. Sci. Technol.* 13.5 (1976), S. 1008–1022. DOI: [10.1116/1.569037](https://doi.org/10.1116/1.569037) (siehe S. 30).
- [95] James A. Bondur. "Dry process technology (reactive ion etching)". In: *J. Vac. Sci. Technol.* 13.5 (1976), S. 1023–1029. DOI: [10.1116/1.569054](https://doi.org/10.1116/1.569054) (siehe S. 30).
- [96] S. Eliezer und Y. Eliezer. *The Fourth State of Matter: An Introduction to Plasma Science, 2nd Edition*. CRC Press, 2001. ISBN: 9781420033434 (siehe S. 30).
- [97] J. Shul und S. L. Pearton. "Handbook of Advanced Plasma Processing Techniques". In: *Plasma Phys. Control. Fusion* 43.3 (2001), S. 372. DOI: [10.1088/0741-3335/43/3/703](https://doi.org/10.1088/0741-3335/43/3/703) (siehe S. 30, 31).
- [98] Rudolf August Herbert Heinecke. "Control of relative etch rates of SiO<sub>2</sub> and Si in plasma etching". In: *Solid-State Electron.* 18 (1975), S. 1146–1147. DOI: [doi.org/10.1016/0038-1101\(75\)90184-7](https://doi.org/10.1016/0038-1101(75)90184-7) (siehe S. 31).
- [99] H. W. Lehmann und R. Widmer. "Profile control by reactive sputter etching". In: *J. Vac. Sci. Technol.* 15.2 (1978), S. 319–326. DOI: [10.1116/1.569581](https://doi.org/10.1116/1.569581) (siehe S. 31).
- [100] A. A. Ayón, R. L. Bayt und K. S. Breuer. "Deep reactive ion etching: a promising technology for micro- and nanosatellites". In: *Smart Mater. Struct.* 10.6 (2001), S. 1135. DOI: [10.1088/0964-1726/10/6/302](https://doi.org/10.1088/0964-1726/10/6/302) (siehe S. 31).
- [101] E. Hecht. *Optics*. Pearson, 2012. ISBN: 9788131718070 (siehe S. 34).

- [102] E. Knözinger. “P. R. Griffiths, J. A. de Haseth: Fourier Transform Infrared Spectroscopy”. In: *Chemical Analysis—A Series of Monographs of Analytical Chemistry and Its Applications* 83 (1986). DOI: [10.1002/bbpc.19860901224](https://doi.org/10.1002/bbpc.19860901224) (siehe S. 35).
- [103] Jyrki Kauppinen und Jari Partanen. *Fourier transforms in spectroscopy*. John Wiley & Sons, 2001. ISBN: 978-3-527-40289-2 (siehe S. 35).
- [104] Nils Weber. “Verstärkung nichtlinearer optischer Effekte durch plasmonische Nanoantennen”. Dissertation. Universität Paderborn, 2018 (siehe S. 35).
- [105] M. Zacharias u. a. “Size-controlled highly luminescent silicon nanocrystals: A SiO/-SiO<sub>2</sub> superlattice approach”. In: *Appl. Phys. Lett.* 80.4 (2002), S. 661–663. DOI: [10.1063/1.1433906](https://doi.org/10.1063/1.1433906) (siehe S. 40).
- [106] Cody Cushman u. a. “An introduction to modeling in spectroscopic ellipsometry, focusing on models for transparent materials: the Cauchy and Sellmeier models”. In: *Vac. Technol. Coat.* 7.01 (2016) (siehe S. 41).
- [107] Pengcheng Li. “A review of proximity effect correction in electron-beam lithography”. In: *arXiv preprint arXiv:1509.05169* (2015). DOI: [10.48550/arXiv.1509.05169](https://doi.org/10.48550/arXiv.1509.05169) (siehe S. 46).
- [108] Dassault Systemes. *CST Microwave Studio*. 2019. URL: <https://www.3ds.com/> (siehe S. 52, 86).
- [109] Albert Birner, Kurt Busch und Frank Müller. “Photonik: Photonische Kristalle: Mikrostrukturierte Festkörper eröffnen neue Wege zur Manipulation von Licht”. In: *Physikalische Blätter* 55.4 (1999), S. 27–33. DOI: <https://doi.org/10.1002/phbl.19990550410> (siehe S. 53).
- [110] Marcel Ruth, Thomas Zentgraf und Cedrik Meier. “Blue-green emitting microdisks using low-temperature-grown ZnO on patterned silicon substrates”. In: *Opt. Express* 21.21 (2013), S. 25517–25525. DOI: [10.1364/OE.21.025517](https://doi.org/10.1364/OE.21.025517) (siehe S. 61).
- [111] Ali Teke u. a. “Excitonic fine structure and recombination dynamics in single-crystalline ZnO”. In: *Phys. Rev. B* 70.19 (2004), S. 195207. DOI: [10.1103/PhysRevB.70.195207](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.70.195207) (siehe S. 61).
- [112] Samantha M. Grist u. a. “Silicon photonic micro-disk resonators for label-free bio-sensing”. In: *Opt. Express* 21.7 (2013), S. 7994–8006. DOI: [10.1364/OE.21.007994](https://doi.org/10.1364/OE.21.007994) (siehe S. 61).
- [113] Mohammad Soltani, Siva Yegnanarayanan und Ali Adibi. “Ultra-high Q planar silicon microdisk resonators for chip-scale silicon photonics”. In: *Opt. Express* 15.8 (2007), S. 4694–4704. DOI: [10.1364/OE.15.004694](https://doi.org/10.1364/OE.15.004694) (siehe S. 61).
- [114] A. Bjelajac u. a. “Up to 300 K lasing with GeSn-On-Insulator microdisk resonators”. In: *Opt. Express* 30.3 (2022), S. 3954–3961. DOI: [10.1364/OE.449895](https://doi.org/10.1364/OE.449895) (siehe S. 69).
- [115] Julie Goffard u. a. “Plasmonic engineering of spontaneous emission from silicon nanocrystals”. In: *Sci. Rep.* 3.1 (2013), S. 1–7. DOI: [10.1038/srep02672](https://doi.org/10.1038/srep02672) (siehe S. 70).

- [116] Sylvain G. Cloutier, Pavel A. Kossyrev und Jimmy Xu. "Optical gain and stimulated emission in periodic nanopatterned crystalline silicon". In: *Nat. Mater.* 4.12 (2005), S. 887–891. DOI: [10.1038/nmat1530](https://doi.org/10.1038/nmat1530) (siehe S. 78).
- [117] W. H. Wang u. a. "Static and dynamic spectroscopy of (Al, Ga) As/ Ga As microdisk lasers with interface fluctuation quantum dots". In: *Phys. Rev. B* 71.15 (2005), S. 155306. DOI: [10.1103/PhysRevB.71.155306](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.71.155306) (siehe S. 78, 79).
- [118] Ted M. Quist u. a. "Semiconductor maser of GaAs". In: *Appl. Phys. Lett.* 1.4 (1962), S. 91–92. DOI: [10.1063/1.1753710](https://doi.org/10.1063/1.1753710) (siehe S. 78).
- [119] Gunnar Björk, Anders Karlsson und Yoshihisa Yamamoto. "Definition of a laser threshold". In: *Phys. Rev. A* 50.2 (1994), S. 1675. DOI: [10.1103/PhysRevA.50.1675](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.50.1675) (siehe S. 78).
- [120] Gunnar Björk und Yoshihisa Yamamoto. "Analysis of semiconductor microcavity lasers using rate equations". In: *IEEE J. Quantum Electron.* 27.11 (1991), S. 2386–2396. DOI: [10.1109/3.100877](https://doi.org/10.1109/3.100877) (siehe S. 78).
- [121] Ronja Köthemann u. a. "Influence of Gold Nanoantennas on the Photoluminescence of Silicon Nanocrystals". In: *Photonics* 9.12 (2022). DOI: [10.3390/photonics9120985](https://doi.org/10.3390/photonics9120985) (siehe S. 83).
- [122] Ruth Volmert, Nils Weber und Cedrik Meier. "Nanoantennas embedded in zinc oxide for second harmonic generation enhancement". In: *J. Appl. Phys.* 128.4 (2020), S. 043107. DOI: [10.1063/5.0012813](https://doi.org/10.1063/5.0012813) (siehe S. 83).
- [123] S. W. Holman, R. R. Lawrence und L. Barr. "Melting Points of Aluminum, Silver, Gold, Copper, and Platinum". In: *Proc. Am. Acad. Arts Sci.* 31 (1895), S. 218–233. DOI: [10.1080/14786449608620888](https://doi.org/10.1080/14786449608620888) (siehe S. 84).
- [124] John David McBrayer, RM Swanson und TW Sigmon. "Diffusion of metals in silicon dioxide". In: *J. Electrochem. Soc.* 133.6 (1986), S. 1242. DOI: [10.1149/1.2108827](https://doi.org/10.1149/1.2108827) (siehe S. 84).
- [125] C. J. Smithells und S. V. Williams. "Melting point of chromium". In: *Nature* 124.3129 (1929), S. 617–618. DOI: [10.1038/124617c0](https://doi.org/10.1038/124617c0) (siehe S. 85).
- [126] Dmitry I. Yakubovsky u. a. "Optical constants and structural properties of thin gold films". In: *Opt. Express* 25.21 (2017), S. 25574–25587. DOI: [10.1364/OE.25.025574](https://doi.org/10.1364/OE.25.025574) (siehe S. 87).
- [127] Lord Rayleigh. "XII. On the manufacture and theory of diffraction-gratings". In: *Philos. Mag.* 47.310 (1874), S. 81–93. DOI: [10.1080/14786447408640996](https://doi.org/10.1080/14786447408640996) (siehe S. 88).
- [128] Andrey G. Nikitin, Andrei V. Kabashin und Hervé Dallaporta. "Plasmonic resonances in diffractive arrays of gold nanoantennas: near and far field effects". In: *Opt. Express* 20.25 (2012), S. 27941–27952. DOI: [10.1364/OE.20.027941](https://doi.org/10.1364/OE.20.027941) (siehe S. 90).
- [129] Haitao Chen u. a. "Manipulation of photoluminescence of two-dimensional MoSe<sub>2</sub> by gold nanoantennas". In: *Sci. Rep.* 6 (2016), S. 22296–22296. DOI: [10.1038/srep22296](https://doi.org/10.1038/srep22296) (siehe S. 93).

- [130] N. Weber u. a. “Efficient frequency conversion by combined photonic–plasmonic mode coupling”. In: *J. Appl. Phys.* 123.10 (2018), S. 103101. DOI: [10.1063/1.5017010](https://doi.org/10.1063/1.5017010) (siehe S. 95).
- [131] Qimin Quan, Parag B. Deotare und Marko Loncar. “Photonic crystal nanobeam cavity strongly coupled to the feeding waveguide”. In: *Appl. Phys. Lett.* 96.20 (2010), S. 203102. DOI: [10.1063/1.3429125](https://doi.org/10.1063/1.3429125) (siehe S. 106).
- [132] Yiyang Gong u. a. “Nanobeam photonic crystal cavity quantum dot laser”. In: *Opt. Express* 18.9 (2010), S. 8781–8789. DOI: [10.48550/arXiv.1003.1176](https://doi.org/10.48550/arXiv.1003.1176) (siehe S. 106).

# Abbildungsverzeichnis

2.1	(a) Silizium-Elementarzelle, (b) Bandstruktur von Silizium . . . . .	6
2.2	Zustandsdichten in verschiedenen Dimensionen . . . . .	8
2.3	Größenabhängige Bandlücke der Nanokristalle . . . . .	11
2.4	Fabry-Perot-Resonator . . . . .	14
2.5	Schema einer Mikrodisk . . . . .	15
2.6	Feldverteilungen in Mikrodisks . . . . .	18
2.7	Banddiagramme von eindimensionalen photonischen Kristallen . . . . .	20
2.8	Photonische Kristall-Mikrodiskstrukturen . . . . .	21
2.9	Dielektrische Funktion von Gold . . . . .	22
2.10	Lokalisiertes Oberflächenplasmon in einer Nanostruktur . . . . .	24
2.11	Schemaskizze einer metallischen Nanoantenne . . . . .	24
3.1	Schreibmodi einer Elektronenstrahllithografie . . . . .	28
3.2	Photolumineszenz-Setup . . . . .	33
3.3	Michelson-Interferometer . . . . .	35
3.4	FTIR-Setup . . . . .	37
4.1	Skizze Hybridstruktur . . . . .	39
4.2	Nanokristallherstellung . . . . .	41
4.3	Lithografiemaske und REM-Aufnahmen . . . . .	43
4.4	Lithografiemaske mit Kreisringen und REM-Aufnahmen . . . . .	43
4.5	Verwendete Lithografiemaske und REM-Aufnahmen . . . . .	44
4.6	Simulierte Trajektorien von 100 Elektronen . . . . .	45
4.7	Proximity-Effekt-Korrektur in der Lithografiemaske . . . . .	46
4.8	Piktogramm der Herstellungsschritte der Hybridstrukturen . . . . .	47
4.9	REM-Aufnahmen fertig hergestellter Hybridstrukturen . . . . .	49
4.10	Realisierbare Lochgrößen . . . . .	50
5.1	Schemaskizze eines Nanosteges, eines Ringresonators und einer Hybridstruktur . . . . .	52
5.2	Evaluierte Bandlückenpositionen im Nanosteg . . . . .	53
5.3	Verschiebung der Bandlücke durch Parametervariation . . . . .	54
5.4	Verschiebung der Bandlücke mittels Variation der Lochanzahl . . . . .	55
5.5	Feldverteilung einer Mode in einer Mikrodisk und einer Hybridstruktur . . . . .	56
5.6	Modenpositionen und Intensitäten für verschiedene Lochradien und Abstände der Löcher vom Rand . . . . .	58
5.7	Gütefaktoren und Ausbreitungen des el. Feldes in Hybridstrukturen . . . . .	59
5.8	Radiale Feldverteilungen in Hybridstrukturen . . . . .	59

5.9	Photoluminesenzspektrum und azimutale Quantenzahlen einer Mikrodisk	62
5.10	Photoluminesenzspektren zweier Hybridstrukturen mit eingezeichneter Bandlücke . . . . .	63
5.11	Modenpositionen abhängig von Lochradius und Abstand zum Rand . . . . .	64
5.12	Gütefaktoren der Moden . . . . .	66
5.13	Ortsaufgelöste Photolumineszenzmessung einer Hybridstruktur . . . . .	68
5.14	Leistungsabhängige PL-Messung einer Hybridstruktur . . . . .	70
5.15	Polarisationsabhängige Photolumineszenzmessung an einer Hybridstruktur	70
5.16	Einfluss der Lochanzahl auf die Modenposition . . . . .	71
5.17	Piktogramme der Herstellung der Zahnradstrukturen . . . . .	73
5.18	Modenposition in Abhängigkeit der Lochanzahl bei Zahnradstrukturen . .	74
5.19	PL-Spektren der Zahnradstruktur mit identifizierten Moden . . . . .	75
5.20	Ortsaufgelöste PL-Messung einer Zahnradstruktur . . . . .	77
5.21	Leistungsabhängige PL-Messung einer Zahnradstruktur . . . . .	79
6.1	Piktogramme der Nanoantennenherstellung . . . . .	84
6.2	Hergestellte Antennen in Draufsicht und Querschnitt . . . . .	86
6.3	Theoretisch berechnete Resonanzwellenlängen . . . . .	87
6.4	E-Feldstärken und Überlapp zwischen E-Feld und PL-Signal . . . . .	89
6.5	Verschiebung der Resonanzwellenlänge . . . . .	90
6.6	Manipulation des Photolumineszenzsignals . . . . .	91
6.7	Überlapp und Verstärkung des PL-Signals . . . . .	92
6.8	Polarisationsabhängigkeit der Antennen . . . . .	93
7.1	(a) Schema einer Disk mit Antennen, (b) Resonanzwellenlängen der Antennen	96
7.2	REM-Aufnahme von Mikrodisks mit strukturierter Goldfolie . . . . .	98
7.3	Herstellte Antennen auf den Oberflächen der Disks . . . . .	99
7.4	PL-Spektrum einer photonisch plasmonischen Hybridstruktur . . . . .	100
7.5	Ortsaufgelöste PL-Messung an einer photonisch plasmonischen Hybridstruktur . . . . .	101
7.6	Leistungsabhängige PL-Messung an einer photonisch plasmonischen Hybridstruktur . . . . .	102

# Publikationsliste

## Veröffentlichte Publikationen

- *Influence of Gold Nanoantennas on the Photoluminescence of Silicon Nanocrystals*  
**Ronja Köthemann**, Christian Golla, Hong Qu und Cedrik Meier  
Photonics 9 (2022), 985, doi: 10.3390/photonics9120985
- *Optical properties of silicon oxynitride films grown by plasma-enhanced chemical vapor deposition*  
Rebecca Aschwanden, **Ronja Köthemann**, Maximilian Albert, Christian Golla und Cedrik Meier  
Thin Solid Films 736 (2021), 138887, doi: 10.1016/j.tsf.2021.138887
- *High-precision determination of Silicon nanocrystals: Optical spectroscopy vs. electron microscopy*  
**Ronja Köthemann**, Nils Weber, Jörg K. N. Lindner und Cedrik Meier  
Semiconductor Science and Technology 34 (2019), 095009,  
doi: 10.1088/1361-6641/ab3536

## Eingereichte Publikationen

- *Lasing in silicon nanoparticle-based microresonators*  
**Ronja Köthemann**, Christian Golla, Theresa Struckmeier und Cedrik Meier  
Optics Express (eingereicht am 30.03.2023)



# Danksagung

Zu guter Letzt möchte ich mich bei allen bedanken, die mich in den letzten Jahren und bei der Anfertigung meiner Dissertation unterstützt und begleitet haben. Ohne eure großartige Unterstützung und Ermutigung hätte ich es nicht geschafft, diese Dissertation zu verfassen.

- Vielen Dank an Prof. Dr. Cedrik Meier, dass ich als Teil seiner Arbeitsgruppe an diesem Dissertationsthema arbeiten durfte und seine Hilfestellungen und außerordentlichen Unterstützungen während der ganzen Zeit als Studentin und während der Promotion.
- Vielen Dank an Prof. Dr. Jörg Lindner für seine Rolle als Zweitgutachter für diese Dissertation.
- Vielen Dank an Prof. Dr. Uwe Gerstmann und Dr. Bernhard Reineke Matsudo, die sich bereit erklärt haben, Teil der Prüfungskommission für meine Dissertation zu sein.
- Außerdem möchte ich mich bei allen aktuellen und ehemaligen Mitgliedern unserer Arbeitsgruppe für die gute Arbeitsatmosphäre und die großartige Zusammenarbeit und Unterstützung danken. Namentlich dabei vor allem Christian Golla und Maximilian Albert, die immer mit Rat und Tat und aufmunternden Worten zur Seite standen.
- Danke an die Arbeitskollegen aus den anderen Arbeitsgruppen, mit denen wertvolle Diskussionen geführt werden konnten und die bei Fragen stets zur Verfügung standen.
- Besonderer Dank gilt meiner Familie und meinen Freunden, die immer für mich da sind, mich immer unterstützen und an mich glauben. Vielen Dank für euren Zuspruch und, dass ich mich immer auf euch verlassen kann.
- Zuletzt möchte ich meinem Partner Christian Golla für alles danken. Danke, dass du es immer schaffst, mich aufzumuntern, wenn ich nicht mehr weiter weiß. Danke, dass du immer an mich glaubst und für mich da bist. Danke für deine Liebe, Geduld und unsere wertvolle gemeinsame Zeit.