

Theoretische und experimentelle Untersuchung der Kopplung von Emittlern und Mikroresonatoren in photonischen Kristallen

DIPLOMARBEIT



Humboldt-Universität zu Berlin
Mathematisch-Naturwissenschaftliche Fakultät I
Institut für Physik

eingereicht von
Johannes Stingl
geb. am 08. 08. 1980 in München

betreut von
Prof. Dr. Oliver Benson

Berlin im Juli 2008

“By explanation of natural phenomena we understand in general a classification of the observations of a certain domain with the help of analogies pertaining to other domains of observation, where one presumably has to do with simpler phenomena. The most that one can demand is that this classification can be pushed so far that it can contribute to the development of the field of observation by the prediction of new phenomena.”

Nils Bohr, Nobel Lecture, 1922

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theoretische und experimentelle Vorbetrachtungen	5
2.1	Theoretische Konzepte photonischer Kristalle	5
2.1.1	Maxwellgleichungen	5
2.1.2	Eigenschaften periodischer Strukturen	9
2.1.3	Störstellen und Resonatoren	11
2.1.4	Numerische Methoden	12
2.1.5	Zweidimensionale photonische Kristalle	16
2.1.6	Quantenelektrodynamische Effekte	21
2.2	Herstellung der photonischen Kristalle	25
2.2.1	Elektronenstrahlolithographie/Ätzmaskenerstellung	26
2.2.2	Ätzprozesse	27
2.3	Vermessung der photonischen Kristalle	28
2.3.1	Experimenteller Aufbau	28
2.3.2	Fluoreszenzmessungen	28
2.4	Grundlagen der Atomkraft-Mikroskopie	30
2.4.1	Funktionsweise	31
2.4.2	Betriebsarten	32
3	Theoretische und experimentelle Ergebnisse	34
3.1	Bandstrukturberechnungen	34
3.2	FDTD-Simulationen	37

3.2.1	Modenprofile eines $L\mathcal{B}$ -Resonators	38
3.2.2	Geometriemodifikationen an $L\mathcal{B}$ -Resonatoren	39
3.2.3	Einfluss von Partikelgröße und -position auf die Güte	41
3.2.4	Heterostrukturen	43
3.3	Lumineszenzmessungen	44
3.4	Untersuchungen mittels Atomkraft-Mikroskop	46
3.4.1	Charakterisierung der Proben	47
3.4.2	Manipulation von nanoskopischen Partikeln	48
4	Zusammenfassung und Ausblick	51
4.1	Zusammenfassung	51
4.2	Ausblick	52
	Publikationen	55
	Literaturverzeichnis	56
	Abbildungsverzeichnis	60

Kapitel 1

Einleitung

DAS LICHT, der wichtigste vom Mensch genutzte Informationsträger, ist als modernes Werkzeug nicht nur in der Lage unsere natürlich gegebene visuelle Grenze zu überschreiten - in Medizin, Astronomie, Spektroskopie, etc. - sondern beleuchtet dank seiner quantenmechanischen Natur auch die Fundamente unseres physikalischen Weltverständnisses.

Aber auch die klassischen Maxwellgleichungen [1] sind noch immer eine wichtige Quelle bei der Entdeckung neuer physikalischer Phänomene. So auch bei der Beschreibung von *photonischen Kristallen* (PK). Diese beziehen ihre optischen Eigenschaften aus einer periodischen Modulation des Brechungsindex, auf Längenskalen, die in der Größenordnung der Wellenlänge des Lichts¹ liegen. In der Natur gibt es diverse Instanzen photonischer Kristalle, beispielsweise in Opalen, in der Färbung von Pfauenfedern, bei Kolibris sowie einigen Schmetterlingen (zu sehen in Abb. 1.1).

Die ersten von Menschen konstruierten PK, in Form hochreflektierender Optiken, wie sie LORD RAYLEIGH 1887 [2] beschrieb, gab es schon früh, gemessen an der Veröffentlichung Maxwells. Dennoch dauerte es fast ein Jahrhundert, bis tiefergehende theoretische Nachforschungen zur Lichtemission in periodisch modulierten Strukturen angestellt wurden (BYKOV 1975 [3]).

Maßgebliche Auslöser des Interesses an PK waren aber erst YABLONOVICH [4] und JOHN [5], die in ihren Arbeiten die beiden wichtigsten Eigenschaften photonischer Kristalle beschrieben: die Steigerung der spontanen Emission und die Lokalisierung von

¹Respektive des allgemeinen elektromagnetischen Spektrums



Abbildung 1.1: Natürlich vorkommende photonische Kristalle: Opal-Adern in Gestein, Kolibrifedern sowie das 'Auge' einer Pfauenfeder.

einzelnen Moden. Diese beiden Arbeiten lösten ein exponentielles Wachstum² an veröffentlichten Arbeiten zu photonischen Kristallen aus.

Die Optiken RAYLEIGHS sind dünne Filmschichten aus wechselndem Material, wodurch eine periodische Modulation der Dielektrizitätskonstante erzeugt wird. Dadurch kann, je nach Bauart, die Transmission verstärkt oder verringert³ werden und es entstehen verbesserte Filter bzw. Spiegel. Über einhundert Jahre nach diesen PK wurde 1991 von YABLONOVITCH gezeigt, dass Anordnungen von aspherischen 'Atomen'⁴ in Form eines Kristalls eine dreidimensionale Bandlücke im Mikrowellenbereich aufweisen [6]. 1996 zeigte KRAUSS eine zweidimensionale Bandlückenstruktur im nahen Infrarot [7], womit 2D-PK immer mehr in den Fokus der Aufmerksamkeit rückten. Besonders erwähnenswert in diesem Zusammenhang sind die photonischen Kristallfasern, deren Ummantelung als zweidimensionaler Kristall geformt, die Eigenschaften und Einsatzmöglichkeiten konventioneller Fasern übertreffen (1974 von KAISER und ASTLE vorgeschlagen [8]). Auch die Ausführung eines 2D-PK als Laser mit sehr niedrigem Schwellenwert konnte 1999 gezeigt werden [9].

Ein weiterer interessanter Aspekt bei zweidimensionalen Strukturen, neben ihrer vergleichsweise gut kontrollierbaren Herstellbarkeit, ist die Möglichkeit sie in integrierten optischen Schaltkreisen einzusetzen. So wären Wellenleiter, nichtlineare Filter,

²In etwa $5 \cdot \exp[\frac{1}{3}(\text{Jahr} - 1987)]$

³Absorption sei hier vernachlässigt

⁴die 'Atome' bestanden aus sich kreuzenden zylindrischen Bohrungen in einem Dielektrikum

Strahlteiler oder auch gekoppelte Resonatoren als Bauelemente eines optischen Chips denkbar. Des weiteren bieten diese Systeme auch fundamentalen Fragestellungen, bei der Erforschung der schwachen und starken Kopplung, und Anwendungen, wie schwellenwertlosen Lasern oder Einzelphotonenquellen, Möglichkeiten zur Beantwortung.

Bisher wurde vor allem im infraroten Spektralbereich mit 2D-PK gearbeitet, da hier Materialien mit guten physikalischen Eigenschaften, insbesondere in Bezug auf den Brechungsindex, zur Verfügung stehen. Dabei sind allerdings die Proben vergleichsweise teuer, da nicht mit industriell etablierter Technologie gearbeitet werden kann und die Ressourcen knapp sind, wie z.B. bei III/IV-Halbleitern. Diese Problematik kann durch PK auf Silizium-Basis umgangen werden. Erstens kann in diesem System der zugängliche Spektralbereich der PK bis weit in das Sichtbare hinein ausgedehnt werden; zweitens ist Silizium uneingeschränkt zugänglich sowie, unter anderem durch das Engagement der Halbleiterindustrie, gut erforscht und entsprechend gut zu bearbeiten.

Neben der Konstruktion von PK mit Bandlücken ist vor allem die Charakterisierung und Optimierung von Mikroresonatoren in den letzten Jahren mit großem Aufwand betrieben worden. Nach der prinzipiellen Frage der Konstruktionsvorschriften steht nun die Kopplung von Lichtemittern an diese Resonatoren im Vordergrund. Erfolge wie von BADOLATO *et al.* [10] haben die prinzipielle Machbarkeit der Kopplung eindrucksvoll gezeigt, können aber noch weiter entwickelt werden. Insbesondere da in [10] die Kopplung indirekt erfolgte, durch nachträgliche Platzierung eines Resonators um einen Quantenpunkt. Damit ist aber die Position vom Emitter relativ zur Resonatormode fixiert und läßt sich dementsprechend nicht für konsekutive Messungen nutzen.

Einen Beitrag zur Etablierung der zweidimensionalen photonischen Kristalle im sichtbaren Bereich, unter besonderer Berücksichtigung der Kopplung einzelner Lichtemitter an Mikroresonatoren, soll durch diese Arbeit geleistet werden. Dabei steht die Charakterisierung und Optimierung von sogenannten $L3$ -Kavitäten in frei getragenen Silizium-Nitrid Membranen im Zentrum der Untersuchung. Anschließend soll geklärt werden, wie die deterministische und reproduzierbare Ankopplung von Partikeln an Resonatoren mit heutiger Technik möglich ist und welche speziellen Schwierigkeiten hier einer Umsetzung im Wege stehen.

Für die Manipulation von nanoskopischen Objekten auf der Oberfläche der photonischen Kristalle wird ein Atomkraft-Mikroskop (AFM) benutzt, welches für Operationen auf der Sub-Mikrometerskala einen hervorragenden Kompromiss aus Praktikabilität

und Präzision bietet. So erfordern moderne AFM keine aufwendigen Aufbauten, wie Vakuumkammern oder speziell schwingungsisolierte Räume - obwohl diese die Auflösung durchaus erhöhen können - und der Austausch von Proben kann in wenigen Minuten vor sich gehen.

Dabei ist die Arbeit wie folgt aufgebaut: Einen Überblick über die den photonischen Kristallen zugrunde liegende Theorie sowie die Herstellung der Proben und die Funktionsweise eines Atomkraft-Mikroskops (AFM) gibt Kapitel 2. Daran anschließend werden in Kapitel 3 $L3$ -Resonatoren vorgestellt und ihre Charakteristika in Simulation und Experiment untersucht. Des Weiteren wird in Kapitel 3 auf die Besonderheiten der Manipulation von nanoskopischen Partikeln mittels AFM eingegangen. Im vierten und letzten Kapitel folgt die Zusammenfassung der vorangegangenen Kapitel und ein Ausblick auf mögliche zukünftige Anwendungen von Resonatoren in photonischen Kristallen.

Kapitel 2

Theoretische und experimentelle Vorbetrachtungen

2.1 Theoretische Konzepte photonischer Kristalle

Photonische Kristalle (PK) sind durch eine periodische Variation des Brechungsindex gekennzeichnet. Diese kann in ein, zwei oder drei Dimensionen vorliegen, wobei in dieser Arbeit vor allem zweidimensionale Systeme betrachtet werden. Die ersten Unterpunkte dieses Kapitels stellen jedoch eine allgemeine Betrachtung dar, die für alle photonischen Kristalle gleichermaßen zutrifft. Die Herleitung der Theorie richtet sich dabei vor allem nach dem Buch von JOANNOPOULUS *et al.* [11].

2.1.1 Maxwellgleichungen

Um den photonischen Kristallen eine angemessene theoretische Beschreibung zugrunde zu legen, werden die Maxwellgleichungen genutzt [1]. Es bieten sich aber quantenmechanische Konzepte auch hier an, wie nach der Behandlung der allgemeinen Maxwellgleichungen nach einer Umformung in eine hermitesche Eigenwertgleichung deutlich wird. Insbesondere das Konzept der starken Kopplung ist nicht mit klassischer Physik zu erklären. Die Formulierung des Problems als Eigenwertgleichung erlaubt es, etablierte Verfahren wie das des Variationstheorems, der Störungstheorie oder des Operatorenkalküls zu benutzen.

Die makroskopischen Maxwellgleichungen lauten (in SI Einheiten):

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

Dabei sind \mathbf{E} und \mathbf{H} die makroskopische elektrische und magnetische Feldstärke, \mathbf{D} und \mathbf{B} die elektrische¹ und magnetische Flussdichte sowie ρ und \mathbf{J} die Ladungs- und Stromdichte. Diese sehr allgemeinen Grundgleichungen vereinfachen sich im betrachteten Fall, da keine freien Ladungen und Ströme vorliegen und die Felder sich in dielektrischen, zeitlich konstanten Medien ausbreiten. Demzufolge wird $\rho = \mathbf{J} = 0$ gesetzt sowie folgende Annahmen zugrunde gelegt:

1. Die auftretenden Feldstärken sind ausreichend klein, d.h. die Felder sind mit den Dichten linear verknüpft (die allgemeinere Formulierung der Abhängigkeit über eine Potenzreihe wird nach dem linearen Term abgebrochen).
2. Das Medium ist makroskopisch und isotrop, d.h. $\mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega)$ und $\mathbf{D}(\mathbf{r}, \omega)$ sind durch eine skalare dielektrische Funktion $\varepsilon(\mathbf{r}, \omega)$ verknüpft.
3. Die Frequenzabhängigkeit der dielektrischen Funktion $\varepsilon(\mathbf{r}, \omega)$ (Dispersion) ist vernachlässigbar und es lässt sich für den betrachteten Frequenzbereich ein konstanter Wert wählen.
4. Das Material ist transparent im betrachteten Frequenzbereich und Absorptionsverluste werden vernachlässigt ($\rightarrow \varepsilon(\mathbf{r}) \in \mathbb{R}^+$).

Somit gilt hier die einfache lineare Relation $\mathbf{D}(\mathbf{r}) = \varepsilon_0 \varepsilon(\mathbf{r}) \mathbf{E}(\mathbf{r})$, wobei ε_0 die Dielektrizitätskonstante des Vakuums ist. Ebenso ist bei diesen vier Abschätzungen für \mathbf{H} und \mathbf{B} eine lineare Verknüpfung zu finden, die sich sogar noch vereinfacht durch die Annahme, dass in den hier betrachteten nicht-magnetischen Medien die magnetische Permeabilität etwa Eins ist. Es kann also $\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H}$ gesetzt werden, mit der magnetischen Vakuumpermeabilität μ_0 . Die Maxwellgleichungen lauten dann:

¹ältere Bezeichnung: Verschiebungsstromdichte

$$\nabla \cdot \mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = 0 \quad (2.2a), \quad \nabla \times \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) + \mu_0 \frac{\partial \mathbf{H}(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = 0, \quad (2.2b)$$

$$\nabla \cdot [\varepsilon(\mathbf{r}) \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)] = 0 \quad (2.2c), \quad \nabla \times \mathbf{H}(\mathbf{r}, t) - \varepsilon_0 \varepsilon(\mathbf{r}) \frac{\partial \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = 0. \quad (2.2d)$$

Hier kann noch weiter umgeformt werden, um eine Grundgleichung zu konstruieren, in der die Felder entkoppelt sind und dadurch einer weiteren Bearbeitung zugänglicher werden. Das magnetische Feld bietet sich hier an, da eine aufwändigere Konstruktion eines hermiteschen Operators für die Formulierung des Problems mit dem elektrischen Feld vermieden wird. Konkret wird die Grundgleichung aus (2.2b) und (2.2d) abgeleitet, indem (2.2d) durch $\varepsilon(\mathbf{r})$ dividiert und anschließend die Rotation gebildet wird. Abschließend wird $\nabla \times \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ aus (2.2b) substituiert um letztlich

$$\nabla \times \left(\frac{1}{\varepsilon(\mathbf{r})} \nabla \times \mathbf{H}(\mathbf{r}, t) \right) = \varepsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} \mathbf{H}(\mathbf{r}, t) \quad (2.3)$$

zu erhalten. Da die hier in Betracht kommenden Systeme in der Zeit stabil sind, d.h. $\varepsilon(\mathbf{r})$ ändert sich nicht mit der Zeit, kann hier eine Separation von der Abhängigkeit im Raum vorgenommen werden z.B. mit einem harmonischen Wellenansatz der Form $\mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{H}(\mathbf{r}) e^{-i\omega t}$. Mit der Relation $\varepsilon_0 \mu_0 = \frac{1}{c^2}$ geht (2.3) in

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

über und bildet in dieser Form einen Ansatzpunkt für die konkrete Ausarbeitung der physikalischen Eigenschaften eines photonischen Kristalls.

Wenn nach dem magnetischen Feld auch das elektrische Feld bestimmt werden soll kann mit (2.2d) eine Darstellung gemäß

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \frac{i}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon(\mathbf{r})} \nabla \times \mathbf{H}(\mathbf{r})$$

gewählt werden.

Als nächster Schritt wird in (2.4) die linke Seite durch Einführen des Operator

$$\Phi = \nabla \times \left(\frac{1}{\varepsilon(\mathbf{r})} \nabla \times \right)$$

umgeformt zu einer Eigenwertgleichung:

$$\Phi \mathbf{H}(\mathbf{r}) = \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 \mathbf{H}(\mathbf{r}) \quad (2.5)$$

Eine mögliche Lösung der Eigenfunktionen sind ebene Wellen, die mittels des Ansatz $\mathbf{H}(\mathbf{r}) = \mathbf{h}e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}}$ eingebracht werden können. Eine weitere Konsequenz ist hier nach (2.2a) die Transversalität der Moden, das heißt $\mathbf{h} \cdot \mathbf{k} = 0$. Es lässt sich an dieser Stelle für ein homogene, isotropes Medium die bekannte Dispersionsrelation ableiten:

$$\omega(\mathbf{k}) = c\mathbf{k}/\sqrt{\varepsilon(\mathbf{r})} = c\mathbf{k}/n(\mathbf{r}) \quad (2.6)$$

mit dem Brechungsindex $n(\mathbf{r})$.

In Gl. (2.5) lassen sich aus der linearen Algebra bekannte mathematische Methoden übernehmen. Beispielsweise das Operatorenkalkül im Hilbertraum, welches auf erste konkrete Eigenschaften hinweist. Die Hermitezität des Operator Φ ist der Grund, dass für seine Eigenwerte gilt $\omega \in \mathbb{R}^+$. Außerdem ergibt sich aus dem Operatorformalismus für zwei verschiedene Moden \mathbf{H}_1 und \mathbf{H}_2 die Relation

$$(\omega_1 - \omega_2)(\mathbf{H}_1, \mathbf{H}_2) = 0, \quad (2.7)$$

mit $(\mathbf{H}_1, \mathbf{H}_2)$ als innerem Produkt der entsprechenden Vektorfelder [12]. Hieran sieht man wenn $\omega_1 \neq \omega_2$ die nützliche Eigenschaft der Orthogonalität der Vektorfelder \mathbf{H}_1 und \mathbf{H}_2 .

Ein weiteres wichtiges Konzept betrifft das Variationsprinzip. Hier wird es speziell in Form eines Energiefunktional betrachtet, bezogen auf die Felder \mathbf{E} bzw. \mathbf{H} . Wird das Funktional

$$V(\mathbf{H}) = \frac{(\mathbf{H}, \Phi\mathbf{H})}{(\mathbf{H}, \mathbf{H})} \quad (2.8)$$

ähnlich einer Differentiation durch eine infinitesimal kleine Änderung $\delta\mathbf{H}$ variiert und von (2.8) subtrahiert, dann enthält der für eine niedrigste Eigenfrequenz ω_0 minimierte Ausdruck die passende Feldverteilung der Grundmode \mathbf{H}_0 . Die Fortsetzung dieses Prinzips bestimmt dann im Unterraum der zu \mathbf{H}_0 orthogonalen Moden deren Feldverteilung für die höheren Eigenfrequenzen des Systems.

Eine weitere wichtige Aussage ergibt sich wenn in (2.8) über die Maxwellgleichungen das magnetische Feld durch die Terme des elektrischen Feldes ausgedrückt wird, sodass sich (nach Evaluierung des inneren Vektorprodukts)

$$V(\mathbf{E}) = \frac{\int d^3\mathbf{r} |\nabla \times \mathbf{E}(\mathbf{r})|^2}{\int d^3\mathbf{r} \varepsilon(\mathbf{r}) |\mathbf{E}(\mathbf{r})|^2} \quad (2.9)$$

ergibt. Die Minimierungsbedingung bedeutet für diesen Ausdruck, dass der Nenner maximal werden muß, womit das Bestreben des Feldes erkennbar wird, sich im Bereich mit höherem $\varepsilon(\mathbf{r})$ zu konzentrieren.

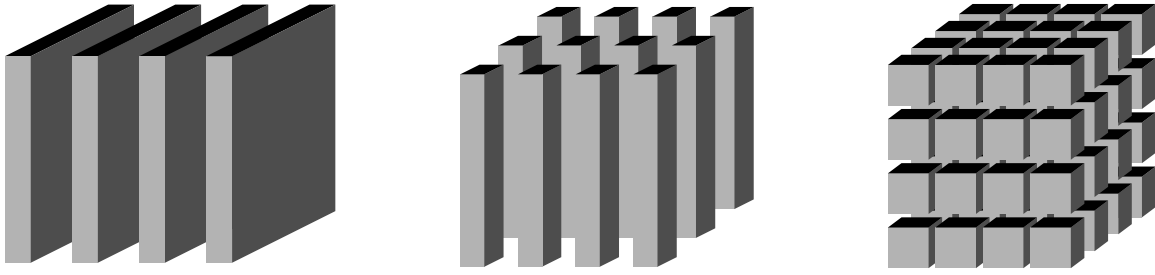


Abbildung 2.1: Beispiele für drei periodisch modulierte Dielektrika. Durch Anzahl der Dimensionen in denen Periodizität auftritt werden diese Strukturen als ein-, zwei oder dreidimensionale photonische Kristalle klassifiziert.

2.1.2 Eigenschaften periodischer Strukturen

Nach der für allgemeine dielektrische Strukturen anwendbaren Theorie werden nun periodisch modulierte Dielektrika betrachtet, die eine Beschreibung mit Hilfe des Bloch-Theorems zulassen (beispielsweise die Anordnungen in Abb. 2.1). Die Periodizität zeichnet auch für den Namen dieser Strukturen verantwortlich. Da hier aber Licht propagiert, keine Elektronen wie in der Festkörperphysik, aus der der Bloch-Formalismus stammt, spricht man von *photonischen* Kristallen.

Die Begründung für die Anwendung des Bloch-Formalismus (z.B. in [13]) in Kristallen ist die Translationssymmetrie, d. h. das System ist invariant gegenüber Verschiebungen des Ortsvektors um Vielfache der primitiven Gittervektoren \mathbf{a}_i ($i = 1, 2, 3$) der Einheitszelle, also $\varepsilon(\mathbf{r}) = \varepsilon(\mathbf{r} \pm \mathbf{R})$ mit $\mathbf{R} = \sum_i n_i \mathbf{a}_i$, ($n_i \in \mathbb{N}$).

Eine interessante Eigenschaft ergibt sich durch die Formulierung eines Translationsoperators $\mathbf{T}_{\mathbf{R}}$, welcher formal \mathbf{r} um \mathbf{R} verschiebt. Dieser Operator kommutiert mit dem in (2.5) definierten Operator Φ , d.h. sie besitzen einen gemeinsamen Satz an Eigenfunktionen, welche hier durch ebene Wellen $\mathbf{H}_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) = \mathbf{h}e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}}$ dargestellt werden. Bei diesem Ansatz lässt sich die Wirkung des Translationsoperators folgendermaßen schreiben:

$$\mathbf{T}_{\mathbf{R}}\mathbf{H}_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) = \mathbf{H}_{\mathbf{k}}(\mathbf{r} + \mathbf{R}) = \mathbf{h}e^{i\mathbf{k}(\mathbf{r}+\mathbf{R})} = (e^{i\mathbf{k}\mathbf{R}}) \mathbf{h}e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}} = (e^{i\mathbf{k}\mathbf{R}}) \mathbf{H}_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) \quad (2.10)$$

wobei \mathbf{k} ein Vektor des reziproken Raumes ist. Verkürzt kann auch

$$\mathbf{H}_{\mathbf{k}}(\mathbf{r} + \mathbf{R}) = (e^{i\mathbf{k}\mathbf{R}}) \mathbf{H}_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}), \quad (2.11)$$

geschrieben werden. Um diese Gleichung zu erfüllen wird eine Blochfunktion definiert, die der Form

$$\mathbf{H}_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) = e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}} \mathbf{u}_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) \quad \text{mit} \quad \mathbf{u}_{\mathbf{k}}(\mathbf{r} + \mathbf{R}) = \mathbf{u}_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) \quad (2.12)$$

genügt. Wichtig ist hier besonders, dass der Wellenvektor \mathbf{k} auf die erste Brillouin-Zone (die irreduzible Wigner-Seitz-Zelle des reziproken Gitters) begrenzt werden kann. Es lässt sich für alle \mathbf{k} , die außerhalb liegen, ein primitiver Vektor \mathbf{G} des reziproken Gitters finden, der \mathbf{k} in die Brillouin-Zone zurückprojiziert. Aufgrund von $\mathbf{G} \cdot \mathbf{R} = 2\pi n$ und damit $e^{i\mathbf{G} \cdot \mathbf{R}} = 1$ geht hier keine Information verloren. Das heißt, \mathbf{k} kann zur Klassifikation der Eigenfunktionen herangezogen werden.

Die Blochfunktion wird nun in (2.5) eingesetzt und der Ausdruck entwickelt.

$$\begin{aligned}
 \Phi \mathbf{H}_{\mathbf{k}} &= \left(\frac{\omega(\mathbf{k})}{c} \right)^2 \mathbf{H}_{\mathbf{k}}, \\
 \nabla \times \varepsilon(\mathbf{r})^{-1} \nabla \times e^{i\mathbf{k}\mathbf{R}} \mathbf{u}_{\mathbf{k}} &= \left(\frac{\omega(\mathbf{k})}{c} \right)^2 e^{i\mathbf{k}\mathbf{R}} \mathbf{u}_{\mathbf{k}}, \\
 (i\mathbf{k} + \nabla) \times \varepsilon(\mathbf{r})^{-1} (i\mathbf{k} + \nabla) \times \mathbf{u}_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) &= \left(\frac{\omega(\mathbf{k})}{c} \right)^2 \mathbf{u}_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}), \\
 \Phi_{\mathbf{k}} \mathbf{u}_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) &= \left(\frac{\omega(\mathbf{k})}{c} \right)^2 \mathbf{u}_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}),
 \end{aligned} \tag{2.13}$$

mit dem neuen hermiteschen Operator

$$\Phi_{\mathbf{k}} = (i\mathbf{k} + \nabla) \times \varepsilon(\mathbf{r})^{-1} (i\mathbf{k} + \nabla) \times .$$

Nun ist aufgrund der Beschränkung des Systems auf eine Einheitszelle abzusehen, dass die Eigenwerte $\omega_n(\mathbf{k})$ für ein gegebenes \mathbf{k} ein diskretes Spektrum annehmen, wobei die unterschiedlichen Lösungen mit n indiziert werden. Die Kontinuität in \mathbf{k} verbindet die einzelnen Punkte zu Bändern, die in ihrer Gesamtheit als Dispersionsrelation bzw. als Bandstruktur bezeichnet werden. Praktikabel ist die Berechnung dieser Bänder aber vor allem entlang der Symmetriepunkte (meistens Eckpunkte oder Kantenmittelpunkte, siehe dazu auch Abb. 2.5) Das Blochtheorem ist die wohl wichtigste Analogie zur elektronischen Theorie. Interessant sind in diesem Zusammenhang vor allem solche Strukturen, deren Bandstruktur eine Lücke aufweist, d. h. einen Bereich in dem keine annehmbaren Zustände liegen, so, wie es auch im Elektronenbändermodell der Festkörperphysik bei Halbleitern und Isolatoren zutrifft. Wie auch dort eröffnet die Herstellung und Manipulation einer Lücke sowie die Konstruktion von Defektzuständen innerhalb diese Lücke eine Vielzahl an neuen Anwendungsmöglichkeiten.

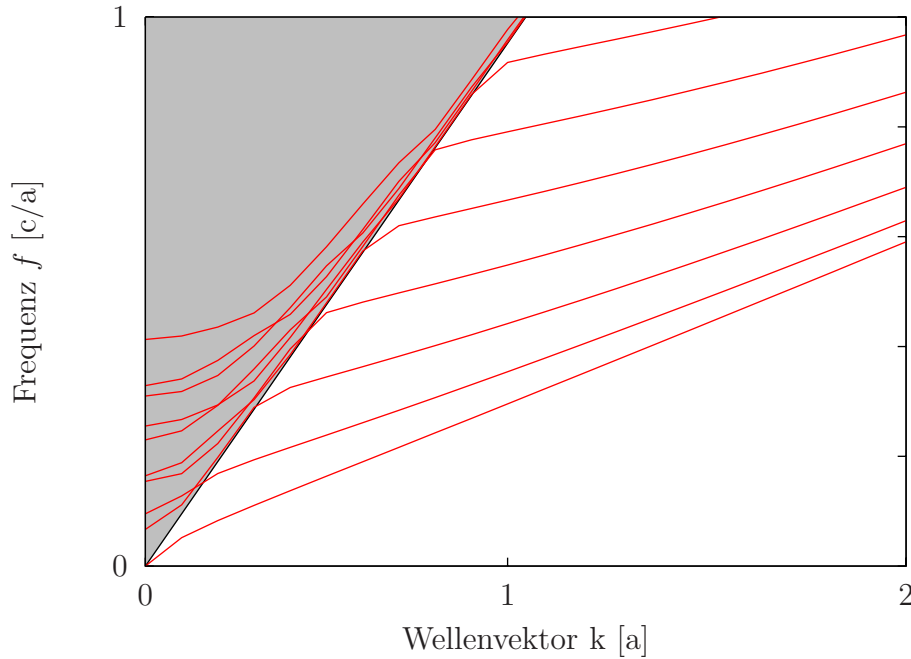


Abbildung 2.2: Beispiel eines Bandstrukturdiagramms, hier für einen 2D-Wellenleiter der Breite a mit Brechungsindex $n = 3,5$, in Luft. Der graue Bereich entspricht den ungeführten Moden jenseits der Lichtlinie $\omega = ck$.

2.1.3 Störstellen und Resonatoren

Die Analogie zwischen Festkörpern und photonischen Kristallen (PK) lässt sich auch zur Beschreibung von Stör- bzw. Defektstellen heranziehen. Diese Stellen sind Abweichungen von der Periodizität des Gitters und haben signifikanten Einfluss auf die elektronischen Eigenschaften eines Festkörpers. Am Ort eines Defekts ist die energetische Struktur der Elektronen derart verändert, dass auch räumlich lokalisierte Zustände innerhalb der Bandlücke existieren. Ähnliches gilt auch für Defekte in gestörte photonischen Kristallen, die beispielsweise die Lokalisierung oder Wellenleitung einzelner Moden innerhalb der photonischen Bandlücke ermöglichen.

Es gibt verschiedene Ordnungen von Defekten mit unterschiedlichen Eigenschaften: Punkt- (0.-Ordnung), Linien- (1.-Ordnung) oder Flächendefekte (2.-Ordnung). Sie heben immer eine oder mehrere Symmetriebedingungen auf und modifizieren die Bandstruktur zum Teil erheblich. Vornehmlich soll es im folgenden um Punktdefekte gehen, die als Gitterstörungen in zweidimensionalen Kristallen vorliegen.

Das gezielte Einbringen von Defekten führt zu räumlich stark begrenzten Moden,

da nur im Bereich des Defekts optische Zustände innerhalb der Bandlücke entstehen. Derart lokalisierte Moden lassen sich nur realisieren, wenn genügend Perioden des ungestörten Kristallgitters vorhanden sind. Dies ist gleichbedeutend damit, dass sich genügend Bragg-Ebenen an der Rückstreuung beteiligen können, wodurch ein Herauslaufen der Mode aus dem Defekt verhindert wird. Die Gitterstörung kann als Resonator aufgefasst werden, welcher durch ein sehr kleines Modenvolumen gekennzeichnet ist. Dadurch können auch bei moderaten Güten dieses Resonators quantenoptische Effekte beobachtet werden, wie sie in 2.1.6 kurz erläutert werden.

2.1.4 Numerische Methoden

Die exakte, algebraische Lösung des elektromagnetischen (EM) Feldes in photonischen Kristallen ist außer in den einfachsten Fällen leider nicht möglich, weshalb hier auf numerische Verfahren zurück gegriffen werden muß. Diese teilen sich in mehrere komplementäre Methoden auf, deren Vor- und Nachteile bekannt sind und welche den jeweiligen Anforderungen entsprechend gewählt werden können. Die folgende Aufzählung der verbreitetsten Methoden gibt einen Überblick über die Möglichkeiten:

- **Eigenwertgleichungen im Frequenzraum**, die aus linearen Matrixgleichungen der Form $Ax = \omega^2 Bx$ die Bandstruktur anhand einiger Eigenwerte ω und die dazugehörigen Felder anhand einiger Eigenvektoren x bestimmen.
- **Frequenzantwort** auf eine Anregung mit einer Stromverteilung $\mathbf{I}(\mathbf{r})e^{-i\omega t}$ bei fester Frequenz ω und Lösen einer linearen Matrixgleichung vom Typ $Ax = b$.
- **Simulationen mit Zeitpropagation** der Felder, meistens ausgehend von einer zeitlich begrenzten Quelle $\mathbf{I}(\mathbf{r}, t)$ (Dipol, Gauß'scher Strahl, ...).

Hierbei müssen, um von einer unendlichen Anzahl an Variablen auf endlich Viele zu reduzieren, die betrachteten Geometrien diskretisiert werden. Beispielsweise durch folgende Methoden:

- **Finite Differenzen**: Eine unbekannte Funktion $f_m = f(m\Delta x)$ (z.B. das elektrische Feld) wird auf einem diskreten (meist) kartesischen Gitter approximiert. Dabei wird die Ableitung der Funktion durch $(f_{m+1/2} - f_{m-1/2})/2\Delta x$ berechnet.

- **Finite Elemente:** Das Simulationsvolumen wird in komplexere geometrische Objekte (irreguläre Pyramiden, Tetrahedren, ...) zerlegt und die unbekannte Funktion elementweise durch relativ einfache endliche Polynome abgeschätzt.
- **Spektrale Substitution/ebene Wellen:** Die unbekannte Funktion wird in eine Fourier-Reihe entwickelt und nach endlich vielen Termen abgebrochen. Bei nicht-periodischen Randbedingungen eignen sich andere Entwicklungen besser.
- **Grenzelement-Methode:** Nur die Randbereiche eines homogenen Objekts werden diskretisiert. Innerhalb des Objekts werden die Felder analytisch gelöst. Bei zylinder- und kugelsymmetrischen Problemen wird häufig die Methode der **multiple multipoles** angewendet.

Die fruchtbarste Kombination für die hier behandelten Strukturen sind die 'finite difference time-domain' (FDTD) [14] und 'planewave frequency-domain' (PFD) Methoden, die im folgenden genauer vorgestellt werden.

Finite Difference Time Domain

Die FDTD-Methode hat sich seit ihren Anfängen bei K. YEE [15] stark entwickelt und wird erfolgreich eingesetzt, wenn beliebige optische Strukturen und die darin stattfindende zeitliche Entwicklung der elektromagnetischen Felder untersucht werden sollen. Die Anforderungen an Präzision und Auflösung können aber schnell die benötigte Zeit für eine Simulation über praktikable Größen schreiten lassen. Da sie sich aber im Prinzip auf beliebige elektromagnetische Fragestellungen anwenden lässt, ist die Methode gut erforscht, bezüglich Konvergenzverhalten, Artefakte, etc., und es gibt neben einigen kostenfreien Programmen auch diverse kommerzielle Produkte. Für die vorliegende Arbeit wurde 'FDTD Solutions' von Lumerical benutzt [16].

Die Vorgehensweise bei der FDTD Problembehandlung ist dabei die folgende: Die Geometrie der in Frage kommenden Struktur wird konstruiert (entweder durch ein Skript gesteuert oder in einem graphischen CAD² Interface), die Quellen des EM Feldes werden programmiert und Feld-, Leistungs- und/oder Zeit-Monitore zum Auslesen der jeweiligen Information platziert. Die Simulation wird gestartet und läuft, bis die voreingestellte Simulationszeit abgelaufen ist oder voreingestellte Abbruchbedingun-

²Computer assisted design

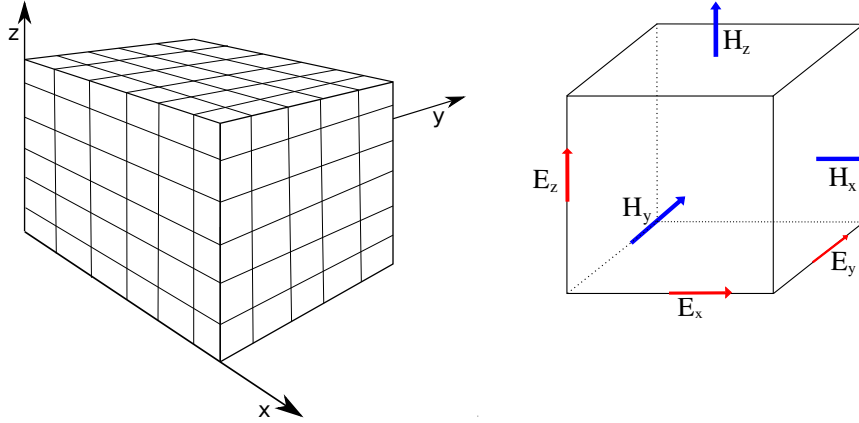


Abbildung 2.3: Schematische Darstellung eines Simulationsgitters und einer Yee-Zelle, wie sie im allgemeinen für FDTD Simulationen genutzt wird

gen erreicht wurden. Anschließend können die aufgezeichneten Daten analysiert und grafisch aufbereitet werden.

Nach dem Start der Simulation wird ein Gitter aus Yee-Zellen (Abb. 2.3) über die Struktur gelegt, wobei für die Feinheit des Gitters eine Orientierung an den in Frage kommenden Wellenlängen und Strukturgrößen notwendig ist. Ohne eine sinnvolle Abschätzung anhand dieser Parameter kann es zu numerischen Instabilitäten kommen. An den Kanten jeder Yee-Zelle werden die elektrischen und an den Flächennormalen die magnetischen Felder mit Hilfe des Yee-Algorithmus berechnet. Vereinfacht ausgedrückt werden die Differentiale der Maxwellgleichungen auf Differenzen an den Gitterpunkten zurückgeführt:

$$\frac{\partial f(x)}{\partial x} \longrightarrow \lim_{\delta x \rightarrow 0} \frac{f(x + \delta x/2) - f(x - \delta x/2)}{\delta x}.$$

Hierbei wird für die elektrischen Felder aufgrund ihrer Position in der Mitte einer Kante

$$\mathbf{F}(x) \longrightarrow \lim_{\delta x \rightarrow 0} \frac{\mathbf{F}(x + \delta x/2) + \mathbf{F}(x - \delta x/2)}{2} =: \mathbf{F}|_x$$

benutzt. Eine Besonderheit liegt nun in der 'Bocksprung'³ Methode, mit der die Zeitintervalle abgeschritten werden. Bei allen Zeiten t wird $\mathbf{H}(\mathbf{r}, t)$ berechnet, nachfolgend bei $t + \delta t/2$ dann $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t + \delta t/2)$ worauf $\mathbf{H}(\mathbf{r}, t + \delta t)$ folgt usw.

Exemplarisch sähe für den Zeitpunkt $t + \frac{1}{2}$ am Ort $(k + \frac{1}{2}, l, m)$ die Rechnung für E_x folgendermaßen aus:

³im engl. Original: 'leap frog'

$$E_x|_{k+\frac{1}{2},l,m}^{t+\frac{1}{2}} = E_x|_{k+\frac{1}{2},l,m}^{t-\frac{1}{2}} + \varepsilon^{-1}|_{k+\frac{1}{2},l,m} \cdot \left\{ \frac{c \delta t}{\delta x} \left[\left(H_z|_{k+\frac{1}{2},l+\frac{1}{2},m}^t - H_z|_{k+\frac{1}{2},l-\frac{1}{2},m}^t \right) - \right. \right. \\ \left. \left. - \left(H_y|_{k+\frac{1}{2},l,m+\frac{1}{2}}^t - H_y|_{k+\frac{1}{2},l,m-\frac{1}{2}}^t \right) \right] - \delta t \cdot J_x|_{k+\frac{1}{2},l,m}^t \right\}$$

Für die restlichen fünf Feldkomponenten lassen sich ähnliche Gleichungen aufstellen. Es lässt sich hier die hohe Anforderung an den Computerspeicher absehen, da sieben Feld-Parameter (normalerweise komplexe Gleitkommazahlen) für die Berechnung einer Feldkomponente geladen werden müssen.

Planewave Frequency Domain

Das kostenlose 'MIT Photonic Bands package' [17] ist wohl das etablierteste Programm zur numerischen Lösung der Maxwellgleichungen im Frequenzraum, mit einem 'ebene Wellen' Ansatz. Dabei ist die Problemkomplexität beliebig anpassbar und schnell zu programmieren.

Konkret wird das Problem aus einer Formulierung als Eigenwertproblem im Hilbertraum ähnlich wie 2.5 aufgearbeitet:

$$\Phi|\mathbf{H}\rangle = \frac{\partial^2}{\partial t^2}|\mathbf{H}\rangle.$$

Hierbei sind $|\mathbf{H}\rangle = e^{i(\mathbf{k}\mathbf{r}-\omega t)}|\mathbf{H}_{\mathbf{k}}\rangle$ die periodischen Blochzustände, die durch die Einheitszelle komplett definiert sind, und $\Phi = \nabla \times \left(\frac{1}{\varepsilon(\mathbf{r})} \nabla \times \right)$. Durch die Einführung eines Operators

$$\hat{A}_{\mathbf{k}} = (\nabla + i\mathbf{k}) \times \frac{1}{\varepsilon} (\nabla + i\mathbf{k}) \times,$$

erhält man daraus

$$\hat{A}_{\mathbf{k}}|\mathbf{H}_{\mathbf{k}}\rangle = \frac{\omega^2}{c^2}|\mathbf{H}_{\mathbf{k}}\rangle.$$

Die Orthogonalitätsbedingung stellt sich dann einfach dar:

$$\langle \mathbf{H}_{\mathbf{k}}^{(i)} | \mathbf{H}_{\mathbf{k}}^{(j)} \rangle = \delta_{i,j}.$$

Nach dieser Vorbereitung ist nun die Wahl der richtigen Basis entscheidend. Hierbei kann eine Reihenentwicklung der Zustände weiter helfen, z.B.

$$|\mathbf{H}_{\mathbf{k}}\rangle \approx \sum_{n=1}^N h_n |a_n\rangle, \quad (2.14)$$

die für $N \rightarrow \infty$ exakt wird. Im praktischen Fall wird die Reihe ab einem gewissen Glied abgebrochen. Damit ergibt sich ein typisches Problem der linearen Algebra:

$$Ah = \frac{\omega^2}{c^2} Bh. \quad (2.15)$$

Hier ist h ein Vektor bestehend aus den Koeffizienten h_n ; A, B sind $N \times N$ Matrizen, die aus Elementen $A = \langle a_l | \hat{A} | a_m \rangle$ bzw. $B = \langle a_l | a_m \rangle$ bestehen. Im Prinzip ist es nun schon möglich, die Matrizen zu berechnen und mit einem der üblichen Matrixalgorithmen Gl. (2.15) zu lösen. Es finden allerdings vor der konkreten Umsetzung noch einige Optimierungsschritte statt, beispielsweise durch eine Basiswahl, die die Speicheranforderungen reduziert oder eine effiziente Abschätzung von A durch einen sogenannten *preconditioner*. Diese und weitere Optimierungen sind in [18] ausführlich beschrieben.

Die Bänderinformationen werden im Textformat ausgegeben und können durch geeignete Analysesoftware (Matlab, Origin, ...) aufbereitet werden. Weitere Informationen, wie die räumliche Verteilung des Brechungsindex oder der Eigenfunktionen (d.h. die elektrischen oder magnetischen Feldkomponenten, wie beispielsweise Abb. 3.3) werden binär im seltenen aber quelloffenen hdf5 Format gespeichert und können schnell durch bereitgestellte Werkzeuge in beliebige Formate umgewandelt werden.

2.1.5 Zweidimensionale photonische Kristalle

Die oben vorgestellten Konzepte betreffen alle photonischen Kristalle, unabhängig von ihrer Dimensionalität. Hier soll es nun um spezifische Eigenschaften zweidimensionaler Strukturen gehen, die im experimentellen Teil dieser Arbeit ausschließlich benutzt wurden.

Besonderheiten der Modenstruktur

Zweidimensionale photonische Kristalle sind dadurch gekennzeichnet, dass $\varepsilon(\mathbf{r})$ nur in einer Ebene (hier: \mathbf{x}, \mathbf{y}) Translationssymmetrien und meist in der dritten Dimension (\mathbf{z}) eine Spiegelsymmetrie aufweist (im Folgenden auf $z = 0$ gesetzt). Vorstellbar ist eine Realisierung beispielsweise durch Säulen aus dielektrischem Material in Luft (bzw. einem Medium mit geringerem Brechungsindex) oder, invertiert dazu, ein dielektrisches Medium mit 'Bohrungen' bzw. Säulen aus Luft. Wenn der PK als Membran

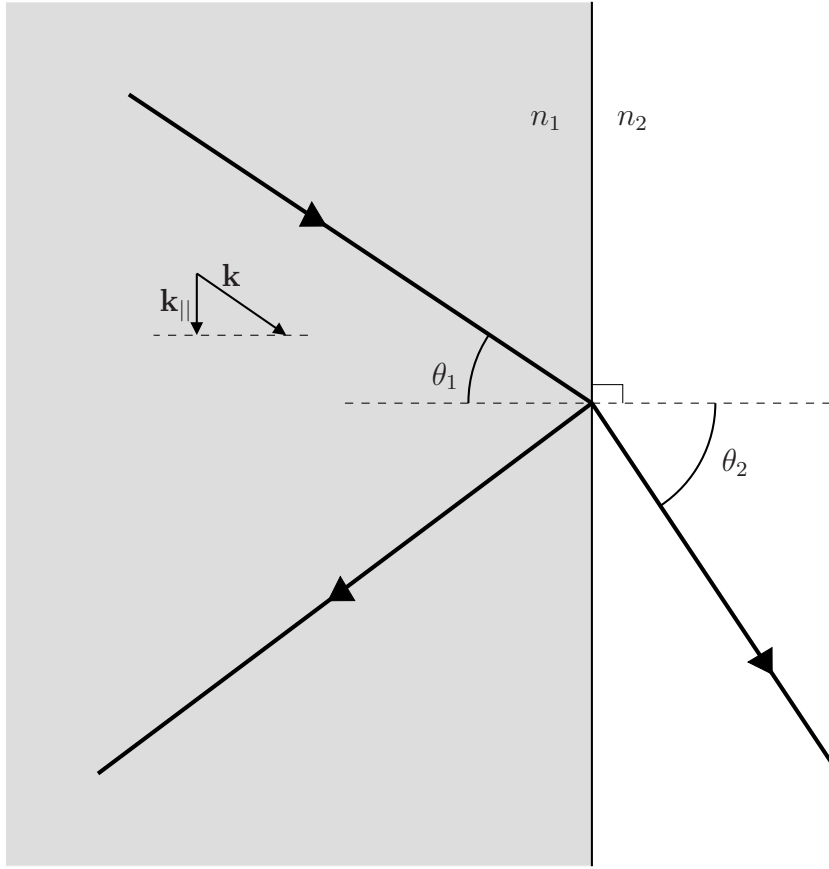


Abbildung 2.4: Schematische Darstellung der Brechung an einer Grenzfläche zur Verdeutlichung der totalen internen Reflexionsbedingung (siehe Text). \mathbf{k} ist hier ein beliebiger Wellenvektor einer einfallenden Welle, dessen Parallelanteil \mathbf{k}_{\parallel} erhalten bleibt.

gestaltet wird, ist ein Einschluss in der zur Kristall-Ebene senkrechten Richtung möglich, wenn die totale interne Reflexionsbedingung (TIR) erfüllt ist. Die totale interne Reflexion wird im Allgemeinen mit dem snelliusschen Brechungsgesetz beschrieben, nach dem für eine Welle, die unter dem Winkel θ_1 zur Normalen einer Grenzfläche zwischen zwei Materialien, mit den Brechungsindizes n_1 und n_2 , auftrifft, die Relation

$$n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2, \quad (2.16)$$

gilt (s. Abb. 2.4). Ist nun $n_1 > n_2$ (es sei hier $n_2 = 1$, wie in Luft) gibt es einen kritischen Winkel θ_c der einfallenden Welle, ab dem die rechte Seite in (2.16) keine Lösung mehr besitzt, da dann $\frac{n_1}{n_2} \sin \theta_c > 1$ gilt, wofür $\sin \theta_2$ undefiniert ist. Dieser Zusammenhang wird normalerweise so interpretiert, dass die Welle für $\theta_1 > \theta_c$ total reflektiert wird. Das snelliussche Gesetz gilt aber streng genommen nur für Fälle, in denen die Wellenlänge viel kleiner als die Strukturgröße ist. Betrachtet man das Problem allgemeiner mit einer

Darstellung über die Wellenvektoren ergibt sich aber das qualitativ gleiche Bild: Sei \mathbf{k} ein beliebiger, auf obige Grenzfläche einfallender Wellenvektor, für dessen Parallelkomponente $k_{||} = |\mathbf{k}| \sin \theta_1$ gilt, welche wegen der Translationssymmetrie erhalten bleiben muß. Setzt man aus der Dispersionsrelation (2.6) noch $|\mathbf{k}| = n\omega/c$ ein, kann man hier, da $k_{||}$ erhalten bleibt, auf beiden Seiten der Grenzfläche $k_{||}$ gleichsetzen und erhält das Snelliussche Gesetz. Allgemein gilt für Luft $\omega = kc$, woraus gefolgert werden kann, dass es wegen $|\mathbf{k}| = \sqrt{k_{||}^2 + k_{\perp}^2}$ oberhalb der sogenannten Lichtlinie ($\omega = k_{||}c$) beliebige Frequenzen ω gibt, da k_{\perp} keinen Beschränkungen unterliegt. Wegen des Variationstheorems (Gl. 2.8) müssen Frequenzen innerhalb eines Mediums mit hohem Brechungsindex kleiner sein als die korrespondierenden Frequenzen in Luft. Das heißt aber, dass einige Moden unterhalb der Lichtlinie liegen und dort für Luft ein imaginäres k_{\perp} annehmen müssen. Das ist aber gleichbedeutend mit einem exponentiellen Feldabfall in Luft und wird dort als evaneszentes Feld bezeichnet. Aufgrund dieser Beschränkung sind für ein gegebenes $k_{||}$ diskrete Werte für ω zu erwarten⁴.

Ein weiterer wichtiger Aspekt der zweidimensionalen PK ist die Spiegelsymmetrie in z -Richtung, durch die sich unter der Einschränkung $k_z = 0$ die Moden in transversal-elektrische (TE) und -magnetische (TM) aufspalten lassen. Bei TE Moden gibt es nur in der \mathbf{xy} Ebene elektrische Feldkomponenten, sowie ein in \mathbf{z} Richtung polarisiertes magnetisches Feld. Üblicherweise als Feldertripel $(\mathbf{E}_x, \mathbf{E}_y, \mathbf{H}_z)$ geschrieben. TM Moden haben ausschließlich Anteile aus den übrigen Feldkomponenten $(\mathbf{H}_x, \mathbf{H}_y, \mathbf{E}_z)$. Diese Separation ist für die strukturelle Charakterisierung (unterschiedliche Bandlücken) und für numerische Lösungsverfahren von Bedeutung, da sich die Rechenzeit u. U. erheblich verkürzt.

Hexagonales Gitter

Das zweidimensionale Gitter mit hexagonaler Struktur ist das Grundgerüst, von dem aus die weiteren Entwicklungsschritte ausgehen. Deshalb seien die Basiseigenschaften hier kurz erläutert. Auffallend an Abb. 2.5 ist, dass die Darstellung der primitiven Wigner-Seitz Zelle im reziproken Raum (d.h. die Brillouin-Zelle) kongruent aber um 30° zu der des Realraumes gedreht ist. Innerhalb dieser Zelle kann wiederum eine irreduzible Zone gefunden werden, welche aufgrund von Symmetriebedingungen alle relevanten

⁴Dieses Verhalten ist allgemein für beschränkte hermitesche Operatoren zu erwarten. Bekannte Beispiele sind unter anderem die Lösungen für ein Elektron im Kastenpotential oder das Wasserstoffatom. Für eine präzise Darstellung sei auf [19] verwiesen.

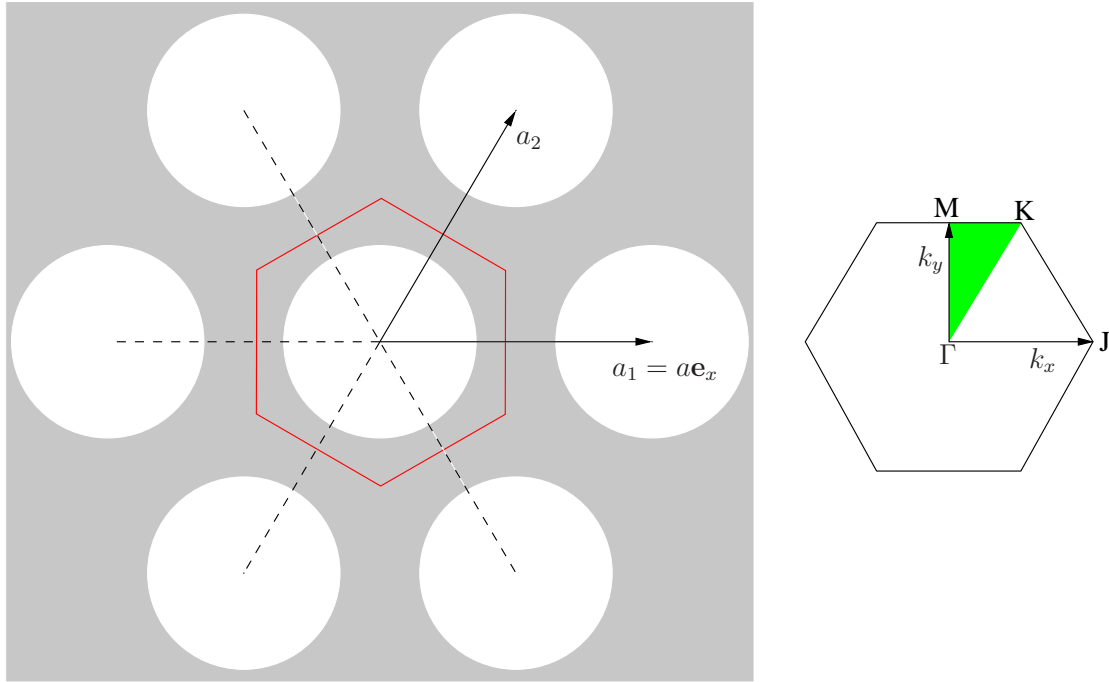


Abbildung 2.5: Hexagonales Gitter mit Wigner-Seitz Zelle und daneben die dazugehörige Brillouin-Zone mit den wichtigsten Symmetriepunkten

k -Punkte enthält. Die Banddiagramme werden dann entlang der Zonenbegrenzungen berechnet. Ein solches Diagramm ist in Abb. 2.6 exemplarisch zu sehen.

Resonatoren in PK

Aus den vielfältigen Möglichkeiten Defekte (wie in 2.1.3 besprochen) zu kombinieren wurde als primäres Studienobjekt eine Resonatorstruktur gewählt, die aus drei in einer Reihe angeordneten Löchern aufgebaut ist. Diese sogenannten *L3* Resonatoren [20] bieten die Vorteile, dass die Grundmode spektral gut getrennt von den übrigen Moden liegt und gleichzeitig die Güten (auch als Q-Faktor bezeichnet, s. Gl. 2.19) in diesem System hoch sind. Von dieser Struktur wurden mehrere Probenserien hergestellt, die sich vor allem in einzelnen Parametern, wie Lochgröße, Schichtdicke, Gitterkonstante oder aber komplexeren Strukturänderungen wie separate Lochdurchmesser und -positionen der nächsten Nachbarn unterscheiden.

Um die Lage der lokalen Zustände mittels numerischer Rechnung im Frequenzraum (wie unter 2.1.4 dargestellt) abzuschätzen muß die Geometrie der Einheitszelle modifiziert werden, wodurch die komfortable Beschreibung anhand der irreduziblen Brillouin

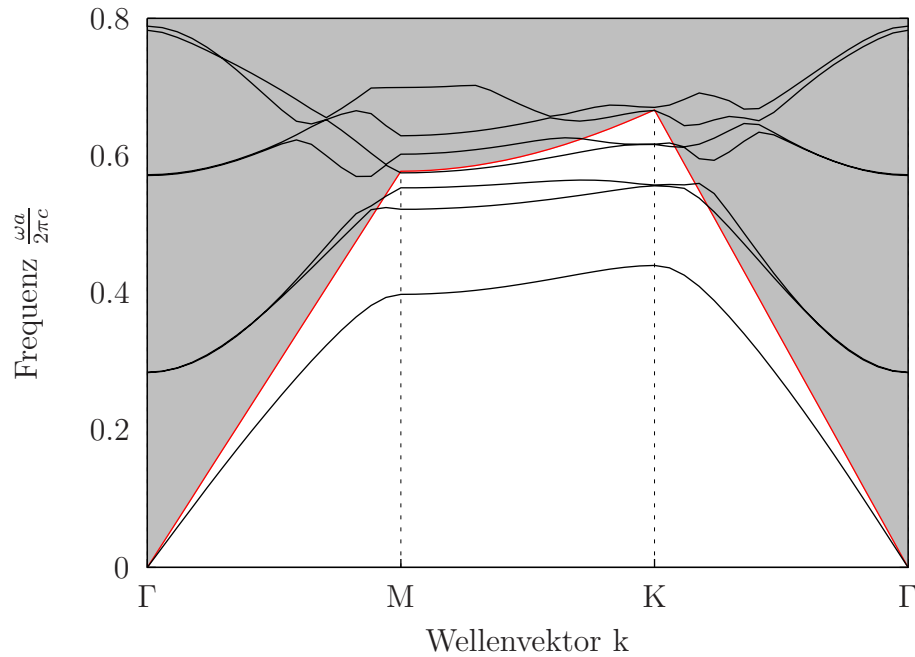


Abbildung 2.6: Exemplarisches Banddiagramm für einen zweidimensionalen PK mit Lichtlinie $\omega = kc$ in Rot.

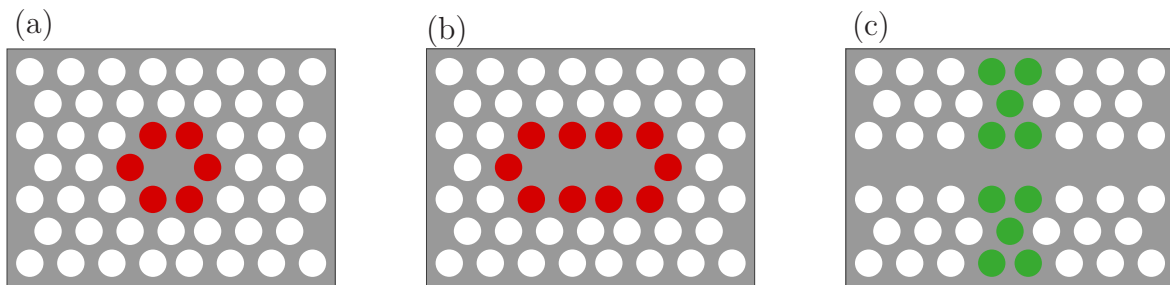


Abbildung 2.7: Drei verschiedene Resonatorstrukturen in hexagonalem Gitter. (a) Primitiver Punktdefekt vom sogenannten H1 Typ. Dieser besteht aus einem einzelnen fehlenden oder verkleinerten Loch, (b) Defekt vom L3 Typ, bestehend aus drei in einer Reihe angeordneten Punktdefekten. In (a,b) können durch Modifikation der roten Löcher die Eigenschaften der Resonatoren maßgeblich beeinflusst werden (s. 3.2.2); (c) Heterostruktur mit Liniendefekt, bei der der Resonator durch die sich ändernde Gitterkonstante gebildet wird (grüne Löcher)

Zone aufgegeben werden muß. Durch die Bestimmung einer Superzelle, die den Defekt mit einschließt, kommt es zu nicht-trivialen Faltungen der Bänder. Die hierfür komfortabelste Methode Moden zu berechnen, ist die *Finite Difference Time Domain* (FDTD) Methode, die auf einem räumlich und zeitlich diskreten Gitter die EM Felder approximieren (siehe 2.1.4).

Neben den $L3$ -Resonatoren wurden auch sogenannte *Heterostrukturen* untersucht, die aus zwei PK mit unterschiedlichen Gitterkonstanten zusammengesetzt sind. Die beiden PK umschließen dabei einen Wellenleiter, in dem ein Resonator durch einen doppelten Übergang zwischen den PK entsteht (s. dazu auch Unterkapitel 3.2.4). Für die Infiltration mit einzelnen Teilchen ist dies ein wichtiger Aspekt, da der Resonator einfacher per AFM zu erreichen ist.

2.1.6 Quantenelektrodynamische Effekte

Das Gebiet der Resonator-Quantenelektrodynamik⁵⁾ verspricht durch die kohärente Wechselwirkung von Licht und quantisierter Materie neue Impulse für Quanteninformationssysteme. Dabei wird im Allgemeinen zwischen 'schwacher' Kopplung und 'starker' Kopplung unterschieden.

Schwache Kopplung – Purcell-Effekt

Im Jahr 1946 postulierte E.M.Purcell [21] den nach ihm benannten Effekt der erhöhten spontanen Emission in der Nähe einer resonanten Struktur. Dabei ging er zwar von spontaner Emission aus Übergängen von magnetischen Kernmomenten aus, die Verallgemeinerung auf atomare Übergänge ist aber analog gültig. Die Ursache für den Purcell-Effekt ist eine räumliche und spektrale Umverteilung der photonischen Modendichte. Der Purcell Faktor beschreibt dabei die Steigerung der spontanen Emission eines resonanten Emitters nahe eines Resonators, im Vergleich zur spontanen Emission in homogenen Medien (für eine ausführliche Herleitung ist [22], Appendix A, zu empfehlen). Der Purcell-Faktor ist das Verhältnis von modifizierter spontaner Emissionsrate

⁵Aus dem englischen 'cavity-QED' übersetzt kommt der Begriff ursprünglich aus der Atomphysik. Dabei entspricht etymologisch eine 'cavity' einem Hohlraum, wird aber in der Literatur synonym zu jeglichen Resonatoren benutzt.

Γ in eine spezielle Resonatormode zur spontanen Emissionsrate im Vakuum Γ_0 :

$$F = \frac{\Gamma}{\Gamma_0} = \frac{3\mathbf{g}}{2\pi^2} \left(\frac{\lambda}{2n} \right)^3 \frac{Q}{V}, \quad (2.17)$$

mit Brechungsindex n , Resonatorwellenlänge λ , Entartungsfaktor \mathbf{g} , Modenvolumen

$$V = \frac{\int d\mathbf{r} \varepsilon(\mathbf{r}) |\mathbf{E}(\mathbf{r})|^2}{\max [\varepsilon(\mathbf{r}) |\mathbf{E}(\mathbf{r})|^2]} \quad (2.18)$$

und Güte bzw. Q-Faktor

$$Q = 2\pi \frac{\mathfrak{E}(t)}{|\left(\frac{d\mathfrak{E}}{dt}\right)_t \cdot T|} = \frac{\lambda}{\Delta\lambda}. \quad (2.19)$$

In Q geht mit $\mathfrak{E}(t)$ die Schwingungsenergie zum Zeitpunkt t ein, wobei der Term im Nenner den Energieverlust pro Schwingungszyklus beschreibt. Der letzte Term ist eine alternative Darstellung mit $\Delta\lambda$ der Resonanzbreite (volle Breite bei halbem Maximum), mit der Q aus experimentellen Daten einfach berechnet werden kann.

Die Validität des Ausdrucks für zweidimensionale PK wurde unter anderen in [23] gezeigt. Durch die Abhängigkeit in Gl. (2.17) von dem Faktor Q/V sind die Mikroresonatoren in photonischen Kristallen besonders zur Erhöhung der spontanen Emission geeignet, da V hier sehr klein sein kann. Die hauptsächliche Optimierungsarbeit liegt in der Verbesserung des Q -Faktors, da das Modenvolumen fixiert ist.

Starke Kopplung – Rabi Aufspaltung

Im Regime der starken Kopplung kann die Theorie von Jaynes und Cummings benutzt werden um die Energieniveaus des gekoppelten Systems zu beschreiben. Hierfür soll nun ein kurzer Überblick über die grundlegenden theoretischen Schritte folgen.

Für die Kopplung eines quantisierten Atoms an ein quantisiertes elektrisches Feld ergibt sich ein Hamiltonian, der mit einem zusätzlichen Interaktionsterm zwischen den Energieaustausch beschreibt:

$$H_{JC} = H_{\text{Atom}} + H_{\text{Vakuum}} + H_{\text{int}} = \frac{1}{2}\hbar\omega_0\sigma_z + \hbar\omega a^+a + \hbar g(a\sigma^+ + a^+\sigma^-), \quad (2.20)$$

mit a^+, a den photonischen Erzeugungs- und Vernichtungsoperatoren, σ^+, σ^- den atomaren Auf- und Abstiegsoperatoren, σ_z dem atomaren Inversionsoperator sowie der Kopplungsstärke zwischen Atom und Feld g . Vereinfacht kann hier ein einziger Zustand eines Resonators betrachtet werden. Dann koppelt der Hamiltonian die Zustände $|0, e\rangle$ mit $|1, g\rangle$, mit Grund- und angeregtem Zustand des Atoms $|g\rangle, |e\rangle$, sowie den

Resonatorzuständen $|0\rangle, |1\rangle$. Hierbei kann man den Gesamtzustand mittels der Wahrscheinlichkeitsamplituden c_e, c_g schreiben als

$$|\psi(t)\rangle = c_e(t)e^{-i\omega_0 t}|0, e\rangle + c_g(t)e^{-i\omega t}|1, g\rangle, \quad (2.21)$$

mit der Übergangsfrequenz ω_0 und der Modenfrequenz ω . Entwickelt man diese Wahrscheinlichkeiten in der Zeit ergibt sich ein gekoppelter Ausdruck der Form

$$\frac{dc_e(t)}{dt} = -\frac{\Gamma'}{2}c_e(t) - igc_g(t), \quad (2.22)$$

$$\frac{dc_g(t)}{dt} = -(i\delta + \kappa/2)c_g(t) - igc_e(t), \quad (\delta = \omega - \omega_0) \quad (2.23)$$

wobei Γ' die atomare Kopplung an ungebundene Zustände (außerhalb des Resonators) und κ die Dämpfungsrate des Resonators beschreibt. Im starken Kopplungsregime gilt allgemein $g \gg \Gamma', \kappa$, d.h. die Verluste sind geringer als die Kopplung von Atom und Feld. Hier kann man einen vereinfachten Ausdruck für $c_e(t)$, die Wahrscheinlichkeit des angeregten atomaren Zustandes, ableiten, in der Form

$$c_e(t) = c_{e1}e^{\alpha_1 t} + c_{e2}e^{\alpha_2 t}, \quad (2.24)$$

mit

$$\alpha_{1,2} = -\frac{1}{2} \left(\frac{\Gamma'}{2} + \frac{\kappa}{2} + i\delta \right) \pm ig. \quad (2.25)$$

Dies beschreibt eine gedämpfte Oszillation für $|c_e(t)|^2$ mit der Rabi-Frequenz $\Omega = 2g$ und der Dämpfungskonstante $(\Gamma' + \kappa)/4$ (s. Abb. 2.1.6).

Im Bild der ‘dressed states’, den Kopplungen der Zustände $|e\rangle, |g\rangle$, sind für n -Photonen die Zustände

$$|2n\rangle = -\sin \vartheta_n |e, n\rangle + \cos \vartheta_n |g, n+1\rangle, \quad (2.26)$$

$$|1n\rangle = \cos \vartheta_n |e, n\rangle + \sin \vartheta_n |g, n+1\rangle, \quad (2.27)$$

wobei

$$\tan 2\vartheta_n = -\frac{2g\sqrt{n+1}}{\delta}. \quad (2.28)$$

Für die Energien dieser ‘dressed states’ gilt dann

$$E_{2n} = \hbar(n+1/2)\omega_c - \hbar R_n, \quad E_{1n} = \hbar(n+1/2)\omega_c + \hbar R_n, \quad (2.29)$$

mit Resonatorfrequenz ω_c und Rabifrequenz $R_n = \frac{1}{2}\sqrt{\delta^2 + 4g^2(n+1)}$. Sichtbar wird dieser Energieaustausch im Fluoreszenzspektrum (Vgl. die beiden Resonanzen in Abb. 2.1.6(b)).

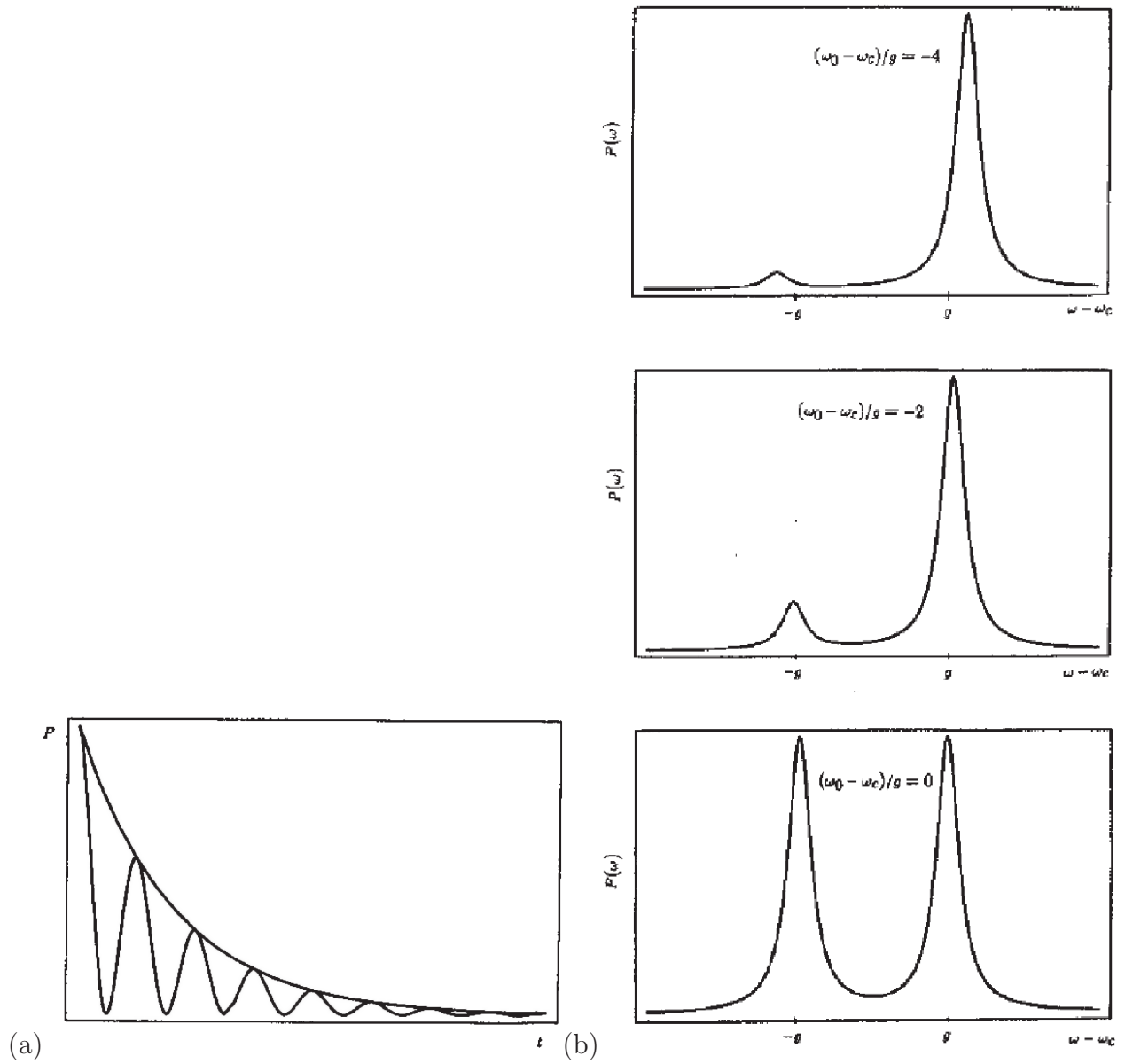


Abbildung 2.8: Effekte der starken Kopplung. (a) Die Wahrscheinlichkeit des angeregten Zustandes oszilliert gedämpft. (b) Simulation des Spektrum der ‘dressed states’ bei verschiedenen Verstimmungen gegenüber ω_0 . Beide Abbildungen entnommen aus [24].

Für das starke Kopplungsregime ist $g/\kappa \propto Q/\sqrt{V}$, weshalb der Zugang vor allem über ein hohes Q führt. Dies ist für die Kopplung von einem Quantenpunkt an eine Kavität im Infraroten schon in [25] gezeigt worden; im Rahmen der hier vorgestellten Möglichkeiten ist ähnliches noch nicht realisiert worden, dürfte aber im Rahmen des Erreichbaren liegen, wenn die es gelingt, die Zustände eines Emitters zu reduzieren. Vorstellbar wäre z.B. die Kühlung eines Diamanten in einem Kryostaten, nachdem er auf einem PK mit optimierter Resonatorstruktur (s. 3.2.2) aufgebracht wurde.

2.2 Herstellung der photonischen Kristalle

Alle Proben, die für diese Arbeit fabriziert und ausgewertet wurden, bestehen aus freigelegten, strukturierten Silizium-Nitrid (Si_3N_4) Membranen und wurden im Anwenderzentrum für Mikrotechnik des BESSY⁶ hergestellt.

Neben der Anforderung an die Transparenz ist die Quantität und Qualität, mit der Proben zur Untersuchung hergestellt werden können, ein wichtiger Aspekt bei der Auswahl des Materials. Da die Siliziumbearbeitung dank der halbleiterverarbeitenden Industrie gut etabliert ist, bietet sich Silizium als Probenmaterial an, insbesondere wenn Anwendungen im Rahmen industrieller Fertigung angestrebt werden. Neben den sehr guten Bearbeitungseigenschaften erfüllt Si_3N_4 die Notwendigkeit der Transparenz im sichtbaren Teil des Spektrums, weshalb die Wahl auf dieses Materialsystem fiel.

Außer Si_3N_4 gibt es noch andere Materialkombinationen für die Herstellung photonischer Kristalle mit Bandlücke im sichtbaren Spektralbereich. Zum einen existieren auf (Al,In,Ga)N basierende Systeme, die zwischen dem ultravioletten und grünen Bereich emittieren können [26–28]. Außerdem wurden rote Laser in AlGaInP/GaInP PK Membranen realisiert [29]. Diese III/V Halbleiter sind allerdings in der Herstellung teuer und technisch anspruchsvoll.

Eine weitere Möglichkeit stellen organische Verbindungen oder Polymere dar, die sich besonders gut mit verschiedenen Farbstoffen oder kolloidalen Quantenpunkten kombinieren lassen [30–32]. Allerdings sind hier meist die Brechungsindizes sehr niedrig und damit die totale interne Reflexion als vertikal beschränkender Prozess ineffizient. Wie auch für die III/IV Halbleiter sind brückenartige Strukturen sehr schwer

⁶Berliner Elektronenspeicherring-Gesellschaft für Synchrotronstrahlung

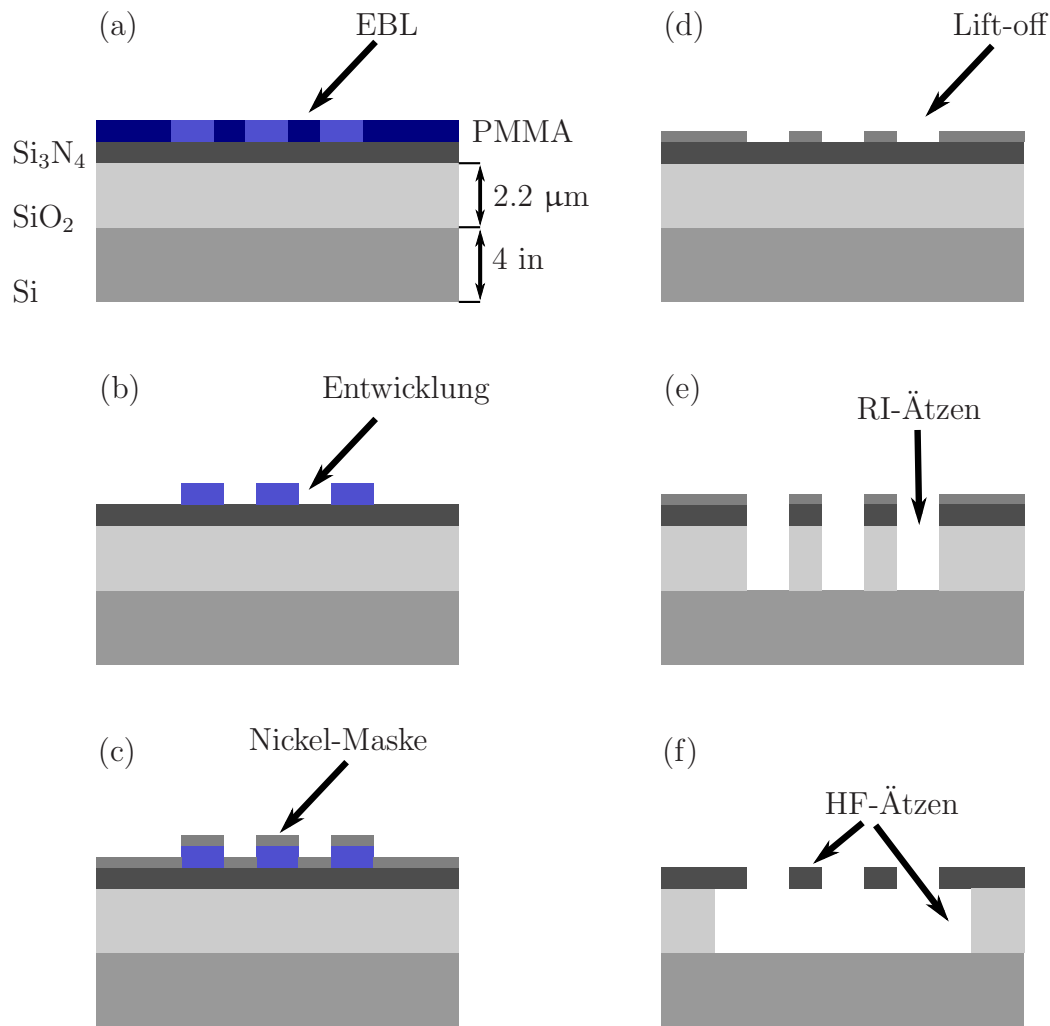


Abbildung 2.9: Übersicht über die Prozeßschritte: (a) Das aufgebrachte PMMA wird per Elektronenstrahlithographie (engl.: EBL) belichtet und nach (b) entwickelt. Die Oberfläche wird mit Nickel bedampft. Von (c) nach (d) wird das PMMA von der Oberfläche abgelöst (engl.: Lift-off). Es folgen das Reaktive-Ionen- (RI) und Flußsäure-Ätzen, es bleiben die frei getragenen Membranen übrig.

zu realisieren, wodurch ein Großteil der Emission nicht ausgekoppelt sondern in das Trägersubstrat geleitet wird.

2.2.1 Elektronenstrahlithographie/Ätzmaskenerstellung

Die Silizium-Nitrid (Si₃N₄, Si-Mat, Deutschland) Wafer werden unter niedrigem Druck mittels chemischer Dampfabcheidung (engl.: low pressure chemical vapor deposition, LPCVD) auf ein Siliziumträger mit einer Siliziumoxid-Pufferschicht aufgetragen und

sind kommerziell erhältlich. Auf die Si_3N_4 Oberfläche wird im ersten Arbeitsschritt mit einer Lackschleuder eine ca. 150 nm dicke Schicht aus Polymethylmethacrylat (PMMA, Micro Chem. Corp., USA) aufgebracht (Vgl. Abb. 2.9). PMMA wird unter anderem auch als Photolack in der industriellen Fertigung von Mikroprozessoren verwendet, wird dort aber meistens mit kurzwelliger EM Strahlung bearbeitet, wohingegen hier mit einem 30 kV Elektronenstrahl geschrieben wird (Elektronenstrahl-Lithographie). Dazu wurde ein LEO 1560 (Zeiss SMT, Deutschland) mit Nanomaker® Mustergenerator (Interface Company, Russland) benutzt. Die Elektronen verändern das PMMA dahingehend, dass lange Molekülketten aufgebrochen und damit der Abtragung durch ein Lösungsmittel zugänglich werden. In diesem Fall wird also eine Negativmaske der Zielstruktur aus PMMA erstellt.

Der folgende Schritt ist die 10 Sekunden lange Entwicklung des PMMA mit AR 600-50 (Allresist) und anschließende Spülung mit Isopropyl. Nun wird die Probe mit Nickel bedampft, um die eigentliche Maske vorzubereiten. Die Nickelschicht (Dicke ca. 20 nm), die nicht zur eigentlichen Maske gehört und über den PMMA Säulen liegt wird von der Oberfläche durch Immersion der Probe in N,N-dimethylformamid gelöst. Ist das PMMA abgelöst verbleibt die letztendliche Maske übrig, die das Si_3N_4 vor dem primären Ätzschritt schützt.

2.2.2 Ätzprozesse

Um das Si_3N_4 aufzulösen, wird das Plasmaätzverfahren (engl.: reactive ion etching, RIE) eingesetzt. Dabei wird ein Gasgemisch (hier Octafluorcyclobutan C_4F_8 und Schwefelhexafluorid SF_6) durch Mikrowellenentladung in ein Plasma überführt und die entstehenden Ionen auf die Probenoberfläche beschleunigt. Die freiliegende Si_3N_4 Schicht wird dabei vertikal abgetragen. Die Gasmischung und die Beschleunigungsspannung sind empfindliche Parameter, die über längere Testläufe aufeinander abgestimmt wurden, um unter anderem die Konizität der entstehenden Löcher zu minimieren. Damit wird einer der Hauptverlustmechanismen drastisch reduziert. Der Ätzprozeß wird bis weit in die SiO_2 -Schicht hinein fortgesetzt.

Nach dem Plasmaätzen wird nass-chemisch das übrige Nickel mit einer 10% Salzsäure und die SiO_2 Schicht unter den Löchern mit 50% Flußsäure entfernt und somit die Strukturen unterätzt. Das Resultat sind frei getragene, strukturierte Si_3N_4 Membranen wie in Abb. 2.10.

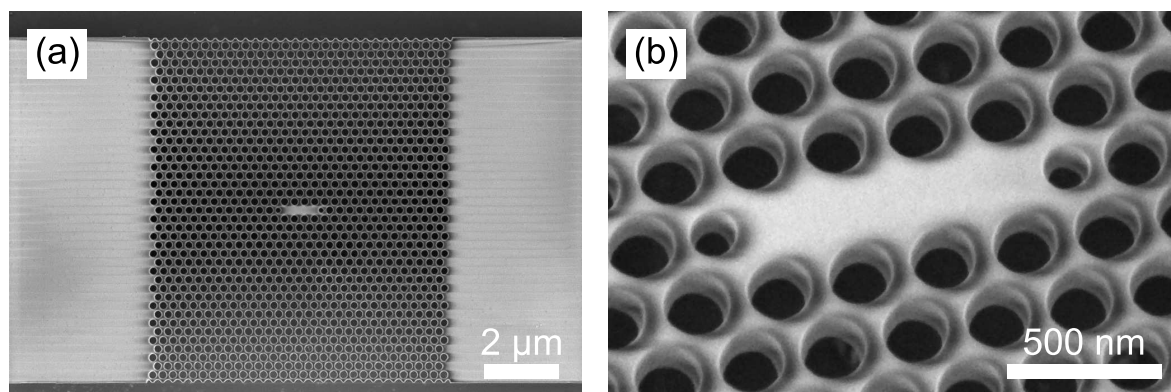


Abbildung 2.10: (a) Rasterelektronenmikroskopische Aufnahme eines Kristalls mit Defektstruktur (L3) in der Mitte (b) Detail eines L3 Resonators

2.3 Vermessung der photonischen Kristalle

2.3.1 Experimenteller Aufbau

Die primäre Charakterisierung der Proben wird mit einem konfokalen Fluoreszenzaufbau vorgenommen, welcher schematisch in Abb. 2.11 gezeigt ist. Die Anregung erfolgt mit der 514 nm Linie eines Ar-Ionen Lasers, welche durch einen 'Laser Line'-Filter spektral gereinigt und durch ein 100×-Objektiv mit einer numerischen Apertur von 0.95 auf die Probe fokussiert wird. Auf der Probe ergibt sich ein Fokus mit einem Durchmesser von ca. 1 μm. Die dadurch angeregte Fluoreszenz von Farbstoffmolekülen, Farbzentren oder anderen Lichtemittern wird durch das gleiche Objektiv aufgesammelt und anschließend durch einen 550 nm Langpassfilter spektral und von einem Pin-hole mit 100 μm Durchmesser räumlich gefiltert. So aufbereitet wird mit einem SpectraPro 500i Gitterspektrometer von Acton Research ein Spektrum aufgenommen. Das Fluoreszenzlicht wird dabei durch ein Gitter (1200 Striche/mm) spektral zerlegt und einem stickstoffgekühlten Detektor (in Form eines 'charged-coupled device', CCD) zuführt.

2.3.2 Fluoreszenzmessungen

Als Farbstoff für die Vermessung der Resonatoren wurde zunächst der Farbstoff NileRed benutzt, welcher in der Biologie als Markierungsmolekül eingesetzt wird und wegen des breiten Emissionsspektrums für die Resonatoren mit Resonanzen zwischen 580 und 700 nm besonders geeignet ist. Des Weiteren wurden mit NileRed dotierte

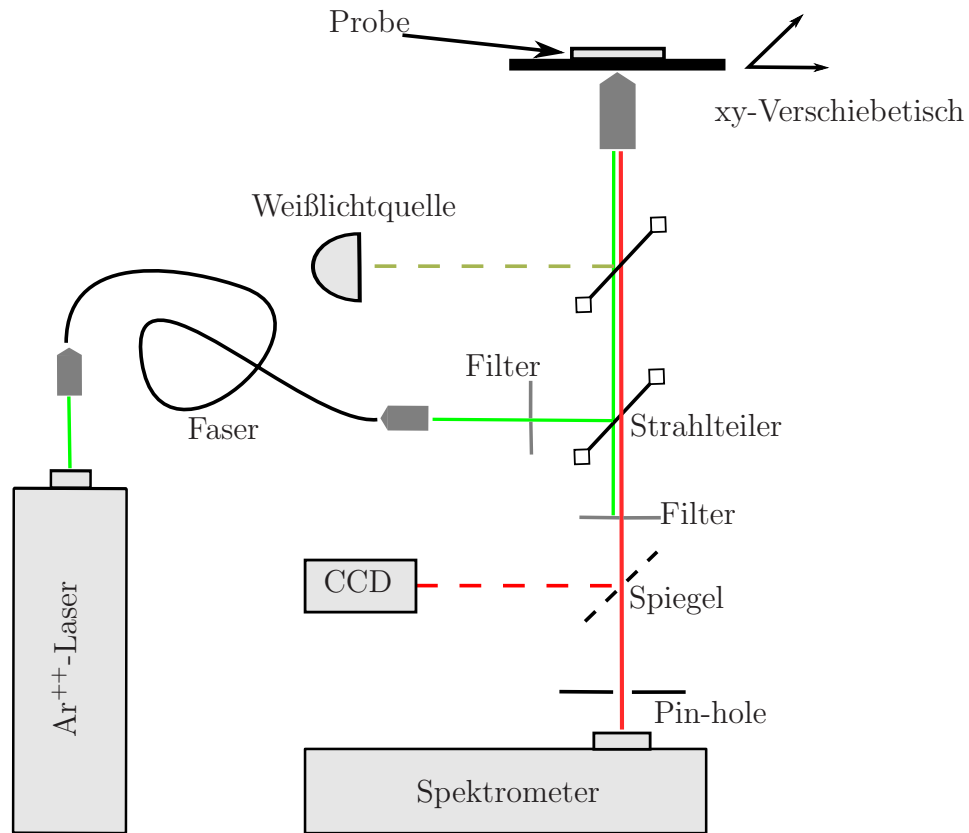


Abbildung 2.11: Konfokalaufbau zur Fluoreszenzmessung der PK-Resonatoren.

‘LaserLine’ ist ein Filter, der nur die 514 nm Linie des Argon-Ionen Lasers passieren lässt. Der Filter vor dem Spektrometer ist ein 550 nm Langpass

Polystyrol-Kugeln (Invitrogen, USA) mit Durchmessern zwischen 20–100 nm benutzt (das Spektrum von NileRed ist in Abb. 2.12 gezeigt). Allerdings stellte sich heraus, dass das verwendete Si_3N_4 bei starker Anregung selbst in diesem Bereich fluoresziert, weshalb in weiteren Messungen auf NileRed verzichtet und die Grundcharakterisierung an sauberem Si_3N_4 vorgenommen wurde.

Das intrinsische Leuchten des amorphen Si_3N_4 lässt sich auf verschiedene ungesättigte Bindungen zurückführen, die im Herstellungsprozess nicht unterbunden werden können [33]. Das stöchiometrische Verhältnis bei allen Proben ist laut Hersteller $\text{SiN}_{1.25}$ und hier zeigt sich laut [34] bei Raumtemperatur Photolumineszenz vom infraroten bis in den ultravioletten Spektralbereich.

Für die Kopplung von einzelnen Emitttern an die Resonatoren wurden unterschiedliche Ansätze gewählt. Als Zwischenschritt hin zu einzelnen Nano-Diamanten wurde PS

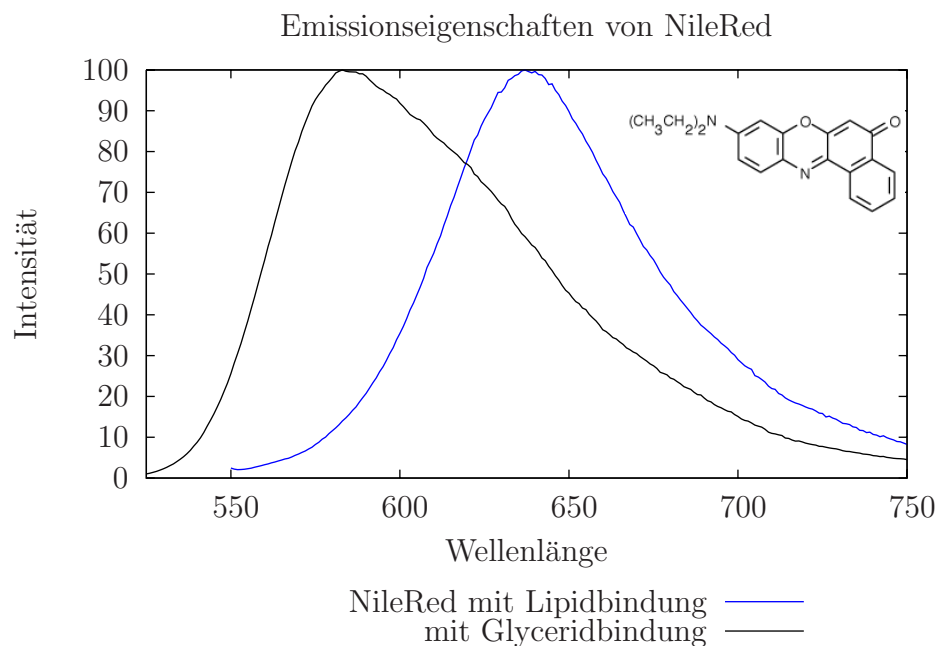


Abbildung 2.12: Emissionscharakteristik vom Farbstoff NileRed abhängig von verschiedenen Bindungstypen. Quelle: www.invitrogen.com

in unterschiedlichen Größen verwendet. Diese i.A. kugelförmigen Partikel zeigen ein im Vergleich zu molekularem NileRed ins Rote verschobenes Spektrum, aufgrund dessen Sensibilität auf chemische Bindungen.

Die verwendeten Nano-Diamanten zeigten im bevorzugten Resonanzbereich ebenfalls schwache Fluoreszenz, die auf den Membranen allerdings immer durch das intrinsische Leuchten überlagert wurde.

2.4 Grundlagen der Atomkraft-Mikroskopie

In der vorliegenden Arbeit wurde ein NanoWizard® Atomkraft-Mikroskop (AFM) (JPK, Deutschland) mit Arrow-NC Spitzen (NanoWorld®, Schweiz) zur Bildgebung und Charakterisierung von Proben sowie zur Manipulation von nanoskopischen Objekten benutzt. Die grundlegenden Merkmale dieser relativ jungen Technologie (das erste AFM wurde von BINNING, QUATE und GERBER 1986 gebaut [35]) sollen in diesem Kapitel kurz erläutert werden.

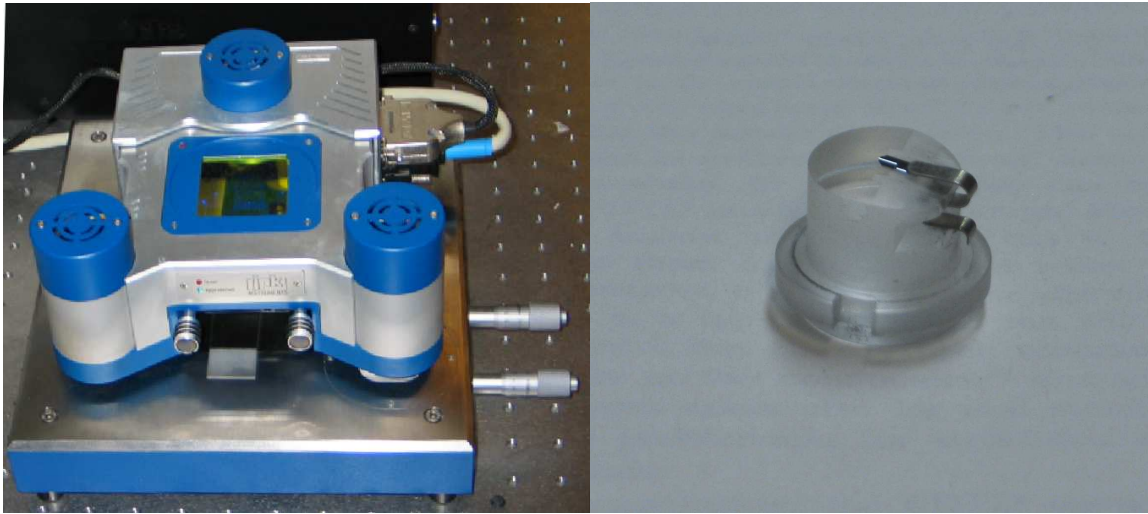


Abbildung 2.13: Photographische Aufnahme des für die Experimente eingesetzten Atomkraft-Mikroskop und Detailaufnahme des Glasblocks, an dem der Chip mit Kantilever befestigt ist.

2.4.1 Funktionsweise

Hauptbestandteil eines *AFM* ist ein Kantilever, an dessen Ende sich eine sehr feine Spitze befindet, die in Kontakt mit der Probenoberfläche gebracht wird. Durch die an

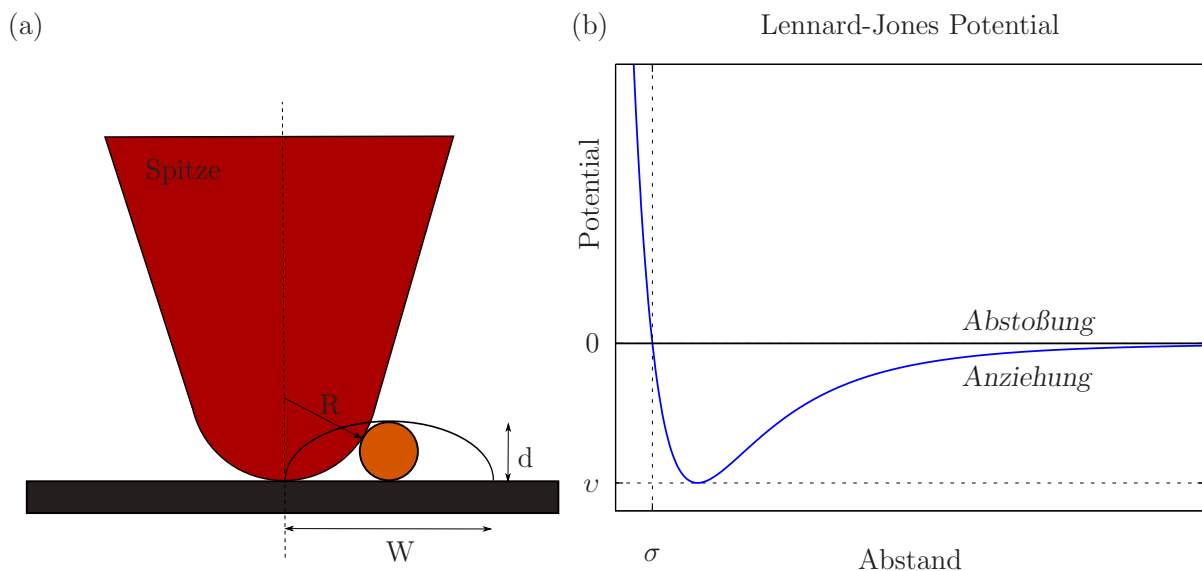


Abbildung 2.14: (a) Einfluss der Spitzengeometrie auf die Darstellung eines kugelförmigen Objekts der Höhe d und scheinbare Breite W ; (b) qualitativer Verlauf des Lennard-Jones Potential zur Veranschaulichung der Oberflächenkräfte

der Oberfläche auftretenden Kräfte wird die Spitze beeinflusst und die dadurch ausgelöste Auslenkung des Kantilever gemessen. Die Messung der Auslenkung erfolgt über die Reflexion eines Lasers von der Kantileveroberfläche auf einen Quadrantendetektor.

2.4.2 Betriebsarten

Die verschiedenen Betriebsmodi eines AFM ergeben sich aus dem Verlauf der anziehenden bzw. abstoßenden Kräfte, die in Oberflächennähe wirken. Anfangs herrscht eine anziehende van-der-Waals Kraft, bevor das abstoßende Regime der Coulombkräfte erreicht wird. Dieses Zusammenspiel wird meist durch ein Lennard-Jones Potential $U(x) = 4v \left(\frac{\sigma}{x}\right)^{12} - \left(\frac{\sigma}{x}\right)^6$ (wobei σ der Nulldurchgang und v die Tiefe des Potentials sind) approximiert (Abb. 2.14b).

Die laterale Auflösung beim Abrastern der Probe ist empfindlich von der Spitzegeometrie abhängig (Vgl. Abb. 2.14a), welche sich auch durch Abrieb im laufenden Betrieb verändern kann. Vereinfachend wird für den Spitzenradius $R \gg d$ angenommen und daraus die scheinbare Breite $W = \sqrt{4dR}$ über geometrische Schlüsse abgeschätzt. Im Gegensatz dazu wird die Höhe eines Objekts vergleichsweise präzise wiedergegeben, solange sie nicht durch Deformation oder Kompression dynamisch (teilweise auch irreversibel) geändert wird.

Beim Heranfahren an die Probe wird der Kantilever von rechts in Abb. 2.14b kommend an die Probe herangefahren und die Auslenkung des Kantilever gemessen. Ab einem gewissen Grad der Anziehung oder Abstoßung ist der voreingestellte Arbeitspunkt erreicht und das Abrastern der Probe kann beginnen.

Die unterschiedlichen Betriebsmodi sind durch unterschiedliche Arbeitspunkte gekennzeichnet. Der erste Modus arbeitet im ersten Drittel des anziehenden Bereichs. In diesem als 'Nicht-Kontakt' bezeichneten Modus vibriert der Kantilever, berührt die Probe aber nicht. Dieser Modus wird selten benutzt, da durch Unebenheiten der Probenoberfläche die Spitze entweder den Anziehungsbereich verliert oder unkontrolliert mit der Probe in Kontakt kommt. Dadurch wird die Auflösung im Allgemeinen geringer und die Kantileverposition instabil.

Ein besser zu kontrollierender Modus ist der, bei dem sich die Spitze in 'Kontakt' mit der Oberfläche befindet. Dies liegt schon im abstoßenden Bereich des Potentials. Für diesen Modus werden Kantilever benötigt, die eine geringe Federkonstante aufweisen,

typischerweise im Bereich von 0.1–0.4 N/m. Erreicht wird dies meistens durch eine lange dünne Bauart, wodurch sich auch die relativ niedrigen Resonanzfrequenzen von 9–17 kHz bedingen. Aufgrund des direkten Kontakts müssen die Spitzen aus möglichst hartem Material gefertigt werden, um Abrieb zu minimieren. Oftmals ist hier Silizium der Werkstoff der Wahl, da es neben der guten Härte auch gut zu bearbeiten ist. Die Probenoberfläche sollte dementsprechend aus weicherem Material bestehen, um die Spitze nicht zu beschädigen.

Die dritte und hier am meisten benutzte Betriebsart ist der 'pulsierende Kontakt' ('Intermittent contact' oder 'Tapping') Modus, bei dem der Kantilever nahe der Resonanzfrequenz angeregt wird und die durch die Oberflächeninteraktion hervorgerufene Dämpfung gemessen wird. Die hierfür gebräuchlichsten Spitzen haben ihre Resonanz im Bereich von 60–400 kHz. Aufgrund der Regelungselektronik steht in diesem Modus auch die Aufnahme eines Phasenbildes der Probe zur Verfügung.

Die Phaseninformation entsteht durch die Differenz zwischen angeregter Amplitude und tatsächlicher Amplitude im Lock-in Regelkreis. Durch diese Phase können Strukturen sichtbar gemacht werden, die in der Höheninformation der Probe nicht auftreten. So können beispielsweise Eintrocknungen von mikroskopischen Tropfen eines Lösungsmittels im Phasenbild nachgewiesen werden. Dies ist besonders für biologische Präparate von Interesse, bietet aber für die hier untersuchten Proben wenig zusätzliche Information.

Zwar benötigen die unterschiedlichen Betriebsmodi auch eigene Kantilever, allerdings kann für spezielle Anwendungen auch mit einer Spitze des 'pulsierenden Kontakt'-Modus im 'Kontakt'-Modus gerastert werden, wenn die Auflagekräfte sehr klein gewählt werden. Dadurch eröffnet das AFM auch die Möglichkeit zur Manipulation nanoskopischer Objekte und wird zu einem sehr interessanten Werkzeug, z.B. für die Untersuchung der Wechselwirkung von einzelnen Partikeln mit optischen Bauteilen.

Kapitel 3

Theoretische und experimentelle Ergebnisse

Nachdem in Kapitel 2 ein allgemeiner Überblick über die Konzepte und Werkzeuge zur Untersuchung und Herstellung photonischer Kristalle (PK) erfolgte, wird nun die konkrete Fragestellung, die diese Arbeit zu beantworten sucht, angegangen.

Im Vorfeld der experimenteller Umsetzung wurden umfangreiche numerische Simulationen der zweidimensionalen PK-Strukturen durchgeführt, um die optimale Kombination von Kristallgitterparametern und $L3$ -Resonatorstruktur zu finden. Dabei waren die ersten Rechnungen auf die geometrischen Parameter des Gitters bezogen und wurden im Hinblick auf die sich ausbildende Bandlücke hin optimiert. Als Grundlage diente dabei ein hexagonales Gitter aus Luftlöchern, innerhalb einer frei getragenen Si_3N_4 Membran, mit Brechungsindex 2.01.

3.1 Bandstrukturberechnungen

Mit der in 2.1.4 vorgestellten Methode wurden alle folgenden Bandstrukturen berechnet. Vor allem wurde der Einfluss auf die Bandlücke von dem Verhältnis aus Lochradius r und -abstand (bzw. Gitterkonstante) a untersucht. Es wurden für diesen r/a -Quotient, in einem Bereich von 0,15 bis 0,4, insgesamt vier Werte simuliert. Prinzipiell existiert eine Bandlücke für die mit Löchern durchsetzten Si_3N_4 Schichten ausschließlich für die TE-Moden (d.h. Kombinationen aus \mathbf{E}_x , \mathbf{E}_y und \mathbf{H}_z), siehe dazu Abb. 3.1. Im

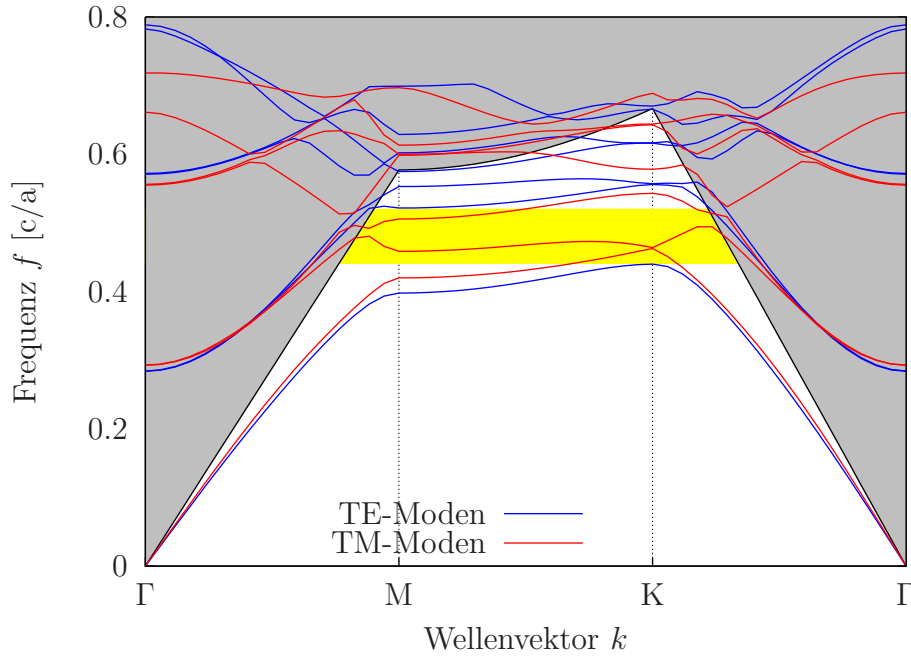


Abbildung 3.1: reduziertes Bandstrukturdiagramm für TE- und TM-Moden in einem hexagonalen Gitter. Hier exemplarisch für $r/a = 0,4$ und Schichtdicke $t = 300$ nm. Die Bandlücke für die TE-Moden ist hier gelb unterlegt. Der Bereich jenseits der Lichtlinie $\omega = kc$ ist in grau eingezeichnet.

folgenden werden die Parameter auf die Gitterkonstante a normiert, da die Ergebnisse skaleninvariant sind.

Im Zuge der Untersuchung an reellen Strukturen wurde festgestellt, dass in der Herstellung (s. 2.2) durch den abschließenden Ätzschritt mit Flusssäure die Schichtdicke t von ursprünglich 300 nm auf 270 nm abnimmt. Daraufhin wurden zusätzliche Simulationen der Bandstruktur mit Schichtdicken bis hinunter auf $t = 150$ nm durchgeführt.

Im Ergebnis lässt sich festhalten, dass für größere r/a -Quotienten sowie zunehmende Schichtdicke t die Bandlücke ansteigt, wie in Abb. 3.2 dargestellt. Für die Proben wurde $a = 270$ nm gewählt, da sich einerseits die Bandlücke dann im Bereich des sichtbaren Spektrum, etwa zwischen 500 nm und 700 nm, befindet und andererseits die Strukturgrößen noch gut fabriziert werden können. Für die im Experiment untersuchten Strukturen ist eine Bandlücke zwischen 8-10%¹ realistisch.

Prinzipiell lassen sich diese Ergebnisse mit dem Variationstheorem (siehe Gl. (2.8))

¹gerechnet in Bezug zu dem Maximum des nach unten die Lücke begrenzenden Bandes

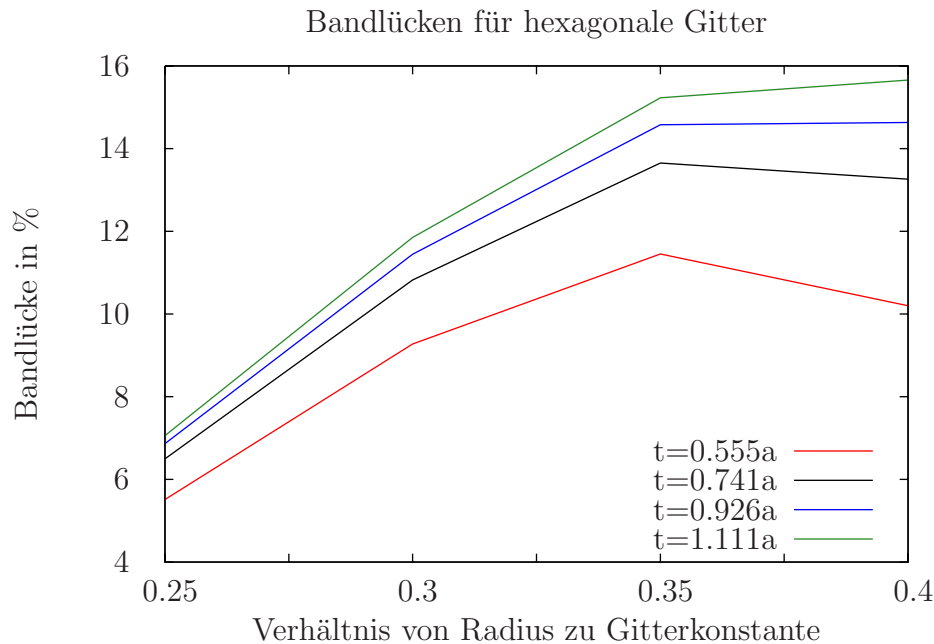


Abbildung 3.2: Abhängigkeit der TE-Moden Bandlücke von Schichtdicke t und r/a -Verhältnis. Die Größe der Lücke ist in Abhängigkeit der unteren Grenze in Prozent angegeben

begründen. Die Felder konzentrieren sich in Bereichen mit hohem ε , müssen aber untereinander die Transversalitätsbedingung erfüllen. Hinzu kommt, dass die Feldlinien kontinuierlich sind, insbesondere auch an den Diskontinuitäten der dielektrischen Struktur. Dies führt dazu, dass sich das elektrische Feld des ersten TE-Bandes innerhalb der ‘Venen’, um die Löcher herum, konzentriert (in Abb.3.3 die weißen Bereiche). Das nächsthöhere Band wird aber aus diesem Bereich verdrängt und wegen der höheren Konzentration in einem Bereich mit niedrigerem ε steigt die Energie und damit auch die Frequenz. Hierdurch entsteht zwischen beiden Bändern eine Lücke.

Da nun die ‘Venen’ bei größerem r/a kleiner werden, muß das Feld mehr und mehr in die Bereiche mit niedrigem Brechungsindex ausweichen. Mit der dadurch ansteigenden Frequenz wird die Bandlücke dementsprechend größer. In dieser Lücke können nun durch das gezielte Einbringen von Defekten Moden erzeugt werden, die lokal um die Gitterstörung begrenzt bleiben und ein kleines Modenvolumen im Bereich der kubischen Wellenlänge aufweisen.

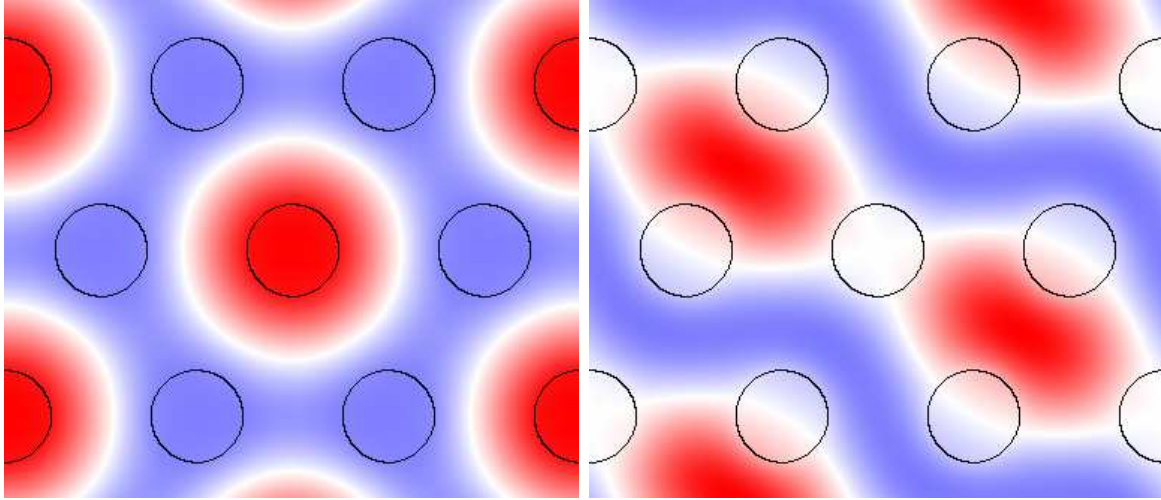


Abbildung 3.3: Feldverteilungen der H_z -Komponente für die Unter- und Oberkante der Bandlücke bei $k = M$. Das elektrische Feld ist an den Minimalstellen von H_z maximal (im Bild die weißen Bereiche).

3.2 FDTD-Simulationen

Nachdem die Bandstruktur bekannt ist, wird nun die Zeitentwicklung der Felder in dieser Struktur betrachtet. Dies ist für eine konkrete Diskussion von Defektstrukturen unerlässlich, da diese in der Bänderberechnung nicht berücksichtigt wurden. Hierfür werden FDTD-Simulationen eingesetzt, die den Vorteil mit sich bringen, beliebig gear-tete Strukturen untersuchen zu können, unabhängig von Symmetriebedingungen. Diese Simulationen bieten außerdem die Möglichkeit, direkt die Modenprofile zu visualisieren, die experimentell nicht einfach zugänglich sind. Hier stellen sich charakteristische Muster der Moden ein, die Designmodifikationen anzeigen können, wenn Optimierungen, wie beispielsweise des Q -Faktors, angestrebt werden.

Der größte Nachteil ist aber bei FDTD, wie in 2.1.4 erwähnt, die Diskretisierung in Zeit und Raum, die für sinnvolle Auflösungen und numerische Stabilität enorme Rechenkapazitäten und -zeiten erfordern kann. Hier wurde als Kompromiss eine Netz-maschengröße von ca. 20 nm (ca. 30 Gitterpunkte pro Wellenlänge) in der Ebene des PK und 10 nm in dazu senkrechter Richtung gewählt.

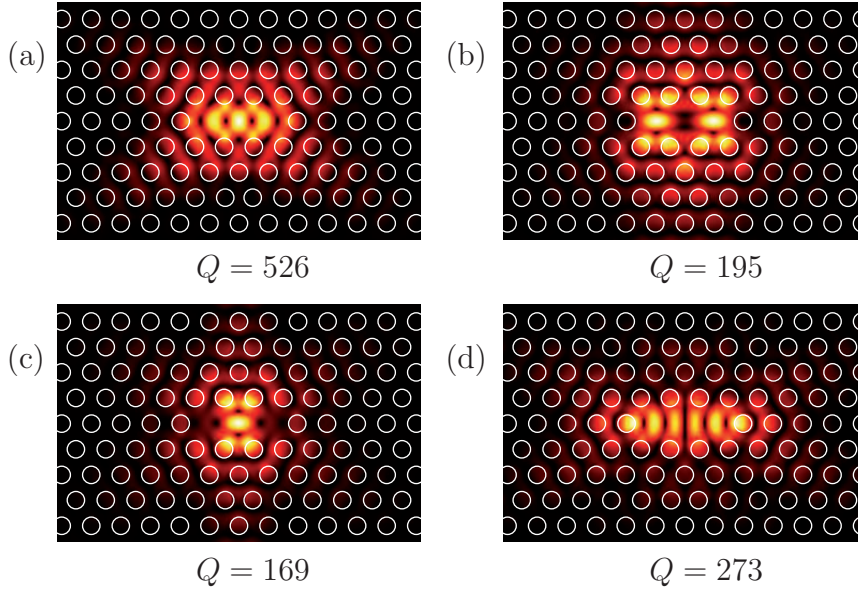


Abbildung 3.4: Feldintensität der untersten vier Moden am Mittelpunkt ($z = 0$) der vertikalen Achse des PK, bei einfacher $L3$ Geometrie. (a) ist die Grundmode, die, ebenso wie (d), im Fernfeld stark in y Richtung polarisiert ist (hier nicht direkt zu sehen). Die beiden anderen Moden (b,c) weisen eine deutliche x Polarisierung auf.

3.2.1 Modenprofile eines $L3$ -Resonators

Für die $L3$ Kavität wurden vor allem die vier niedrigsten Moden betrachtet, die in der Bandlücke des Kristalls liegen. Sie sind von der Feldausprägung sehr unterschiedlich und lassen sich in ungerade und gerade Moden einteilen, je nachdem, ob bei Spiegelung am Ursprung der Feldvektor das Vorzeichen wechselt. Die Absolutwerte des E Feldes sind in Abb. 3.4 dargestellt. Die in der Abbildung einzeln angegebenen Q -Faktoren wurden aus speziellen Zeitentwicklungsmonitoren bestimmt, die den Verlauf der Feldamplitude aufnehmen. Über den damit dokumentierten Verlust pro Schwingungszyklus lässt sich dann Q errechnen. Für jede Mode wurde eine separate Dipolquelle benutzt, die auf die jeweilige Resonanzfrequenz abgestimmt war.

Aufgrund der Polarisierung der Moden können sie im Experiment per Polarisationsfilter gut separiert werden. Das Polarisationsverhalten im Fernfeld ist nicht direkt aus der Modenverteilung (wie in Abb. 3.4) ersichtlich, kann aber direkt aus dem Nahfeld per Fouriertransformation berechnet werden, siehe dazu besonders [36].

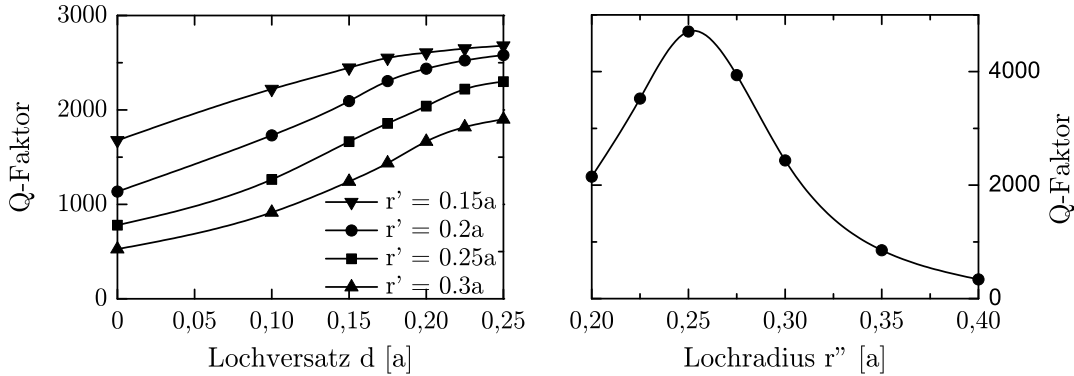


Abbildung 3.6: Durch Simulationen bestimmte Q -Faktoren für verschiedene Lochgrößen und Versetzungen gegenüber der unmodifizierten Struktur. Die Punkte sind durch eine Trendkurve verbunden. Die Geometrieparameter sind in Abb. 3.5 zu finden. Interessant ist rechts das Maximum bei $0,25a$; da die Strukturen mit r/a Verhältnis zwischen $0,24$ und $0,26$ gefertigt werden muß hier nicht extra Optimiert werden

Zone zusammengesetzt, die nicht in den Lichtkegel durch einen reziproken Gittervektor G verschoben und damit einem Verlustkanal zugeführt werden können. Durch den Feldanteil der Grundmode in den Randlöchern werden aber genau solche Komponenten mit eingebracht, denn die Diskontinuität des Brechungsindex muß durch zusätzliche Wellenvektoren ausgeglichen werden.

Eine Möglichkeit dies zu verhindern ist, die Einhüllende möglichst glatt (zum Beispiel in Form einer Gauß- oder Lorentzkurve) in das umliegende Material auslaufen zu lassen. Eine Möglichkeit dies zu realisieren besteht in der Modifikation der Resonatorgeometrie, insbesondere durch die Änderung der Position und des Durchmessers der Begrenzungslöcher.

Die Auswirkung von verkleinerten und verschobenen Begrenzungslöcher (siehe Abb. 3.5) auf den Q -Faktor wurden mittels einer Reihe von FDTD Simulationen untersucht. Die simulierten PK hatten eine Schichtdicke $t = 1a$, sowie ein r/a -Verhältnis von $0,3$.

Vor allem die Löcher entlang der x -Achse des Resonators wurden in einer ersten Simulationsreihe untersucht, da in ihnen der Feldanteil der Grundmode vergleichsweise höher ist als in den Löchern in y -Richtung, weshalb ihr Einfluss auf den Q -Faktor auch signifikanter sein sollte. Hierbei ergab sich neben einer kleinen Verschiebung der Resonanzfrequenz eine Erhöhung des Q -Faktors auf bis zu 2500 , d.h. fast fünfmal höher als bei einer unoptimierten Kavität (s. Abb. 3.4). Anschließend wurden r' und d auf

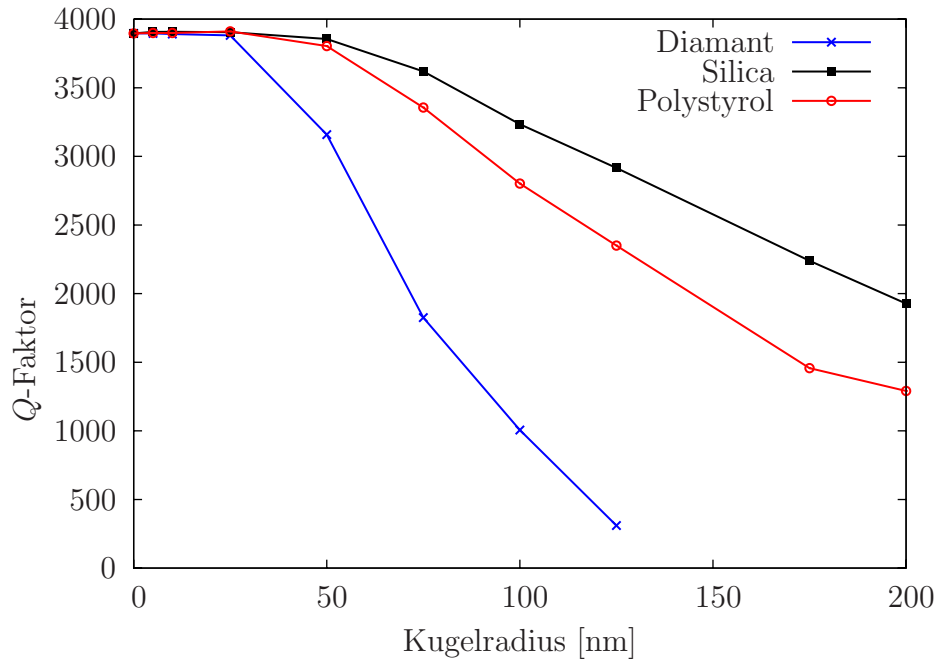


Abbildung 3.7: Abhängigkeit des Q -Faktors von der Größe eines Partikels auf der Resonatoroberfläche. Es wurden drei verschiedene Materialien simuliert, mit den Brechungsindizes $n_{\text{Diamant}}=2,4$; $n_{\text{Polystyrol}}=1,58$ und $n_{\text{Silica}}=1,54$.

0,2 a gesetzt und r'' variiert. Auch hier war eine Erhöhung des Q -Faktor sichtbar, auf ca. 4700. Die Ergebnisse aus beiden Simulationsreihen sind in Abb. 3.6 dargestellt.

Aus dem Q -Faktor und der Berechnung des Modenvolumens zu $V = 1,32(\lambda/n)^3$ ergibt sich nach Gl. 2.17 ein Purcell-Faktor von $F = 270$ für einen Emittter im Zentrum der Si_3N_4 Membran. Da die Feldintensität an der Oberfläche aber nur ca. 20% im Vergleich zum Zentrum beträgt ist eine Reduzierung des Purcell-Faktors auf $F \approx 50$ zu erwarten.

3.2.3 Einfluss von Partikelgröße und -position auf die Güte

Eine der interessanten Fragen im Zusammenhang der Kopplung von Festkörper-Emitttern und Resonatoren ist die nach dem räumlichen und spektralen Einfluss der Emittter selbst. Im Gegensatz zur Ankopplung einzelner Atome oder Ionen in atomphysikalischen Experimenten, ist hier wegen der Einbettung des Emitters in ein Trägerpartikel ein signifikanter Einfluss zu erwarten. Aus diesem Grund wurden Simulationsreihen entwickelt, die sowohl die Größe, Position als auch Materialunterschiede der

Trägerteilchen untersuchen.

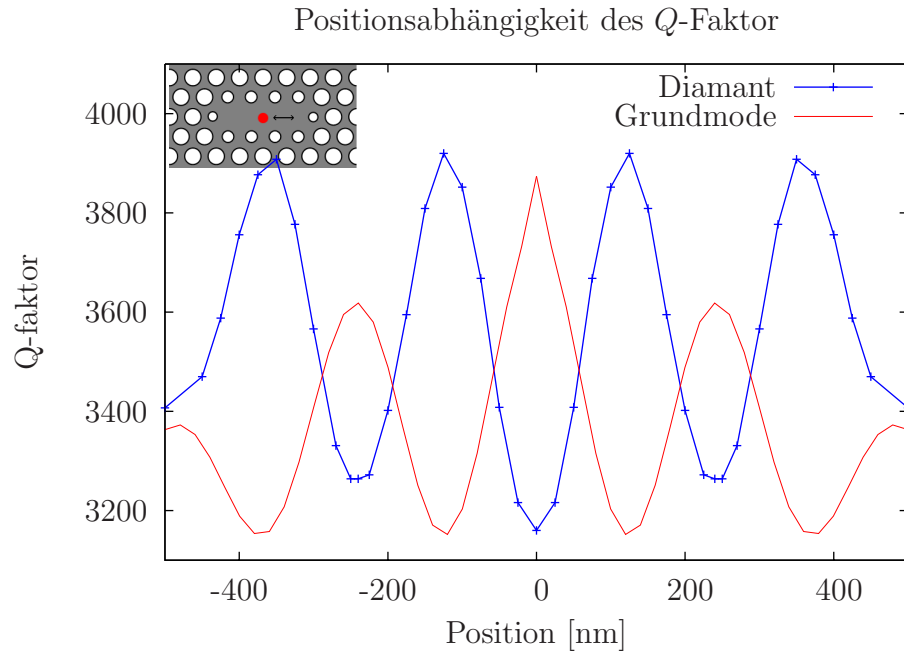


Abbildung 3.8: Q -Faktor der Grundmode in Abhängigkeit der Diamant Position entlang der Modenachse. Dazu rot hinterlegt die E_y -Feldstärke der Grundmode passend skaliert. Das eingesetzte Bild oben links zeigt den Weg des virtuellen Diamanten auf dem Resonator an.

Welche Größe die Partikel haben können, bevor eine signifikante Dämpfung der Resonatormoden einsetzt, wurde an den Materialien Diamant, Polystyrol und Quarzglas (Silica) untersucht. Dabei ist die naheliegende Vermutung, dass Diamant als Material mit dem höchsten Brechungsindex den größten Einfluss haben muss, bestätigt worden, wie Abb. 3.7 zeigt. Des Weiteren ist festzustellen, dass ab einem Radius von 25 nm Diamant den Q -Faktor relevant herabsetzt, Polystyrol und Glas aber weitaus größere Radien haben können, sodass eine Beschränkung hier nicht im gleichen Ausmaß notwendig ist.

Im Anschluss war zu klären, in wie weit die Position eines solchen Partikels auf der Oberfläche des PK den Q -Faktor beeinflussen kann. Um dies qualitativ für die reellen Proben abschätzen zu können wurde eine weitere Simulationsreihe durchgeführt. Darin wurde die Position eines kugelförmigen Teilchens entlang der x -Achse variiert und damit die Feldverteilung der Grundmode durchfahren. Hierin wurde als Teilchen ein Diamant simuliert, mit einem Brechungsindex von 2,4 und einem Radius von 50 nm.

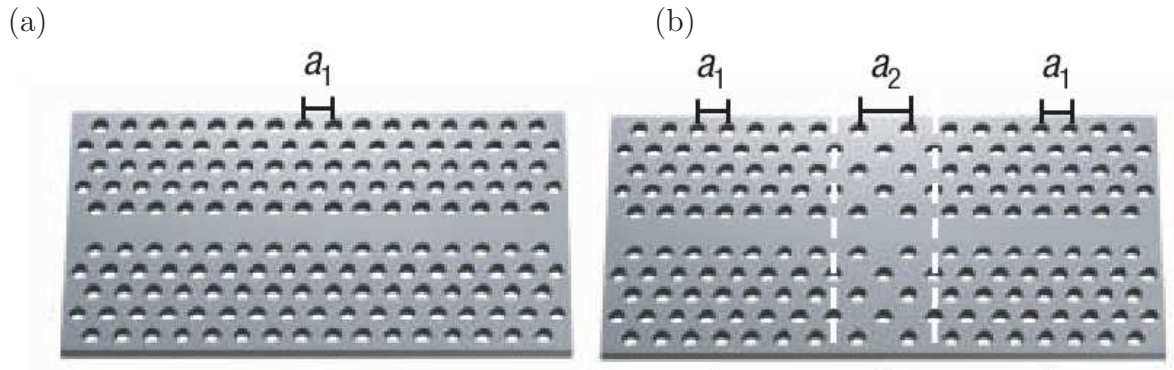


Abbildung 3.9: (a) Liniendefekt in 2D-PK mit Gitterkonstante a_1 und (b) Doppel-Heterostruktur zusammengesetzt aus zwei PK mit Gitterkonstanten a_1 und a_2 . Entnommen aus [39]

Wie in Abb. 3.8 zu sehen, folgt die Stärke des Teilcheneinflusses dem Verlauf der simulierten Feldverteilung der Grundmode. Dies eröffnet prinzipiell die Möglichkeit zur Abbildung der Modenverteilung im Experiment, durch abrastern der Probenoberfläche mit einem Partikel und sukzessive Bestimmung des Q -Faktors im Spektrum.

3.2.4 Heterostrukturen

Neben den $L3$ -Resonatoren wurden auch sogenannte Doppel-Heterostrukturen simuliert und hergestellt. Diese Strukturen bestehen aus zwei PK, A_1 und A_2 , mit Liniendefekt aber unterschiedlichen Gitterkonstanten a_1 bzw. a_2 (s. Abb. 3.9). Innerhalb des jeweiligen Liniendefekts können in der Bandlücke Zustände existieren, die Wellenleitung zulassen. Fügt man aber nun die beiden PK in der Abfolge $A_1 - A_2 - A_1$ zusammen, wobei A_2 nur wenige Gitterperioden lang (meist sogar nur eine) eingesetzt wird, gibt es einen doppelten Übergang, welcher sich jeweils wie ein Spiegel verhält. Dazwischen wird eine nur in A_2 erlaubte Mode räumlich lokalisieren. Diese damit entstandenen Resonatoren sind durch sehr hohe Güten gekennzeichnet und weisen ein Modenvolumen vergleichbar mit dem der $L3$ -Resonatoren auf, weshalb sie dieses Design abgelöst haben. Neben den höheren Güten bieten sie außerdem über den Wellenleiter einen Zugang zu den Resonatoren und erleichtern so die Infiltration mit Partikeln. Da diese Strukturen noch sehr neu sind, sei für die explizite Darstellung und Charakterisierung auf [39, 40] verwiesen.

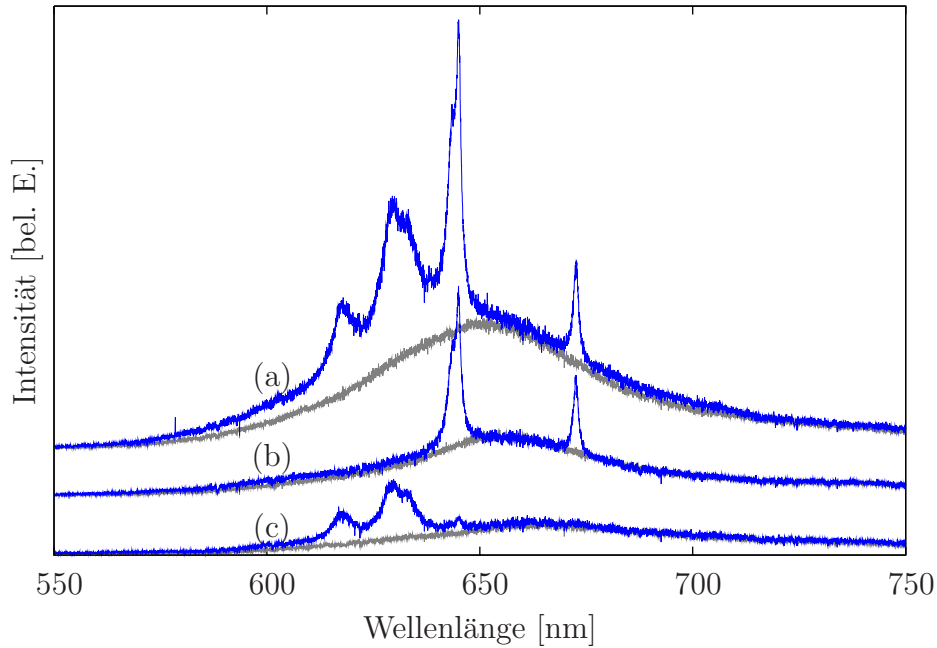


Abbildung 3.10: Typische Photolumineszenz-Spektren eines $L3$ -Resonators mit in grau hinterlegten angefitzten Referenzspektren. Die Grundmode liegt hier bei ca. 672,6 nm. Typische Anregungsenergien sind hier ca. 1 μ W. (a) Ohne Polarisationsfilter aufgenommenes Spektrum. (b),(c) Mit Polarisationsfilter gereinigte Spektren. In (b) ‘vertikale’ Polarisation mit den beiden y-Moden. In (c) ‘horizontales’ Spektrum desselben Resonators, mit den x-Moden.

3.3 Lumineszenzmessungen

Die Veränderung der Spektren von NileRed, Polystyrol oder der intrinsischen Lumineszenz, durch erhöhte spontane Emission aufgrund des Purcell-Effekts verschiedener $L3$ -Kavitäten, wurden mit dem in 2.3.1 beschriebenen Aufbau untersucht. Dabei wurde bestätigt, dass durch einfache Variation der Designparameter, wie r/a -Verhältnis und Schichtdicke, die Grundmode in einem Bereich von 550–700 nm eingestellt werden kann.

Ein typisches Spektrum dieser Proben mit einer Belichtungszeit von 90 Sekunden ist in Abb. 3.10 zu sehen. Die Grundmode ist bei 672,6 nm zu erkennen, mit einem Q -Faktor von etwa 455, in guter Übereinstimmung mit der theoretischen Vorhersage aus Abb. 3.4. In den polarisationsgefilterten Spektren (Abb. 3.10,(b,c)) ist eine deutliche Vorzugsrichtung der Grundmode in y -Richtung d.h. senkrecht zur Resonatorhauptachse

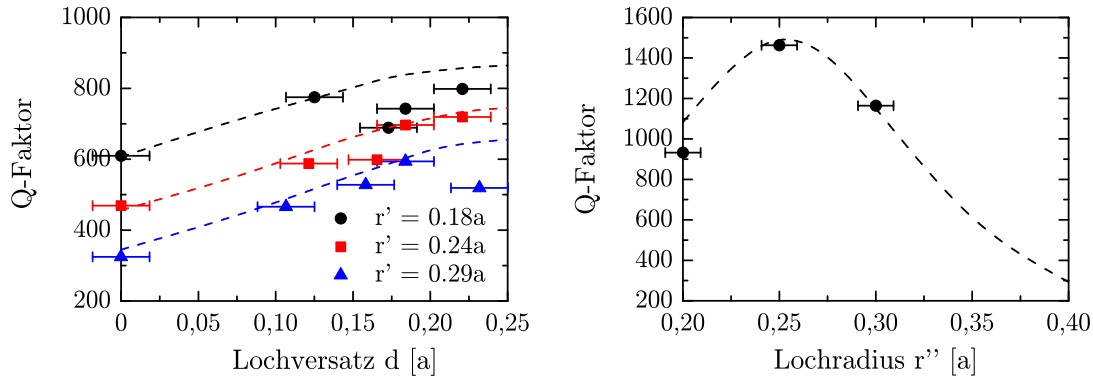


Abbildung 3.11: Experimentelle Überprüfung des Sachverhalts aus Abb. 3.6. Das r/a -Verhältnis und Schichtdicke t beträgt im linken Bild $0,29a$ und $1a$, rechts $0,3a$ und $0,74a$. Die Übereinstimmung mit der Trendkurve wird für große Versätze d durch Fabrikationsfehler gemindert, worunter der Q -Faktor leidet. Der größte Q Wert in dieser Serie wurde mit 1460 bei $r' = 0,21a$, $r'' = 0,25a$ und $d = 0,18a$ erreicht.

zu sehen. Die hinter den Resonatorspektren liegenden grauen Kurven sind die Referenzspektren des verwendeten Farbstoffes (in diesem Fall NileRed), etwas abseits von dem Resonator aber noch auf dem PK aufgenommen.

Die Simulationen der Lochgrößenabhängigkeit des Q -Faktors (siehe 3.2.2) wurden mit eigens dafür hergestellten Proben experimentell untersucht. Dabei fiel auf, dass zwar der allgemeine Trend der Simulationen reproduzierbar (Abb. 3.11), allerdings der dafür angepasste Herstellungsprozess mit zusätzlichen Schwierigkeiten konfrontiert ist. Durch die Verschiebung der Löcher nach außen kann durch den Elektronenstrahl zunehmend schwerer die Trennung zweier Löcher aufrecht erhalten werden. Dies führte zu degenerierten Lochstrukturen, die den Q -Faktor ungünstig beeinflussten. Zu sehen ist dies auch an den Fehlerbalken in Abb. 3.11, die die Schwankungen in der Produktion widerspiegeln. Des weiteren fallen die deutlich niedrigeren absoluten Q Werte im Vergleich zur Theorie auf. Die Diskrepanz ist zusätzlichen Abweichungen der Proben von der idealen Geometrie zuschreiben. Beispielsweise die Konizität der Lochwände (siehe [41]) stellt eine große Störquelle dar, die hier pauschal mit einem konstanten Faktor der Trendkurve aus Abb. 3.6 abgezogen wurde.

Während dieser Untersuchung fand ein Wechsel in der Herstellung der Proben von Schichtdicken $t = 270$ nm auf $t = 200$ nm statt, da sich hier die Konizität der Löcher geringer bemerkbar machte und damit der Q -Faktor weiter verbessert werden konnte. Zusätzlich ist der Feldüberlapp für Partikel an der Oberfläche höher, wodurch der

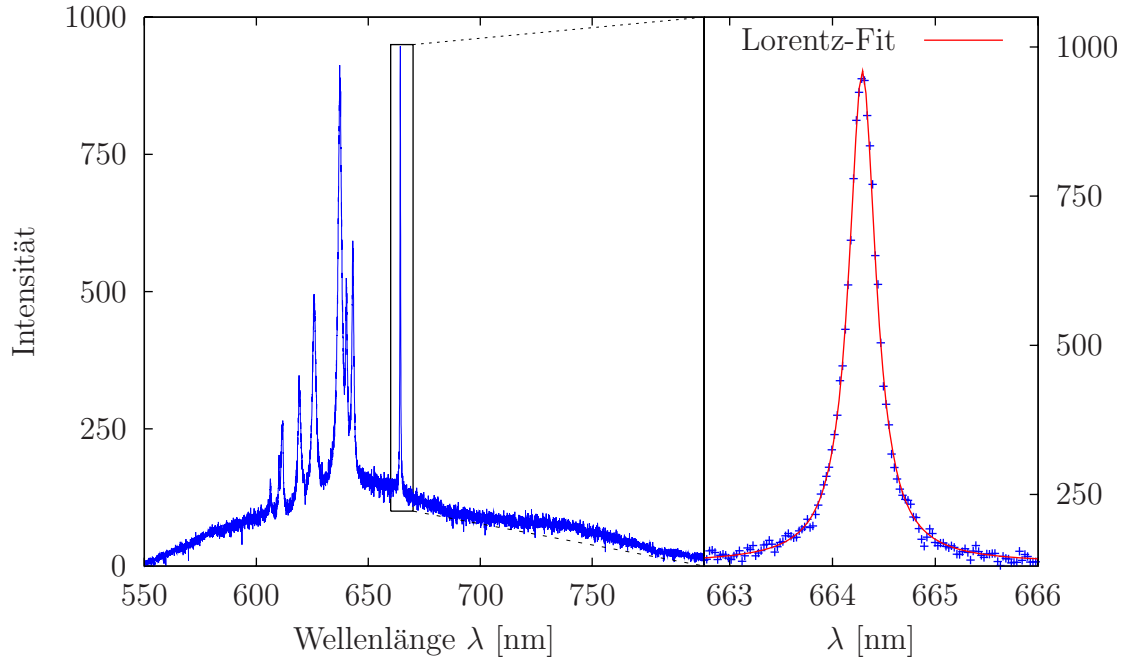


Abbildung 3.12: Spektrum des besten $L3$ -Resonators und Lorentz-Fit der Grundmode. Die volle Breite bei halber Höhe (FWHM) des Fits, $\Delta\lambda = 0,29$ nm, bei $\lambda = 664,29$ nm, ergibt für $Q = \frac{\lambda}{\Delta\lambda}$ einen Wert von 2290

Purcell-Faktor erhöht wird. Durch weitere Anpassung diverser Parameter im Herstellungsprozess² konnte die Neigung der Lochwände soweit verringert werden, dass mit einem Q -Faktor von fast 2300 der weltweit höchste für $L3$ -Resonatoren im sichtbaren Spektralbereich erreicht werden konnte (Abb. 3.12).

3.4 Untersuchungen mittels Atomkraft-Mikroskop

Ein Atomkraftmikroskop (AFM) zur gezielten Manipulation von nanoskopischen Teilchen zu verwenden verbindet den Vorteil einer hohen Ortsauflösung mit der Möglichkeit, auf einer sonst schwer zugänglichen Längenskala zu arbeiten. Des Weiteren ist es unerheblich, ob das Probenmaterial durchsichtig oder leitfähig ist. Hierdurch stellt das AFM ein hervorragendes Werkzeug zur Nanomanipulation und Untersuchung kleinster Partikel auf beliebigen Probenmaterialien dar [43].

²In [42] ausführlich beschrieben.

3.4.1 Charakterisierung der Proben

Gewisse Schwierigkeiten bestehen beim Einsatz eines AFM in der genauen Positionierung der Probe. Bei dem hier verwendeten Gerät können nur Flächen mit einer maximalen Größe von $(150 \times 150) \mu\text{m}^2$ vom AFM erfasst werden. Hilfreich war die Aufstellung eines Mikroskops mit Auslegearm, mit dem durch den AFM-Kopf hindurch die Probe im Verhältnis zum Kantilever positioniert werden konnte. Nachdem auf der Probe der Bereich des Interesses gefunden wurde, ist die Vorgehensweise eine Wiederholung der folgenden zwei Schritte: Bildakquise im ‘pulsierenden Kontakt’-Modus (für eine Beschreibung s. 2.4.1), dabei Partikel identifizieren, und anschließende Manipulation im Kontakt-Modus.

Das AFM wurde benutzt, um Partikel mit einer Größenverteilung von 40–100 nm Durchmesser auf der Probenoberfläche zu verschieben und mit einer Genauigkeit von ca. 20 nm zu positionieren. Die ersten Untersuchungen zur prinzipiellen Machbarkeit erfolgten auf sauberen unstrukturierten Glasplättchen, wie sie typischerweise in der Mikroskopie benutzt werden. Auf diese wurden verschiedene Materialproben großflächig mit einer Lackschleuder aufgebracht und auf ihre Eigenschaften hin untersucht.

Bei der Manipulation im Kontakt-Modus wird aus der Auslenkung der Spitze aus der Ruhelage die Kraft, die auf die Oberfläche ausgeübt wird, gemessen. Die Auslenkung wird über einen am Kantilever reflektierten Laser von einem Quadrantendetektor in ein Spannungssignal umgesetzt (Vgl. Unterabschnitt 2.4.1). Dabei war, unabhängig vom Material, unterhalb einer Grenzspannung (hier 50 μV) keine Verschiebung von Partikeln zu beobachten. Bei höheren Spannungen konnte aber gezielt verschoben werden. Die maximale Distanz, die bei diesen Versuchen erreicht wurde, beträgt etwa 200 nm. Allerdings gehen bei solchen Distanzen die Partikel oft auf dem Weg verloren und es ist praktikabler und genauer, mehrere Schritte zu unternehmen.

Die Bilderserie in Abb. 3.13 gibt einen Eindruck von den Möglichkeiten der AFM Manipulation. Neben Diamant wurde auch Polystyrol (PS) auf Glas, sowie beide Materialien auf unprozessiertem Si_3N_4 mit einer Lackschleuder aufgebracht und untersucht. Dabei gab es große Schwankungen in der Dichte- und Größenverteilung als auch Unterschiede beim Manipulationsverhalten.

So waren bei den dotierten PS-Kugeln Tendenzen zur Desintegration und Anhaften an die Spitze zu beobachten, von der sie sich teilweise an einer anderen Stelle

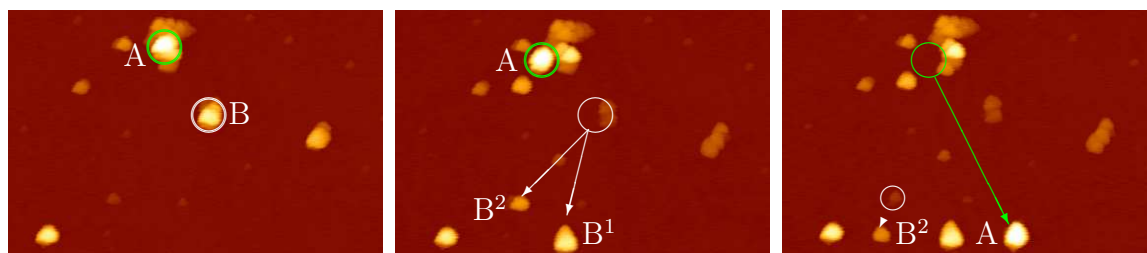


Abbildung 3.13: Drei Aufnahmen zur Manipulation von Diamantpartikeln mittels AFM auf einem Glaträger. Die Bilder zeigen jeweils Flächen von $(3,15 \times 2,075) \mu\text{m}$. Das größte Teilchen A hat eine ungefähre Höhe von 68 nm und wurde aus dem großen Agglomerat an Teilchen im obigen Bildausschnitt heraus gelöst. Teilchen B teilte sich nach der ersten Verschiebung in Teilstücke B^1 und B^2 , welche anschließend im zweiten Bild weiter bewegt wurden. Das letzte Bild zeigt die Endkonfiguration von insgesamt vier Teilchen in einer Reihe. Die Distanz zwischen den einzelnen Teilen beträgt 260–360 nm.

auch wieder ablösen. Während dieser Vorgänge ist anzunehmen, dass der Farbstoff in unkontrollierbar verteilten PS Bruchstücken freigesetzt wurde.

Diamantpartikel hingegen zeigen keine Auflösungserscheinungen, waren aber aufgrund der Form schlechter zu manipulieren. Da sich Nanodiamanten nicht in Kugelform manifestieren, gibt es wegen der kantigeren Struktur größere Auflageflächen und damit entsprechend höhere Adhäsionskräfte, die das determinierte Manipulieren erschweren. Wird den höheren Auflagekräften mit mehr Kraft entgegen gewirkt, erhöht sich im Umkehrschluss der Verschleiß der Spitze. Damit entfällt unter Umständen die Möglichkeit zur Manipulation, wenn das Auflösungsvermögen im Bilderfassungsschritt zu gering wird. Bei ausreichender Übung und Vorsicht ist aber auch hier die Positionierung bis auf ca. 25 nm möglich.

3.4.2 Manipulation von nanoskopischen Partikeln

Die Frage nach der Ankopplung von Emittern an PK Mikroresonatoren wird in der Literatur mit verschiedenen Ansätzen angegangen. So ist vor allem der Versuch, Quantenpunkte anzukoppeln indirekt gelungen, indem man die Punkte auf einem Substrat zufällig wachsen ließ, ihre Position genau bestimmte und anschließend Resonatoren bezüglich dieser Position fabriziert wurden [10]. Der Ansatz, der hier verfolgt wurde, ist

eine direktere Kopplung im Sinne einer Einbringung von Emittlern nach dem Bau der PK-Strukturen.

Die Versuche dotierte Partikel (Polystyrol) oder Nanodiamanten mit einer Lackschleuder gleichmäßig auf der Probenoberfläche zu verteilen mit einer Dichteverteilung, die statistisch ein Teilchen auf dem Resonator erwarten lässt, erwiesen sich als unpraktikabel. Es blieben nicht nur Teilchen auf der Kavität selbst, sondern auch in der näheren Umgebung liegen. Zwar konnte die Umgebung mit dem AFM frei geräumt werden, indem die überflüssigen Partikel in die Löcher geschoben wurden, wahrscheinlich fielen diese aber nicht hindurch sondern wurden in den Löchern gefangen. Spektren von einzelnen Polystyrol-Partikeln waren mit dieser Methode nicht zu erlangen.

Als möglicher Ausweg wurde versucht über Photobleichen die Resonatoren zu säubern. Anschließend hätte ein weiter außen liegendes Teilchen in den Resonator transportiert werden können. Dies war insofern nicht praktikabel, da die Versuche, Partikel mittels AFM zwischen den Löchern hindurch zu verschieben meist in eben jenen endeten.

Zusätzlich gab es auf Si_3N_4 teilweise das Phänomen, dass großflächige Verschmutzungen auftraten, die die Identifikation von Polystyrol oder Diamant erschwerten. Bemerkenswert war dabei, dass nach einer Behandlung in einer Lösung aus 50% H_2O_2 zu 50% H_2SO_4 ³ die Verschmutzungen teilweise fortbestanden. Die Ursache dieser Verschmutzungen konnte nicht geklärt werden.

Eine Alternative zum großflächigen Aufbringen ist das gezielte Ablegen von wenigen Teilchen in der Nähe der Resonatorstruktur sein. Anschließend kann per AFM die Feinpositionierung vorgenommen werden. Möglich ist es beispielsweise, eine mit Teilchen benetzte Spitze (Radius ca. 1 μm) unter optischer Kontrolle nah an ein Kristallfeld heranzufahren, die Spitze aufzusetzen und durch den Kontakt ein paar Teilchen abzuschütteln. Dabei darf die Adhäsion zwischen Teilchen und Spitze nur so stark sein, dass die Vibration beim Aufsetzen ausreicht, um Teilchen zu lösen. Diese Methode wurde in Grundzügen schon realisiert und bietet einen interessanten Ansatz, insbesondere bei den doppelten Heterostrukturen (s. 3.2.4), die in Zukunft im Zentrum der Bemühungen stehen werden.

Wegen der erwähnten Eigenschaft der dotierten Kugeln aus Polystyrol (PS), in ein-

³Sogenannte Piranha-Lösung. Eine in der Halbleiterindustrie übliche Methode zur Reinigung von Waferoberflächen.

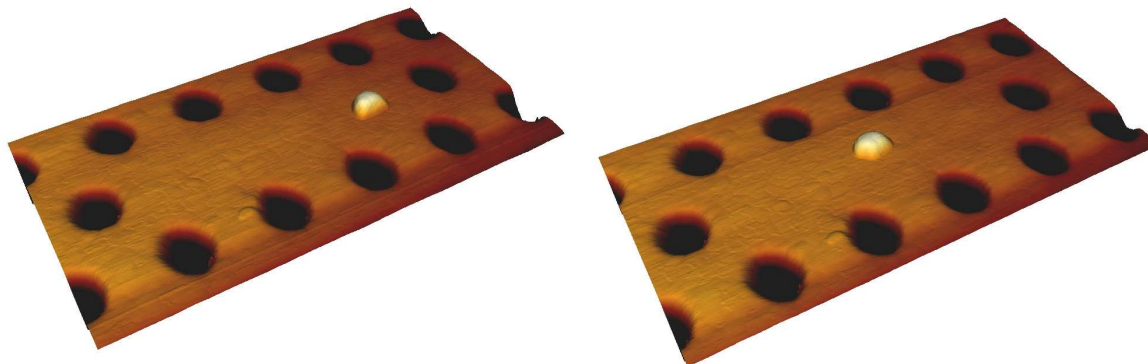


Abbildung 3.14: Verschiebung einer einzelnen Polystyrolkugel auf einer $L3$ Kavität. Zurückgelegte Distanz vom rechten zum linken Bild ca. 250 nm

zelne Bruchstücke zu zerfallen und dabei auch Farbstoffmoleküle zu verteilen, wurde die Wahrscheinlichkeit, Spektren von einzelnen ausgewählten Stellen auf dem Resonator aufzunehmen reduziert. Dennoch wurden eine Reihe von erfolgreichen Versuchen unternommen, die Resonatoren gezielt mit den Polystyrol-Kugeln zu dotieren. Ein Beispiel davon, mit einer anschließenden Verschiebung des Teilchens zeigt Abb. 3.14.

Außer den PS Kugeln wurden Experimente mit Diamanten (Radius 50 nm) unternommen. Dabei war die Manipulation prinzipiell genauso möglich wie bei den PS Kugeln. Allerdings ist die starke Anregung die für Diamant Farbzentren nötig ist problematisch, da das Si_3N_4 in demselben Spektralbereich wie Diamant fluoresziert. Dabei wird im Allgemeinen das Diamantspektrum überstrahlt und die aufgenommenen Spektren können nicht soweit gefiltert werden, als dass hier zwischen beiden differenziert werden könnte.

In diesem Kapitel wurden die $L3$ -Resonatoren in photonischen Kristallen und ihre optischen Eigenschaften sowie verschiedene Techniken zur Optimierung des Q -Faktors vorgestellt. Die Ergebnisse der Simulationen wurden an realen Proben verifiziert. Es wurde daran anschließend ein Atomkraft-Mikroskop zur Untersuchung und Manipulation von Nanopartikeln eingesetzt und auf dessen Handhabung hingewiesen. Zum Schluss wurde ein Beispiel eines erfolgreich in einen $L3$ -Resonator eingebrachten Nanopartikel gezeigt.

Kapitel 4

Zusammenfassung und Ausblick

4.1 Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurden photonische Kristalle allgemein vorgestellt und speziell zweidimensionale Varianten untersucht. Dabei wurde auch auf charakteristische Eigenschaften eingegangen, wie beispielsweise die Dispersionsrelation und die Bildung von Bandlücken. Darauf folgend wurde ein spezieller photonischer Kristall, bestehend aus einem hexagonalem Gitter in Si_3N_4 Membranen mit $L3$ -Resonator, besprochen. Bei den Resonatoren wurden Kenngrößen wie die Güte, bzw. Q -Faktor, und Modenvolumen eingeführt, sowie deren Einfluss auf quantenelektrodynamische Phänomene wie Purcell-Effekt oder Rabi-Aufspaltung benannt.

Bei den experimentellen Untersuchungen wurden, nach sorgfältiger theoretischer Vorarbeit, verschiedene Ansätze getestet, um den Q -Faktor zu erhöhen. Dabei gelang es Q um mehr als das Vierfache zu steigern. Es wurde anschließend der Einfluss von nanoskopischen Partikeln auf den Resonator mit numerischen Simulationen untersucht und experimentelle Machbarkeitsstudien, zur Einbringung und Manipulation solcher Partikel mit einem Atomkraft-Mikroskop, vorgestellt. Die prinzipielle Machbarkeit wurde gezeigt aber auch auf Schwierigkeiten bei der Umsetzung eingegangen.

4.2 Ausblick

Neben den bisher in der Literatur besprochenen und umgesetzten Anwendungen für photonische Kristalle, ist für die hier vorgestellten ein Anwendungsszenario von besonderem Interesse: Die Kopplung von einzelnen Farbzentren in Diamant an einen sorgfältig abgestimmten Mikroresonator.

Die optische Erscheinung von Diamant wird durch seine Farbzentren bestimmt. Ein gut bekanntes Farbzentrum ist der so genannte NV-Defekt der aus einem Stickstoffatom und einer Fehlstelle (engl.: nitrogen-vacancy) im Kristallgitter gebildet wird. Die quantenoptischen Eigenschaften einzelner NV-Zentren wurden bereits untersucht [44], unter anderem durch Anti-bunching Messungen. Im Vergleich zu anderen Photonemittern gibt es hier einen weiteren großen Vorteil: die Stabilität bei Raumtemperatur und unter normaler Atmosphäre. Damit sind die Farbzentren ideale Kandidaten für Quantenmetrologie, -kommunikation¹ und -prozessoren².

Eine kommerzielle Einzelphotonenquelle wurde bereits mit Diamant realisiert [45], nutzt allerdings ‘nur’ dessen natürliche unverstärkte Eigenschaften. Im Verbund mit einem speziell abgestimmten Mikroresonator allerdings könnten diese Nanopartikel eine weitaus bessere Einzelphotonenquelle darstellen, mit sehr viel höheren Repetitionsraten und maßgeblich kleineren Linienbreiten, wie in [46] dargelegt. Es gibt für eine solche Kombination verschiedene Ansätze, z.B. könnte man einen Resonator direkt in Diamant zu realisieren. Dem steht allerdings die enorme Widerstandsfähigkeit des Diamants entgegen und die bisherigen Anstrengungen sind noch weit von ihrem Ziel entfernt.

Der in dieser Arbeit vorgestellte Ansatz zur Konstruktion von Mikroresonatoren mit hohen Güten und nachfolgender determinierter Ankopplung von nanoskopischen Partikeln, ist eine aussichtsreiche Alternative zu den anderweitig verfolgten Ansätzen. Insbesondere die Resonatoren im Heterostruktur-Design stellen hier interessante Kandidaten dar, da sie eine noch höhere Güte als $L3$ -Kavitäten haben und besseren Zugang zum Resonator erlauben. Das größte Problem auf diesem Weg stellt aber bei den hier vorgestellten Proben die intrinsische Fluoreszenz des Si_3N_4 dar, die die Detektion des Diamantspektrums noch verhindert. Wenn es aber gelingt, dieses Hindernis zu um-

¹Bei kryptographischen Anwendungen im Bereich des Schlüsselaustausches, engl.: ‘quantum key distribution’.

²Sie könnten aufgrund ihres gut zu kontrollierenden Grund- und Anregungszustandes das Qubit eines solchen Prozessors darstellen.

gehen, sollte eine Einzelphotonenquelle durch die Kopplung von einem Diamant mit einem photonischen Kristall-Mikroresonator möglich sein.

Publikationen

Vortrag

J. Stingl, M. Barth und O. Benson “*Controlled Coupling of emitters to SiN photonic crystal cavities*”, DPG Frühjahrstagung, Darmstadt 2008.

Veröffentlichungen

M. Barth, J. Kouba, J. Stingl, B. Löchel und O. Benson “*Modification of visible spontaneous emission with silicon nitride photonic crystal nanocavities*”, Optics Express **15** No. 25, 2007.

M. Barth, N. Nüsse, J. Stingl, B. Löchel und O. Benson “*Emission properties of silicon nitride photonic crystal heterostructure cavities*”, Applied Physics Letters, eingereicht und akzeptiert.

Literaturverzeichnis

- [1] J. MAXWELL: *A Treatise on Electricity and Magnetism* (Clarendon, 1892).
- [2] J. W. STRUTT (LORD RAYLEIGH): *On the Maintenance of Vibrations by Forces of Double Frequency, and on the Propagation of Waves Through a Medium Endowed with a Periodic Structure*. Phil. Mag. **24** (147): 145–159, 1887.
- [3] V. D. BYKOV: *Spontaneous emission in a periodic structure*. Sov. Phys. -JETP **35**: 269, 1972.
- [4] E. YABLONOVITCH: *Inhibited Spontaneous Emission in Solid-State Physics and Electronics*. Phys. Rev. Lett. **58** (20): 2059–2062, 1987.
- [5] S. JOHN: *Strong Localization of Photons in Certain Disordered Dielectric Superlattices*. Phys. Rev. Lett. **58** (23): 2486–2489, 1987.
- [6] E. YABLONOVITCH, T. GMITTER und K. M. LEUNG: *Photonic band structure: The face-centered-cubic case employing nonspherical atoms*. Phys. Rev. Lett. **67**: 2295–2298, 1991.
- [7] T. KRAUSS, R. DELARUE und S. BRAND: *Two-dimensional photonic-bandgap structures operating at near infrared wavelengths*. Nature **383**: 699–702, 1996.
- [8] P. KAISER und H. ASTLE: *Low-Loss single-material fibers made from pure fused silica*. The Bell System Technical Journal 1974.
- [9] O. PAINTER, R. LEE, A. SCHERER, A. YARIV, J. O'BRIEN und P. D. DAPKUS: *Two-Dimensional Photonic Band-Gap Defect Mode Laser*. Science **284**: 1819–1821, 1999.
- [10] A. BADOLATO, K. HENNESSY, M. ATATURE, J. DREISER, E. HU, P. M. PETROFF und A. IMAMOGLU: *Deterministic Coupling of Single Quantum Dots to Single Nanocavity Modes*. Science **308** (5725): 1158–1161, 2005.

-
- [11] J. JOANNOPOULOS, S. JOHNSON *et al.*: *Photonic Crystals: Molding the flow of light* (Princeton University Press, 2008).
 - [12] W. NOLTING: *Grundkurs Theoretische Physik 3, Elektrodynamik* (Springer Berlin Heidelberg, 2007).
 - [13] K. KOPITZKI und P. HERZOG: *Einführung in die Festkörperphysik* (Vieweg + Teubner Verlag, 2004).
 - [14] A. TAFLOVE und S. C. HAGNESS: *Computational Electrodynamics: The Finite-Difference Time-Domain Method* (artech house, 2005).
 - [15] K. YEE: *Numerical solution of initial boundary value problems involving maxwell's equations in isotropic media*. IEEE Transactions on Antennas and Propagation **14** (3): 302–307, 1966.
 - [16] LUMERICAL SOLUTIONS, INC.: *FDTD Solutions*. <http://www.lumerical.com> 2008.
 - [17] S. JOHNSON und J. JOANNOPOULOS: *The MIT Photonic-Bands Package*. <http://ab-initio.mit.edu/mpb> 2005.
 - [18] S. JOHNSON und J. JOANNOPOULOS: *Block-iterative frequency-domain methods for Maxwell's equations in a planewave basis*. Opt. Express **8** (3): 173–190, 2001.
 - [19] W. NOLTING: *Grundkurs Theoretische Physik 5, Quantenmechanik* (Springer Berlin Heidelberg, 2007).
 - [20] Y. AKAHANE, T. ASANO, B.-S. SONG und S. NODA: *High-Q photonic nanocavity in a two-dimensional photonic crystal*. Nature **425**: 944–947, 2003.
 - [21] E. M. PURCELL: *Spontaneous Emission Probabilities at Radio Frequencies*. Phys. Rev. **69**: 681, 1946.
 - [22] M. BORODITSKY, R. VRIJEN, T. KRAUSS, R. COCCIOLI, R. BHAT und E. YABLONOVITCH: *Spontaneous Emission Extraction and Purcell Enhancement from Thin-Film 2-D Photonic Crystals*. J. Lightwave Technol. **17** (11): 2096–2112, 1999.
 - [23] D. ENGLUND, D. FATTAL, E. WAKS, G. SOLOMON, B. ZHANG, T. NAKAOKA, Y. ARAKAWA, Y. YAMAMOTO und J. VUČKOVIĆ: *Controlling the Spontaneous Emission Rate of Single Quantum Dots in a Two-Dimensional Photonic Crystal*. Phys. Rev. Lett. **95** (1): 013904, 2005.

- [24] *Spontaneous emission and laser oscillation in microcavities* (CRC Press, 1995).
- [25] T. YOSHIE, A. SCHERER, J. HENDRICKSON, G. KHITROVA, H. M. GIBBS, G. RUPPER, C. ELL, O. B. SHCHEKIN und D. G. DEPPE: *Vacuum Rabi splitting with a single quantum dot in a photonic crystal nanocavity*. Nature **432**: 200–203, 2004.
- [26] C. MEIER, K. HENNESSY, E. D. HABERER, R. SHARMA, Y.-S. CHOI, K. MCGRODDY, S. KELLER, S. P. DENBAARS, S. NAKAMURA und E. L. HU: *Visible resonant modes in GaN-based photonic crystal membrane cavities*. Appl. Phys. Lett. **88** (3): 031111, 2006.
- [27] M. ARITA, S. ISHIDA, S. KAKO, S. IWAMOTO und Y. ARAKAWA: *AlN air-bridge photonic crystal nanocavities demonstrating high quality factor*. Applied Physics Letters **91** (5): 051106, 2007.
- [28] L. CHEN und A. V. NURMIKKO: *Fabrication and Performance of Efficient Blue Light Emitting III-Nitride Photonic Crystals*. Appl. Phys. Lett. **85**: 3663–3665, 2004.
- [29] Z. ZHAOYU, Y. TOMOYUKI, X. JIAJING und A. SCHERER: *Visible two-dimensional photonic crystal slab laser*. Appl. phys. letters **89**: 071102, 2006.
- [30] M. KITAMURA, S. IWAMOTO und Y. ARAKAWA: *Enhanced light emission from an organic photonic crystal with a nanocavity*. Appl. Phys. Lett. **87** (15): 151119, 2005.
- [31] M. MEIER, A. MEKIS, A. DODABALAPUR, A. TIMKO, R. E. SLUSHER, J. D. JOANNOPOULOS und O. NALAMASU: *Laser action from two-dimensional distributed feedback in photonic crystals*. Appl. Phys. Lett. **74** (1): 7–9, 1999.
- [32] C.-G. CHOI, Y.-T. HAN, J. T. KIM und H. SCHIFT: *Air-suspended two-dimensional polymer photonic crystal slab waveguides fabricated by nanoimprint lithography*. Appl. Phys. Lett. **90** (22): 221109, 2007.
- [33] S. DESHPANDE, E. GULARI, S. BROWN und S. RAND: *Optical properties of silicon nitride films deposited by hot filament chemical vapor deposition*. J. Appl. Phys **77** (12): 6534–6542, 1995.

-
- [34] V. GRITSENKO, A. MILOV, M. EFREMOV, V. VOLODIN, H. WONG, N. PAZDNIKOV und K. ZHURAVLEV: *Silicon nanocluster in silicon nitride: photoluminescence, Ramanscattering and ESR studies*, in *1996 Conference on Optoelectronic and Microelectronic Materials And Devices Proceedings*, S. 196–199 (1996).
- [35] G. BINNIG, C. F. QUATE und C. GERBER: *Atomic Force Microscope*. Phys. Rev. Lett. **56** (9): 930–933, 1986.
- [36] S.-H. KIM, G.-H. KIM, S.-K. KIM, H.-G. PARK, Y.-H. LEE und S.-B. KIM: *Characteristics of a stick waveguide resonator in a two dimensional photonic crystal slab*. J. Appl. Phys. **95**: 411–416, 2004.
- [37] Y. AKAHANE, T. ASANO, B.-S. SONG und S. NODA: *High-Q photonic nanocavity in a two-dimensional photonic crystal*. Nature **425**: 944–947, 2003.
- [38] D. ENGLUND, I. FUSHMAN und J. VUCKOVIC: *General recipe for designing photonic crystal cavities*. Opt. Express **12**: 5961–5975, 2005.
- [39] B.-S. SONG, S. NODA, T. ASANO und Y. AKAHANE: *Ultra-high-Q photonic double-heterostructure nanocavity*. Nature Mater. **4**: 456–459, 2005.
- [40] M. BARTH, N. NÜSSE, J. STINGL, B. LÖCHEL und O. BENSON: *Emission properties of silicon nitride photonic crystal heterostructure cavities*. Appl. Phys. Lett. (accepted), 2008.
- [41] M.-K. KIM, J.-K. YANG, Y.-H. LEE und I.-K. HWANG: *Influence of Etching Slope on Two-Dimensional Photonic Crystal Slab Resonators*. J. Korean Phys. Soc. **50** (4): 1027–1031, 2007.
- [42] J. KOUBA: *Investigation of silicon nitride based two-dimensional photonic crystals for the visible spectral range*, Dissertation, TU Berlin, 2008.
- [43] T. JUNNO, K. DEPERT, L. MONTELIUS und L. SAMUELSON: *Controlled manipulation of nanoparticles with an atomic force microscope*. Appl Phys. Lett. **66**: 3627–2630, 1995.
- [44] C. KURTSIEFER, S. MAYER, P. ZARDA und H. WEINFURTER: *Stable Solid-State Source of Single Photons*. Phys. Rev. Lett. **85** (290): 290–293, 2000.
- [45] <http://www.qcvictoria.com>.

- [46] S. CHUN-HSU, A. GREENTREE und C. L. HOLLENBERG: *Towards a picosecond transform-limited nitrogen-vacancy based single photon source*. Opt. Express **16** (9): 6240–6250, 2008.

Abbildungsverzeichnis

1.1	Beispiele natürlicher photonischer Kristalle	2
2.1	1D, 2D und 3D photonische Kristalle	9
2.2	Beispiel für ein Banddiagramm	11
2.3	Simulationsgitter und Yee-Zelle	14
2.4	Brechung an einer Grenzfläche	17
2.5	Hexagonales Gitter	19
2.6	Exemplarisches Banddiagramm für einen zweidimensionalen PK mit Lichtlinie $\omega = kc$ in Rot.	20
2.7	Beispiele zweidimensionaler Resonatorstrukturen	20
2.8	Effekte der starken Kopplung im Zeit und Frequenzbild	24
2.9	Prozessierungsschritte zur Herstellung von Si_3N_4 Membranen	26
2.10	REM Aufnahmen eines photonischen Kristalls	28
2.11	Konfokalaufbau zur Fluoreszenzmessung	29
2.12	NileRed Spektrum	30
2.13	Photo des eingesetzten AFM	31
2.14	Spitzenform und Lennard-Jones Potential	31
3.1	reduziertes Bandstrukturdiagramm für TE- und TM-Moden	35
3.2	Eigenschaften der Bandlücke in hexagonalem Gitter	36
3.3	Feldverteilung der Unter- und Oberkante der Bandlücke	37
3.4	E -Feldvektor in $L3$ Defektstruktur	38
3.5	Modifikation der nächsten Nachbarn	39
3.6	theoretische Abhängigkeit des Q -Faktors von Geometrieeinflüssen	40

3.7	Abhängigkeit des Q -Faktors von der Partikelgröße	41
3.8	Positionseinfluss von Diamant auf den Q -Faktor	42
3.9	doppelte Heterostruktur	43
3.10	$L\mathcal{J}$ -Spektrum	44
3.11	Experimentelle Überprüfung	45
3.12	Spektrum des besten $L\mathcal{J}$ -Resonators	46
3.13	Beispiele für die AFM Manipulation	48
3.14	Partikeltransport mittels AFM	50

Danksagung

Bei folgenden Personen, die diese Diplomarbeit überhaupt erst möglich gemacht haben, möchte ich mich bedanken:

Bei Prof. Oliver Benson für die Möglichkeit in seiner Gruppe zu arbeiten und ein interessantes Thema studieren zu können. Außerdem war bei Anwesenheit seine Bürotüre und seine Stimmung immer offen für Fragen und Anregungen, die den Erfolg, den diese Arbeit darstellt, erst ermöglichten.

Ganz besonders herzlich bei Michael Barth, der mit unerschöpflicher Geduld und Hingabe seinem Diplomanden die Welt³ erklärte. Seien seine Tage als Doktorand gezählt und ihm ein glückliches erfolgreiches Weiterkommen beschienen.

Bei den Mitarbeitern des AZM/Bessy, namentlich Josef Kouba und Nils Nüsse, ohne die einfach nichts zu machen⁴ gewesen wäre.

Bei allen Nanos und QOMs, die in schier unerschöpflicher Fröhlich-, Freundlich- und anderen -keiten die Arbeit ungleich leichter erscheinen ließen und immer auch in fachlicher Kompetenz keinen echten Physiker scheuen mussten. Dabei sei ein besonderer Dank an Alex S. gerichtet, der durch die Akquise, Auf- und Bereitstellung der überlebenswichtigen Kaffeemaschine (sowie deren Betriebsmittel) den ganzen Laden⁵ am Laufen hielt.

Speziell auch bei Tim und David, die mir nicht nur die Arbeitsgruppe selbst ans Herz gelegt haben, sondern auch bei außeruniversitären Aktivitäten seit nunmehr sieben Jahren verlässliche Partner waren.

Bei meinen Eltern, ohne deren finanzielle Hingabe und Glaube an mein Projekt “Diplom-Physiker” das Ganze nicht in der Form möglich gewesen wäre.

Herzlichst auch bei allen anderen, die mein Leben in den letzten Jahren während des Studiums begleitet und einen maßgeblichen Anteil am erfolgreichen Beenden desselben haben.

³der photonischen Kristalle und anderen optischen Täuschungen

⁴da (sic!)

⁵oder zumindest mich

Erklärung

Hiermit erkläre ich, Johannes Stingl, dass diese vorgelegte Arbeit selbstständig und ohne unerlaubte Hilfe von mir angefertigt wurde. Es wurden keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet.

Berlin, den 14. Juli 2008

Johannes Stingl

