



**UNIVERSITÄT PADERBORN**  
*Die Universität der Informationsgesellschaft*

**FAKULTÄT FÜR  
ELEKTROTECHNIK,  
INFORMATIK UND  
MATHEMATIK**

## **Herstellung optischer SiON-Komponenten für Laserstrukturen auf Silizium**

Von der Fakultät für Elektrotechnik, Informatik und Mathematik  
der Universität Paderborn

zur Erlangung des akademischen Grades

Doktor der Ingenieurwissenschaften (Dr.-Ing.)

genehmigte Dissertation

von

Dipl. Wirt.-Ing. Torsten Frers

Erster Gutachter: Prof. Dr. -Ing. Ulrich Hilleringmann

Zweiter Gutachter: Prof. Dr. Artur Zrenner

Tag der mündlichen Prüfung: 02.03.2015

Paderborn 2015

Diss. EIM-E/309

---

## Abstract

Integrated waveguide structures are a fundamental part of optics. Together with microcavities, they build the foundation for a wide variety of possible applications. The structures can be fabricated from different material systems. Silicon based materials are advantageous, as they avoid establishing complex or expansive processes. Thus, the existing semiconductor manufacturing process can be used. One of the most promising materials of silicon technology is siliconoxynitride. Together with siliconoxide, siliconoxynitride forms a system of layers, which has a refractive index difference high enough to realize structures such as couplers, waveguides or microcavities.

This work demonstrates a way to develop a compact lasersystem on one silicon chip made of siliconoxide and siliconoxynitride. Special attention will be devoted to the optimization of the processes for layer deposition, structuring by lithography and dry etching processes to limit the damping for waveguides and microcavities. The improvement of the deposition technique for core and insulating layers reduces the amount of absorption. As a consequence, the guiding losses in the waveguide are reduced as well. Sidewall and surface roughness also impact the damping. These influences can be avoided by using optimized dry etching and lithography processes.

In the preliminary stages, analytical and numerical methods are used here to both approximate and calculate the design of waveguides and resonators for the telecommunication wavelength of  $1,55\ \mu\text{m}$ . The simulation of mode distribution is confirmed by measurement results. The microcavities presented in this work are based on the same material system as the waveguides. However, they require an additional process step to separate the silicon isotropic underneath the microcavity. A heater structure on a membrane was developed for in- and out-coupling of the electromagnetic field to a microcavity. The membrane can expand, depending on the applied voltage. With this concept, a waveguide mounted on such a membrane can be brought close to the microcavity. Several layout and material compositions are verified by numerical calculation. This results in a fabricated membrane structure, which is also characterized afterwards.

Siliconoxynitride, as a non-active material, needs to be doped to realize an integrated lasersystem. A uniform distribution can only be achieved by sputtering and embedding the dopant during deposition. Luminescence of this layer depends on the temperature of the thermal process.

---

## Kurzfassung

Integrierte Wellenleiterstrukturen sind elementare Bestandteile der Optik. Sie bilden zusammen mit Mikroresonatoren die Basis für eine Vielzahl von möglichen Anwendungen. Dabei lassen sich die Strukturen aus verschiedenen Materialsystemen herstellen. Materialien basierend auf Silizium haben den Vorteil, dass für die Herstellung keine aufwendigen und kostenintensive Prozesse eingeführt werden müssen. Es kann auf die bereits existierende Technologie der Halbleiterfertigungsprozesse zurückgegriffen werden. Eine der viel versprechenden Materialien der Silizium-Technologie ist Siliziumoxinitrid. Zusammen mit Siliziumdioxid bildet Siliziumoxinitrid ein Schichtsystem, das über einen ausreichend hohen Brechungsindexunterschied verfügt, um integrierte Strukturen wie Koppler, Wellenleiter oder Resonatoren zu realisieren.

Inhalt dieser Arbeit ist es, ein Konzept zu demonstrieren, wie mit dem Materialsystem aus Siliziumdioxid und Siliziumoxinitrid ein kompaktes Lasersystem auf einem Silizium-Chip entwickelt werden kann. Besonderes Augenmerk liegt auf der Optimierung der Prozesse für die Schichtabscheidung sowie auf der Strukturierung durch Lithografie und Trockenätzprozesse, um die Dämpfung im Wellenleiter und Resonator möglichst niedrig zu halten. Die Verbesserung des Depositionsprozesses der Kern- und Isolierschichten reduzieren den Betrag der Absorption und damit der Führungsverluste im Wellenleiter. Weitere Einflussfaktoren für die Dämpfung stellen Unebenheiten an Seitenwänden und Oberflächen dar, die sich mit optimierten Trockenätz- und Lithografieprozessen vermeiden lassen.

Die für den Kommunikationswellenlängenbereich von  $1,55\ \mu\text{m}$  ausgelegten Wellenleiter und Resonatoren werden anhand von analytischen und numerischen Methoden approximiert und berechnet, so dass die Dimensionierung im Vorfeld stattfinden kann. Die Simulation der Modenverteilung bestätigt die durchgeführte Messung. Die hier vorgestellten Mikroresonatoren basieren auf dem Materialsystem der Wellenleiter, erfordern aber einen weiteren Prozessschritt um das Silizium unterhalb des Mikroresonators isotrop zu lösen. Zur Ein- und Aussteuerung des Feldes zum Resonator wird eine thermoelektrische Membran entwickelt, die sich in Abhängigkeit von der Eingangsspannung ausdehnt. Ein auf dieser Membran integrierter Wellenleiter kann variabel an den Resonator herangeführt werden. Mit Hilfe numerischer Simulation werden unterschiedliche Layouts sowie Materialzusammensetzungen hinsichtlich der Ausdehnung optimiert, anschließend in der Praxis umgesetzt und charakterisiert.

Siliziumoxinitrid ist kein aktives Material und benötigt eine Dotierung, um ein integriertes Lasersystem zu realisieren. Eine gleichmäßigere Verteilung des Erbiums im Material wird über den Einbau während des Schichtaufbaus mit dem Prozess der Kathodenzerstäubung erreicht. Die Lumineszenzeffizienz dieser Schicht hängt stark von der Temperatur einer anschließenden thermischen Nachbehandlung ab.

---

# Inhaltsverzeichnis

<b>Einleitung .....</b>	<b>1</b>
<b>1 Allgemeine Grundlagen der integrierten Optik .....</b>	<b>6</b>
1.1 Materialsysteme der integrierten Optik.....	6
1.2 Lichtführung und Feldverteilung im Wellenleiter.....	11
1.2.1 Strahlenoptische Darstellung.....	12
1.2.2 Wellentheoretische Modellierung.....	13
1.2.3 Feldverteilung für den Filmwellenleiter.....	15
<b>2 Optimierte Herstellung für Wellenleiter und Resonatoren .....</b>	<b>19</b>
2.1 Deposition durch plasmaunterstützte Gasphasenabscheidung.....	19
2.1.1 Eigenschaften der PECVD-Schichten.....	20
2.1.2 FTIR-Analyse der Schichtzusammensetzung.....	24
2.1.3 Analyse der Oberflächenrauheit der PECVD-Schichten.....	31
2.1.4 Induzierter Stress bei der Herstellung .....	34
2.2 Optimierung der Lithografie- und Ätzprozesse.....	35
2.2.1 Parameterabhängigkeit der trockenchemischen Ätzverfahren ...	37
2.2.2 Maskierung für die Wellenleiterherstellung .....	38
2.2.3 Strukturierung dielektrischer Schichten mittels RIE-Prozess....	41
<b>3 Wellenleiterstrukturen auf SiON-Basis .....</b>	<b>49</b>
3.1 Dimensionierung integriert optischer Wellenleiter aus SiON .....	50
3.2 Gekrümmte Wellenleiter.....	59
3.3 Realisierte Wellenleiterstrukturen.....	64
3.3.1 Vergrabener Streifenwellenleiter .....	64
3.3.2 Tiefgeätzter Streifenwellenleiter.....	68
3.3.3 Rippenbelasteter Filmwellenleiter.....	69

---

3.4	Charakterisierung der Wellenleiter.....	70
3.4.1	Dämpfung.....	70
3.4.2	Fabry-Perot Methode und Modenverteilung.....	72
<b>4</b>	<b>Mikroresonatoren realisiert im Schichtsystem SiO<sub>2</sub>/SiON/SiO<sub>2</sub>...</b>	<b>80</b>
4.1	Strukturresonanzen im Mikroresonator .....	80
4.2	Charakteristische Kenngrößen optischer Mikroresonatoren.....	83
4.3	Beschränkungen des Gütefaktors.....	85
4.4	Parametereinflüsse auf die Güte.....	86
4.5	Realisierung der Mikroresonatoren .....	87
<b>5</b>	<b>Kopplung zwischen Resonator und Wellenleiter.....</b>	<b>96</b>
5.1	Kopplungsmechanismen .....	96
5.1.1	Analytische Beschreibung der Anregung von Resonanzen.....	98
5.1.2	Kopplung der Moden in Flüstergalerie-Resonatoren .....	100
5.2	Ausdehnung einer Membran zur Wellenleiterkopplung.....	103
5.2.1	Integration der variablen Kopplung .....	103
5.2.2	Simulation der Heizerstruktur .....	105
5.3	Prozessentwicklung der Membran mit integrierter Heizstruktur.....	113
5.3.1	Schicht-Zusammensetzung des Heizer/Membran-Systems.....	113
5.3.2	Membranherstellung und Probenpräparation .....	115
5.4	Charakterisierung der erhitzten Membran .....	119
<b>6</b>	<b>Erbium als Emitter für dielektrische Schichten .....</b>	<b>125</b>
6.1	Dotierung mittels Diffusion und Ionenimplantation in SiON .....	126
6.2	Dotierte SiON- und SiNx-Schichten mittels Kathodenzerstäubung.....	131
6.3	Lumineszenzmessungen an Erbium dotierten Schichten .....	133
	<b>Zusammenfassung und Ausblick.....</b>	<b>138</b>
	<b>Anhang .....</b>	<b>143</b>
	<b>Literaturverzeichnis.....</b>	<b>156</b>



Für meine Familie Andrea, Melina, Jana und Lena

---

## Danksagung

Diese Arbeit basiert auf meiner Tätigkeit an der Universität Paderborn im Fachgebiet Sensorik unter der Leitung von Herrn Prof. Dr. Ulrich Hilleringmann. Während dieser Zeit habe ich viel Unterstützung erfahren, die an dieser Stelle gewürdigt werden soll:

- Mein Dank gilt Herrn Prof. Dr. Ulrich Hilleringmann, der mir die Möglichkeit bot meine Doktorarbeit in seiner Arbeitsgruppe anzufertigen und mir stets mit Ratschlägen und Diskussionen zur Seite stand.
- Ebenfalls möchte ich Herrn Prof. Dr. Artur Zrenner und Dr. Gerhard Berth danken, die durch ihre Unterstützung die Messungen an Wellenleiter und Resonatoren ermöglichten. Der große Einsatz und die Hilfe bei der experimentellen Umsetzung resultierte in vielen hilfreichen Gesprächen.
- Dem Fachbereich Theoretische Elektrotechnik unter der Leitung von Prof. Dr. Rolf Schuhmann, insbesondere Christoph Claßen und auch Dr. Bastian Bandlow, möchte ich für die Unterstützung hinsichtlich der numerischen Berechnung der elektro-magnetischen Feldverteilung im Wellenleiter und Resonator danken.
- Danken möchte ich an dieser Stelle ebenfalls Fabian Assion für seine Unterstützung bei den Simulationen zur Ausdehnung der Membran unter Temperatureinfluss.
- Während meiner Zeit an der Universität Paderborn entstanden zwei Diplomarbeiten von Thomas Hett und Andre Brockmeier, sowie eine Studienarbeit von Martin Stühlmeyer und eine Bachelorarbeit von Nils Weber, die zum Erfolg dieser Arbeit beigetragen haben.
- Ich danke Prof. Dr. Heinz-Siegfried Kitzerow für die Aufnahme in das Graduiertenkolleg 1464 „Mikro- und Nanostrukturen in Optoelektronik und Photonik“. Ebenso danke ich der DFG für die finanzielle Förderung.
- Für die Durchsicht und Anmerkungen zum Manuskript möchte ich mich bei Dr. Tobias Balkenhol, Dr. Gerhard Berth, Christoph Claßen, Fabian Assion und Thomas Hett bedanken.
- Dank gilt auch meiner Frau Andrea und meinen Kindern für ihre Geduld, die Zuversicht und ihr Verständnis.
- Zu guter Letzt möchte ich allen danken, die hier nicht namentlich genannt sind und die mich während meiner Zeit an der Universität Paderborn begleitet haben.

# Einleitung

Die Photonik, als Teilgebiet der Optik, befasst sich mit der Wissenschaft und Technologie zur Nutzung von Licht. Sie umfasst die Erzeugung, Detektion, Führung, Beeinflussung und Verstärkung von Licht [FW10]. Dieser Technologiezweig, entstanden mit der Entdeckung des Lasers im Jahr 1960, schaffte die Voraussetzung für neue Produktentwicklungen in Bereichen der Telekommunikationstechnik, der Unterhaltungsindustrie, der Medizintechnik oder der Produktionstechnik [GB07]. Das Interesse an der Photonik ist durch die wachsende Bedeutung photonischer Kommunikationsnetze seitdem stark gestiegen [GB07].

Der Trend Rechneranwendungen, Datenspeicherung und insbesondere Rechnerkapazität aus einem verteilten Datencenter, der so genannten *Cloud*, zu beziehen, steigert den Bedarf an optischen Hochgeschwindigkeitsnetzen enorm [LT10]. Aber auch innerhalb der Datencenter ergeben sich Möglichkeiten, photonische Technologien zu nutzen. Optische Verbindungen von Chip zu Chip oder gar zum rein photonisch integrierten Chip scheinen zukünftig möglich [LT10].

## Integrierte Optik in Kommunikationssystemen

Die integrierte Optik ist ein Forschungsschwerpunkt innerhalb der Photonik. Die Lichtführung findet in der integrierten Optik in Wellenleitern statt, die auf geeigneten Substraten aus verschiedenen dünnen Schichten bestehen [Mesc00]. Dabei kommen Verfahren zum Einsatz, die weitgehend aus der Mikroelektronik bereits bekannt sind.

Für die Anwendung der integrierten Optik müssen integriert-optische Elemente mit Lichtemittern und Detektoren kombiniert werden. Abhängig vom Substrat ist dies monolithisch oder auch als Hybridlösung möglich [Mesc00]. Der hybride Aufbau optischer Systeme, also ein optisches System aus mindestens zwei getrennten Komponenten, ist in großen Stückzahlen für eine Produktion nicht wirtschaftlich sinnvoll. Die Teilsysteme sind auf einem Träger miteinander verbunden [Hill06].



Beim monolithischen Aufbau werden alle Komponenten auf einem Substrat hergestellt.

Nicht emittierende Materialien wie Silizium, Lithiumniobat oder Polymere sind zur Lichtführung in der integrierten Optik geeignet [Huns09]. Zur Lichterzeugung sind diese Materialien aber auf externe Lichtquellen, z. B. mechanisch an das Substrat gekoppelte Halbleiter-Laser, angewiesen [Huns09]. Zu den wichtigsten passiven Komponenten zählen Wellenleiter, Koppler, Interferometer, Strahlteiler, Spiegel oder Linsen. Aktive Bauelemente der Photonik sind integrierte Laser, Modulatoren oder Verstärker. Durch die stetige Entwicklung in den letzten Jahren lassen sich mit dem Einbau von seltenen Erden, zum Beispiel Erbium, aus passiven Materialsystemen wie Siliziumoxinitrid Laseremitter herstellen (siehe Kapitel 6) und damit einen weiteren Schritt zum komplett integrierten photonischen Schaltkreis realisieren.

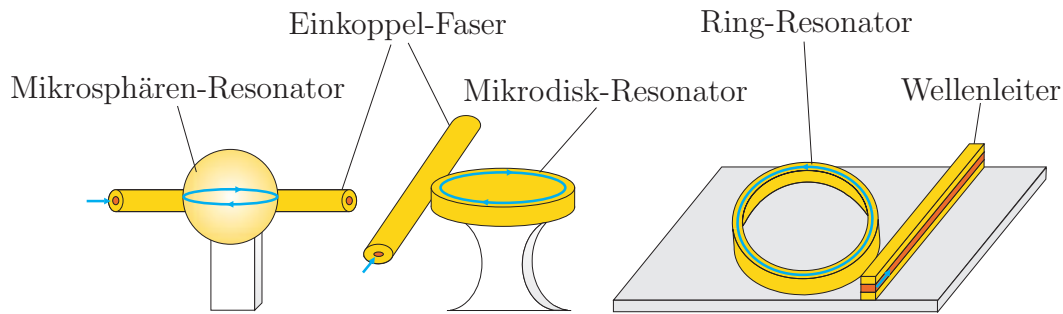
Ein Baustein für die gezielte Generation und Manipulation optischer Felder ist der Mikroresonator. Vergleichbar mit Wellenleitern reflektiert beim Resonator einfallendes Licht an einer planaren Grenzfläche zwischen zwei Materialien mit einem unterschiedlichen Brechungsindex, wenn der kritische Winkel überschritten wird [GF91]. Diese interne Reflexion lässt sich für extrem effiziente Resonatoren ausnutzen [KBML07].

Es kommt durch konstruktive Interferenz der im Mikroresonator am Rand geführten elektromagnetischen Welle mit sich selbst zur Ausbildung von resonanten stationären Wellenfeldern im Mikroresonator [Haus11]. Diese besondere Klasse der Resonatormoden stellen die so genannten Flüstergalerie-Moden dar. Sie können in kreis- und kugelförmigen Resonatorgeometrien auftreten. Ein oder zwei in die unmittelbare Nähe des Mikroresonators platzierte Wellenleiter bewirken den Zugang zu den resonanten Moden durch evaneszente Kopplung [HGI08]. Licht kann somit im Resonator auf kleinem Raum für „längere“ Zeit gespeichert werden. Der Name der Flüstergalerie-Moden lässt sich auf die Entdeckung der akustischen Eigenmoden in der kreisförmigen Galerie der St. Pauls Kathedrale in London zurückführen [Rayl10]. Der zweite an den Resonator heran geführte Wellenleiter ermöglicht die Auskopplung der resonanten Mode.

Durch aktuelle Fortschritte in der Forschung liegt der Fokus heute auf Mikroresonatoren, die eine ring- oder diskförmige Struktur haben [IAK<sup>+</sup>04, BSBP04, MTB<sup>+</sup>09]. Alternativ waren aber auch sphärenförmige [SKV02, GSI96], photonische Kristall-Resonatoren [KBML07] oder unkonventionellere [Karl09] Formen Inhalt wissenschaftlicher Arbeiten. Die ersten realisierten Resonatoren in Form von flüssigen Mikrotröpfchen konnten Güten von  $1 \cdot 10^4$  erreichen [LHJC86, QSC85]. Für toroidale Mikroresonatoren auf einem Silizium-Substrat gelangen erstmals 2003 Messungen mit ultra-hohen Güten von  $10^8$ . Das Konzept basiert dabei auf der

Unterdrückung von Rauheiten, in dem mit einem CO<sub>2</sub>-Laser der Randbereich aufwendig aufgeschmolzen wurde [AKSV03].

Da für Resonatoren dieser Art keine Spiegel oder Gitter für die optische Rückkopplung notwendig sind, lassen sich Resonatoren im Mikrometer-Bereich sehr gut für die monolithische Integration mit anderen photonischen Elementen verwenden. Die Abbildung 0.1 zeigt einige Beispiele für Mikroresonatoren nach dem heutigen Stand der Technik.



**Abbildung 0.1:** Übersicht typischer Mikroresonatoren [Broc09]

Durch die hohe Güte der Resonatoren werden Mikroresonatoren als Wellenlängenfilter [LCH<sup>+</sup>97, ZCP06], Logikgatter [IGK<sup>+</sup>03, IAK<sup>+</sup>04], optische Schalter [AB-PL04, DCCD02] oder Sensoren [KKD<sup>+</sup>02, BH01] angewandt. Des Weiteren ermöglichen Mikroresonatoren die Charakterisierung von sowohl quantendynamischen [Vaha04], nichtlinear-optischen [BGI89] als auch biophysikalischen Effekten [VA08].

Dotiert mit seltenen Erden, wie zum Beispiel Erbium, lassen sich integrierte Laser kompakt verwirklichen [MKYV04]. Zur Ein- und Auskopplung des Lichtes wird bisher eine ausgedünnte optische Faser genutzt.

## Zielsetzung

An diesem Stand der Technik knüpft diese Arbeit an. Ein Wellenleiter soll mit einem Mikroresonator zusammen auf einem Silizium-Substrat integriert werden. Für diesen Zweck kann, unter Berücksichtigung der CMOS<sup>1</sup>-Kompatibilität, für den Herstellungsprozess auf die weit verbreitete Silizium-Halbleitertechnologie zurückgegriffen werden. Daraus resultiert der Vorteil einer möglichen Massenfertigung, wie sie für elektronische Baugruppen bereits verfügbar ist.

Analysen und Optimierungen der einzelnen Prozesse sollen zur Fertigung der integriert-optischen Strukturen mit einer hohen Reproduzierbarkeit und geringen Oberflächenrauheit führen. Beeinträchtigungen durch den Herstellungsprozess auf

<sup>1</sup>von engl. *Complementary Metal-Oxide-Semiconductor*

Parameter wie Dämpfung im Wellenleiter und Güte im Resonator sollen möglichst gering ausfallen. Die Wellenführung für Wellenleiter und Resonator findet im Siliziumoxinitrid statt, welches von Siliziumdioxid ummantelt ist. Diese Materialzusammensetzung ermöglicht die simultane Herstellung von Wellenleiter und Resonator, birgt aber Schwierigkeiten bei der Prozesstechnik.

Die Verwendung von Siliziumoxinitrid als wellenführendes Material ist in einem Mikroresonator bisher nicht bekannt. Die Strukturen sind für den nahen infraroten Wellenlängenbereich ausgelegt. Zur Steigerung der Güte des Mikroresonators werden Maßnahmen durchgeführt, die eine Riefenbildung und erhöhte Rauheit verhindern.

Für die Ein- und Auskopplung des Lichts in den Resonator soll ein Konzept erstellt werden, um einen Wellenleiter an einen Resonator heranführen zu können. Der kritischste Aspekt hierbei ist der Abstand des Wellenleiters zum Resonator und der damit verbundene Koppelgrad. Dazu wird für diese Arbeit eine bewegliche mikromechanische Struktur als Träger für eine Integration mit einem Wellenleiter erarbeitet. Weiterhin sollen die Einflüsse auf die Güte des Resonators aufgezeigt werden.

Siliziumoxinitrid ist in seiner Ursprungsform nicht aktiv und kommt nicht als selbst-emittierender Laser zum Einsatz. Die Dotierung von Siliziumoxinitrid mit Erbium ermöglicht hingegen optisch gepumpte Emmitter für eine Wellenlänge im nahen Infrarot-Bereich. In dieser Arbeit wird eine mögliche Dotierung mit Erbium untersucht und charakterisiert.

Basierend auf diesen Einzelementen entsteht ein Konzept, wie mit der Materialzusammensetzung aus Siliziumdioxid und Siliziumoxinitrid ein kompaktes Lasersystem auf einem Silizium-Chip entwickelt werden kann.

## **Gliederung der Arbeit**

Die Grundlagen zu den in der integrierten Optik verwendeten Materialsystemen sind in Kapitel 1 aufgeführt. Anhand der Darstellung aller gängigen Materialsysteme zeigen sich die Vorteile einer Verwendung von Siliziumoxinitrid als wellenführendes Material. Im darauffolgenden Abschnitt wird unter Annahme eines Schichtwellenleiters die Feldführung im Wellenleiter erläutert und Bezug auf die strahlenoptische und wellentheoretische Betrachtungsweise genommen.

Kapitel 2 beinhaltet Prozessoptimierungen für die Herstellung der Wellenleiter und Resonatoren im Siliziumoxinitrid-Materialsystem. Dabei werden Abhängigkeiten bei der Herstellung der verschiedenen Schichten deutlich, die sich durch Prozessparameter, wie zum Beispiel den Druck, beeinflussen lassen. Zur genauen Analyse

der hergestellten Schicht stehen FTIR<sup>2</sup>-, Ellipsometer- und AFM<sup>3</sup>-Messungen zur Verfügung. Anschließend folgt die Optimierung der Lithografie- und Ätzprozesse.

Der Wellenleiter mit dem Kernmaterial Siliziumoxinitrid ist Hauptbestandteil des Kapitels 3. Hier wird der optische Wellenleiter für den spezifischen Anwendungsbereich dimensioniert und simuliert. Anhand der Simulation kann das gewählte Layout angepasst und durch die Charakterisierung validiert werden. Die numerische Berechnung erfolgt für verschiedene Ausführungen der Wellenleiter wie rippenbelastete Filmwellenleiter sowie vergrabene und tiefgeätzte Streifenwellenleiter. Die Betrachtung der Wellenleiter endet mit der Aufnahme der Modenverteilung und Dämpfungsmessung über die Methode der FABRY-PEROT-Oszillationen.

Der Mikroresonator, bestehend aus dem gleichen Materialsystem wie der zuvor behandelte Wellenleiter, folgt in Kapitel 4. Der Lichteinschluss in den Mikroresonatoren über die Flüstergalerie-Moden ist für viele Anwendungen in der integrierten Optik interessant und ist Bestandteil dieses Kapitels. Um eine möglichst hohe Effizienz des Mikroresonators zu erhalten, müssen die Einflüsse auf die Güte des Resonators betrachtet werden. Im Anschluss folgt die Realisierung und Simulation der freistehenden Resonatoren.

Kapitel 5 stellt den Zusammenhang zwischen den für die Einkopplung des elektromagnetischen Feldes verantwortlichen Wellenleiter und den Mikroresonatoren her. Dazu wird analytisch die Anregung der Resonanzen beschrieben und die Kopplung zwischen Wellenleiter und Resonator diskutiert. Eine variable Methode der Kopplung wird vorgestellt, die aus einer thermoelektrisch ausdehnbaren Membran besteht. Die Membran fungiert als Träger des Wellenleiters, die sich in Abhängigkeit von der angelegten Spannung ausdehnt.

Die Dotierung mit Erbium zur Aktivierung des Siliziumoxinitrids in Kapitel 6 ist eine Grundlage für ein integriertes Lasersystem auf einem Silizium-Substrat. Hier werden die verschiedenen Methodiken veranschaulicht und mittels SNMS<sup>4</sup>-Messungen analysiert. Die vorgestellten Lumineszenzmessungen an Erbium dotierten Schichten zeigen die Ergebnisse der unter Temperatureinfluss nachbehandelten Schichten auf.

Abschließend werden die wichtigsten Aspekte dieser Arbeit zusammengefasst und ein Ausblick auf weitere mögliche Arbeiten gegeben.

---

<sup>2</sup>von engl. *Fourier-Transform Infrared Spectroscopy*

<sup>3</sup>von engl. *Atomic Force Microscope*

<sup>4</sup>Sekundär-Neutralteilchen-Massenspektrometrie

# Allgemeine Grundlagen der integrierten Optik

Innovationen und Wachstum in der optischen Kommunikation benötigen optische Komponenten mit zunehmender Funktionalität und Komplexität, die aber kostengünstig herstellbar sein müssen. Anders als in der Mikroelektronik gibt es kein ideales Material, das weitgehend alle Einsatzzwecke der integrierten Optik erfüllt. In der integrierten Optik werden aus diesem Grund verschiedene Materialsysteme eingesetzt, die ihre charakteristischen Vor- und Nachteile haben.

## 1.1 Materialsysteme der integrierten Optik

Die ternären und quaternären Verbindungen aus Halbleitermaterialien der dritten und fünften chemischen Hauptgruppe (III-V) und Halbleitermaterialien der zweiten und sechsten chemischen Hauptgruppe (II-VI) sind für die monolithische Integration sehr nützlich und kommen den Vorstellungen vom idealen Material für die integrierte Optik sehr nahe, da sich durch die Konzentration und Zusammensetzung der einzelnen Elemente die Energiebandlücke einstellen lässt. Aber auch Silizium als günstiges und weit verbreitetes Halbleitermaterial ist als wellenführende Schicht oder Substratmaterial geeignet. In diesem Abschnitt werden die gegenwärtig in der integrierten Optik eingesetzten Materialsysteme vorgestellt.

Die III-V-Materialien bestehen aus Verbindungen der Gruppe-III-Elemente wie z. B. Aluminium, Gallium oder Indium sowie der Gruppe-V-Elemente Phosphor, Arsen oder Antimon. Nur rund ein Viertel der möglichen Kombinationen zeigt wichtige optoelektronische Eigenschaften (siehe Tabelle 1.1). Die optoelektronischen Anwendungen reichen von Diodenlasern, Solarzellen über High-Speed Fotodetektoren bis optische Modulatoren [GB07]. Das Anwendungsgebiet der Optoelektronik

Materialsystem	Substrate	Anwendung
AlGaAs	GaAs	Emitter und Modulatoren von 0,75 $\mu\text{m}$ bis 1,1 $\mu\text{m}$ Wellenlänge [SKW07] und Detektoren von 0,4 $\mu\text{m}$ bis 1,1 $\mu\text{m}$ Wellenlänge
GaInAsP/InP	InP	Optoelektronische Bauelemente für 1,3 und 1,55 $\mu\text{m}$ Wellenlänge
AlGaInAs/InP	InP	Optoelektronische Bauelemente für 1,3 und 1,55 $\mu\text{m}$ Wellenlänge
AlGaInP	GaAs	Emission im roten, orangen und gelben Spektralbereich [ST08]
AlGaAsSb/GaInAsSb/GaSb	GaSb	Emitter und Detektoren für Wellenlängen von 2 bis 3 $\mu\text{m}$
GaAsP	GaAs or GaP	Leuchtdiode für den sichtbaren Wellenlängenbereich

**Tabelle 1.1:** III-V Materialiensystem mit wichtigen optoelektronischen Anwendungen [GB07]

erstreckt sich über Wandler, die bei optischer Strahlung ein elektrisches Signal erzeugen oder umgekehrt Licht beim Anlegen eines elektrischen Signals abstrahlen. Nachteile des III-V-Materialsystems sind die sehr teuren Substrate und eine aufwendige Technologie (epitaktisches Schichtwachstum).

II-VI-Halbleiter sind durch ihren weiten Raum an optischen und insbesondere opto-elektronischen Eigenschaften von Interesse. Das bezieht sich auf das große Spektrum an Bandlücken dieser Materialien, die für Anwendungen vom fernen Infrarot- bis in den Ultraviolett-Bereich reichen. Die Materialzusammensetzung der II-VI-Halbleiter Heterostrukturen ermöglicht eine, verglichen mit den III-V-Halbleitern oder Silizium (Si) und Germanium (Ge), große und variable Bandlücke [Tama02].

Siliziumkarbid (SiC) stellt ein bewährtes Material für optoelektronische Anwendungen in Bezug auf hohe Temperaturen und hohe Leistungen dar. Die starke Verbindung zwischen Silizium und Kohlenstoff sorgt für eine hohe Resistenz gegenüber chemischen Einflüssen und für Stabilität bei hohen Temperaturen. Aufgrund von

Eigenschaften wie einer großen Bandlücke, hohe Durchbruchfeldstärke, sehr gute thermische Leitfähigkeit und einer hohen Elektronenbeweglichkeit ersetzt SiC in Gebieten der Hochleistungs-, Hochspannungs- und Hochtemperatur-Elektronik das Silizium. Neben SiC sind auch die III-V-Nitride durch ihre hohe Elektronenbeweglichkeit, große Bandlücke und geringen ohmschen Kontaktwiderstand mögliche Materialien für hohe Leistungen und hohe Temperaturen. Das Materialsystem der Nitride (Aluminiumnitrid (AlN), Galliumnitrid (GaN), Indiumnitrid (InN)) wird für grün, blau oder UV-Licht emittierende Leuchtdiode, Laser-Dioden und UV-Detektoren verwendet [GB07].

Durch die Nachteile der Halbleiter-Materialsysteme, wie zu teure Substrate und aufwendige Herstellungsverfahren, sind auch die anderen Materialsysteme (siehe Tabelle 1.1) mit ihren Vorteilen für passive Komponenten oder die durch Dotierung ermöglichte aktive Modulation interessant.

Lithiumniobat ist ein weit verbreitetes Material für die integrierte Optik, mit dem sich sehr dämpfungsarme Wellenleiter und andere Komponenten für die Optik herstellen lassen. Die Herstellung von Modulatoren und Schaltern wird durch gute elektro-optische und akusto-optische Eigenschaften ermöglicht. Die Herstellung der Wellenleiter gelingt durch Dotierung (z. B. Titan) oder einem Protonenaustausch [Mesc00]. Ungünstige mechanische und thermische Eigenschaften verhindern eine komplette Integration auf einem Chip. Nachteilig sind ebenfalls die hohen Kosten der Scheiben.

In Glas lassen sich passive Komponenten wie Leistungsteiler, Koppler und passive Filter herstellen. Die Dämpfung ist bei diesen Elementen sehr niedrig. Die Wellenleiter entstehen dabei durch einen thermischen Ionenaustauschprozess. Der Austauschprozess findet zwischen Alkali-Ionen des Glases (z. B. Natriumionen) und anderen einwertigen Ionen statt. Eine Veränderung der Zusammensetzung des Glases und damit auch des Brechungsindex ist nur über den Austausch der beweglichen Ionen gegen andere zu erzielen. Die Geschwindigkeit und Rate, mit der Ionen im Glas ausgetauscht werden, hängt dabei von der Glaszusammensetzung, der Aktivierungsenergie, der Ionenbeweglichkeit, der Austauschtemperatur, der Konzentration in der Austauschschmelze und der elektrischen Feldstärke ab [Jest90].

Polymere sind ein vielversprechender Werkstoff für die integrierte Optik durch ihre gute Strukturierbarkeit und geringen Kosten. Wellenleiter auf Polymerbasis können dabei durch konventionelle Methoden wie reaktives Ionenätzen (RIE<sup>1</sup>) oder Abformtechniken (LIGA-Verfahren<sup>2</sup>) hergestellt werden. Alternativ lassen sich durch UV-Bestrahlung die dielektrischen Eigenschaften verändern [BHR<sup>+</sup>06]. Besondere Verbreitung bei den optischen Polymeren genießt Polymethylmethacrylat (PMMA). Bei diesem Material geschieht die Realisierung der Indexsprünge in

---

<sup>1</sup>von engl. *Reactive Ion Etching*

<sup>2</sup>Lithografie, Galvanoformung und Abformung

einem Wellenleiter durch Materialzusätze. Die Langzeitstabilität dieser Materialien macht bisher eine weitere Verbreitung für die integrierte Optik schwierig [Mesc00].

Flüssigkristalle nehmen bei den optischen Materialien eine gesonderte Stellung ein. Die Flüssigkristalle verbinden die Eigenschaften der Kristalle und Flüssigkeiten. Einerseits sind sie in einem flüssigen Zustand, besitzen aber anisotrope Eigenschaften eines Kristalls. Die Besonderheit dieser vierten Möglichkeit der chemischen Verbindung ist die Einflussnahme eines elektrischen Feldes auf die optischen Eigenschaften des Materials, welche insbesondere als moderne Displays zum Einsatz kommen [KC06].

Die aufgeführten Materialsysteme bieten in einzelnen Kategorien Vorteile wie geringe Kosten, vereinfachte Herstellungsprozesse oder die mögliche Verwendung als aktives Material (z. B. Laserdioden). Im Gegensatz dazu vereint die integrierte Optik auf Silizium viele Vorteile der erläuterten Materialsysteme und bietet noch weitere Möglichkeiten [RK04]:

- weit entwickelte und reproduzierbare Prozesse, die in der Halbleitertechnologie für integrierte elektronische Schaltungen schon lange eingesetzt werden;
- Integration von mikroelektronischen, mikromechanischen, optischen und elektro-optischen Elementen auf einem Substrat;
- günstige und großflächige Substrate in hoher Reinheit;
- optisch transparent für Wellenlängen größer als  $1,2\ \mu\text{m}$ ;
- sehr gute Strukturierbarkeit der siliziumhaltigen Schichten mit nass- und trocken-chemischen Verfahren;
- Oxid mit sehr guten isolierenden und optischen Eigenschaften;
- hoher Brechungsindex für eine hohe Integrationsdichte;
- optische Modulation möglich durch Dotierung.

Nachteilig hingegen wirkt sich die nur indirekte Bandlücke des Siliziums auf die weitere Verbreitung dieses Materials in der Photonik aus [CL07].

Silizium als Substrat trifft auf zwei Einträge der Übersicht der Materialsysteme der integrierten Optik zu (siehe Tabelle 1.2). Für das SOI<sup>3</sup>-Materialsystem wird Silizium als lichtführende Schicht und als Substrat eingesetzt. Charakteristisch für Silizium sind Wellenlängen größer als  $1,2\ \mu\text{m}$ . Für diese Wellenlängen ist Silizium transparent und weist nur geringe Verluste auf. Durch den hohen Brechzahlunterschied von Silizium zu Siliziumdioxid ( $\text{SiO}_2$ ) lassen sich zum Beispiel Wellenleiter sehr kompakt auf einem Substrat integrieren.

Silizium eignet sich auch als Substrat für dielektrische, siliziumhaltige Schichten wie  $\text{SiO}_2$ , Siliziumoxinitrid ( $\text{Si}_x\text{O}_y\text{N}_z$ ) oder Siliziumnitrid ( $\text{Si}_3\text{N}_4$ ). Diese auch für Wellenlängen von  $\lambda < 1,2\ \mu\text{m}$  einsetzbaren Materialien sind für integrierte optische Komponenten gut geeignet und lassen sich mit den bekannten Prozessen der Halbleitertechnologie für integrierte elektronische Schaltungen strukturieren.

---

<sup>3</sup>von engl. *Silicon on Isolator*



Materialsystem	Anwendung	Vorteile	Nachteile
III/V-Halbleiter / II/VI Halbleiter	passive und aktive Komponenten für $\lambda = 0,6 \mu\text{m}$ bis $1,55 \mu\text{m}$	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Komponenten monolithisch herstellbar (Laser, Wellenleiter, Detektoren, Modulatoren)</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>• teure Substrate</li> <li>• aufwendige Herstellung</li> </ul>
dielektrische Kristalle (Lithiumniobat ( $\text{LiNbO}_3$ ))	Schalter, Modulatoren, Filter	<ul style="list-style-type: none"> <li>• großer elektro-optischer Effekt</li> <li>• schnelle Schalter</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>• teuer</li> <li>• ungünstige mechanische und thermische Eigenschaften</li> </ul>
Silizium	passive Komponenten, Schalter	<ul style="list-style-type: none"> <li>• potentiell günstig</li> <li>• hoher Brechungsindexunterschied</li> <li>• elektro- und thermo-optischer Effekt und thermische Eigenschaften</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>• erst transparent ab <math>\lambda = 1,2 \mu\text{m}</math></li> </ul>
Glassubstrate	passive Komponenten	<ul style="list-style-type: none"> <li>• sehr dämpfungsarm</li> <li>• preisgünstig</li> </ul>	
Polymertechnologie	passive Komponenten	<ul style="list-style-type: none"> <li>• potentiell preisgünstig</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>• unzureichende Langzeitstabilität</li> </ul>
dielektrische Schichten wie Siliziumoxinitrid ( $\text{Si}_x\text{O}_y\text{N}_z$ ), $\text{SiO}_2$ oder $\text{Si}_3\text{N}_4$	passive Komponenten, Schalter	<ul style="list-style-type: none"> <li>• preisgünstig durch Verwendung von etablierten Prozessen der Halbleitertechnologie</li> <li>• monolithische Integration von mikroelektronischen, opto-elektronischen und mikro-mechanischen Komponenten auf dem Si Substrat</li> </ul>	

**Tabelle 1.2:** Übersicht der Materialsysteme der integrierten Optik [Zurh96, Hoff97]

$\text{Si}_3\text{N}_4$  verfügt über einen Brechungsindex von 2,0 und ist aufgrund der starken Führung der Lichtwellen vorteilhaft für Wellenleiter oder Filter. Nachteilig allerdings ist, dass während für Monomode-Wellenleiter im Wellenlängenbereich  $1,55\ \mu\text{m}$  mit  $\text{Si}_x\text{O}_y\text{N}_z$  als Kernschicht die Strukturbreiten von  $3\ \mu\text{m}$  noch einfach und reproduzierbar mit Hilfe einer herkömmlichen Lithographie herstellbar sind, die Verwendung von  $\text{Si}_3\text{N}_4$  Linienweiten unter  $1\ \mu\text{m}$  erfordert und sich somit die Integration herausfordernder gestaltet [ZCP06].

$\text{SiO}_2$  ist durch seine große Bandlücken-Energie (ca. 9 eV) für elektrische wie auch für optische Anwendungen ein nahezu idealer Isolator mit einem Brechungsindex von ungefähr 1,457, wobei der Brechungsindex durch die Abscheidetechnik variieren kann. Die Herstellung von  $\text{SiO}_2$  erfolgt durch thermische Oxidation oder durch verschiedene CVD<sup>4</sup>-Verfahren [Hill08].

Der Hauptvorteil des  $\text{Si}_x\text{O}_y\text{N}_z$  ist die Variabilität des Brechungsindex. In Abhängigkeit des Gasflusses und der Gaszusammensetzung stellt er sich in einem weiten Bereich ( $n = 1,45 - 2$ ) ein. Im Vergleich mit üblichen  $\text{SiO}_2$ -Wellenleitern aus strukturierten und dotierten  $\text{SiO}_2$ -Schichten kann mit  $\text{Si}_x\text{O}_y\text{N}_z$  ein höherer Brechungsindexunterschied erzielt werden. Der justierbare Brechungsindex ermöglicht eine variable Anpassung an weitere optische Bauelemente. Mit Silizium als Substratmaterial ist damit ebenfalls die Integration von Mikroelektronik und Optik monolithisch auf einem Substrat realisierbar.  $\text{Si}_x\text{O}_y\text{N}_z$  wird typischerweise mit Hilfe des PECVD<sup>5</sup>-Prozesses unter Verwendung von Silan ( $\text{SiH}_4$ ), Distickstoffmonoxid ( $\text{N}_2\text{O}$ ) und Ammoniak ( $\text{NH}_3$ ) hergestellt.

Die theoretischen und technologischen Aspekte dieser Arbeit beziehen sich auf Komponenten aus  $\text{SiO}_2$  und  $\text{Si}_x\text{O}_y\text{N}_z$ , wobei für  $\text{Si}_x\text{O}_y\text{N}_z$  im weiteren Verlauf der Arbeit die Abkürzung SiON für Siliziumoxinitrid noch unbestimmter Stöchiometrie eingesetzt wird. Für weitere Informationen über die Eigenschaften der optischen Materialien sowie Verfahren zur Herstellung von Komponenten der integrierten Optik sei auf die weiterführende Literatur verwiesen [GB07, Mesc00, RK04].

## 1.2 Lichtführung und Feldverteilung im Wellenleiter

Der optische Wellenleiter stellt, vergleichbar mit metallischen Leitungen in einem integrierten elektronischen Schaltkreis, das fundamentale Element eines integriert photonischen Systems dar. Statt elektrischem Strom durch einen Leiter werden optische Wellen in Form von optischen Moden geführt. Erst in der zweiten Hälfte des 19. Jahrhunderts wurde insbesondere durch MAXWELL der Wellencharakter des Lichts erkannt. Licht interpretierte er als transversale elektromagnetische Welle,

---

<sup>4</sup>von engl. *Chemical Vapor Deposition*

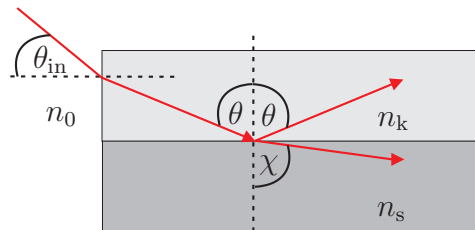
<sup>5</sup>von engl. *Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition*

die man als einen sich ausbreitenden Auf- und Abbau elektrischer und magnetischer Felder bezeichnen kann.

Eine theoretische Betrachtung der Ausbreitungseigenschaften kann Aufschluss über physikalische Effekte geben und eine kostspielige Analyse durch mehrfache Herstellungsprozesse verschiedener Wellenleitergeometrien vermeiden. Für photonische Bauelemente mit ausreichend großen Dimensionen, also Größenordnungen mehrerer optischer Wellenlängen, kann die Lichtführung anschaulich anhand der strahlenoptischen Darstellung erklärt werden.

### 1.2.1 Strahlenoptische Darstellung

Die Führung des Lichts bei integrierten Wellenleitern wie auch bei Glasfasern beruht auf dem Konzept der totalen internen Reflexion. Licht wird innerhalb des Kerns mit dem Brechungsindex  $n_k$  total reflektiert, wenn es auf die Isolierschicht mit dem Brechungsindex  $n_s$  unter einem Winkel trifft, der größer als der kritische Winkel ist. Der Brechungsindex  $n_0$  ist der Brechungsindex des Materials, von dem aus eingekoppelt wird. Nur für den Fall  $\theta > \theta_{\text{krit}}$  tritt Totalreflexion auf und das Licht wird in einem Wellenleiter geführt [Mesc00] (siehe Abbildung 1.1).



**Abbildung 1.1:** Reflexion an einer Grenzfläche zweier Materialien mit unterschiedlichem Brechungsindex [Mesc00]

Für den kritischen Winkel  $\theta_{\text{krit}}$  gilt:

$$\theta_{\text{krit}} = \arcsin \frac{n_s}{n_k}. \quad (1.1)$$

Die Reflexion tritt an der Grenzfläche zwischen den Materialien auf. Der Brechungsindex der wellenführenden Schicht  $n_k$  muss dabei größer sein als der Brechungsindex der angrenzenden Schicht  $n_s$ , die Brechzahldifferenz ist also positiv:

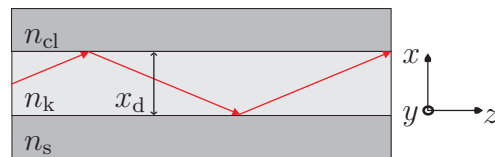
$$\Delta n = n_k - n_s > 0. \quad (1.2)$$

Durch Anwendung des Gesetzes von SNELLIUS lässt sich der Transmissionswinkel  $\chi$  berechnen zu:

$$\frac{\sin \chi}{\sin \theta} = \frac{n_s}{n_k} \quad (1.3)$$

## 1.2.2 Wellentheoretische Modellierung

Für eine exakte und generelle Analyse zur Lichtausbreitung in Wellenleiterstrukturen unter Berücksichtigung der Interferenz, Phase oder Polarisation, muss eine wellenoptische Betrachtung vorgenommen werden [PPBS05]. Für diesen Zweck wird zunächst ein symmetrischer, dielektrischer Filmwellenleiter betrachtet, für den die Feldkomponenten in  $y$ -Richtung konstant sind. Die Wellenausbreitung findet in  $+z$ -Richtung statt (siehe Abbildung 1.2), in  $y$ -Richtung sei der Filmwellenleiter homogen und unendlich ausgedehnt. Am Beispiel des in einer Raumrichtung un-



**Abbildung 1.2:** Aufbau und Lichtausbreitung im planaren Filmwellenleiter [Mesc00]

endlich ausgedehnten Filmwellenleiters lässt sich die Basis für die Analyse der Feldverteilung in einem rechteckförmigen Wellenleiter erklären.

Konventionelle dielektrische Wellenleiter führen das Licht in einem Kernmaterial mit einem Brechungsindex  $n_k$  angrenzend an einer Isolierschicht mit dem in den meisten Fällen kleineren Brechungsindex  $n_{cl}$  und  $n_s$  (siehe auch Abbildung 1.2). Die Nomenklatur  $n_{cl}$  deutet dabei auf die obere begrenzende Schicht hin<sup>6</sup>, wobei für den Sonderfall  $n_i = n_{cl,s}$  ein symmetrischer Wellenleiter vorliegt. Der Mantel kann aus einem anderen Material, einer anders dotierten Schicht oder einfach nur der Luft bestehen.

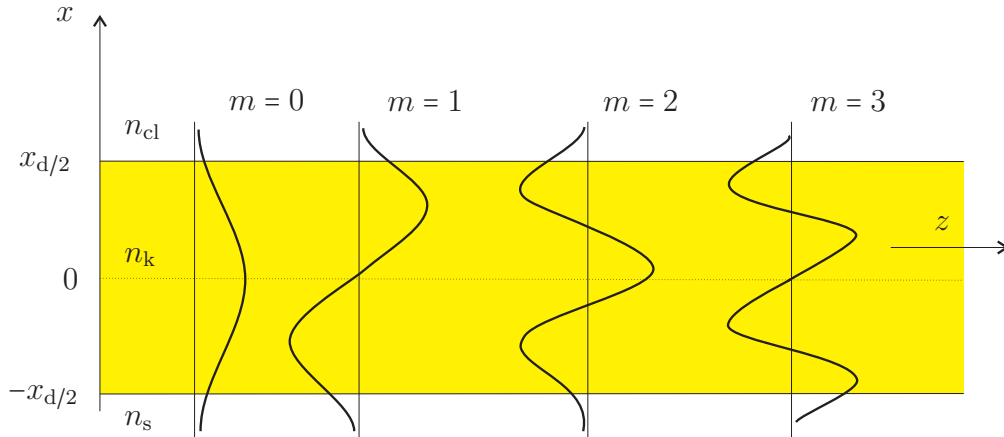
Zur Ausbildung von optischen Moden kommt es durch Interferenzerscheinungen stehender Wellenfelder senkrecht zur Ausbreitungsrichtung. Interferenz tritt bei einer Überlagerung von zwei Wellen mit fester Phasenbeziehung (Kohärenz) auf. Dabei kann es zu einer Abschwächung beziehungsweise zur Auslöschung der Wellen kommen (destruktive Interferenz). Sie verstärken sich gegenseitig (konstruktive Interferenz) wenn die Phasenverschiebung  $\delta$  ein ganzzahliges Vielfaches von  $2\pi$  und der Gangunterschied der Wellen ein ganzzahliges Vielfaches der Wellenlänge  $\lambda$  beträgt [HM06]. Oberhalb des kritischen Winkels sind also nicht alle, sondern nur Wellen unter einem bestimmten Winkel  $\alpha_m$  ausbreitungsfähig [Mesc00]:

$$\cos \theta_m = \frac{(m\pi + \delta)\lambda}{2\pi n_k x_d}, \quad (1.4)$$

wobei  $x_d$  als Schichtdicke definiert ist. Die Gleichung zeigt auf, dass die Anzahl der Moden abhängig ist von der Schichtdicke  $x_d$ , der Wellenlänge  $\lambda$  und dem Brechungsindex der Kernschicht  $n_k$ . Die Anzahl der Moden steigt dabei proportional

<sup>6</sup> von engl. cladding

zur Schichtdicke der Kernschicht an. Ist die Schichtdicke ausreichend dünn, kann nur eine Mode geführt werden, man spricht von einem Monomode-Wellenleiter. Bei mehreren geführten Moden wird der Begriff des Multimode-Wellenleiters verwendet. Abbildung 1.3 veranschaulicht die Anzahl der Moden. Senkrecht zur Ausbreitungsrichtung bildet sich eine stehende Welle zwischen den Mantelschichten aus, man spricht in diesem Fall auch von Eigenmoden. Die Bezeichnung  $m$  entspricht dabei der Anzahl der Knoten der Feldverteilung im Kern des Wellenleiters. Für eine



**Abbildung 1.3:** Diagramm möglicher Moden in einem planaren Wellenleiter [Reid12]

gegebene Schichtdicke  $x_d$  und  $\Delta n$  lässt sich eine *cutoff*-Frequenz  $\omega_c$  oder *cutoff*-Wellenlänge  $\lambda_c$  als niedrigster Grenzwert ermitteln, bei der die Wellenführung noch möglich ist [Huns09].

Zur Beschreibung der Feldverteilung im Filmwellenleiter wird im Folgenden eine sich in  $z$ -Richtung ausbreitende Welle betrachtet. Als Ausgangspunkt dienen die Gleichungen von MAXWELL in differentieller Form:

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = -\mu \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}, \quad (1.5a)$$

$$\nabla \times \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \vec{J}, \quad (1.5b)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0, \quad (1.5c)$$

$$\nabla \cdot \vec{D} = \varrho, \quad (1.5d)$$

wobei  $\vec{E}$  die elektrische Feldstärke,  $\vec{H}$  die magnetische Feldstärke,  $\vec{B}$  die magnetische Flussdichte,  $\mu$  die Permeabilität,  $\vec{D}$  die dielektrische Erregung,  $\rho$  die Raumladungsdichte und  $\vec{J}$  die Stromdichte ist. Die Gleichung (1.5a) heißt Induktionsgesetz und legt dar, dass zeitlich sich ändernde Magnetfelder ein elektrisches Feld erzeugen. Zeitlich veränderliche elektrische Felder sowie die elektrische Stromdichte  $\vec{J}$  erzeugen ein Magnetfeld, das durch das Durchflutungsgesetz (1.5b) beschrieben wird. Die Quellenfreiheit des magnetischen Feldes (1.5c) und das Gesetz von GAUSS (1.5d) komplettieren die vier Gleichungen von MAXWELL. Unter der Voraussetzung von ladungsfreien und nicht leitenden Materialien vereinfachen sich die Gleichungen 1.5b und 1.5d durch  $\rho$  und  $\vec{J} = 0$  zu:

$$\nabla \times \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} = \varepsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}, \quad (1.6a)$$

$$\nabla \cdot \vec{D} = 0 \quad (1.6b)$$

mit  $\varepsilon$  als Permittivität. Aus diesen vereinfachten Gleichungen von MAXWELL leiten sich die Wellengleichungen ab:

$$\Delta \vec{E} = \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2}, \quad (1.7a)$$

$$\Delta \vec{H} = \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2}. \quad (1.7b)$$

Permittivität und Permeabilität ergeben sich für den Vakuumfall zu:

$$\varepsilon_0 \approx 8,85 \cdot 10^{-12} \frac{\text{As}}{\text{Vm}} \quad \text{und} \quad \mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{\text{Vs}}{\text{Am}}. \quad (1.8)$$

### 1.2.3 Feldverteilung für den Filmwellenleiter

Für den Filmwellenleiter sind die partiellen Ableitungen in  $y$ -Richtung gleich Null, also  $\partial/\partial y = 0$ , da der Filmwellenleiter in  $y$ -Richtung unendlich ausgedehnt ist. Für eine sich in  $z$ -Richtung ausbreitende Welle wird für das elektrische  $\vec{E}$  und magnetische Feld  $\vec{H}$  im Ort  $r = (x, y, z)$  folgender Produktansatz gewählt [Mesc00]:

$$\vec{E}(x, y, z, t) = \vec{E}_0(x, y) \exp(j(\omega t - \beta z)), \quad (1.9)$$

$$\vec{H}(x, y, z, t) = \vec{H}_0(x, y) \exp(j(\omega t - \beta z)). \quad (1.10)$$

Die Gleichungen (1.9) und (1.10) für die Feldverteilung im Filmwellenleiter führen mit MAXWELL zu folgenden sechs Gleichungen:

$$j\beta E_y = -j\omega\mu_0 H_x, \quad (1.11a)$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial x} = -j\omega\mu_0 H_z, \quad (1.11b)$$

$$-j\beta H_x - \frac{\partial H_z}{\partial x} = j\omega\varepsilon_0 n_i^2 E_y, \quad (1.11c)$$

$$j\beta H_y = j\omega\varepsilon_0 n_i^2 E_x, \quad (1.11d)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial x} = j\omega\varepsilon_0 n_i^2 E_z, \quad (1.11e)$$

$$-j\beta E_x - \frac{\partial E_z}{\partial x} = -j\omega\mu_0 H_y, \quad (1.11f)$$

dabei ist  $\omega$  die Kreisfrequenz, mit der die Welle an einem festen Ort oszilliert und  $\beta$  ist die Ausbreitungskonstante. In den ersten drei Gleichungen kommen nur die Felder  $E_y$ ,  $H_x$  und  $H_z$  vor, in den folgenden drei Gleichungen nur  $E_x$ ,  $E_z$  und  $H_y$ . Daraus erkennt man zwei voneinander unabhängige Feldkomponenten mit unterschiedlicher Polarisation, die transversal elektrischen Wellen (TE-Wellen mit den Komponenten  $E_y$ ,  $H_x$  und  $H_z$ ) und die transversal magnetischen Wellen (TM-Wellen mit den Komponenten  $E_x$ ,  $E_z$  und  $H_y$ ). Eine TE-Welle ist transversal ausgerichtet, also parallel zur Ausbreitungsrichtung. Der Vektor der TM-Wellen steht hingegen senkrecht zur Ausbreitungsrichtung. Für die TE-Wellen gilt durch einfache Umformungen der Gleichungen (1.11a) bis (1.11c):

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + [k_0^2 n_i^2 - \beta^2] E_y = 0, \quad (1.12a)$$

$$H_x = -\frac{\beta}{\omega\mu_0} E_y, \quad (1.12b)$$

$$H_z = -\frac{1}{j\omega\mu_0} \frac{\partial E_y}{\partial x}, \quad (1.12c)$$

wobei

$$k_0 = \frac{\omega}{c} = \omega \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0} = \frac{2\pi}{\lambda_0} \quad (1.13)$$

die Wellenzahl im Vakuum ist und  $\lambda_0$  der Wellenlänge im Vakuum entspricht. Für die TM-Wellen können entsprechend folgende Gleichungen berechnet werden:

$$\frac{\partial^2 H_y}{\partial x^2} + [k_0^2 n_i^2 - \beta^2] H_y = 0, \quad (1.14a)$$

$$E_x = \frac{\beta}{\omega \varepsilon_0 n_i^2} H_y, \quad (1.14b)$$

$$E_z = \frac{1}{j\omega \varepsilon_0 n_i^2} \frac{\partial H_y}{\partial x} \quad (1.14c)$$

mit  $i = c, k, s$  für jedes Teilgebiet des planaren Wellenleiters. Die Gleichungen (1.12) und (1.14) sind die Gleichungen von HELMHOLTZ für planare Wellenleiter [Ebel92]. Als Lösung der Wellengleichung unter Berücksichtigung der Stetigkeitsbedingungen an den Grenzflächen wird folgender Ansatz für gerade Moden gewählt [Mesc00]:

$$E_y = \begin{cases} E_s \exp(\gamma_s x) & x < -\frac{x_d}{2} \\ E_k \cos(k_x x + \delta_{cl}) & -\frac{x_d}{2} < x < \frac{x_d}{2} \\ E_{cl} \exp(-\gamma_{cl} x) & x > \frac{x_d}{2}. \end{cases} \quad (1.15)$$

Für ungerade Moden ergibt sich folgender Ansatz:

$$E_y = \begin{cases} E_s \exp(\gamma_s x) & x < -\frac{x_d}{2} \\ E_k \sin(k_x x + \delta_{cl}) & -\frac{x_d}{2} < x < \frac{x_d}{2} \\ E_{cl} \exp(-\gamma_{cl} x) & x > \frac{x_d}{2}, \end{cases} \quad (1.16)$$

wobei  $E_{cl}, E_k$  und  $E_s$  Konstanten sind,  $\delta_{cl}$  die Phasenverschiebung der Welle bei Reflexion an der Deckschicht und  $\gamma_{cl}$  sowie  $\gamma_s$  die exponentiell abklingenden Anteile der stehenden Welle sind. Für den Fall der TM-Welle lässt sich ein analoges Verhalten feststellen. Die Lösung der Randbedingungen für den TM-Fall sind die Feldanteile  $E_x, E_z$  und  $H_y$  mit einer anderen Phasenverschiebung bei Reflexion im Vergleich zur TE-Welle.



Für den Entwurf der Integration von photonischen Bauelementen auf einem Chip ist die genaue Bestimmung des exponentiell abfallenden Feldes, dem so genannten evaneszenten Feld, von Bedeutung. Die abklingenden Anteile der Transversalkomponenten  $\gamma_{\text{cl}}$  und  $\gamma_{\text{s}}$  sind vom Brechungsindexsprung und vom Winkel  $\theta$  des einstrahlenden Lichts abhängig. Der Brechungsindex an der Grenzfläche ist dabei nicht konstant, sondern ebenfalls abhängig vom Einfallswinkel der Moden. Für den effektiven Brechungsindex  $n_{\text{eff}}$  wird folgender Zusammenhang definiert [Mesc00]:

$$n_{\text{eff}} \equiv n_{\text{k}} \sin \theta = \frac{k_z}{k_0} = \beta \frac{\lambda}{2\pi} \quad (1.17a)$$

$$k_x = k_0 n_{\text{k}} \cos \theta, k_0 = \frac{2\pi}{\lambda}. \quad (1.17b)$$

Da jede Mode eine andere Ausbreitungskonstante  $\beta$  aufweist, ist auch der effektive Brechungsindex bei konstanten Materialparametern für jede Mode verschieden. Der effektive Brechungsindex lässt sich wie folgt eingrenzen [Ebel92]:

$$n_{\text{s}}, n_{\text{cl}} \leq n_{\text{eff}} \leq n_{\text{k}}. \quad (1.18)$$

Durch die Stetigkeit der Tangentialkomponenten des elektromagnetischen Feldes an den Grenzflächen und der Symmetrie des Filmwellenleiters ergibt sich für gerade Moden:

$$\frac{\gamma_{\text{cl}}}{k_x} = \tan\left(k_x \frac{x_{\text{d}}}{2} + \delta_{\text{cl}}\right) \quad (1.19)$$

und für ungerade Moden:

$$-\frac{k_x}{\gamma_{\text{cl}}} = \tan\left(k_x \frac{x_{\text{d}}}{2} + \delta_{\text{cl}}\right). \quad (1.20)$$

Die Gleichungen (1.19) und (1.20) werden auch als Eigenwertgleichungen oder charakteristische Gleichungen bezeichnet. Für die exponentiell abklingenden Komponenten des elektromagnetischen Feldes gilt dann [Mesc00]:

$$\gamma_{\text{cl}} = k_0 \sqrt{(n_{\text{eff}}^2 - n_{\text{cl}}^2)}, \quad (1.21a)$$

$$\gamma_{\text{s}} = k_0 \sqrt{(n_{\text{eff}}^2 - n_{\text{s}}^2)}. \quad (1.21b)$$

Mit den Gleichungen verdeutlicht sich noch einmal, dass bei wachsendem Brechungsindexsprung der evaneszente Feldverlauf abnimmt. Die Mode wird stark geführt. Durch Variation des Brechungsindex bei der Schichtherstellung kann die Modenführung abgeschwächt und so die Kopplung des Feldes von benachbarten Wellenleitern verwirklicht werden.

# Kapitel 2

## Optimierte Herstellung für Wellenleiter und Resonatoren

Vor der Herstellung der Resonatoren und Wellenleiter müssen die einzelnen Prozessschritte für möglichst dämpfungsarme Wellenleiter und Resonatoren charakterisiert und optimiert werden. Rauheiten an den Seitenflächen des Wellenleiters, bedingt durch die trockenchemischen Ätzverfahren, Krümmungen im Wellenleiter oder durch Wasserstoff-Einbau verursachte Absorption im Wellenlängenbereich von  $1,55\ \mu\text{m}$  bewirken Verluste im Wellenleiter.

Dazu teilt sich dieses Kapitel in die fundamentalen Prozessschritte wie die Deposition, die Lithografie- und Ätzprozesse auf, die möglichst reproduzierbar prozessiert werden sollen.

### 2.1 Deposition durch plasmaunterstützte Gasphasenabscheidung

Lange Prozesszeiten verbunden mit hohen Temperaturen können für bestimmte temperaturempfindliche Materialien und eine CMOS<sup>1</sup>-kompatible Herstellung Ausschlusskriterien sein. Die Dotierstoffkonzentration kann sich durch Segregation oder Diffusion verändern, eine erhöhte Stressbelastung verhindert einen homogenen Schichtaufbau bei hohen Temperaturen. Eine Integration von elektrischen und optischen Bauelementen auf einem Si-Substrat wäre somit erschwert.

Für den in der Halbleiterprozesstechnik weit verbreiteten PECVD-Prozess liegen die Prozesstemperaturen bei 100 bis 400°C, die diese nachteiligen Effekte nicht hervorrufen. Dabei zersetzt sich das eingelassene Gas durch eine Hochfrequenz-

---

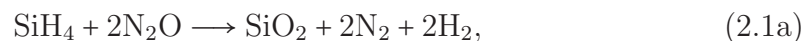
<sup>1</sup>von engl. *Complementary Metal-Oxide-Semiconductor*

Gasentladung und reagiert an der Waferoberfläche. Das Material des Substrats nimmt am Reaktionsprozess selbst nicht teil [Hill08]. Weiterhin vorteilhaft sind die hohen Abscheideraten und die damit verbundenen kurzen Prozesslaufzeiten, sowie die Möglichkeit die Schichtzusammensetzung anhand der Prozessgaszusammensetzung zu regulieren. Nachteilig hingegen ist der vermehrte Einbau von Wasserstoff in die Schicht, der abhängig vom Gasanteil des Silans ( $\text{SiH}_4$ ) und des Ammoniaks ( $\text{NH}_3$ ) ist. Der Wasserstoff-Einbau führt zu Absorptionsbanden für Wellenlängen im Telekommunikationsbereich ( $1,55\ \mu\text{m}$ ) [Hoff97], der im weiteren Verlauf dieses Kapitels noch näher untersucht wird.

### 2.1.1 Eigenschaften der PECVD-Schichten

Der Einsatz als Wellenleiter und Resonator stellt hohe Anforderungen an die hergestellten Schichten. Die Reproduzierbarkeit der PECVD-Abscheidung muss ausreichend hoch sein, damit bei der Herstellung nicht wiederholt Anpassungen vorgenommen werden müssen. Zudem sollte die Homogenität der Wafer bezüglich der Schichtdicke und des Brechungsindex ausreichend exakt sein, um eine konstant gute Wellenführung gewährleisten zu können. Die chemische Zusammensetzung der Schichten ist für die Absorption im infraroten Wellenlängenbereich von besonderer Bedeutung.

Die Schichtzusammensetzung wird im Wesentlichen von den eingesetzten Prozessgasen und deren Mischverhältnis bestimmt. In Abhängigkeit von den Prozessgasen und deren Mischverhältnis ändern sich auch der Brechungsindex und die Schichtdicke. Die für die Abscheidung von  $\text{SiO}_2$  und  $\text{SiON}$  eingesetzten Gase im PECVD-Verfahren sind  $\text{SiH}_4$ ,  $\text{N}_2\text{O}$  (Distickstoffoxid oder auch Lachgas genannt) und  $\text{NH}_3$ . Mit diesen Gasen lässt sich die Reaktion für  $\text{SiO}_2$  (siehe Reaktionsgleichung 2.1a) beschreiben.



Die Gleichung 2.1b charakterisiert die Deposition von  $\text{SiON}$ . Das eingesetzte  $\text{SiH}_4$  wird stark verdünnt (2% in Argon) dem Prozess zugeführt, um eine Selbstentzündung des Silans zu vermeiden. Aus diesem Grund benennt im weiteren Verlauf dieser Arbeit die Bezeichnung  $\text{Ar}2\%\text{SiH}_4$  das verdünnte  $\text{SiH}_4$ .

Der PECVD-Prozess ist relativ partikelarm [Hill08]. Da sich aber der Prozess der Gasphasenabscheidung an den kühleren Wänden der Kammer fortsetzt und poröse und lose haftende Partikel sich auf die Wafer ablagern und eine homogene Abscheidung unmöglich machen, ist eine gereinigte Kammer von größter Bedeutung für

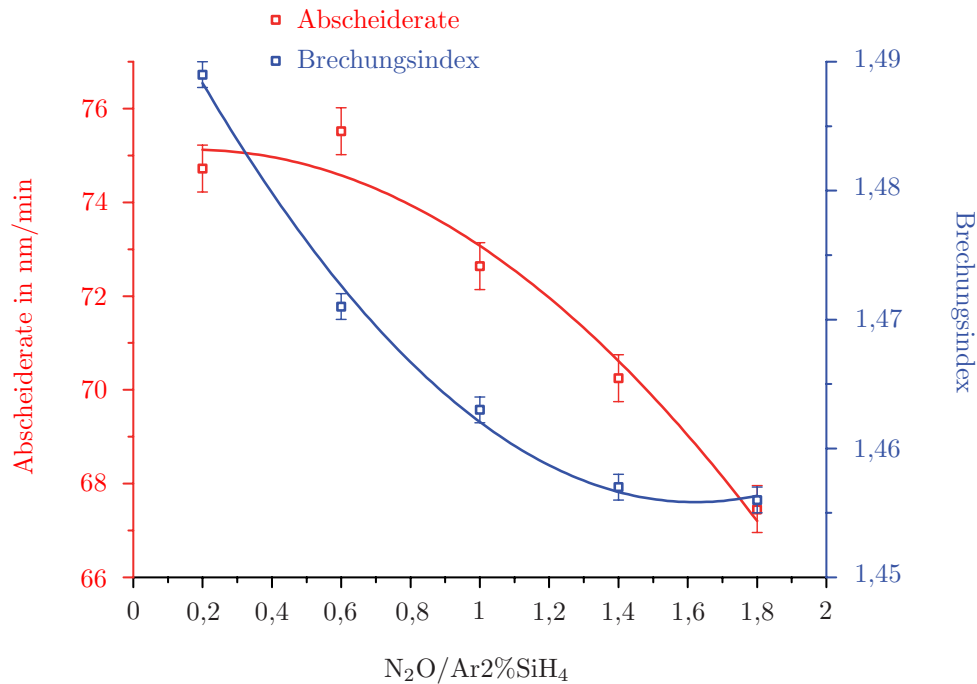
den Prozess. Für die Deposition der Schichten kommt die Anlage Plasmalab 80 Plus der Firma OXFORD INSTRUMENTS zum Einsatz.

Die Homogenität und Reproduzierbarkeit des Brechungsindex und der Schichtdicke lassen sich durch ellipsometrische Messungen kontrollieren. Die Messung der Wafer erfolgt dabei an fünf verschiedenen Stellen anhand des Ellipsometers EL X-02C der Firma DRE. Die hier gezeigten Messungen werden alle mit einer Wellenlänge von 632,8 nm aufgenommen. Zur Verifikation der gemessenen Ergebnisse wird stichprobenartig die Schichtdicke mit dem Ellipsometer EP3-SW der Firma NANOFILM TECHNOLOGY mit einer Wellenlänge von 532 nm kontrolliert.

Für die Charakterisierung der abgeschiedenen Schichten nutzt man eine Polarisationsänderung aus. Elliptisch polarisiertes, monochromatisches Licht trifft unter einem festen Winkel auf den Wafer und die daraus folgende Polarisationsänderung wird detektiert. Aus der Wellenlänge, der Drehung der Polarisation, dem Brechungsindex des Materials aus Literaturwerten und dem Einfallswinkel kann man die exakte Schichtdicke und den Brechungsindex ermitteln [Hill08].

Die Abbildung 2.1 veranschaulicht die Zusammenhänge zwischen der Abscheiderate bzw. dem Brechungsindex in Abhängigkeit vom  $\text{N}_2\text{O}/\text{Ar}2\%\text{SiH}_4$ -Verhältnis für die Herstellung von  $\text{SiO}_2$ . Die Parameter der Abscheidungen verbleiben mit einer Temperatur von 300°C, einer HF-Leistung von 20 W für die Anregung des Plasmas und einem Druck  $p$  von 133,3 Pa konstant. Mit wachsender Lachgaskonzentration sinkt der Brechungsindex der abgeschiedenen Schicht. Es besteht also auch ohne Zugabe von Ammoniak eine Abhängigkeit des Brechungsindex vom Gasflussverhältnis von Lachgas zu Silan. Die Absorption dieser siliziumreichen Schichten ist für den sichtbaren Spektralbereich allerdings sehr hoch, erst die Zugabe von Ammoniak bewirkt den Aufbau der SiON-Schicht, deren Absorption geringer ist [Hill06]. Die tendenziell fallende Abscheiderate bei steigendem  $\text{N}_2\text{O}/\text{Ar}2\%\text{SiH}_4$ -Gasverhältnis konkretisiert die Abhängigkeit der Abscheiderate vom Silanfluss. Da dieser für diese Betrachtung konstant gehalten und der Lachgasanteil größer wird, verringert sich die Abscheiderate. Für das  $\text{N}_2\text{O}/\text{Ar}2\%\text{SiH}_4$ -Gasverhältnis von Eins, bei einem tatsächlichen Fluss jeweils von 400 sccm, stellt sich ein Brechungsindex von 1,463 für  $\text{SiO}_2$  mit einer Variation von 0,05 % für  $\text{SiO}_2$  ein [Broc09]. Damit kommt es dem Brechungsindex von thermisch aufgewachsenem  $\text{SiO}_2$  sehr nahe.

Der wellenführende Kern des Wellenleiters (siehe Abbildung 1.2) besteht für diese Arbeit aus SiON. Das SiON muss dabei hohen Anforderungen an die wellenführende Schicht bezüglich der Homogenität, Rauheit und Absorption genügen. Mit der Variation des Flussverhältnisses  $\text{N}_2\text{O}/\text{N}_2\text{O}+\text{NH}_3$  lässt sich der Brechungsindex des SiON über einen Bereich von 1,45 bis 2,0 einstellen. Damit kann ein Indexkontrast gegenüber der isolierenden Schicht aus  $\text{SiO}_2$  über das Gasflussverhältnis justiert werden. Dieser ist notwendig, um Licht in einem Wellenleiter zu

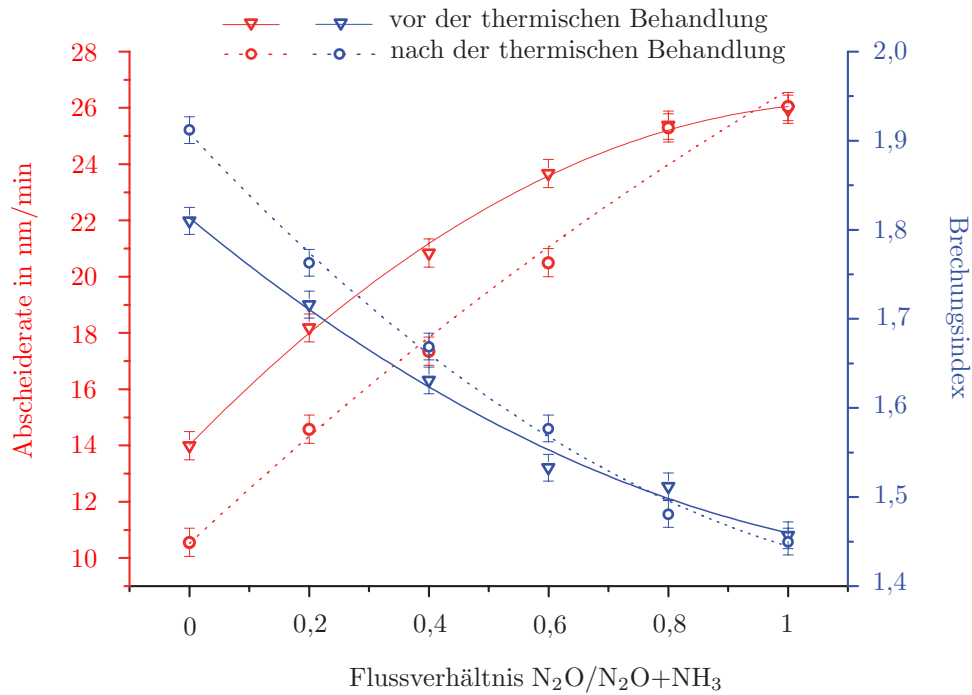


**Abbildung 2.1:** Abscheiderate und Brechungsindex mit Fehlerband in Abhängigkeit vom Gasverhältnis für die SiO<sub>2</sub>-Abscheidung mit konstantem Ar2%SiH<sub>4</sub>-Gasfluss von 400 sccm

führen. Der Einbau von Wasserstoff und Stickstoff verändert entsprechend die Stöchiometrie der abgeschiedenen Schicht zwischen SiO<sub>2</sub> und SiON [AA04].

Die Abscheiderate sinkt mit steigendem NH<sub>3</sub>-Fluss. Die Ursache hierfür ist der größere Energiebedarf für die Dissoziation des Ammoniaks gegenüber dem Lachgas. Silan-Radikale reagieren während der Deposition vorzugsweise mit Sauerstoff, anstatt mit Stickstoff [KKY04]. Dies bestätigt sich anhand der Darstellung 2.2. Wenn das Gasflussverhältnis N<sub>2</sub>O/N<sub>2</sub>O+NH<sub>3</sub> steigt, steht weniger Ammoniak zur Verfügung. Die Folge ist eine steigende Anzahl von Si-O-Verbindungen, also eine Bildung einer SiO<sub>2</sub> nahen Schicht. Der Brechungsindex sinkt und die Abscheiderate steigt durch die höhere Reaktivität des Sauerstoffatoms.

Der nahezu lineare Verlauf der Abhängigkeit des Brechungsindex vom Gasflussverhältnis ermöglicht eine vereinfachte Prozesskontrolle. Ein Brechungsindex um 1,52 ist für die wellenführende SiON-Schicht von Vorteil und wird auch für diese Arbeit angestrebt. Auf Basis von SiO<sub>2</sub> als Isolationsschicht mit einem Brechungsindex von 1,46 ist somit ein Indexhub von  $\Delta n = 0,06$  realisierbar, der für die evaneszente Kopplung an Mikrodiskresonatoren optimiert ist. Hohe Brechungsindexunterschiede führen zur starker Führung des Lichts im Wellenleiterkern. Kleinere Unterschiede zwischen Wellenleiterkern und -mantel hingegen resultieren in



**Abbildung 2.2:** Abscheiderate und Brechungsindex mit Fehlerband, gemessen vor und nach einer thermischen Behandlung, in Abhängigkeit vom Gasmischverhältnis für die SiON-Abscheidung mit konstantem  $Ar_2\%SiH_4$ -Fluss von 100 sccm, Elektrodentemperatur von  $300^\circ C$ , einer HF-Leistung von 20 W und einem Druck von 133,3 Pa

höheren Abstrahlverlusten, die dann die Einkopplung in einen Mikroresonator erleichtern.

Der Einfluss einer thermischen Behandlung für 3 h bei  $1100^\circ C$  zeigt sich ebenfalls in Abbildung 2.2. Die thermische Behandlung wird bei  $1100^\circ C$  für 3 h in einem Hochtemperaturofen der Firma CENTROTHERM (CPS-382II) durchgeführt. Bis zu einem Flussverhältnis  $N_2O/N_2O+NH_3$  von 0,6 steigt der Brechungsindex der SiON-Schicht nach der thermischen Behandlung an, anschließend dreht sich der Effekt um. Ähnliche Ergebnisse aus der Literatur bestätigen die Messungen [ZCD<sup>+</sup>05], es lassen sich aber auch andere Arbeiten mit gegenteiligen Resultaten finden [WWKC06, Hoff97]. Die Schichtdicke sinkt nach der thermischen Behandlung für Flussverhältnisse unter 0,8, bei höheren Werten bleibt die Schichtdicke konstant. Durch die Temperung bei Temperaturen um  $1100^\circ C$  diffundiert der Wasserstoff aus der Schicht. Mit der Diffusion des Wasserstoffs geht eine Verdichtung der SiON-Schichten einher und die Schichtdicke reduziert sich. Nähere Untersuchungen zu der Zusammensetzung und dem Einfluss der Temperatur auf die Wasserstoff Molekülgruppen folgen im nächsten Abschnitt 2.1.2. Die konstante Schicht-

dicke nach dem Tempern für höhere Flussverhältnisse  $N_2O/N_2O+NH_3$  kann durch die geringe Menge an eingebautem Wasserstoff erklärt werden.

Eine Variation des Druckes in der Kammer sowie der Leistung bei konstantem Gasflussverhältnis wurden bereits untersucht [Broc09]. Es soll eine möglichst hohe Abscheiderate bei geringer Variation der Schichtdicke und des Brechungsindex über den Wafer gewährleistet sein. Mit geringem Druck in der Kammer nimmt die Kollision der Atome ab, weil die mittlere freie Weglänge der Atome zunimmt. Somit findet die Reaktion der zugefügten Gase hauptsächlich auf der Oberfläche des Wafer statt und nicht schon in der Gasphase. Die Qualität der bei geringem Druck abgeschiedenen Schichten steigt durch eine höhere Dichte der Schicht.

Die Abscheidungen erfolgen bei Leistungen von 10 bis 30 W, während der Druck von 66,7 Pa auf 200 Pa bei sonst gleich bleibenden Parametern erhöht wird. Diese Variation der Prozessparameter resultiert, wie bereits in [Broc09] beschrieben, in keiner wesentlichen Verbesserung im Verhältnis zu den ursprünglich gewählten Parametern, so dass der Druck bei 133,3 Pa und die Leistung bei 20 W für alle folgenden Abscheidungen konstant bleibt. Die Frequenz der HF-Leistung ( $f_{HF} = 13,56$  MHz), der Abstand der Elektroden bzw. die Position des Wafers sind ebenfalls konstant, da bauartbedingt keine Veränderungen bezüglich dieser Parameter vorgenommen werden können.

Die Reproduzierbarkeit für die Abscheiderate des SiON in der PECVD-Anlage liegt bei 98,56 % und bei 99,67 % für den Brechungsindex [Broc09]. Tabelle 2.1 fasst die Parameter für die SiO<sub>2</sub>- und SiON-Abscheidungen nochmals zusammen.

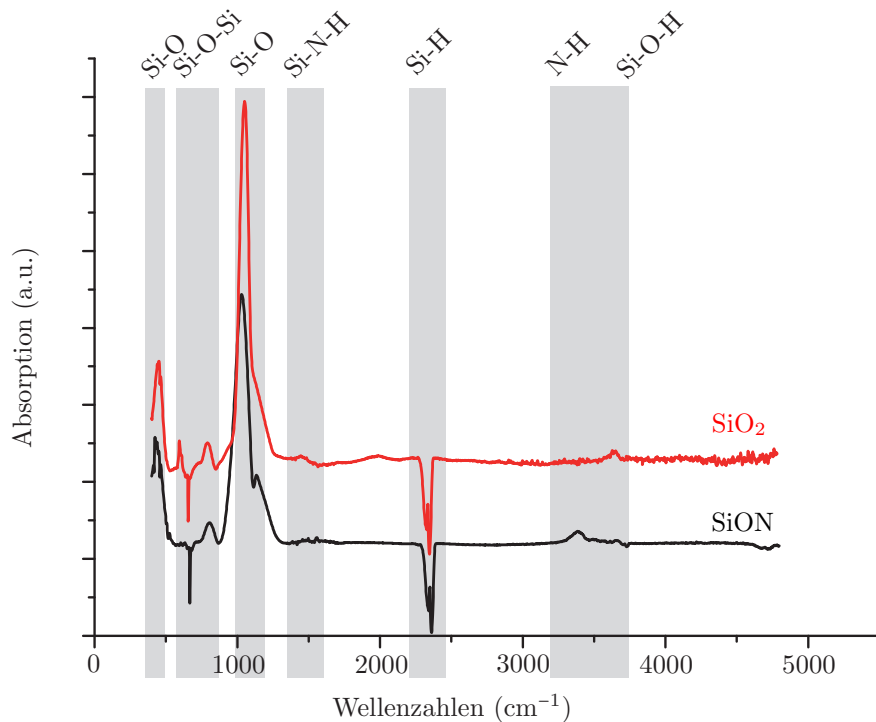
Material	Siliziumdioxid	Siliziumoxinitrid
Substrattemperatur	300°C	300°C
Plasmaleistung [W]	20	20
Druck [Pa]	133,3	133,3
Gasfluss N <sub>2</sub> O/Ar2%SiH <sub>4</sub> /NH <sub>3</sub> [sccm]	400/400/0	40/100/19
Brechungsindex	1,46	1,52
Abscheiderate [nm/min]	72,64	24,3
Homogenität Abscheiderate	0,65 %	0,61 %
Homogenität Brechungsindex	0,05 %	0,36 %

**Tabelle 2.1:** Abscheideparameter für die SiO<sub>2</sub>- und SiON-Deposition

### 2.1.2 FTIR-Analyse der Schichtzusammensetzung

Allein durch die Reaktionsgleichung (siehe in Gleichung (2.1b)) ist erkennbar, dass bei der SiON-Deposition im Vergleich zum SiO<sub>2</sub> ein Vielfaches an Wasser-

stoff gebildet wird. Es kommt zum verstärkten Wasserstoffeinbau während der Abscheidung in Form von Si-O-H-, Si-H- oder N-H-Gruppen [Hoff97]. Besonders die N-H-Gruppen [ZCD<sup>+</sup>05], aber auch die Si-H- und Si-O-H-Gruppen [Hoff97, Gore00] tragen zur Absorption und damit zur Wellenleiterdämpfung bei. Die infrarote Strahlung regt die Molekülgruppen zu Vibrations- und Biegeschwingungen an, die damit die Absorption verursachen [Hoff97]. Für die Charakterisierung der Schichten bezüglich der Schichtzusammensetzung eignet sich die Infrarotspektroskopie (FTIR<sup>2</sup>).



**Abbildung 2.3:** Gemessenes FTIR-Spektrum einer 100nm dicken SiON- und SiO<sub>2</sub>-Schicht, hergestellt mit den in Tabelle 2.1 angegebenen Parametern

Zusätzlich zum qualitativen Nachweis der Absorptionsgruppen ist ein quantitatives Ergebnis zur relativen Häufigkeit anhand der Absorptionsintensität erzielbar. In Abbildung 2.3 ist das Spektrum der Infrarot-Messung für den bereits beschriebenen SiO<sub>2</sub>- und SiON-Prozess dargestellt. Die Proben mit 100 nm dicken Schichten werden auf einem 525 µm dicken Silizium-Substrat mit einem Spektrometer der Firma BRUKER OPTICS (Vertex 70) vom Fachgebiet Technische Chemie der Universität Paderborn vermessen. Das spektrale Auflösungsvermögen liegt bei 0,4 cm<sup>-1</sup>. Das Infrarot-Spektrum des Silizium-Substrates wird für die Messungen durch eine

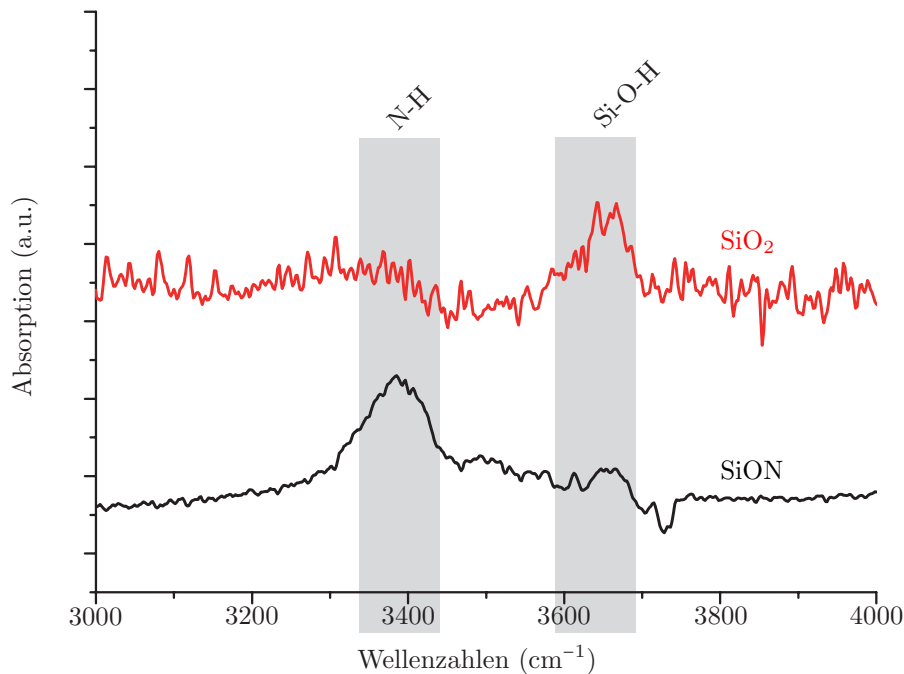
<sup>2</sup>von engl. *Fourier-Transform Infrared Spectroscopy*



unbehandelte Si-Probe ermittelt und anschließend aus den Spektren der Schicht-Messungen herausgefiltert.

Die stärkste Absorption tritt in beiden Schichten für die Si-O-Verbindungen bei  $1050\text{ cm}^{-1}$  und  $450\text{ cm}^{-1}$  auf. Der Einbau von Stickstoff durch das  $\text{N}_2\text{O}$  wird durch die Zugabe von Ammoniak bei der Abscheidung von SiON noch verstärkt, wie ein Vergleich der N-H-Verbindungen von  $\text{SiO}_2$  und SiON verdeutlicht. Die Zuordnung der Intensitätsschwankungen zu den charakteristischen Absorptionsgruppen ergibt sich aus Literaturangaben [Hoff97, WWC+06, AA04].

Für eine exakte Analyse der für den Telekommunikationsbereich mit einer Wellenlänge von  $1,55\text{ }\mu\text{m}$  problematischen Absorptionsgruppen N-H und Si-O-H werden die restlichen Gruppen ausgeblendet und nur die Wellenzahlen von  $3000$  bis  $4000\text{ cm}^{-1}$  betrachtet (siehe Abbildung 2.4). Der vermehrte Einbau von N-H-Grup-



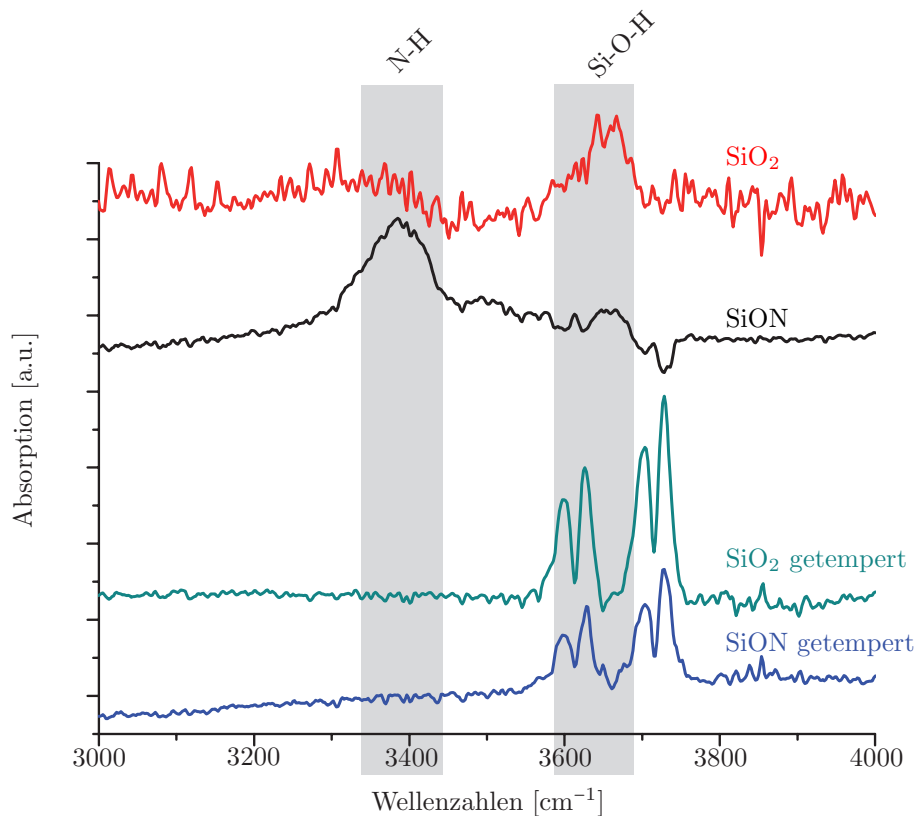
**Abbildung 2.4:** Gemessenes FTIR-Spektrum einer  $100\text{ nm}$  dicken SiON- und SiO<sub>2</sub>-Schicht für Wellenzahlen von  $3000$  bis  $4000\text{ cm}^{-1}$

pen für die Herstellung von SiON basiert auf der Verwendung von Ammoniak. Die Absorption bei SiON ist für diese Gruppe im Vergleich zu SiO<sub>2</sub> wesentlich stärker ausgeprägt. Die spektrometrische Untersuchung dokumentiert, dass bei der Herstellung von SiO<sub>2</sub> unter ausreichender  $\text{N}_2\text{O}$ -Zufuhr hauptsächlich Wasserstoff in Form von Si-O-H-Bindungen auftritt.

### Einfluss einer Temperung auf die Wellenleiterschichten

Um die Vibrations- und Biegeschwingungen der Molekülgruppen N-H und Si-O-H zu unterdrücken und die Dämpfung somit zu senken, muss die H-Konzentration in den Kernschichten reduziert werden. Eine thermische Behandlung der abgeschiedenen Schichten ist eine effektive Methode, um den absorbierenden H-Anteil zu verringern. Temperaturen von bis zu 1100°C für 3 h unter N<sub>2</sub>-Atmosphäre bewirken eine drastische Reduzierung des H-Anteils [WWKC06, WDL+99].

Bereits ab 700°C werden die meisten Si-O-H-Verbindungen aufgetrennt und der Wasserstoff kann entweichen. Die O-H-Bindungen lösen sich bei 800°C und verschwinden nahezu komplett [AA04]. Die für die Dämpfung entscheidenden N-H-Bindungen benötigen höhere Temperaturen um 1100°C, um die Verbindung zu lösen [WWC+06]. Die Abbildung 2.5 zeigt das FTIR-Spektrum für 100 nm dicke SiO<sub>2</sub>- und SiON-Schichten im unbehandelten und getemperten Zustand. Die Spektren der getemperten im Vergleich zu den unbehandelten Schichten sind hier zur genauen Analyse für einen Bereich von 3000 bis 4000 cm<sup>-1</sup> abgebildet. Die Absorp-



**Abbildung 2.5:** Gemessenes Infrarot-Spektrum von einer 100 nm SiON- und einer SiO<sub>2</sub>-Schicht im unbehandelten Zustand und nach der Temperung

tion der N-H- und Si-O-H-Gruppen eliminiert sich nach der Temperung nahezu vollständig, während die Intensität bei den Wellenzahlen  $3650\text{ cm}^{-1}$  und  $3750\text{ cm}^{-1}$  stark zunimmt und charakteristische Absorptionsbanden entstehen. Die Infrarot-Messungen werden auf Silizium-Substraten im Durchlicht gemessen. Daraus folgt, dass die Intensitäten der Signale sehr schwach sind und eine Verstärkung erfolgen muss. Die vier Intensitätsausprägungen können von Vibrationen freier O-H-Gruppen herrühren, oder sie sind Artefakte der Wasserbandkorrektur, weil die Absorption des atmosphärischen Wassers herausgefiltert wurde. Vergleichbare Ergebnisse, die ebenfalls bei diesen Wellenzahlen Absorptionen nach der thermischen Behandlung aufweisen, finden sich in der Literatur [AA04, WWC+08, DFL+08].

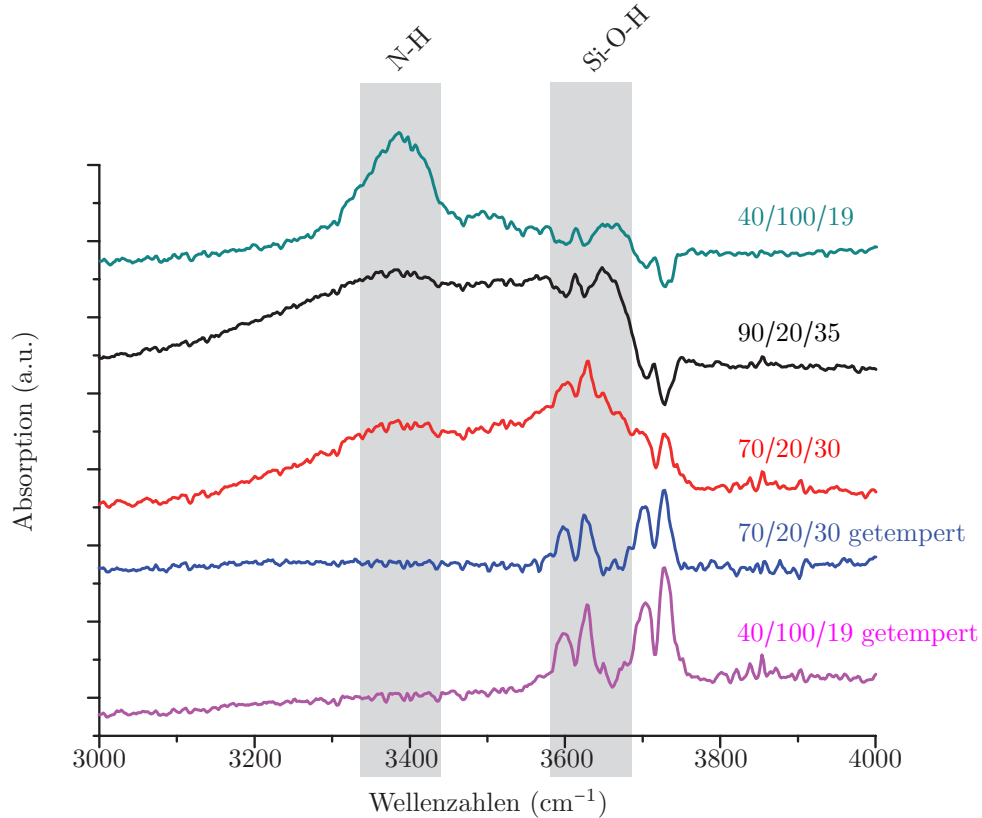
### Anpassung der Gasmenge zur Herstellung dielektrischer Schichten

Eine thermische Behandlung bei  $1100^\circ\text{C}$  für 3 h ist für die Integration von elektronischen und photonischen Bauelementen auf einem Chip ungeeignet. Zusätzlich ist der Produktionsschritt der Temperung teuer und langwierig. Nur Substrate und Funktionsschichten, die in der Lage sind diesen hohen Temperaturen standzuhalten, dürften eingesetzt werden. Um die Nachteile der Temperung zu umgehen und trotzdem die Absorption durch Vibrations- und Biegeschwingungen der Molekülgruppen N-H und Si-O-H zu unterdrücken, wird die gesamte Gasflussrate für die Deposition der  $\text{SiO}_2$ - und  $\text{SiON}$ -Schichten reduziert. Insbesondere ein größeres  $\text{N}_2\text{O}/\text{Ar}2\%\text{SiH}_4$ -Flussverhältnis bewirkt bei beiden Materialien eine deutliche Minderung der N-H- und Si-O-H-Verbindungen, was sich auch durch Messergebnisse in der Literatur bestätigen lässt [APSF02]. Für die  $\text{SiON}$ - und  $\text{SiO}_2$ -Abscheidung mit geringerem Gasverbrauch müssen die charakteristischen optischen Eigenschaften, wie zum Beispiel der Brechungsindex, für die Wellenleitung erhalten bleiben. Die optimalen Abscheideparameter gibt Tabelle 2.2 wieder.

Material	Siliziumdioxid	Siliziumoxinitrid
Substrattemperatur	$300^\circ\text{C}$	$300^\circ\text{C}$
Plasmaleistung [W]	20	20
Druck [Pa]	133,3	133,3
Gasfluss $\text{N}_2\text{O}/\text{Ar}2\%\text{SiH}_4/\text{NH}_3$ [sccm]	60/20/0	70/20/30
Brechungsindex	1,46	1,52
Abscheiderate [nm/min]	3,2	3,8
Homogenität Abscheiderate	1,57 %	1,1 %
Homogenität Brechungsindex	0,34 %	0,2 %

**Tabelle 2.2:** Abscheideparameter für die  $\text{SiO}_2$ - und  $\text{SiON}$ -Deposition mit geringerem Gasfluss (siehe auch Anhang 6.2 und 6.3)

Alle anderen Prozessparameter wie Druck, Elektrodentemperatur und eingekoppelte Leistung sind gegenüber der Abscheidung aus Tabelle 2.1 konstant. Auffällig ist die mit höherem  $N_2O/Ar2\%SiH_4$ -Verhältnis einhergehende geringere Abscheiderate für  $SiO_2$  und  $SiON$ . In Abbildung 2.6 wird der Unterschied zur alten Abscheidung dargestellt. Für die charakterisierten Schichten konkretisiert sich die

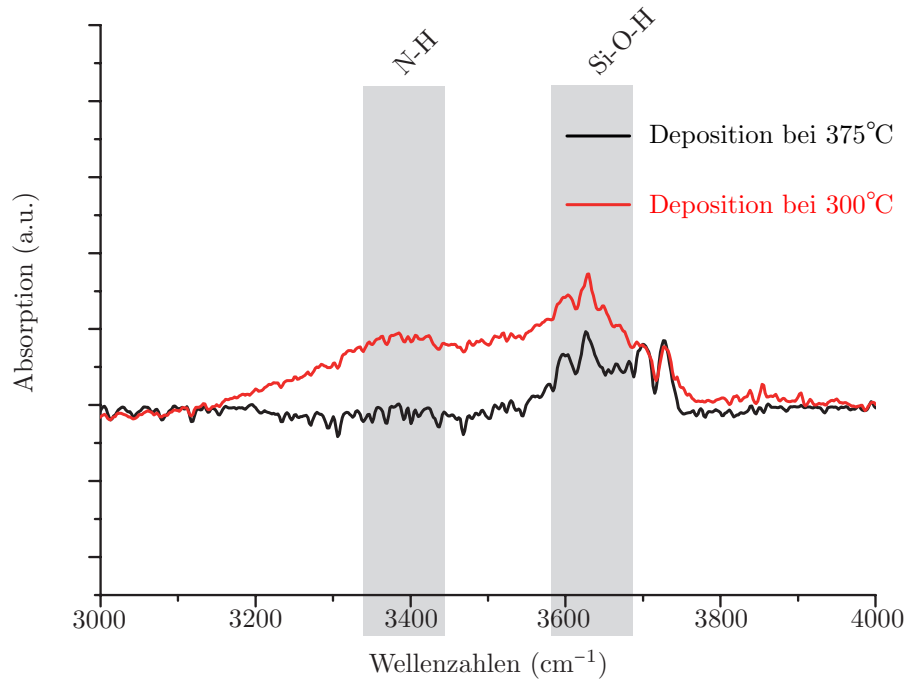


**Abbildung 2.6:** Gemessenes Infrarot-Spektrum von 100 nm  $SiON$ , hergestellt mit unterschiedlichen Gaszusammensetzungen  $N_2O/Ar2\%SiH_4/NH_3$

Tendenz, dass sich bei geringem  $Ar2\%SiH_4$ -Gasfluss für die Abscheidung auch die Absorption der N-H-Gruppe bei der Wellenlänge  $3400\text{ cm}^{-1}$  verringert. Der Anteil der Si-O-H-Gruppe bleibt dabei nahezu konstant. Zusammenfassend kann der in die gesamte Schicht eingebaute Wasserstoff stark reduziert werden. Die thermische Behandlung für 3 h bei  $1100^\circ\text{C}$  für unterschiedliche  $N_2O/Ar2\%SiH_4$ -Gaszusammensetzungen bestätigt die Ergebnisse aus Abbildung 2.5. Die Absorption der N-H-Verbindung ist nicht mehr detektierbar und ist vernachlässigbar. Auch für die getemperten Schichten nach Abscheidung mit dem Flussverhältnis  $N_2O/Ar2\%SiH_4/NH_3$  von  $70/20/30\text{ sccm}$  lassen sich charakteristische Absorptionen für die Wellenlängen  $3650\text{ cm}^{-1}$  und  $3750\text{ cm}^{-1}$  feststellen.

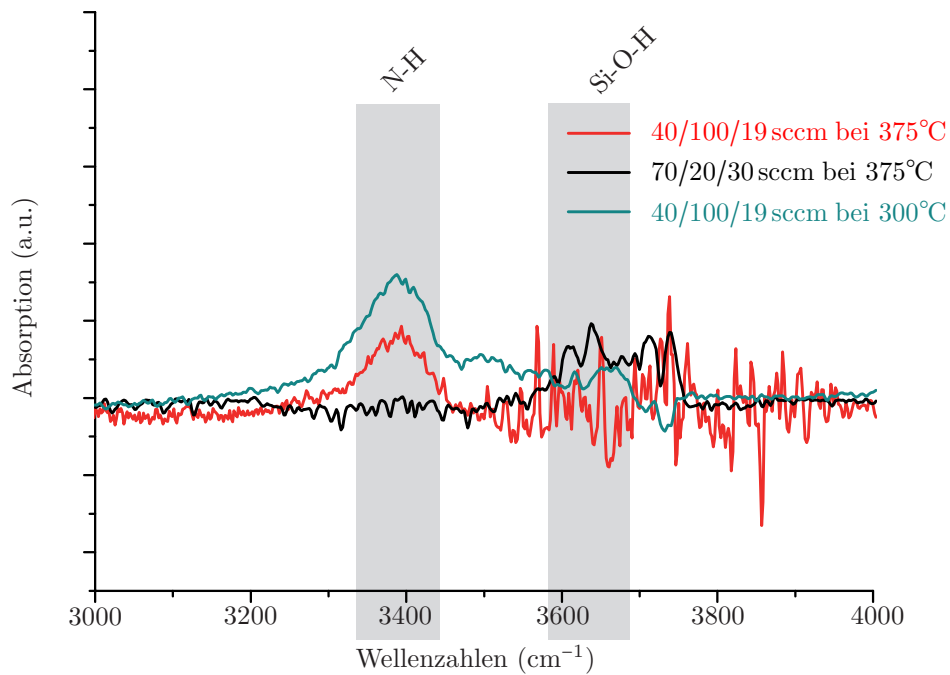
### Anpassung der Elektrodentemperatur der PECVD-Anlage

Im Vergleich mit der thermischen Behandlung ist der Anteil an N-H- und Si-O-H-Verbindungen aber immer noch zu hoch. Eine Erhöhung der Elektrodentemperatur von 300°C auf 375°C verletzt die Bedingung der CMOS-Kompatibilität nicht, kann aber, wie Abbildung 2.7 zeigt, die Absorption stark reduzieren. Die Absorption



**Abbildung 2.7:** Gemessenes Infrarot-Spektrum von 100 nm SiON mit einem Flussverhältnis  $N_2O/Ar_2\%SiH_4$  von 3,5 bei unterschiedlichen Elektrodentemperaturen

durch N-H-Verbindungen wird durch die erhöhte Elektrodentemperatur und dem reduziertem Gasfluss nahezu komplett ausgelöscht und ein Niveau vergleichbar mit der thermischen Behandlung erzielt. Die höhere Temperatur führt zu einer Reduktion des Wasserstoffeinbaus, wodurch ebenfalls die Si-O-H-Verbindungen seltener sind. Dieses Verhalten bestätigt sich durch die in Abbildung 2.8 dargestellte Messung. Aufgezeigt wird aber auch, dass durch die Abscheidung mit einem Gasfluss von 100/40/19 sccm für eine hohe Abscheiderate die Erhöhung der Elektrodentemperatur auf 375°C für eine wirksame Reduzierung der N-H-Verbindungen nicht ausreicht. Erst die Kombination der beiden Maßnahmen kann die Absorption im infraroten Wellenlängenbereich entscheidend beeinflussen.



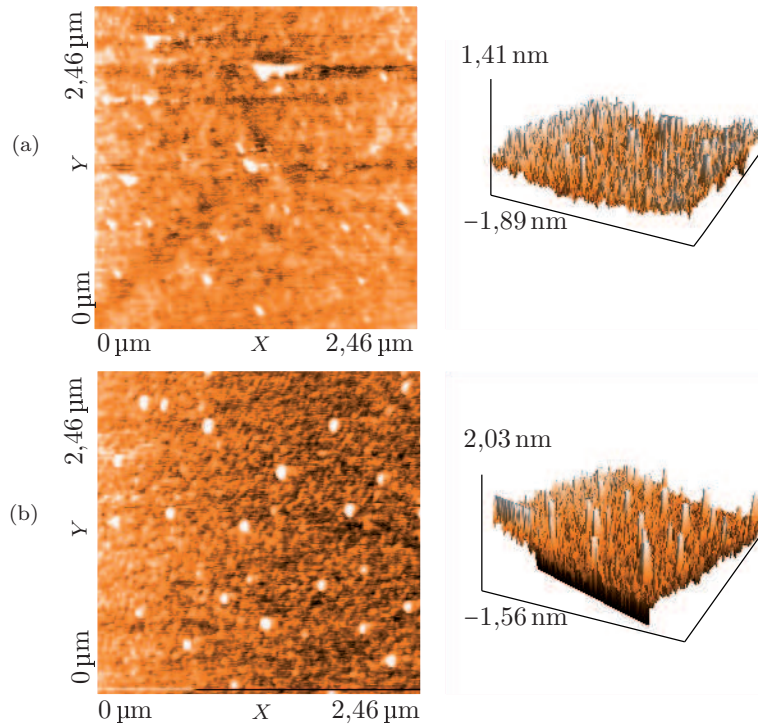
**Abbildung 2.8:** Gemessenes Infrarot-Spektrum von 100 nm SiON mit verschiedenen Gasflussverhältnissen und unterschiedlichen Elektroden Temperaturen

### 2.1.3 Analyse der Oberflächenrauheit der PECVD-Schichten

Ein weiterer großer Verlustfaktor in Wellenleitern und Resonatoren sind neben der materialbedingten Absorption die Streuverluste. Eine hohe Oberflächen- oder Seitenwandrauheit führt zu einer vermehrten Dämpfung. Zusätzliche Prozessschritte wie eine thermische Behandlung, aber auch eine Reduzierung der Gasflussmenge haben einen großen Einfluss auf die Schicht- und Struktureigenschaften. Die Deposition in der PECVD-Anlage bei niedriger Temperatur (300°C), geringer Leistung und hohem Gasfluss führt zu relativ rauen Schichten. Für die genaue Untersuchung der Einflussfaktoren der Oberflächenrauheit wird ein Rasterkraftmikroskop (AFM<sup>3</sup>) MOBILE S der Firma NANOSURF eingesetzt. Die Messungen werden sowohl im Kontakt-Modus als auch im Nicht-Kontakt-Modus durchgeführt und erzielen vergleichbare Ergebnisse. Die hier gezeigten Aufnahmen basieren auf Messungen im Nicht-Kontakt-Modus.

Abbildung 2.9 zeigt eine AFM-Aufnahme einer 100 nm dicken SiON-Schicht mit einem Brechungsindex von 1,52 im Vergleich mit einer Schicht nach einer thermischen Behandlung von 3 h bei 1100°C. Die hohe Temperatur hat einen großen Einfluss auf die Oberflächenstruktur der SiON-Schicht. Die schon relativ niedrige

<sup>3</sup> von engl. *Atomic Force Microscope*



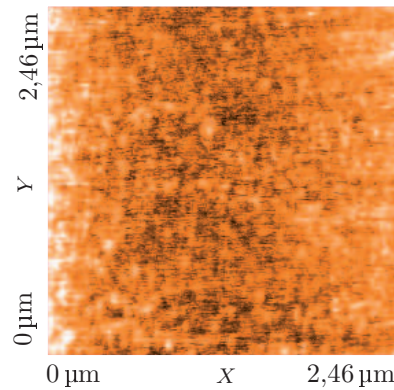
**Abbildung 2.9:** AFM-Aufnahmen einer 100 nm dicken SiON-Schicht ( $N_2O/Ar2\%SiH_4/NH_3 = 40/100/19$  sccm) (a) mit einem quadratischen Mittelwert (RMS) von 0,7 nm and (b) getempert ( $N_2$ -Atmosphäre, 3 h bei  $1100^\circ C$ ) mit RMS von 0,6 nm

Oberflächenrauheit der unbehandelten Schicht aus der PECVD-Anlage wird zwar im Mittel noch reduziert, es bilden sich aber Agglomerationen.

Eine Reduzierung des Gasflusses bezüglich des Silans und der damit verbundenen Veränderung des  $N_2O/Ar2\%SiH_4$ -Flussverhältnisses, hat wie in Abbildung 2.10 dokumentiert, neben dem Rückgang der Absorption auch eine Rauheitsminderung zur Folge. Der quadratische Mittelwert der Rauheit nach der Gasflussänderung reduziert sich von 0,7 nm auf 0,45 nm. Die SiON-Kernschicht kann somit mit der Änderung der Flussmenge glatter hergestellt werden als durch die alleinige Hitzebehandlung bei  $1100^\circ C$ .

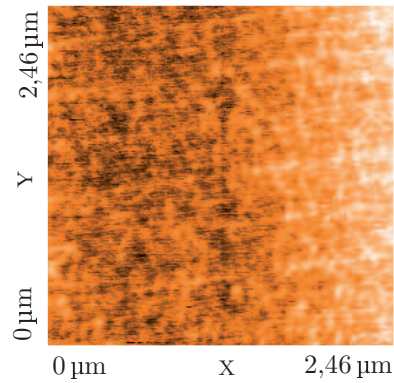
Eine Abscheidung bei konstanten Gasflüssen, Druck und Leistung, aber höherer Elektrodentemperatur ( $375^\circ C$ ) reduziert den quadratischen Mittelwert (RMS<sup>4</sup>) der Oberflächenrauheit für die vermessene SiON-Fläche auf 0,4 nm. Im Vergleich mit der thermisch behandelten Schicht nach der Abscheidung mit reduziertem Gasfluss lässt sich nur ein minimaler Unterschied feststellen. Die Abbildung 2.11 zeigt

<sup>4</sup>von engl. *Root Mean Square*



**Abbildung 2.10:** AFM-Aufnahme einer SiON-Deposition mit geringem Silan-Gasfluss ( $N_2O/Ar2\%SiH_4/NH_3 = 70/20/30$  sccm)

die AFM-Aufnahmen der SiON-Abscheidung mit einer Erhöhung der Elektrodentemperatur. Für die  $SiO_2$ -Schicht ist ebenfalls eine möglichst homogene Struktur wünschenswert, da sie einerseits als Isolationsschicht zwischen Silizium und SiON die Basis für den Schichtaufbau vom SiON darstellt und auch als Mantelschicht eingesetzt wird. Durch eine Reduzierung der Gasflussmenge bei der Herstellung von  $SiO_2$  von ursprünglich  $N_2O/Ar2\%SiH_4 = 400/400$  sccm auf 60/20 sccm kann der RMS-Wert von 1,1 nm auf 0,7 nm verringert werden. Eine weitere Verbesserung mit der Erhöhung der Elektrodentemperatur ist für  $SiO_2$  nicht möglich.



**Abbildung 2.11:** AFM-Aufnahme einer SiON-Deposition mit geringem Flussanteil des Silans ( $N_2O/Ar2\%SiH_4/NH_3 = 70/20/30$  sccm) und einer Elektrodentemperatur von  $375^\circ C$

Mit relativ geringem Aufwand lassen sich die wellenführende SiON-Kernschicht und das  $SiO_2$  möglichst verlustarm herstellen. Die Absorption fällt durch Anpassung der Gasflüsse und Steigerung der Elektrodentemperatur auf das annähernd gleiche Niveau einer thermischen Behandlung von  $1100^\circ C$  bei 3 h ab. Die durch An-



passung der Gasflüsse und Elektrodentemperatur erreichte niedrige Oberflächenrauheit übertrifft die Ergebnisse einer Temperung. Folglich kann der Prozessschritt der Temperung entfallen und der Prozess bleibt CMOS-kompatibel.

### 2.1.4 Induzierter Stress bei der Herstellung

In Mehrschichtsystemen kommt es an den Grenzflächen, bedingt durch unterschiedliche Materialeigenschaften wie dem thermischen Ausdehnungskoeffizienten, zu mechanischen Spannungen. In verschiedenen auf Silizium basierenden Materialsystemen treten diese Zug- und Druckspannungen auf [Hu91]. Zusätzlich zu den mechanischen Verbiegungen ändern sich die optischen Eigenschaften durch Zug- und Druckspannungen. Spannungsdoppelbrechung tritt, wie in [Hoff97] bereits gezeigt, bei inhomogener Druckbelastung auf.

Die mechanische Spannung ist anhand der Verbiegung mittels eines optischen Profilometers messbar, mit dem das Oberflächenprofil eines Wafers erfasst wird [Hoff97, CAF06]. Abhängig vom  $N_2O/Ar2\%SiH_4$ -Flussverhältnis ändert sich der mechanische Stress der Schicht von einer Druckspannung hin zu einer Zugspannung. Dabei lässt sich für einen  $N_2O$ -Fluss von 70 sccm, bei einem Gesamtfluss  $N_2O+N_2$  von 75 sccm ein Minimum der Stressbelastung für die SiON-Abscheidung feststellen [CAF06]. Die von Criado gemessene Stressbelastung basiert auf einer SiON-Deposition aus  $N_2O/Ar2\%SiH_4/N_2$ . Für die hier vorliegende Arbeit kommt  $NH_3$  statt  $N_2$  zur Anwendung. Aus diesem Grund können die Ergebnisse nur als Näherung für diese Arbeit übertragen werden.

Nach einer thermischen Behandlung ändert sich die Stressbelastung, aber je nach Gasflussverhältnis lassen sich unterschiedliche Eigenschaften beobachten. SiON-Schichten mit geringem Lachgas-Anteil kompensieren die Druckspannung nach einer Temperung bei 1100°C für 3 h und sind nahezu stressfrei, wobei ein höherer Lachgas-Anteil eine Steigerung der Zugspannung zur Folge hat [CAF06]. Auch eine Variation der Temperatur beim Temperprozess verändert die mechanische Spannung unterschiedlich zwischen Druck- und Zugspannung [Hoff97].

Das Gasflussverhältnis  $N_2O/Ar2\%SiH_4/NH_3=70/20/30$  sccm ist für die SiON-Schicht optimiert und nicht nur ausgerichtet auf eine geringe Absorption im Telekommunikationswellenlängenbereich und niedrige Oberflächenrauheit, sondern ermöglicht auch eine schonende, nahezu stressfreie Deposition. Die während der SiON-Abscheidung mit eingebauten Fehlstellen sind abhängig vom Gasflussanteil des Stickstoffs. Bei Schichten mit höherem Stickstoff-Anteil ist die Fehlstellendichte geringer, so dass die einzelnen Verbindungen nach der thermischen Behandlung keinen Platz haben, um sich auszubreiten. Abscheidungen mit niedrigem Stickstoff-Anteil sind also stressfreier, da sich mehr Fehlstellen zur Ausbreitung anbieten [CAF06]. Die geringe Abscheiderate der  $SiO_2$ - und SiON-Deposition er-

höht ebenfalls die Qualität der Schicht und reduziert den Stress im Schichtsystem  $\text{SiO}_2/\text{SiON}/\text{SiO}_2$ .

Somit stehen für die Wellenleiter- und Resonatorintegration optimierte PECVD-Schichten zur Verfügung, die im nächsten Schritt strukturiert werden müssen.

## 2.2 Optimierung der Lithografie- und Ätzprozesse

Sowohl planar-integrierte Wellenleiter als auch für Mikroresonatoren gilt es, Verluste niedrig zu halten. Dämpfung durch Materialabsorption in Abhängigkeit von der Schichtzusammensetzung und die Streuung an Rauheiten der Oberfläche wurden bereits ausführlich behandelt. Einer der dominierenden Verlustquellen ist aber die Streuung an den vertikalen Seitenflächen der Wellenleiter und Resonatoren, welche die Wellenführung durch eine seitliche Begrenzung ergänzt. Die Streuung stammt von nicht kontinuierlichen, unebenen Seitenwänden, die durch die Strukturierungstechniken der Lithografie und der Trockenätzverfahren entstehen. An einer rauen Seitenwand ist die Totalreflexion gestört. Das geführte Licht wird an dieser Stelle gestreut und damit gedämpft.

Um die Verluste durch Streuung zu minimieren, setzt man bereits bei der Lithografie an, weil die unebene, oft wellige Struktur durch den Lack und den Ätzprozess in die nächste Schicht übertragen wird. Stark reflektierende Oberflächen, z. B. Aluminium, resultieren in Interferenzen bei der Belichtung, die dann zu unerwünschten Strukturen im Lack führen. Aber auch Partikel auf der Maske oder der zu belichteten Schicht mindern die Qualität der Kontaktbelichtung, so dass keine ausreichend hohe Auflösung für eine niedrige Kantenrauheit gelingt.

Die Genauigkeit der Maskenherstellung muss sehr hoch sein, um eine hohe Kantenauflösung zu erhalten. Die Kontaktbelichtung wird mittels eines Systems der Firma KARL SUSS (MA150) realisiert, das als Lichtquelle eine Quecksilber-Dampflampe von Typ UV400 verwendet. Diese Dampflampe emittiert Strahlung im UV-Bereich zwischen 350 bis 450 nm, und ist somit auf die spektrale Empfindlichkeit des Fotolackes abgestimmt. Unter optimalen Bedingungen sind Auflösungen von 0,5  $\mu\text{m}$  möglich.

Die für diese Arbeit verwendeten Fotolacke sind der AZ<sup>®</sup>5214 E und AZ<sup>®</sup>MIR 701 der Firma MICROCHEMICALS. In Vergleichen der verschiedenen Lacksorten und Parameteranpassungen zeichnet sich insbesondere der AZ<sup>®</sup>MIR 701 durch hohe Auflösung und niedrige Rauheiten an den Seitenflächen aus. Die weiteren Prozesse können auf eine abschließende Härtung des Lacks bei 120°C für 45 min verzichten, weil die Selektivität gegenüber dem Trockenätzprozess ausreichend hoch ist. Dies führt zu sehr steilen Lackflanken. Bevor der Lack auf die zu strukturierende Schicht aufgeschleudert wird, müssen die Wafer noch im Trockenofen für 45 min bei 150°C erhitzt werden, um alle O-H Moleküle von der Oberfläche zu

entfernen. Anschließend wandelt sich mit einem Haftvermittler (HMDS<sup>5</sup>) die hydrophile in eine hydrophobe Oberfläche. Die aufgeschleuderte Lackdicke beträgt dabei ca. 1  $\mu\text{m}$ .

Ein weiterer Faktor, der den Lithografieprozess stark beeinflussen kann, ist die Luftfeuchtigkeit, die für die Rehydrierung des Fotolacks minimal 45% betragen sollte. Zusätzlich können Beugungs- oder Streueffekte an Partikeln auf dem Wafer oder der Maske zu Rauheiten und Fehlern in der Maske führen. Die für die Lithografie der Wellenleiter und Resonatoren angewandten Prozessschritte und Parameter sind in der Tabelle 6.1 im Anhang aufgelistet.

Nach der erfolgten Lithografie schließt sich der Ätzvorgang an. Die flachen und hoch aufgelösten Lackkanten sollen die Struktur möglichst genau in die dielektrischen Schichten übertragen. Aufgrund der hohen Anforderungen an die Mikrosystemtechnik haben sich weitgehend Trockenätzverfahren durchgesetzt. Nasschemische Prozesse sind zur Strukturierung von Opferoxiden oder Membranen in der Halbleitertechnologie gängige Verfahren. Mit dem weit verbreiteten Verfahren des reaktiven Ionenätzens (RIE<sup>6</sup>) lässt sich eine hohe Maßhaltigkeit für die hergestellten Strukturen erreichen. Abhängig vom Druck, den Prozessgasen und eingekoppelter Leistung lassen sich anisotrope und isotrope Ätzprofile realisieren. Überwiegt der physikalische Ätzabtrag entstehen senkrechte Kanten, für den Fall des chemischen Trockenätzvorgangs wird in alle Raumrichtung gleichzeitig geätzt. Für nähere Informationen über die verwendete Anlagentechnik sei auf [Hill08] verwiesen. Für die Optimierung des Ätzprozesses sind verschiedene Bedingungen zu berücksichtigen [Broc09]:

- hohe Strukturtreue ohne Unterätzung,
- geringe Rauheit durch eventuell auftretende Polymerreste,
- ausreichend hohe Selektivität,
- möglichst hohe Ätzrate,
- homogene Ätzrate über den gesamten Wafer und
- gute Reproduzierbarkeit.

Es gilt also, einen guten Kompromiss für ein optimiertes Ätzergebnis zu finden.

---

<sup>5</sup>Hexamethyldisilazan,  $\text{C}_6\text{H}_{19}\text{NSi}_2$

<sup>6</sup>von engl. *Reactive Ion Etching*

### 2.2.1 Parameterabhängigkeit der trockenchemischen Ätzverfahren

Das für diese Arbeit bevorzugte trockenchemische Ätzverfahren ist das RIE-Verfahren. Die entscheidenden Prozessparameter für das Ätzverhalten sind:

- Zusammensetzung und Menge der Ätzgase,
- Kammerdruck,
- HF-Leistung,
- Elektrodentemperatur und
- Elektrodenabstand (Reaktorgeometrien).

Beim reaktiven Ionenätzen regt ein hochfrequentes Wechselfeld Gase zu einem Plasma an. Inerte Gase, z. B. Argon, übertragen die im elektrischen Feld gewonnene Energie durch beschleunigte Ionen auf die zu ätzende Oberfläche, es findet ein rein physikalischer Ätzabtrag statt [Hill08]. Durch das reaktive Gas in der Kammer folgt ein chemischer Materialabtrag, der durch eine physikalische Komponente unterstützt wird. Das abgetragene Material geht mit dem Gas eine flüchtige Verbindung ein und wird durch das Pumpsystem abgetragen [Hill08]. Durch die Wahl der Prozessgase und des Drucks variiert das Ätzverhalten und der Grad der Anisotropie. Zur Strukturierung der für diese Arbeit wesentlichen Wellenleiter und Resonatoren ist einerseits eine hohe Anisotropie notwendig, andererseits ist aber für die Resonatorrealisierung ein unterätzendes, isotropes Ätzverhalten unerlässlich. Auch die Selektivität hängt stark von der Zusammensetzung der Gase ab. Die betrachteten reaktionsbegrenzten Prozesse nehmen durch die Verweilzeit des Gases zusätzlichen Einfluss auf die Ätzrate. Durch Zunahme der reaktiven Teilchen steigt zunächst die Ätzrate, ist aber in der Folge bei gleich bleibendem Druck durch die kürzere Verweildauer der Teilchen im Reaktor begrenzt [Hill08].

Der Kammerdruck während des Prozesses bestimmt die freie Weglänge der Moleküle. Ist der Druck hoch, verkürzt sich die freie Weglänge und es kommt zu vermehrten Stößen der Ionen mit den Molekülen im Rezipienten. Die Ionen erfahren Richtungsänderungen, wodurch sie auch die Flanken der Strukturen treffen und das isotrope Ätzverhalten verstärken. Durch eine Druckminderung hingegen erhöht sich die freie Weglänge und die Ionen treffen die Oberfläche nahezu senkrecht. Richtungsänderungen durch Stöße treten kaum auf, der Ätzprozess verläuft anisotrop.

Die HF-Leistung definiert, mit welcher Energie die Ionen auf die Waferoberfläche treffen. Wird die Plasmaerzeugung und die Bias-Spannung nicht voneinander entkoppelt, steigt die Ionen- und Elektronenenergie durch eine höhere Spannung.

Sehr hohe Bias-Spannungen erhöhen die Ätzrate, können aber zur Schädigung der Oberfläche führen. Deswegen ist es in vielen Fällen zweckmäßig, die HF-Leistung und die Bias-Spannung unabhängig voneinander zu regeln, wie es in einem induktiv gekoppelten Plasma möglich ist.

Die Elektrode kann durch die Bauart der verwendeten Prozesskammer beim RIE-Prozess nicht systematisch beheizt oder gekühlt werden. Die Arbeit von F. Niebelschütz [Nieb10] beschreibt aber das Verhalten des Ätzprofils durch Änderung der Temperatur. Das Heizen einer Probe während des Ätzprozesses bewirkt einen zusätzlichen Energieeintrag in das Gittersystem, welcher die chemische Reaktion beschleunigt. Die chemische Reaktion hat dabei erheblichen Einfluss auf die Ätzrate, die Selektivität und die Oberflächenmorphologie. Für das Ätzprofil bedeutet eine erhöhte Temperatur eine verstärkte laterale Ätzkomponente, so dass das Ätzprofil isotropere Formen annimmt. Beim Kühlen der Elektrode tritt der gegenteilige Effekt ein, da die chemischen Mechanismen unterdrückt werden können.

Der Elektrodenabstand in der hier verwendeten Prozesskammer bleibt während aller durchgeführten Prozesse konstant. Arbeiten von Kim und Niebelschütz für einen ICP<sup>7</sup>-Ätzprozess zur Strukturierung von SiC zeigen, dass sich die Plasmadichte durch Verringerung des Abstandes zur Plasmaelektrode erhöht [KKAL03, Nieb10]. Ebenfalls fällt der Betrag der Ionenenergie durch die geringere Bias-Spannung ab. Die gesteigerte Plasmadichte resultiert dann in einer höheren Ätzrate.

### 2.2.2 Maskierung für die Wellenleiterherstellung

Zur Herstellung der Wellenleiter und Resonatorgeometrien auf einem Silizium-Chip müssen tiefe Gräben geätzt werden. Eine Maskierung, die einerseits sehr hochauflöst, aber auch sehr resistent gegenüber dem Ätzprozess sein muss, kann nicht allein auf Fotolack basieren. Aus diesem Grund wird eine zusätzliche Schicht in den Herstellungsprozess integriert. Für die Maskierung gelten Kriterien wie zum Beispiel eine stabile Haftung auf dem Wellenleitermaterial oder eine hohe Selektivität gegenüber dem Ätzprozess während der Wellenleiterstrukturierung. Übliche Dielektrika wie Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> oder SiO<sub>2</sub> scheiden als Maskierung aus, da ihre Selektivität zum Kern- und Mantelmaterial nicht ausreichend hoch ist. Metalle erfüllen hingegen die meisten Anforderungen für eine Hartmaske der SiO<sub>2</sub>/SiON-Schichten [Broc09].

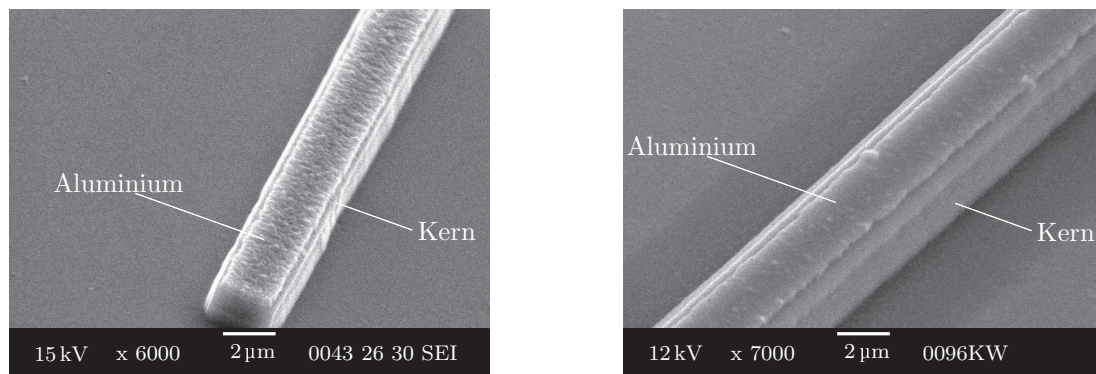
Für erste Versuchsreihen dient Aluminium als Maske. Aluminium lässt sich sehr homogen durch das Elektronenstrahlaufdampfverfahren bei einem Druck von etwa  $2 \cdot 10^{-6}$  mbar und einer Aufdampfrate von 0,4 nm/s auftragen. Hierfür wird die Anlage der Firma VARIAN (Typ Coater 3119) genutzt. Nasschemisch kann Aluminium selektiv zum SiO<sub>2</sub> (H<sub>3</sub>PO<sub>4</sub>/HNO<sub>3</sub> bei 50°C) oder im Trockenätzverfahren

---

<sup>7</sup>von engl. *Inductive Coupled Plasma*

mit Hilfe von chlorhaltigen Gasen <sup>8</sup>, wie  $\text{SiCl}_4/\text{Cl}_2$ ,  $\text{BCl}_3/\text{Cl}_2$  oder  $\text{CCl}_4/\text{Cl}_2$  strukturiert werden [Köhl99]. Aluminium weist aber eine hohe Oxidationsanfälligkeit auf, die zu Schwierigkeiten während des nasschemischen und trockenchemischen Ätzens führt.

Charakteristische Unterätzungen des nasschemischen Ätzvorgangs einer Aluminium-Maskierung, aufgenommen mit einem REM<sup>9</sup>, ergeben erhebliche Seitendrauheiten am Wellenleiterkern, da sich die Struktur bei der nachfolgenden Tiefenätzung in die optischen Materialien überträgt (siehe Abbildung 2.12(a)). Auch die reproduzierbare Strukturierung des Aluminiums mit Hilfe des RIE-Prozesses kann für die Wellenleiterintegration nicht verwendet werden, weil die Selektivität gegenüber der  $\text{SiO}_2$ -Oberfläche während des Ätzprozesses zu gering ist und sich eine 500 nm dicke Aluminium-Schicht im Ätzprozess der Wellenleiter auflöst (siehe Abbildung 2.12(b)).



(a) Nasschemisches Aluminium ätzen

(b) RIE Ätzprozess von Aluminium

**Abbildung 2.12:** REM-Aufnahmen eines Wellenleiters, (a) die Aluminiumhartmaske zeigt deutliche Unterätzungen vom nasschemischen Ätzprozess und (b) das Aluminium zeigt deutliche Beanspruchungen durch das RIE-Verfahren

Um die Belastung für die Oberfläche der Wellenleiter während des Aluminium-Ätzprozesses zu minimieren, wird der Prozess nur mit reinem Siliziumtetrachlorid ( $\text{SiCl}_4$ ) ohne Zugabe von Chlor ( $\text{Cl}_2$ ) ausgeführt. Dadurch reduziert sich die Ätzrate etwa um die Hälfte, aber die Selektivität zum Oxid steigt auf bis zu 25 : 1. Das Problem der zu geringen Selektivität im Oxid-Ätzprozess lässt sich aber nur mit einem alternativen Material umgehen. Besonders im Randbereich des Wellenleiters zeigt sich, dass die Maskierung den physikalischen Belastungen bei der Tiefenätzung nicht dauerhaft standhalten kann.

<sup>8</sup>Die chemischen Verbindungen werden im Anhang 6.3 erläutert

<sup>9</sup>Raster-Elektronen-Mikroskop

Eine Alternative zu Aluminium stellt Chrom dar. Chrom kann ebenfalls mit einer Rate von 0,4 nm/s homogen aufgedampft werden. Chrom besitzt sowohl eine gute Lackhaftung, als auch eine gute Haftung auf den Wellenleitermaterialien SiO<sub>2</sub> und SiON [Hett11]. Beim Einsatz von Chrom ist die gute Lackhaftung in Verbindung mit dem AZ®MIR 701 Lack Voraussetzung dafür, dass der Haftvermittler vor dem Lackauftrag entfallen kann.

Nasschemisch lässt sich Chrom in Ammonium-Cernitrat und Schwefelsäure mit hoher Rate ätzen, das Problem der starken Unterätzungen und rauen Kanten bleibt aber auch hier. Eine Alternative zum nasschemischen und trockenchemischen ätzen stellt der *Lift-off*-Prozess dar. Dabei wird der Fotolack vor dem Aufdampfverfahren aufgeschleudert und strukturiert.

Der wesentliche Unterschied der *Lift-off*-Technik zur üblichen Ätztechnik besteht darin, dass die Erzeugung der Lackmaske vor der Schichtabscheidung (z. B. Aufdampfen) passiert (siehe Abbildung 1.2). Bei der Lackentfernung löst sich gleichzeitig die Metallschicht mit ab. Ein Vorteil der *Lift-off*-Technik gegenüber nass- oder trockenchemischer Ätzprozesse ist, dass die Oberfläche nicht durch den Ionenbeschuss oder die Nasschemie unerwünscht angegriffen wird. Die Belastung durch das Ultraschallbecken ist aber oftmals zu hoch, so dass sich dünne Strukturen wie z. B. Wellenleiter ablösen und die Kanten eine hohe Rauheit aufweisen.

Um das Chrom zu strukturieren, muss also auf das trockenchemische RIE-Verfahren zurückgegriffen werden. Die für diesen Zweck eingesetzte Plasmaätzanlage ist eine von OXFORD INSTRUMENTS produzierte Plasmalab 100. Die Resistenz von Chrom gegenüber fluorhaltigen Plasmaätzprozessen ist hoch. Im chlorhaltigen Plasma unter Zugabe von Sauerstoff wird Chrom geätzt, die folgende Tabelle 2.3 zeigt die optimierten Parameter. Die durch die Fotolackmaske erreichte Auflösung

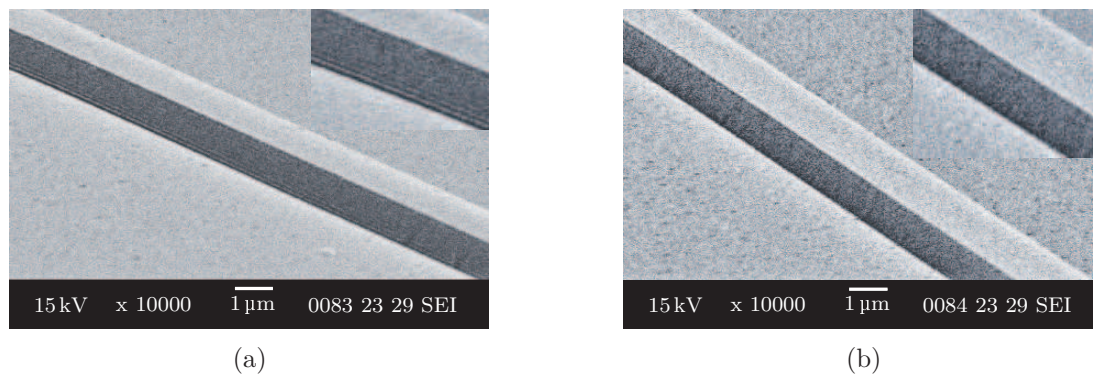
Parameter	Wert
Druck [Pa]	9,3
Cl <sub>2</sub> -Gasfluss [sccm]	20
O <sub>2</sub> -Gasfluss [sccm]	6
RF-Leistung [W]	175
Ätzrate [nm/min]	7

**Tabelle 2.3:** Parameter zur Chromstrukturierung im RIE-Prozess

verschlechtert sich durch die Hartmaske nicht und liegt weiterhin minimal bei 0,5 µm. Als Schichtdicke für die weiteren Prozesse sind 100 nm Chrom auch für den späteren Resonatorätzprozess ausreichend. Der Wechsel des Hartmaskenmaterials hat aber eine Anpassung der Fototechnik zur Folge. Unterhalb einer Belichtungszeit

von 5,8s wird in den Randbereichen eine zu geringe Entwicklungsrate erreicht, wie bereits durch [Hett11] bestätigt wurde.

Bei der Verwendung von Hartmasken aus Chrom ist wie bei Aluminium ein weiterer Backschritt (PEB<sup>10</sup>) zwischen Belichtung und Entwicklung erforderlich, weil diese Metalle eine hohe Reflektivität aufweisen. Bei der Belichtung können sich Interferenzen des einfallenden und reflektierenden Lichts bilden. Diese unterschiedlichen Intensitätsmaxima und -minima führen zu einem Konzentrationsprofil der bei der Belichtung entstehenden Indenkarbonsäure. Der PEB wird bei 110°C für 90s auf der Lackstraße durchgeführt. Durch diese zusätzliche thermische Behandlung glättet sich das Lackprofil (siehe Abbildungen 2.13(a) und 2.13(b) im Vergleich) indem die Indenkarbonsäure während des PEB in die Lackschicht diffundiert und Konzentrationsunterschiede verringert [VZ06]. Die durch die Lackschicht und Chrommaske geschützten Wellenleiter und Resonatoren werden mit einem fluorhaltigem Plasma geätzt.



**Abbildung 2.13:** REM-Aufnahmen des strukturierten Lacks: (a) Ohne PEB sind Streifen im Lack zu erkennen und (b) mit PEB gleicht sich das Konzentrationsprofil aus und der Lack wird geglättet

### 2.2.3 Strukturierung dielektrischer Schichten mittels RIE-Prozess

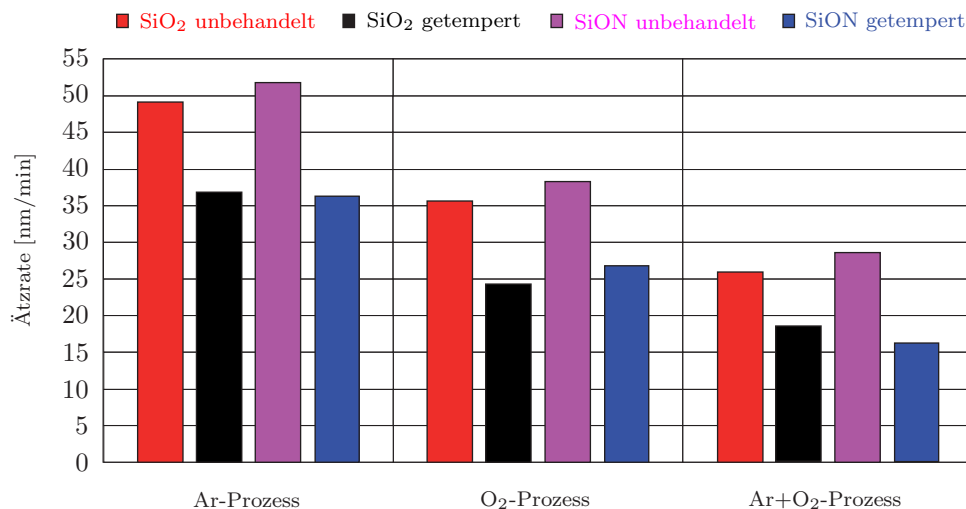
Hauptsächlich finden Fluor-Kohlenstoff-Verbindungen wie Tetrafluormethan ( $\text{CF}_4$ ), Hexafluorethan ( $\text{C}_2\text{F}_6$ ) oder Fluoroform ( $\text{CHF}_3$ ) gemeinsam mit Argon (Ar) oder Sauerstoff ( $\text{O}_2$ ) als Reaktionsgas Anwendung für den  $\text{SiO}_2$ - und  $\text{SiON}$ -Trockenätzprozess [PN05]. Durch die in Folge der Verwendung polymer-bildender Gaszusammensetzungen auftretenden Polymerrückstände an den Kammerwänden ist

<sup>10</sup>von engl. *Post Exposure Bake*



eine regelmäßige Reinigung der RIE-Anlage für einen reproduzierbaren und partikelarmen Prozessablauf zwingend notwendig. Die SiON-Schicht ist zur Wellenführung umgeben mit SiO<sub>2</sub>. Die Strukturierung der Schichtzusammensetzung aus SiO<sub>2</sub>/SiON/SiO<sub>2</sub> soll in einem Ätzprozess erfolgen. Verschiedene Versuchsreihen werden für einen optimierten, möglichst anisotropen Ätzprozess durchgeführt. Hierfür wird eine konventionelle RIE-Anlage (Plasmalab 80µ+ der FIRMA PLASMA TECHNOLOGIES mit Parallelplattenkondensator und einem bei 13,56 MHz arbeitenden HF-Generator), sowie eine ICP-RIE-Anlage (OXFORD INSTRUMENTS Plasmalab System 100 ICP 180) verwendet.

Hinsichtlich einer optimalen Prozessführung erfolgt eine systematische Charakterisierung durch Variation der Prozessparameter. Anhand von drei verschiedenen CHF<sub>3</sub>-Prozessen mit unterschiedlichen Gaszusammensetzungen ist hier die Ätzrate von SiO<sub>2</sub>- und SiON-Schichten aus der Arbeit von [Broc09], vor und nach einer thermischen Behandlung, dargestellt. Der Druck wird dabei konstant niedrig bei 4 Pa gehalten, um eine möglichst hohe Anisotropie zu erzielen. Eine Leistung von 150 W gewährleistet einen Kompromiss mit einer möglichst hohen Ätzrate und einer kleinen Anzahl an Defekten durch verstärkten Ionenbeschuss. Die Darstellung 2.14 zeigt die Ätzraten für die in Tabelle 6.4 zusammengefassten Ätzparameter.

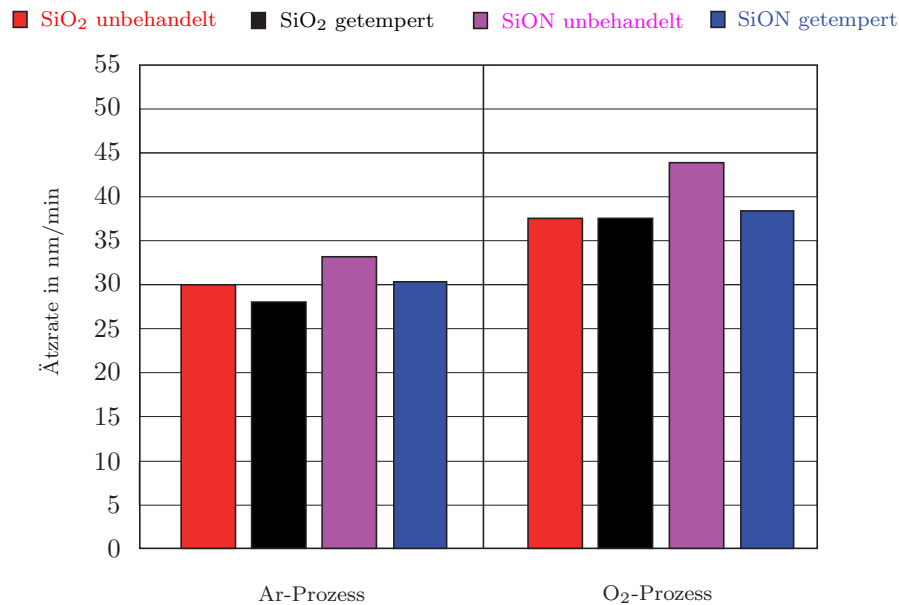


**Abbildung 2.14:** Ätzraten für verschiedene CHF<sub>3</sub>-Prozesse mit einem Druck von 4 Pa und 150 W Leistung im unbehandelten Zustand und nach thermischer Behandlung

Wie erwartet sinkt die Ätzrate mit der Temperaturbehandlung gegenüber der unbehandelten Probe. Wie bereits im Abschnitt 2.1.2 gezeigt, ist die H-Konzentration der Schichten nach einer Temperung dementsprechend geringer. Der Vergleich der Prozessvarianten bei konstantem Druck und HF-Leistung zeigt, dass die Ätzrate mit Ar am höchsten ist. Unter Zugabe von O<sub>2</sub> zusätzlich zum Ar reduziert

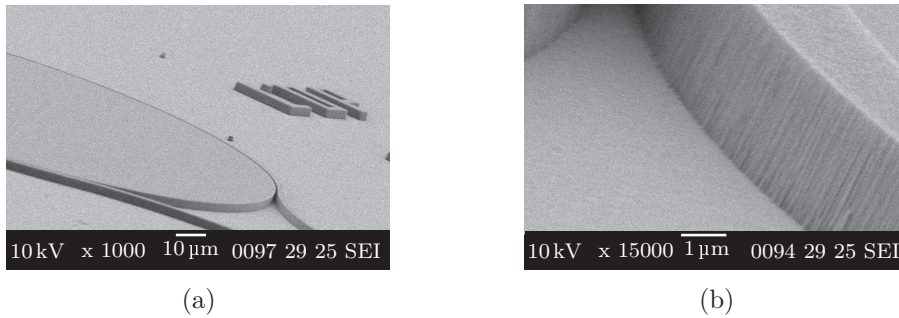
sich die Ätzrate soweit, dass dieser Ätzprozess für tiefe Wellenleiter nicht sinnvoll ist. Die optimierte Deposition von SiO<sub>2</sub>- und SiON-Schichten durch geringen Ar2%SiH<sub>4</sub>-Verbrauch und höherer Elektrodentemperatur hat keinen merklichen Einfluss auf die Ätzrate. Die für diesen Ätzprozess verwendeten Schichten werden alle mit dem N<sub>2</sub>O/Ar2%SiH<sub>4</sub>= 400/400 sccm Prozess für SiO<sub>2</sub> und für SiON mit N<sub>2</sub>O/Ar2%SiH<sub>4</sub>/NH<sub>3</sub>= 40/100/19 sccm abgeschieden.

Die Höhe der Ätzrate ist im Hinblick auf die erforderliche Zeit des Prozesses zur Herstellung der Resonatoren und Wellenleiter entscheidend. Höhere Ätzraten verkürzen die Ätzzeit und damit die Belastung für die Oberfläche des Wafers. Wie bereits in [Hett11] gezeigt, erhöht sich die Ätzrate gegenüber dem Prozess in Abbildung 2.14, wenn der Druck auf 9,3 Pa steigt. Hierbei kommt es zu einer leichten Unterätzung der Maskierung. Die mit dem höheren Druck steigende Ätzrate ermöglicht aber eine niedrige HF-Leistung von 110 W bei einer Ätzrate von 56 nm/min (siehe Abbildung 2.15).



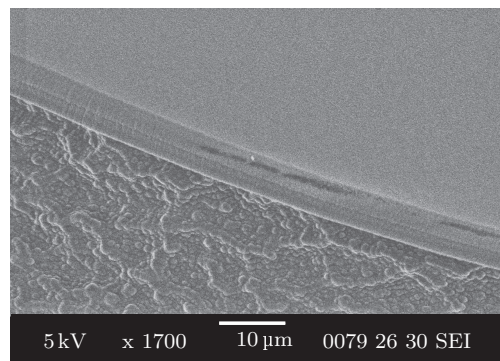
**Abbildung 2.15:** Ätzraten für verschiedene Prozesse im unbehandelten Zustand und nach thermischer Behandlung mit einem Druck von 9,3 Pa und 110 W Leistung

Neben der möglichst hohen Ätzrate ist die Kantenrauheit für die Wellenleiterstrukturierung von hoher Bedeutung. Der CHF<sub>3</sub>/Ar-Prozess liefert eine hohe Ätzrate, die Kanten neigen aber zu einer Riefenbildung, wie es die Abbildungen 2.16(a) und 2.16(b) veranschaulichen und in der Arbeit von [Hett11] bereits gezeigt wurde. Eine nachfolgende Behandlung mit verdünnter Flusssäurelösung kann die Riefenbildung kaum mindern und führt zu einer Verjüngung des Wellenleiters. Die De-



**Abbildung 2.16:** REM-Aufnahmen eines tiefgeätzten Wellenleiters inklusive Resonatorankopplung mit unterschiedlichen Vergrößerungen, hergestellt mit einem  $\text{CHF}_3/\text{Ar}$ -Prozess

position einer zusätzlichen dünnen dielektrischen Schicht in der PECVD-Anlage führt ebenfalls nicht zu einer Reduktion der Rauheiten an den Seitenwänden, da sich die Riefenbildung des Ätzprozesses in der neuen Schicht fortsetzt und sich keine homogene Struktur bildet, wie in der Abbildung 2.17 erkennbar ist.



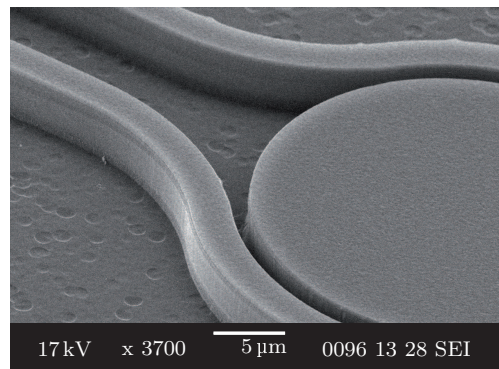
**Abbildung 2.17:** Resonatorstruktur mit zusätzlicher Deposition einer dielektrischen Schicht zur Rauheitsminderung

Der  $\text{CHF}_3$ -Prozess mit  $\text{O}_2$  hingegen bewirkt einen Polymerabtrag an der Ätzkante, wodurch beim Ätzen keine Maskierung der Seitenwände stattfindet, wie bereits in [Hill08] beschrieben. Durch die Verwendung von  $\text{O}_2$  an Stelle von Ar sinkt die Selektivität des Ätzprozesses gegenüber Fotolack und Chrom. Bei Verwendung der in [Hett11] ermittelten und in Tabelle 2.4 dargestellten Ätzparameter kann trotzdem mit einer Chromschichtdicke von 100 nm eine Ätztiefe von 8 µm erreicht werden, was für die Wellenleiterintegration völlig ausreichend ist. Die Ätzraten von  $\text{SiO}_2$  und  $\text{SiON}$  sind fast gleich hoch, wodurch der Prozess insbesondere von tiefgeätzten Streifenwellenleitern leichter durchführbar ist. Wie zu erwarten reduziert sich die Ätzrate nach einer thermischen Behandlung bei 1100°C für 3 h.

Parameter	Wert
Druck [Pa]	8
CHF <sub>3</sub> -Gasfluss [sccm]	42
O <sub>2</sub> -Gasfluss [sccm]	4,3
RF-Leistung [W]	110
Ätzrate SiO <sub>2</sub> [nm/min]	37,3
Ätzrate SiON [nm/min]	43,5
Ätzrate SiO <sub>2</sub> getempert [nm/min]	37
Ätzrate SiON getempert [nm/min]	37,8

**Tabelle 2.4:** Parameter zur Wellenleiterstrukturierung im CHF<sub>3</sub>/O<sub>2</sub>-Plasma

Die in der Arbeit von [Hett11] bereits gezeigte Abbildung 2.18 bestätigt, dass der hier verwendete Prozess die Riefenbildung unterdrückt, um Abstrahlungsverluste im Wellenleiter zu vermeiden und die Dämpfung weiter zu reduzieren.

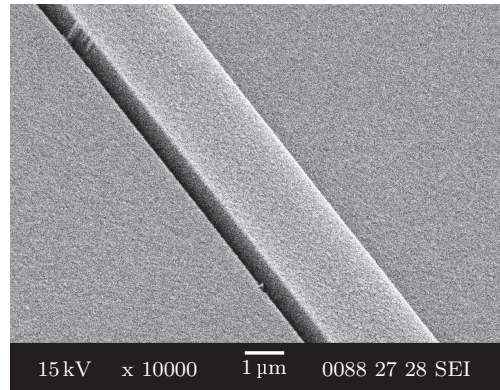


**Abbildung 2.18:** REM-Aufnahmen eines tiefgeätzten Wellenleiters mit Resonatorankopplung, hergestellt mit einem CHF<sub>3</sub>/O<sub>2</sub>-Prozess

Das ICP-Verfahren stellt eine Alternative für den Ätzprozess dar. Anders als beim RIE-Prozess erzeugt eine induktiv gekoppelte HF-Anregung die reaktiven Ionen im Plasma [Hill08]. Von Vorteil beim ICP-Verfahren ist, dass durch die spiralförmige Beschleunigung der Elektronen der Verbleib im Plasma im Vergleich zum konventionellen RIE-Verfahren länger anhält [Henr10]. Dadurch entsteht ein sehr dichtes Plasma, dass im Gegensatz zum reaktiven Ionenätzen keine selbst aufgeladene Bias-Spannung hervorruft. Bei zusätzlicher kapazitiver Leistungseinkopplung kann die Energie des Ionenbeschusses separat geregelt werden.

Für die verwendete ICP-Anlage Plasmalab System 100 stehen für den Prozess die fluorhaltigen Gase CHF<sub>3</sub>, Octafluorocyclobutan (C<sub>4</sub>F<sub>8</sub>) und Tetrafluormethan (CF<sub>4</sub>), sowie die zusätzlichen Gase Ar, O<sub>2</sub> und Helium zur Verfügung. Nach sys-

tematischer Variation der Prozessparameter und Ätzgaszusammensetzungen lässt sich ein Alternativprozess mit  $\text{CHF}_3$  und Ar bei einer ICP-Leistung von 400 W und einer HF-Leistung der Substratelektrode von 50 W ermitteln. Das Substrat wird mit Helium rückseitig gekühlt. Die Abbildung 2.19 zeigt die REM-Aufnahme des im ICP-Verfahren hergestellten Wellenleiters. Eine erhöhte induktive Leistungs-



**Abbildung 2.19:** REM-Aufnahme eines mit dem ICP-Verfahren hergestellten Wellenleiters (ICP-Leistung 400 W, Druck 4 Pa,  $\text{CHF}_3=40$  sccm, Ar=17,5 sccm)

kopplung oberhalb 400 W oder eine Steigerung der RIE-Leistung auf über 50 W führt durch den verstärkten Ionenbeschuss zur Zerstörung der Probe. Testreihen mit dem Gas  $\text{C}_4\text{F}_8$  führen nur zu unzureichend geringen Ätzraten beim  $\text{SiON}$ . Zudem weisen die Kanten und auch Oberflächen der Wellenleiter hohe Rauheiten auf.

Durch den vermehrten Einsatz von  $\text{C}_4\text{F}_8$  in der ICP-Prozesskammer während der gemeinschaftlichen Nutzung von verschiedenen Fachgruppen, kommt es zur Passivierung der Elektrode. Die stark schwankende Bias-Spannung lässt einen reproduzierbaren Prozess nicht zu, woraufhin der Ätzprozess des  $\text{SiO}_2/\text{SiON}$  für die Herstellung der Wellenleiter und Resonatoren in der konventionellen RIE-Anlage (Plasmalab 80µ+) mit dem optimierten Parametern weiter verfolgt wird.

Der langwierige Optimierungsprozess für die Herstellung von glatten Seiten- und Oberflächen für Wellenleiter und Resonatoren ist abschließend in der Tabelle 2.5 dargestellt. Prozesse mit zu hoher Leistungseinkopplung, verdeutlicht in Abbildung a), zerstören die Oberfläche der Wellenleiter. Das Beispiel b) ist das Resultat eines fehlerhaften Lithografieprozesses. Die rauen Seitenflächen übertragen sich beim Ätzprozess in das Material. Das Ergebnis im Fall c) zeigt bei relativ niedrigem Druck mit einem  $\text{CHF}_3/\text{Ar}$ -Gasgemisch gleichmäßige, sich wiederholende Rauheitsmuster. Mit höherem Druck und der Verwendung von  $\text{O}_2$  verschwinden die Rauheiten. Eine übergeordnete Bedeutung für den Ätzprozess und Grundlage senk-

rechter Kanten stellt die Lithografie dar. Entstehende Rauheiten in der Maskierung setzen sich in das zu strukturierende Material fort, wie im Beispiel d) vergrößert dargestellt. Mit den in diesem Kapitel erläuterten Optimierungen bezüglich Belichtungszeit, Entwicklung, Luftfeuchte, Prozessfolge und Sauberkeit können Rauheiten in der Maskierung vermieden und eine reproduzierbare Herstellung realisiert werden.

Parameter	Bild
<p>a)</p> <ul style="list-style-type: none"> <li>• Ätzzeit: 20 min</li> <li>• Leistung: ICP = 600 W, RF = 30 W</li> <li>• Druck: 4 Pa</li> <li>• Gas: CHF<sub>3</sub>/Ar = 40 sccm/17,5 sccm</li> </ul>	 <p>15 kV x 10000 1 μm 0439 12 23 SEI</p>
<p>b)</p> <ul style="list-style-type: none"> <li>• Ätzzeit: 10 min</li> <li>• Leistung: RF = 150 W</li> <li>• Druck: 4 Pa</li> <li>• Gas: CHF<sub>3</sub>/Ar/O<sub>2</sub> = 25 sccm/17,5 sccm/2,5 sccm</li> </ul>	 <p>15 kV x 10000 1 μm 0366 13 23 SEI</p>
<p>c)</p> <ul style="list-style-type: none"> <li>• Ätzzeit: 110 min</li> <li>• Leistung: RF = 102 W</li> <li>• Druck: 4 Pa</li> <li>• Gas: CHF<sub>3</sub>/Ar = 18 sccm/8 sccm</li> </ul>	 <p>17 kV x 10000 1 μm 0177 15 30 SEI</p>
<p>d)</p> <ul style="list-style-type: none"> <li>• Ätzzeit: 120 min</li> <li>• Leistung: RF = 110 W</li> <li>• Druck: 9,3 Pa</li> <li>• Gas: CHF<sub>3</sub>/O<sub>2</sub> = 42 sccm/4,3 sccm</li> </ul>	 <p>17 kV x 15000 1 μm 0090 13 28 SEI</p>

**Tabelle 2.5:** Ausschnitt aus dem Optimierungsprozess zur Ätztechnik senkrechter Flanken

## Wellenleiterstrukturen auf SiON-Basis

Neben der in Kapitel 1.2.3 vorgestellten Feldverteilung im Wellenleiter ist die Analyse der ausbreitungsfähigen Moden für die Integration optischer Schaltkreise relevant. Die Anzahl der Moden kann für die Kopplung, Übertragung über lange Distanzen oder Laser entscheidend sein. Sie hängt von der Wellenlänge der Quelle, von den Abmessungen des wellenführenden Kerns und dem Brechungsindexunterschied ab [Reid12]. Diese Größen lassen sich für einen symmetrischen Wellenleiter ( $n_i = n_{s,cl}$ ) mit der Wellenleiterkern-Schichtdicke  $x_d$  und der normierten Frequenz  $V$  zusammenfassen [Reid12]:

$$V = \pi x_d \frac{\sqrt{n_k^2 - n_i^2}}{\lambda_0} = \frac{x_d}{2} k_0 \text{NA}. \quad (3.1)$$

Je höher die numerische Apertur (NA) ist, desto effizienter kann das Licht in den Wellenleiter gekoppelt werden, es gilt [Mesc00]:

$$\text{NA} = n_0 \sin \theta_{\text{krit}} = n_k \cos \theta_{\text{krit}} = \sqrt{n_k^2 - n_i^2}. \quad (3.2)$$

Die Anzahl der geführten Moden bestimmt sich nach [Reid12] zu:

$$M = \left( \frac{V}{\pi/2} \right) + 1 \quad (3.3)$$

Offensichtlich gibt es nur eine begrenzte Anzahl von ausbreitungsfähigen Moden und die Strukturparameter des Wellenleiters können so gewählt werden, dass der Wellenleiter bei einer bestimmten Wellenlänge nur eine definierte Anzahl von Moden führt. Der Ausschluss höherer Moden wird als *cut-off* bezeichnet. Es gilt nach [Reid12]:

$$\cos \theta_{\text{krit}} = \frac{\sqrt{n_k^2 - n_i^2}}{n_k} \quad (3.4a)$$



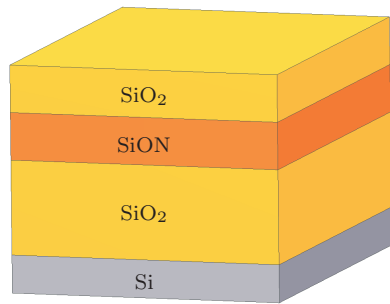
$$x_d \sqrt{n_k^2 - n_i^2} < \frac{\lambda_0}{2}, \quad (3.4b)$$

mit  $\theta_{\text{krit}}$  als kritischer Winkel für die Totalreflexion (siehe auch Kapitel 1.2.1).

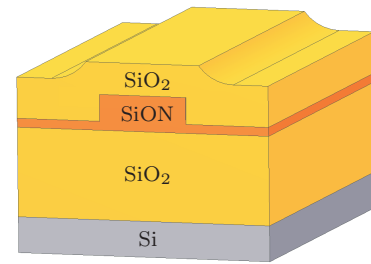
### 3.1 Dimensionierung integriert optischer Wellenleiter aus SiON

Der Filmwellenleiter und damit die Feldverteilung ist nur in der Höhe der Schichten begrenzt (siehe Abbildung 3.1(a)). Für komplexere integrierte photonische Bauelemente ist aber eine zusätzliche Beschränkung notwendig. Die sogenannten Streifenwellenleiter mit rechteckförmigen Querschnitten können das elektromagnetische Feld anhand der Totalreflexion an den Grenzflächen führen und gebogene Wellenleiter bis hin zu Ringresonatoren ermöglichen.

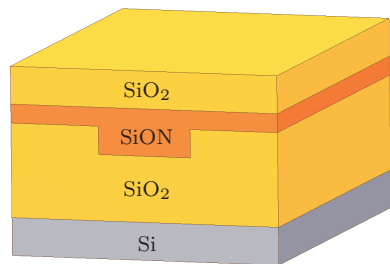
Es gibt mehrere Realisierungsmöglichkeiten für Streifenwellenleiter, einige sind in Abbildung 3.1 aufgeführt. Der vergrabene Streifenwellenleiter (Abbildung 3.1(b)) oder der inverse Rippenwellenleiter aus Abbildung 3.1(c) besteht aus einem wellenführenden rechteckförmigem Kern, der von Materialien mit niedrigerem Brechungsindex umgeben ist. Für den bündig eingebetteten Streifenwellenleiter (Abbildung 3.1(d)) wird die wellenführende Schicht in das Material mit dem niedrigeren Index eingelassen. Der aufgesetzte Rippenwellenleiter, in Abbildung 3.1(e) dargestellt, weist einen hohen Brechungsindexsprung zum umgebenden Medium Luft ( $n_0 = 1$ ) auf. Ebenfalls umgeben von Luft ist der tiefgeätzte Rippenwellenleiter, der sich durch eine starke Modenführung auszeichnet und sich durch seine Höhe besonders gut für die Integration mit einer Mikrodisk eignet (siehe Abbildung 3.1(f)). Die Führung des elektromagnetischen Feldes muss sich nicht zwangsläufig durch einen Materialsprung einstellen. Der rippenbelastete Filmwellenleiter oder auch der streifenbelastete Filmwellenleiter (siehe Abbildungen 3.1(g) und 3.1(h)) basieren auf einer Änderung des Phasensprungs und der Dicke des Materials, im Unterschied zu einem Materialsprung. Der effektive Brechungsindex (Gleichung 1.17a) hängt vom Modenwinkel und damit vom Phasensprung, der Dicke und Wellenlänge der Mode ab [Mesc00]. Dementsprechend kann durch einen Sprung des effektiven Brechungsindex Totalreflexion auftreten, welche die Modenführung unter der Rippe ermöglicht.



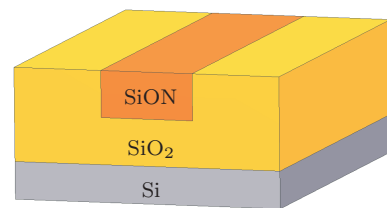
(a) Filmwellenleiter



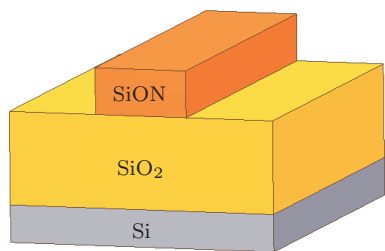
(b) vergrabener Streifenwellenleiter



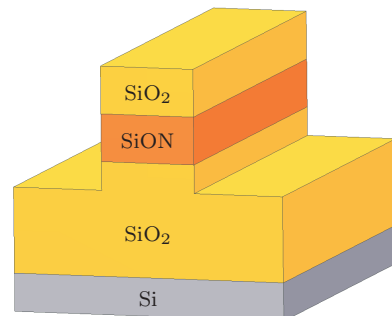
(c) inverser Rippenwellenleiter



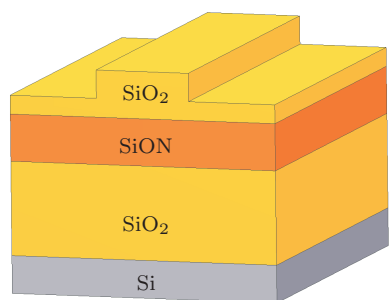
(d) eingebetteter Streifenwellenleiter



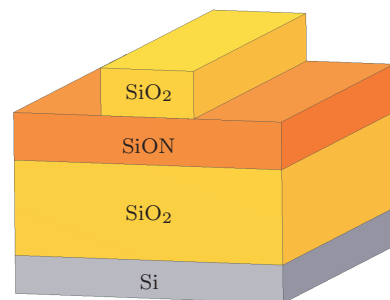
(e) aufgesetzter Streifenwellenleiter



(f) tiefgeätzter Streifenwellenleiter



(g) rippenbelasteter Filmwellenleiter



(h) streifenbelasteter Filmwellenleiter

**Abbildung 3.1:** Schematische Darstellung verschiedener Layouts für rechteckförmige Wellenleiter

Die Wahl zwischen den verschiedenen Wellenleiterformen bestimmt sich im Wesentlichen durch folgende Faktoren [Broc09]:

- technologische Realisierbarkeit,
- Stärke der Wellenführung,
- Anforderungen des Modenprofils im Zusammenhang mit der Wellenleiterkopplung,
- Dämpfung der Wellenleiter und
- minimal zulässiger Krümmungsradius bei gebogenen Wellenleitern.

Die Abmessungen des Kerns müssen dabei an die zu führende Wellenlänge angepasst werden. Prinzipiell ist das Verhalten der elektromagnetischen Wellen im optischen Bauelement durch die Gleichungen von MAXWELL oder daraus abgeleiteten Wellengleichungen exakt bestimmbar, vorausgesetzt das Brechungsindexprofil und die Randbedingungen sind gegeben. Computerunterstützte elektromagnetische Feldsimulationen verwenden feine Netzgeometrien, um die Felder zu kalkulieren. Zur numerischen Simulation gibt es verschiedene Ansätze wie die FD<sup>1</sup> bzw. FDTD<sup>2</sup> [CC89, HRHT97], FIT<sup>3</sup> [CBS10] oder die FEM<sup>4</sup> [PZ93], um nur die bekanntesten zu nennen. Im Vergleich aber mit der Wellenlänge für den Telekommunikationsbereich sind die Geometrien der optischen Bauelemente sehr groß. Ohne Vereinfachungen lassen sich also komplexe Wellenleiterstrukturen oder gar Schaltungen mit angemessenem Rechenaufwand nicht simulieren. Anhand der im nächsten Abschnitt aufgeführten analytischen Beschreibung zur Abschätzung der Wellenleiterdimensionierung können erste Näherungen für den Wellenleiter getroffen werden.

## Analytische Berechnungsmethoden zur Wellenleiterdimensionierung

Näherungsverfahren wie die Perturbation-, Effektiv-Index-, oder die Equivalent-Index-Methode schätzen die Wellenleiterdimensionen ab [El-F98, PVV98, SA94]. Beispielhaft für die große Anzahl von Näherungsverfahren soll anhand der Equivalent-Index Methode die Monomode-Bedingung für einen vergrabenen SiON-Wellenleiter erläutert werden. Vergleichbar mit der Effektiv-Index-Methode reduziert

---

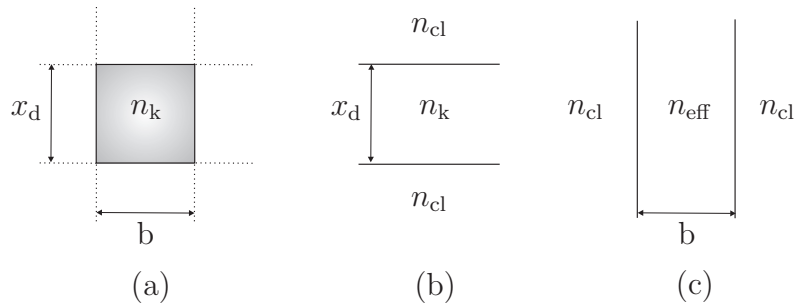
<sup>1</sup>von engl. *Finite Difference*

<sup>2</sup>von engl. *Finite Difference Time Domain*

<sup>3</sup>von engl. *Finite Integration Theory*

<sup>4</sup>von engl. *Finite Elements Method*

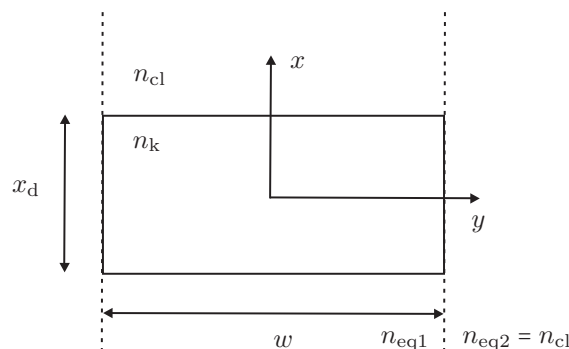
sich das Eigenwertproblem der rechteckförmigen dielektrischen Wellenleiter auf die Lösung von zwei äquivalenten Schichtwellenleitern, die in einem rechten Winkel zueinander angeordnet sind (Abbildung 3.2). Der effektive Brechungsindex des



**Abbildung 3.2:** Prinzip der Effektiven- und Equivalent-Index-Methode [CL90]

zweiten Schichtwellenleiters (c), der aus dem Brechungsindex des ersten Schichtwellenleiters resultiert (b), entspricht dem effektiven Brechungsindex des rechteckförmigen Wellenleiters (a) [CL90]. Für die Effektive-Index-Methode beruht das Prinzip des effektiven Brechungsindex nur auf dem Kern des zweiten Schichtwellenleiters (siehe auch Abbildung 3.2), wodurch die Kontinuität des elektromagnetischen Feldes an der Grenzfläche zwischen Kern und Isolationsschicht des zweiten Schichtwellenleiters verletzt ist [CL90]. Die Bezeichnung  $n_k$  bezieht sich auf den Brechungsindex der Kernschicht und  $n_{cl}$  auf den Brechungsindex der angrenzenden Schicht. In der Folge wurde die Effektive-Index-Methode verbessert und modifiziert [KJL86, Chia86]. Die Effektive-Index-Methode dient als Grundlage für die Equivalent-Index-Methode.

Beispielhaft an einem vergrabenen Streifenwellenleiter, siehe Abbildung 3.3, soll die Equivalent-Index Methode verdeutlicht und als erste Näherung für das Wellenleiterlayout herangezogen werden. Eine Funktion von Feldern  $\Psi(y)$  von Schicht-



**Abbildung 3.3:** Nomenklatur für die Equivalent-Index Methode nach [SA94]

wellenleitern stellt dabei die Approximation für das elektrische Feld im Kern eines dreidimensionalen Wellenleiters dar. Die äquivalente Index Verteilung  $n_{\text{eq}}$  basiert darauf, dass die Schichtdickenverteilung äquivalent ist zur Indexverteilung in  $y$ -Richtung. Mit der lokalen Ausbreitungskonstante in  $x$ -Richtung  $\zeta(y)$  ergibt sich [SA94]:

$$n_{\text{eq}}^2(y) = n_{\text{k}}^2 - \frac{\zeta^2(y)}{k_0^2}. \quad (3.5)$$

Im Falle einer rechteckigen Wellenleiterstruktur nach Abbildung 3.3 lautet die charakteristische Gleichung [SA94]:

$$\tan(Y) = \left\{ \left( \frac{V_{\text{eq}}}{Y} \right)^2 - 1 \right\}^{1/2}, \quad (3.6)$$

wobei

$$V_{\text{eq}} = k_0(n_{\text{eq1}}^2 - n_{\text{cl}}^2)^{1/2}w/2 \quad (3.7)$$

und

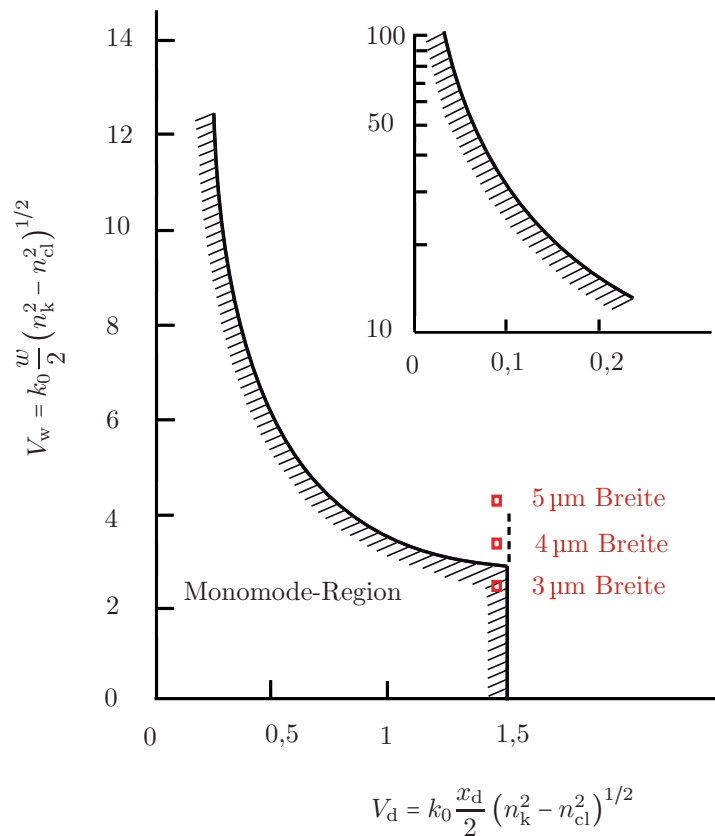
$$Y = \zeta(y) \frac{x_{\text{d}}(y)}{2}. \quad (3.8)$$

Zur Herleitung der charakteristischen Gleichung sei an dieser Stelle an [SA94, CL90] verwiesen. Die Abszisse und Ordinate (siehe Abbildung 3.4) lassen sich für eine grafische Bestimmung der Monomode-Bedingung angeben zu:

$$V_{\text{d}} = k_0(n_{\text{k}}^2 - n_{\text{cl}}^2)^{1/2} \frac{x_{\text{d}}}{2}, \quad (3.9a)$$

$$V_{\text{w}} = k_0(n_{\text{k}}^2 - n_{\text{cl}}^2)^{1/2} \frac{w}{2}. \quad (3.9b)$$

Anhand der grafischen Lösung der Equivalent-Index-Methode kann für den vergrabenen Streifenwellenleiter und ebenso in Näherung für die rippenbelastete und tiefgeätzte Struktur eine erste Größenordnung für das Wellenleiter-Layout angegeben werden, die es mit rechnergestützter Berechnung im nächsten Abschnitt zu bestätigen gilt. Eine verlässliche Aussage über den Bereich oberhalb von  $\pi/2$  ist nicht möglich, da die Genauigkeit der Equivalent-Index-Methode für quadratische Wellenleiterquerschnitte nicht ausreichend hoch ist [SA94]. Gekennzeichnet ist dieser Bereich durch die Schraffur in Abbildung 3.4. Für einen vergrabenen Streifenwellenleiter mit den Brechungsindizes des Kerns aus SiON  $n_{\text{k}} = 1,52$  und  $n_{\text{cl}} = 1,46$  der Mantelschicht aus SiO<sub>2</sub> ergeben sich für  $3\ \mu\text{m} \leq w \leq 5\ \mu\text{m}$  und  $x_{\text{d}} = 1,8\ \mu\text{m}$  die markierten Punkte in der Abbildung 3.4. In der Literatur finden ähnliche Strukturbreiten häufig Anwendung in integrierten SiON-Wellenleitern. Für eine optimale Ankopplung an eine Faser verwendet [Hoff97] eine Wellenleiterbreite von



**Abbildung 3.4:** Grafische Bestimmung der Monomode-Bedingung für einen vergrabenen Streifenwellenleiter durch die Equivalent-Index-Methode nach [SA94]

5  $\mu\text{m}$  für vergrabene Wellenleiterstrukturen, aber nur eine geringe Kernhöhe von 0,35  $\mu\text{m}$ . Literaturwerte für gebogene Wellenleiter mit Schwerpunkt auf eine minimale Dämpfung liegen bei einer Wellenleiterbreite von 3  $\mu\text{m}$  und einer Höhe von 2  $\mu\text{m}$  [WWC<sup>+</sup>08, BGO03].

## Numerische Berechnung der Wellenleiter

Für eine detaillierte und möglichst exakte Analyse der elektromagnetischen Feldverteilung von komplexen Strukturen bieten sich computergestützte, numerische Verfahren an. Die MAXWELL'schen Gleichungen, gegeben in den Gleichungen (1.5a) bis (1.5d), das Brechungsindexprofil und die Randbedingungen des optischen Wellenleiters führen zu der Lösung der Wellengleichung und einer genauen Beschreibung der elektromagnetischen Wellen im optischen Bauelement. Die optischen und geometrischen Eigenschaften entlang der Ausbreitungsrichtung ändern sich nicht

und die Materialien sind für die Simulation als homogen, isotrop und verlustfrei anzunehmen. Die Simulation sich ausbreitender Felder in dielektrischen Wellenleitern erfolgt über das Simulationsprogramm MICROWAVE STUDIO, das für die Feldberechnung die Methode der finiten Integration verwendet. Der Kernpunkt der FIT-Technik ist die Diskretisierung der MAXWELL'schen Gleichung (1.5a) bis (1.5d) in integraler Form [BRI05, Weil96]:

$$C\hat{e} = -\frac{d}{dt}\hat{b}, \quad (3.10a)$$

$$\tilde{C}\hat{h} = \frac{d}{dt}\hat{d} + \hat{j}, \quad (3.10b)$$

$$\tilde{S}_M\hat{d} = q, \quad (3.10c)$$

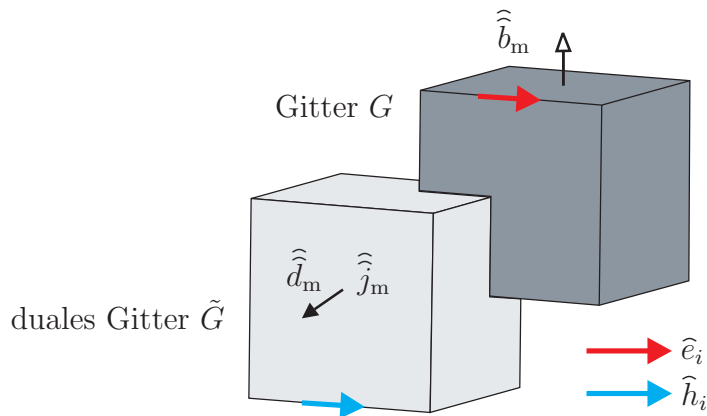
$$S_M\hat{b} = 0. \quad (3.10d)$$

Der dreidimensionale zu betrachtende Raum wird in Rechengitter unterteilt. Die in der Abbildung 3.5 aufgeführte elektrische Gitterspannung  $\hat{e}$  zwischen den Gitterpunkten und die magnetische Gitterspannung  $\hat{h}$  zwischen den dualen Gitterpunkten veranschaulichen in einer geometrischen Interpretation der Integrale die elektrische bzw. magnetische Feldstärke entlang einer Gitterkante. Die Variablen  $\hat{d}$  und  $\hat{b}$  sind Gitterflussgrößen, die das Flächenintegral der elektrischen bzw. der magnetischen Flussdichte über die Gitterfläche verdeutlichen und  $\hat{j}$  ist der Gitterstrom. Die Zuweisung der Gitterspannungen und Flussgrößen im dualen Gitter lässt sich anhand der Abbildung 3.5 zeigen. Die Matrizen  $C$ ,  $\tilde{C}$ ,  $S_M$  und  $\tilde{S}_M$  entsprechen den Rotations- und Divergenz-Operatoren. Umlaufmatrix  $C$  und Quellenmatrix  $S_M$  beschreiben die Inzidenzbeziehungen zwischen Elementarflächen und den sie begrenzenden Elementarkanten. Die Operatoren  $\tilde{C}$  und  $\tilde{S}_M$  werden auf dem dualen Gitter zugeordnet. Nach der näherungsfreien Diskretisierung folgt für die Materialbeziehungen [BRI05]:

$$\hat{d} = M_\varepsilon\hat{e}, \quad (3.11a)$$

$$\hat{b} = M_\mu\hat{h}, \quad (3.11b)$$

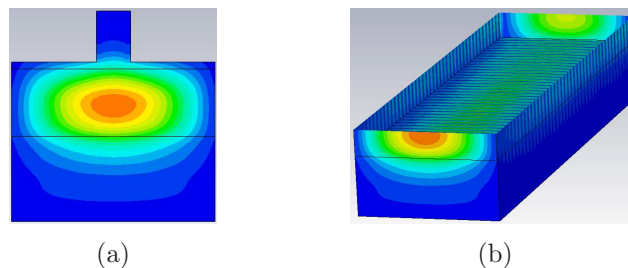
$$\hat{j} = M_\kappa\hat{e}, \quad (3.11c)$$



**Abbildung 3.5:** Zuweisung der Gitterspannungen und Gitterflussgrößen im räumlich versetztem Gitter [Rien01]

wobei  $M_\epsilon$ ,  $M_\mu$  und  $M_\kappa$  Materialmatrizen sind. Die Gleichungen (3.10a) bis (3.10d) sind exakt und allgemein gültig wie die ursprünglichen MAXWELL'schen Gleichungen. Die Materialbeziehungen beinhalten Näherungen bezüglich der gemittelten Materialkoeffizienten. Aufgrund der allgemeinen Gültigkeit ist das Anwendungsfeld der FIT-Technik nahezu so groß wie das Anwendungsfeld der MAXWELL'schen Gleichungen selbst [Weil96].

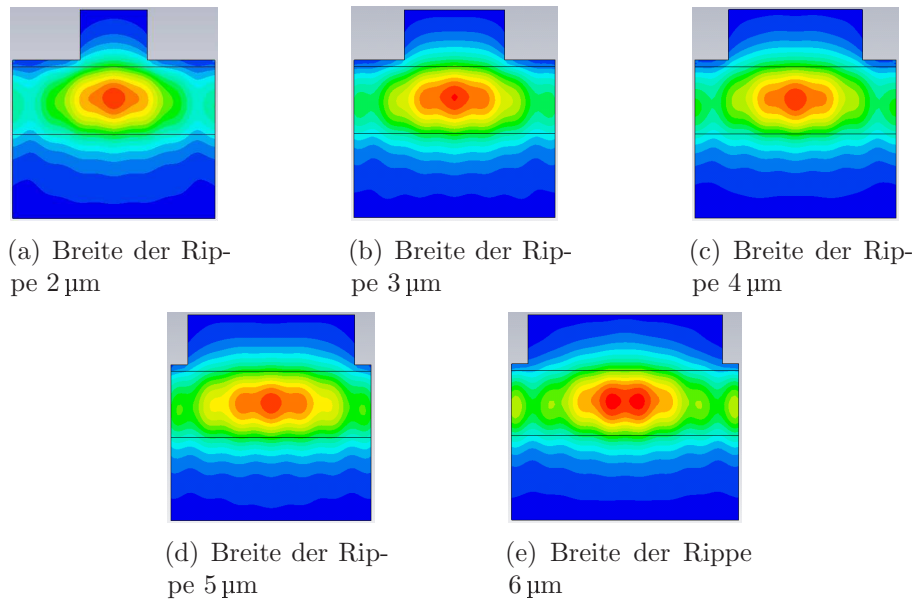
Die Wahl zwischen den verschiedenen Wellenleiterformen wird wie bereits beschrieben durch verschiedene Faktoren bestimmt. Zur Analyse der Modenverteilung in Abhängigkeit von der Abmessung des Wellenleiters und der Intensität des elektromagnetischen Feldes ist eine Berechnung verschiedener Wellenleiterlayouts mit der FIT unerlässlich. Am Beispiel des rippenbelasteten Filmwellenleiters (siehe Abbildung 3.14(c)) soll der Einfluss der Rippenbreite im Hinblick auf die Monomode-Bedingung nach [SA94] verifiziert und die Feldführung untersucht werden. In Abbildung 3.6 ist die Feldführung unter einer  $1\ \mu\text{m}$  breiten Rippe von vorne und von der Seite zu erkennen.



**Abbildung 3.6:** Simulierte Feldverteilung des rippenbelasteten Filmwellenleiters mit  $1\ \mu\text{m}$  Breite des Wellenleiterkerns als Ansicht (a) von vorne und (b) von der Seite



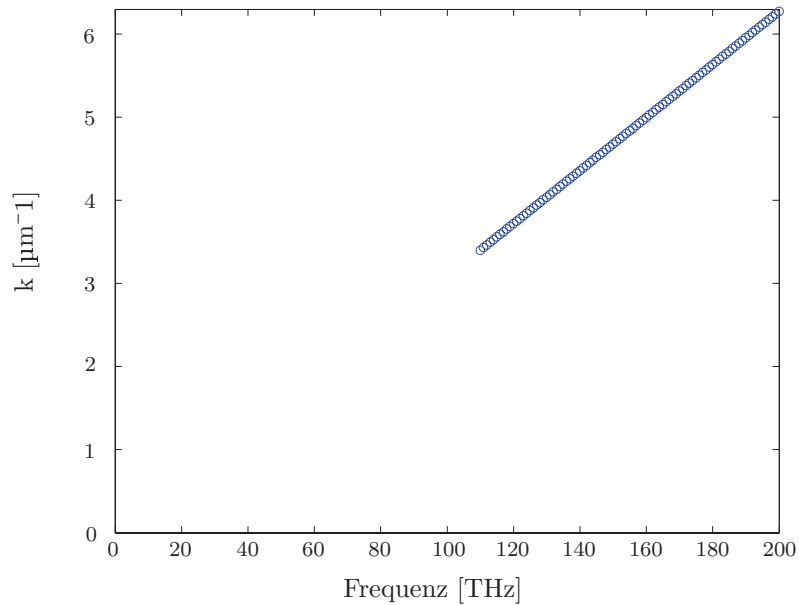
Dabei konzentriert sich das Maximum der Intensität auf die schmale Rippe, das Feld erstreckt sich aber nahezu über die ganze Breite des Wellenleiters. In der Höhe verläuft das Feld bis in das Material mit dem niedrigeren Brechungsindex, hier SiO<sub>2</sub>. Die Länge dieses und der nachfolgenden geraden Wellenleiter beträgt 20  $\mu\text{m}$ . Mit wachsender Breite der Rippe, wie in Abbildung 3.7 veranschaulicht, wächst der nicht unter der Rippe geführte Anteil des elektromagnetischen Feldes. Das Feld erstreckt sich immer mehr in die Breite. Die simulierte Feldverteilung wird



**Abbildung 3.7:** *Simulierte Modenverteilung des rippenbelasteten Filmwellenleiters mit unterschiedlicher Breite der Rippe der Isolationsschicht*

für eine Frequenz von 194 THz berechnet, was einer Wellenlänge von ca. 1,55  $\mu\text{m}$  entspricht. Abgebildet ist nur der Verlauf für die Fundamentalmode.

Eine Darstellung der ausbreitungsfähigen Moden für einen rippenbelasteten Filmwellenleiter stellt Abbildung 3.8 in einem Dispersionsdiagramm dar. Die Berechnungen für die Abbildung des Dispersionsdiagramms wurde von Dr. Bastian Bandlow vom dem Fachgebiet Theoretische Elektrotechnik der Technischen Universität Berlin durchgeführt. Die Veranschaulichung der Wellenzahl in Abhängigkeit von der Frequenz der geführten Mode kennzeichnet, dass bereits ab einer Frequenz von 110 THz Moden unter der Rippe im Wellenleiter geführt werden. Unterhalb dieser Frequenz werden Moden nicht in der vorgegebenen Struktur, sondern in anderen Schichten stark gedämpft geführt. Diese tragen aber nicht zur Feldführung bei. Mit steigender Frequenz erhöht sich die Führung unter der Rippe, und weniger Leistung strahlt ab.



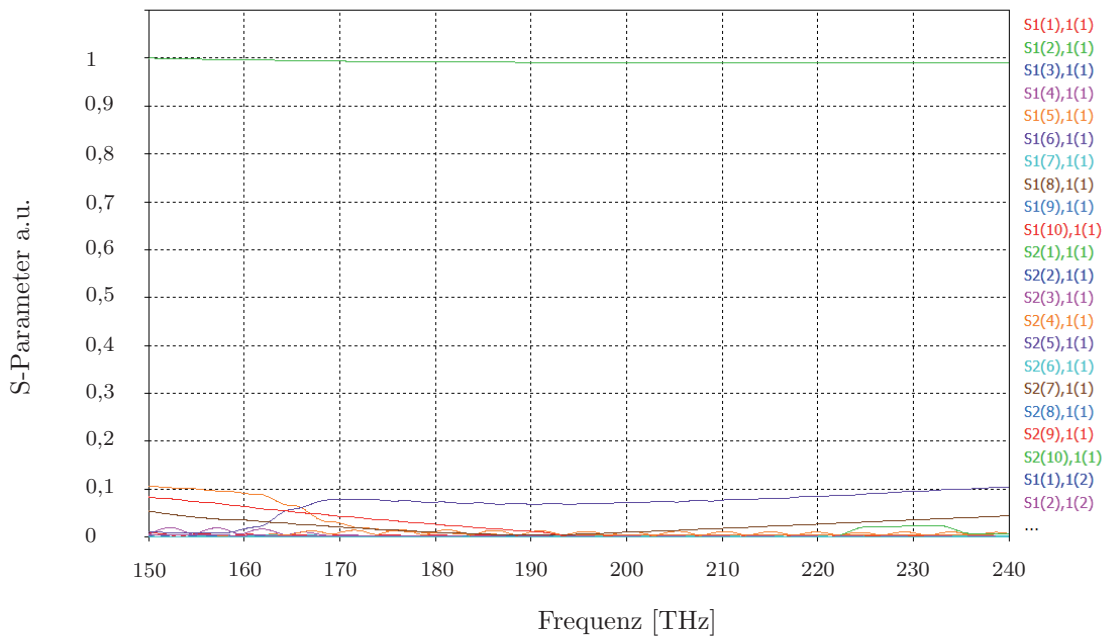
**Abbildung 3.8:** *Dispersionsdiagramm eines rippenbelasteten Filmwellenleiters mit einer  $3\mu\text{m}$  breiten Rippe*

Die Simulation bestätigt die analytische Betrachtung der Wellenleitergeometrien für den vergrabenen Streifenwellenleiter in Abschnitt 3.1. Die Abbildung 3.9 untermauert, dass die Grundmode  $S2(1),1(1)$  stark geführt wird und dass die anderen hier betrachteten Moden nur wenig zur Führung des elektromagnetischen Feldes beitragen.

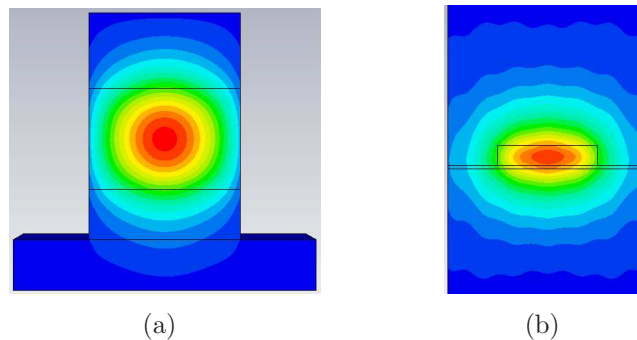
Der rippenbelastete Filmwellenleiter hat im Vergleich mit vergrabenen und tiefgeätzten Streifenwellenleitern die schwächste Führung, da kein direkter Brechungsindexsprung außerhalb der Rippe vorkommt. Charakteristisch für den tiefgeätzten Wellenleiter (siehe Abbildung 3.10(a)) ist die hohe Beschränkung des elektromagnetischen Feldes auf die Breite des Wellenleiters, so dass hauptsächlich die Grundmode zum Energietransport beiträgt. Der vergrabene Wellenleiter (Abbildung 3.10(b)) ist von den Führungseigenschaften zwischen dem rippenbelasteten und tiefgeätzten Wellenleiter einzuordnen. Der höhere Brechungsindexunterschied zur Luft beim tiefgeätzten Streifenwellenleiter im Vergleich zu den beiden anderen hier verwendeten Layouts führt zu diesem Effekt.

## 3.2 Gekrümmte Wellenleiter

Für die Kopplung eines Wellenleiters an einen Mikroresonator wird das elektromagnetische Feld vom Wellenleiter dicht an den Resonator geführt. Für diesen Zweck weist der Wellenleiter eine Krümmung auf. Generell müssen integriert op-



**Abbildung 3.9:** *S-Parameter Darstellung eines rippenbelasteten Filmwellenleiters mit einer  $3\mu\text{m}$  breiten Rippe*

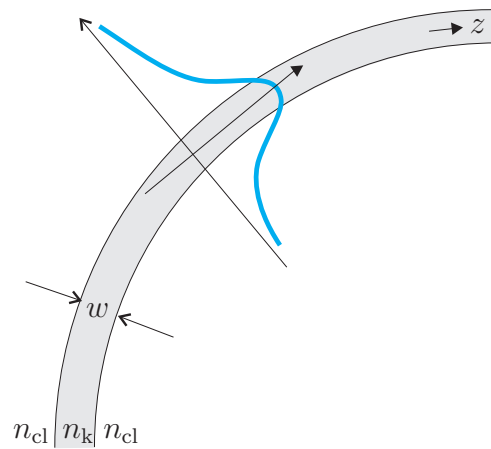


**Abbildung 3.10:** *Simulierte Modenverteilung für (a) den tiefgeätzten und (b) den vergrabenen Streifenwellenleiter, jeweils mit einer Breite von  $3\mu\text{m}$*

tische Wellenleiter möglichst platzsparend auf einem Chip untergebracht werden, Richtkoppler oder Interferometer kommen ohne gekrümmte Wellenleiter ebenfalls nicht aus. In Krümmungen des Wellenleiters erleiden die elektromagnetischen Wellen Verluste durch Abstrahlung [Huns09], wodurch der Krümmungsradius begrenzt ist. Die daraus resultierende Krümmungsdämpfung hängt davon ab, wie sich das

elektrische Feld innerhalb und außerhalb des gekrümmten Wellenleiters verhält. Weiterhin treten Verluste durch Substratwellen, Absorption oder Streuung auf.

Die genaue theoretische Beschreibung des elektromagnetischen Feldproblems ist durch die Krümmung wesentlich komplizierter und wurde bereits von MARCATILI und MARCUSE beschrieben und numerisch approximiert [Marc69, Marc71]. Im Folgenden werden einige Eigenschaften gekrümmter dielektrischer Wellenleiter (siehe Abbildung 3.11) erläutert und die numerische Analyse des gekrümmten Wellenleiters für verschiedene Wellenleiterdesigns im Hinblick auf die Kopplung zwischen Wellenleiter und Resonator durchgeführt. Die analytische Betrachtung ist Gegenstand weiterführender Literatur [Stal10].



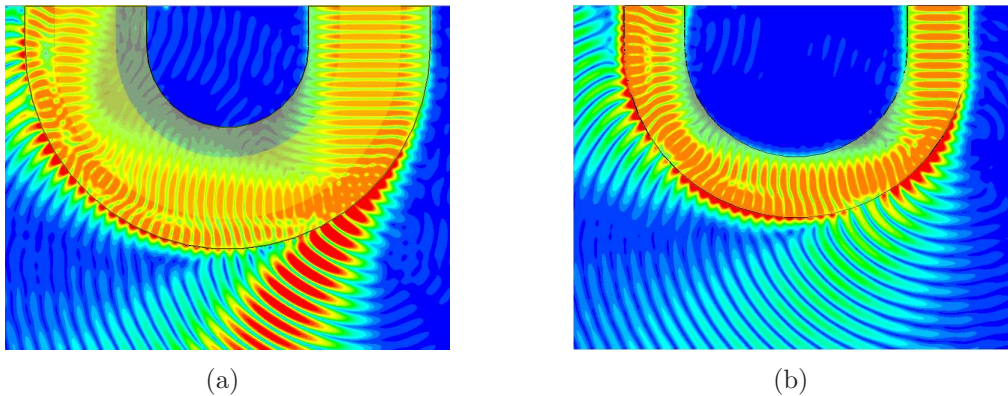
**Abbildung 3.11:** Darstellung eines gekrümmten Wellenleiters und die sich in dem Wellenleiter ausbreitende Welle [Huns09]

In einer Krümmung trifft eine elektromagnetische Welle unter sich ändernden Winkeln (siehe Abbildung 3.11) auf eine Grenzfläche. In Folge dessen kann es zu Modensprüngen und im Extremfall zur Unterschreitung des kritischen Winkels  $\theta_{krit}$  kommen [Mesc00]. Die Abstrahlverluste werden umso stärker, je weiter sich das Feldmaximum immer mehr zum Außenrand des Wellenleiterkerns verschiebt. Für eine hohe Integrationsdichte opto-elektronischer Strukturen auf einem Chip muss der Brechungsindexsprung für kleine Krümmungsradien möglichst hoch sein. Entsprechend sind für sehr große Krümmungsradien die Verluste vernachlässigbar klein [Seid91].

Um die Verluste zu minimieren liegen verschiedene Ansätze vor. Beim Entwurf optischer Bauelemente kann beim Übergang vom geraden Wellenleiter zur Krümmung ein Versatz der beiden zu koppelnden Elemente, wie in [Seid91] beschrieben, zu einer Reduzierung der Verluste führen. Durch ein Gradientenprofil im Wellenleiter oder ein Stufenprofil des Brechungsindex in der Krümmung [Neum82] erfolgt

eine Anpassung der Phasenfronten an die Krümmung, die ebenfalls zur Reduzierung der Verluste beiträgt. Im Außenbereich des Wellenleiters ist die Weglänge im gekrümmten Wellenleiter länger als im Innenbereich. Die Verwendung eines Stufenprofils mit der Möglichkeit ein Material mit einem geringeren Brechungsindex im Außenbereich zu nutzen, erhöht die Phasengeschwindigkeit gegenüber dem Innenbereich.

Anhand der Finiten-Integrations-Methode wird die Feldverteilung im gekrümmten Wellenleiter analysiert. Mit dem Simulationstool MICROWAVE STUDIO lassen sich die hier betrachteten Wellenleiterlayouts mit unterschiedlichen Radien berechnen. Der rippenbelastete Filmwellenleiter als gerader Wellenleiter, wie er in Abschnitt 3.1 vorgestellt wurde, zeigte die schwächste Führung im Vergleich mit dem tiefgeätzten und vergrabenen Streifenwellenleiter. Dieses Verhalten bestätigt sich insbesondere für einen Krümmungsradius von  $10\ \mu\text{m}$  im Vergleich mit dem tiefgeätzten Streifenwellenleiter. In der Darstellung 3.12 findet die Einkopplung

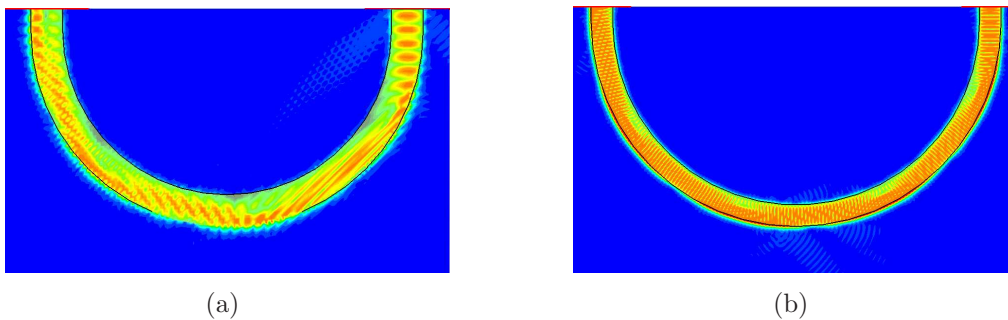


**Abbildung 3.12:** *Simulierte Feldverteilung gekrümmter Wellenleiter mit einem Radius von  $10\ \mu\text{m}$  bei einer Frequenz von  $195\ \text{THz}$  für einen (a) rippenbelasteten Filmwellenleiter und (b) einen tiefgeätzten Streifenwellenleiter*

in den gekrümmten Wellenleiter von der rechten Seite statt. Auch in dieser Ansicht konkretisiert sich, dass die Begrenzung des elektromagnetischen Feldes auf die Abmessungen der Rippe beim tiefgeätzten Wellenleiter deutlicher fokussiert ist als beim rippenbelasteten. In der Abbildung 3.12 sind die Feldverläufe logarithmisch überzeichnet, um die Abstrahlung außerhalb des Wellenleiters besser darstellen zu können. Die Abstrahlung veranschaulicht, dass die Verluste beim rippenbelasteten Filmwellenleiter gegenüber dem tiefgeätzten erhöht sind. Zusätzlich treten zwei weitere Effekte auf. Das Feld wird, wie bereits beschrieben, innerhalb der Krümmung am Rand des Wellenleiters geführt. Des Weiteren tritt nach der Krümmung Modenkonzersion auf. Die Modenkonzersion entsteht wenn Inhomoge-

nitäten im Wellenleiter auftreten oder, wie in der Abbildung 3.12 gezeigt, sich der Krümmungsradius beim Auskoppeln verändert. Energie koppelt somit von Moden geringer Ordnung in Moden höherer Ordnung [Huns09].

Die Feldverschiebung an den Rand tritt ebenso bei runden Mikroresonatoren auf, die im weiteren Verlauf dieser Arbeit erläutert werden. Die Abstrahlungsverluste verringern sich wie bereits beschrieben mit zunehmendem Krümmungsradius. Die Abbildung 3.13 stellt die Abstrahlung eines tiefgeätzten Wellenleiters mit einem Krümmungsradius von  $20\ \mu\text{m}$  und  $30\ \mu\text{m}$  im Vergleich dar. Im Zusammenhang

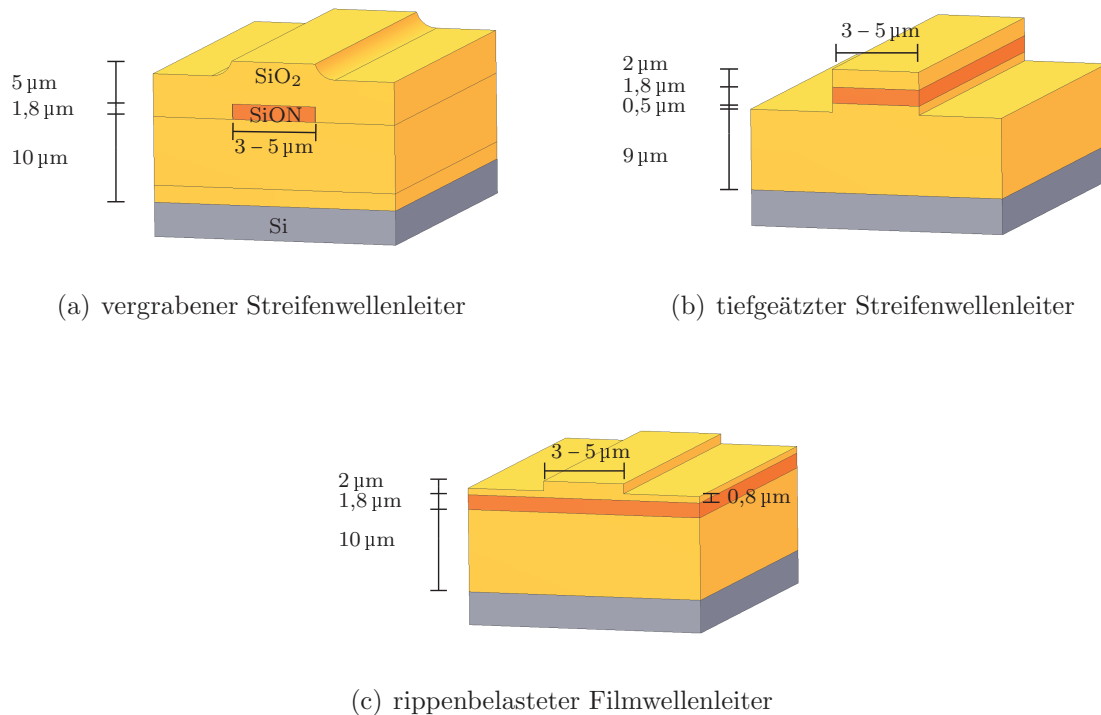


**Abbildung 3.13:** *Simulierte Feldverteilung gekrümmter tiefgeätzter Wellenleiter mit einem Radius von (a)  $20\ \mu\text{m}$  und (b)  $30\ \mu\text{m}$  bei einer Frequenz von  $195\ \text{THz}$*

mit dem tiefgeätzten Wellenleiter mit einem Krümmungsradius von  $10\ \mu\text{m}$  aus der Abbildung 3.12(b) wird die Abhängigkeit der Abstrahlungsverluste vom Radius offenkundig. Aus der Simulation der gekrümmten Wellenleiter resultiert, dass ein Krümmungsradius von  $10\ \mu\text{m}$  nicht realisierbar oder mit hohen Verlusten verbunden ist. Bereits ein Krümmungsradius von  $20\ \mu\text{m}$  bei einem Brechungsindexunterschied von ca.  $\Delta n = 0,05$  führt zu geringen Abstrahlungsverlusten. Dieses Ergebnis steht auch im Zusammenhang mit den Mikroresonatoren, die unterhalb des Radius von  $20\ \mu\text{m}$  zu geringe Gütefaktoren erreichen würden.

### 3.3 Realisierte Wellenleiterstrukturen

Die in Abbildung 3.14 zusammengefassten Wellenleitergeometrien zeigen die in dieser Arbeit hergestellten und charakterisierten Wellenleiter.



**Abbildung 3.14:** Schematische Darstellung verschiedener Layouts für rechteckförmige Wellenleiter

Nach der Charakterisierung und Optimierung wichtiger Prozessschritte im Kapitel 2 für die Wellenleiter- und Resonatorstrukturierung kann jetzt der Prozessablauf als Ganzes beschrieben werden. Der nächste Abschnitt gibt einen Überblick über die nötigen Prozessschritte zur Herstellung des vergrabenen Streifenwellenleiters. Die danach folgenden Abschnitte befassen sich mit dem rippenbelasteten Filmwellenleiter und dem tiefgeätzten Wellenleiter, der insbesondere für die integrierte Kopplung zum Resonator Verwendung finden soll.

#### 3.3.1 Vergrabener Streifenwellenleiter

Ein wichtiger Aspekt dieser Arbeit ist es, weitgehend auf die Standardprozesse der Halbleiterfertigung zurückzugreifen. Hochtemperaturschritte gilt es dahingehend zu vermeiden. Neben den bereits genannten Prozessschritten wie die Lithografie,

der Deposition und der Trockenätztechnik kommen weitere Technologien wie die Endflächenbearbeitung und eine Präzisionswafersäge zum Einsatz. Den schematischen Prozessablauf stellt die Abbildung 6.11 im Anhang dar.

#### **Substrat und Schichtabscheidungen**

Das Substrat besteht für diese Arbeit aus einem 4" großen Silizium-Wafer. Die Dotierung und Orientierung des Siliziums ist beliebig und für mikroelektronische oder mikromechanische Komponenten anpassbar.

Wie in diverser Literatur [Hoff97, Hill06] bestätigt, muss die wellenführende SiON-Schicht vom Silizium-Substrat isoliert werden. Silizium ist transparent für Wellenlängen größer als  $1,1\ \mu\text{m}$ , verfügt aber über einen hohen Brechungsindex von ca. 3,4 [KC06]. Eine Isolationsschicht von  $10\ \mu\text{m}$  Dicke sorgt dafür, dass Feldanteile im Silizium und Koppelverluste klein bleiben. Für die  $\text{SiO}_2$ -Grundisolierung wird eine  $3\ \mu\text{m}$  thermisch aufgewachsene Schicht mit einer PECVD-Schicht kombiniert. Die Deposition der restlichen  $7\ \mu\text{m}$  erfolgt mit einer hohen Gasflussmenge und einer damit verbundenen hohen Abscheiderate. Alternativ lässt sich auch ganz auf die thermische Oxidation verzichten.

Die SiON-Schicht hat als wellenführendes Material eine Höhe von  $1,8\ \mu\text{m}$ . Die bereits im Abschnitt 2.1.2 optimierte Deposition wird bei einer Elektrodentemperatur von  $375^\circ\text{C}$  vorgenommen, um die Dämpfung der Wellenleiter möglichst gering zu halten. Die zur Anwendung kommenden Abscheideparameter sind in Tabelle 2.2 zusammengefasst. An die Deposition anschließend erfolgt die Abscheidung der  $200\ \text{nm}$  dicken Chrom-Schicht per Aufdampfverfahren als zusätzliche Maskierung, da die Selektivität des Fotolacks während des Tiefenätzprozesses für die Wellenleiterstrukturierung nicht hoch genug ist.

#### **Fotolithografie**

Die Qualität der hergestellten optischen Elemente wird entscheidend von der Lithografie beeinflusst, denn die Struktur im Fotolack bestimmt die spätere Form im geätzten Material. Aus diesem Grund ist die Fotolithografie bereits im Abschnitt 2.2 näher erläutert worden. Die Maßnahmen zur Optimierung der Lithografie lassen sich wie folgt zusammenfassen:

- Verwendung des hochauflösenden Fotolacks AZ<sup>®</sup>MIR 701,
- Chrommaskierung anstelle von Aluminium,
- Einführung eines Post-Exposure Backschritts,
- Verzicht auf Lackhärtung im Konvektionsofen bei  $120^\circ\text{C}$ ,



- Verzicht auf HMDS.

Durch diese Maßnahmen können mit einer Auflösung von bis zu  $0,5\ \mu\text{m}$  steile Flanken reproduzierbar hergestellt werden.

Zur Herstellung des vergrabenen Streifenwellenleiters folgt im Anschluss der bereits beschriebene trockenchemische Ätzprozess zur Chromstrukturierung (vgl. Abschnitt 2.2.2). Nach der rückstandsfreien und hochaufgelösten Herstellung der Chrom-Maskierung kann der Ätzprozess der Kernschicht beginnen.

### Herstellung der senkrechten Flanken für die Wellenführung

Um die hohe Strukturtreue der Chrommaskierung in den Wellenleiter zu übertragen, findet das RIE-Verfahren weiterhin Anwendung. Der optimierte Ätzprozess (vgl. auch Abschnitt 2.2.3) eignet sich vorwiegend für die vertikale Strukturierung von  $\text{SiO}_2$  und SiON. Die Vorarbeiten zum Ätzprozess verdeutlichen, dass der Zusatz von  $\text{O}_2$  in den Ätzprozess eine Reduzierung der während des Ätzens entstehenden Polymere bewirkt. Nachteilig ist aber die geringe Selektivität gegenüber dem Fotolack; die zusätzliche Maskierung mit Chrom hingegen ermöglicht ausreichend tiefe Stufen.

Zur Realisierung des vergrabenen Streifenwellenleiters wird das SiON außerhalb des Kernbereichs komplett entfernt. Die angestrebte Ätztiefe liegt bei  $1,8\ \mu\text{m}$ . Die verwendeten Prozessparameter gibt die Tabelle 2.4 wieder. Nach Abschluss des Ätzprozesses kann der Lack im  $\text{O}_2$ -Plasma abgelöst werden. Dieser Prozessschritt findet bereits während des zur Wellenleiterstrukturierung eingesetzten  $\text{CHF}_3/\text{O}_2$ -Prozesses statt. Der Sauerstoff im Plasma bewirkt die komplette Verbrennung des Fotolacks, wodurch der Prozessschritt des Lackveraschens eingespart wird. Die durch [Broc09] bereits analysierte Beeinflussung der Strukturtreue durch Rauheiten an Ober- und Seitenfläche während des Lackveraschens entfällt.

Die zusätzliche Maskierung mit Chrom erhöht die Resistenz gegenüber dem Ätzprozess zur Strukturierung der Wellenleiter. Nach der Wellenleiterstrukturierung ist das Chrom auf dem Wellenleiter nicht mehr notwendig. Nasschemisch lässt sich Chrom in Ammonium-Cernitrat und Schwefelsäure mit hoher Rate ätzen. Die Selektivität der verwendeten Ätzlösung gegenüber den Wellenleitermaterialien ist aber nicht ausreichend hoch, es treten vermehrt Rauheiten am Wellenleiter auf. Nach dem Ätzprozess wird deswegen die verbleibende Chrom-Schicht schonend im RIE-Prozess mit den in der Tabelle 2.3 genannten Parametern entfernt. Die Rauheit der Oberfläche definiert sich also hauptsächlich durch die Schichtabscheidung. Wie bereits in Abschnitt 2.1.3 gezeigt kann durch die eingeführten Optimierungen die Oberflächenrauheit minimiert und damit der Einfluss dieses Faktors auf die Wellenleiterdämpfung verringert werden.

Die Schichtfolge endet mit einer Deckschicht aus  $5\ \mu\text{m}$  dickem  $\text{SiO}_2$ . Die im Abschnitt 2.1.4 angegebenen niedrigen Druckspannungen führen in den Plasma-

schichten zu keinerlei Spannungsrissen. Für Wellenleiterstrukturen wie zum Beispiel Splitter, die für diese Arbeit unberücksichtigt bleiben, sind dickere Deckschichten erforderlich, um eine unvollständige Füllung zwischen den Kern-Schichten zu vermeiden (siehe auch [Hoff97]).

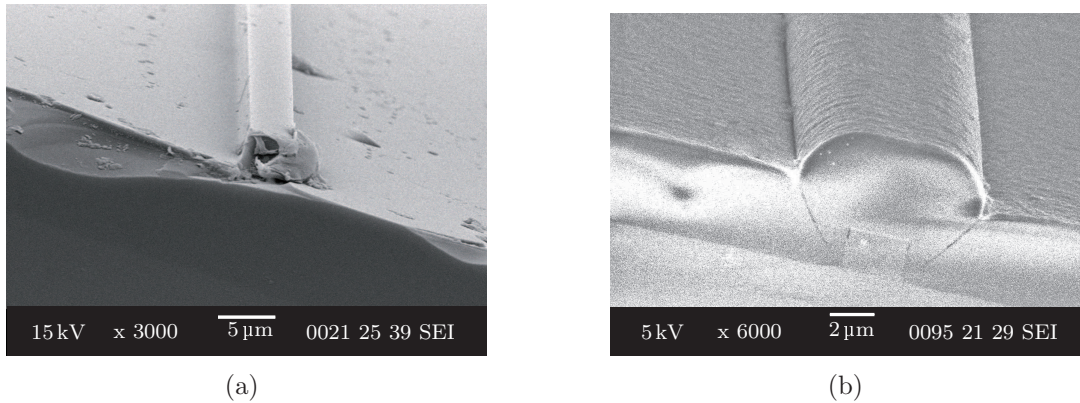
### Präparation der Wellenleiter

Die letzten Prozessschritte dienen der Vereinzelung und Endflächenpolitur zur Vorbereitung der Charakterisierung der Wellenleiter. Um den Wafer während der Vereinzelung zu schützen, wird Fotolack mit einer Schichtdicke von 1,5  $\mu\text{m}$  aufgeschleudert, der nach dem Polieren wieder restlos entfernt werden kann. Zur Vereinzelung der Wellenleiter-Chips in einer Größe von 12  $\times$  36 mm kommt eine in der Halbleiterfertigung übliche Wafersäge zum Einsatz. Das verwendete Diamantsägeblatt ist bei der Firma DISCO unter der Bezeichnung NBC-Z 2050 erhältlich und hat eine Dicke von 0,1 mm. Durch das Sägen entstehen es an den Kanten Bruchstellen, die für eine Einkopplung zur Wellenleitercharakterisierung völlig unzureichend sind. Versuche mit geringeren Dicken von 0,05 mm und geringerem Vorschub können das Ergebnis nicht insoweit beeinflussen, dass auf eine Politur verzichtet werden kann.

Ein Politurschritt erlaubt eine optimale Einkopplung bei reduzierter Streuung am Wellenleiter und eine reproduzierbare Herstellung, die bereits für optische Schaltungen aus Lithiumniobat weit verbreitet ist. Für die Politur ist die zu polierende Probe mit einer Gegenprobe eingespannt, damit die Kante planar auf der Polierplatte aufliegt. Unter Zugabe einer leicht basischen Suspension des Typs Köstrosol 3550 wird die Stirnfläche rotierend poliert. Köstrosol besteht aus amorphen nanoskaligen  $\text{SiO}_2$ -Partikeln mit einem Durchmesser von 50 nm in einer Lösung mit Wasser. Nach dem Ausbau der Probe wird der Schutzlack entfernt und die Probe gereinigt. Sollten nach der Reinigung noch Polymerreste an den Wellenleiterkanten haften, so können mit dem Polymerentferner EKC 265 die Verunreinigungen reduziert werden. Die Lösung besteht aus einem Gemisch aus 2-(2-Aminoethoxy)-Ethanol, Hydroxylamin und Catechol. Bei einer Temperatur von 55°C lösen sich die Polymere zuverlässig von den Wellenleitern.

Eine Alternative stellt das Brechen des Wafers in einzelne Teilstücke dar. Dabei wird von der Rückseite mit einem Diamantstift entlang der Kristallorientierung eine Nut geritzt. Bei geringer mechanischer Belastung bricht das Si aufgrund von Gitterspannungen entlang der Vertiefung. Die Kante ist nicht reproduzierbar herstellbar und Streueffekte treten auf. Die Schichtstruktur aus  $\text{SiO}_2/\text{SiON}/\text{SiO}_2$  weist insbesondere bei tiefgeätzten Streifenwellenleitern brüchige Kanten auf. Eine weitere Alternative zur Politur ist das Lasertrennen. Aber auch dieses Verfahren bietet nur eine geringe Bruchkantenqualität, sowie eine hohe Fehlerrate [Hill08]. Aus diesem Grund wird weiterhin auf die Politur zurückgegriffen.

Die Abbildungen 3.15(a) und 3.15(b) zeigen Beispiele zur optimierten Verfahrensweise beim Polieren. Die Beschädigungen am Wellenleiter resultieren aus einer



**Abbildung 3.15:** Polierte Stirnflächen eines tiefgeätzten und eines vergrabenen Wellenleiters: (a) mit  $4\ \mu\text{m}$  Breite vor der Optimierung und (b) mit  $3\ \mu\text{m}$  Breite nach der Optimierung

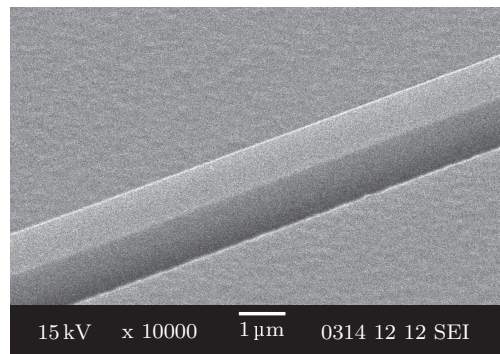
übermäßigen Belastung durch Schleifen der Proben. Wellenleiterproben aus Lithiumniobat werden vor der Politur geschliffen, um den Materialabtrag zu beschleunigen. Die Ebnung der Oberfläche durch Schleifpapier oder eine Vorpolitur der Kristalloberfläche mit einer Lösung aus Wasser und feinkörnigem Aluminiumoxid-Pulver ist für Silizium nicht geeignet, da Silizium ein sehr weiches Material ist. Aus diesem Grund wird auf diese Schritte verzichtet und direkt nach dem Einbau in den Halter schonend poliert. Die resultierende Stirnfläche zeigt die Abbildung 3.15(b) anhand eines  $3\ \mu\text{m}$  breiten vergrabenen Streifenwellenleiters. Nach der Politur sind die Wellenleiter für die Charakterisierung vorbereitet, auf die im Kapitel 3.4 näher eingegangen werden soll. Neben dem vergrabenen Streifenwellenleiter sind noch weitere Wellenleiterdesigns herstellbar. Die veränderte Prozessführung folgt in den nächsten beiden Abschnitten.

### 3.3.2 Tiefgeätzter Streifenwellenleiter

Der in Abbildung 3.14(b) dargestellte tiefgeätzte Streifenwellenleiter unterscheidet sich durch seine Prozessfolge gegenüber dem vergrabenen Streifenwellenleiter. Die Strukturierung der Rippe beginnt erst nach der Deposition der Deckschicht, so dass diese Bauform zum Substrat durch das  $10\ \mu\text{m}$  dicke  $\text{SiO}_2$  und isolierend über der wellenführenden Schicht durch die  $\text{SiO}_2$ -Deckschicht geschützt ist. Die seitliche Ummantelung mit  $\text{SiO}_2$  fehlt bei dieser Bauform. Die Rippe des Wellenleiters ist bis zu  $4,5\ \mu\text{m}$  tief. Die zusätzliche Maskierung durch Chrom hält dem Ätzprozess für die tiefe Rippe problemlos stand. Charakteristisch für diese Wellenleiterform

ist die gute Integrierbarkeit der Wellenleiter zu verschiedenen optoelektronischen Strukturen. Für diese Arbeit ist die Integration der Wellenleiter und Resonatoren und die Möglichkeit der Kopplung durch das evaneszente Feld entscheidend. Durch die hohe Rippe ist ebenfalls eine dünne Membran herstellbar, die eine Erweiterung für eine variable Kopplung mit Poly-Si<sup>5</sup>-Heizern, wie in Abschnitt 5.2 erläutert, möglich macht. Eine solche Bauweise wäre mit vergrabenen Streifenwellenleitern nicht realisierbar.

Die anderen Prozessschritte wie die Beschichtung mit Chrom, die Fotolithografie und der Ätzprozess erfolgen analog zum vergrabenen Streifenwellenleiter. Da die Rippen des tiefgeätzten Wellenleiters ungeschützt und dadurch leichter zu Abplatzen und Fehlern neigen, muss die Schutzlackschicht dick genug und gleichmäßig verteilt aufgebracht werden. Die Abbildung 3.16 zeigt die REM-Aufnahme eines tiefgeätzten Streifenwellenleiters.



**Abbildung 3.16:** REM-Aufnahme eines tiefgeätzten Streifenwellenleiters

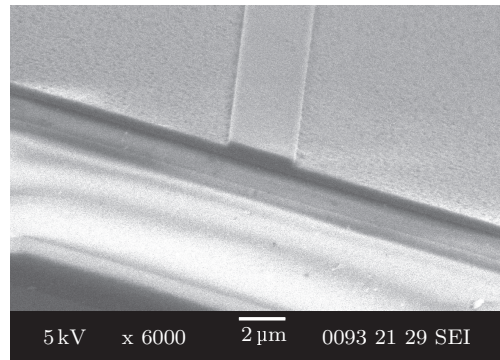
### 3.3.3 Rippenbelasteter Filmwellenleiter

Der rippenbelastete Filmwellenleiter zeichnet sich durch geringe Dämpfungswerte aus. Für diese Herstellungsform des dielektrischen Wellenleiters beschränkt sich der Ätzprozess auf die Deckschicht. Die oberste SiO<sub>2</sub>-Schicht wird auf Wellenleiterbreite um 1,2 µm zurückgeätzt. Dort wo kein Licht geführt werden soll ist die Deckschicht noch 0,8 µm dick, während die Rippe insgesamt 2 µm hoch ist (siehe Abbildung 3.14(c)).

Ein Vorteil der rippenbelasteten Filmwellenleiter im Vergleich zu den ebenfalls für diese Arbeit hergestellten Wellenleitern, ist die hohe Unempfindlichkeit gegenüber Oberflächenrauheiten. Die lichtführende SiON-Schicht bleibt vom Ätzprozess unberührt. Die Führungseigenschaften sind vergleichbar gering durch Herstellungstoleranzen oder Riefen an den Seitenwänden beeinflussbar. Ähnlich wie beim tief-

<sup>5</sup>polykristallines Silizium

geätzten Streifenwellenleiter lassen sich die dielektrischen Schichten ohne Unterbrechung in der PECVD-Anlage herstellen. Auch Lufteinschlüsse wie beim vergrabenen Streifenwellenleiter sind nicht vorhanden, dadurch kann die Schichtdicke der Deckschicht für diese beiden Wellenleitergeometrien auf  $2\ \mu\text{m}$  reduziert werden. Die Darstellung 3.17 zeigt eine REM-Aufnahme eines  $3\ \mu\text{m}$  breiten rippenbelasteten Wellenleiters mit polierter Stirnfläche.



**Abbildung 3.17:** REM-Aufnahme eines rippenbelasteten Filmwellenleiters

## 3.4 Charakterisierung der Wellenleiter

Die Eignung der hergestellten Wellenleiter für die optische Kommunikation und insbesondere für ein integriertes Lasersystem lässt sich durch die Charakterisierung der Wellenleiter feststellen. Zu diesem Zweck liegt der Fokus auf den einzelnen Komponenten wie Wellenleiter und Resonator. Die Höhe des Einflusses des verwendeten Layouts auf die Modenverteilung oder Dämpfung gilt es ebenfalls zu untersuchen. Die Ergebnisse können dann im Hinblick auf die Simulationsergebnisse überprüft werden. Auf die Charakterisierung der Mikroresonatoren wird im Kapitel 5.1.2 eingegangen.

### 3.4.1 Dämpfung

Für die theoretische Betrachtung der Wellenleiter wurde davon ausgegangen, dass die Totalreflexion im Wellenleiter verlustfrei verläuft. Auch die abgeschiedenen dielektrischen Schichten wurden als homogen angenommen, herstellungsbedingte Fehler nicht berücksichtigt. Tatsächlich hergestellte dielektrische Wellenleiter sind verlustbehaftet, die theoretischen Annahmen lassen sich nicht bestätigen. Die Reproduzierbarkeit der Schichtdicke und des Brechungsindex der abgeschiedenen Schichten schwankt (siehe Tabelle 2.1). Das Material absorbiert einen Teil des geführten Feldes, und Rauheiten an den Flanken des Wellenleiters beeinträchtigen die

Führungseigenschaften. Die Auswirkung dieser Effekte auf die Energieübertragung durch den Wellenleiter nennt man Dämpfung. Sie erhöht sich durch Streuverluste, Krümmung des Wellenleiters (siehe Abschnitt 3.2), Absorption oder extrinsische Verluste wie inhomogene Depositionen und Rauheiten an der Grenzfläche der Materialien. Die im realen Wellenleiter auftretenden Dämpfungen sollen möglichst kleine Werte im Wellenleiter aufweisen.

Um die Dämpfung quantitativ zu beschreiben, wird der exponentielle Dämpfungskoeffizient  $\alpha$ , auch Extinktionskoeffizient genannt, verwendet. Demnach ist die Intensität  $I$  auf der ganzen Länge des Wellenleiters gegeben durch [Huns09]:

$$I(z) = I_0 e^{-\alpha z}, \quad (3.12)$$

wobei  $I_0$  die Anfangsintensität bei  $z = 0$  ist. Die folgende Schreibweise zur Charakterisierung der Leistung  $P$  angegeben in dB in einem Wellenleiter der Länge  $L$  hat sich in der Praxis durchgesetzt:

$$\alpha(\text{dB}) = 10/L \cdot \lg(P/P_0). \quad (3.13)$$

Der Betrag der Streuverluste kann für das geführte Feld dielektrischer Wellenleiter signifikant sein, insbesondere für Moden höherer Ordnung. Die Streuung entsteht durch den Kontakt der elektromagnetischen Welle mit sogenannten Streuzentren, wobei diese eine geringere Größe als die geführte Wellenlänge haben [BHS87]. Zwei verschiedene Mechanismen, die RAYLEIGH-Streuung und die Oberflächenstreuung, sind für Streueffekte in dielektrischen Wellenleitern verantwortlich. Die Letztere entsteht durch Oberflächenrauheiten und Defekte im Wellenleiter.

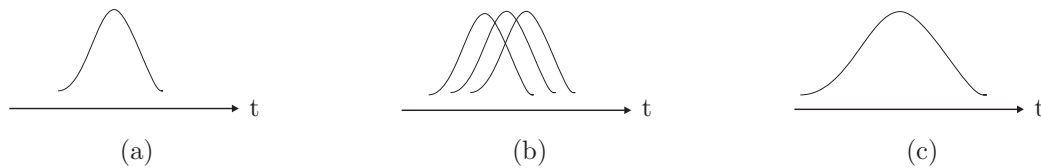
Das für die Wellenführung in dieser Arbeit eingesetzte SiON ist ein amorphes Material. Diese Anordnung der Moleküle verursacht die RAYLEIGH-Streuung. Demnach weist das Material Inhomogenitäten und statistische Schwankungen der Brechzahl auf. Die dadurch leicht geänderte Führung im Wellenleiter verursacht Verluste. Eine Abstrahlung in das Silizium-Substrat kann hingegen durch eine ca. 10  $\mu\text{m}$  dicke SiO<sub>2</sub>-Schicht vermieden werden.

Die Absorption ist ein materialspezifischer Energieverlust, basierend auf der Wechselwirkung des Lichts mit Molekülen im Kernmaterial. Damit einhergehend ist immer ein Energieverlust durch die Umwandlung in Wärmeenergie. Die Eigenschaften und Auswirkungen der Absorption sind Bestandteil des Kapitels 2.1.2. Ein zusätzlicher Verlustfaktor stellt die Krümmung der Wellenleiter dar, wie sie in Abschnitt 3.2 beschrieben wurde.

Eine weitere wichtige Rolle für die Wellenführung spielen die Dispersionsmechanismen. Die Lichtgeschwindigkeit im Medium ist frequenz- oder wellenlängenabhängig. Daraus folgend ist auch der Brechungsindex abhängig von der Wellenlänge. Die Wellenlängen-Abhängigkeit führt bei der Übertragung des elektromagnetischen Feldes über einen Wellenleiter zu verschiedenen langen Laufzeiten der Wellen

und damit zu einer Verbreiterung des Impulses am Wellenleiter-Ausgang [Glas97]. Das hat eine Verringerung der Bandbreite des Systems zur Folge und stellt einen weiteren Verlustfaktor dar.

Die Modendispersion und die Materialdispersion konkretisieren die Ursache des Dispersionseffektes im Wellenleiter. Moden breiten sich, je nach Einkopplungswinkel, unter verschiedenen Winkeln im Wellenleiter aus. Demnach legen Moden unterschiedlich lange Wege zurück. Durch die Laufzeitverschiebung ergibt sich eine Impulsverbreiterung. Die Abbildung 3.18 stellt den Zusammenhang der Modendispersion dar. Die Moden erreichen das Ende des Wellenleiters zu verschiedenen



**Abbildung 3.18:** *Der Verlauf (a) stellt die Grundmode dar. Moden unterschiedlicher Einkopplungswinkel (b) breiten sich unterschiedlich schnell aus, woraus (c) eine Laufzeitverzögerung resultiert [Lühe93]*

Laufzeiten. In der Folge überlappen sich die Moden zu einer Verbreiterung des Impulses am Ausgang des Wellenleiters. Um eine Abfolge von Impulsen für eine Datenübertragung durch den Wellenleiter sicher zu übertragen und eine Überlappung verschiedener Impulse zu vermeiden, muss der zeitliche Abstand zwischen den Impulsen vergrößert werden.

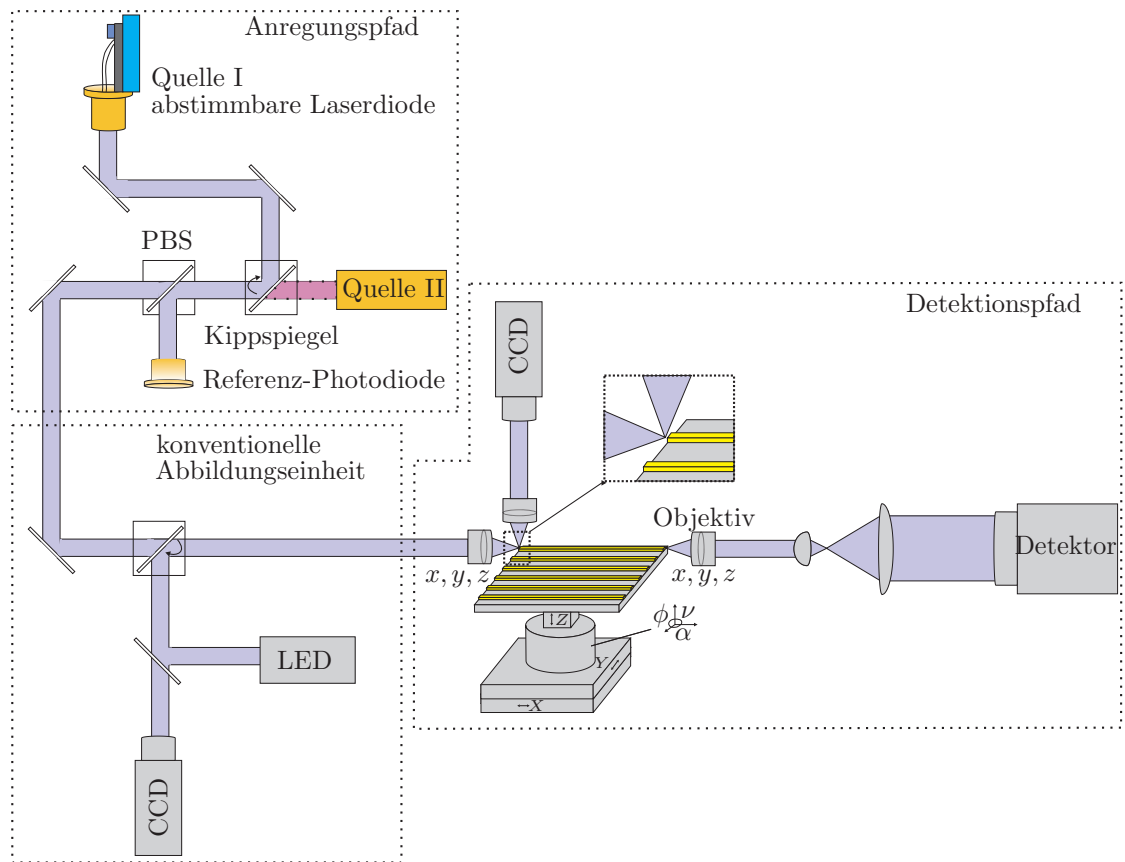
Ein nicht zu vernachlässigender Effekt ist die Materialdispersion, die durch die Wellenlängenabhängigkeit des Brechungsindex im Material entsteht [Glas97]. Das eingekoppelte Licht hat eine von null verschiedene spektrale Breite. Die Wellenlängenabhängigkeit des Brechungsindex führt zu verschiedenen Ausbreitungsgeschwindigkeiten des Lichtes im Wellenleiter und damit zu einer Zunahme der Impulsbreite. Bedingt durch eine kleinere Brechzahl ist langwelligeres Licht schneller als kurzwelliges [Lühe93]. Dispersionsarten wie die Wellenleiterdispersion sind Gegenstand weiterführender Literatur [Lühe93, Glas97].

### 3.4.2 Fabry-Perot Methode und Modenverteilung

Um die Qualität der Wellenleiter quantitativ zu erfassen, sind mehrere Verfahren verbreitet. Bei der Transmissionsmessung bestimmt das Verhältnis der eingekoppelten zur ausgekoppelten Leistung und die Länge des Wellenleiters die Dämpfung. Die Prismenmethode ist vorteilhaft für Multimode-Wellenleiter, da sich mit Hilfe von zwei Prismen die Verluste jeder Mode zuordnen lassen. Im Gegensatz

hierzu, wird bei der Streulichtmessung das Streulicht an der Oberfläche der Wellenleiterstruktur gemessen, um damit Rückschlüsse auf die Dämpfung zu ermitteln [Huns09].

Für die hier angewandte FABRY-PEROT-Methode werden Oszillationen im Resonator genutzt, die durch die polierten Endflächen der Wellenleiter entstehen. Bei Änderung entweder der Länge der Probe oder der Wellenlänge, oszilliert die Intensität der geführten Leistung in Abhängigkeit von der Abweichung. Solch eine Längenänderung kann technisch beispielsweise durch eine Erhitzung der Probe oder durch Wellenlängenabstimmung eintreten. Der für die Charakterisierung der



**Abbildung 3.19:** Schematischer Aufbau zur Charakterisierung der Wellenleiter mittels FABRY-PEROT-Oszillation

Dämpfung im Wellenleiter genutzte Aufbau ist in Abbildung 3.19 <sup>6</sup> schematisch dargestellt. Für die Aufnahme der Oszillation im infraroten Wellenlängenbereich

<sup>6</sup>Abkürzungen in der Abbildung 3.19:  
 PBS von engl. *Polarizing Beamsplitter*  
 CCD von engl. *Charge-Coupled Device*



wird eine InGaAs-Photodiode und für den sichtbaren Wellenlängenbereich eine Si-Photodiode eingesetzt. Die Ein- und Auskopplung erfolgt über Objektive, welche jeweils in  $x, y$  und  $z$ -Richtung justierbar sind. Eine aufwendige Verstellereinheit dient zur Justage der Probe, welche neben den Translationen  $x, y$  und  $z$  eine Verkipfung und Verdrehung der Probe ermöglicht.

Zur Charakterisierung der Dämpfung werden rippenbelastete Filmwellenleiter (schematisch dargestellt im Messaufbau 3.19) und der vergrabene Streifenwellenleiter betrachtet. Die polierten Stirnflächen des Wellenleiters bilden den für die FABRY-PEROT-Methode essentiellen Resonator zur Dämpfungsermittlung der Wellenleiter. Zwei abstimmbare Laserdioden für den sichtbaren oder infraroten Wellenlängenbereich um 680 nm und 1,5  $\mu\text{m}$  können wahlweise eingesetzt und in einem Bereich von  $\pm 0,25$  nm bei einer Temperaturänderung von 20 auf 25°C verändert werden. Für die Berechnung der Dämpfung steht die Transmissionsintensität  $I_T$  im Verhältnis zur Ausgangsintensität  $I_0$  [KM91]:

$$\frac{I_T}{I_0} = \frac{(1 - R)^2 \exp(-\alpha\iota)}{1 + R^2 \exp(-2\alpha\iota) - 2R \exp(-\alpha\iota) \cos\left(\frac{4\pi n_{\text{eff}}\iota}{\lambda}\right)}, \quad (3.14)$$

wobei  $R$  die Reflektivität,  $\alpha$  der Dämpfungskoeffizient und  $\iota$  die Länge des Resonators ist. Die Reflektivität lässt sich aus den unterschiedlichen Brechungsindizes durch die Gleichung:

$$R = \left(\frac{n_k - n_{\text{cl}}}{n_k + n_{\text{cl}}}\right)^2 \quad (3.15)$$

ermitteln. Durch ein PELTIER-Element wird die Wellenlänge der abstimmbaren Laserdiode variiert, so dass sich ein periodischer Intensitätsverlauf (FABRY-PEROT-Oszillation) ergibt. Die der entsprechenden Wellenlänge zugeordneten Intensitätsextremen  $I_T$  und  $I_0$  ergeben sich aus den Maxima der Cosinusfunktion im geschlossenen Intervall. Damit ergibt sich das Maximum der Intensitätsverhältnisse für  $\cos(2\beta\iota) = 1$ :

$$I_{\text{max}} = \frac{(1 - R)^2 \exp(-\alpha\iota)}{1 + R^2 \exp(-2\alpha\iota) - 2R \exp(-\alpha\iota)}. \quad (3.16)$$

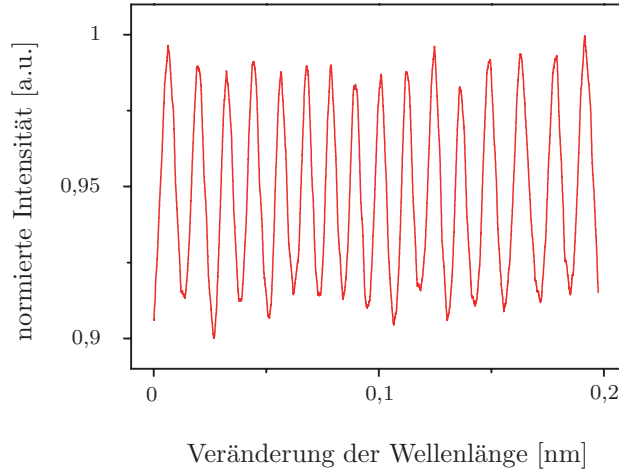
Entsprechend, wie schon in [Hett11] und [Webe10] dargestellt, ergibt sich für das Intensitätsminimum  $I_{\text{min}}$  bei  $\cos(\beta) = -1$ :

$$I_{\text{min}} = \frac{(1 - R)^2 \exp(-\alpha\iota)}{1 + R^2 \exp(-2\alpha\iota) + 2R \exp(-\alpha\iota)}. \quad (3.17)$$

Durch Umstellung folgt für das Verhältnis aus Intensitätsmaximum und -minimum:

$$\frac{I_{\text{min}}}{I_{\text{max}}} = \frac{1 + R^2 \exp(-2\alpha\iota) - 2R \exp(-2\alpha\iota)}{1 + R^2 \exp(-2\alpha\iota) + 2R \exp(-2\alpha\iota)}. \quad (3.18)$$

Exemplarisch ist in der folgenden Abbildung 3.20 die FABRY-PEROT-Oszillation eines vergrabenen Wellenleiters mit 4  $\mu\text{m}$  Breite und 600 nm Höhe für den sichtbaren Bereich angegeben. Mit den Intensitätsmaxima und -minima kann der Dämpfungs-



**Abbildung 3.20:** FABRY-PEROT-Oszillation eines vergrabenen Wellenleiters bei Variation der Wellenlänge

koeffizient  $\alpha$  errechnet werden zu:

$$\alpha = -\frac{1}{l} \ln \left( \left[ 1 - \sqrt{\frac{I_{\min}}{I_{\max}}} \right] \left[ \left( \sqrt{\frac{I_{\min}}{I_{\max}}} + 1 \right) R \right]^{-1} \right) \quad (3.19)$$

Mit den nun bekannten Formeln lässt sich die Dämpfung exemplarisch für  $m = 10$  Messungen an einem vergrabenen Streifenwellenleiter messen. Die Messergebnisse stellt Tabelle 3.1 dar. Für eine Fehlerbetrachtung der hier ermittelten Werte, wird zunächst das arithmetische Mittel der Dämpfung mit

$$\bar{\alpha} = \frac{1}{m} \sum_{i=1}^m \alpha_i \quad (3.20)$$

zu einem Wert von  $\bar{\alpha} = 0,83 \text{ dB/cm}$  berechnet. Der Grad der Variation um diesen Mittelwert gibt die Standardabweichung nach der Formel

$$\eta_a = \sqrt{\frac{1}{m-1} \sum_{i=1}^m (\alpha_i - \bar{\alpha})^2} \quad (3.21)$$

wieder. Nach Einsetzen des arithmetischen Mittels ergibt sich eine Standardabweichung von  $\eta_a = 0,08 \text{ dB/cm}$ . Für eine normalverteilte Zufallsgröße kann die Dämpfung unter Betrachtung von  $2\eta_a$  um den Erwartungswert mit einer Genauigkeit

Dämpfungskoeffizient	Wert in dB/cm
$\alpha_1$	0,87
$\alpha_2$	0,79
$\alpha_3$	0,88
$\alpha_4$	0,86
$\alpha_5$	0,89
$\alpha_6$	0,75
$\alpha_7$	0,80
$\alpha_8$	0,67
$\alpha_9$	0,95
$\alpha_{10}$	0,81

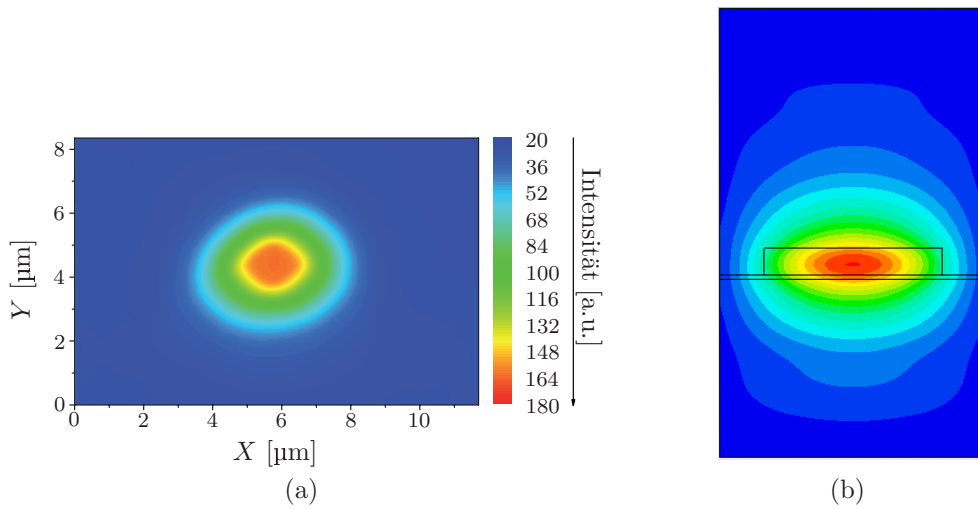
**Tabelle 3.1:** Wiederholte Messung der Dämpfung eines  $4\mu\text{m}$  breiten vergrabenen Streifenwellenleiters

von 95,4% bestimmt werden zu:

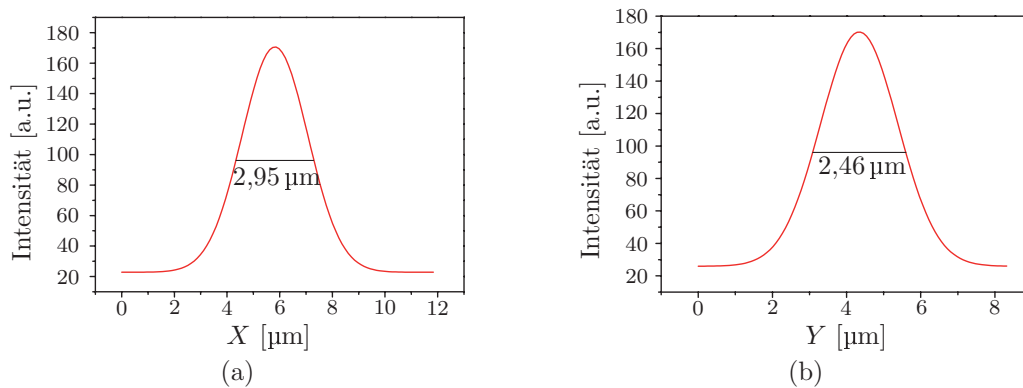
$$\alpha = (0,83 \pm 0,16) \text{ dB/cm.} \quad (3.22)$$

Mit dem hier vorgestellten Herstellungs- und Messverfahren können rippenbelastete Streifenwellenleiter mit einer Dämpfung von  $\alpha \leq 0,3 \text{ dB/cm}$  und vergrabene Wellenleiter mit  $0,83 \text{ dB/cm}$  für die Wellenlängen um  $680 \text{ nm}$  hergestellt werden. Für einen vergrabenen Wellenleiter mit  $4\mu\text{m}$  Breite und  $2\mu\text{m}$  Höhe ergibt sich eine Dämpfung von  $7 \text{ dB/cm}$  für Wellenlängen um  $1,5\mu\text{m}$ . Einen systematischen Unterschied zwischen Wellenleitern nach einer thermischen Behandlung oder im Vergleich mit dem optimierten Abscheidungsprozess in der PECVD-Anlage lässt sich mit der bestehenden Messapparatur nicht feststellen. Rippenbelastete Wellenleiter sind im Vergleich zu vergrabenen Wellenleiterstrukturen dämpfungsrmer, da produktionsbedingte Rauheiten oder Fehler auf der Oberfläche weniger Einfluss auf die Wellenführung haben.

Zusätzlich ermöglicht der realisierte Aufbau die Aufnahme der Modenverteilung. Hierfür kommt eine CCD-Kamera zum Einsatz. In der Abbildung 3.21 ist eine Modenverteilung eines vergrabenen Streifenwellenleiters dargestellt. Die SiON-Schicht des Wellenleiters hat eine Höhe von  $1,8\mu\text{m}$  und eine Breite von  $4\mu\text{m}$ . Die simulierte Modenverteilung zeigt eine sehr gute Übereinstimmung im Vergleich mit der tatsächlich gemessenen. Es handelt sich in beiden Fällen, um einen einmodigen Wellenleiter, der die Welle im SiON führt. Bei einer geführten Wellenlänge von  $1,5\mu\text{m}$  ist nur die Grundmode ausbreitungsfähig. Anhand der Modenprofile in der horizontalen und vertikalen Ebene bestätigt sich diese Beobachtung. Die Modenverteilung weist ein GAUSS-Profil auf (siehe Abbildung 3.22). Wenn sichtbares Licht



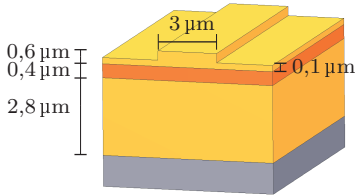
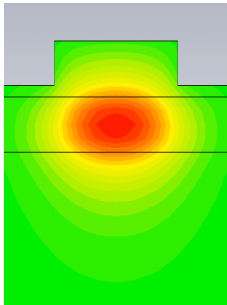
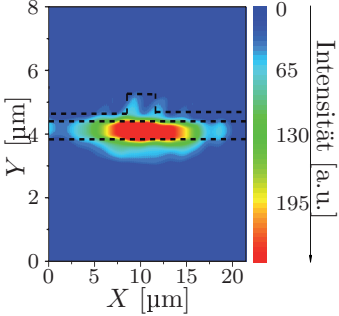
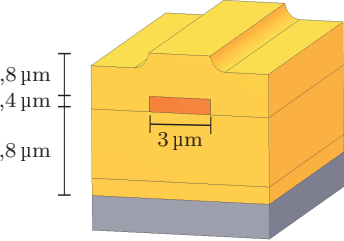
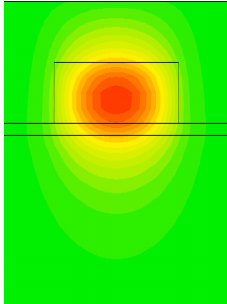
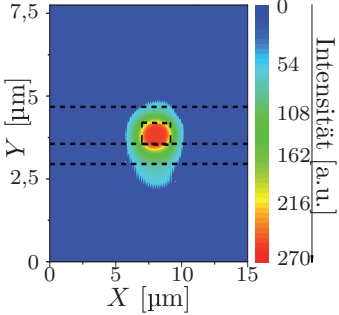
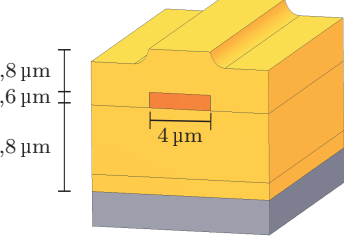
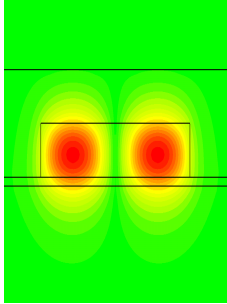
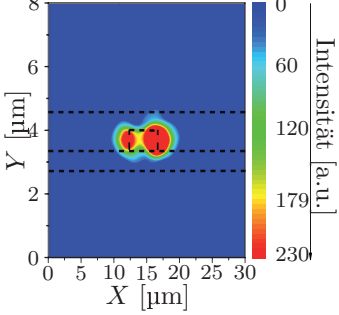
**Abbildung 3.21:** Modenverteilung (a) aufgenommen mit einer CCD-Kamera exemplarisch von einem vergrabenen Wellenleiter mit  $4\ \mu\text{m}$  Breite und (b) analog dazu das simulierte Modenbild



**Abbildung 3.22:** Horizontales und vertikales Modenprofil eines  $4\ \mu\text{m}$  breiten vergrabenen Wellenleiters

in den Wellenleiter eingekoppelt wird, entsteht eine ganz andere Modenverteilung, die ebenfalls von der Geometrie des Wellenleiters abhängig ist. Die Tabelle 3.2, wie bereits in der Arbeit von [Webe10] dargestellt, zeigt dazu einen Vergleich von verschiedenen Wellenleitergeometrien und Abmessungen für den sichtbaren Wellenlängenbereich, die unterschiedliche Modenverteilungen zur Folge haben. Das für den Infrarot-Bereich bereits verwendete Layout des vergrabenen Wellenleiters mit  $4\ \mu\text{m}$  Breite, stellt im sichtbaren Bereich bei einer Wellenlänge von  $670\ \text{nm}$  einen 2-modigen Wellenleiter dar. Deutlich ist auch der Unterschied der Wellenleitergeometrien. Während sich die Mode beim rippenbelasteten Filmwellenleiter

relativ weit unter der Rippe ausdehnt, erstreckt sich die Mode beim vergrabenen Streifenwellenleiter fast ausschließlich innerhalb des SiON. Auch für den sichtbaren Bereich gilt, dass die Simulation der Modenverteilung sehr gut mit den experimentellen Ergebnissen übereinstimmt.

Wellenleiterstruktur	simulierte Modenverteilung	gemessene Modenverteilung
		
		
		

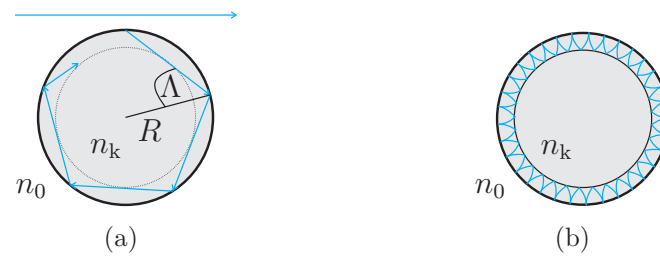
**Tabelle 3.2:** Vergleich der simulierten und tatsächlichen Modenverteilung für den sichtbaren Bereich

## Mikroresonatoren realisiert im Schichtsystem $\text{SiO}_2/\text{SiON}/\text{SiO}_2$

Als wesentlicher Bestandteil der modernen Photonik stehen Mikroresonatoren in den verschiedensten Formen im Fokus der Forschung, während die Herstellung planarer Resonatoren immer mehr in den Hintergrund rückt. FABRY-PEROT-, Flüstergalerie- und Photonische-Kristall-Resonatoren finden bereits jetzt Anwendung in der optischen Telekommunikation. Dabei stellt die weitere Erforschung dieser optischen Technologien eine Kernherausforderung für das 21. Jahrhundert dar, denn Mikroresonatoren können neben aktuellen Anwendungen auch die Grundlage nichtlinearer oder linearer physikalischer Phänomene sein [Vaha04]. Mittels Resonatoren kann auf kleinstem Raum Licht eingeschlossen werden. Die Abklingzeit der Welle im Resonator bestimmt sich dabei über die Güte  $Q$  und die Resonanzfrequenz des Resonators (siehe Gleichung 4.2).

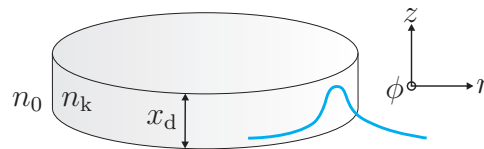
### 4.1 Strukturresonanzen im Mikroresonator

Der Lichteinschluss im Mikroresonator lässt sich in einem einfachen strahlenoptischen Bild mit der Totalreflexion an der Mikroresonator-Grenzfläche beschreiben [Haus11]. Dabei kann die Welle besonders verlustarm polygonartig im Resonator zirkulieren (siehe Abbildung 4.1) [Horn05]. Betrachtet man Licht als elektromagnetische Welle sind die Strukturresonanzen durch Interferenz erklärbar. Resonanz bildet sich durch konstruktive Interferenz der im Mikroresonator am Rand geführten elektromagnetischen Welle mit sich selbst [Haus11]. Die geführten Moden werden auch Strukturresonanzen oder, wie in dieser Arbeit bereits erwähnt, Flüstergalerie-Moden genannt [Horn05].



**Abbildung 4.1:** Strahlenoptische (a) und wellenoptische (b) Darstellung des Licht-einschlusses innerhalb eines Mikroresonators [Haus11]

Für den in dieser Arbeit hauptsächlich betrachteten Fall von Mikrodisks mit einer Dicke  $x_d \approx \lambda$  (siehe Abbildung 4.2) besteht aufgrund des Brechungsindexkontrasts zum umgebendem Medium eine starke Einschränkung der Moden in axialer Richtung ( $z$ -Richtung). Die Polarisation der Moden begrenzt sich auf Transversal-



**Abbildung 4.2:** Schematische Darstellung einer Mikrodisk mit Flüstergalerie-Mode [HGI08]

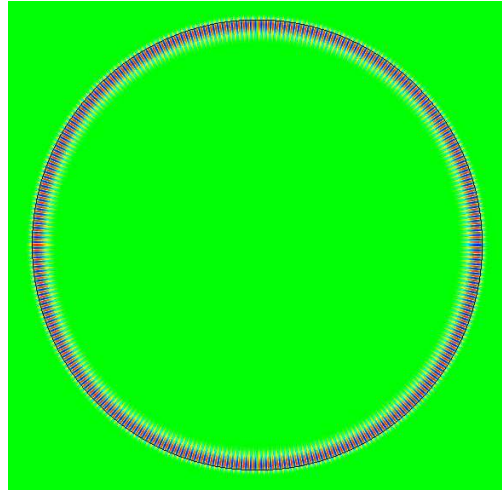
Magnetische Moden (TM), deren elektrischer Feldvektor senkrecht zur Resonatorebene steht, und Transversal-Elektrische-Moden (TE), deren elektrischer Feldvektor parallel zur Resonatorebene liegt.

Mit Hilfe der Frequenzbereichs-Formulierung aus [CBS10], die auf der Finiten-Integrationsmethode beruht, ist die Validierung der technischen Machbarkeit für einen Drei-Schicht-Mikroresonator der nächste Schritt. Hierzu wird die Modenverteilung sowie der Feldverlauf für verschiedene Radien simuliert. Der zu berechnende Bereich bezieht sich nur auf die  $r$ - $z$ -Ebene, welche aus dem dreidimensionalen Netzgitter extrahiert wird [CBS10]. Die dritte Dimension ist durch die von Anfang an modellierte azimutale Moden-Ordnung gegeben. Mit diesem quasi dreidimensionalen Vorgehen hat das Feld weiterhin drei Vektorkomponenten, die sich unter Ausnutzung der Rotationssymmetrie auf die  $r$ - $z$ -Ebene reduzieren [Weil83].

Anhand dieser Simulationen, durchgeführt durch Christoph Claßen vom Fachgebiet Theoretische Elektrotechnik der Technischen Universität Berlin, können Rückschlüsse auf die zu wählenden Parameter der späteren Realisierung als Bauelement gezogen werden. Der Radius, das verwendete Materialsystem und die Höhe der Schichten beeinflussen die Resonanzfrequenz des Resonators.



Die numerische Berechnung der Modenverteilung im Resonator erfolgt hier nur für die Flüstergalerie-Moden. Dispersion und verlustbehaftete Materialien werden außer Acht gelassen. Die zirkulierende Feldverteilung am Rand des Resonators für die Resonanz  $\text{TM}_{295}^1$  stellt die Abbildung 4.3 dar. Eine Resonanz in einem diskfö-

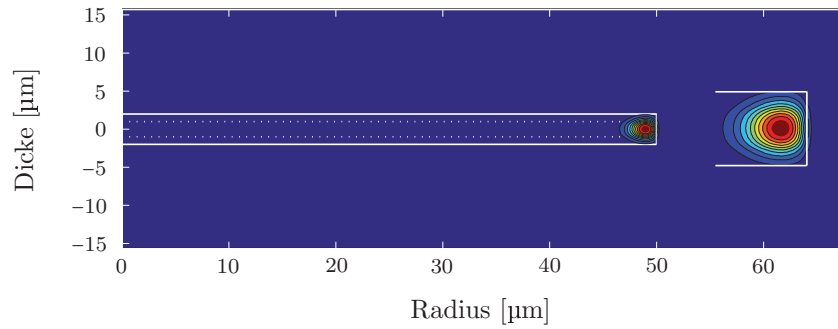


**Abbildung 4.3:** Zirkulierende Flüstergalerie-Mode für einen Mikroresonator mit einem Radius von  $50\mu\text{m}$

migem Resonator lässt sich mit  $\text{TE}_l^\nu$  für eine Transversal-Elektrische- oder  $\text{TM}_l^\nu$  für eine Transversal-Magnetische-Polarisation bezeichnen. Die Kennzahl  $l$  definiert die azimutale Modenordnung, die zweite Kennzahl  $\nu$  bezieht sich auf die radiale Modenordnung [KBML07]. Quasi-Radiale-Moden sind ebenfalls in einer Mikrodisk ausbreitungsfähig. Diese speziellen Moden werden im Gegensatz zu Flüstergalerie-Moden von gegenüberliegenden Seitenwänden reflektiert, sie sind aber wegen der fehlenden Totalreflexion nicht sehr häufig [Ober04].

Der hier dargestellte Mikroresonator hat einen Radius von  $50\mu\text{m}$ . In Abbildung 4.4 ist eine charakteristische TM-Mode aus 4.3 in der  $r$ - $z$ -Ebene dargestellt <sup>1</sup>. Es ist zu erkennen, dass in beiden Abbildungen die Mode geführt wird und die charakteristische Zirkulation am Außenrand des Resonators stattfindet. Demnach kann ein Resonator zur Ausbildung von Flüstergalerie-Moden in dem 3-Schicht-System  $\text{SiO}_2/\text{SiON}/\text{SiO}_2$  angeregt werden. Die Simulation der TE-Moden errechnet sich analog.

<sup>1</sup>Koordinatensystem ist in Abbildung 4.2 dargestellt



**Abbildung 4.4:** *TM-Mode mit der azimuthalen Modennummer 294 bei einer Frequenz von 194 THz in der r-z-Schnittebene im Mikroresonator mit Vergrößerung*

## 4.2 Charakteristische Kenngrößen optischer Mikroresonatoren

Die bekannteste Kenngröße für Mikroresonatoren ist der Gütefaktor  $Q$ . Die Güte definiert sich über das Verhältnis von der im Resonator gespeicherten Energie  $W$  zur Verlustleistung ( $-dW/dt$ ), multipliziert mit der Resonanzkreisfrequenz  $\omega_0$  [Horn05]:

$$Q = \omega_0 \frac{W}{-dW/dt}. \quad (4.1)$$

Je geringer die Verluste im Resonator sind und je länger das elektromagnetische Feld im Resonator zirkulieren kann, desto höher ist die Güte [Horn05]:

$$Q = \omega_0 \tau, \quad (4.2)$$

wobei  $\tau$  die Abklingzeit der Welle im Resonator ist. Für den zeitlichen Verlauf der im Resonator gespeicherten Energie  $W$  ergibt sich laut [Haus11]:

$$W(t) = W_0 \exp(-\omega_0 t/Q) = W_0 \exp(-t/\tau). \quad (4.3)$$

Über die Halbwertsbreite und die Resonanzkreisfrequenz lässt sich die Güte aus einem gemessenen Resonanzverlauf direkt bestimmen [KBML07]:

$$Q = \frac{\omega_0}{\delta\omega_{\text{FWHM}}} = \frac{\lambda}{\delta\lambda_{\text{FWHM}}}. \quad (4.4)$$

Die Halbwertsbreite  $\delta\omega_{\text{FWHM}}$  ( $\delta\lambda_{\text{FWHM}}^2$ ) beschreibt dabei den Frequenzabstand (Wellenlängenabstand), bei dem die transmittierte Leistung auf die Hälfte des Maximums abgefallen ist. Die zeitliche Begrenzung für den Einschluss des elektromagnetischen Feldes in Mikroresonatoren stellt der Gütefaktor dar, die räumliche

<sup>2</sup>von engl. *Full Wave at Half Maximum*

Ausdehnung wird durch das Modenvolumen  $V_M$  charakterisiert. Das Modenvolumen berechnet sich nach [KSV04] zu:

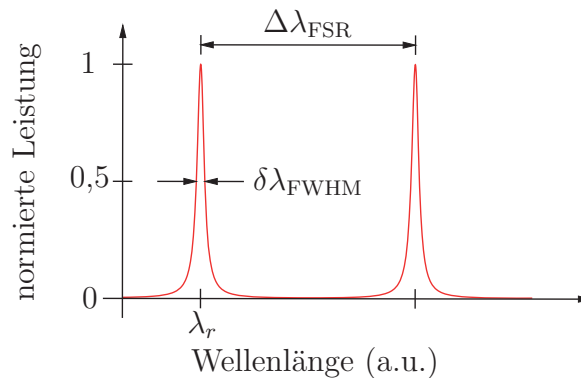
$$V_M = \frac{\int \varepsilon(r)|E(r)|^2 dV}{\max[\varepsilon(r)|E(r)|^2]}. \quad (4.5)$$

Die Größe  $E(r)$  bezeichnet das elektromagnetische Feld und  $\varepsilon(r)$  die ortsabhängige Dielektrizitätskonstante. Das Modenvolumen entspricht dann dem Integral über das Betragsquadrat des elektrischen Feldes der Mode in Abhängigkeit vom Ort, normiert auf das Maximum der Energiedichte in Abhängigkeit vom Ort. Mikroresonatoren kennzeichnet ein kleines Modenvolumen und eine hohe Güte. Das elektromagnetische Feld zirkuliert in einem kleinen Raum über einen langen Zeitbereich, wodurch sich eine hohe Intensität des zirkulierenden Feldes ergibt.

Der Abstand zwischen den einzelnen Moden im Resonator wird als freier Spektralbereich eines Resonators (FSR<sup>3</sup>) bezeichnet und bestimmt sich zu [Majk09]:  $\lambda_{\text{FSR}} = \lambda_m - \lambda_{m+1}$ . Die Finesse  $F$  des Resonators ist abhängig vom freien Spektralbereich und drückt sich durch das Verhältnis des freien Spektralbereichs und der Halbwertsbreite  $\delta\lambda_{\text{FWHM}}$  [KBML07] aus:

$$F = \frac{\Delta\lambda_{\text{FSR}}}{\delta\lambda_{\text{FWHM}}}. \quad (4.6)$$

Ein typischer Verlauf der Intensität des elektromagnetischen Feldes bezogen auf die Wellenlänge ist in der Abbildung 4.5 exemplarisch für einen FABRY-PÉROT-Resonator abgebildet.



**Abbildung 4.5:** Schematische Darstellung eines Resonanzverlaufs eines FABRY-PÉROT-Resonators zur Definition des freien Spektralbereichs und der Halbwertsbreite [HGI08]

Dem Einsatz von aktiven Mikroresonatoren steht ein weites Feld an Einsatzmöglichkeiten offen, zum Beispiel in Form von Mikrolasern [MTB<sup>+</sup>09, KKPV06],

<sup>3</sup>von engl. *Free Spectral Range*

als Biosensor [VA08] oder in der Quantenoptik [Vaha04]. Dies setzt aber möglichst hohe Gütefaktoren voraus. Der nächste Abschnitt präzisiert aber, dass die Resonanz im Mikroresonator in der Realität von vielen Einflussfaktoren gestört wird und somit Verluste entstehen, die den  $Q$ -Faktor schmälern.

### 4.3 Beschränkungen des Gütefaktors

Die Gesamtgüte  $Q$  bestimmt sich durch mehrere, einzeln bestimmbare Einflussfaktoren [GSI96, Min06]:

$$Q^{-1} = Q_{\text{int}}^{-1} + Q_{\text{ext}}^{-1} = Q_{\text{abs}}^{-1} + Q_{\text{rad}}^{-1} + Q_{\text{ss}}^{-1} + Q_{\text{cont}}^{-1} + Q_{\text{ext}}^{-1}. \quad (4.7)$$

Die Güte lässt sich demnach in zwei Bereiche aufteilen:

- Die intrinsische Güte  $Q_{\text{int}}$  setzt sich, vergleichbar mit den Verlusten in Wellenleitern (siehe Abschnitt 3.4), aus der Absorption im Resonatormaterial  $Q_{\text{abs}}$ , der Verluste durch die Krümmung des Resonators  $Q_{\text{rad}}$ , der Streuung an der Resonatoroberfläche sowie am Rand des Resonators  $Q_{\text{ss}}$  und die Verluste durch Kontamination auf dem Resonator  $Q_{\text{cont}}$  zusammen.
- Die externe Güte  $Q_{\text{ext}}$  beinhaltet die Verluste, die durch eine Kopplung eines Wellenleiters an den Resonator entstehen.

In den SiON- und SiO<sub>2</sub>-Schichten für die Wellenleiter und Resonatoren kommt es zu vermehrtem Wasserstoffeinbau bei der Herstellung in Form von Si-H-, Si-O-H- oder N-H-Gruppen, die im für die Telekommunikation wichtigen Wellenlängenbereich von 1,55  $\mu\text{m}$  zu Absorptionen führen (siehe auch Kapitel 2.1.2). Durch Prozessoptimierung lassen sich diese, und somit auch die Absorption im Material, minimieren.

Die Verluste durch die Krümmung im Resonator reduzieren sich bei steigendem Radius der Krümmung. Bereits im Abschnitt 3.2 wurde für gekrümmte Wellenleiter mit einem wellenführenden Kern aus SiON festgestellt, dass Radien über 10  $\mu\text{m}$  vernachlässigbare Verluste hervorrufen. Krümmungsverluste fallen nach [GSI96] exponentiell ab. Mit einem Verhältnis von  $2R/\lambda \geq 15$  beziffert sich  $Q_{\text{rad}}$  auf  $> 10^{11}$ . Der simulierte gekrümmte Wellenleiter (siehe Abschnitt 3.2) bestätigt die Angaben aus der Literatur.

Die Verluste durch Streuung an der Resonatoroberfläche und am Rand stellen die größte Beeinträchtigung für die Güte des Resonators dar [BSBP04]. Durch die verwendete Prozesstechnik in der Lithographie und Ätztechnik lassen sich feine Rauheiten und Oberflächendefekte nicht ganz vermeiden.

Verluste durch Kontamination auf dem Resonator ( $Q_{\text{cont}}$ ) treten durch Ablagerungen von Ätzrückständen, Fotolackresten oder Wasserablagerungen auf, die das

zirkulierende Feld stören und den Gütefaktor mindern. Durch Reinigungsprozesse und im  $\text{O}_2$ -Plasma eines Barrel-Reaktors lassen sich Kontaminationen weitestgehend entfernen.

Neben den beschriebenen intrinsischen Verlusten reduziert sich die Güte zusätzlich durch die Kopplung an einen Wellenleiter. Dabei hängt die Größenordnung vom Radius, dem Brechungsindex, der Wellenlänge und insbesondere vom Koppelungskoeffizienten ab. Auf den Einfluss durch Kopplung wird im Abschnitt 5.1 näher eingegangen.

## 4.4 Parametereinflüsse auf die Güte

Die Anzahl der ausbreitungsfähigen Moden ist im Allgemeinen durch die Schichtdicke  $x_d$  des wellenführenden Kerns bestimmt, wie bereits für Schichtwellenleiter in Gleichung (3.3) gezeigt. Ist die Schichtdicke zu niedrig, werden keine Moden geführt. Neben der Dicke des Resonators hat aber auch der Radius des Resonators Einfluss auf die Güte. Steigt der Radius des Resonators, verringern sich die Krümmungsverluste exponentiell und der Gütefaktor erhöht sich. Mikroresonatoren als Sensoren büßen bei wachsendem Radius Empfindlichkeit ein [TSC08]. Fällt der Radius des Mikroresonators aber unter einen bestimmten Wert überwiegen die Krümmungsverluste und die Empfindlichkeit des Sensors bricht ein.

Die Krümmungsverluste, und damit auch der  $Q$ -Faktor, sind neben dem Radius auch vom Brechungsindexunterschied zwischen wellenführendem Kern und umgebendem Medium abhängig. Bisher wurde von einer sprunghaften Brechzahländerung an der Grenzfläche zwischen Kernschicht und Mantel ausgegangen. Durch Dotierung mit unterschiedlichen Materialien wie Bor, Phosphor oder Aluminium lässt sich der Brechungsindex des Materials beeinflussen und kontinuierlich verändern.

Der Brechungsindex der wellenführenden Schicht lässt sich neben einer möglichen Dotierung auch durch die Temperatur beeinflussen. Die Änderung der Temperatur hat zwei Einflüsse auf den Mikroresonator: Der Durchmesser verändert sich durch Wärmeausdehnung und der Brechungsindex wird durch die Materialeigenschaften beeinflusst [Horn05]. Bei Polymeren mit einem großen thermooptischen Koeffizienten überwiegt der Effekt der Änderung des Brechungsindex gegenüber der Wärmeausdehnung. Für Materialien mit einem kleineren Koeffizienten wiederum ist der Effekt der Wärmeausdehnung dominanter [Horn05].

Der Brechungsindex von  $\text{SiO}_2$  und  $\text{SiON}$  ist ebenfalls von der Temperatur abhängig, der thermooptische Koeffizient aber ist mit etwa  $10^{-6}$  um ein hundertfaches kleiner als bei den üblich verwendeten Polymeren [Diec02] und damit ungeeignet für eine Sensoranwendung.

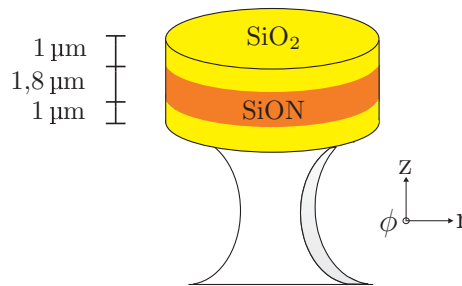
Einflüsse wie Temperatur, ein elektrisches Feld oder auch ein kleiner Partikel in der unmittelbaren Umgebung des Mikroresonators haben eine große Wirkung auf die optischen Eigenschaften und die Resonanzfrequenz des Resonators. Resonanzen bilden sich im Resonator durch konstruktive Interferenz aus, also durch phasenrichtige Überlagerung einer im Resonator zirkulierenden Lichtwelle. Die Welle wird am Außenrand des Resonators durch Totalreflexion geführt. Um den Resonator bildet sich ein exponentiell abklingendes Feld, auch evaneszentes Feld genannt (siehe auch Abschnitt 1.2.3). Ist das evaneszente Feld stark genug, einen Partikel in der Nähe des Resonators zu erreichen, kann es sich dort weiter ausbreiten (Tunnel-Effekt). Der Einfluss des Partikels führt somit zu einer sogenannten „gestörten inneren Totalreflexion“ innerhalb des Resonators und zu einer Veränderung der Phase der totalreflektierten Welle [Horn05]. Neben der Position ändert sich auch die Amplitude der Resonanz, woraus eine Verringerung der Güte resultiert [Horn05].

## 4.5 Realisierung der Mikroresonatoren

Für die Integration der Heizer zur variablen Kopplung des Wellenleiters an den Resonator muss der Resonator vom darunter liegenden Silizium aus mehreren Gründen isoliert werden. Silizium verfügt über einen hohen Wärmeleitwert und würde die erzeugte Hitze zu schnell abführen. Weiterhin wäre eine variable Kopplung durch das Silizium-Substrat ebenfalls nicht möglich. Ein zusätzlicher positiver Nebeneffekt ist die Minimierung von Führungsverlusten, die aus dem höheren Brechungsindex des Siliziums im Vergleich zum SiON resultieren.

Insbesondere sphärische und Mikrodisk-Strukturen erlauben sehr hohe Güten, die in dem Maße von keinen anderen dielektrischen Resonanzstrukturen erzielt werden können [Vaha04]. Die Herstellung von typischen Mikrodiskresonatoren erfolgt dabei durch eine nasschemische Strukturierung des  $\text{SiO}_2$  mit Flusssäure und einen anschließenden Trockenätzprozess mit Xenondifluorid ( $\text{XeF}_2$ ) zur Unterätzung des Resonators [AKSV03]. Aber auch Resonatoren auf SOI-Basis [BJP05] und Mikroresonatoren aus Polymeren [Haus11] können hohe Gütefaktoren erreichen.

Die in dieser Arbeit hergestellten und charakterisierten Mikroresonatoren bestehen aus der gleichen Schichtstruktur  $\text{SiO}_2/\text{SiON}/\text{SiO}_2$  wie die bereits beschriebenen Wellenleiter auf einem Silizium-Substrat. Dieses Schichtsystem ist für die finale Integration der Wellenleiter und Resonatoren unerlässlich, wenn die Wellenführung im SiON verläuft. Die SiON-Kernschicht ist  $1,8\ \mu\text{m}$  dick. Für einen definierten Brechungsindexunterschied ist das SiON durch eine jeweils  $1\ \mu\text{m}$  dicke  $\text{SiO}_2$ -Schicht begrenzt. Die Abbildung 4.6 zeigt den schematischen Aufbau des Resonators im 3-Schicht-System. Die Strukturierung des Schichtsystems wird mit den bereits bekannten Parametern für die Lithografie und dem Ätzprozess durchgeführt. Der



**Abbildung 4.6:** Schematische Darstellung des Mikroresonators im 3-Schicht-System

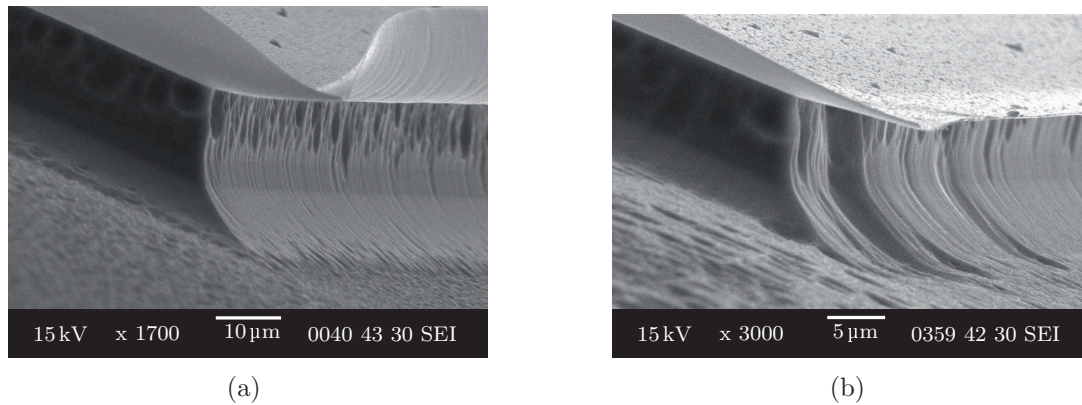
darauf folgende Prozess der isotropen Unterätzung des Resonators ist erforderlich, um eine freistehende Struktur zu erhalten.

Eine Vielzahl von Ätzlösungen wie Kaliumhydroxid (KOH), Natriumhydroxid (NaOH), Salpetersäure ( $\text{HNO}_3$ ) zusammen mit Flußsäure (HF), sowie Ammoniumhydroxid ( $\text{NH}_4\text{OH}$ ) können für die Strukturierung von Silizium verwendet werden [Köhl99]. Die geringe Selektivität der Ätzverfahren gegenüber den Kern- und Mantelmaterialien des Wellenleiters und das an die Kristallstruktur des Siliziums gebundene Ätzprofil lassen aber nur einen trockenchemischen Prozess zur Resonatorstrukturierung zu.

Ein optimaler Prozess für die Strukturierung der Mikroresonatoren muss eine hohe Unterätzung bei einer ausreichend hohen vertikalen Ätzrate und geringe Oberflächenrauheiten gewährleisten. Die Selektivität ist ebenfalls eine entscheidende Kenngröße für das Unterätzen der Resonatoren, da bei diesem Prozess nicht nur die Maske, sondern auch das wellenführende Material an den Seitenwänden direkt dem Prozess ausgesetzt ist. Eine Prozessvalidierung unter Einflussnahme der Prozessparameter Druck, Gasfluss und HF-Leistung soll neben einem möglichst optimalen Prozess auch die Querabhängigkeiten zwischen den Entscheidungskriterien aufzeigen.

Zur Prozessoptimierung werden Prozessreihen mit systematisch variierten Ätzparametern durchgeführt. Versuche mit den Gasflüssen  $\text{CF}_4/\text{N}_2\text{O}$  und einem möglichst hohen Prozessdruck resultieren in einem hohen Grad der Unterätzung. Einhergehend mit den guten Unterätzungen ist aber die Rauheit an den Seitenflächen bei dieser Kombination der Gase zu hoch. Daher findet diese Methode für die weitere Prozessierung keine Berücksichtigung. Rechteck-Strukturen bilden die Maske für die Prozessreihen. Die Maskierung besteht zusätzlich zur Lackschicht aus einer 300 nm dicken Aluminium-Schicht, die im RIE-Prozess mit Chlorgas strukturiert wird. Beispielhaft ist in Abbildung 4.7 die Unterätzung des Siliziums in der PECVD-Anlage mit  $\text{CF}_4/\text{N}_2\text{O}$  bei verschiedenen Prozessdrücken angegeben.

Die Nachteile des  $\text{CF}_4/\text{N}_2\text{O}$ -Prozesses lassen sich mit einem Ätzprozess in der RIE-Anlage OXFORDS INSTRUMENTS Plasmalab 80µ+ mit Schwefelhexafluorid



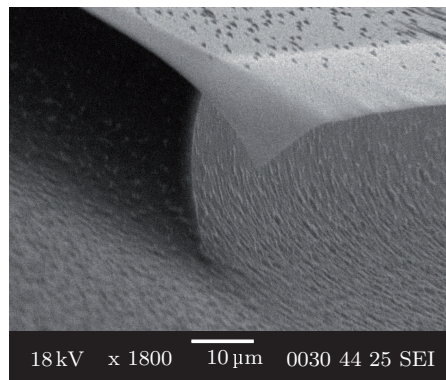
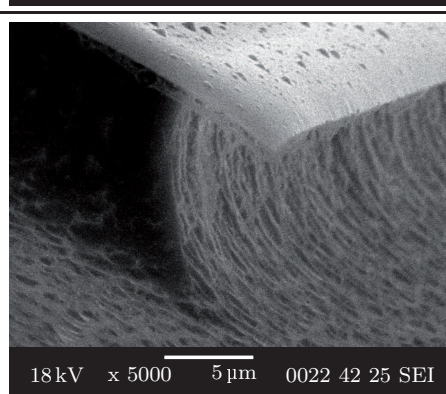
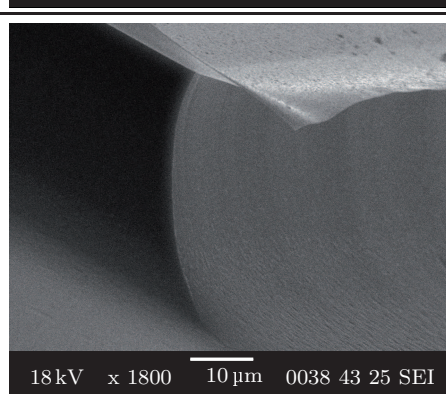
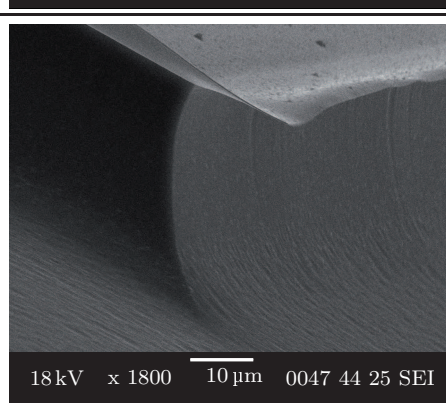
**Abbildung 4.7:** *Isotroper Ätzprozess unter einer Aluminium-Schicht bei 150 W Leistung, einem Gasfluss von  $\text{CF}_4/\text{N}_2\text{O} = 90/60$  sccm, einer Ätzzeit von 10 min und (a) 133,3 Pa oder (b) mit 66,7 Pa Prozessdruck*

( $\text{SF}_6$ ) umgehen. Für die Unterätzung der Mikroresonatoren mit  $\text{SF}_6$  fand ausschließlich die Plasmalab 80 $\mu$ + Anwendung, weil nur für diese Anlage ein ausreichend hoher Druck eingestellt werden kann. Mit einem hohen Prozessdruck vollzieht sich der Ätzabtrag von allen Seiten, weil mit steigendem Druck die freie Weglänge der Ionen abnimmt, der Ätzprozess verläuft isotrop [Hill08]. Der finale  $\text{SF}_6$ -Prozess basiert auf Analysen und Prozessoptimierungen aus den Arbeiten von [Stüh10, Broc09] und wurde durch die Arbeit von [Hett11] weiter verfeinert.

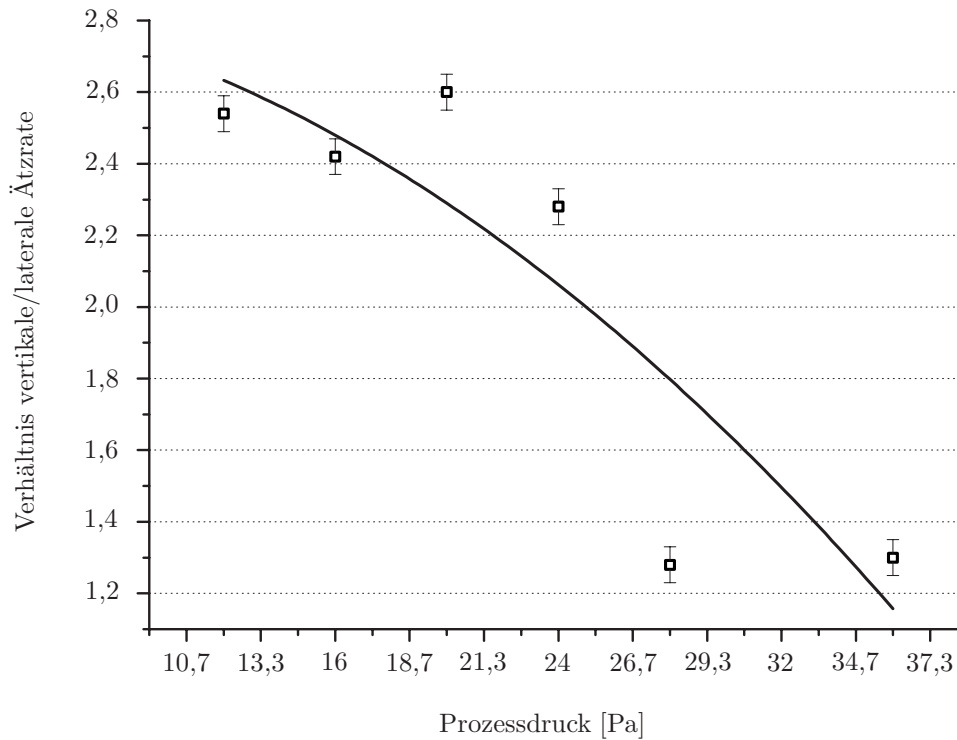
Anhand der Darstellung in Abbildung 4.8 veranschaulicht sich der Zusammenhang zwischen Prozessdruck und dem Verhältnis von lateraler zu vertikaler Ätzrate von Silizium. Die restlichen Prozessparameter verbleiben konstant: 26,3 sccm  $\text{SF}_6$ -Gasfluss und 150 W HF-Leistung. Wie zu erwarten steigt die laterale Ätzrate im Vergleich zur vertikalen Ätzrate mit wachsendem Druck stärker an. Damit fällt das Verhältnis vertikaler zu lateraler Ätzrate bei steigendem Druck ab. Um den Einfluss des Gasflusses auf das Ätzergebnis zu charakterisieren, wird bei einer erneuten Messreihe der Gasfluss variiert. Die unterschiedlichen Ätzresultate untermauert die Tabelle 4.1 mit ausgesuchten trockenchemischen Silizium-Unterätzungen. Die Strukturen mit höherem Gasfluss zeigen aufgrund der Zunahme der reaktiven Teilchen eindeutig den homogeneren Ätzprozess. Der hier ermittelte Wert von 134 sccm zeigt diesbezüglich gute Ergebnisse. Der in der Abbildung 4.8 bestätigte Zusammenhang der steigenden Ätzrate bei wachsendem Druck bleibt auch für den höheren Gasfluss erhalten.

Bei sehr starker Beschleunigung der Ionen (HF-Leistung 250 W) erhöht sich die Ätzrate für das Silizium. Die Belastung auf die zu ätzende Schicht und die Maske steigt jedoch ebenfalls, weil der physikalische Ätzabtrag überwiegt. Zur Schonung der Strukturen muss die Leistung auf 150 W reguliert werden, nachteilig



<p>a)</p> <ul style="list-style-type: none"> <li>• Druck: 36 Pa</li> <li>• Gas: <math>\text{SF}_6 = 26,8 \text{ sccm}</math></li> <li>• Ätzrate lateral: <math>2 \mu\text{m}/\text{min}</math></li> <li>• Ätzrate vertikal: <math>2,6 \mu\text{m}/\text{min}</math></li> </ul>	
<p>b)</p> <ul style="list-style-type: none"> <li>• Druck: 28 Pa</li> <li>• Gas: <math>\text{SF}_6 = 26,8 \text{ sccm}</math></li> <li>• Ätzrate lateral: <math>1 \mu\text{m}/\text{min}</math></li> <li>• Ätzrate vertikal: <math>1,3 \mu\text{m}/\text{min}</math></li> </ul>	
<p>c)</p> <ul style="list-style-type: none"> <li>• Druck: 36 Pa</li> <li>• Gas: <math>\text{SF}_6 = 134 \text{ sccm}</math></li> <li>• Ätzrate lateral: <math>2,4 \mu\text{m}/\text{min}</math></li> <li>• Ätzrate vertikal: <math>3,4 \mu\text{m}/\text{min}</math></li> </ul>	
<p>d)</p> <ul style="list-style-type: none"> <li>• Druck: 28 Pa</li> <li>• Gas: <math>\text{SF}_6 = 134 \text{ sccm}</math></li> <li>• Ätzrate lateral: <math>2,7 \mu\text{m}/\text{min}</math></li> <li>• Ätzrate vertikal: <math>3,1 \mu\text{m}/\text{min}</math></li> </ul>	

**Tabelle 4.1:** Ausschnitt aus dem Optimierungsprozess zur Unterätzung der Resonatoren (Ätzzeit 10 min, Leistung bei 150 W)



**Abbildung 4.8:** Bestimmtes Verhältnis von vertikaler zu lateraler Ätzrate mit Fehlerband für Silizium in Abhängigkeit vom Prozessdruck bei 26,3 sccm  $\text{SF}_6$ -Gasfluss und 150 W HF-Leistung

hierbei ist aber die nur halb so große Ätzrate. Bei einem Druck von 49,3 Pa lassen sich Unterätzungen im Verhältnis zum senkrechten Abtrag von 80 % erreichen, die Ätzrate verbleibt aber im Vergleich mit niedrigeren Drücken auf einem geringem Niveau.

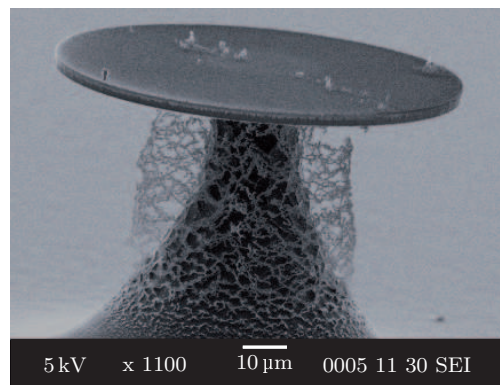
Zur Charakterisierung der freistehenden Resonatorstrukturen ist eine Höhe von mindestens 50  $\mu\text{m}$  erforderlich, um die Kopplung mit einer Faser und damit eine Bestimmung des Q-Faktors zu ermöglichen. Daraus resultiert als Voraussetzung für eine Realisierung des Mikroresonators eine ausreichend hohe Ätzrate und gleichzeitig eine hohe Selektivität der Maske zum Ätzprozess. Die Querabhängigkeiten zwischen Ätzrate und Druck, sowie zwischen der HF-Leistung und Ätzrate erschweren die Suche nach einer optimalen Wahl der Prozessparameter. Für den Ätzprozess der Resonatoren ist durch die Mindesthöhe von 50  $\mu\text{m}$  neben der hohen vertikalen Ätzrate ebenfalls eine hohe laterale Ätzrate notwendig. Mit einem Druck von 16 Pa ist die Ätzrate in lateraler und vertikaler Richtung hoch genug. Die in Tabelle 4.2 beschriebenen Parameter kennzeichnen einen Kompromiss der genannten Querabhängigkeiten.

Parameter	Wert
Druck [Pa]	16
$\text{SF}_6$ -Gasfluss [sccm]	134
RF-Leistung [W]	100
Ätzrate [nm/min]	336

**Tabelle 4.2:** Parameter zur Ätzung des Siliziums für die Herstellung der Mikroresonatoren

Die Chrom-Schicht, die bereits zur Strukturierung der dielektrischen Schichten verwendet wird, maskiert die Strukturen während des Silizium-Ätzprozesses. Auch hier reicht die Schichtdicke von  $0,2\ \mu\text{m}$  für das Chrom aus. Die minimale Höhe von  $50\ \mu\text{m}$  für die Charakterisierung der Resonatoren impliziert eine stark unterätzte Resonatorstruktur. Dadurch können nur ausreichend große Resonatoren den Prozess für die freistehenden Strukturen überdauern und anschließend für die Charakterisierung zur Verfügung stehen. Dieser Umstand ändert sich durch eine Integration der Kopplung auf dem Silizium-Chip.

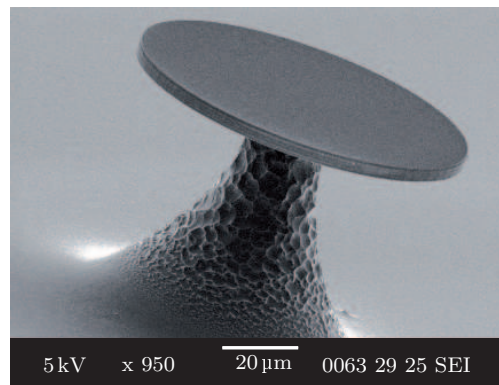
Statt einer Kohlenstoff-Elektrode kommt für den Silizium-Ätzprozess eine Aluminium-Elektrode zum Einsatz. Durch die Verwendung von Aluminium wird vermieden, dass einzelne Kohlenstoffatome die Seitenwände des Resonators passivieren und den Ätzabtrag somit verhindern.



**Abbildung 4.9:** Resonatorstruktur mit Polymerisation durch den Ätzprozess

Auffällig sind die Polymerketten in Abbildung 4.9, die sich während des Ätzprozesses reproduzierbar um den gesamten Resonator bilden. Die Kettenbildung entsteht durch den Ätzprozess und wird durch die Fluorchemie unterstützt. Der Prozess kann mit den gewählten Prozessparametern nicht umgangen werden, da eine Verwendung von  $\text{O}_2$  während des Prozesses die Selektivität zur Maske zu stark einschränkt. Versuchsreihen zur Ätzung des Siliziums unter Verwendung von  $\text{SF}_6$  und

$\text{O}_2$  liegen bereits vor [Stüh10]. An den Prozess der Trockenätzttechnik anschließend werden die Polymere in einer  $50^\circ\text{C}$  warmen Lösung entfernt. Die Polymerentfernungslösung EKC 265 besteht aus einem Gemisch aus 2-(2-Aminoethoxy)-Ethanol, Hydroxylamin und Catechol. Abschließend wird die Chrommaske trockenchemisch gelöst, und die Resonatoren werden zur Charakterisierung vereinzelt. Die Abbildung 4.10 verdeutlicht die verbesserte Prozessführung.



**Abbildung 4.10:** Resonatorstruktur mit einem Radius von  $40\mu\text{m}$  und einer Höhe von ca.  $65\mu\text{m}$

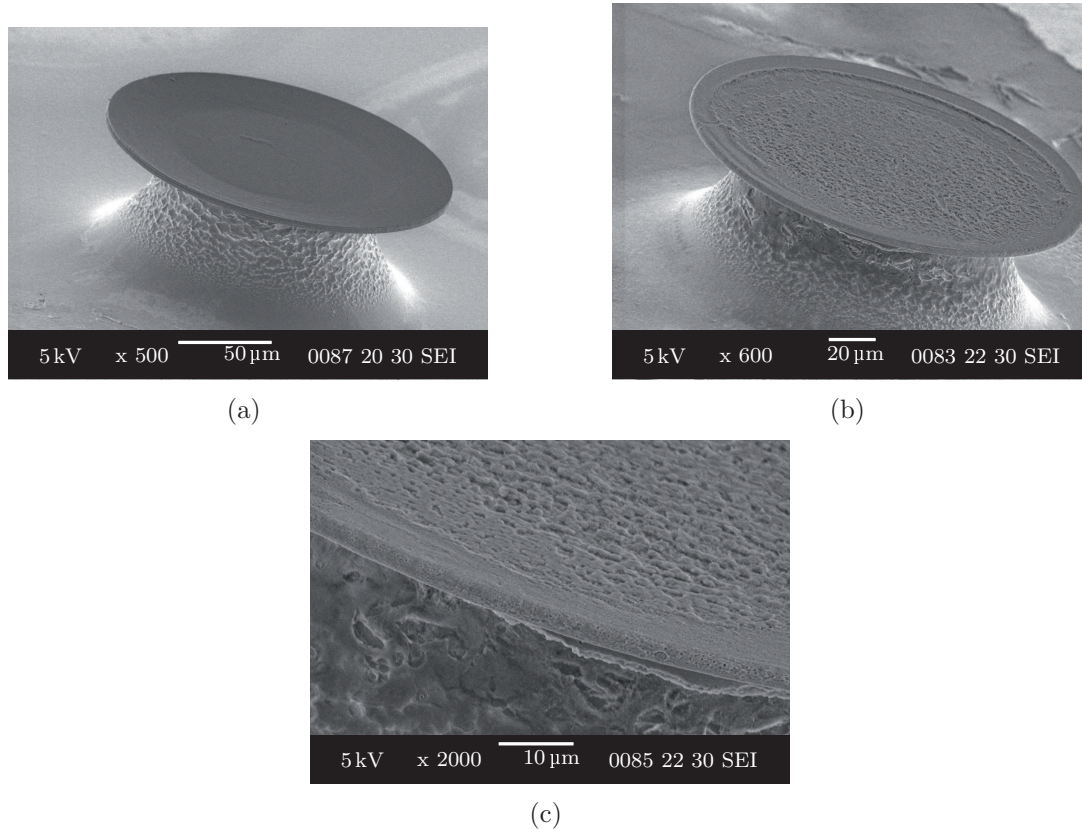
Bemerkenswert sind die glatten Kantenstrukturen und die niedrige Oberflächenrauheit. Die Charakterisierung der freistehenden Resonatoren bezüglich der Güte folgt im Kapitel 5.1.2.

Mit den in Kapitel 2.1.3 eingeführten Optimierungen für den Depositions-Prozess ist es gelungen, Schichten mit einer geringen Oberflächenrauheit herzustellen. Eine Anpassung der Gasflussmenge und die Erhöhung der Elektrodentemperatur auf  $375^\circ\text{C}$  reduzieren die Anzahl der Wasserstoffverbindungen, wodurch sich die Schicht verdichtet. Aus diesem Grund bewirkt eine nach dem Ätzprozess durchgeführte Aushärtung mittels RTA<sup>4</sup> keine weiteren Verbesserungen bezüglich der Oberflächenrauheit der Resonatoren. Praktische Untersuchungen in der Arbeit von [Stüh10] bestätigen diese Aussage.

Wie schon im Laufe dieser Arbeit erwähnt, haben neben den Oberflächenrauheiten insbesondere die Rauheiten an den Seitenflächen des Resonators großen Einfluss auf die Gesamtgüte des Resonators. Zur weiteren Glättung der Seitenflächen schmilzt eine Phosphorbelegung die Seitenkante der Resonatoren auf. Die Phosphordotierlösung besteht aus 100 ml Ethylenglykol, 3 g Phosphorpentoxid und 1,2 g Polyvinylalkohol. Die auf bis zu  $120^\circ\text{C}$  erhitzte Lösung wird in kleinen Mengen auf die Resonatoren getropft. Zur Aufschmelzung dient ein Dotierofen, der die behandelten Proben für 1 h auf  $1000^\circ\text{C}$  erhitzt. Die Abbildung 4.11 zeigt die

<sup>4</sup>von engl. *Rapid Thermal Annealing*

Ergebnisse der Aufschmelzung mit einer durch den großen Temperatureinfluss hervorgerufenen leichten Wölbung des äußeren Rings nach oben. Durch eine Erhöhung



**Abbildung 4.11:** Aufschmelzen der Resonatorstruktur durch Phosphorbelegung (a) bei geringer Menge Dotierstoff und (b) mit kompletter Aufschmelzung der Resonatorseitenfläche. Die Detailaufnahme (c) zeigt die poröse Aufschmelzung.

der Dotierstoffmenge kann die Resonatorseitenfläche komplett aufschmelzen. Dieser Vorgang ist mit einer geringen Reproduzierbarkeit verbunden, da die Belastung für die dünnen Resonatoren sehr hoch ist. Die Detailaufnahme der aufgeschmolzenen Schicht dokumentiert, dass die ursprüngliche Schichtstruktur nicht mehr zu erkennen ist und auch keine Riefen oder prozessbedingte Fehler vorhanden sind. Die porös aussehende, aufgeschmolzene Schicht beinhaltet Fehlstellen und Löcher. Nachteilig an diesem Verfahren sind die hohen Temperaturen und die hohe Belastung auf die Resonatoren.

Eine Alternative, aber ebenfalls nicht CMOS-kompatibel, ist das Aufschmelzen über einen  $\text{CO}_2$ -Laser [AKSV03], der für diese Arbeit nicht eingesetzt wird. Dabei fokussiert der  $\text{CO}_2$ -Laser selektiv auf den Resonator. Das zurückgeätzte Sili-

zium dient als Wärmesenke und wird kaum beeinflusst. Der Resonator hingegen schrumpft zusammen, wobei sich am Rand des Resonators ein Ring mit deutlich reduzierter Rauheit bildet. Damit erhöht sich die Güte des Resonators, die Aufschmelzung verläuft aber selektiv und ist daher zeitintensiv.

# Kopplung zwischen Resonator und Wellenleiter

Für eine Analyse des Resonators ist eine optische Anregung des Resonators notwendig. Anwendungen wie Sensoren, Wellenlängenfilter oder Laser erfordern Möglichkeiten, das elektromagnetische Feld effizient ein- und auch wieder auszukoppeln. Die Anregung von Flüstergalerie-Moden in Mikroresonatoren erfolgt im Allgemeinen durch phasengleiche, evaneszente Kopplung des in einem Wellenleiter geführten Feldes, oder durch ein Prisma [Vaha04]. Die direkte Kopplung durch nicht phasengleiche, breitbandige Anregung ist ineffizient und schwierig zu detektieren.

## 5.1 Kopplungsmechanismen

Ein evaneszentes Feld entsteht im Resonator bei Totalreflexion an der Grenzfläche zu einem optisch dünneren Medium (veranschaulicht am rippenbelasteten Filmwellenleiter Abschnitt 3.1). Die dabei entstehende Welle weist ein exponentiell abklingendes elektromagnetisches Feld senkrecht zur Grenzfläche auf. Durch die exponentielle Dämpfung ist die Ausbreitung des evaneszenten Feldes nicht sehr weit und der Resonator muss nahe an das Feld herangeführt werden.

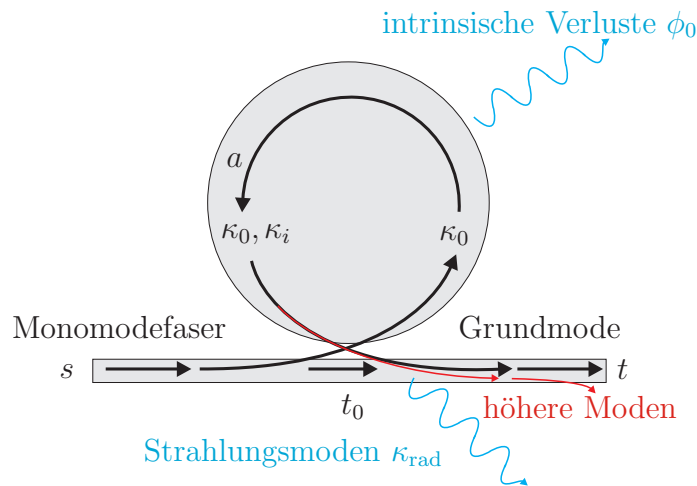
Für diese Arbeit finden Prismen keine Verwendung, freistehende Mikroresonatoren werden mit ausgedünnten optischen Fasern angeregt. Im ausgedünnten Bereich der optischen Faser wird die fundamentale Mode durch den Brechungsindexsprung zwischen Faser und Luft geführt. Das dadurch entstehende evaneszente Feld außerhalb der Faser regt die Flüstergalerie-Moden im Mikroresonator an. Für diesen Fall müssen drei Bedingungen erfüllt sein [Vaha04]:

- Es muss ein räumlicher Überlapp der evaneszenten Felder des Wellenleiters und des Resonators bestehen

- Die Frequenz der anregenden Mode muss mit der Mode des Resonators resonant sein
- Die Ausbreitungskonstanten der Wellenleiter und Resonatormoden müssen aneinander angepasst sein (Phasenanpassung)

Die Notwendigkeit der letzten Bedingung kann laut [Vaha04] gelockert werden, wenn die ausgedünnte optische Faser einmodig ist und der Mikroresonator über eine hohe Güte verfügt. Der Abstand zwischen Faser und Resonator und die Phasenanpassung sind entscheidend für die Stärke der Kopplung. Die Phasenanpassung stellt sich bei gleichen Ausbreitungskonstanten der Faser und der Strukturresonanzen im Mikroresonator ein. In diesem Fall ist der Energietransfer am effizientesten.

Die Kopplung zwischen Resonator und Wellenleiter ist schematisch in Abbildung 5.1 dargestellt. Fehlanpassungen der Polarisation oder der Ausbreitungskon-



**Abbildung 5.1:** Schema der Kopplung zwischen Resonator und Wellenleiter. Dabei wird nur ein Teil der Fundamentalmode  $s$  in den Resonator gekoppelt. Das eingekoppelte Feld regt eine Resonatormode  $a$  mit der Amplitude  $\kappa_0$  an. Die Mode im Resonator mit der Amplitude  $\kappa_i$  koppelt in den Wellenleiter und überlagert sich mit der transmittierten Mode  $t_0$  des Wellenleiters. Die Güte verringert sich durch intrinsische Verluste und Strahlungsmoden [Vaha04].

stanten lassen sich durch eine Vergrößerung der Überlappung zwischen Resonator und Wellenleiter kompensieren. Bei zu geringem Abstand können aber Streuverluste im Resonator steigen und die Güte verschlechtern [Vaha04].



### 5.1.1 Analytische Beschreibung der Anregung von Resonanzen

Zum besseren Verständnis der Kopplung zwischen Resonator und Wellenleiter soll das analytische Modell der gekoppelten Moden <sup>1</sup> herangezogen werden. Aufgrund von Abstrahlungen im Resonator und Resonatormoden, die Energie zurück zur Faser übertragen können, wird hier ein mehrmodiges Modell beschrieben.

Die Bedingung, dass die Kopplung zwischen der Faser und dem Resonator gering ist und die intrinsischen Verluste niedrig sind, erlaubt eine getrennte Betrachtung der einzelnen Anteile, die die Güte des Resonators reduzieren. Unter Berücksichtigung aller Verluste und Verstärkungen folgt [Spil04]:

$$\frac{\partial a}{\partial t} = -\frac{1}{2} \underbrace{\left( \sum_{i=0} \kappa_i^2 + \kappa_{\text{rad}}^2 + \sigma_0^2 \right)}_{\kappa^2} a + j\kappa_0 s. \quad (5.1)$$

Dabei ist  $a$  die Energieamplitude der Resonatormode und  $s$  die Amplitude der einfallenden Welle. Die Amplitude der transmittierten Welle stellt  $t$  dar. Der linke Teil der Gleichung repräsentiert die Verlustrate des Resonators einschließlich des intrinsischen Verlustkoeffizienten im Resonator  $\sigma_0$ , der Auskopplung höherer Moden  $\kappa_{i>0}$  und in die Faser abgestrahlte Moden  $\kappa_{\text{rad}}$ . Diese Energieverluste werden unter dem Begriff der Energieverlustamplitude  $\kappa^2$  zusammengefasst. Der rechte Term stellt die Anregung des Resonators durch die Ankopplung (Kopplungskoeffizient  $\kappa_0$ ) des Wellenleiters dar. Dieser Zusammenhang spiegelt sich ebenfalls in den Einflussfaktoren der Güte des Resonators wider (siehe Abschnitt 4.3). Die Phase des eingekoppelten und des ausgekoppelten elektromagnetischen Feldes ist um  $\pi/2$  verschieden [Spil04]. Aus diesem Grund ist der rechte Teil der Gleichung 5.1 imaginär.

Die Superposition aus dem transmittierten Feld der optischen Faser ( $t_0 \simeq s$ ) und der aus dem Resonator in die Faser gekoppelten Moden entspricht der normierten transmittierten Leistung  $T$  [Haus11], die die Photodiode am Ende der Faser detektiert [Spil04]:

$$T = \left| \frac{t_0}{s} + j\kappa_0 \frac{a}{s} \right|^2. \quad (5.2)$$

Die auftretenden Energieverluste sind im Gleichgewichtszustand gleich der zugeführten Energie, also  $\partial a / \partial t = 0$  [Spil04]. Demnach ergibt sich für die Energieamplitude  $a$ :

$$a = \frac{2j\kappa_0 s}{\kappa^2}. \quad (5.3)$$

<sup>1</sup>von engl. *Coupled Mode Theory*, Abk. CMT

Mit dem Kopplungsparameter  $K$ :

$$K \equiv \frac{\kappa_0^2}{\sum_{i \neq 0} \kappa_i^2 + \kappa_{\text{rad}}^2 + \sigma_0^2} \quad (5.4)$$

gilt für die Transmission im Gleichgewichtszustand

$$T = \left( \frac{1 - K}{1 + K} \right)^2. \quad (5.5)$$

$K$  ist also definiert als Verhältnis der eingekoppelten Energie zu den Gesamtverlusten des Wellenleiter-Resonator Systems [SKPV03].

Der ideale Zustand für die Kopplung zwischen Resonator und Wellenleiter wäre ein Koppler, der sich wie ein Monomode- zu Monomode-Koppler verhalten würde. Zu diesem Zweck wird der Koppelfaktor in einen intrinsischen Anteil  $K_{\text{I}}$  mit

$$K_{\text{I}} \equiv \frac{\kappa_0^2}{\sigma_0^2}, \quad (5.6)$$

der die Kopplung in die gewünschte Wellenleitermode darstellt, und einen parasitären Anteil

$$K_{\text{P}} \equiv \frac{\kappa_0^2}{\sum_{i \neq 0} \kappa_i^2 + \kappa_{\text{rad}}^2} \quad (5.7)$$

unterteilt, der die unerwünschten höheren Moden und Strahlungsmoden des Feldes berücksichtigt. Dann gilt für den Koppelfaktor [Spil04]:

$$\frac{1}{K} = \frac{1}{K_{\text{I}}} + \frac{1}{K_{\text{P}}}. \quad (5.8)$$

Die Idealität  $\mathfrak{J}$  beschreibt die eingekoppelte Leistung in die gewünschte Resonatormode im Verhältnis zur eingekoppelten Leistung in alle Moden. Demnach bestimmt sich die Idealität zu [Spil04]:

$$\mathfrak{J} \equiv \frac{\kappa_0^2}{\sum_{i=0} \kappa_i^2 + \kappa_{\text{rad}}^2} = \frac{1}{1 + K_{\text{P}}^{-1}}. \quad (5.9)$$

Für den Fall  $\mathfrak{J} = 1$  besteht perfekte Kopplung zwischen Faser- und Resonatormode. Wie aus der Gleichung (5.9) ersichtlich, ist die Idealität durch den parasitären Kopplungsfaktor  $K_{\text{P}}$  bestimmt. Der parasitäre Koppelfaktor ist dabei stark vom Abstand des Resonators vom Wellenleiter abhängig [SKPV03].

In Abhängigkeit vom Kopplungsparameter  $K$  lassen sich drei unterschiedliche Kopplungsregime unterscheiden [Min06]:

- Für den Fall  $K < 1$  liegt das unterkoppelte Regime vor. Es gilt für die  $Q$ -Faktoren:  $Q_{\text{int}}^{-1} > Q_{\text{ext}}^{-1}$ . Die Wellenleiter-Resonator-Kopplung ist in diesem Zusammenhang schwach, die intrinsischen Verluste des Resonators dominieren [Haus11].
- Für  $K = 1$  liegt kritische Kopplung vor. Die Transmission verschwindet, die in der Faser geführte Leistung wird komplett in den Resonator gekoppelt, es gilt:  $Q_{\text{int}}^{-1} = Q_{\text{ext}}^{-1}$ . Dieser Fall ist für die nichtlineare Optik [TFGL08] und für Resonatoren als Sensoren interessant [KKD+02].
- Ist der Koppelfaktor  $K > 1$ , dominieren die Verluste der Kopplung zum Resonator gegenüber den intrinsischen Verlusten:  $Q_{\text{int}}^{-1} < Q_{\text{ext}}^{-1}$ , man spricht von Überkopplung.

### 5.1.2 Kopplung der Moden in Flüstergalerie-Resonatoren

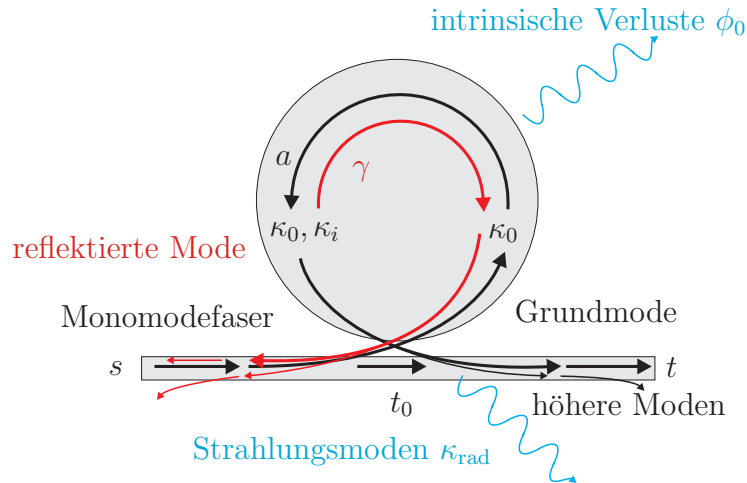
Im vorherigen Abschnitt wurde der Zusammenhang der Kopplung zwischen einem Wellenleiter und eine im Resonator geführte Mode anhand der CMT erklärt, da es sich hier um die Grundlage für die optischen Effekte der Wellenleiter-Resonator-Kopplung handelt. Flüstergalerie-Moden können aber eine natürliche zweifache Entartung aufgrund der möglichen Umlaufrichtung im Uhrzeigersinn und gegen den Uhrzeigersinn aufweisen [WSH+95]. Die Annahme einer nur in einer Richtung laufenden Mode ist insbesondere für Resonatoren mit sehr hohen Gütefaktoren hinfällig. Kleine Defekte wie Rauheiten der Oberfläche oder Materialinhomogenitäten können zirkulierende elektromagnetische Felder in die entgegengesetzte Richtung hervorrufen [WSH+95]. Die Rückkopplung ist also in der analytischen Beschreibung der Wellenleiter-Resonator-Kopplung ein fester Bestandteil [Vaha04].

Die Analyse dieser Kopplung lässt sich weiterhin mit Hilfe der Theorie der gekoppelten Moden (CMT) beschreiben. Die Gleichungen für das zirkulierende Feld im Resonator in Umlaufrichtung des Uhrzeigersinnes ( $a_{\text{cw}}$ ) und entgegengesetzt ( $a_{\text{ccw}}$ ) lauten [Spil04]:

$$\frac{\partial a_{\text{ccw}}}{\partial t} = -\frac{1}{2} \left( \frac{1}{\tau_0} + \frac{1}{\tau_{\text{ex}}^0} + \frac{1}{\tau_{\text{ex}}^i} + \frac{1}{\tau_{\text{ex}}^{\text{rad}}} \right) a_{\text{ccw}} + j\kappa_0 s + j\frac{\gamma^2}{2} a_{\text{cw}} \quad (5.10a)$$

$$\frac{\partial a_{\text{cw}}}{\partial t} = -\frac{1}{2} \left( \frac{1}{\tau_0} + \frac{1}{\tau_{\text{ex}}^0} + \frac{1}{\tau_{\text{ex}}^i} + \frac{1}{\tau_{\text{ex}}^{\text{rad}}} \right) a_{\text{cw}} + j\frac{\gamma^2}{2} a_{\text{ccw}}. \quad (5.10b)$$

Der Koppelkoeffizienten  $\kappa$  definiert sich zu:  $\kappa_0^2 \equiv 1/\tau_0$ . Die Lebensdauer  $\tau$  beinhaltet die intrinsischen Verluste, die Verluste durch Kopplung in höhere Moden und die Verluste durch Abstrahlung. Die Amplitude  $\gamma$  gibt die Rückkopplung der gegenläufigen Moden an (siehe auch Abbildung 5.2). Die Transmission  $T$  aus Gleichung 5.2



**Abbildung 5.2:** Schema der Kopplung zwischen Resonator und Wellenleiter inklusive der Berücksichtigung der Rückkopplung der zirkulierenden Moden. Zusätzlich zu der optischen Leistung, die in vorwärts Richtung in die Faser gekoppelt wird, entsteht ein reflektiertes Feld mit der Amplitude  $\gamma$  [Spil04].

und die Reflexion  $M$  mit  $M = |\kappa_0 a_{cw}/s|^2$  führen für den Fall der Rückkopplung zu:

$$T = \left( \frac{(1+K)(1-K) + \Gamma^2}{(1+K)^2 + \Gamma^2} \right)^2 \quad (5.11a)$$

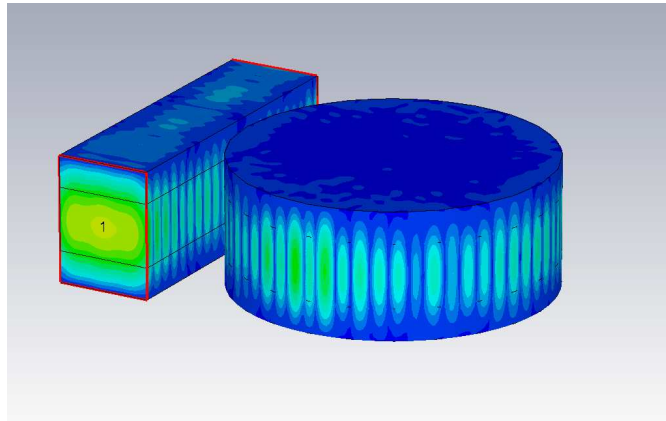
$$M = \left( \frac{2\Gamma K}{(1+K)^2 + \Gamma^2} \right)^2 \quad (5.11b)$$

mit den Faktoren  $K = \kappa_0^2/\sigma_{\text{eff}}^2$ ,  $\Gamma = \gamma^2/\sigma_{\text{eff}}^2$  sowie  $\sigma_{\text{eff}}^2 \equiv \sigma_0^2 + \kappa_i^2 + \kappa_{\text{rad}}^2$ . Der Faktor  $K$  ist schon aus dem vorherigen Abschnitt bekannt,  $\Gamma$  repräsentiert den normierten Teilungsparameter, der das Verhältnis der Amplitude der reflektierten Mode zur Amplitude der geführten Mode in der Faser beschreibt.

Die bereits theoretisch diskutierte Kopplung eines dielektrischen Wellenleiters an einen Resonator soll nun experimentell verifiziert werden. Die Einkopplung des Lichts in den Mikroresonator ist hierbei mittels ausgedünnter Faser über das evaneszente Feld realisiert. Die relative Ausrichtung der Fasern ist durch Nano-Positioniersysteme umgesetzt. Zur Detektion der Flüstergalerie-Moden kommen hier, je nach Modi eine InGaAs-Photodiode bzw. ein Spektrometer zum Einsatz.

Hier können  $Q$ -Werte bis zu  $4 \cdot 10^3$  (Durchmesser  $50 \mu\text{m}$ ) ermittelt werden. Höhere Werte lassen sich noch durch einen nach dem Ätzzvorgang des Resonators absolvierten Aufschmelzvorgang erreichen, was Gegenstand von weiteren Arbeiten ist.

Für zukünftige Anwendungen soll die Charakterisierung des Resonators über einen integriert hergestellten Wellenleiter erfolgen. Das hier aufgeführte Beispiel in Abbildung 5.3 zeigt einen  $3\ \mu\text{m}$  breiten Wellenleiter und einen Resonator ( $R = 5\ \mu\text{m}$ ) mit der bereits bekannten Schichtzusammensetzung  $\text{SiO}_2/\text{SiON}/\text{SiO}_2$ . Der Wellen-

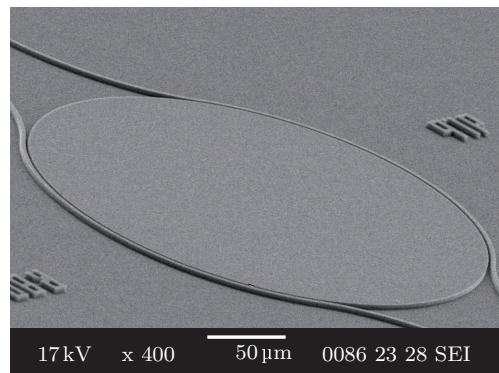


**Abbildung 5.3:** *Simulation der integrierten Kopplung des elektromagnetischen Feldes zwischen Wellenleiter und Resonator bei einer Frequenz von 195 THz*

leiter und der Resonator bestehen nicht nur aus den gleichen Materialien, sondern lassen sich auf einem gemeinsamen Silizium-Chip herstellen. Die rote Umrandung auf beiden Seiten des Wellenleiters stellen die Ports für die Simulation dar, die die Ein- und Ausgangsrichtung des Feldes und die Mode festlegen.

Bei einer Frequenz von 195 THz beträgt der optimale Abstand des Wellenleiters zum Resonator  $0,5\ \mu\text{m}$ . Das geführte Feld des Wellenleiters in der Abbildung 5.3 koppelt am Port 1 ein. Ein Teil des elektromagnetischen Feldes koppelt vom Wellenleiter in den Resonator und wird anschließend, dem Prinzip der Flüstergalerie-Moden folgend, am Rand des Resonators geführt. Die Abbildung 5.3 verdeutlicht, dass eine Kopplung von Licht mit dem hier verwendeten Layout und Schichtaufbau erfolgreich gelungen ist. Weiterführende Simulationen mit größeren Resonatoren oder gekrümmten Wellenleitern an beiden Seiten zur Ein- und Auskopplung lassen sich mit dem verwendeten Programm MICROWAVE STUDIO und der zur Verfügung stehenden Rechnerleistung in einer akzeptablen Zeit (1 Woche) nicht berechnen und werden deswegen nicht weiter verfolgt.

Die Kopplung in diesem Beispiel verläuft nicht optimal, da nur ein geringer Teil des Feldes in den Resonator koppeln kann. Der Bereich, in dem die Kopplung möglich ist, ist durch die Krümmung des Resonators zu klein. Besser geeignet ist ein Layout, das den Koppelbereich durch Krümmung der Wellenleiter verlängert (siehe Abbildung 5.4). Der Rechenaufwand für eine komplette Simulation der



**Abbildung 5.4:** REM Bild eines gekrümmten Wellenleiters im Abstand von  $1\ \mu\text{m}$  vom Mikroresonator

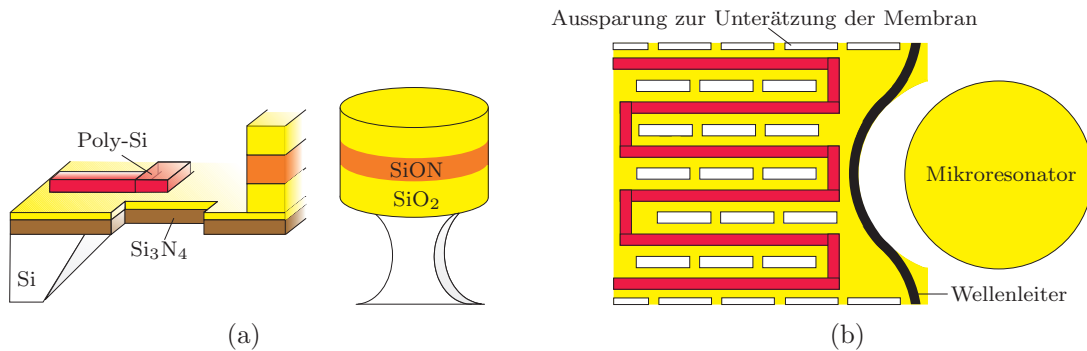
Resonatorstruktur inklusive der angekoppelten Wellenleiter ist aber mit der hier beschriebenen Methode zu hoch.

## 5.2 Ausdehnung einer Membran zur Wellenleiterkopplung

Die Kopplung des evaneszenten Feldes vom Wellenleiter in den Resonator hängt, wie bereits in den behandelten Kapiteln beschrieben, stark vom Kopplungsabstand ab. Die Effizienz zur Einkopplung des Feldes in den Wellenleiter beeinflusst die Güte des Resonators. Ein zusätzlicher Pfad für die Auskopplung einer bestimmten Wellenlänge aus dem Resonator verursacht Verluste im Resonator. Diese und weitere charakteristische Eigenschaften der Wellenleiter-Resonator-Kopplung gilt es langfristig zu untersuchen. Für dieses Ziel reicht es nicht aus, eine Vielzahl von Layoutentwürfen mit unterschiedlichen Abständen zu entwickeln. Eine variable Kopplung, die einen wohl definierten Abstand einnimmt und für eine ausreichend lange Zeit konstant hält, ist für diese Aufgabe am besten geeignet. Die Charakterisierung einer hochauflösenden und kontinuierlichen Verschiebung des Wellenleiters an den Resonator zeigt dann die Abhängigkeit der Güte des Resonators vom Kopplungsabstand.

### 5.2.1 Integration der variablen Kopplung

Die Abbildungen 5.5(a) und 5.5(b) präzisieren das Prinzip der kompletten Heizerstruktur inklusive der Membran, Wellenleiter und dem Resonator. Der Resonator und auch der Wellenleiter bestehen aus einem 3-Schicht-System, in dem das Licht durch Totalreflexion geführt wird. Nach der Strukturierung des Wellenleiters ver-



**Abbildung 5.5:** Schematische Darstellung des Wellenleiter-Resonator Systems mit integriertem Heizer zur variablen Kopplung von der Seite (a) und von oben (b)

bleibt nur eine dünne Membran auf dem Silizium-Substrat, die aber genügend Stabilität für den Wellenleiter bietet. Auf dieser Membran kann eine Heizstruktur aus dotiertem Poly-Si abgeschieden und lithografisch strukturiert werden.

Durch entsprechende Dotierung variiert der Widerstand des Poly-Si. Die entstehende Verlustleistung in der Leiterbahn wandelt sich in Wärmeenergie um. Der Wärmetransport durch das Silizium aber beschleunigt die Wärmeabfuhr und verhindert eine thermischen Ausdehnung. Durch kleine Aussparungen ist es möglich, das Silizium unter der Membran zu entfernen und den Wellenleiter mit der Membran zu verschieben. Die Aussparungen in der Membran und das Layout der Poly-Si-Leiterbahn beeinflussen dabei die Richtung und Intensität der Ausdehnung, wie die Simulation der Heizerstruktur im nächsten Abschnitt im Detail aufzeigt.

Das verwendete Simulationstool ANSYS beruht auf der Finite-Elemente-Methode (FEM) und berechnet die thermoelektrische Ausdehnung der Membran. Die Feldsimulation mit FEM ist für viele Einsatzzwecke geeignet und ist in Bereichen der Mechanik, Strömungslehre, Akustik und thermische Leitung weit verbreitet [BRI05]. Insbesondere der Aufbau der komplexen und zum Teil unstrukturierten Netzgeometrien ermöglicht die Berechnung von aufwendigen Strukturen. Das Netz besteht im dreidimensionalen Fall aus Tetraedern. Damit lassen sich gekrümmte Oberflächen detailgetreu auflösen. Nachteilig hingegen ist der hohe Aufwand an Rechenleistung, die für das lineare Gleichungssystem notwendig ist, um das elektromagnetische Feld zu berechnen. Für nähere Informationen und Beispiel-Berechnungen sei an dieser Stelle auf die Literatur verwiesen [BRI05].

Dem Simulationstool werden Ausdehnungskoeffizienten, Dichten und thermische Leitfähigkeiten zu Grunde gelegt, um eine möglichst genaue Abschätzung für das Verhalten der verschiedenen Materialien zu berechnen. Die nachfolgende Tabelle 5.1 führt die für die Ausdehnung der Membran entscheidenden Materialien und deren charakteristischen Koeffizienten auf. Silizium und SiON sind in der Tabelle

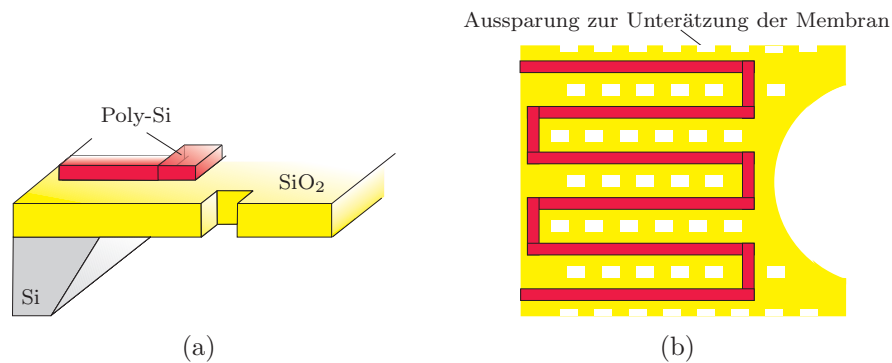
nicht aufgeführt, da das Silizium nach Entfernung durch die Aussparungen keinen Effekt mehr auf die Ausdehnung hat und der Einfluss des SiON im Wellenleiter vernachlässigbar ist.

Material	Thermischer Ausdehnungskoeffizient [10 <sup>-6</sup> /m]	Dichte [g/cm <sup>3</sup> ]	Thermische Leitfähigkeit [W/mK]	Elastizitätsmodul [10 <sup>9</sup> N/m <sup>2</sup> ]
SiO <sub>2</sub>	0,5	2,24	1,4	73
Si <sub>3</sub> N <sub>4</sub>	1,6	3,2	19	270
Poly-Si	2	2,32	30	161

**Tabelle 5.1:** Charakteristische Kenngrößen für die Berechnung der thermoelektrischen Ausdehnung [Mado12]

### 5.2.2 Simulation der Heizerstruktur

Das für die Simulation der Membranausdehnung gestaltete Layout approximiert den Aufbau, um die Berechnung zu erleichtern und Rechenleistung einzusparen. Der Resonator und der Wellenleiter sind für die Ausdehnung nicht relevant und finden im Layout (siehe Abbildung 5.6(a) und 5.6(b)) keine Berücksichtigung. Die hier vorliegenden Ergebnisse der Simulation mit dem Programm ANSYS wurden mit Unterstützung von Fabian Assion aus dem Fachgebiet Sensorik der Universität Paderborn erzielt.

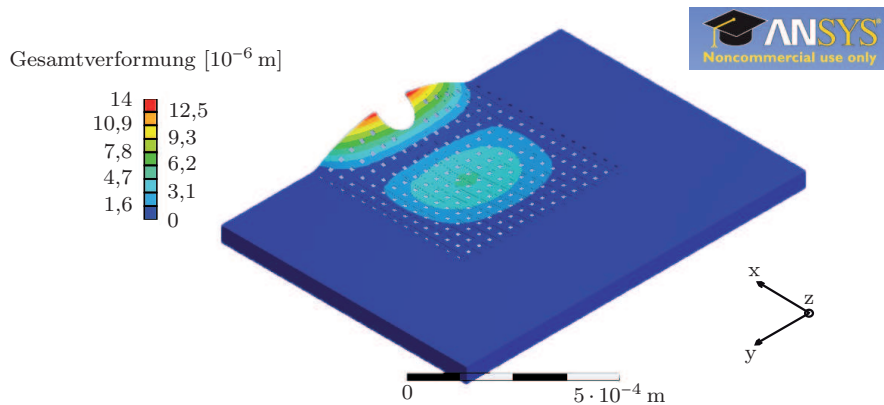


**Abbildung 5.6:** Schematische Darstellung der simulierten Membran mit integriertem Poly-Si-Heizelement in Seitenansicht (a) und von oben (b)

Die Poly-Si-Leiterbahn erstreckt sich über die ganze Membran und verläuft mäanderförmig zwischen den Aussparungen im SiO<sub>2</sub>. Die Kontakte zu den Leiter-



bahnen befinden sich nicht auf der Membran und sind aus diesem Grund nicht dargestellt. Die 700 nm dicke Heizerstruktur befindet sich über einer 1,5  $\mu\text{m}$  dicken  $\text{SiO}_2$ -Membran, deren Aussparungen in Länge, Breite und Abstand variiert werden. Exemplarisch ist in Abbildung 5.7 die Berechnung einer solchen Struktur darge-

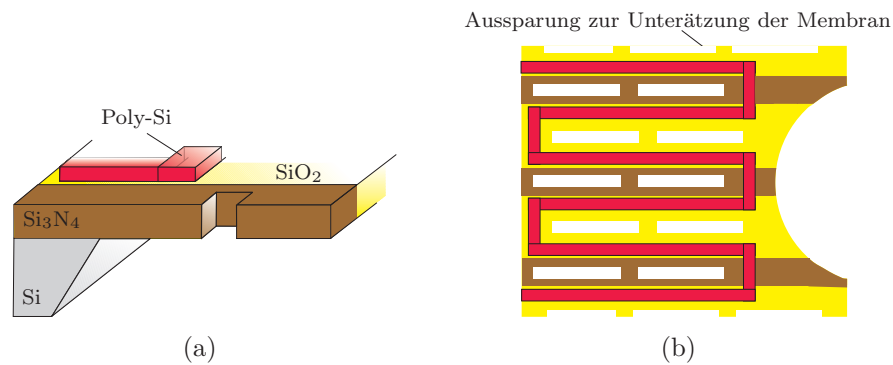


**Abbildung 5.7:** Simulation der thermoelektrischen Ausdehnung eines exemplarischen Layouts für die Membranstruktur

stellt. Mit der Wärmeentwicklung auf der Membran, die zu Temperaturen von 550°C führen kann, entsteht in erster Linie eine Wölbung senkrecht zur Membran in  $z$ -Richtung. Diese Wölbung tritt in der Mitte der Membran, aber vornehmlich am Rand der Krümmung auf. Da das Silizium unter der Membran aufgrund der besseren Wärmeausdehnung entfernt wird, befindet sich der instabilste Punkt auf der Membran jeweils am Randgebiet zum kreisrunden Ausschnitt für die spätere Integration des Resonators. Aus diesem Grund entsteht hier die größte Wölbung, die aber hinsichtlich einer Integration mit Wellenleiter und Resonator nicht akzeptabel ist.

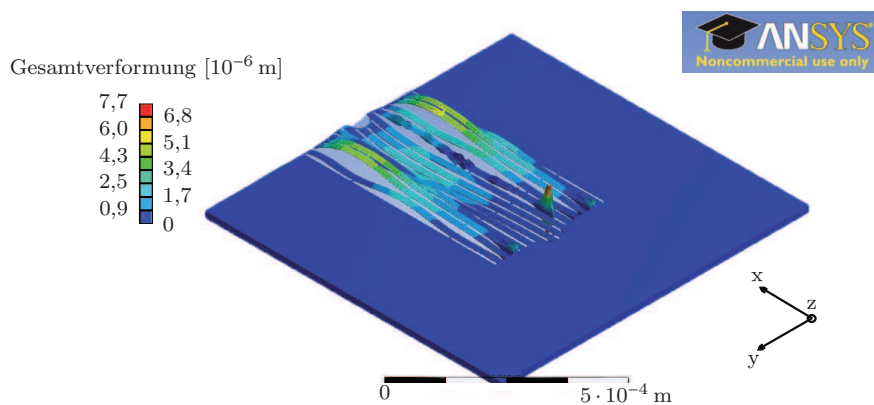
Die starke Wölbung im Bereich der Krümmung soll durch die Vergrößerung der Aussparungen kompensiert werden. Ein zusätzliches Material ( $\text{Si}_3\text{N}_4$ ) soll die damit einhergehende höhere Flexibilität der Membran stabilisieren. Die Abbildungen 5.8(a) und 5.8(b) machen diesen Entwurf deutlich. Die unterschiedlichen Wärmeleitfähigkeiten und die geänderte Fläche der Aussparungen tragen zu einer Unterdrückung der Wölbung bei, wie die Simulation (Abbildung 5.9) der Ausdehnung veranschaulicht. Mit der Unterdrückung der Wölbung einhergehend, erhöht sich ebenso das Verhältnis der Ausdehnungen  $x/z$ . Dieser Faktor ist ein wichtiger Indikator einer optimierten Ausdehnung. Die positive  $x$ -Richtung beschreibt dabei die gewünschte Ausdehnungsrichtung der Membran, im Gegensatz zur Wölbung in  $z$ -Richtung.

Die Kalkulationsergebnisse zeigen zwar, dass die Wölbung in  $z$ -Richtung stark zurückgegangen ist, die einzelnen Streben der Membran sind aber durch die grö-



**Abbildung 5.8:** Schematische Darstellung der simulierten Membran aus zwei verschiedenen Materialien mit integriertem Poly-Si-Heizelement in Seitenansicht (a) und von oben (b)

berer Aussparungen zu instabil und weisen keine nennenswerte Verschiebung in  $x$ -Richtung auf. Zielsetzung für das nächste Layout muss also eine höhere Stabili-

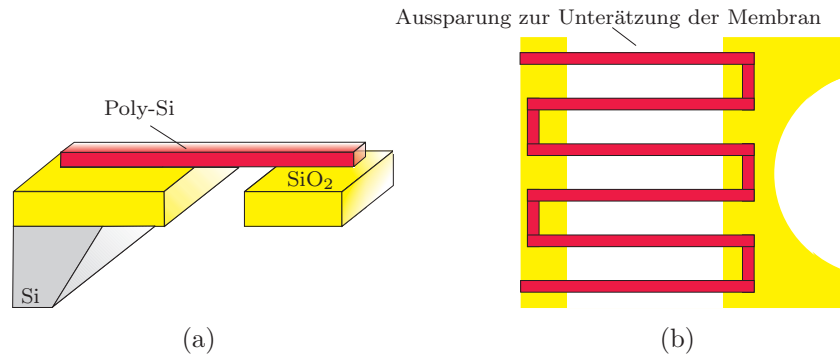


**Abbildung 5.9:** Simulation der thermoelektrischen Ausdehnung eines Layouts für die Membranstruktur mit zusätzlichen Material in der Membran

tät der Membran sein, welches ebenfalls eine mögliche Wölbung unterdrückt und eine maximale Verschiebung in  $x$ -Richtung gewährleistet. Eine weitere Bedingung leitet sich aus der späteren Integration für eine variable Kopplung ab. Nach der Deformation durch die Wärmeentwicklung soll sich das verwendete Material durch Rücknahme der thermischen Belastung möglichst in die zuvor eingeprägte Gestalt zurückbilden. Durch diese Bedingung ist gewährleistet, dass der elektro-thermische Effekt auch reproduzierbar zur Analyse des Einflusses des Koppelabstands auf die Güte verwendet werden kann.

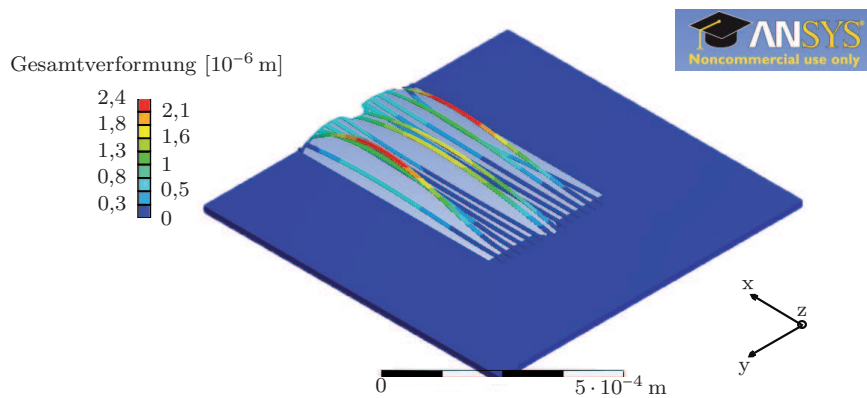
Der Wärmeausdehnungskoeffizient von Poly-Si beträgt ein Vielfaches im Vergleich zum Koeffizienten von SiO<sub>2</sub>. Eine Ausdehnung, die hauptsächlich auf der

Ausdehnung des Poly-Si und nicht auf der trägeren SiO<sub>2</sub>-Membran basiert, ist in den Abbildungen 5.10(a) und 5.10(b) schematisiert.



**Abbildung 5.10:** Schematische Darstellung der simulierten Membran mit freitragenden Poly-Si-Strukturen in Seitenansicht (a) und von oben (b)

Die Poly-Si-Stege dehnen sich nach Anlegen einer definierten Spannung durch Erwärmung aus und bewegen den späteren Wellenleiter so in Richtung des Resonators. Die Stabilität ist hauptsächlich durch die Poly-Si-Struktur gegeben, die anhand von verschiedenen Layouts erprobt wird. Beispielfhaft ist in Abbildung 5.11 ein Layout mit einer freitragenden Heizerstruktur dargestellt.

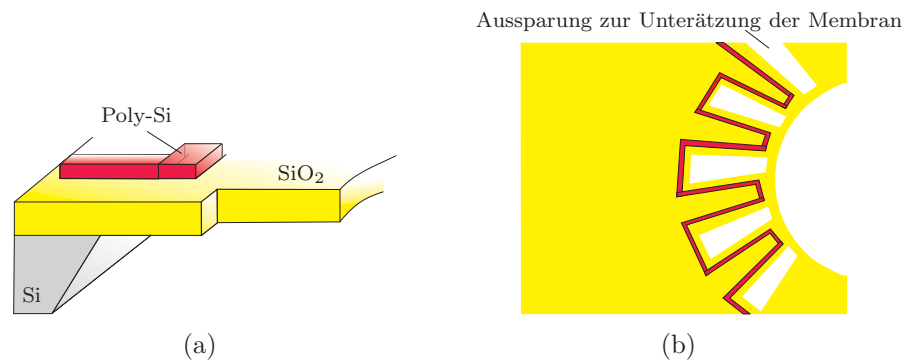


**Abbildung 5.11:** Simulation der thermoelektrischen Ausdehnung eines Layouts für die Membranstruktur mit freitragenden Poly-Si-Heizerstrukturen

Das Ergebnis verhält sich ähnlich wie die Membranstruktur mit Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> als zusätzliches Material in der Membran (vgl. Abbildung 5.9). Die Gesamtverschiebung der Membran ist im Vergleich zur vorherigen Simulation in *x*-, *y*- und *z*-Richtung durch die hohe Wärmeleitfähigkeit aber weitaus geringer. Die Wärme wird zu schnell abgeführt und kann die Ausdehnung nicht unterstützen. Zusätzlich wirkt sich eine

hochkomplexe Fertigungstechnologie negativ auf eine mögliche Realisation dieser Heizerstruktur aus.

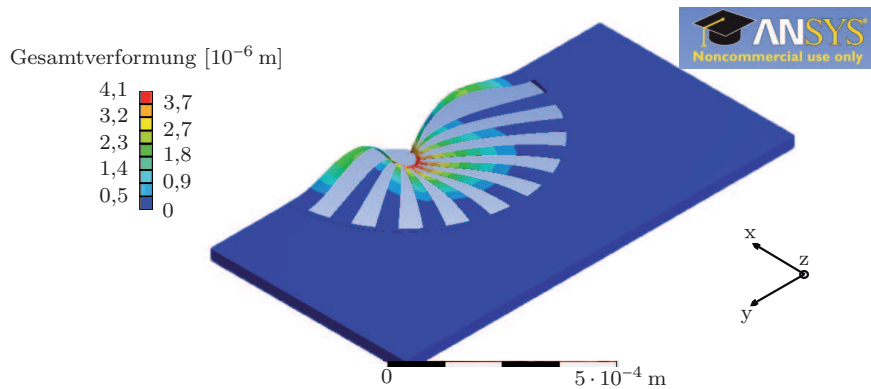
Für einen CMOS-kompatiblen und einfach zu implementierenden Prozess ist als Konsequenz der schon beschriebenen Simulationen eine Membran einer freitragenden Heizerstruktur vorzuziehen. Durch die Gestaltung des Layouts soll eine höhere Stabilität die störende Wölbung der Membran aufheben, darf aber die Ausdehnung in Richtung des Resonators nicht zu stark verhindern. Das Layout, dargestellt in Abbildung 5.12(a) und 5.12(b), stellt einen möglichen Entwurf dar, um die Stabilität der Membran zu erhöhen und die Ausdehnung stark in Richtung  $x$ -Achse zu lenken.



**Abbildung 5.12:** Schematische Darstellung der simulierten Membran mit kreisrunder Anordnung in Seitenansicht (a) und von oben (b)

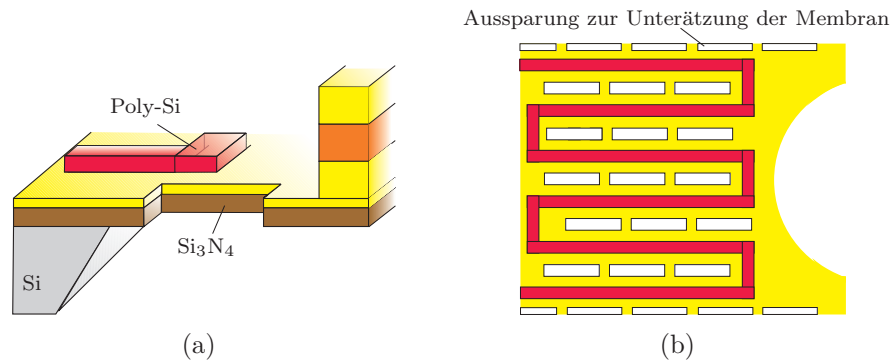
Die einzelnen Streben verjüngen sich zum Rand hin, wodurch der Fokus der Verschiebung möglichst nahe am Halbkreis für die Platzierung des Wellenleiters liegt. Das Ergebnis der Berechnung mit ANSYS zeigt eine deutlich angestiegene Gesamtverformung im Vergleich zur freitragenden Poly-Si-Struktur ohne Membran. Wie in Abbildung 5.13 aber skizziert, verringert sich die Stabilität durch den immer dünner werdenden Steg bis zum Rand, so dass die Auslenkung am Rand besonders hoch ist. Mit dieser wachsenden Auslenkung erhöht sich aber auch die unerwünschte Beugung in  $z$ -Richtung. Diese Instabilität in dem Bereich, wo der Wellenleiter geführt und möglichst keine Beugungseffekte aufweisen soll, gilt es zu vermeiden. Aus diesem Grund wird das Layout mit abnehmender Stegbreite verworfen und ein grundlegend anderer Ansatz gewählt. Zur Kompensation der Wölbung wird die Membran durch ein zusätzliches Material verstärkt. Eine  $0,5\ \mu\text{m}$  dicke SiO<sub>2</sub>-Schicht zusammen mit einer  $1,5\ \mu\text{m}$  hohen Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>-Schicht stabilisieren die Membran, verhindern aber nicht die Ausdehnung in  $x$ -Richtung. Die Abbildungen 5.14(a) und 5.14(b) zeigen den schematischen Entwurf mit Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>-Schicht.

Der hier dargestellte Entwurf resultiert aus der Kombination der optimierten Layouts aus Abbildung 5.6(a) und 5.6(b) sowie der zusätzlichen Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>-Schicht.



**Abbildung 5.13:** Simulation der thermoelektrischen Ausdehnung eines Layouts für die Membranstruktur im Halbkreis

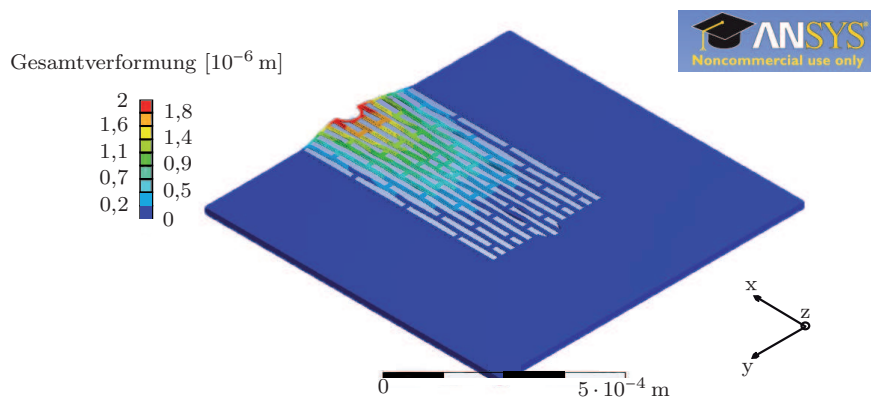
Die  $\text{Si}_3\text{N}_4$ -Schicht wirkt der Wölbung der  $\text{SiO}_2$ -Membran durch unterschiedliche



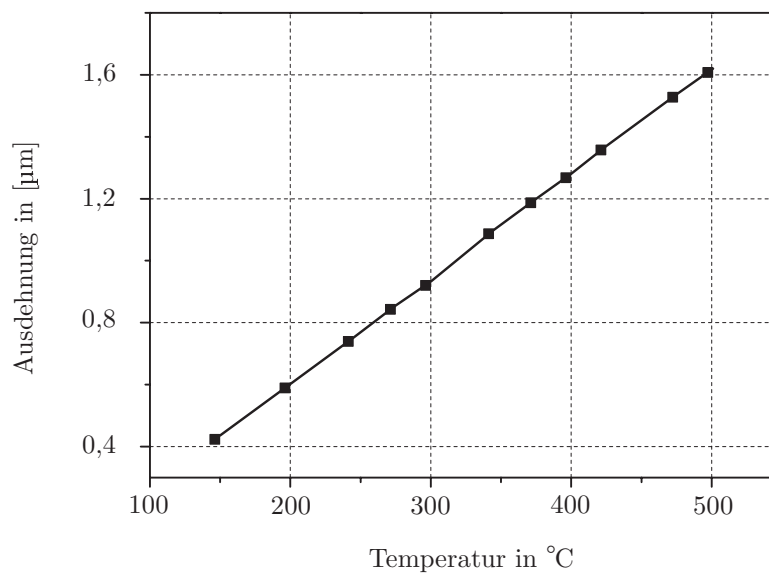
**Abbildung 5.14:** Schematische Darstellung der simulierten Membran mit zusätzlicher  $\text{Si}_3\text{N}_4$ -Schicht in Seitenansicht (a) und von oben (b)

Ausdehnungskoeffizienten entgegen. Die simulierte Membran mit der  $\text{Si}_3\text{N}_4$ -Stabilisierung in Abbildung 5.15 macht diesen Effekt deutlich. Die Gesamtverschiebung ist im Vergleich mit den bereits kalkulierten Versionen relativ gering, die Verschiebung in Richtung der  $x$ -Achse im Verhältnis zur  $z$ -Achse aber sehr hoch. Das spiegelt sich in einem  $x/z$ -Faktor von 600 wider. Der Betrag der höchsten Auslenkung liegt dabei am äußersten Rand der Membran. Durch die hohe Steifigkeit werden Bewegungen zur  $y$ - und  $z$ -Achse sowie Verdrehungen vermieden. Damit ist die Integration eines Wellenleiters auf der Membran möglich, die sich dann in Richtung des Resonators ausdehnt.

Der Zusammenhang zwischen der Temperatur und der berechneten Membran-Ausdehnung ist in Abbildung 5.16 dargestellt. Die Ausdehnung in  $x$ -Richtung steigt in Abhängigkeit von der Membrantemperatur linear an. Das ist eine wichtige Be-



**Abbildung 5.15:** Berechnung der thermoelektrischen Ausdehnung eines Layouts mit verstärker  $Si_3N_4/SiO_2$ -Membran



**Abbildung 5.16:** Funktion der berechneten Membranausdehnung in  $x$ -Richtung in Abhängigkeit von der Temperatur

dingung für eine Umsetzung der sich ausdehnenden Membran als variable Kopplung von Wellenleiter zu Resonator. Mit einer möglichen Abstandsvariation im  $\mu\text{m}$ -Bereich erfüllt der Aufbau die nötigen Voraussetzungen zur Untersuchung des Einflusses der Kopplung auf die Güte des Resonators.

Eine Übersicht über die unterschiedlichen Entwürfe für die Membran- und Heizerstruktur, sowie deren Auslenkung, benötigte Leistung und berechneter Temperaturverteilung zeigt Tabelle 5.2. Das aus der Simulation resultierende Layout für die

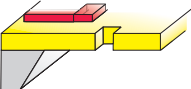
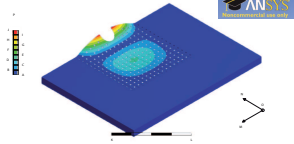
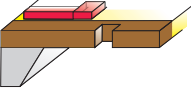
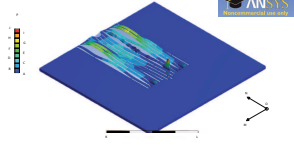
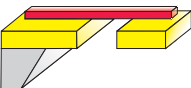
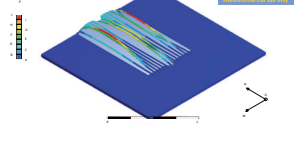
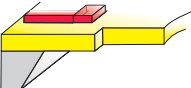
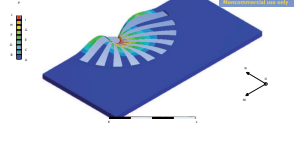
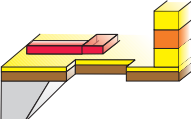
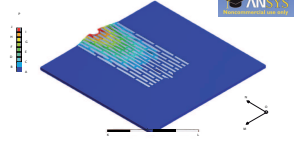
Layout	Beschreibung	Auslenkung $x$ [ $\mu\text{m}$ ]	$x/z$	Temperatur [ $^{\circ}\text{C}$ ]	Verlustleistung [mW]	Simulationsergebnis
	Grundaufbau	0,8	0,1	550	26	
	Zwei Materialien	0,6	1,2	600	5	
	Nur Poly-Si-Heizer	0,5	11,5	400	12	
	Mandarinenform	0,3	1,14	650	60	
	$\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$ -Membran	1,2	<b>600</b>	400	25	

Tabelle 5.2: Übersicht zur Simulation des Dehnungsverhaltens der Membran mit Heizerstruktur

$\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$ -Membran wird vorerst ohne die Integration des Wellenleiters und des Resonators im nächsten Abschnitt aufgegriffen und im Weiteren charakterisiert.

## 5.3 Prozessentwicklung der Membran mit integrierter Heizstruktur

Der Wellenleiter stellt in dieser Arbeit die Brücke dar, um das geführte Licht in den Resonator ein- und auch wieder auskoppeln zu können. Die Effektivität der Kopplung hängt dabei, wie bereits beschrieben, stark vom Abstand des Wellenleiters zum Resonator ab. Die Möglichkeit mit einer mikromechanisch hergestellten Membran aus  $\text{Si}_3\text{N}_4$  und  $\text{SiO}_2$  den Abstand elektro-thermisch zu verändern, und damit Einfluss auf die Güte des Resonators zu nehmen, schafft die Voraussetzung für eine komplette CMOS-kompatible Integration aus Wellenleiter, dotiertem Resonator und variabler Kopplung auf einem Silizium-Chip.

Wie in Kapitel 5.2 gezeigt, kann mit Hilfe von zwei Materialien eine Membran entworfen werden, die über die nötige Stabilität verfügt, um einen Wellenleiter zu integrieren. Trotz der hohen Stabilität ermöglicht diese Membran eine ausreichend große Ausdehnung in  $x$ -Richtung. Nach der Fertigstellung des Layouts befassen sich die folgenden Abschnitte mit der Herstellung der Membran und der Heizer, so dass eine erste Charakterisierung folgen kann. Die Integration des Wellenleiters und des Resonators ist für die Validierung der Simulation nicht berücksichtigt.

### 5.3.1 Schicht-Zusammensetzung des Heizer/Membran-Systems

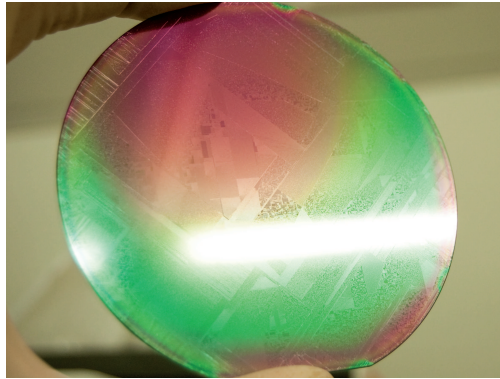
Im Gegensatz zur Simulation muss auf die Verwendung von  $\text{Si}_3\text{N}_4$  für die Membran verzichtet werden. Ideale, defektfreie Silizium-Substrate vorausgesetzt, müssen sich die für das Heizer/Membran-System benötigten Schichten homogen abscheiden lassen, um Spannungen oder gar Brüche zu vermeiden. Qualitativ hochwertige Poly-Si-Schichten auf  $\text{Si}_3\text{N}_4$  sind nur schwer realisierbar und mit hohem Aufwand verbunden [GBT<sup>+</sup>88]. Die Unregelmäßigkeiten der Struktur der mittels PECVD- oder LPCVD<sup>2</sup>-Prozess hergestellten  $\text{Si}_3\text{N}_4$ -Schicht, dargestellt in Abbildung 5.17, überträgt sich in das  $\text{SiO}_2$  und in das für die Heizer abgeschiedene Poly-Si.

Die hergestellten Siliziumnitrid-Schichten sind sehr rau und weisen viele Defekte auf. Durch Reduzierung des  $\text{NH}_3$ -Flusses im Verhältnis zum Silan, reduziert sich der Stress in der Schicht und die Oberfläche ist homogener. Literaturangaben bestätigen diesen Effekt [FSM<sup>+</sup>97]. Sowohl Schichten, die im PECVD- als auch im LPCVD-Verfahren hergestellt werden, weisen eine für die weiteren Prozesse

---

<sup>2</sup>von engl. *Low Pressure Chemical Vapor Deposition*





**Abbildung 5.17:** *Poly-Si-Abscheidung im LPCVD-Verfahren auf  $\text{Si}_3\text{N}_4$*

nachteilige Oberflächenrauheit auf. Selbst das anschließende  $\text{SiO}_2$  reduziert die Spannungen und die Rauheiten im  $\text{Si}_3\text{N}_4$  nicht. Der Schichtaufbau des  $\text{Si}_3\text{N}_4$  in der PECVD-Anlage findet bei  $300^\circ\text{C}$  bei einem Gasfluss von  $\text{Ar}2\%\text{SiH}_4 = 400 \text{ sccm}$  und  $\text{NH}_3 = 30 \text{ sccm}$  statt, das Verhältnis  $\text{Si}/\text{N}$  ist hier also besonders hoch. Bei einem geringeren Verhältnis reduziert sich auch die Oberflächenrauheit des  $\text{Si}_3\text{N}_4$ . Indem statt  $\text{Si}_3\text{N}_4$  bei der Herstellung  $\text{SiON}$  für die Membran zur Anwendung kommt, reduziert sich das Gasflussverhältnis. Die  $\text{SiON}$ -Deposition bei ebenfalls  $300^\circ\text{C}$  mit einem Gasflussverhältnis  $\text{N}_2\text{O}/\text{Ar}2\%\text{SiH}_4/\text{NH}_3 = 40/100/19 \text{ sccm}$  hat ein weitaus geringeres Verhältnis  $\text{Si}/\text{N}$  und damit eine geringere Spannung in der Schicht [FSM+97].

Auf dem Silizium-Substrat setzt sich die Membran aus  $1,5 \mu\text{m}$   $\text{SiON}$  und  $500 \text{ nm}$   $\text{SiO}_2$  zusammen. Auf dieser im Vergleich zur Verwendung von  $\text{Si}_3\text{N}_4$  glatten und fehlerfreien Oberfläche bilden sich im LPCVD-Verfahren ca.  $700 \text{ nm}$  Poly-Si bei einer Temperatur von  $615^\circ\text{C}$ , einem Gasfluss  $\text{Ar}2\%\text{SiH}_4$  von  $160 \text{ sccm}$  und einem Druck von  $90 \text{ Pa}$ . Nachträglich muss das Poly-Si dotiert werden, um einen spezifischen Widerstand der späteren Heizerleiterbahn zu definieren. Der Dotierstoff Phosphor diffundiert in einem Hochtemperaturofen bei  $1000^\circ\text{C}$  für  $3 \text{ h}$  in das Poly-Si. Dafür kommt die Lösung aus Ethylenglykol, Phosphorpentoxid und Polyvinylalkohol, wie bereits für die Phosphorbelegung der Resonatoren genutzt, zum Einsatz. Die Lösung wird auf  $120^\circ\text{C}$  erhitzt und nach dem Abkühlen mit geringer Drehzahl auf die Poly-Si-Oberfläche aufgeschleudert.

Nach der Dotierung gilt es die unpolierte Seite des Wafers für die Herstellung der Membran mit  $\text{SiO}_2$  und  $\text{Si}_3\text{N}_4$  zu schützen. Für ein kontrolliertes Aufwachsen dieser Schichten ist es notwendig, das Poly-Si auf der Rückseite vorab mittels RIE-Verfahren im  $\text{SiCl}_4$ -Plasma bei einem Druck von  $13,3 \text{ Pa}$ , einem Gasfluss von  $100 \text{ sccm}$  und einer Leistung von  $270 \text{ W}$  zu entfernen. Im Anschluss bildet sich eine  $\text{SiO}_2$ -Schicht von  $30 \text{ nm}$  bei  $1100^\circ\text{C}$  während der trockenen Oxidation. Für die Maskierung des Siliziums im Hinblick auf die Membranunterätzung reicht eine reine

SiO<sub>2</sub>-Schicht nicht aus, da die Selektivität in KOH zu niedrig ist. Zur Erhöhung der Selektivität ist eine 100 nm dicke Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>-Schicht im LPCVD-Verfahren unerlässlich. Die Deposition findet bei 760°C aus der Flüssigphase von Triethylsilan (C<sub>6</sub>H<sub>16</sub>Si) und der Zugabe von Ammoniak statt. Der Druck beträgt 53,3 Pa.

Die Strukturierung dieser dielektrischen Schichten auf der Rückseite des Wafers öffnet rechteckige Fenster, damit in einem späteren Prozessschritt das Silizium nasschemisch entfernt werden kann. Die Maske für die Fenster zeigt die Abbildung 5.18. Nach der Lackhärtung für 45 min bei 120°C folgt der bereits für die Wellenleiter-Herstellung verwendete Ätzprozess im CHF<sub>3</sub>/O<sub>2</sub>-Plasma in der RIE-Anlage.

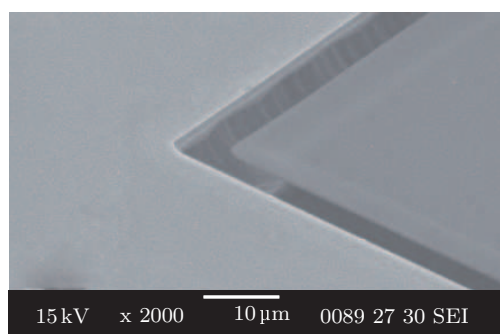


**Abbildung 5.18:** Maskenvorlage für die Herstellung der dünnen SiO<sub>2</sub>/SiON-Membran

### 5.3.2 Membranherstellung und Probenpräparation

Nach Ablösen des Fotolacks beginnt die eigentliche Herstellung der Membran. Dabei nimmt die Maskierung mit dem Schichtsystem aus SiO<sub>2</sub> und Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> eine besondere Stellung ein. Sie dient als Schutz des Wafers vor der nasschemischen KOH-Ätzlösung, so dass nur an den geöffneten Fenstern das Silizium geätzt wird. Aber selbst diese Schutzschicht stellt sich als sehr empfindlich heraus. Da der Ätzprozess von der Rückseite ablaufen muss, um die Membran herstellen zu können, ist die Rückseite des Wafers ebenfalls beschichtet und strukturiert. Schichten auf der polierten Seite des Wafers, die für die Funktion des Heizers oder der Membran erforderlich sind, werden im weiteren Verlauf des Herstellungsprozesses maskiert und geätzt. Durch die Beschleunigung des Wafers in der Lackstraße wirken Belastungen auf der Rückseite des Wafers, die zu Defekten auf der beschichteten Rückseite führen. Abhilfe schafft eine Folie, die die Rückseitenmaskierung bei der Strukturierung der polierten Waferseite schützt.

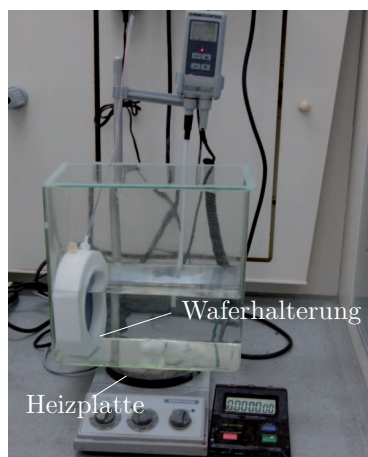
Für die zukünftige integrierte Version des variabel gekoppelten Wellenleiters an den Resonator kann der Ätzprozess durch eine höhere Auflösung der Maskierung von der Vorderseite des Wafers durch die Membranöffnung erfolgen, der nasschemische Ätzprozess von der Rückseite entfällt. Die Unterätzung der Mikroresonatoren



**Abbildung 5.19:** REM-Aufnahme einer Silizium-Tiefenätzung mit geringem Aspektverhältnis zur Freilegung der Membran

kann mit den im Abschnitt 4.5 erläuterten Parametern ablaufen. Der geringe Abstand zwischen einzelnen Strukturen im Vergleich zu den isoliert hergestellten Resonatoren resultiert aber in einer geringeren Ätztiefe. Wie die Abbildung 5.19 zeigt, reicht die Ätztiefe trotz des geringeren Aspektverhältnisses aus, um die Membran freizulegen.

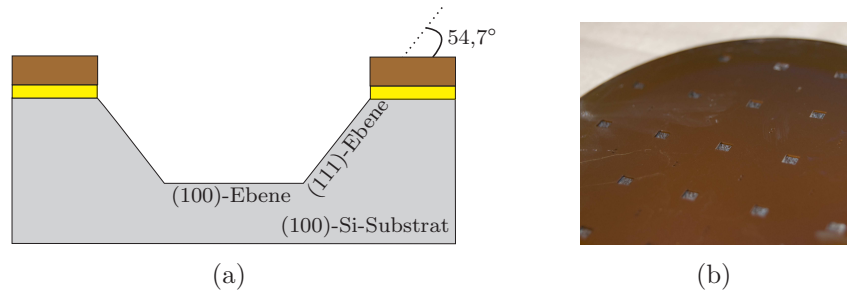
Der nasschemische Ätzprozess findet bei einer Temperatur von 80°C für eine 15% KOH-Lösung in Wasser statt. Damit die Vorderseite des Wafers geschützt bleibt reicht eine einfache Lackschicht nicht aus, da sich diese in KOH schnell auflöst. Als bessere Alternative stellt sich eine in das Ätzbecken getauchte Kapsel aus Teflon heraus. Die Abbildung 5.20 stellt den Aufbau des Ätzprozesses dar.



**Abbildung 5.20:** Aufbau für den nasschemischen Ätzvorgang des Si-Substrates

Die Ätzraten von einkristallinem Silizium in einer 15% KOH-Lösung bei 80°C betragen nach [Köhl99] ungefähr 1,4 µm/min für die (100) Kristallebene, 1,9 µm/min in der (110) Ebene und ist für die (111) Ebene zu vernachlässigen. Der nassche-

mische Ätzprozess ist stark von der Temperatur und Konzentration der Lösung abhängig [VZ06]. In Abbildung 5.21(a) ist der anisotrope Ätzprozess schematisch am Beispiel eines Wafers mit einer (100) Silizium-Kristallorientierung dargestellt. Die Oberfläche und alle parallel verlaufenden Kristallebenen des Silizium-Wafers

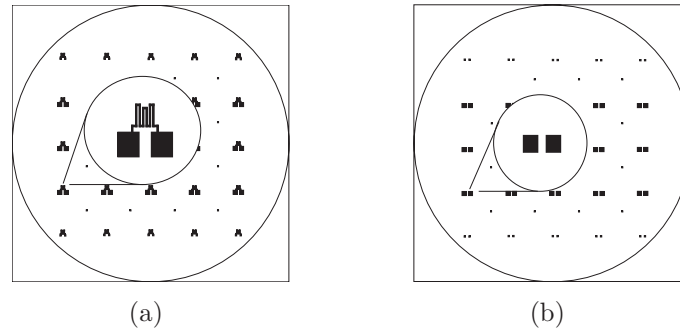


**Abbildung 5.21:** Schematische Darstellung (a) des Ätzprofils von Silizium nach dem Ätzvorgang in KOH und (b) Aufnahme des Si-Wafers nach der KOH-Behandlung mit freigeätzten Membranöffnungen

liegen in der (100) Ebene. In einem Winkel von  $54,7^\circ$  zu dieser horizontalen Ebene verläuft die (111) Ebene. Diese wirkt als ein Ätzstopp, der Ätzabtrag ist auf die (100) Ebene beschränkt [VZ06]. Damit lässt sich für eine vorher definierte Höhe durch den bekannten Winkel die Fläche der Aussparung errechnen, bis das Ätzprofil spitz zuläuft und kein bzw. ein vernachlässigbar geringer Ätzabtrag verbleibt. Die Abbildung 5.21(b) zeigt den Wafer nach der Deposition von  $\text{SiO}_2$  und  $\text{Si}_3\text{N}_4$  auf der unpolierten Seite des Wafers, der anschließenden Strukturierung der Fenster und einem Ätzbad für ca. 6 h bei  $80^\circ\text{C}$  in einer 15 % KOH-Lösung. Der nasschemische Ätzprozess wird vor Erreichung des Ätzstopps abgebrochen, damit eine dünne Silizium-Schicht unter der Membran erhalten bleibt. Ansonsten würde die KOH-Lösung die Membran angreifen und zerstören.

Die Justierung der Maske für die Strukturierung der Poly-Si-Heizer (siehe Abbildung 5.22(a)) orientiert sich an den geöffneten Fenstern für die Membranherstellung, so dass die Heizer genau auf der Membran liegen. Mit einer Rückseitenbelichtung durch Infrarotlicht kann die Maske für die Heizer genau zur geätzten Membran justiert werden. Der Ätzprozess zur Heizer-Strukturierung ist bereits durch die Entfernung des Poly-Si von der Rückseite bekannt. Für die Probenpräparation der einzelnen Heizelemente gehört die Möglichkeit, die Proben charakterisieren zu können. Dazu ist Gold als Material für die Bondpads geeignet. Die bereits strukturierte Poly-Si-Leiterbahn darf bei einem weiteren Ätzprozess nicht beschädigt werden. Die *Lift-off*-Technik zur Strukturierung von Depositionen bei niedrigen Temperaturen eignet sich für diese Zwecke sehr gut. Dabei wird die Fototechnik vor der Deposition durchgeführt (Fotomaske siehe Abbildung 5.22(b)). Das abgeschiedene Material lässt sich anschließend auf dem per Fototechnik vorberei-

teten Wafer abscheiden. An den Stellen ohne Fotolack verbleibt das abgeschiedene Material während das Material über den Lackstrukturen im Aceton-Bad durch Ultraschall mit dem Lack abgelöst wird.

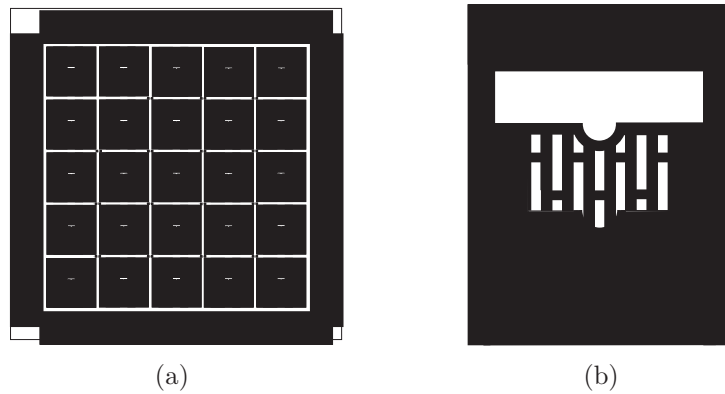


**Abbildung 5.22:** Maske zur (a) Heizerstrukturierung und (b) für die Kontaktpads der Heizerleiterbahn

Anstelle einer einzelnen Aluminium-Schicht für die Kontaktierung dient eine Mehrschicht aus Aluminium, Nickel und Gold zur Optimierung der Haftung der Schichten auf dem Silizium-Wafer in Verbindung mit einem möglichst geringen Widerstand. Per Elektronenstrahlverdampfen von 50 nm Aluminium als Zwischenschicht vor der Deposition von 100 nm Nickel haften die Schichten wesentlich besser auf dem Poly-Si als ohne Aluminium. Zur späteren Verbindung mit Bonddrähten genügt eine per Sputtern hergestellte 20 nm dicke Gold-Schicht. Mittels RTA-Verfahren bei 400°C für 60s heilen Fehlstellen in der Verbindung aus. Eine effektive Ausdehnung der Membran ist ohne das mit der Simulation berechnete Layout für die Strukturierung der Membran nicht realisierbar.

Das in den Abbildungen 5.23(a) und 5.23(b) gezeigte und per Simulation bestätigte Layout ermöglicht erst die Verschiebung. Nach Durchführung der Fototechnik zur Herstellung der Membranstruktur folgt die Ätzung im  $\text{CHF}_3/\text{Ar}$ -Plasma der RIE-Anlage. Ein direkt an diesen Prozess anschließender trockenchemischer Silizium-Ätzprozess entfernt die verbleibende Silizium-Schicht und legt die Membran frei. Die dabei eingesetzten Ätzparameter werden vom Resonatorätzprozess aus Kapitel 4.5 übernommen. Die Abbildungen 5.24 zeigen das fertiggestellte Element mit Membran inklusive integrierten Heizer (a) und den verdrahteten Chip zur Charakterisierung (b). Für die Messung, auf die in Abschnitt 5.4 näher eingegangen wird, sind die Gold-Pads mittels Ultraschallbonden mit von außen zugänglichen Kontakten verbunden. Erschütterungen oder Zugkräfte der kleinen Platine während der Charakterisierung durch die langen Kabel werden durch eine Aluminiumplatte unter der Platine vermieden.

Zusammenfassend ist der gesamte Ablauf der Herstellung des Heizer/Membran-Systems in Abbildung 5.25 dargestellt.



**Abbildung 5.23:** Maske für die Herstellung der Membran (a) für den ganzen Wafer und (b) der einzelne Chip

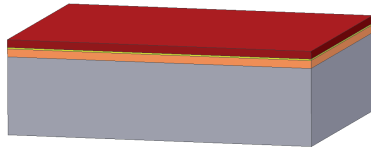


**Abbildung 5.24:** (a) Ausschnitt der hergestellten Heizstruktur für die elektrothermische Ausdehnung der Membran und (b) präparierter Chip für die Charakterisierung

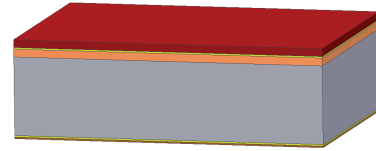
## 5.4 Charakterisierung der erhitzten Membran

Die variable Kopplung des Wellenleiters an den Resonator basiert auf der Ausdehnung einer mikromechanisch hergestellten Membran mit integrierter Poly-Si-Leiterbahn als Heizelement. Die Schichtzusammensetzung der Membran aus SiON und SiO<sub>2</sub> kompensiert eine Wölbung und verleiht ihr trotz Aussparungen ausreichend Stabilität. Die Membran dehnt sich hauptsächlich in der Richtung zum Resonator aus, so dass der Abstand zwischen Resonator und Wellenleiter auf der Membran variabel ist.

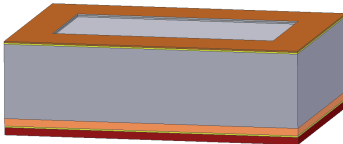
Zur Verifikation der Simulationsergebnisse für die Membranausdehnung aus Kapitel 5.2 dient das hergestellte Heizer/Membran-System aus Abschnitt 5.3. Wichtigster Aspekt für die ersten hier durchgeführten Messungen stellt der Nachweis einer elektrothermisch angeregten Ausdehnung der Membran dar. Dazu wird unter Variation der angelegten Spannung am Heizelement die Position der Membran



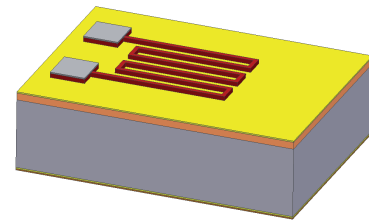
(a) Deposition der PECVD-Schichten SiON und SiO<sub>2</sub> sowie die LPCVD-Schicht aus Poly-Si



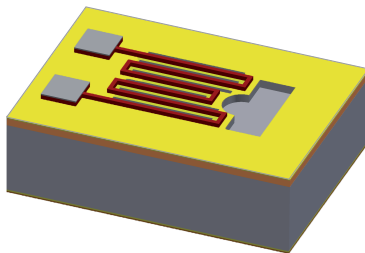
(b) Deposition der Schutzschicht aus SiO<sub>2</sub> und Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> für das KOH-Ätzbad auf der Waferrückseite



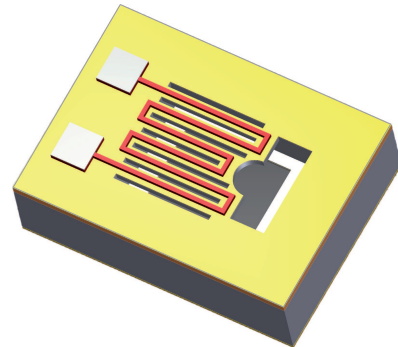
(c) Strukturierung der Schutzschichten für die nasschemische Behandlung des Si



(d) Strukturierung der Poly-Si-Heizerleiterbahn sowie Deposition und Strukturierung der Metallisierung nach der Si-Ätzung



(e) Strukturierung der SiON/SiO<sub>2</sub>-Schichten zur Membranherstellung



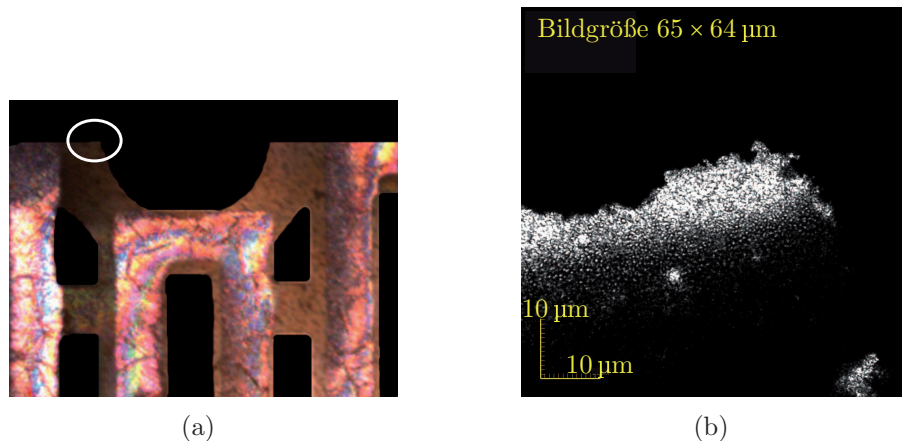
(f) Finaler trockenchemischer Ätzvorgang des Si zur Freilegung der Membran

**Abbildung 5.25:** Prozessfolge für die Herstellung des Heizer/Membran-Systems

mit einem Lext 3D-Lasermikroskop OLS4000 der Firma OLYMPUS bestimmt. Das 3D Mikroskop kann eine Auflösungen in lateraler Richtung bis zu 120 nm und in axialer Richtung bis zu 10 nm erreichen.

Die Ausdehnung der Membran wird in fest definierten Zeitabständen mit dem 3D-Mikroskop beurteilt. Damit Eigenbewegungen der Membran durch eine zu hohe Kabelspannung oder Erschütterungen keinen Einfluss auf die Messung nehmen, bleibt die Spannung an den Heizelektroden für 2 h aus. So kann beobachtet werden, wie sich die Membran im Ausgangszustand verhält, wenn bereits alle Messinstrumente angeschlossen sind. Für die charakterisierte Membran lässt sich keine signifikante Bewegung ohne angelegte Spannung feststellen.

Im Anschluss wird die Spannung auf 0,2 V bei einem Strom von 2,7  $\mu$ A erhöht und konstant gehalten. In einem festen Zeitintervall von 15 min bildet das Mikroskop die Membran ab, um Rückschlüsse auf die Ausdehnung der Membran ziehen zu können. Die Abbildungen 5.26(a) und 5.26(b) zeigen den Ausgangszustand der Membran vor der Spannungserhöhung. Die Auflösung der Membran- und auch der

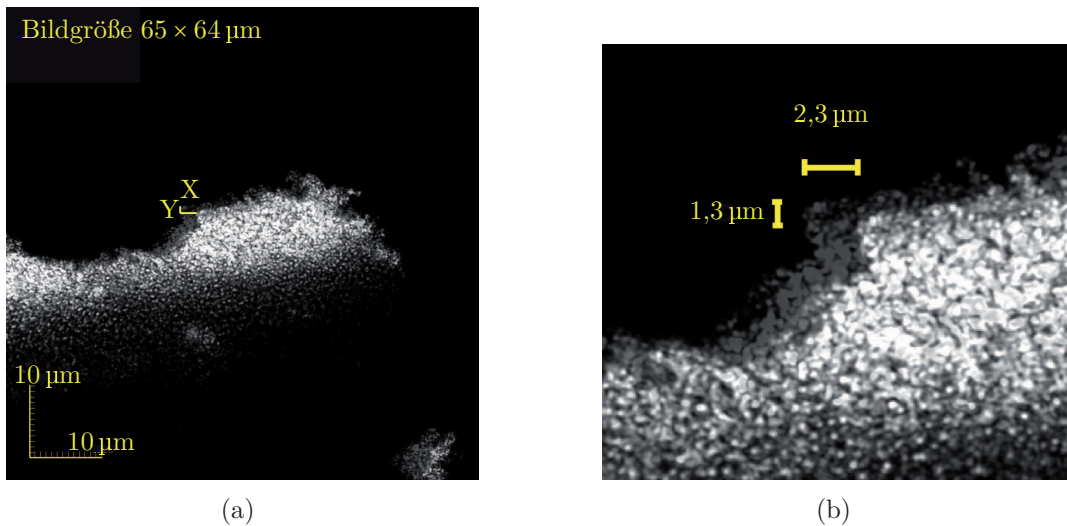


**Abbildung 5.26:** 3D-Mikroskopaufnahme im Ausgangszustand ohne angelegte Spannung: (a) Aufnahme bei 20-facher Vergrößerung der Membran mit eingezeichneter Position der (b) Vergrößerungsstufe für die Charakterisierung der Ausdehnung

Heizerstruktur ist durch die Verwendung bedruckter Folien begrenzt. Größenordnungen von 0,1 mm können auch mit Folienmasken strukturiert werden, allerdings entstehen durch die geminderte Auflösung Artefakte und raue Kanten. Diese übertragen sich von der Lithografie durch den Ätzprozess ins Material und führen zu den in Abbildung 5.26(b) dargestellten Rauheiten. Für eine erste Abschätzung der Ausdehnung der Membran reicht die Auflösung der Folienmasken aus, zur Integration mit Wellenleitern müssen aber hochaufgelöste Quarz-Glas-Masken mit Chrom verwendet werden.



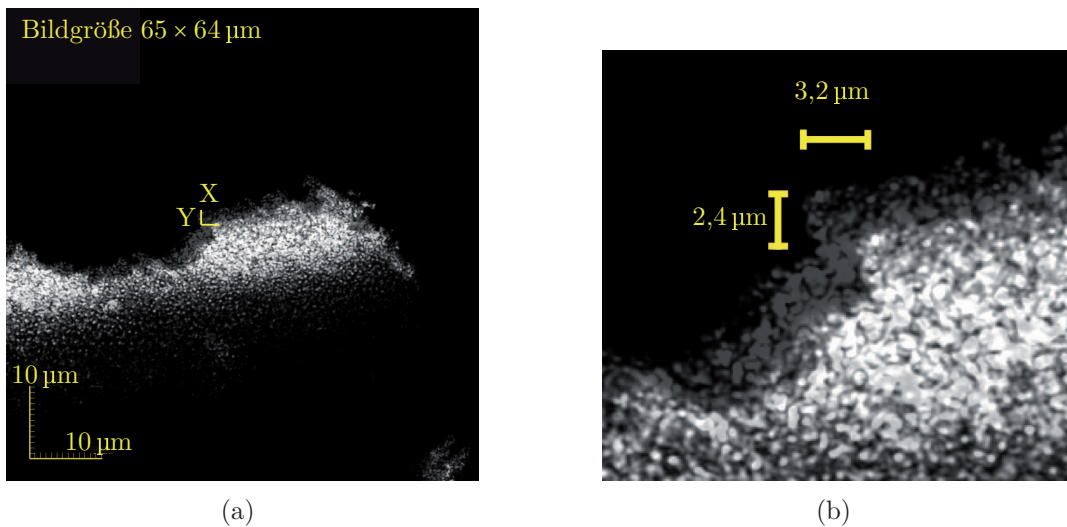
Die Abbildung 5.26(b) stellt den Grundzustand der Heizermembran dar, die zur Verdeutlichung des Unterschieds zwischen dem Grundzustand und der aufgeheizten Membran mit einer angelegten Spannung von 0,2 V herangezogen wird. Nach 15 min kann man eine Ausdehnung erkennen, die Abbildungen 5.27(a) und 5.27(b) stellen den Unterschied nach verschiedenen Zeitpunkten im Vergleich zum Grundzustand dar. Der Grundzustand der Membran ohne angelegte Spannung ist in der



**Abbildung 5.27:** Thermische Ausdehnung der Membran bei einer angelegten Spannung von 0,2 V: (a) Der Grundzustand der Membran im Verhältnis zur Ausdehnung nach 30 min und (b) als Detailausschnitt mit eingezeichneter Ausdehnungsrichtung

Darstellung 5.27(a) und 5.27(b) als Schatten für einen direkten Vergleich mit der aufgeheizten Membran mit abgebildet. Der eingezeichnete Winkel konkretisiert die Bewegung der Membran bei einer konstanten Spannung von 0,2 V für 30 min. Innerhalb dieser Zeit dehnt sich die Membran zum Resonator hin in  $x$ -Richtung um ca.  $2,3 \mu\text{m}$  und in  $y$ -Richtung um ca.  $1,3 \mu\text{m}$  aus. Da ausgeschlossen werden kann, dass sich die Membran durch Erschütterungen bewegt oder verrutscht, bestätigen die Ergebnisse die Simulationen zur Membranausdehnung. Die Temperatureinwirkung auf die Membran bewirkt eine Ausdehnung in Richtung des noch zu integrierenden Resonators. Eine durch den einstellbaren Fokus kontrollierte Wölbung oder stärkere Ausdehnung in  $z$ -Richtung entsteht nicht.

Nach einer weiteren Stunde ist die Veränderung noch anschaulicher. Die Ausdehnung nach insgesamt 90 min im Vergleich zur bereits erfolgten Ausdehnung nach 30 min ist in Abbildung 5.28(a) und 5.28(b) dargestellt. Die Membran dehnt sich mit einer anteiligen Ausdehnung in  $x$ -Richtung von  $3,2 \mu\text{m}$  und in  $y$ -Richtung um  $2,4 \mu\text{m}$  weiter diagonal in Richtung zum Resonator hin aus.

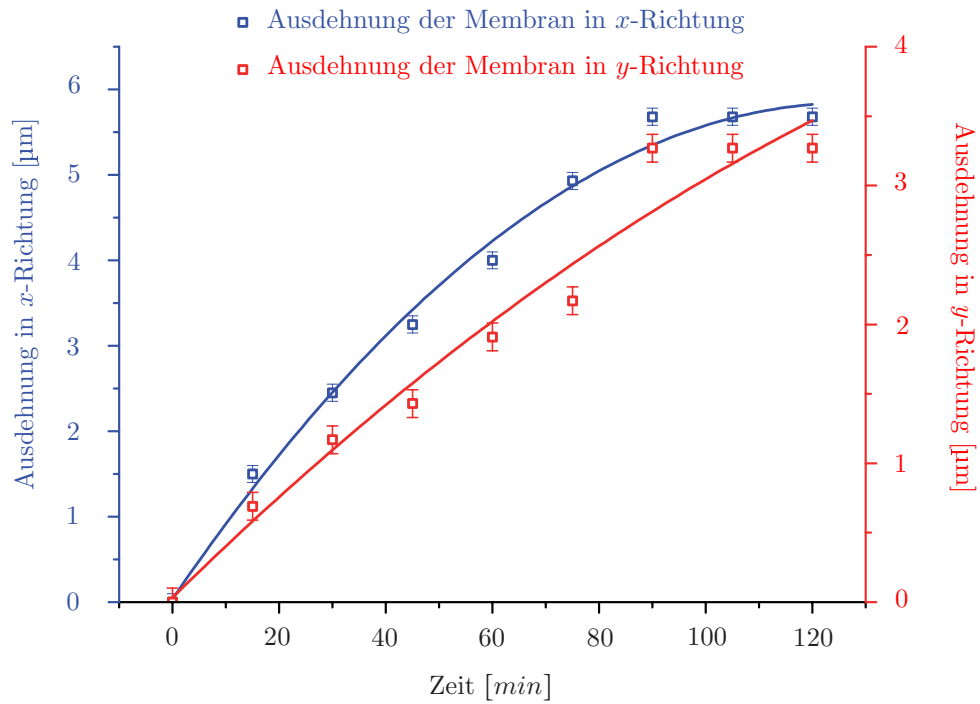


**Abbildung 5.28:** *Thermische Ausdehnung der Membran bei einer angelegten Spannung von 0,2 V: (a) Die Ausdehnung der Membran nach 30 min im Verhältnis zur Ausdehnung nach 90 min und (b) als Detailausschnitt mit eingetragener Ausdehnungsrichtung*

Detailliert zeigt der Graph in Abbildung 5.29 die Ausdehnung der Membran in Abhängigkeit von der Zeit in 15 min Schritten. Da die Messung am äußersten Rand der Membran-Rundung abläuft (Vergleich dazu in Abbildung 5.26(a)), kann auf die simulierte und auch so fokussierte Richtung des später zu integrierenden Resonators geschlossen werden. Eine variable Kopplung eines Wellenleiters an einen integrierten Resonator ist also aufgrund der hohen Stabilität der Membran realisierbar.

Die nicht homogene Ausdehnung der Membran über die Zeit wirkt sich negativ auf einen kontinuierlich zu verändernden Abstand zwischen Wellenleiter und Resonator aus. Nach 100 min mit einer konstanten Spannung von 0,2 V ist keine nennenswerte Ausdehnung der Membran mehr erkennbar. Hier tritt eine Sättigung der erhitzten Membran ein. Auch eine Erhöhung der angelegten Spannung auf bis zu 4 V bewirkt keine Veränderung. Die Sättigungseigenschaft der Membran ist für eine Integration als variabler Koppler sehr sinnvoll. Durch diesen Effekt lassen sich definierte Abstände zwischen Resonator und Wellenleiter einstellen.

Die in Kapitel 5.2 berechnete Ausdehnung der aufgeheizten Membran resultierte in einer ausgeprägten Bewegung in Richtung des Resonators und einer vernachlässigbaren Wölbung in  $z$ -Richtung. Dieses Verhalten lässt sich mit den hier vorgenommenen Messungen bestätigen. Anschließende Arbeiten beschäftigen sich mit dem Abkühlungsprozess der Membran und der Möglichkeit, ein homogeneres Ausdehnungsverhalten der Membran durch dickere Membranen zu erreichen. Der mit



**Abbildung 5.29:** Thermische Ausdehnung der Membran mit Fehlerband in  $x$ - und  $y$ -Richtung in Abhängigkeit von der Zeit

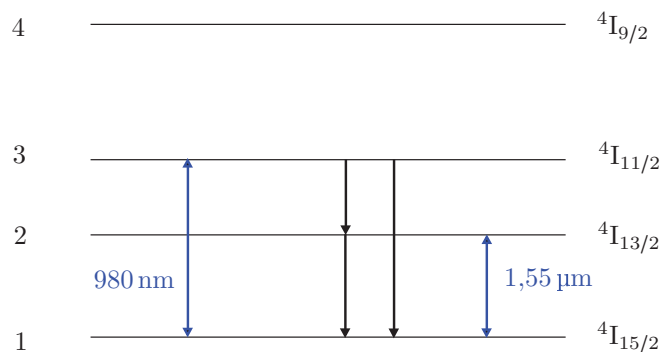
einer dickeren Membran einhergehende Effekt einer niedrigeren Ausdehnung kann aufgrund der bisher erreichten Ausdehnungen in Kauf genommen werden.

# Kapitel 6

## Erbium als Emitter für dielektrische Schichten

Dielektrische Schichten wie SiON oder SiO<sub>2</sub>, aber auch Halbleiter wie Silizium, sind optisch passive Materialien. Die Dotierung solcher Materialien mit Erbium reduziert den Nachteil passiver Materialien gegenüber aktiven auf einen zusätzlichen Arbeitsschritt. Diese Möglichkeit ebnet den Weg, integrierte Laser günstiger als mit aktiven Materialien zu realisieren.

Die Darstellung 6.1 stellt den Zusammenhang zwischen den Energieniveaus in einem mit Erbium dotierten Material dar. Die Photolumineszenz von Erbium dotierten Schichten basiert auf einem quasi Drei-Niveau-Schema, bei dem der Bandübergang im Grundzustand endet [Pasc08]. Dabei wird zwischen einem abstrahlenden



**Abbildung 6.1:** Energieniveaus und Übergänge zwischen den Niveaus in einem Erbium dotierten Material nach dem quasi Drei-Niveau-System [Pasc08]

den und einem nicht-abstrahlenden Bandübergang unterschieden (höhere Energieniveaus werden in der Abbildung ausgeblendet und vernachlässigt). Die einzelnen

Energieniveaus der Erbium ( $\text{Er}^{3+}$ )-Ionen sind auf der linken Seite der Abbildung einem Index zugeordnet, um die Übergänge leichter zu beschreiben. Das mit Erbium dotierte Material wird, wie in der Abbildung 6.1 dargestellt, mit einer Pumpwellenlänge von 980 nm angeregt. Die Absorption und stimulierte Emission kann aber auch durch Wellenlängen um 1,48  $\mu\text{m}$  [KKPV06, PMK<sup>+</sup>04] erfolgen.

Die Emission der mit Erbium dotierten Schichten findet bei einer Wellenlänge um 1,55  $\mu\text{m}$  statt und fällt mit dem Dämpfungsminimum von optischen Fasern zusammen. Diese Konstellation trug zur Etablierung der Telekommunikationswellenlänge für die optische Datenübertragung bei [BOS99]. Erbium dotiertes SiON bietet eine kostengünstige Alternative zu aktiven herkömmlichen Materialien und kann für die integrierte Optoelektronik von großem Wert sein.

In der Abbildung 6.1 sind die optischen Absorptionen und stimulierten Bandübergänge blau markiert, die schwarz hinterlegten Pfeile geben die spontanen und nichtstrahlenden Übergänge wieder. Der Bandübergang vom Energieniveau 2 zum Grundzustand 1 liegt hauptsächlich in der spontanen Emission begründet, während der Übergang zum Niveau 3 nach 2 von Phononen-Wechselwirkungen dominiert ist [Pasc08]. Eine effiziente Absorption und damit einhergehende Lumineszenz bei einer Pumpwellenlänge von 980 nm ist schwer zu realisieren, da der Absorptionsquerschnitt der  $\text{Er}^{3+}$ -Ionen relativ klein ist. Eine übliche Methode ist es, Ytterbiumionen ( $\text{Yb}^{3+}$ ) mit in das Material einzubetten. Die Vorteile einer Erbium-Ytterbium-Lumineszenz sind eine größere Querschnittsfläche, ein effizienterer Energietransfer der Erbium-Ionen und eine schnelle Relaxation zu den niedrigeren Energieniveaus [PTEH<sup>+</sup>01]. Auf diese Alternative wird aufgrund des hohen anlagentechnischen Aufwandes verzichtet. Eine einfachere Möglichkeit die Absorptionsquerschnittsfläche zu erhöhen zeigt Abschnitt 6.2.

Der folgende Abschnitt zeigt verschiedene Wege auf, Erbium in dielektrische Schichten, insbesondere SiON, definiert einzubauen. Dazu werden verschiedene Methoden zur Dotierung verglichen und Unterschiede erörtert.

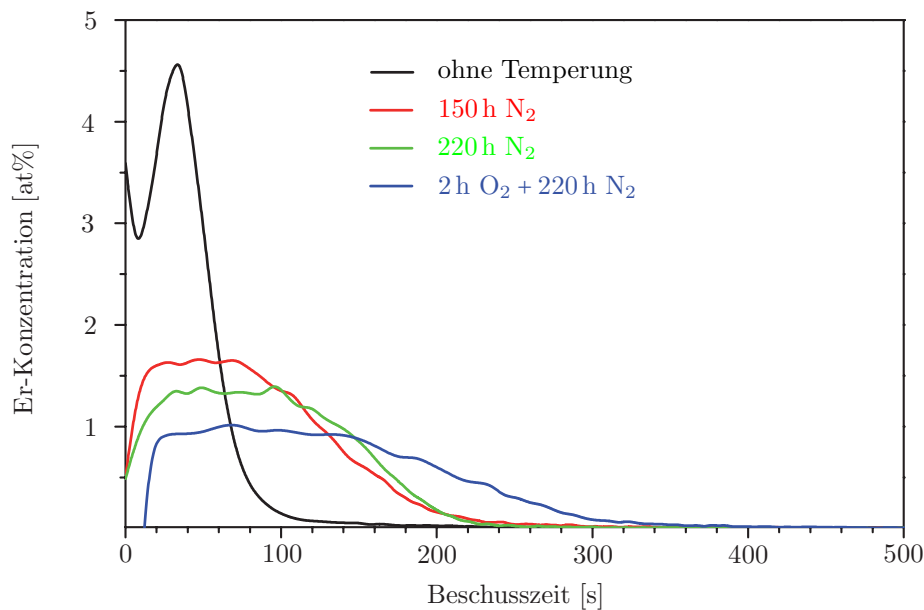
## 6.1 Dotierung mittels Diffusion und Ionenimplantation in SiON

Die Dotierung durch Diffusion ist eine einfach zu realisierende Möglichkeit, die Verteilung von Dotierstoffen im Kristall zu verwirklichen. In den meisten Fällen wird der Dotierstoff in einer Lösung auf den Wafer aufgeschleudert und dieser Konzentrationsgradient in einem Hochtemperaturschritt bei ungefähr 1000°C ausgeglichen. Dieser Ausgleichprozess ist abhängig von verschiedenen Einflussgrößen [Hill08]:

- Temperatur,
- Dotierstoff,

- Substratmaterial,
- Konzentrationsgradient des Dotierstoffes,
- Konzentration anderer Dotierstoffe im Kristall,
- Kristallorientierung des Substrats.

Bei Temperaturen von  $1100^{\circ}\text{C}$  können  $\text{SiO}_2$  [LJP<sup>+</sup>10] und Silizium [ZNA<sup>+</sup>98] mit Erbium durch Diffusion dotiert werden. Speziell aber für die Diffusion von Erbium in  $\text{SiON}$  sind nach aktuellem Kenntnisstand keine Literaturangaben vorhanden. Als Substrat dient einkristallines Silizium in (100)-Orientierung mit einer Bor-Vordotierung von ungefähr  $5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ . Der Herstellungsprozess beginnt mit der Deposition von  $2 \mu\text{m}$   $\text{SiON}$  per PECVD-Verfahren. Die Abscheidparameter des  $\text{SiON}$ -Prozesses sind in Tabelle 2.1 angegeben. Das reine Erbium liegt im Unterschied zum Aufschleuderverfahren nicht in einer Lösung vor, sondern bildet sich per Elektronenstrahl-Verdampfen. So entsteht eine  $18,3 \text{ nm}$  dicke Schicht, die in einem Hochtemperatur-Schritt bei  $1150^{\circ}\text{C}$  in das  $\text{SiON}$  eindiffundieren soll. In Abhängigkeit von der Diffusionszeit ergibt sich der mittels SNMS<sup>1</sup> ermittelte und in Abbildung 6.2 gezeigte Verlauf, der bereits in [Hett11] vorgestellt wurde.



**Abbildung 6.2:** Gemessene Erbium-Konzentration in  $\text{SiON}$  nach einer thermischen Behandlung bei  $1150^{\circ}\text{C}$  in  $\text{N}_2$ - und  $\text{O}_2$ -Atmosphäre

<sup>1</sup>Sekundär-Neutralteilchen-Massenspektrometrie

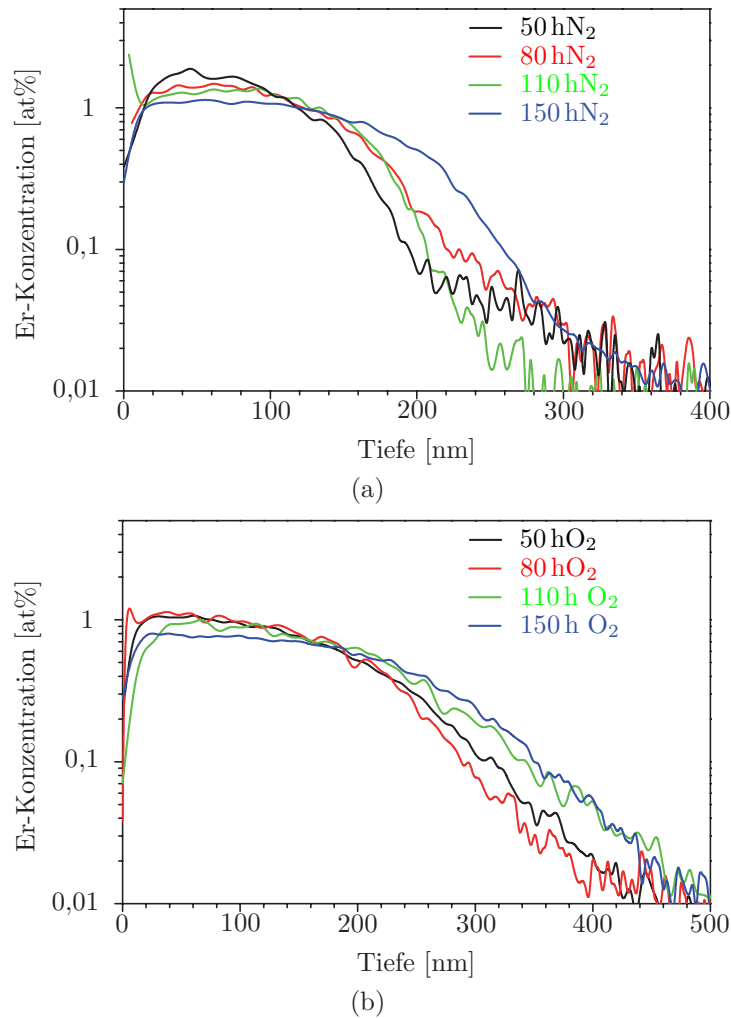
Die SNMS ist ein Verfahren, mit dessen Hilfe atomlagenweise eine Probe durch Ionenbeschuss abgetragen und massenspektrometrisch analysiert wird. Die hier gezeigten Messungen mit einer Tiefenauflösung von 1 nm resultieren aus der Zusammenarbeit mit der Fachhochschule Südwestfalen in Soest. Die Verteilung der Erbium-Konzentration in Abhängigkeit von der Beschusszeit des Ionenstrahls ist für eine unbehandelte dotierte Probe im Vergleich mit Proben nach unterschiedlichen thermischen Behandlungen dargestellt. Nach einer Diffusion von 150 h in  $N_2$ -Atmosphäre bei  $1150^\circ C$  reduziert sich die Erbium-Konzentration an der Oberfläche merklich und dringt tiefer in die SiON-Schicht ein. Nach weiteren 70 h ist dieser Effekt noch deutlicher, aber erst die zusätzliche Oxidation des Erbiums für 2 h resultiert in einer gleichmäßigeren und tieferen Verteilung des Erbiums.

Bezieht man die Kratertiefe der SNMS-Messung gemessen in einem Profilometer mit ein, lässt sich eine Tiefenverteilung für die Erbium-Konzentration approximieren. Die Abbildungen 6.3(a) und 6.3(b) stellen die Tiefenverteilung der Erbium-Dotierung im SiON nach Temperung in  $N_2$ -Atmosphäre (a) gegenüber dem Prozess in  $O_2$ -Atmosphäre (b) bei verschiedenen Temperaturen dar. Die SNMS-Ergebnisse der Diffusion bei unterschiedlichen Temperaturen zeigen die Tendenz auf, dass sich in Abhängigkeit von der Dauer der thermischen Behandlung das Erbium tiefer in die SiON-Schicht einbaut. Die Wahl des Prozessgases während der Temperung beeinflusst die Eindringtiefe des Erbiums in die SiON-Schicht, die  $O_2$ -Atmosphäre ermöglicht einen tieferen Einbau des Erbiums im Vergleich mit  $N_2$ .

Das Erbium soll gleichverteilt eindiffundieren. Um die Eindringtiefe des Erbiums zu erhöhen, wird eine dünne Erbium-Schicht von 3 nm auf 200 nm SiON aufgedampft und für 3 h bei  $1150^\circ C$  in  $O_2$ -Atmosphäre eindiffundiert. Die Schichtdicke von  $2\ \mu m$  entsteht somit durch den mehrmaligen alternierenden Schichtaufbau von Erbium und SiON. Die thermische Behandlung zwischen den kurzen Abscheidungen bewirkt eine Diffusion des Erbiums in jeder einzelnen SiON-Schicht. Die komplette Schichtstruktur ist nochmals einer thermischen Nachbehandlung bei  $1150^\circ C$  für weitere 150 h ausgesetzt. Daraus ergibt sich die in Abbildung 6.4 dargestellte Erbiumverteilung. Zusätzlich zu der gemessenen Erbium-Verteilung im  $2\ \mu m$  dicken SiON, sind die einzelnen Erbium-Schichten anhand der grünen Kurven erkennbar.

Durch diese als Strukturdiffusion bezeichnete, aufwendige Prozessfolge von Depositionen und thermischen Behandlungen, kann eine Erbium-Verteilung in  $2\ \mu m$  dicken SiON-Schichten erzielt werden. Allerdings ist die Erbium-Konzentration trotz einer gleichmäßigen Schichtfolge von Erbium- und SiON-Schichten nicht gleichverteilt. Insbesondere die am Ende der Sequenz abgeschiedenen Erbium-Schichten (siehe in Abbildung 6.4 1, 2 und 3) bedürfen einer Optimierung bezüglich Schichtdicke und Diffusionszeit bzw. -temperatur.

Zusammenfassend kann eine Diffusion von Erbium in SiON bestätigt werden. Nach derzeitiger Kenntnis ist die Diffusion von Erbium in SiON und eine alter-

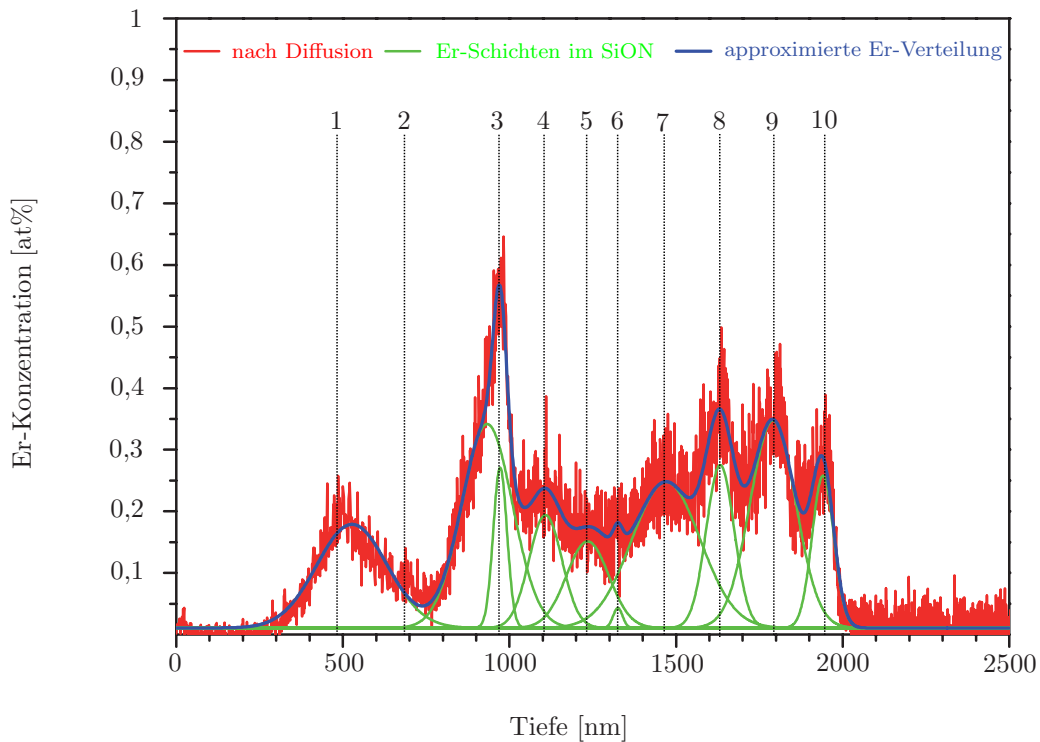


**Abbildung 6.3:** Gemessene Erbium-Konzentrationen in SiON nach einer thermischen Behandlung bei  $1150^{\circ}\text{C}$  in (a)  $\text{N}_2$ - und (b)  $\text{O}_2$ -Atmosphäre im Vergleich

nierende Schichtabfolge von Erbium und SiON als Strukturdiffusion bisher in der Literatur nicht bekannt. Dennoch stellt dieser Prozess keine realistische Möglichkeit dar, ein Standardprozess für die integrierte Optik, insbesondere im Hinblick einer möglichen Integration von elektronischen Elementen zu etablieren. Die hohe Temperatur im Diffusionsprozess und der hohe prozesstechnische sowie zeitliche Aufwand schließen eine Anwendung für die Dotierung von SiON mit Erbium aus.

Die Ionenimplantation hingegen hat nicht nur den Vorteil, dass sie in der Halbleiterprozesstechnik eine häufig verwendete Technik darstellt, sie erlaubt auch eine kalibrierbare und definierte Dotierstoff-Konzentration. Die benötigte Dotiertiefe

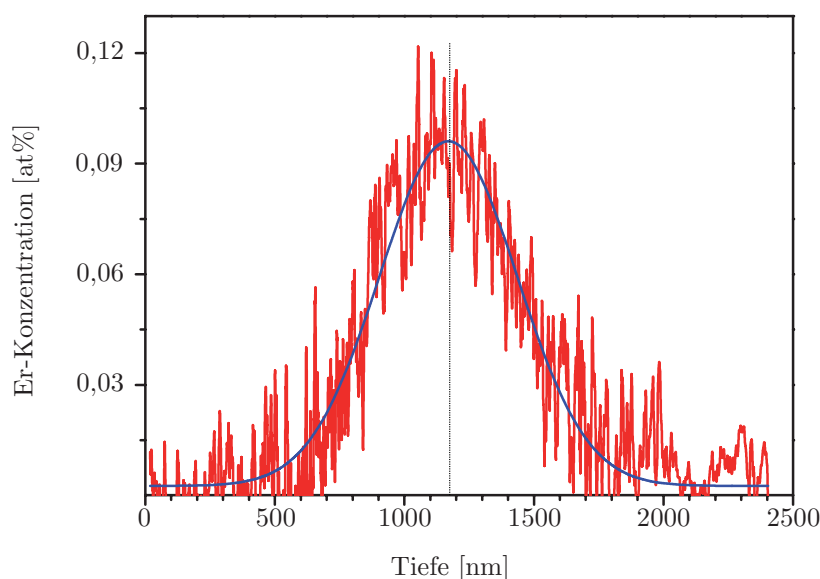




**Abbildung 6.4:** Gemessene Erbium-Konzentration in SiON nach einer sequentiellen Abscheidung und Diffusion des Er bei 1150°C in O<sub>2</sub>-Atmosphäre

ist abhängig von der Implantationsdosis und -energie, die sehr genau festgelegt werden können. Implantationen von Erbium in SiO<sub>2</sub> sind in der Literatur verbreitet [Polm97, MKYV04], aber auch Ergebnisse für SiON lassen sich in der Literatur finden [CLB<sup>+</sup>94].

Die Implantation des Erbiums erfolgt auf einem Tandem-Beschleuniger mit der Unterstützung der Ruhr-Universität Bochum durch Detlef Rogalla. Bei einer hohen Implantationsenergie von 3 MeV, einer Dosis von  $5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$  und einem effektiven Ionenstrom  $I_A$  von 125 nA dauert der Prozess 5 h für eine Fläche von 1,3 mm<sup>2</sup>. Mit diesen Parametern lässt sich eine nahezu Gauß-Verteilung der Erbium-Konzentration mit einem Maximum bei ca. 1,17 μm in SiON erreichen. Die in der Abbildung 6.5 gezeigten Ergebnisse bestätigen damit die Literaturwerte. Für eine höhere Konzentration von  $2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$  steigt die Implantationszeit auf 20 h für eine Fläche von 1,3 mm<sup>2</sup>. Die Strahlenschäden müssen nach der Implantation mit einer thermischen Behandlung ausgeheilt werden, wobei zu hohe Temperaturen einen negativen Einfluss auf andere, auf dem Silizium-Wafer zu integrierende Bauelemente haben kann. Dennoch ist die Ionenimplantation ein CMOS-kompatibler Prozess, der aber im Zusammenhang mit der Dotierung von Erbium in SiON durch den hohen apparativen Aufwand und die lange Zeit des Prozesses nicht realisierbar ist.



**Abbildung 6.5:** Gemessene Erbium-Konzentration in  $2\mu\text{m}$  SiON nach einer Ionenimplantation mit einer Energie von  $3\text{MeV}$ , einer Dosis von  $5\cdot 10^{15}\text{cm}^{-2}$  und einem effektiven Ionenstrom von  $125\text{nA}$

## 6.2 Dotierte SiON- und SiNx-Schichten mittels Kathodenzerstäubung

Alternativ zur Diffusion und Implantation lassen sich weitere Methoden finden, Erbium in SiON einzubauen. Der Schlüssel für eine homogene Verteilung des Dotierstoffes im Resonatormaterial ist der Einbau des Erbiums während des Prozesses. So entsteht beim Sol-Gel-Verfahren, vorgestellt in [SdDvBP01] oder [YCM<sup>+</sup>05], mit einem nasschemischen Prozess eine Lösung aus Erbiumnitrat ( $\text{Er}(\text{NO}_3)_3$ ), Tetraethylorthosilicat (TEOS), Ethanol, Wasser und Chlorwasserstoff (HCl). Per Rotations-Beschichtung wird diese mit Erbium dotierte Lösung auf einem Silizium-Substrat prozessiert. Nach einer Temperung per RTA-Verfahren ist eine Photolumineszenz im gewünschten Wellenlängenbereich um  $1,5\mu\text{m}$  messbar. Nachteilig sind die meist inhomogenen Schichten, die beim Temperaturprozess zu Rissen neigen [SdDvBP01].

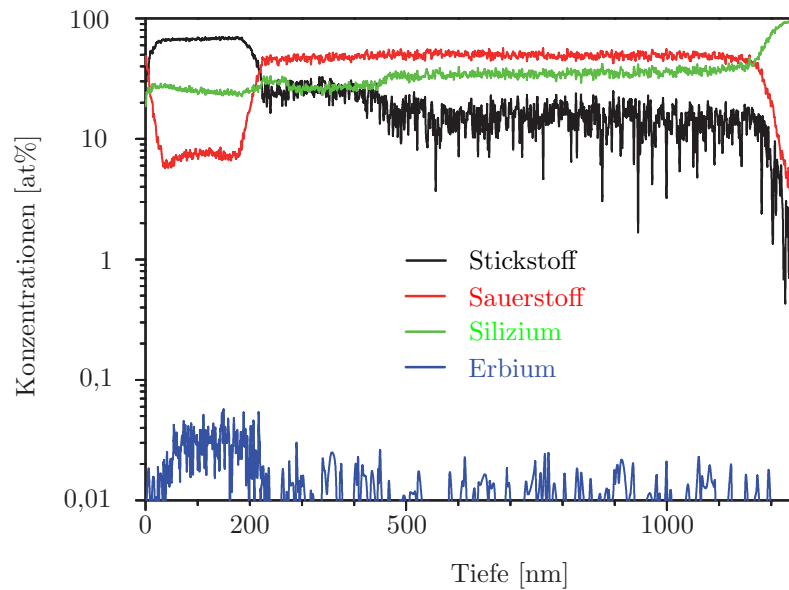
Die Kathodenzerstäubung stellt eine weitere Möglichkeit dar, Erbium während der Herstellung in die Schicht mit einzubauen [YLK<sup>+</sup>10]. In Abhängigkeit von der Prozesstechnik (direkte oder reaktive Magnetron Kathodenzerstäubung) treten unterschiedliche Effekte auf. Beim Einsatz der direkten Magnetron Kathodenzerstäubung und einer anschließenden thermischen Nachbehandlung entstehen je nach eingesetzten Materialien Silizium-Nanocluster in einer siliziumreichen Nitrid- (SRN) oder  $\text{SiO}_2$ -Schicht (SRSO) [NYH<sup>+</sup>06, CLC<sup>+</sup>10]. Die Silizium-Nanocluster absorbie-

ren das Licht der Anregung, in denen sich infolgedessen Elektronen-Loch Paare bilden. Die Rekombinations-Energie wird an die benachbarten Erbium-Ionen transferiert, die in der Folge Licht der Wellenlänge  $1,54\ \mu\text{m}$  emittieren [IIF<sup>+</sup>10, FYK<sup>+</sup>97]. Dieser Zusammenhang, der die am Anfang des Kapitels beschriebene Wechselwirkung nicht verletzt, ermöglicht eine um das 50-fache höhere Lumineszenz bei  $\text{SiO}_2$ -Schichten mit Nanoclustern im Vergleich zur direkten Anregung der Erbium-Ionen in dotiertem  $\text{SiO}_2$  [FYK<sup>+</sup>97]. Die Abstrahlung um die Wellenlänge  $1,54\ \mu\text{m}$  basiert auf dem Bandübergang von Energieniveau 2 zu 1 (siehe Abbildung 6.1) [FYK<sup>+</sup>97].

Bei der für diese Arbeit verwendeten reaktiven Magnetron Kathodenzerstäubung lassen sich im Gegensatz zu der direkten Magnetron Kathodenzerstäubung nach einer thermischen Nachbehandlung keine Nanocluster identifizieren [LYN09, YLK<sup>+</sup>09]. Aus diesem Grund weisen die hergestellten Siliziumnitrid-Schichten noch unbekannter Zusammensetzung ( $\text{SiN}_x$ ) eine homogenere Schichtstruktur auf als die mit der direkten Magnetron Kathodenzerstäubung hergestellten SRN-oder SRSO-Schichten [YLK<sup>+</sup>10]. Die geringere Oberflächenrauheit hat einen vorteilhaften Einfluss auf die optischen Verluste der hergestellten Strukturen. Die Ladungsträger in den Bandausläufern der  $\text{SiN}_x$ -Matrix werden mit einem diodengepumpten Festkörperlaser stimuliert. Die Lumineszenz im Telekommunikationsbereich basiert hier auf einem nicht-resonanten Energietransfer durch Tunneln zwischen den angeregten Ladungsträgern in den Bandausläufern und den Erbium-Ionen [YLK<sup>+</sup>10].

Für diese Arbeit kommt die reaktive Magnetron Kathodenzerstäubung mit einem Tiegel aus Erbiumoxid ( $\text{Er}_2\text{O}_3$ ) zum Einsatz. Anders als bei der direkten Magnetron Kathodenzerstäubung [CLC<sup>+</sup>10] bildet sich die Schicht mit der reaktiven Magnetron Kathodenzerstäubung nicht aus drei Kathoden, sondern aus zwei Kathoden und einem reaktivem Gas. Neben dem  $\text{Er}_2\text{O}_3$  sind noch Si als Tiegel und  $\text{N}_2$  als reaktives Gas für die Herstellung von  $\text{Er}:\text{SiN}_x$  notwendig. Die Zusammensetzung des mit Erbium versetzten und nicht ganz reinen  $\text{Er}:\text{SiN}_x$  (3%at  $\text{O}_2$ ) hängt von der Flussmenge des  $\text{N}_2$  ab, die konstant  $0,75\ \text{sccm}$  beträgt. Zur Herstellung wird mit dem französischen Institut ANSICAEN zusammengearbeitet. Dort kann das Material CMOS-kompatibel wahlweise direkt auf den Si-Wafer gesputtert werden, oder für Wellenleiter und Resonatorstrukturen auf  $\text{SiO}_2$ . Der Brechungsindex dieser  $\text{Er}:\text{SiN}_x$ -Schicht beträgt 2,3 und eignet sich ebenfalls zur Herstellung hochintegrierter Strukturen auf Silizium. Erbium dotiertes  $\text{SiON}$  lässt sich per direkter Kathodenzerstäubung über drei verschiedene Kathoden fertigen, weist aber eine um eine Größenordnung geringere Lumineszenz im Wellenlängenbereich um  $1,54\ \mu\text{m}$  auf. Aus diesem Grund wird für die weiteren Untersuchungen zur Abhängigkeit der Lumineszenz von der anschließenden thermischen Behandlung auf das drei Kathoden basierte  $\text{Er}:\text{SiON}$  verzichtet.

Die Zusammensetzung der Probe kann anhand der SNMS-Messung 6.6 zugeordnet und mit den bereits vorgestellten Methoden verglichen werden. Das Erbium



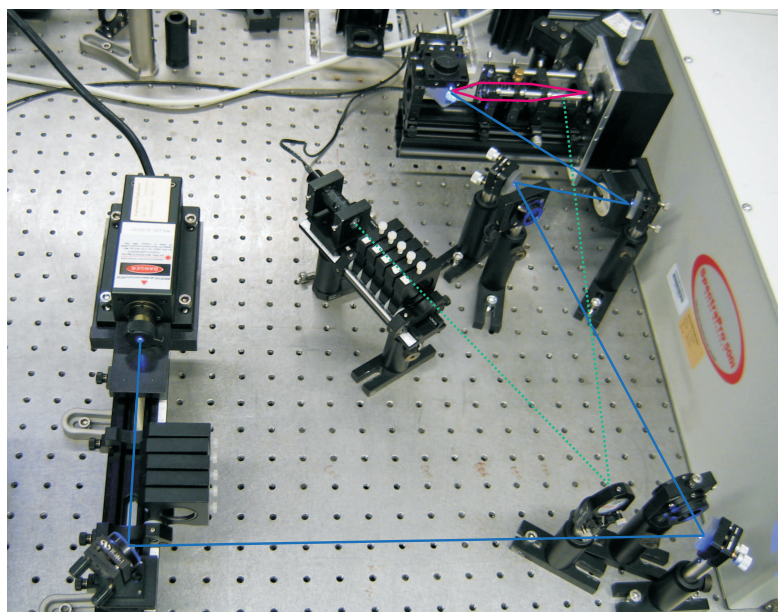
**Abbildung 6.6:** *Konzentration der verschiedenen atomaren Bestandteile der  $\text{SiN}_x\text{:Er}$ -Schicht in Abhängigkeit von der Tiefe der Schicht, aufgenommen per SNMS-Messung*

ist dabei gleichmäßig in der Schicht verteilt. Für die ersten 200 nm, die die oberste Schicht des Wafers darstellen, steigt die Konzentration des Erbiums und des Stickstoffes, wobei die Sauerstoff-Verteilung erst bei der  $\text{SiO}_2$ -Schicht wieder steigt. Die maximale Erbium-Konzentration beläuft sich auf 0,06 at%. Zur Optimierung der Materialparameter folgt nach der Abscheidung per reaktiver Kathodenzerstäubung eine thermische Behandlung. Der Einfluss der Temperatur verdeutlicht sich anhand der im folgenden Kapitel behandelten Lumineszenzmessung.

### 6.3 Lumineszenzmessungen an Erbium dotierten Schichten

Die Stöchiometrie des mit Erbium-Atomen versetzten Materials hängt stark vom Stickstoff-Anteil im Gasfluss, aber auch vom Anteil des Siliziums ab. Bleiben diese Parameter konstant, ist die Lumineszenz anhand einer nachträglichen thermischen Behandlung beeinflussbar. Dazu werden mit den oben genannten Prozessparametern Proben hergestellt und danach unterschiedlichen Temperaturen von 400 bis 1000°C für 1 h ausgesetzt. Dabei ist insbesondere bei den höheren Temperaturen für die Aufheiz- und Abkühlphase des 3-Zonen-Ofens eine längere Verweildauer zu berücksichtigen.

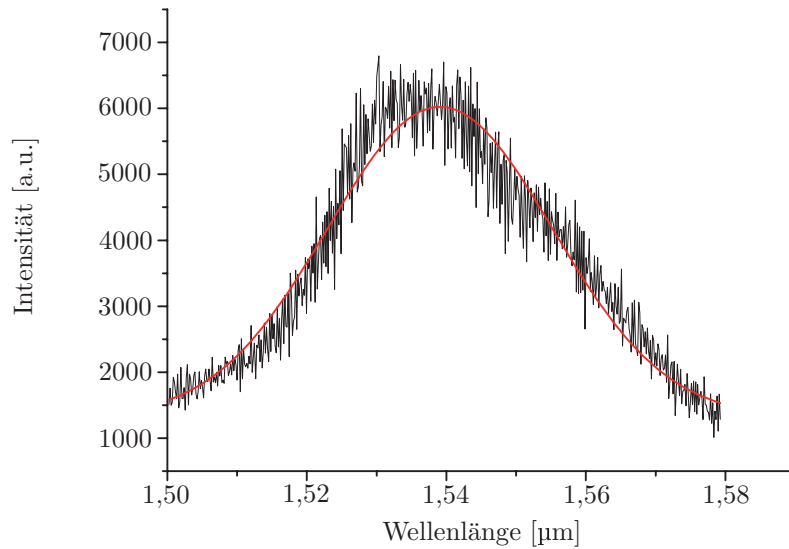
Für die hier gezeigten Ergebnisse wird ein diodengepumpter Festkörperlaser mit einer Emissionswellenlänge von 473 nm verwendet, um die Proben anzuregen. Zudem kommt ein Spektrometer (Spectra Pro 500i ACTON RESEARCH) und eine InGaAs-Kamera (HAMAMATSU) zur Charakterisierung der Lumineszenz zum Einsatz. Der Aufbau zur Lumineszenzmessung ist in Abbildung 6.7 dargestellt.



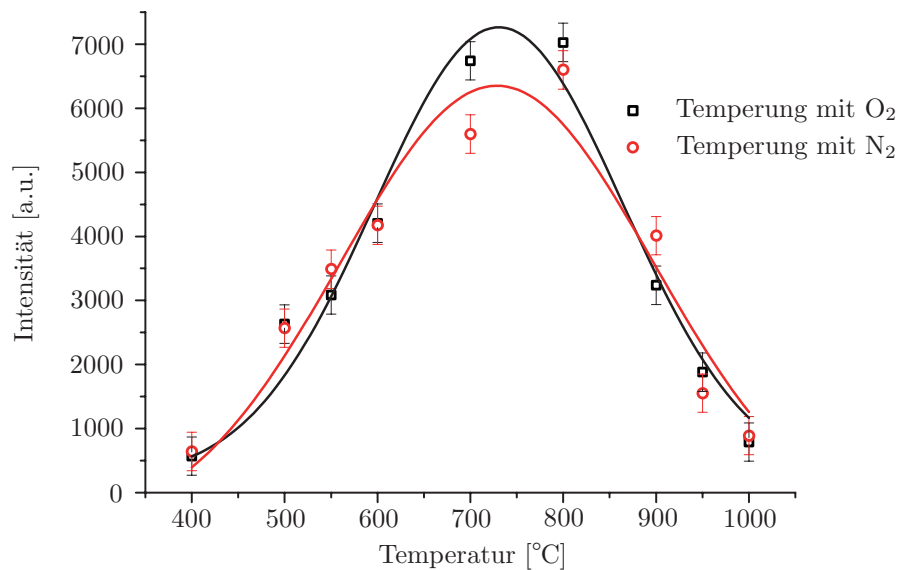
**Abbildung 6.7:** *Optischer Aufbau zur Spektroskopie der dotierten Proben mit eingezeichnetem Strahlverlauf*

Für eine Er:SiN<sub>x</sub>-Probe nach einer thermischen Behandlung bei 800°C ergibt sich die in Abbildung 6.8 dargestellte Lumineszenz. Die Messung findet bei Raumtemperatur statt. Die rote Kennlinie stellt dabei eine Kurvenanpassung dar, die eine möglichst geringe Abweichung von der tatsächlich gemessenen Kurve beinhaltet. Das Maximum der Emission liegt wie erwartet bei einer Wellenlänge von 1,54 µm. Damit ist ein Wellenleiter oder eine Mikroresonatorstruktur als lichtemittierendes Bauteil denkbar, das monolithisch und kostengünstig auf einem Silizium-Chip mit anderen optischen oder elektronischen Komponenten integrierbar ist.

Der Einfluss der Temperatur und der Atmosphäre im Ofen auf die Lumineszenz ist anhand des Verlaufs in Abbildung 6.9 verdeutlicht. Für die thermische Behandlung in O<sub>2</sub>- und N<sub>2</sub>-Atmosphäre ergibt sich ein ähnliches Kennlinienbild. Die Emission bei 1,54 µm steigt mit der Temperatur an, bis sie im Bereich von ca. 800°C ihr Maximum erreicht. Dies gilt für O<sub>2</sub>- und N<sub>2</sub>-Atmosphäre gleichermaßen. Bei noch höheren Temperaturen verliert die Probe rapide an Leuchtkraft. Die starke Abhängigkeit von der nachträglichen Temperaturbehandlung basiert auf dem steigenden Energietransfer zwischen dem Silizium und den Erbium-Ionen [LYN09].



**Abbildung 6.8:** Gemessene Lumineszenz einer mit Erbium versetzten  $\text{SiN}_x$ -Probe nach einer einstündigen thermischen Behandlung bei  $800^\circ\text{C}$

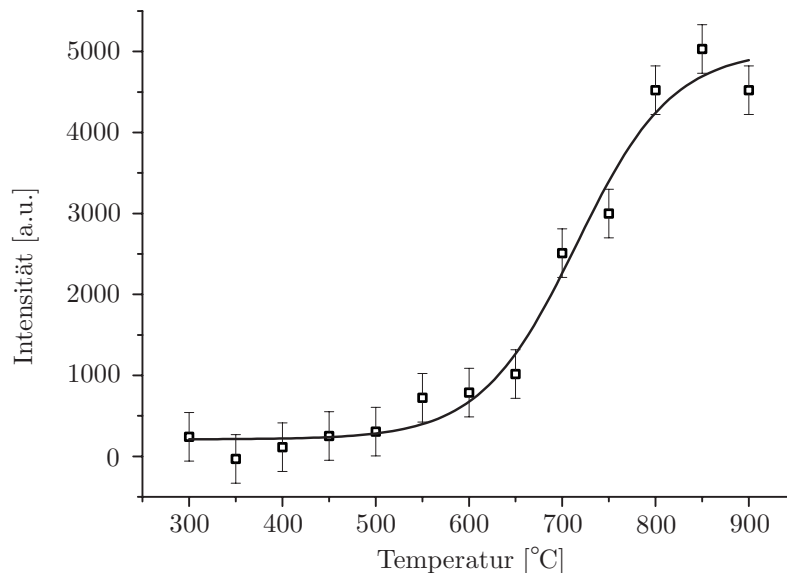


**Abbildung 6.9:** Gemessene Lumineszenz mit eingezeichnetem Fehlerband einer mit Erbium versetzten  $\text{SiN}_x$ -Probe nach einer einstündigen thermischen Behandlung in  $\text{O}_2$ - und  $\text{N}_2$ -Atmosphäre

Mit einer gezielten thermischen Behandlung erhöht sich die Intensität der Emission und ermöglicht die integrierte Herstellung eines Lasers.

Für einen CMOS-kompatiblen Prozess aber sind die Temperaturen und die Belastungen einer solchen einstündigen Behandlung zu hoch, insbesondere für emp-

findliche elektronische und optische Schaltkreise. Um die Belastung für den Wafer möglichst niedrig zu halten, wird die Zeit beim RTA-Verfahren deutlich reduziert. Für die Optimierung der Lumineszenzintensität mittels RTA soll die Zeit konstant auf  $2 \times 30$ s verbleiben, das heißt nach dem einmaligen Aufheizen kühlt sich der Wafer in einer Ruhephase wieder ab, bevor er ein zweites Mal auf die gewählte Temperatur aufheizt. Der Prozess findet in Ar-Atmosphäre statt. Den Verlauf der



**Abbildung 6.10:** Gemessene Lumineszenz mit eingezeichnetem Fehlerband einer mit Erbium versetzten  $\text{SiN}_x$ -Probe nach dem RTA-Verfahren in Ar-Atmosphäre

Kennlinie für das RTA-Verfahren gibt die Abbildung 6.10 wieder. Die Abbildungen 6.9 und 6.10 untermauern, dass es eine optimale thermische Behandlung für die hier verwendete Schicht gibt. Die für diese Versuchszwecke eingesetzte RTA-Anlage lässt eine maximale Temperatur von  $900^\circ\text{C}$  zu. Aber bereits bei einer Temperatur von  $650^\circ\text{C}$  steigt die Intensität im Vergleich zu den niedrigeren Temperaturen stark an. Im Temperaturbereich von  $300$  bis  $600^\circ\text{C}$  verbleibt die Intensität nach  $2 \times 30$ s im RTA-Verfahren nahezu konstant. Das Maximum der Emissionsintensität bei Verwendung des RTA-Verfahrens beträgt  $850^\circ\text{C}$  und fällt nach dieser Temperatur ab.

Die Stöchiometrie des gesputterten  $\text{Er:SiN}_x$  hat, wie in [YLK<sup>+</sup>10] bereits gezeigt, großen Einfluss auf die Intensität der Emission bei unterschiedlichen Temperaturen. Mit einem relativ hohen Silizium-Gehalt im Material im Vergleich zum  $\text{N}_2$  wird das Maximum der Intensität bei niedrigeren Temperaturen erreicht als bei geringem Silizium-Anteil. Die in dieser Arbeit ermittelten Werte mit einem relativ hohen Silizium-Gehalt stimmen mit Angaben aus [YLK<sup>+</sup>10] überein, Schichten mit

geringem Silizium-Gehalt benötigen höhere Temperaturen für ihr Emissionsmaximum.

Diese nichtresonante Anregung der Erbium-Ionen demonstriert die Realisierung einer 1,54  $\mu\text{m}$  Emission und verspricht damit ein hohes Potential für optisch aktive Bauelemente, die sich mit elektronischen Elementen integrieren lassen. Die hohen Temperaturen, die zur Verteilung des Dotierstoffes bei der Diffusion oder zur Ausheilung der Schichtstruktur nach der Implantation erforderlich sind, verhindern hingegen den Einsatz integrierter elektronischer Elemente. Der bereits in Abschnitt 2.1.3 erwähnte Effekt der Bildung von Agglomerationen bei hohen Temperaturen führt hier zu einer Unterdrückung der optischen Aktivität und der damit verbundenen Lumineszenz. Der reduzierte Anteil an O-H-Verbindungen bei hohen Temperaturen verkürzt den Abstand der Erbium-Ionen, die sich dann gruppieren und ihre Energie über Wärme abgeben anstatt über die Lumineszenz. Dieser in der Literatur beschriebene Mechanismus [ALF11] erklärt auch die stark reduzierte Lumineszenz in Abbildung 6.9 ab einer Temperatur von ca. 900°C. Lumineszenz ist für die ionenimplantierten und diffundierten Erbium-Schichten aus dem gleichen Grund nicht detektierbar. Die Diffusion bei 1150°C und die thermische Nachbehandlung der ionenimplantierten Schicht führt ebenfalls zum Effekt der Agglomerationsbildung, wie auch von [PJE<sup>+</sup>91] bestätigt wird.



# Zusammenfassung und Ausblick

Die Herstellung von Wellenleitern und Mikroresonatoren aus dem gleichen Materialsystem  $\text{SiO}_2/\text{SiON}/\text{SiO}_2$  zielt auf die Integration optisch aktiver Komponenten auf einem Silizium-Chip ab. Zusammen mit der Dotierung von Erbium über das Verfahren der Kathodenzerstäubung ist eine Herstellung eines optischen Lasersystems auf Silizium mit etablierten CMOS-Prozessen aus der Mikroelektronik möglich.

$\text{SiON}$  als wellenführendes Material hat sich als vielversprechende Alternative gegenüber anderen Halbleitermaterialsystemen wie Lithiumniobat oder Gallium-Arsenid herausgestellt. Die im PECVD-Prozess hergestellten Schichten vermeiden hohe Prozesstemperaturen bei vergleichsweise hohen Abscheideraten. Ein weiterer Vorteil ergibt sich durch den einstellbaren Brechungsindex, der über einen weiten Bereich von 1,45 ( $\text{SiO}_2$ ) bis 2,0 ( $\text{Si}_3\text{N}_4$ ) veränderbar ist. Durch Änderung des Gasflussverhältnisses  $\text{N}_2\text{O}/\text{Ar}2\%\text{SiH}_4$  wurde der Brechungsindex für eine effektive Kopplung zwischen Wellenleiter und Resonator auf einen Wert von ca.  $n = 1,52$  eingestellt. Im Vergleich mit anderen Materialsystemen erweist sich  $\text{SiON}$  zusammen mit  $\text{SiO}_2$  als eine kostengünstige und universale Lösung für eine integrierte Laserstruktur mit Wellenleiter und Mikroresonator. Die Herstellung der Wellenleiter für eine Integration mit Mikroresonatoren auf einem Silizium-Substrat erfordert vorab eine Definition einer geeigneten Wellenleiter-Geometrie. Die Grundlage dazu lieferte die Analyse der Feldverteilung im Filmwellenleiter.

Für möglichst dämpfungsarme Wellenleiter und Mikroresonatoren ist der Herstellungsprozess der Wellenleiter-Strukturen entscheidend. Der PECVD-Prozess wurde bezüglich einer homogenen Schichtdicke und einem gleich bleibenden Brechungsindex über den gesamten Wafer optimiert. Der Wasserstoffeinbau während der Herstellung der Wellenleiter-Schichten bewirkt einen hohen Grad an Absorption und damit Dämpfung in den späteren Wellenleiterstrukturen. Der durch Infrarot-Messungen in dieser Arbeit bestätigte Einbau verringert sich durch eine Reduzierung des Gasflusses, einer nachträglichen thermischen Behandlung bei  $1100^\circ\text{C}$ , oder

einer Erhöhung der Elektrodentemperatur auf 375°C während der Abscheidung. Eine Kombination aus den beiden Maßnahmen Gasflussreduzierung und Erhöhung der Elektrodentemperatur erzielt vergleichbare Ergebnisse wie die thermische Nachbehandlung bei 1100°C, die eine Kombination aus elektrischen Schaltkreisen und integrierter Optik ausschließen würde. Ein weiterer Vorteil dieser Optimierungsschritte ist eine geringere Oberflächenrauheit der Schichten, die Spannungen zwischen den Schichten vermeidet und somit bessere Ergebnisse für Wellenleiter und Resonatoren ermöglicht. Bei der Herstellung von Siliziumdioxid reduziert sich mit den eingeführten Optimierungen die Oberflächenrauheit um 36% und bei Siliziumoxinitrid um 43%. Die Bildung von Seitenwandrauheiten konnte mittels angepasster Lithografie-Prozessschritte und aufwendigen Optimierungen der Trockenätzprozesse unterdrückt werden. Für die Wahl der geeigneten Ätzprozesse wurden verschiedene Methoden und Gaszusammensetzungen aus der Halbleiterfertigung angewendet. Hauptaugenmerk lag für den Ätzprozess bei einer niedrigen Rauheit, einer hohen Ätzrate und einer hohen Strukturtreue.

Der Wellenleiter muss für die verwendete Wellenlänge und den Einsatzzweck dimensioniert sein. Für eine erste Näherung kam die Equivalent-Index-Methode zur Abschätzung der Breite und Höhe der Wellenleiter zum Einsatz. Die Dimensionen der Wellenleiter bestätigen sich durch numerische Berechnung mit der *Finite Integration Theory*. Vor der Herstellung der einzelnen Wellenleiter können so rippenbelastete Filmwellenleiter sowie tiefgeätzte und vergrabene Streifenwellenleiter berechnet werden. Aus diesen Ergebnissen resultiert das optimale Layout für die Maskenerstellung. Die Charakterisierung der mit dem verbesserten Prozess hergestellten Wellenleitern erfolgte durch die FABRY-PEROT-Methode. Dafür ist die Aufnahme und Auswertung der im Wellenleiter auftretenden FABRY-PEROT-Oszillationen wesentlich. Die beobachtete Modenverteilung weist eine hohe Übereinstimmung mit den simulierten Verteilungen auf. Rippenbelastete Filmwellenleiter erzielen sehr gute Dämpfungswerte von 0,3 dB/cm, die Messung für vergrabene Streifenwellenleiter führt zu Werten von 0,83 dB/cm.

Die Herstellung der Mikroresonatoren beinhaltet, neben den für die Wellenleiter schon aufgezeigten Prozessschritten, die isotrope trockenchemische Ätzung. Damit das Feld nicht in das Silizium einkoppelt, muss die Resonatorstruktur freistehend sein und das Silizium zurückgeätzt werden. Der Prozess verläuft aufgrund der glatteren Oberfläche mit einem Schwefelhexafluorid-Gasfluss von 134 sccm und dem Prozessdruck 16 Pa, obwohl bei einem noch höheren Prozessdruck die Unterätzung steigt. Zur Charakterisierung der Mikroresonatoren ist aber ebenfalls eine hohe vertikale Ätzrate erforderlich. Mit dem gefundenen Kompromiss der Prozessparameter konnten die Resonatoren ausreichend gut unterätzt sowie vertikal 50 µm tief geätzt werden. Der optimierte Ätzprozess und die Verbesserungen im Lithografieprozess ermöglichen die Herstellung von Resonatoren mit ebenen Seitenwänden.

Die Simulation der Resonatoren aus dem gleichen Materialsystem resultiert in einer Modenverteilung als umlaufende Flüstergalerie-Moden am Rand des Resonators. Erste Messungen der hergestellten Mikroresonatoren ergaben  $Q$ -Werte bis zu  $4 \cdot 10^3$  für einen Durchmesser von  $50 \mu\text{m}$ .

Ein wichtiger Aspekt für eine Nutzung der Wellenleiter und Resonatoren als Laserstruktur auf Silizium ist die Kopplung zwischen Wellenleiter und Resonator. Dafür wurden die analytischen Zusammenhänge und Mechanismen zur Anregung von Resonanzen diskutiert. Die numerisch berechneten Strukturen dienen als Grundlage für die hier auf Silizium monolithisch hergestellten Wellenleiter und Resonatoren. Für eine detailliertere Analyse des Koppelverhaltens ist es notwendig, die Kopplung variabel zu gestalten. Für diesen Zweck wurde hier eine heizbare Membran-Struktur vorgestellt und charakterisiert, die es erlaubt den Abstand zwischen Resonator und Wellenleiter in Abhängigkeit von der angelegten Spannung zu ändern. Insbesondere die Dimensionierung der Aussparungen in der Membran, aber auch die Schichtstruktur, haben einen großen Einfluss auf das Ausdehnungsverhalten der Membran, wie Simulationen von verschiedenen Layouts zeigen. Die dabei verwirklichten Verbesserungen beim finalen Entwurf im Vergleich zu den restlichen Entwürfen spiegeln sich in einem um das 600-fache größeren Verhältnis der Verschiebung in Richtung des Resonators zur Ausdehnung in die Höhe wider. Damit einhergehend konnten störende Ausdehnungen in die Höhe minimiert und die Verschiebung in Richtung des Resonators maximiert werden. Die freitragende Membran mit den integrierten Heizern wurde anschließend mit Erfolg hergestellt und vermessen. Die Veränderung der Membran in alle Raumrichtungen bei angelegter Spannung stimmt gut mit den Ergebnissen der Simulation überein.

Der letzte noch fehlende Bestandteil für eine Laserstruktur aus Siliziumoxinitrid ist die Dotierung mit Erbium. Teil dieser Arbeit ist der Vergleich verschiedener Methoden zur Dotierung mit Erbium. Am vielversprechendsten erweist sich die Dotierung über die Kathodenzerstäubung, wenn das Erbium schon während des Prozesses zugeführt wird. Die Eindringtiefe des Erbiums wurde für alle Vorgehensweisen mit Massenspektrometrie-Messungen analysiert. Die Messung der Lumineszenz einer Probe verlief erfolgreich. Eine thermische Nachbehandlung der dotierten Proben verdeutlichte eine Abhängigkeit der Lumineszenzintensität von der Temperatur. Das Maximum der Intensität für die Wellenlänge  $1,54 \mu\text{m}$  liegt bei ca.  $800^\circ\text{C}$  nach einer Stunde. Ein annähernd gleiches Resultat ermöglicht bei gleichen Temperaturen aber kürzeren Verweilzeiten das *Rapid Thermal Annealing*-Verfahren.

Insgesamt konnten im Rahmen dieser Arbeit grundlegende Komponenten für Mikrodiskresonatoren als Laserstrukturen auf Silizium entwickelt werden. Erstmals kamen hierzu 3-Schicht Resonatoren zum Einsatz.

## Ausblick

Die nächsten Themen für weitere Arbeiten in diesem Gebiet sind die Kopplung zwischen Resonator und Wellenleiter sowie die Integration der dotierten Mikroresonatoren mit den Wellenleitern.

Die hier vorgestellte, viel versprechende Heizermembran zur variablen Kopplung gilt es in einem nächsten Schritt in den Prozessablauf zur Herstellung des Wellenleiter-Resonator-Systems zu integrieren. Dazu sind weitere Maskenebenen, ähnlich zu den hier bereits gezeigten, zu entwerfen. Der Prozessschritt der rückseitigen, nasschemischen Strukturierung mittels einer Kaliumhydroxid (KOH)-Lösung kann entfallen, da die Unterätzung des Mikroresonators durch die Aussparungen in der Membran erfolgt. Nach der Integration kann in Abhängigkeit von der angelegten Spannung der Abstand reguliert, sowie der Einfluss des Abstandes zwischen Wellenleiter und Resonator auf die Güte des Resonators analysiert werden. Ebenfalls wäre eine Realisierung als variabler Add/Drop-Filter für einen Wellenlängen-Multiplexer denkbar.

Ein weiterer Einfluss auf die Effizienz der Kopplung ist eine unerwünschte Auskopplung der zum pumpen des Lasers gedachten Welle am Auskoppelpfad, bevor diese zur Bildung von Strukturresonanzen beitragen kann. Bei der Verwendung von einem Wellenleiter für die Zuführung der Pumpwellenlänge und einem extra Wellenleiter zur Auskopplung müssen die Wellenleiter unabhängig voneinander ansteuerbar sein. Ziel ist es, die angeregten Resonanzen so lange zu speichern, bis die Auskopplung über den Wellenleiter möglich ist. Somit kann aus der breitbandigen Quelle ein sehr schmalbandiges Signal resultieren. Dazu können für beide Wellenleiter separat Heizer auf der Membran strukturiert werden. Zusätzlich verringert sich der Effekt einer unerwünschten Auskopplung im Einkoppelpfad durch eine Anpassung der Dimensionierung. Ein Ansatz für eine unidirektionale Auskopplung von Mikroresonatoren ist es, die Scheibe an einer ausgewiesenen Stelle zu lochen. Das Luftloch stellt für Moden höherer Ordnung ein Streuzentrum dar, während andere Moden ungedämpft weiter im Resonator zirkulieren. Dieses Phänomen wurde bereits untersucht und führt zu einer gerichteten Abstrahlung einer bestimmten Mode [Wild08]. Diese kann dann wiederum in einen Wellenleiter einkoppeln.

Basierend auf einer Verknüpfung der hier erzielten Resultate für Erbium dotierte Schichten und den Ergebnissen der hergestellten Mikroresonatoren, ist die Realisierung eines Lasers auf SiON-Basis das Ziel für zukünftige Arbeiten. Die in dieser Arbeit gezeigte Lumineszenzintensität der mit Erbium dotierten  $\text{SiN}_x$ -Schichten ist für eine Nutzung als Laser bestens geeignet, da der Prozess zur Herstellung der Schichten CMOS-kompatibel ist. Die Herstellung von dotiertem SiON stellt sich auch mit der Kathodenzerstäubung als schwieriger heraus. Die Intensität der Lumineszenz ist um eine Größenordnung geringer, was es im Moment für eine Integration unattraktiv macht. Für die Herstellung von Erbium dotierten Strukturen

sind noch geeignete Prozessparameter zur Strukturierung zu untersuchen. Um den Gütefaktor des Resonators weiter zu steigern, können Reflowprozesse mit einem CO<sub>2</sub>-Laser vorteilhaft sein. Durch das Aufschmelzen und Glätten des Randbereiches vom Mikroresonator aus SiO<sub>2</sub> können bereits  $Q$ -Werte von  $1 \cdot 10^8$  und höher erreicht werden [AKSV03].

Alternativ ist ein Schichtauftrag des Er:SiON mit dem Sol-Gel-Verfahren denkbar. Für die Dotierung könnte Erbium(III)-Nitrat-Pentahydrat Anwendung finden [YCM+05]. Dieses Verfahren wurde bis jetzt noch nicht zur Herstellung einer SiON-Schicht genutzt, eine geeignete Prozessfolge liegt noch nicht vor. Der Nachteil dieser Schichten ist die sich wiederholende thermische Behandlung bei hohen Temperaturen, um die Schicht zu glätten. Ein einmaliger Schichtauftrag dieser Lösung auf einen bereits bestehenden Mikroresonator, wie bereits in [YAV03] gezeigt, benötigt nur einen einmaligen Ausheizprozess und einen Aufschmelzvorgang, der aber ebenfalls nicht CMOS-kompatibel ist.

Der Bereich der nichtlinearen Effekte für SiON-Mikroresonatoren gilt es in Zukunft noch zu untersuchen. Bedingung für die Erzeugung nichtlinearer Wellen ist eine ultra-hohe Güte des Resonators. Neben der Verwendung als Mikrolaser und variabler Koppler ist eine Struktur aus Wellenleiter und Mikroresonator als optisch parametrischer Oszillator anwendbar. Mit der in dieser Arbeit vorgestellten Anordnung zur präzisen Kontrolle über die resonante Wellenlänge könnten sich aus einer einzelnen Pumpwellenlänge mehrere Moden mit unterschiedlicher Wellenlänge bilden. Diese kohärenten Ausgangssignale wären als Multi-Wellenlängen-Quellen zum Beispiel für die Spektroskopie nützlich [WBJH10]. Weitere nichtlineare Effekte sind zu erwarten, wenn der Resonator in der Umgebung von Flüssigkristallen betrieben wird.

# Anhang

## Abkürzungen und Formelzeichen

### Chemische Verbindungen

$\text{Si}_x\text{O}_y\text{N}_z$	Siliziumoxinitrid
$\text{LiNbO}_3$	Lithiumniobat
Er	Erbium
III-V	Halbleitermaterialen der dritten und fünften chemischen Hauptgruppe
II-VI	Halbleitermaterialen der zweiten und sechsten chemischen Hauptgruppe
AlGaAs	Aluminium-Gallium-Arsenid
GaAs	Gallium-Arsenid
GaInAsP	Gallium-Indium-Arsenid-Phosphid
InP	Indium-Phosphid
AlGaInAs	Aluminium-Gallium-Indium-Arsenid
AlGaInP	Aluminium-Gallium-Indium-Phosphid
AlGaAsSb	Aluminium-Gallium-Arsenid-Antimonid
GaInAsSb	Gallium-Indium-Arsenid-Antimonid
GaSb	Gallium-Antimonid

---

GaAsP	Gallium-Arsenid-Phosphid
GaP	Gallium-Phosphid
Si	Silizium
Ge	Germanium
SiC	Siliziumkarbid
AlN	Aluminiumnitrid
GaN	Galliumnitrid
InN	Indiumnitrid
PMMA	Polymethylmethacrylat
SiO <sub>2</sub>	Siliziumdioxid
Si <sub>3</sub> N <sub>4</sub>	Siliziumnitrid
SiH <sub>4</sub>	Silan
N <sub>2</sub> O	Distickstoffmonoxid
NH <sub>3</sub>	Ammoniak
SiON	Siliziumoxinitrid
Poly-Si	polykristallines Silizium
Ar	Argon
H	Wasserstoff
O <sub>2</sub>	Sauerstoff
N <sub>2</sub>	Stickstoff
HMDS	Hexamethyldisilazan
H <sub>3</sub> PO <sub>4</sub>	Phosphorsäure
HNO <sub>3</sub>	Salpetersäure
SiCl <sub>4</sub>	Siliziumtetrachlorid

---

Cl <sub>2</sub>	Chlor
BCl <sub>3</sub>	Bortrichlorid
CCl <sub>4</sub>	Tetrachlormethan
CF <sub>4</sub>	Tetrafluormethan
C <sub>2</sub> F <sub>6</sub>	Hexafluorethan
CO <sub>2</sub>	Kohlenstoffdioxid
CHF <sub>3</sub>	Trifluormethan oder auch Fluoroform
C <sub>4</sub> F <sub>8</sub>	Octafluorocyclobutan
XeF <sub>2</sub>	Xenondifluorid
KOH	Kaliumhydroxid
NaOH	Natriumhydroxid
HF	Flusssäure
NH <sub>4</sub> OH	Ammoniumhydroxid
SF <sub>6</sub>	Schwefelhexafluorid
C <sub>6</sub> H <sub>16</sub> Si	Triethylsilan
Yb	Ytterbium
Er(NO <sub>3</sub> ) <sub>3</sub>	Erbiumnitrat
TEOS	Tetraethylorthosilicat
HCl	Chlorwasserstoff
Er <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	Erbiumoxid
SiN <sub>x</sub>	Siliziumnitrid unbestimmter Zusammensetzung
InGaAs	Indium-Gallium-Arsenid
SRSO	Silizium reiches Siliziumdioxid
Si-O-H	Absorptionsgruppe aus Silizium-Sauerstoff-Wasserstoff Atomen



---

Si-H	Absorptionsgruppe aus Silizium-Wasserstoff Atomen
N-H	Absorptionsgruppe aus Stickstoff-Wasserstoff Atomen
Si-O	Absorptionsgruppe aus Silizium-Sauerstoff Atomen
O-H	Absorptionsgruppe aus Sauerstoff-Wasserstoff Atomen
SRN	Siliziumreiches Nitrid

### **Abkürzungsverzeichnis**

AFM	<i>Atomic Force Microscope</i>
CCD	<i>Charge-Coupled Device</i>
CMOS	<i>Complementary Metal-Oxide-Semiconductor</i>
CMT	<i>Coupled Mode Theory</i>
CVD	<i>Chemical Vapor Deposition</i>
FD	<i>Finite Difference</i>
FDTD	<i>Finite Difference Time Domain</i>
FEM	<i>Finite Elements Method</i>
FIT	<i>Finite Integration Theory</i>
FSR	<i>Free Spectral Range</i>
FTIR	<i>Fourier-Transform Infrared Spectroscopy</i>
HF	Hoch-Frequenz Leistung
ICP	<i>Inductive Coupled Plasma</i>
LIGA	Lithografie, Galvanoformung und Abformung
LPCVD	<i>Low Pressure Chemical Vapor Deposition</i>
NA	Numerische Apertur
PEB	<i>Post Exposure Bake</i>
PECVD	<i>Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition</i>

---

REM	Raster-Elektronen-Mikroskop
RIE	<i>Reactive Ion Etching</i>
RMS	<i>Root Mean Square</i>
RTA	<i>Rapid Thermal Annealing</i>
SNMS	Sekundär-Neutralteilchen-Massenspektrometrie
SOI	<i>Silicon on Isolator</i>
SRSO	<i>Silicon Rich Silicon Oxide</i>
TE	Transversal-Elektrisch
TM	Transversal-Magnetisch
UV	Ultraviolett
PBS	<i>Polarizing Beamsplitter</i>

### Liste der verwendeten Formelzeichen

$\lambda$	Wellenlänge
$n_k$	Brechungsindex der Kernschicht
$n_{cl}$	Brechungsindex der oberen Isolierschicht
$n_s$	Brechungsindex der Isolierschicht
$n_0$	Brechungsindex der Luft
$n_i$	Brechungsindex der Umgebung
$n_{\text{eff}}$	Effektiver Brechungsindex
$\theta$	Einstrahlwinkel
$\delta$	Phasenverschiebung
$x_d$	Schichtdicke
$\Delta n$	Brechzahldifferenz
$\omega_c$	<i>Cut-off</i> -Frequenz

---

$\lambda_c$	Cut-off-Wellenlänge
$\vec{E}$	elektrische Feldstärke
$\vec{H}$	magnetische Feldstärke
$\vec{B}$	magnetische Flussdichte
$\vec{D}$	dielektrische Erregung
$\omega$	Kreisfrequenz
$k$	Wellenzahl
$\mu$	Permeabilität
$\beta$	Ausbreitungskonstante
$\varrho$	Raumladungsdichte
$\varepsilon$	Permittivität
$\vec{J}$	elektrische Stromdichte
$\gamma$	exponentiell abklingender Anteil der stehenden Welle
$V$	normierte Frequenz
$\Psi$	Approximation des el. Feldes bei Equivalent-Index-Methode
$\zeta$	lokale Ausbreitungskonstante in $x$ -Richtung
$n_{\text{eq}}$	äquivalenter Brechungsindex
$\hat{e}$	elektrische Gitterspannung
$\hat{h}$	magnetisch Gitterspannung
$\hat{j}$	Gitterstrom
$\hat{d}$	Variable zur Gitterflussgröße des magnetischen Feldes
$\hat{b}$	Variable zur Gitterflussgröße des elektrischen Feldes
$C$	Umlaufmatrix
$\tilde{C}$	Umlaufmatrix auf dualem Gitter

---

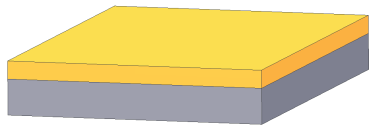
$S_M$	Divergenzmatrix
$\tilde{S}_M$	Divergenzmatrix auf dualem Gitter
$\alpha$	Dämpfungskoeffizient oder auch Extinktionskoeffizient
$I$	Intensität des geführten elektromagnetischen Feldes
$P$	Leistung des übertragenen elektromagnetischen Feldes
$R$	Reflektivität, Faktor zur Dämpfungsbestimmung
$\iota$	Länge des FABRY-PEROT Resonators
$\nu$	Anzahl radialer Moden bei Mikrodisk
$l$	Anzahl azimuthaler Moden bei Mikrodisk
$Q$	Q-Faktor, Maß für die Güte eines Mikroresonators
$\omega_0$	Resonanzkreisfrequenz
$\tau$	Abklingzeit der Welle im Resonator
$W$	Energie im Resonator
$\delta\omega_{\text{FWHM}}$	Frequenzabstand bei Hälfte der transmittierte Leistung
$\delta\lambda_{\text{FWHM}}$	Wellenlängenabstand bei Hälfte der transmittierte Leistung
$V_M$	Modenvolumen
$F$	Finesse, Kenngröße eines Mikroresonators
$\kappa$	Amplitude der Resonatormode
$s$	Amplitude der einfallenden Welle
$t$	Amplitude der transmittierten Welle
$a$	Energieamplitude der Resonatormode
$\sigma_0$	Intrinsischer Verlustkoeffizient im Resonator
$K$	Kopplungsparameter zwischen Resonator und Wellenleiter
$T$	Transmission

$M$	Reflexion
$\mathfrak{J}$	Idealität
$K_P$	Parasitärer Koppelfaktor
$K_I$	Intrinsischer Koppelfaktor
$Q_{\text{int}}$	Intrinsischer Gütefaktor
$Q_{\text{ext}}$	Externer Gütefaktor
$\Gamma$	Verhältnis Amplitude rückgekoppelte Mode zu geführte Mode
$p$	Druck
$I_A$	Ionenstrom bei der Implantation
$I_T$	Transmissionsintensität
$I_0$	Ausgangsintensität

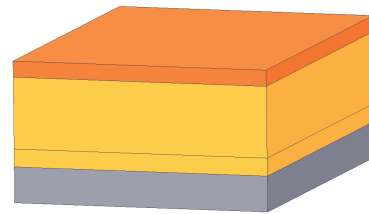
## Prozesstechnik

Prozessschritt	Zeit	Temperatur	Sonstiges
Maskenreinigung			
Ausheizen	45 min	150°C	
HMDS-Auftrag	5 min		
Lackaufschleudern	60 s		3000 U/min
Prebake	60 s	90°C	
Belichtung	3 bis 6 s		Luftfeuchte > 45 %
Entwicklung des Fotolacks	45 bis 90 s		
<i>Post Exposure Bake</i>	90 s	110°C	

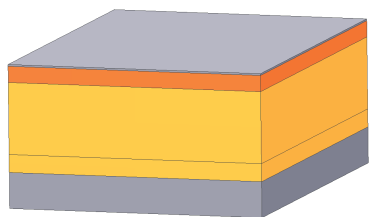
**Tabelle 6.1:** Prozessschritte der Lithografie mit dem Lack AZ<sup>®</sup>MIR 701



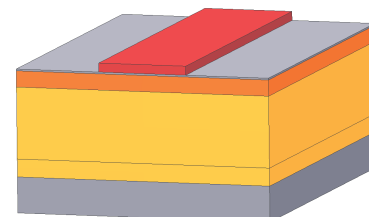
(a) thermische Oxidation der Si-Oberfläche zur Substratisolierung



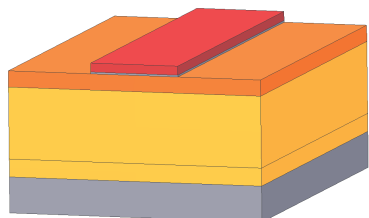
(b) Deposition der Isolations- und Kernschicht



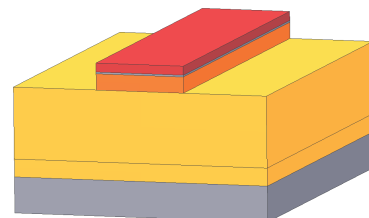
(c) Aufdampfen der Chrom-Maskierung



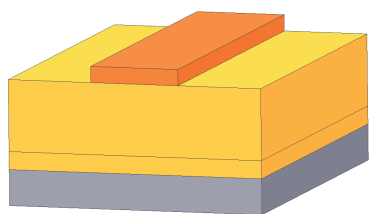
(d) Lithografie zur Strukturierung des Wellenleiters



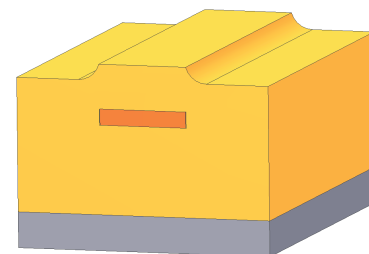
(e) Ätzprozess der Chrom-Maskierung



(f) anisotrope Ätzung der SiON-Kernschicht



(g) Entfernung des Fotolacks und der Chrommaskierung mit anschließender Reinigung



(h) Deposition der Isolierschicht

**Abbildung 6.11:** Prozessfolge für den vergrabenen Streifenwellenleiter

Nr.	Abscheiderate [nm/min]					Mittelwert	Homogenität [%]
	Brechungsindex						
	Position auf dem Wafer						
	1	2	3	4	5		
1	3,91	3,87	3,64	3,64	3,93	3,80	4,2
	1,512	1,514	1,513	1,506	1,516	1,512	0,4
2	3,81	3,81	3,71	3,67	3,89	3,78	2,9
	1,514	1,506	1,517	1,521	1,516	1,514	0,58
3	3,95	3,90	3,76	3,86	3,94	3,88	3,1
	1,524	1,514	1,506	1,52	1,524	1,518	0,76
4	3,86	3,92	3,88	3,76	3,91	3,87	2,8
	1,520	1,515	1,519	1,511	1,514	1,516	0,33
5	3,81	3,75	3,75	3,73	3,87	3,78	2,3
	1,512	1,509	1,517	1,514	1,521	1,515	0,4
-	-	-	-	-	-	3,82	1,1
-	-	-	-	-	-	1,515	0,2

**Tabelle 6.2:** Reproduzierbarkeit der PECVD-SiON-Schicht bei konstanten Abscheidparametern: 300°C Elektrodentemperatur, 133,3 Pa Druck, einer HF-Leistung von 20 W und einer Gasflusszusammensetzung von  $N_2O/Ar2\%SiH_4/NH_3 = 70/20/30$  sccm



Abscheiderate [nm/min] Brechungsindex							
Nr.	Position auf dem Wafer					Mittelwert	Homogenität [%]
	1	2	3	4	5		
1	3,25	3,16	3,09	3,12	3,12	3,15	3,2
	1,456	1,461	1,456	1,459	1,467	1,460	0,5
2	3,29	3,26	3,14	3,15	3,15	3,2	2,9
	1,458	1,459	1,466	1,462	1,463	1,462	0,25
3	3,18	3,25	3,20	3,16	3,15	3,19	1,9
	1,468	1,465	1,467	1,465	1,468	1,467	0,14
4	3,20	3,22	3,19	3,15	3,18	3,19	1,2
	1,461	1,463	1,459	1,460	1,463	1,461	0,12
5	3,22	3,25	3,26	3,22	3,23	3,24	0,62
	1,458	1,456	1,462	1,459	1,463	1,460	0,27
-	-	-	-	-	-	3,19	1,57
-	-	-	-	-	-	1,462	0,34

**Tabelle 6.3:** Reproduzierbarkeit der PECVD-SiO<sub>2</sub>-Schicht bei konstanten Abscheidparametern: 300°C Elektrodentemperatur, 133,3 Pa Druck, einer HF-Leistung von 20 W und einer Gasflusszusammensetzung von N<sub>2</sub>O/Ar2%SiH<sub>4</sub>/ =60/20 sccm

Prozessparameter					Material	Ätzrate [nm/min]	Uniformität [%]
Druck [Pa]	Leistung [W]	CHF <sub>3</sub> [sccm]	Ar [sccm]	O <sub>2</sub> [sccm]			
4,7	150	25		2,5	SiO <sub>2</sub> unbehandelt	35,7	1,7
					SiO <sub>2</sub> getempert	24,3	2,5
4,7	150	25		2,5	SiON unbehandelt	38,3	1,4
					SiON getempert	26,8	3,64
4,7	150	10,5	10,5		SiO <sub>2</sub> unbehandelt	49,1	2,5
					SiO <sub>2</sub> getempert	36,8	2,8
4,7	150	10,5	10,5		SiON unbehandelt	51,8	1,7
					SiON getempert	36,3	2,6
4,7	150	10,5	10,5	1,1	SiO <sub>2</sub> unbehandelt	26	2,7
					SiO <sub>2</sub> getempert	18,6	2,4
4,7	150	10,5	10,5	1,1	SiON unbehandelt	28,6	2,3
					SiON getempert	16,3	3,6
8	110	42		4,3	SiO <sub>2</sub> unbehandelt	37,3	3,5
					SiO <sub>2</sub> getempert	37	3,4
8	110	42		4,3	SiON unbehandelt	43,5	5,9
					SiON getempert	37,8	2,4
8	110	13	50		SiO <sub>2</sub> unbehandelt	30	3,3
					SiO <sub>2</sub> getempert	28,5	2,8
8	110	13	50		SiON unbehandelt	33,5	1,2
					SiON getempert	30,5	3

**Tabelle 6.4:** Prozessparameter und Ätzraten für unterschiedliche Prozesse zur Strukturierung von SiO<sub>2</sub> und SiON

# Literaturverzeichnis

- [AA04] F. Ay, A. Aydinli: Comparative investigation of hydrogen bonding in silicon based PECVD grown dielectrics for optical waveguides. *Optical Materials* **Vol. 26**, 2004, S. 33–46.
- [ABPL04] V. R. Almeida, C. A. Barrios, R. R. Panepucci, M. Lipson: All-optical control of light on a silicon chip. *letters to nature* **Vol. 431**, 2004, S. 1081–1084.
- [AKSV03] D. Armani, T. Kippenberg, S. Spillane, K. Vahala: Ultra-high-Q toroid microcavity on a chip. *letters to nature* **Vol. 421**, 2003, S. 925–928.
- [ALF11] S. Abedrabbo, B. Lahlouh, A. T. Fiory: Analytical Study of Thermal Annealing Behaviour of Erbium Emission in Er<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-Sol-Gel Silica Films. *Journal of Physics D: Applied Physics* **Vol. 44, No. 31**, 2011, S. 1–6.
- [APSF02] M. I. Alayo, I. Pereyra, W. L. Scopel, M. C. A. Fantini: On the nitrogen and oxygen incorporation in plasma-enhanced chemical vapor deposition (PECVD) SiO<sub>x</sub>N<sub>y</sub>. *Thin Solid Films* **Vol. 402**, 2002, S. 154–161.
- [BGI89] V. B. Braginsky, M. L. Gorodetsky, V. S. Ilchenko: Quality-Factor and Nonlinear Properties of Optical Whispering-Gallery Modes. *Physics letters A* **Vol. 137, No. 7,8**, 1989, S. 393–397.
- [BGO03] G.-L. Bona, R. Germann, B. J. Offrein: SiON high-refractive-index waveguide and planar lightwave circuits. *IBM Journal of Research and Development* **Vol. 47, No. 2/3**, 2003, S. 239–249.
- [BH01] R. W. Boyd, J. E. Heebner: Sensitive disk resonator photonic biosensor. *Applied Optics* **Vol. 40, No. 31**, 2001, S. 5742–5747.

- [BHR+06] M. Bruendel, P. Henzi, D. G. Rabus, Y. Ichihashi, J. Mohr: Herstellung integrierter polymerer Wellenleiter durch UV-induzierte Brechzahländerung, Technischer Bericht, Workshop Optik in der Rechen-technik, 2006.
- [BHS87] D. E. Bossi, J. M. Hammer, J. M. Shaw: Optical properties of silicon oxynitride dielectric waveguides. *Applied Optics* **Vol. 26, No. 4**, 1987, S. 609–611.
- [BJP05] M. Borselli, T. J. Johnson, O. Painter: Beyond the Rayleigh Scattering Limit in High-Q Silicon Microdisks: theory and experiment. *Optics Express* **Vol. 13, No. 5**, 2005, S. 1515–1530.
- [BOS99] S. C. Becker, N. A. Olsson, J. R. Simpson: *Erbium-Doped Fiber Amplifiers: Fundamentals and Technology*. Academic Press London, 1999.
- [BRI05] A. Bondeson, T. Rylander, P. Ingelström: *Computational Electromagnetics*. Springer Science + Business Media Inc., 2005.
- [Broc09] A. Brockmeier: Integration von Wellenleitern für Mikroresonatoren auf SiON-Basis, Diplomarbeit, Universität Paderborn, 2009.
- [BSBP04] M. Borselli, K. Srinivasan, P. E. Barclay, O. Painter: Rayleigh scattering, mode coupling, and optical loss in silicon microdisks. *Applied Physics Letters* **Vol. 85, Nr. 17**, 2004, S. 3693–3695.
- [CAFP06] D. Criado, M. I. Alayo, M. C. A. Fantini, I. Pereyra: Study of the mechanical and structural properties of silicon oxynitride films for optical applications. *Journal of Non-Crystalline Solids* **Vol. 352**, 2006, S. 2319–2323.
- [CBS10] C. Classen, B. Bandlow, R. Schuhmann: Computational Analysis of Whispering Gallery Modes in Flat Dielectric Disks. *2010 International Conference on Electromagnetics in Advanced Applications IEEE*, 2010, S. 553–556.
- [CC89] S. T. Chu, S. K. Chaudhuri: A Finite-Difference Time-Domain Method for the Design and Analysis of Guided-Wave Optical Structures. *Journal of Lightwave Technology* **Vol. 7, No. 12**, 1989, S. 2033–2038.
- [Chia86] K. S. Chiang: Analysis of optical fibers by the effective-index method. *Applied Optics* **Vol. 25, No. 3**, 1986, S. 348–354.

- [CL90] Y. H. Cheng, W. G. Lin: Investigation of rectangular dielectric waveguides: an iteratively equivalent index method. *IEEE Proceedings* **Vol. 137, No. 5**, 1990, S. 323.
- [CL07] M. L. Calvo, V. Lakshminarayanan: *Optical Waveguides - From Theory to Applied Technologies*. CRC Press Taylor & Francis Group, 2007.
- [CLB+94] A. V. Chelnokov, J.-M. Lourtioz, P. Boucaud, H. Bernas, J. Chaumont, T. Plowman: Deep high-dose erbium implantation of low-loss silicon oxynitride waveguides. *Electronics Letters* **Vol. 30, No. 22**, 1994, S. 1850–1852.
- [CLC+10] S. Cueff, C. Labbé, J. Cardin, J. L. Doualan, L. Khomenkova, K. Hijazi, O. Jambois, B. Garrido, R. Rizk: Efficient energy transfer from Si nanoclusters to Er ions in silica induced by substrate heating during deposition. *Journal of Applied Physics* **Vol. 108**, 2010, S. 064302–1.
- [DCCD02] K. Djordjev, S.-J. Choi, S.-J. Choi, P. D. Dapkus: Microdisk Tunable Resonant Filters and Switches. *IEEE Photonics Technology Letters*, **Vol. 14, No. 6**, 2002, S. 828–830.
- [DFL+08] J. Dupuis, E. Fourmond, J. F. Lelièvre, D. Ballutaud, M. Lemiti: Impact of PECVD SiON stoichiometry and post-annealing on the silicon surface passivation. *Thin Solid Films* **Vol. 516**, 2008, S. 6954–6958.
- [Diec02] J. Dieckröger: European Patent Office: Integrated optical waveguide device, Technischer Bericht, Infineon Technologies AG, 2002.
- [Ebel92] K. J. Ebeling: *Integrierte Optoelektronik*, Band 2. Springer Verlag Berlin Heidelberg, 1992.
- [El-F98] A. A. El-Fadl: An optimal method to study the propagation characteristics of rectangular optical waveguides. *15th National Radio Science Conference IEEE*, 1998.
- [FSM+97] P. J. French, P. M. Sarro, R. Mallée, E. J. M. Fakkeldij, R. F. Wolffenbuttel: Optimization of a low-stress silicon nitride process for surface-micromachining applications. *Sensors and Actuators A: Physical* **Vol. 58, No. 2**, 1997, S. 149–157.
- [FW10] K. Flaig, M. Wilkens (Hrsg.), *Lighting the way ahead*. European Technology Platform Photonics 21, VDI, 2010.

- [FYK+97] M. Fujii, M. Yoshida, Y. Kanzawa, S. Hayashi, K. Yamamoto: 1,54  $\mu\text{m}$  photoluminescence of  $\text{Er}^{3+}$  doped into  $\text{SiO}_2$  films containing Si nanocrystals: Evidence for energy transfer from Si nanocrystals to  $\text{Er}^{3+}$ . *Applied Physics Letters* **Vol. 71**, 1997, S. 1198–1200.
- [GB07] M. C. Gupta, J. Ballato: *The Handbook of Photonics*, Band 2. Taylor & Francis Boca Raton USA, 2007.
- [GBT+88] H. Guckel, D. W. Burns, H. A. C. Tilmans, C. C. G. Visser, D. W. DeRoo, T. R. Christenson, P. J. Klomberg, J. J. Sniegowski, D. H. Jones: Processing conditions for polysilicon films with tensile strain for large aspect ratio microstructures. In *Solid State Sensor and Actuator Workshop*, S. 51–56. Technical Digest, 1988.
- [GF91] G. Grau, W. Freude: *Optische Nachrichtentechnik - Eine Einführung*. Springer Verlag Berlin Heidelberg, 1991.
- [Glas97] W. Glaser: *Photonik für Ingenieure*. Verlag Technik Berlin, 1997.
- [Gore00] C. Gorecki: Optimization of plasma-deposited silicon oxinitride films for optical channel waveguides. *Optics and Lasers in Engineering* **Vol. 33**, 2000, S. 15–20.
- [GSI96] M. Gorodetsky, A. Savchenkov, V. Ilchenko: Ultimate Q of optical microsphere resonators. *Optics Letters* **Vol. 21**, **No. 7**, 1996, S. 453–455.
- [Haus11] M. Hauser: *Mikroresonatoren aus Glas und Polymeren als optische Flüstergalerien*, Dissertation, Karlsruher Institut für Technologie, 2011.
- [Henr10] M. D. Henry: *ICP etching of silicon for micro and nanoscale devices*, Dissertation, California Institute of Technology, 2010.
- [Hett11] T. Hett: Integration von Erbium-dotierten Wellenleitern und Mikroresonatoren auf Basis von Siliziumoxinitrid, Diplomarbeit, Universität Paderborn, 2011.
- [HGI08] J. Heebner, R. Grover, T. A. Ibrahim: *Optical Microresonators - Theory, Fabrication and Applications*, Band 138. Springer Verlag London, 2008.
- [Hill06] U. Hilleringmann: *Mikrosystemtechnik - Prozessschritte, Technologien, Anwendungen*. Teubner-Verlag Wiesbaden, 2006.

- [Hill08] U. Hilleringmann: *Silizium-Halbleitertechnologie*. Vieweg+Teubner Wiesbaden, 2008.
- [HM06] E. Hering, R. Martin: *Photonik - Grundlagen, Technologie und Anwendung*. Springer Verlag Berlin Heidelberg, 2006.
- [Hoff97] M. Hoffmann: *Plasmaabgeschiedene integriert optische Wellenleiter auf Silizium für die faseroptische Kommunikationstechnik*, Dissertation, Universität Dortmund, 1997.
- [Horn05] M. Horn: *Entwicklung eines Temperatursensors auf Basis optischer Resonanzen in sphärischen Mikropartikeln*, Dissertation, Ruhr-Universität Bochum, 2005.
- [HRHT97] S. C. Hagness, D. Rafizadeh, S. T. Ho, A. Taflove: FDTD Microcavity Simulations: Design and Experimental Realization of Waveguide-Coupled Single-Mode Ring and Whispering-Gallery-Mode Disk Resonators. *Journal of Lightwave Technology* **Vol. 15, No. 11**, 1997, S. 2154–2165.
- [Hu91] S. M. Hu: Stressrelated problems in silicon technology. *Journal of Applied Physics* **Vol. 70, No. 6**, 1991, S. R53–R80.
- [Huns09] R. Hunsperger: *Integrated Optics - Theory and Technology*. Springer Science + Business Media Inc., 2009.
- [IAK+04] T. A. Ibrahim, K. Amarnath, L. C. Kuo, R. Grover, V. Van, P. T. Ho: Photonic logic NOR gate based on two symmetric microring resonators. *Optics Letters* **Vol. 29, No. 23**, 2004, S. 2779–2781.
- [IGK+03] T. A. Ibrahim, R. Grover, L. C. Kuo, S. Kanakaraju, L. C. Calhoun, P. T. Ho: All-Optical AND/NAND Logic Gates Using Semiconductor Microresonators. *IEEE Photonics Technology Letters* **Vol. 15, No. 10**, 2003, S. 1422–1424.
- [IIF+10] A. Irrera, F. Iacona, G. Franzò, M. Miritello, R. L. Savio, M. E. Castagna, S. Coffa, F. Priolo: Influence of the matrix properties on the performance of Er-doped Si nanoclusters light emitting devices. *Journal of Applied Physics* **Vol. 107**, 2010, S. 054302.
- [Jest90] D. Jestel: *Integrierte Optik in Glas für interferometrische Sensoren*, Dissertation, Universität Dortmund, 1990.
- [Karl09] M. Karl: *Lichteinschluss in pyramidalen und säulenförmigen Mikroresonatoren*, Dissertation, Universität Karlsruhe, 2009.

- [KBML07] A. V. Kavokin, J. J. Baumberg, G. Malpuech, F. P. Laussy: *Microcavities*. Oxford Science publications, 2007.
- [KC06] S. Kasap, P. Capper: *Springer Handbook of Electronic and Photonic Materials*. Springer Verlag Berlin Heidelberg, 2006.
- [KJL86] C. M. Kim, B. G. Jung, C. W. Lee: Analysis of Dielectric Rectangular Waveguide by Modified Effective-Index Method. *Electronics Letters* **Vol. 22, No. 6**, 1986, S. 296–298.
- [KKAL03] B. Kim, S. Kim, S.-C. Ann, B.-T. Lee: Proximity-controlled silicon carbide etching in inductively coupled plasma. *Thin Solid Films* **Vol. 434**, 2003, S. 276–282.
- [KKD+02] E. Krioukov, D. J. W. Klunder, A. Driessen, J. Greve, C. Otto: Sensor based on an integrated optical microcavity. *Optics Letters* **Vol. 27, No. 7**, 2002, S. 512–514.
- [KKPV06] T. J. Kippenberg, J. Kalkman, A. Polman, K. J. Vahala: Demonstration of an erbium-doped microdisk laser on a silicon chip. *Physical Review A* **Vol. 74**, 2006, S. 51802 1–4.
- [KKY04] Y. T. Kim, D. S. Kim, D. H. Yoon: PECVD SiO<sub>2</sub> and SiON films dependant on the rf bias power for low-loss silica waveguide. *Thin Solid Films* **Vol. 475**, 2004, S. 271–274.
- [KM91] W. Karthe, R. Müller: *Integrierte Optik*. Akademische Verlagsgesellschaft Geest & Portig, 1991.
- [Köhl99] M. Köhler: *Etching in Microsystem Technology*. Wiley Weinheim, 1999.
- [KSV04] T. J. Kippenberg, S. M. Spillane, K. J. Vahala: Demonstration of ultra-high-Q small mode volume toroid microcavities on a chip. *Applied Physics Letters* **Vol. 85, No. 25**, 2004, S. 6113–6115.
- [LCH+97] B. E. Little, S. T. Chu, H. A. Haus, J. Foresi, J. S. Laine: Microring Resonator Channel Dropping Filters. *Journal of Lightwave Technology* **Vol. 15, No. 6**, 1997, S. 998–1005.
- [LHJC86] H.-B. Lin, A. I. Huston, B. I. Justus, A. J. Campillo: Some characteristics of a droplet whispering-gallery-mode laser. *Optics Letters* **Vol. 11, No. 10**, 1986, S. 614–616.



- [LJP<sup>+</sup>10] Y. W. Lu, B. Julsgaard, M. C. Petersen, R. V. S. Jensen, T. G. Pedersen: Erbium diffusion in silicon dioxide. *Applied Physics Letters* **Vol. 97**, 2010, S. 141903 1 – 3.
- [LT10] S. Leibinger, A. Tünnermann: Agenda Photonik 2020, Technischer Bericht, Bundesministerium für Bildung und Forschung, 2010.
- [Lühe93] F. Lühe: *Optische Signalübertragung mit Lichtwellenleitern*. Vieweg Verlag Braunschweig, 1993.
- [LYN09] R. Li, S. Yerci, L. D. Negro: Temperature dependence of the energy transfer from amorphous silicon nitride to Er ions. *Applied Physics Letters* **Vol. 95**, 2009, S. 041111.
- [Mado12] M. J. Madou: *Fundamentals of Microfabrication and Nanotechnology*, Band 1-3. Taylor & Francis Ltd., 2012.
- [Majk09] A. Majkic: *Electro-Optically Tunable Microring Resonators in Fluorine-Implanted Lithium Niobate*, Dissertation, ETH Zürich, 2009.
- [Marc69] E. A. J. Marcatili: Bends in Optical Dielectric Guides. *The Bell System Technical Journal* **Vol. 48**, **No. 7**, 1969, S. 2103–2132.
- [Marc71] D. Marcuse: Bending Losses of the Asymmetric Slab Waveguide. *The Bell System Technical Journal* **Vol. 50**, **No. 8**, 1971, S. 2551–2563.
- [Mesc00] U. Mescheder: *Mikrosystemtechnik - Konzepte und Anwendungen*. Teubner-Verlag Wiesbaden, 2000.
- [Min06] B. Min: *Ultrahigh-Q microtoroid on-chip resonators for low threshold microlasers*, Dissertation, California Institute of Technology, 2006.
- [MKYV04] B. Min, T. J. Kippenberg, L. Yang, K. J. Vahala: Erbium-implanted high-Q silica toroidal microcavity laser on a silicon chip. *Physical Review A* **Vol. 70**, 2004, S. 33803 1–7.
- [MTB<sup>+</sup>09] L. Mahler, A. Tredicucci, F. Beltram, C. Walther, J. Faist, B. Witzigmann, H. E. Beere, D. A. Ritchie: Vertically emitting microdisk lasers. *Nature Photonics Letters* **Vol. 3**, 2009, S. 46–49.
- [Neum82] E.-G. Neumann: Low Loss Dielectric Optical Waveguide Bends. *Fiber and Integrated Optics* **Vol. 4**, **No. 2**, 1982, S. 203–211.
- [Nieb10] F. Niebelschütz: *Mikrostrukturierungstechniken zur Herstellung von MEMS aus Halbleitern großer Bandlücke*, Dissertation, TU Ilmenau, 2010.

- [NYH+06] L. D. Negro, J. H. Yi, M. Hiltunen, J. Michel, L. C. Kimerling, S. Hamel, A. J. Williamson, G. Galli, T.-W. Chang, V. Sukhovatkin, E. H. Sargent: Light-emitting silicon-rich nitride systems and photonic structures. *Journal of Experimental Nanoscience* **Vol. 1**, **No. 1**, 2006, S. 29–50.
- [Ober04] M. Obert: *Mikroresonatoren auf der Basis von II-VI-Halbleitern mit ein- und dreidimensionalem photonischem Einschluß*, Dissertation, Julius-Maximilians-Universität Würzburg, 2004.
- [Pasc08] R. Paschotta: *Encyclopedia of Laser Physics and Technology*. Wiley Weinheim, 2008.
- [PJE+91] A. Polman, D. C. Jacobson, D. J. Eaglesham, R. C. Kistler, J. M. Poate: Optical doping of waveguide materials by MeV Er implantation. *Journal of Applied Physics* **Vol. 70**, **No. 7**, 1991, S. 3778–3784.
- [PMK+04] A. Polman, B. Min, J. Kalkman, T. J. Kippenberg, K. J. Vahala: Ultralow-threshold erbium-implanted toroidal microlaser on silicon. *Applied Physics Letters* **Vol. 84**, **No. 7**, 2004, S. 1037–1039.
- [PN05] S. J. Pearton, D. P. Norton: Dry Etching of Electronic Oxides, Polymers, and Semiconductors. *Plasma Processes and Polymers* **Vol. 2**, **No. 1**, 2005, S. 16–37.
- [Polm97] A. Polman: Erbium implanted thin film photonic materials. *Applied Physics Reviews* **Vol. 82**, **No. 1**, 1997, S. 1–5.
- [PPBS05] F. Pedrotti, L. Pedrotti, W. Bausch, H. Schmidt: *Optik für Ingenieure- Grundlagen*. Springer Verlag Berlin Heidelberg, 3. Auflage 2005.
- [PTEH+01] J. F. Phillips, T. Töpfer, H. Ebendorff-Heidepriem, D. Ehrt, R. Sauerbrey: Spectroscopic and lasing properties of  $\text{Er}^{3+}:\text{Yb}^{3+}$ -doped fluoride phosphate glasses. *Applied Physics B Lasers and Optics* **Vol. 72**, 2001, S. 399–405.
- [PVV98] S. P. Pogossian, L. Vescan, A. Vonsovici: The Single-Mode Condition for Semiconductor Rib Waveguides with Large Cross Section. *Journal of Lightwave Technology* **Vol. 16**, **No. 10**, 1998, S. 1851–1853.
- [PZ93] F. D. Pasquale, M. Zoboli: Analysis of Erbium-Doped Waveguide Amplifiers by a Full-Vectorial Finite-Element Method. *Journal of Lightwave Technology* **Vol. 11**, **No. 10**, 1993, S. 1565–1574.

- [QSC85] S.-X. Qian, J. B. Snow, R. K. Chang: Coherent Raman mixing and coherent anti-Stokes Raman scattering from individual micrometer-size droplets. *Optics Letters* **Vol. 10, No. 10**, 1985, S. 499–501.
- [Ray110] L. Rayleigh: The Problem of the Whispering Gallery. *The London, Edinburgh and Dublin Philosophical Magazine* **Vol. 20 Series 6**, 1910, S. 1001–1004.
- [Reid12] G. A. Reider: *Photonik: Eine Einführung in die Grundlagen*. Springer Verlag Wien, 2012.
- [Rien01] U. van Rienen: *Numerical Methods in Computational Electrodynamics*. Springer Verlag Berlin Heidelberg, 2001.
- [RK04] G. T. Reed, A. P. Knights: *Silicon Photonics - An Introduction*. Wiley Weinheim, 2004.
- [SA94] Y. Suematsue, A. R. Adams: *Handbook of semiconductor lasers and photonic integrated circuits*. Chapman & Hall, 1994.
- [SdDvBP01] L. H. Slooff, M. J. A. de Dood, A. van Blaaderen, A. Polman: Effects of heat treatment and concentration on the luminescence properties of erbium-doped silica sol-gel films. *Journal of Non-Crystalline Solids* **Vol. 296**, 2001, S. 158–164.
- [Seid91] D. Seidenberg: Der Entwurf integriert-optischer Isolatoren auf der Grundlage dielektrischer Streifenleiter, Technischer Bericht, VDI-Verlag Düsseldorf, 1991.
- [SKPV03] S. M. Spillane, T. J. Kippenberg, O. J. Painter, K. J. Vahala: Ideality in a Fiber-Taper-Coupled Microresonator System for Application to Cavity Quantum Electrodynamics. *Physical Review Letters* **Vol. 91, No. 4**, 2003, S. 43902 1–4.
- [SKV02] S. M. Spillane, T. J. Kippenberg, K. J. Vahala: Ultralow-threshold Raman laser using a spherical dielectric microcavity. *letters to nature* **Vol. 415**, 2002, S. 621–623.
- [SKW07] F. G. Smith, T. A. King, D. Wilkens: *Optics and Photonics: An Introduction*, Band 2. Wiley Weinheim, 2007.
- [Spil04] S. M. Spillane: *Fiber-coupled Ultra-high-Q Microresonators for Nonlinear and Quantum Optics*, Dissertation, California Institute of Technology, 2004.

- [ST08] B. E. A. Saleh, M. C. Teich: *Grundlagen der Photonik*, Band 2. Wiley Weinheim, 2008.
- [Stal10] M. Stallein: *Einkopplung in multimodale Lichtwellenleiter - Wellentheoretische Analyse und ein Vergleich zur strahlenoptischen Modellierung*, Dissertation, Universität Paderborn, 2010.
- [Stüh10] M. Stühlmeyer: Strukturierung eines Mikroresonators auf Siliziumoxinitrid-Basis, Studienarbeit, Universität Paderborn, 2010.
- [Tama02] M. C. Tamargo: *II-VI Semiconductor materials and their application*, Band 12 der Reihe *Optoelectronic Properties of Semiconductors and Superlattices*. Taylor & Francis, 2002.
- [TFGL08] A. C. Turner, M. A. Foster, A. L. Gaeta, M. Lipson: Ultra-low power parametric frequency conversion in a silicon microring resonator. *Optics Express* **Vol. 16**, **No. 7**, 2008, S. 4881–4887.
- [TSC08] W. Tan, L. Shi, X. Chen: Modeling of an Optical Sensor Based on Whispering Gallery Modes (WGMs) on the Surface Guiding Layer of Glass Filaments. *Sensors* **Vol. 8**, 2008, S. 6761–6768.
- [VA08] F. Vollmer, S. Arnold: Whispering-gallery-mode biosensing: label-free detection down to single molecules. *Nature Methods* **Vol. 5**, **No. 7**, 2008, S. 591–596.
- [Vaha04] K. J. Vahala: *Optical microcavities*. Advanced Series in Applied Physics, World Scientific Singapore, 2004.
- [VZ06] F. Völklein, T. Zetterer: *Praxiswissen Mikrosystemtechnik, Grundlagen - Technologien - Anwendungen*, Band 2. Springer Science + Business Media Inc., 2006.
- [WBJH10] J. Witzens, T. Baehr-Jones, M. Hochberg: On-chip OPOs. *Nature Photonics* **Vol. 4**, 2010, S. 10–12.
- [WDL+99] K. Wörhoff, A. Driessen, P. V. Lambeck, L. T. H. Hildering, P. W. C. Linders, T. J. A. Popma: Plasma enhanced chemical vapor deposition silicon oxynitride optimized for application in integrated optics. *Sensors and Actuators* **Vol. 74**, 1999, S. 9–12.
- [Webe10] N. Weber: Optische Charakterisierung von Lichtwellenleitern auf Basis von SiON, Bachelorarbeit, Universität Paderborn, 2010.

- [Weil83] T. Weiland: On the Computation of Resonant Modes in Cylindrically Symmetric Cavities. *Nuclear Instruments and Methods* **Vol. 216**, 1983, S. 329–348.
- [Weil96] T. Weiland: Time Domain Electromagnetic Field Computation with Finite Difference Methods. *International Journal of Numerical Modelling: Electronic Networks, Devices and Fields* **Vol. 9**, 1996, S. 295–319.
- [Wild08] F. Wilde: *Unidirectional photoluminescence emission of pierced microdisks*, Dissertation, Universität Hamburg, 2008.
- [WSH+95] D. S. Weiss, V. Sandoghdar, J. Hare, V. Lefèvre-Seguin, J. M. Raimond, S. Haroche: Splitting of high-Q Mie modes induced by light backscattering in silica microspheres. *Optics Letters* **Vol. 20**, No. 18, 1995, S. 1835–1837.
- [WWC+06] C. K. Wong, H. Wong, M. Chan, C. W. Kok, H. P. Chan: Minimizing hydrogen content in silicon oxynitride by thermal oxidation of silicon-rich silicon nitride. *Microelectronics Reliability* **Vol. 46**, 2006, S. 2056–2061.
- [WWC+08] C. K. Wong, H. Wong, M. Chan, Y. T. Chow, H. P. Chan: Silicon oxynitride integrated waveguide for on-chip optical interconnects applications. *Microelectronics Reliability* **Vol. 48**, 2008, S. 212–218.
- [WWKC06] C. K. Wong, H. Wong, C. W. Kok, M. Chan: Silicon oxynitride prepared by chemical vapor deposition as optical waveguide materials. *Journal of Crystal Growth* **Vol. 288**, 2006, S. 171–175.
- [YAV03] L. Yang, D. K. Armani, K. J. Vahala: Fiber-coupled erbium microlasers on a chip. *Applied Physics Letters* **Vol. 83**, No. 5, 2003, S. 825–826.
- [YCM+05] L. Yang, T. Carmon, B. Min, S. M. Spillane, K. J. Vahala: Erbium-doped and Raman microlasers on a silicon chip fabricated by the sol-gel process. *Applied Physics Letters* **Vol. 86**, 2005, S. 91114 1–3.
- [YLK+09] S. Yerci, R. Li, S. O. Kucheyev, T. v. Buuren, S. N. Basu, L. D. Negro: Energy transfer and 1,54 $\mu$ m emission in amorphous silicon nitride films. *Applied Physics Letters* **Vol. 95**, No. 3, 2009, S. 031107 1 – 3.

- [YLK+10] S. Yerci, R. Li, S. O. Kucheyev, T. v. Buuren, S. N. Basu, L. D. Negro: Visible and 1,54  $\mu\text{m}$  Emission From Amorphous Silicon Nitride Films by Reactive Cosputtering. *IEEE Journal of selected topics in quantum electronics* **Vol. 16, No. 1**, 2010, S. 114–123.
- [ZCD+05] A. Zhang, K. T. Chan, M. S. Demokan, V. W. C. Chan, P. C. H. Chan, A. H. P. Chan: Annealing effects on the loss and birefringence of silicon oxynitride rectangular optical waveguides. *Applied Physics Letters* **Vol. 87**, 2005, S. 101105 1–3.
- [ZCP06] S. Zheng, H. Chen, A. W. Poon: Microring-Resonator Cross-Connect Filters in Silicon Nitride: Rib Waveguide Dimensions Dependence. *IEEE Journal of selected topics in quantum electronics* **Vol. 12, No. 6**, 2006, S. 1380–1387.
- [ZNA+98] S. Zainabidinov, D. E. Nazirov, A. Z. Akbarov, A. A. Iminov, T. M. Toshtemirov: Diffusion of erbium in silicon. *Technical Physics Letters* **Vol. 24, No. 1**, 1998, S. 71–72.
- [Zurh96] D. Zurhelle: *Koppelstrukturen für integrierte optische Schaltungen auf Silizium*, Dissertation, TU Hamburg-Harburg, 1996.