

MASTER THESIS IN THE GROUP OF PROF. DR. H. WEINFURTER AT THE CHAIR
PROF. T.W. HÄNSCH OF THE FACULTY OF PHYSICS AT THE
LUDWIG-MAXIMILIANS-UNIVERSITÄT MUNICH



Design, fabrication and characterization of dielectric Ta_2O_5 waveguides

Submitted by
Niko Heinrichs,
born on 21st September 1988 in Eutin

Munich, 2nd of March 2015

Supervised by: Dr. habil. Markus Weber & Lars Liebermeister

MASTERARBEIT IN DER ARBEITSGRUPPE PROF. DR. H. WEINFURTER AM
LEHRSTUHL PROF. T.W. HÄNSCH DER FAKULTÄT FÜR PHYSIK DER
LUDWIG-MAXIMILIANS-UNIVERSITÄT MÜNCHEN



Design, Fabrikation und Charakterisierung von dielektrischen Wellenleitern aus Ta_2O_5

Vorgelegt von
Niko Heinrichs,
geb. in Eutin am 21.09.1988

München, den 2. März 2015

Betreut durch: Dr. habil. Markus Weber & Lars Liebermeister

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	7
2	Theorie und Design der Wellenleiter	9
2.1	Dielektrische Wellenleiter	10
2.2	Funktionsweise von planaren Wellenleitern	11
2.2.1	Evaneszentes Feld	14
2.2.2	Effektiver Brechungsindex, Cutoff	15
2.2.3	Feldgleichungen	15
2.3	Geometrie der Wellenleiter	17
2.4	Taper	20
3	Fabrikation	23
3.1	Vorbereitung und Reinigung der Wafer-Proben	25
3.2	Elektronenstrahlolithographie	25
3.2.1	PMMA als Elektronenstrahl-Resist	26
3.2.2	Discharge-Layer	27
3.2.3	Belichtung	28
3.2.4	Schreibmodi und Bedienung	32
3.2.5	Entwicklung	34
3.3	Nanostrukturierung mittels reaktivem Ionenätzen	37
3.3.1	Maskierung	37
3.3.2	ICP-RIE	38
3.3.3	Entfernen der Chrom-Maske, Reinigung, Schutzschicht	44
4	Charakterisierung	49
4.1	Transmissionsmessung	51
4.1.1	Aufbau	51
4.1.2	Modenprofile	52
4.1.3	Messung der Auskoppelleffizienz	54
4.1.4	Messung der Propagationsdämpfung	55
4.2	Analyse der Propagationsverluste	58

4.2.1	Beschreibung der Kantenrauheit	58
4.2.2	Beispielrechnung zur Bestimmung der Kantenrauheit	60
4.2.3	Auswirkung der Kantenrauheit (Payne-Lacey-Modell)	63
4.2.4	Betrachtung der fabrizierten Wellenleiter	65
5	Zusammenfassung und Ausblick	69
6	Anhang	71
6.1	Reinigung durch LICOJET	71
6.2	Beispiel eines Dosistests	72
6.3	Auswirkung der abschüssigen Seitenwände auf die Auskopplung	72
6.4	Theoretische Profile der Moden im Wellenleiter	73
6.5	Octave-Skript zu Abschnitt 4.2.2	74
6.6	Bildung der Kantenfunktion in Abschnitt 4.2.2	74

Kapitel 1

Einleitung

Mit der Entwicklung der Quantenmechanik im frühen 20. Jahrhundert hat das Interesse an der Erforschung des Lichtes wieder deutlich zugenommen. Spätestens seit der zweiten Hälfte des 20. Jahrhunderts werden die theoretischen Vorhersagen nicht nur experimentell nachgewiesen, sondern finden auch in konsumfähigen Anwendungen einen praktischen Nutzen. Als häufigstes Beispiel wird in diesem Zusammenhang in der Regel der Laser genannt, der die Quantenmechanik gewissermaßen als deren Repräsentant in Haushalte, Industrie oder medizinische Forschung gebracht hat [1]. Es ist damit zu rechnen, dass im Laufe des 21. Jahrhunderts, das von nicht wenigen Fachleuten als „Jahrhundert des Photons“ bezeichnet wird [2], optische Technologien einen Großteil der heutigen Elektronik ersetzen oder zumindest ergänzen werden [3]. Auch im Bereich der Informationsübertragung und bei Hochleistungsrechnern ist ein zunehmender Einfluss der Quantenmechanik in Sicht. Denn aus der Quantisierung des elektromagnetischen Feldes folgt theoretisch die Möglichkeit, Zustände mit exakt einem Photon zu erzeugen, welche dann in Funktion von Qubits für eine abhörsichere Quantenkommunikation oder als Grundlage eines Quantencomputers dienen können. Dabei erweist sich die deterministische Präparation eines derartigen Einzelphotonenzustands genauso als Herausforderung wie eine gezielte Weiterführung der erzeugten Photonen.

Als Kandidat für eine Einzelphotonenquelle sind einzelne Stickstoff-Fehlstellen in Diamant, sogenannte NV-Zentren, bereits weitläufig untersucht worden. Das Zwei-Niveau-System eines NV-Zentrums kann optisch angeregt werden und emittiert nach gewisser Zeit bei der Relaxation in den Grundzustand ein Photon der Wellenlänge 638 nm, das aufgrund der Lebensdauer des angeregten Zustandes zeitlich getrennt zu vorhergehenden bzw. nachfolgenden Photonen auftritt [4]. Da es zur Totalreflexion des emittierten Lichtes innerhalb des Diamanten kommen kann, empfiehlt sich die Verwendung von Nanodiamanten, bei denen die Weglängen im Material deutlich kürzer sind [5]. Ein großer Vorteil der NV-Zentren gegenüber anderen Einzelphotonenquellen (z. B. Quantendots [6]) besteht in einer möglichen Anwendung bei Raumtemperatur.

Während die Erzeugung von Einzelphotonen durch einen anregenden Lasers gut gesteuert werden kann, erweisen sich die Detektion der Fluoreszenz und die Kopplung an weitere Anwendungen als problematisch und sind aktuelle Forschungsthemen vieler wissenschaftlicher Gruppen. Eine einfache Methode zum Aufsammeln des Lichtes ist die Verwendung eines Mikroskopobjektivs [7], von dem allerdings nur Photonen eines beschränkten Raumwinkelbereiches aufgesammelt werden. Andere Möglichkeiten basieren auf einer Beeinflussung der spontanen Emissionsrate, z. B. durch evaneszente Kopplung der emittierten Photonen an getaperte Fasern [8], bei denen der Aufbau aber ähnlich wie bei der Verwendung eines Mikroskopobjektivs sehr sperrig ist und sich nicht zur Implementierung in integrierte optische Systeme eignet. In dieser Hinsicht ist die Kopplung an einen Nanodraht [9] oder einen Nanoresonator [10] vorteilhafter.

Die vorliegende Arbeit stellt dielektrische Single-Mode-Wellenleiter aus Tantalpentoxid (Ta_2O_5) und Quarzglas (SiO_2) vor, die sich zur evaneszenten Kopplung an ein NV-Zentrum in einem Nanodiamant eignen, welcher direkt auf dem Wellenleiter liegt. Aufgrund der Modenstruktur des Wellenleiters ändert sich dann die lokale Zustandsdichte der emittierten Photonen, was deren Kopplung in die Wellenleitermode verstärkt. Das Design der Wellenleiter ist im Hinblick auf eine breitbandige (600 nm bis 800 nm) evaneszente Kopplung (erwartete Koppeffizienz bis zu 36 %) und eine effiziente Auskopplung über adiabatische Taper in eine optische Single-Mode-Faser optimiert. Die Breitbandigkeit erlaubt auch die Nutzung anderer Quantenemitter, z. B. eines SiV-Zentrums in einem Nanodiamanten. Die Wellenleiter befinden sich auf transportablen Chips und können in optische Anwendungen integriert werden.

Im Theorieteil (Kapitel 2) werden zunächst Prinzipien der Lichtführung und grundlegende Begriffe wie effektiver Brechungsindex oder evaneszentes Feld anhand von planaren Wellenleitern erläutert. Außerdem wird ein geeignetes Design der Wellenleiter präsentiert, das sich aus Simulationen ergibt. Schwerpunkt der Arbeit ist jedoch die Nanofabrikation der designten Wellenleiter, deren einzelne Arbeitsschritte in Kapitel 3 unter Berücksichtigung auftretender Probleme detailliert erläutert werden. Zur Charakterisierung (Kapitel 4) der Wellenleiter schickt man polarisiertes Laserlicht der Wellenlänge 658 nm durch den Wellenleiter und vergleicht die Eingangs- und Ausgangsleistung bei unterschiedlichen Messaufbauten sowie per Cutback-Methode für verschiedene Wellenleiterlängen, sodass sich letztlich eine Aussage über die Propagationsdämpfung und die Auskoppeffizienz in eine Single-Mode-Faser treffen lässt. Außerdem wird versucht, die Kantenrauheit der fabrizierten Wellenleiter quantitativ zu erfassen und daraus über ein Modell die Propagationsdämpfung zu ermitteln.

Kapitel 2

Theorie und Design der Wellenleiter

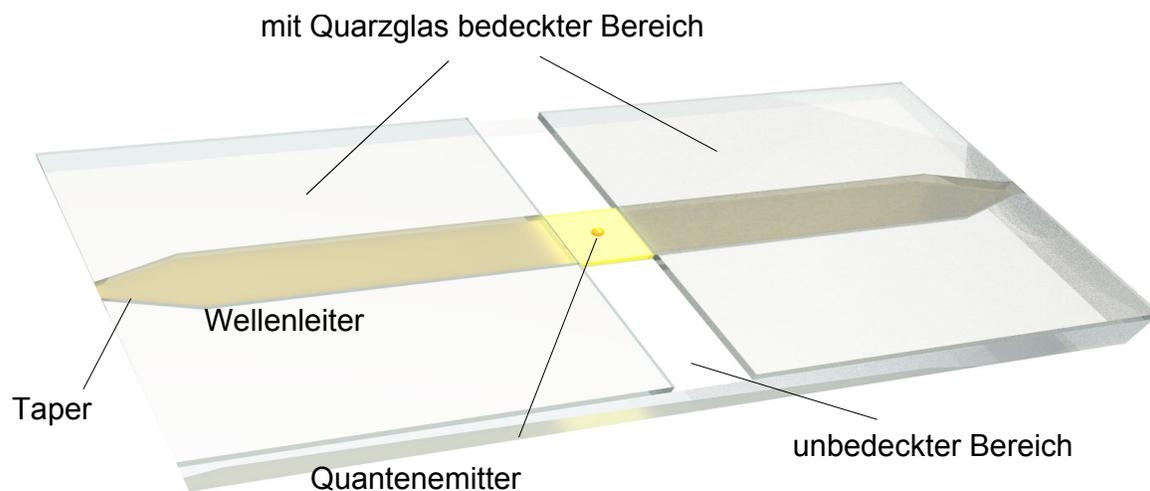


Abbildung 2.1: Design eines Wellenleiters: Ein Kern aus Ta_2O_5 wird bis auf einen Bereich von etwa $200\ \mu\text{m}$ mit SiO_2 bedeckt. An den beiden Enden ist der Wellenleiter getapert, um eine bessere Auskopplung zu ermöglichen. In den unbedeckten Bereich kann ein Quantenemitter gelegt werden.

Die Anforderungen an die Wellenleiter lassen sich in vier grundsätzliche Problemstellungen einordnen: Erstens soll ein Quantensystem bzw. ein Quantenemitter (z. B. ein NV-Zentrum im Nanodiamanten) mit hoher Effizienz optisch an den Wellenleiter koppeln können. Zweitens soll der Wellenleiter die Photonen mit möglichst wenig Verlusten und einem hohen Modeneinschluss (engl. mode confinement) transportieren. Drittens sollen die Photonen effizient in ein weiteres (Quanten-)System oder eine makroskopische Anwendung gekoppelt werden können [11]. Viertens wird gewünscht, dass die Wellenleiter auf einem transportablen Chip liegen, der insbesondere eine Verbesserung der in [8] benutzten Fasern darstellt und auch bei kryogenen Temperaturen ver-

wendet werden kann, wodurch man die spektrale Breite optischer Übergänge deutlich verringern würde. Die vier Aspekte stellen unterschiedliche und teilweise gegensätzliche Anforderungen an das Design der Wellenleiter. So benötigt man für eine optimale Einkopplung ein hohes (evaneszentes) Vakuumfeld am Ort des Emitters, wohingegen ein hohes Confinement nur dann auftritt, wenn die Mode im Kern lokalisiert ist. Für eine effiziente Auskopplung in eine Single-Mode-Faser ist wiederum ein großer Modenquerschnitt vorteilhaft, was durch Taper an beiden Enden des Wellenleiters erreicht wird. Zur Ermöglichung einer sauberen Politur wird das Kernmaterial mit einer schützenden Glasschicht bedeckt, wobei ein Bereich in der Mitte des Wellenleiter-Chips unbedeckt bleiben muss, um einen Quantenemitter später direkt auf den Wellenleiter positionieren zu können. Das qualitative Design, welches sich aus den genannten Anforderungen und Kompromissen zusammensetzt, ist in Abbildung 2.1 zu sehen und wird in den folgenden Abschnitten beschrieben.

2.1 Dielektrische Wellenleiter

Die Struktur eines dielektrischen Wellenleiters besteht aus einem longitudinal ausgedehnten Kern, der transversal von einem Mantel umgeben ist, wobei zur Lichtführung der Brechungsindex des Kernes n_{Kern} höher als der des Mantels n_{Mantel} sein muss. Die Eigenschaften eines Wellenleiters sind durch das transversale Profil in der xy -Ebene gegeben, welches zunächst als unabhängig von der Propagationsrichtung z betrachtet wird.¹ Die Nomenklatur der verschiedenen Wellenleitertypen ist in der Fachliteratur nicht eindeutig, es wird sich im Folgenden an [12] orientiert. Über das transversale Profil kann eine Einteilung in planare und nicht-planare Wellenleiter vorgenommen werden. In nicht-planaren Wellenleitern ist der Brechungsindex von den beiden transversalen Richtungen abhängig und ein optisches Confinement findet in zwei Dimensionen x und y statt. Bei planaren Wellenleitern² tritt ein optisches Confinement nur in einer transversalen Richtung (x oder y) auf, der Brechungsindex n ist demnach nur eine Funktion von einer Raumrichtung ($n(x)$ bzw. $n(y)$). Bei den hier designten und fabrizierten Wellenleitern handelt es sich um nicht-planare „buried-channel“ bzw. „ridge“ Wellenleiter, je nach dem, ob man den mit einer Schutzschicht bedeckten Teil betrachtet oder unbedeckten (siehe Abbildung 2.2).

Eine wichtige Eigenschaft von nicht-planaren Wellenleitern ist die Fähigkeit, sogenannte Hybridmoden führen zu können, wohingegen planare Wellenleiter nur TE- und TM-Moden unterstützen. Mit wenigen Ausnahmen gibt es für die Moden in nicht-planaren Wellenleitern allerdings keine analytischen Lösungen, sodass auf Simulationen zurückgegriffen wird. Die Simulationen dieser Arbeit sind mit der Software MODE SOLUTIONS von LUMERICAL durchgeführt worden. Vor einer detaillierten Betrachtung des Modenprofils von nicht-planaren Wellenleitern werden im nächsten Abschnitt zunächst einige grundlegende Prinzipien und Begriffe anhand von planaren Wellenleitern erläutert.

¹Dies gilt später bei der Betrachtung von getaperten Wellenleitern nicht mehr.

²Häufig werden planare Wellenleiter auch als Schichtwellenleiter bezeichnet (siehe z. B. [13]).

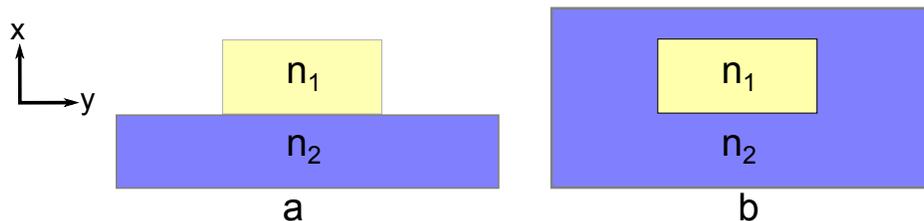


Abbildung 2.2: Querschnitt eines Ridge- (a) und eines Buried-Channel-Wellenleiters (b).

2.2 Funktionsweise von planaren Wellenleitern



Abbildung 2.3: Querschnitt durch einen symmetrischen planaren Wellenleiter.

Das Modenprofil eines Wellenleiters ist ein transversales Feldmuster, das die entsprechende Wellenleiterstruktur charakterisiert und dessen Amplituden- und Polarisationsprofil entlang der longitudinalen z -Achse konstant bleibt [12]. Das elektrische Feld einer Mode m hat die Form:

$$\mathbf{E}_m(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_m(x, y) \exp(i\beta_m z - i\omega t). \quad (2.1)$$

Für das magnetische Feld gilt entsprechend:

$$\mathbf{H}_m(\mathbf{r}, t) = \mathbf{H}_m(x, y) \exp(i\beta_m z - i\omega t). \quad (2.2)$$

Dabei beschreiben $\mathbf{E}_m(x, y)$ und $\mathbf{H}_m(x, y)$ das Modenprofil, während β_m die Propagationskonstante der Mode ist.

Um die Funktionsweise eines Wellenleiters zu verstehen, wird die Lichtführung zunächst anhand eines intuitiven, strahlenoptischen Bildes dargestellt.³ Man betrachtet einen zweidimensionalen planaren Wellenleiter, bei dem eine mittlere Kernschicht („film“) mit Brechungsindex n_1 symmetrisch zwischen einer oberen („cover“) und unteren („substrate“) Schicht von niedrigerem Brechungsindex n_2 eingebettet ist (siehe Abbildung 2.3). Die Ausdrücke (2.1) und (2.2) können bei

³Für eine detailliertere Herleitung aus den Maxwell-Gleichungen sei auf die Fachliteratur [14, 15, 16] verwiesen.

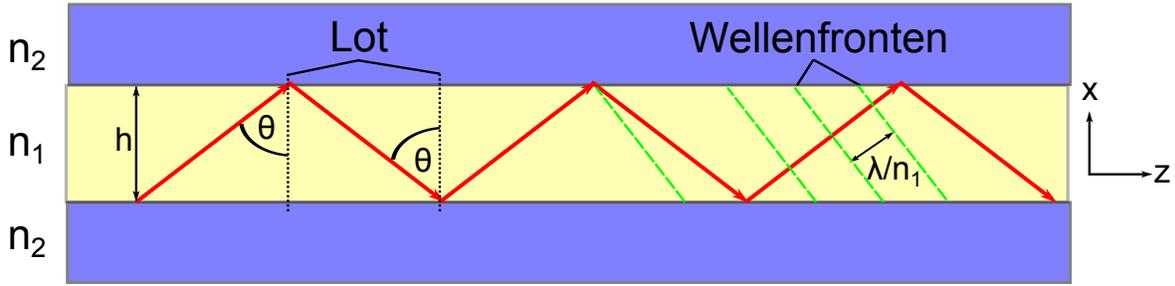


Abbildung 2.4: Propagation eines Lichtstrahls in z-Richtung durch einen planaren Wellenleiter. An den Grenzflächen kommt es zur Totalreflexion.

planaren Wellenleitern aufgrund der Unabhängigkeit von der y-Koordinate vereinfacht werden zu:

$$\mathbf{E}_m(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_m(x) \exp(i\beta_m z - i\omega t) \quad (2.3)$$

bzw.

$$\mathbf{H}_m(\mathbf{r}, t) = \mathbf{H}_m(x) \exp(i\beta_m z - i\omega t). \quad (2.4)$$

Für ebene optische Wellen mit Freiraumkreisfrequenz ω lassen sich je nach Region zwei Propagationskonstanten angeben:

$$k_1 = n_1 \omega / c, \quad k_2 = n_2 \omega / c. \quad (2.5)$$

Nun wird der Pfad eines optischen Strahles betrachtet, der die Ausbreitungsrichtung einer ebenen optischen Welle beschreibt. An der oberen und unteren Grenzfläche kommt es zur Totalreflexion, sobald der Winkel des einfallenden Strahles zum Lot der Grenzfläche einen kritischen Wert überschreitet. Der kritische Winkel θ_c folgt aus dem Snellius'schen Brechungsgesetz und beträgt:

$$\theta_c = \arcsin \frac{n_2}{n_1}. \quad (2.6)$$

Für diesen und größere Winkel ist die Welle im Kern gefangen, läuft in einem Zick-Zack-Muster durch den Wellenleiter und propagiert in z-Richtung (siehe Abbildung 2.4). Bei der Reflexion zwischen den Grenzflächen überlagert sie sich mit sich selbst. Eine geführte Mode kann nur dann existieren, wenn eine transversale Resonanzbedingung erfüllt wird und sich durch konstruktive Interferenz eine stehende Welle bildet [17]. Die Bedingung dafür folgt aus Betrachtung des k-Vektors. Im Kern sind dessen orthogonale Komponenten in x- und z-Richtung:

$$k_x = k_1 \cos \theta, \quad k_z = \beta = k_1 \sin \theta. \quad (2.7)$$

Die Phasenverschiebung δ während eines Umlaufs, also einer Hin- und Rückreflexion zwischen den Grenzflächen, beträgt

$$\delta = 2hk_1 \cos \theta, \quad (2.8)$$

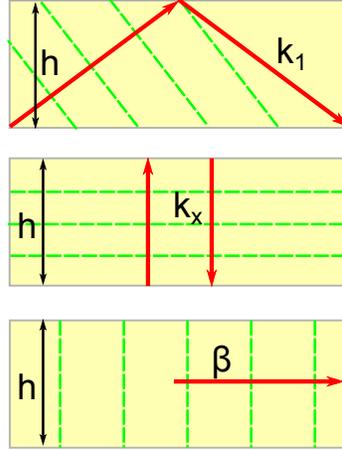


Abbildung 2.5: Zerlegt man den k -Vektor in seine orthogonalen Komponenten, so bildet sich ein transversales und ein longitudinales Wellenmuster.

wobei h die Höhe der Kernschicht ist. Aus den Gleichungen (2.5) und (2.7) folgt für die orthogonalen Komponenten des k -Vektors:

$$k_x = (n_1\omega/c) \cos \theta, \quad \beta = (n_1\omega/c) \sin \theta. \quad (2.9)$$

Auch das Wellenmuster im Kern lässt sich in einen longitudinalen (z) und einen transversalen (x) Anteil zerlegen (siehe Abbildung 2.5). Der x -Anteil wird zwischen den Grenzflächen hin und her reflektiert, wobei zu berücksichtigen ist, dass es an beiden Grenzflächen zu einem winkelabhängigen⁴ Phasensprung $\varphi(\theta)$ kommt. Es ergibt sich für eine stehende Welle die Bedingung:

$$2hk_1 \cos \theta + 2\varphi(\theta) = 2m\pi, \quad (2.10)$$

wobei m eine natürliche Zahl oder null ist. Daraus folgt, dass nur bestimmte Werte von $\theta = \theta_m$ den Resonanzbedingungen genügen und somit eine Mode nur für diskrete θ_m existieren kann. Die Mode für $m = 0$ wird als Fundamentalmode bezeichnet. Aus Gleichung (2.10) ist ersichtlich, dass mit zunehmender Kerndicke mehr Moden existieren können. Wenn h so klein ist, dass nur noch eine Mode geführt wird, handelt es sich um einen Single-Mode-Wellenleiter.

Das Modenfeld im Kern ergibt sich aus einer Betrachtung der aufwärts gerichteten ebenen Welle \mathbf{E}_{auf} und der abwärts gerichteten ebenen Welle \mathbf{E}_{ab} , mit:

$$\mathbf{E}_{\text{auf}} = \mathbf{E}_0 \exp(i\mathbf{k}_{\text{auf}}\mathbf{r}) = \mathbf{E}_0 \exp(ik_{1,x}x) \exp(i\beta z) \quad (2.11)$$

und

$$\mathbf{E}_{\text{ab}} = \mathbf{E}_0 \exp(i\mathbf{k}_{\text{ab}}\mathbf{r}) = \mathbf{E}_0 \exp(-ik_{1,x}x) \exp(i\beta z). \quad (2.12)$$

⁴Der Phasensprung ist außerdem polarisationsabhängig, was an dieser Stelle allerdings vernachlässigt wird.

Durch Addition von (2.11) und (2.12) ergibt sich das Gesamtfeld \mathbf{E}_{ges} :

$$\mathbf{E}_{\text{ges}} = \mathbf{E}_{\text{ab}} + \mathbf{E}_{\text{auf}} = 2\mathbf{E}_0 \cos(k_{1,x}x) \exp(i\beta z). \quad (2.13)$$

Als freier Parameter bleibt die Polarisierung der ebenen Welle, also die Schwingungsrichtung des elektrischen und magnetischen Feldes in der zum \mathbf{k} -Vektor orthogonalen Ebene. Wenn das elektrische Feld vollständig in der xy -Ebene und damit transversal zur Propagationsrichtung z liegt ($E_z = 0$), bezeichnet man es als transversal-elektrisch. Die entsprechende Mode wird TE-Mode genannt. Liegt hingegen das magnetische Feld vollständig in xy -Ebene, so bezeichnet man das Feld als transversal-magnetisch und die entsprechende Mode als TM-Mode.

2.2.1 Evaneszentes Feld

In der Mantelregion mit Brechungsindex n_2 lautet die entsprechende Repräsentation des Modenfeldes:

$$\mathbf{E}_{\text{Mantel}} = \mathbf{E}_{0,\text{Mantel}} \exp(i\mathbf{k}_2\mathbf{r}) = \mathbf{E}_{0,\text{Mantel}} \exp(ik_{2,x}x) \exp(i\beta z). \quad (2.14)$$

Für Einfallswinkel im Bereich der Totalreflexion $\theta > \theta_c$ wird $k_{2,x}$ imaginär und kann über eine reale Dämpfungskonstante κ ausgedrückt werden:

$$k_{2,x} = i\kappa. \quad (2.15)$$

Es bildet sich außerhalb des Kernes eine evaneszente Welle der Form

$$\mathbf{E}_{\text{Mantel}} = \mathbf{E}_{0,\text{Mantel}} \exp(-\kappa x) \exp(i\beta z), \quad (2.16)$$

die in z -Richtung propagiert und orthogonal zur Grenzfläche gedämpft wird. An den Grenzflächen müssen die räumlichen Änderungsraten der Phasen zueinander passen, sodass die Propagationskonstante β in Kern und Mantel identisch ist. Dies wird als Phasenanpassung (engl. phase matching) bezeichnet und erlaubt die Kopplung von oszillierenden Feldern zwischen zwei Medien. Aus der Phasenanpassung folgt direkt das Snellius'sche Gesetz

$$\beta(\text{Kern}) = \beta(\text{Mantel}) \implies n_1 k \sin \theta_1 = n_2 k \sin \theta_2. \quad (2.17)$$

Aus dem \mathbf{k} -Vektor-Dreieck (siehe Abbildung 2.6) lässt sich für Totalreflexion im Kern ($\theta_1 > \theta_c$) gemäß Gleichung (2.6) die Dämpfungskonstante κ bestimmen:

$$-ik_{2,x} = -i \sqrt{(n_2 k)^2 - (n_1 k \sin \theta_1)^2} \quad (2.18)$$

$$\Leftrightarrow -ik_{2,x} = k \sqrt{(n_1 \sin \theta_1)^2 - n_2^2} = \kappa \quad (2.19)$$

Wie später gezeigt wird, ist der evaneszente Modenanteil für die zu fabrizierenden Wellenleiter im Hinblick auf die Ein- und Auskopplung von großer Bedeutung.

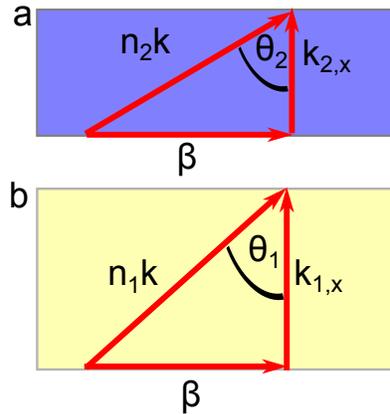


Abbildung 2.6: Betrachtung der k -Vektor-Dreiecke in Kern und Mantel eines planaren Wellenleiters. Die Propagationskonstante β ist für beide Bereiche identisch („phase-matching“).

2.2.2 Effektiver Brechungsindex, Cutoff

Die transversale Resonanzbedingung führt dazu, dass auch die Propagationskonstante β nur diskrete Werte β_m annehmen kann. In Propagationsrichtung der Mode lässt sich eine Phasengeschwindigkeit $v_p = \omega/\beta$ definieren, aus dem sich wiederum ein modenabhängiger effektiver Brechungsindex n_{eff} definieren lässt:

$$n_{\text{eff}} = c/v_p = c\beta/\omega = \beta/k \quad (2.20)$$

$$\implies n_{\text{eff}} = n_1 \sin \theta. \quad (2.21)$$

Es gilt stets: $n_1 > n_{\text{eff}} > n_2$. Analog zum Brechungsindex in homogenen Medien ist der effektive Brechungsindex ein wichtiger Parameter zur Beschreibung der Propagation von Licht in Wellenleitern. Der effektive Brechungsindex nähert sich dem Brechungsindex des Kernes, wenn die Mode vorwiegend im Kern lokalisiert ist. Für starke evaneszente Felder nähert er sich dem Brechungsindex des Mantels an, bis schließlich keine Mode mehr existiert („mode cutoff“) und sich somit auch kein effektiver Brechungsindex mehr angeben lässt. Beim Cutoff ist der Propagationswinkel θ der Mode gleich dem kritischen Winkel θ_c , was mit der Bedingung $\kappa = 0$ einhergeht. Das Feld dehnt sich dadurch ins Unendliche aus und wird nicht mehr vom Wellenleiter geführt.

2.2.3 Feldgleichungen

Aus den Maxwell-Gleichungen folgt unter Einbeziehung der räumlichen Permittivitätsverteilung $\varepsilon(x, y)$ [18] für allgemeine Wellenleiter, dass sich die transversalen Komponenten des elektrischen

und magnetischen Feldes durch die longitudinalen Komponenten E_z und H_z ausdrücken lassen:

$$(k^2 - \beta^2)E_x = i\beta \frac{\partial E_z}{\partial x} + i\omega\mu_0 \frac{\partial H_z}{\partial y}, \quad (2.22)$$

$$(k^2 - \beta^2)E_y = i\beta \frac{\partial E_z}{\partial y} - i\omega\mu_0 \frac{\partial H_z}{\partial x}, \quad (2.23)$$

$$(k^2 - \beta^2)H_x = i\beta \frac{\partial H_z}{\partial x} - i\omega\varepsilon \frac{\partial E_z}{\partial y}, \quad (2.24)$$

$$(k^2 - \beta^2)H_y = i\beta \frac{\partial H_z}{\partial y} + i\omega\varepsilon \frac{\partial E_z}{\partial x}, \quad (2.25)$$

wobei in dieser Betrachtung $k^2 = \omega^2\mu_0\varepsilon(x, y)$ gilt und μ_0 die magnetische Feldkonstante ist. Es ergeben sich daraus die Wellengleichungen:

$$\nabla^2 \mathbf{E} + k^2 \mathbf{E} = -\nabla \left(\frac{\nabla \varepsilon}{\varepsilon} \bullet \mathbf{E} \right), \quad (2.26)$$

$$\nabla^2 \mathbf{H} + k^2 \mathbf{H} = -\frac{\nabla \varepsilon}{\varepsilon} \times \nabla \times \mathbf{H}. \quad (2.27)$$

Bei planaren Wellenleitern sind die Ableitungen $\frac{\partial}{\partial y}$ gleich null, da der Brechungsindex unabhängig von y ist. Für die TE-Mode⁵ ist zudem $E_z = 0$, sodass gemäß Gleichungen (2.22) und (2.25) auch $E_x = H_y = 0$ ist. Die Wellengleichung des elektrischen Feldes (2.26) lässt sich dann folgendermaßen schreiben:

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + (k_i^2 - \beta^2)E_y = 0. \quad (2.28)$$

Diese Wellengleichung gilt für die TE-Mode im Kern und im Mantel, wobei die entsprechenden Wellenzahlen k_1 bzw. k_2 eingefügt werden müssen. Die Lösungen der Differenzialgleichung (2.28) haben die Form:

$$E_y \propto \exp \left(\pm ix \sqrt{k_i^2 - \beta^2} \right), \quad (2.29)$$

mit $i = \{1, 2\}$, und sind je nach Vorzeichen unter der Wurzel sinusförmig (Kern) oder exponentiell (Mantel). Es ergibt sich folgende Darstellung von E_y :

$$E_y \text{ (cover)} = A \exp(-\kappa x), \quad (2.30)$$

$$E_y \text{ (film)} = B \cos(k_x x) + C \sin(k_x x), \quad (2.31)$$

$$E_y \text{ (substrate)} = D \exp(\kappa(x + h)). \quad (2.32)$$

Aus Stetigkeitsbedingungen der Felder und deren Ableitungen an den Grenzflächen und unter Berücksichtigung der allgemeinen Form $\mathbf{E} = \hat{\mathbf{y}} E_y(x) \exp(i\beta z - i\omega t)$ erhält man die Verteilung des

⁵Die Herleitung der TM-Mode verläuft äquivalent.

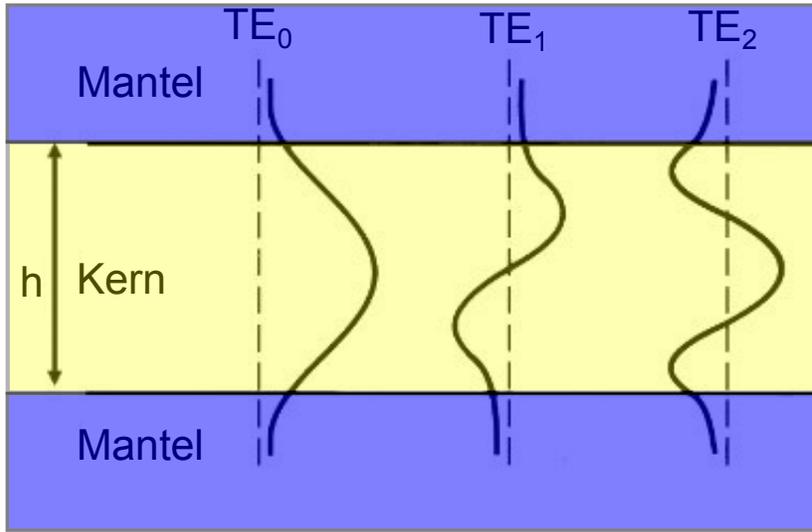


Abbildung 2.7: Graphische Darstellung der ersten drei TE-Moden in einem planaren Wellenleiter.

elektrischen Feldes im Mantel und im Kern.

$$\mathbf{E}(\text{cover}) = \hat{\mathbf{y}}A \exp(-\kappa x) \exp(i\beta z - i\omega t) \quad (2.33)$$

$$\mathbf{E}(\text{film}) = \hat{\mathbf{y}}A \left[\cos(k_x x) - \frac{\kappa}{k_x} \sin(k_x x) \right] \exp(i\beta z - i\omega t) \quad (2.34)$$

$$\mathbf{E}(\text{substrate}) = \hat{\mathbf{y}}A \exp(\kappa(x+h)) \left[\cos(k_x h) + \frac{\kappa}{h} \sin(k_x h) \right] \exp(i\beta z - i\omega t), \quad (2.35)$$

wobei A variabel bleibt, da die Gesamtstärke des Feldes noch nicht berücksichtigt worden ist. Unter Einbeziehung der erlaubten Werte für β , κ und h sind die ersten drei TE-Moden in Abbildung 2.7 zu sehen.

2.3 Geometrie der Wellenleiter

Beim Design der Wellenleiter muss ein experimentell umsetzbarer Kompromiss für die am Anfang dieses Kapitels genannten Anforderungen gefunden werden. Als Kernmaterial wird Ta_2O_5 mit einem Brechungsindex von $n_1 = 2.1$ gewählt, während der untere Mantel aus SiO_2 mit einem Brechungsindex von $n_2 = 1.45$ ist. Beide Materialien haben eine geringe Autofluoreszenz [19], was aufgrund der hohen Empfindlichkeit bei Experimenten mit einem einzelnen Emittter sehr wichtig ist. Der Wellenleiter soll am Ende bis auf einen kleinen Bereich mit einer Schutzschicht versehen werden, die ebenfalls aus SiO_2 besteht. Der „unbedeckte Bereich“ ermöglicht es in der experimentellen Anwendung der Wellenleiter, einen Quantenemitter direkt auf das Kernmaterial

legen zu können (siehe Abbildung 2.1).

Der Emittor liegt dann außerhalb des Kernes und koppelt evaneszent an die geführte Mode des Wellenleiters. Aus Fermis Goldener Regel lassen sich die spontanen Emissionsraten eines horizontal ausgerichteten Dipols in den Wellenleiter Γ_{wg} und in Strahlungsmoden Γ_{rad} des freien Raumes angeben [20]:

$$\Gamma_{\text{rad}} = \frac{4}{3\pi} \frac{d^2}{\hbar\epsilon_0} \frac{\omega^3}{c^3}, \quad (2.36)$$

$$\Gamma_{\text{wg}} = \frac{d^2\omega}{\hbar\epsilon_0 A_{\text{eff}} v_g}, \quad (2.37)$$

wobei d das Dipolmoment, ω die Kreisfrequenz der emittierten Photonen, v_g die Gruppengeschwindigkeit im Wellenleiter und A_{eff} die effektive Modenfläche der Wellenleitermode ist. Aus Kombination der Gleichungen (2.36) und (2.37) ergibt sich das Verhältnis der Emission in den Wellenleiter zu der in den freien Raum:

$$\frac{\Gamma_{\text{wg}}}{\Gamma_{\text{rad}}} = \frac{3\pi}{4A_{\text{eff}}v_g} \frac{c^3}{\omega^2} = \frac{3c\lambda^2}{16\pi A_{\text{eff}}v_g}. \quad (2.38)$$

Bei gegebener Wellenlänge der emittierten Photonen könnte eine Verbesserung der evaneszenten Kopplung eines Emittors in eine Wellenleiter-Struktur demnach durch Erhöhung der effektiven Modenfläche oder durch Erhöhung der Gruppengeschwindigkeit erreicht werden, wobei sich letztere für dielektrische Wellenleiter nur bedingt variieren lässt. Für die effektive Modenfläche gilt:

$$A_{\text{eff}} = \frac{\iint \hbar\epsilon_r(\mathbf{r})\mathbf{E}^2(\mathbf{r})d^2\mathbf{r}}{\epsilon_r(\mathbf{r}_0)\mathbf{E}^2(\mathbf{r}_0)}, \quad (2.39)$$

wobei \mathbf{r}_0 der Ort des Emittors und ϵ_r die relative Permittivität des Mediums ist. Um die Koppeffizienz zu erhöhen, muss also das elektrische Feld am Ort \mathbf{r}_0 des Emittors (beim Übergang Wellenleiter-Luft) maximiert werden. Dies erfolgt anhand von Simulationen durch Variation der Höhe des Wellenleiters, wobei sich eine Höhe von $h = 100$ nm als optimal erweist. Aufgrund des hohen Unterschiedes im Brechungsindex von unterem (SiO_2) und oberem (Luft) Mantel im unbedeckten Bereich darf die Höhe des Kernes nicht unter 90 nm verringert werden, da andernfalls die Führung der Mode im Kern verloren geht. Zur Bestimmung der Koppeffizienz modelliert man den Emittor in FDTD-Simulationen als linearen Dipol, der an der Grenzfläche von Kern und Luft liegt. Die theoretische Koppeffizienz ist von der Ausrichtung des Dipols (siehe Abbildung 2.8) abhängig, wobei für eine horizontale Orientierung des Dipols ein Wert von etwa 0.36 erreicht wird (siehe Abbildung 2.9). Bemerkenswert ist, dass die simulierte Koppeffizienz auch für vertikal und longitudinal ausgerichtete Dipole nicht verschwindet.

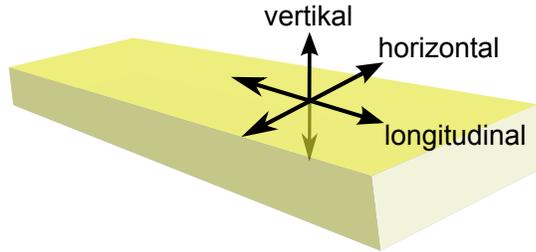


Abbildung 2.8: Mögliche Ausrichtungen des optischen Dipols, der auf dem Wellenleiter liegt.

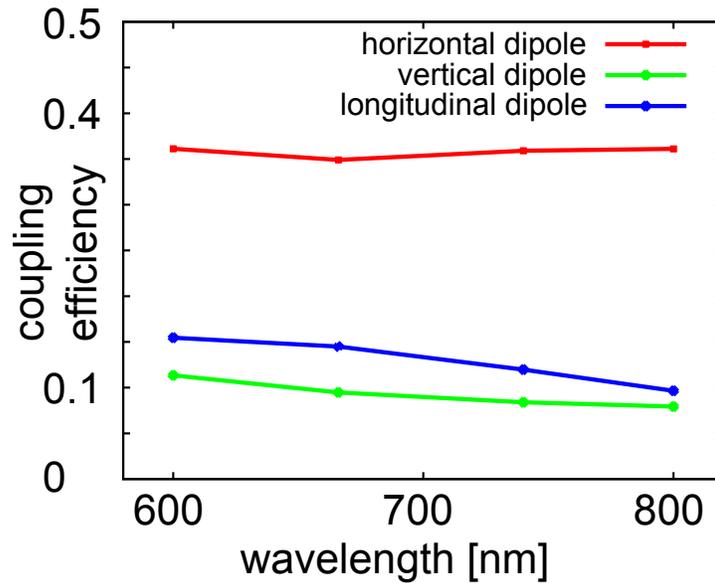


Abbildung 2.9: Abhängigkeit der Koppeffizienz eines strahlenden linearen Dipols von der Wellenlänge und Ausrichtung des Dipols. Der Dipol befindet sich direkt auf dem Wellenleiter in dessen evaneszentem Feld. Die aufgetragenen Werte stammen aus Simulationen der Software MEEP vom MIT [11].

In rechteckigen Buried-Channel-Wellenleitern existieren für die Fundamentalmode zwei Polarisationsmoden (H und V), die aufgrund der Asymmetrie eines allgemeinen Rechtecks nicht äquivalent sind. Aus Simulationen lässt sich eine optimale Breite von $w = 700$ nm ermitteln, mit der Single-Modigkeit in dem Wellenlängenbereich von 620 nm bis 800 nm erreicht wird (siehe Abbildung 2.10a). Der effektive Brechungsindex ist wellenlängenabhängig und beträgt für die später relevante Wellenlänge $n_{\text{eff}}(658 \text{ nm}) = 1.64$. Bei den Moden im Wellenleiter handelt es sich um Hybridmoden, die den TE- bzw. TM-Moden von planaren Wellenleitern sehr ähnlich sind. Abbildung 2.11a zeigt, dass für die H-Mode das elektrische Feld fast nur eine x-Komponente hat und sich das magnetische Feld fast ausschließlich auf die y-Komponente beschränkt („quasi“-TE-

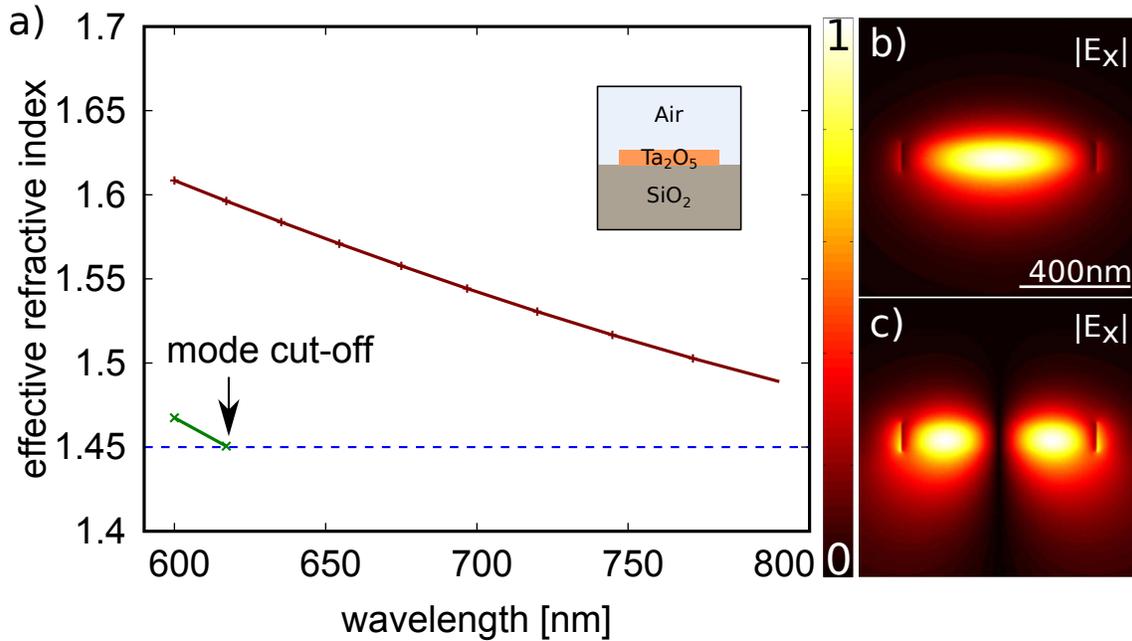


Abbildung 2.10: a) Effektiver Brechungsindex der zwei niedrigsten Moden eines nicht-planaren Wellenleiters ($w = 700$ nm, $h = 100$ nm) aus Ta₂O₅ auf SiO₂. Ab 620 nm existiert nur noch eine Mode. b) und c) zeigen Modenprofile $|E_x|$ der Fundamentalmode und nächst höheren Mode bei 600 nm. Die Simulationen sind mit der Software MEEP vom MIT durchgeführt worden.

Mode). Bei der V-Mode verhält es sich genau umgekehrt (siehe Abbildung 2.11b): Das E-Feld beschränkt sich nahezu vollständig auf die y-Komponente und das H-Feld nahezu vollständig auf die x-Komponente („quasi“-TM-Mode). Nichtsdestotrotz existiert im unbedeckten Bereich des Wellenleiters nur die H-Mode, welcher deshalb in den weiteren Betrachtungen eine größere Bedeutung zugemessen wird.

2.4 Taper

Um die geführten Photonen in weitere experimentelle Anwendungen außerhalb des Wellenleiter-Chips zu transportieren, ist eine Auskopplung aus dem Wellenleiter in eine standardisierte Single-Mode-Faser (hier: SM600 der Firma THORLABS) vorteilhaft und gewünscht. Das Feld einer solchen Faser ist gaußförmig. Die Effizienz bei der Leistungsauskopplung (engl. power coupling) T_{out} kann über den normierten Modenüberlapp $\eta_{\text{WL,F}}$ der Feldverteilungen im Wellenleiter \mathbf{E}_{WL} und in der Faser \mathbf{E}_{F} angegeben werden, wobei noch ein Transmissionskoeffizient η_t eingefügt werden muss, der gemäß Fresnel'schen Formeln die Reflexion an der Grenzfläche berücksichtigt.

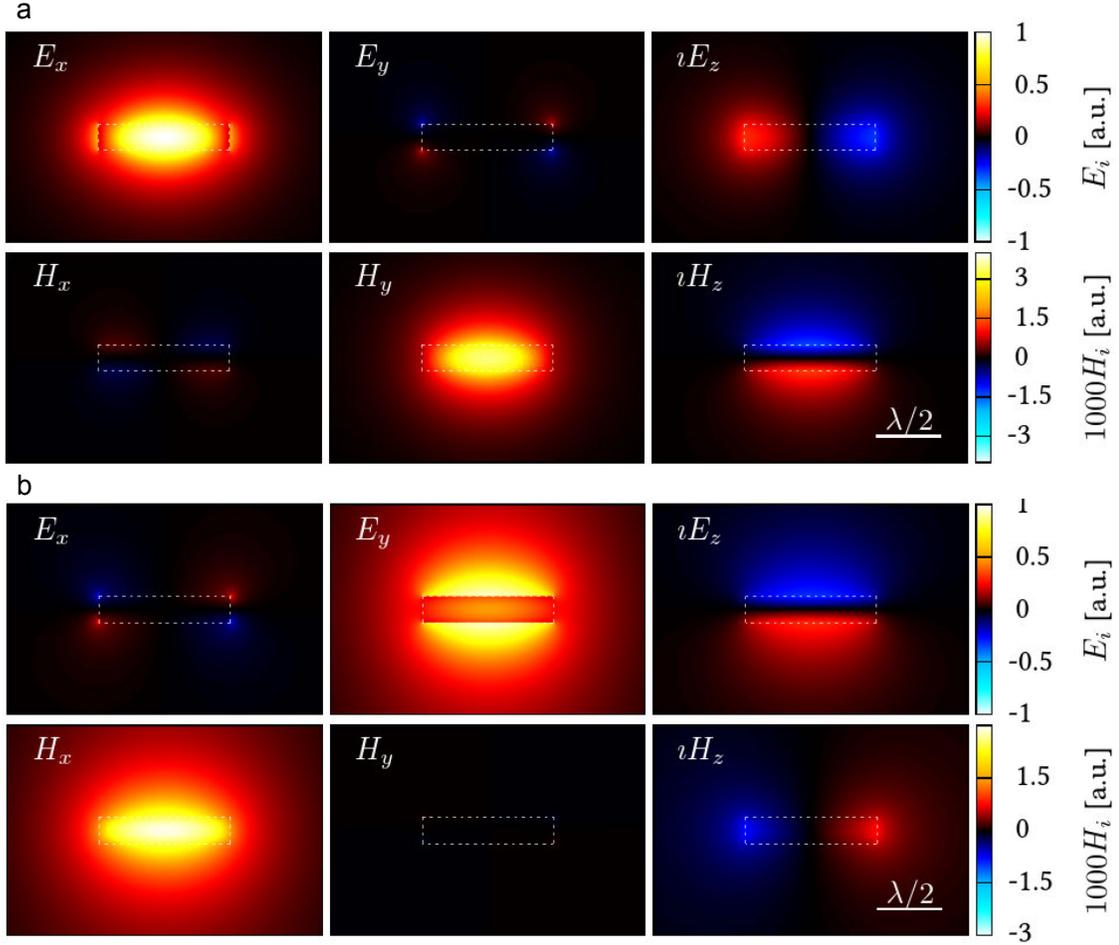


Abbildung 2.11: Simulierte Feldverteilung im bedeckten Bereich des Wellenleiters: Die H-Mode (a) ist fast identisch mit einer idealen TE-Mode, während die V-Mode (b) quasi der TM-Mode entspricht.

Es gilt für den Modenüberlapp:

$$\eta_{\text{WG,F}} = \frac{|\iint \mathbf{E}_{\text{WL}}(x, y) \mathbf{E}_{\text{F}}^*(x, y) dx dy|^2}{\iint |\mathbf{E}_{\text{WL}}|^2 dx dy \iint |\mathbf{E}_{\text{F}}|^2 dx dy} \quad (2.40)$$

und für den Transmissionskoeffizienten

$$\eta_{\text{t}} = \frac{(n_{\text{eff,F}} - n_{\text{eff,WL}})^2}{(n_{\text{eff,F}} + n_{\text{eff,WL}})^2}, \quad (2.41)$$

wobei $n_{\text{eff},F}$ und $n_{\text{eff,WL}}$ den effektiven Brechungsindex der Faser bzw. des Wellenleiters angeben. Die Auskoppelleffizienz T_{out} ergibt sich aus Multiplikation von (2.40) und (2.41):

$$T_{\text{out}} = \eta_t \eta_{\text{WL},F}. \quad (2.42)$$

Für die simulierte H-Mode eines des 700 nm breiten und 100 nm hohen Wellenleiters aus Ta_2O_5 , der vollständig von SiO_2 ummantelt ist, beträgt der Modenüberlapp mit der Single-Mode-Faser nur $\eta_{\text{WG},F} = 5.7\%$ ($T_{\text{out}} = 5.4\%$). Der Modenüberlapp wird jedoch deutlich größer, wenn man die Breite des Wellenleiters reduziert. So ergibt sich für eine Verringerung der Breite auf $w = 100$ nm ein Modenüberlapp der H-Mode mit der Fasermode von $\eta_{\text{WG},F} = 85.3\%$ ($T_{\text{out}} = 82.4\%$).

Man designt den Wellenleiter so, dass sich die Endstücke auf einer Länge von $75\ \mu\text{m}$ von 700 nm auf 100 nm linear verjüngen, womit ein adiabatischer Übergang der Mode gewährleistet wird [21]. Der Teil des Wellenleiter, an dem der Querschnitt abnimmt, wird als Taper⁶ bezeichnet. Da bei Erhöhung des evaneszenten Feldes ein großer Teil der Mode im Mantel lokalisiert ist, nähert sich auch der effektive Brechungsindex dem des Mantelmaterials an.

Zur Erleichterung einer späteren Politur endet der Taper in einer $105\ \mu\text{m}$ langen, gleichförmigen Linie. Außerdem wird der Wellenleiter mit mindestens $2.5\ \mu\text{m}$ SiO_2 versehen, damit die Endfacetten beim Polieren nicht abbrechen. Die fabrizierten Wellenleiter haben insgesamt eine Länge von 4 mm und werden beidseitig mit Tapern versehen. Auf einem Chip befinden sich immer fünf Wellenleiter parallel im Abstand von je $250\ \mu\text{m}$ (siehe Abbildung 2.12).

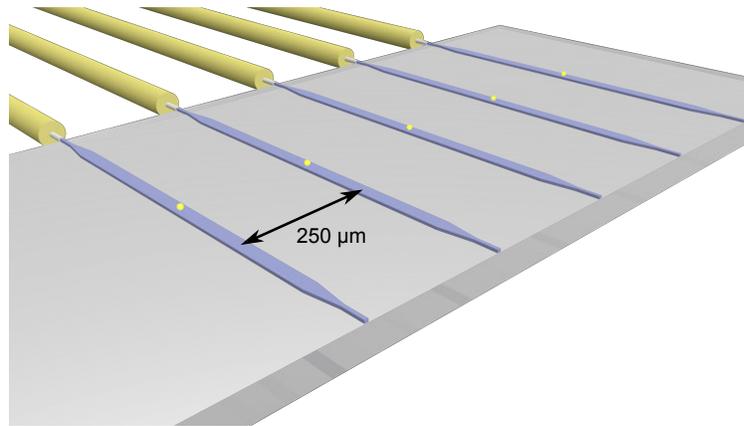


Abbildung 2.12: Design eines Wellenleiterchips mit fünf Wellenleitern im Abstand von je $250\ \mu\text{m}$. Links ist die Kopplung an Single-Mode-Fasern zu erkennen, die gelben Punkte in der Mitte der Wellenleiter symbolisieren einen Quantenemitter.

⁶In der englischsprachigen Literatur wird bei einer Verringerung der Breite in Propagationsrichtung häufig aber nicht ausschließlich der Begriff „inverted taper“ verwendet. Da dieser Begriff keine allgemeingültige deutsche Übersetzung hat, wird hier synonym der Begriff Taper verwendet.

Kapitel 3

Fabrikation

Dieses Kapitel erläutert ein Verfahren zur Herstellung von Wellenleitern, die dem Design aus Kapitel 2 möglichst genau entsprechen sollen. Dabei stellen die adiabatischen Taper mit ihren sehr kleinen Querschnitten ebenso eine Herausforderung dar wie die Minimierung von Propagationsverlusten, welche vorrangig mit der Rauheit der Seitenwände zusammenhängen. Die Kernverfahren der Fabrikation sind Elektronenstrahlolithographie (EBL) zur Nanostrukturierung einer Ätzmaske und reaktives Ionenätzen (RIE) zur Übertragung der Maskenstruktur in das darunterliegende Wellenleitermaterial Ta_2O_5 . Beide Verfahren erfordern vor- und nachbereitende Schritte, über die Abbildung 3.1 einen Überblick gibt.

Ausgangsmaterial sind 1.2 mm dicke Substrate aus SiO_2 der Firma HELIMA (Müllheim), auf die von der Firma ASPHERICON (Jena) eine 100 nm dicke Schicht Ta_2O_5 gesputtert wird. Auf das Ta_2O_5 wiederum wird per Rotationsbeschichtung (engl. spin coating) eine 190 nm dicke Schicht des Polymers Polymethylmethacrylat (PMMA) aufgetragen. Im Gegensatz zu SiO_2 und Ta_2O_5 ändert PMMA bei Elektronenbestrahlung lokal seine Löslichkeit in einem Entwickler, sodass eine Strukturierung im Bereich bis unter 20 nm möglich ist [22]. Das PMMA wird anschließend mit Chrom bedampft, was homogen und flächendeckend, aber nicht kantenbedeckend erfolgt und die Topographie¹ der darunterliegenden Schicht erhält. Legt man die bechromte Probe nun in das Lösungsmittel DMSO, so löst sich das PMMA zusammen mit dem direkt darüberliegenden Chrom. Nach diesem sogenannten Liftoff befindet sich nur noch an den Stellen Chrom, wo das PMMA bereits zuvor durch den Entwickler entfernt worden ist und man hat eine Maske für das reaktive Ionenätzen erstellt. Die Maske selbst kann nach dem RIE nasschemisch durch ein Säurengemisch weggeätzt werden.

Im Folgenden werden die einzelnen Arbeitsschritte im Detail in chronologischer Reihenfolge mit ihren bereits erfolgten Optimierungen und noch offenen Problemen bzw. Verbesserungsmöglichkeiten vorgestellt. Die Fabrikation wird unter Reinraumbedingungen durchgeführt, damit Kontak-

¹Der Begriff Topographie bezeichnet im Kontext der Nanowissenschaften die dreidimensionale Beschaffenheit einer Oberfläche.

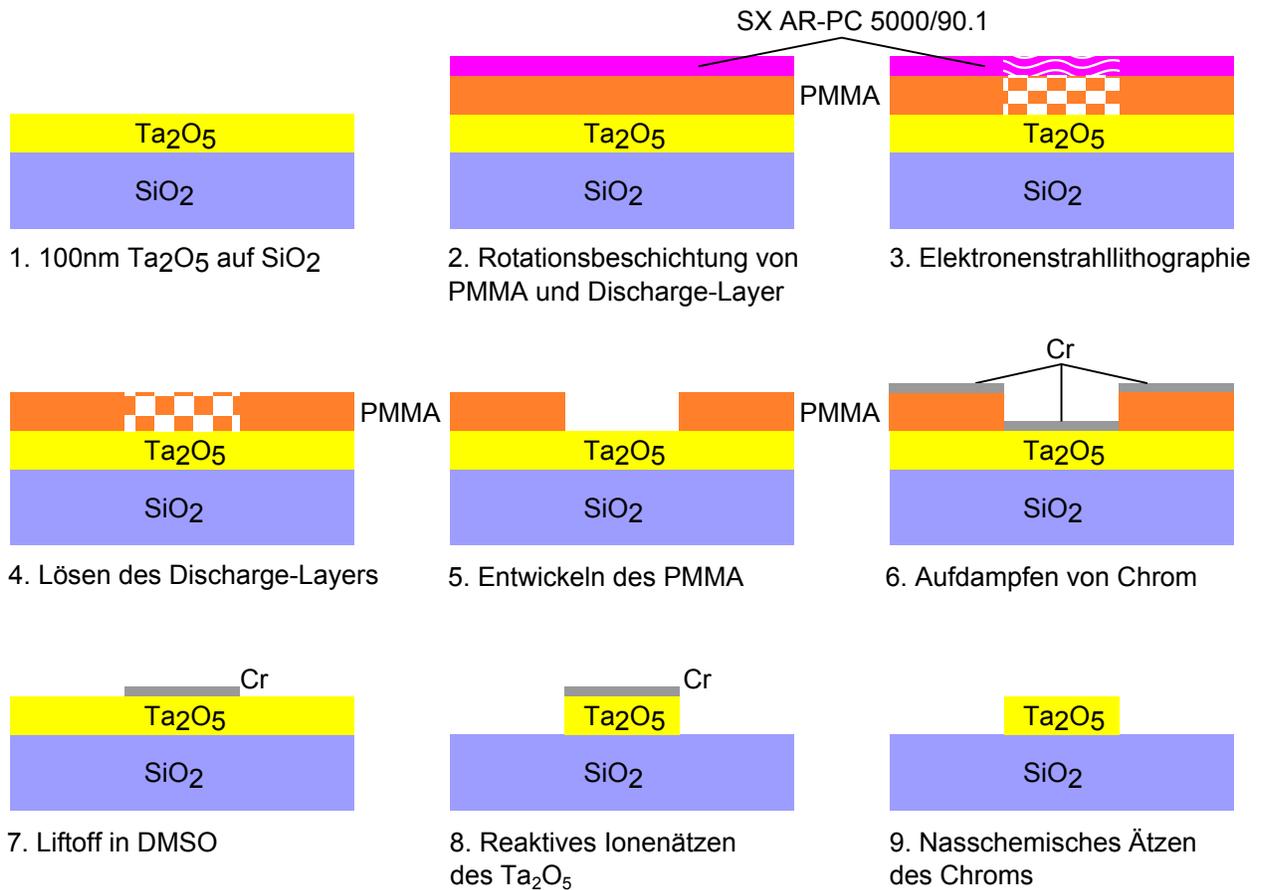


Abbildung 3.1: Übersichtsbild zu den einzelnen Fabrikationsschritten und „Lebensweg“ einer Probe. Die Nanostrukturierung erfolgt über Elektronenstrahlithographie (3.); das Muster wird per reaktivem Ionenätzen (8.) auf das Ta₂O₅ übertragen.

minierungen des Substrates vermieden werden. Die Zeitfenster zwischen den einzelnen Schritten sind so kurz wie möglich, damit die Auswirkungen von Diffusionsprozessen und die Wahrscheinlichkeit von Verunreinigungen, die auch im Reinraum nicht auszuschließen sind, minimiert werden. Bei den verwendeten Chemikalien und Behältern (z. B. Bechergläser) wird auf hohe Reinheit geachtet, die Proben werden nur unter Zuhilfenahme einer Pinzette transportiert. Eine etwaige Zwischenlagerung erfolgt stets so, dass die mit Ta_2O_5 beschichtete Seite oben liegt, um diese vor Kratzern zu schützen.

3.1 Vorbereitung und Reinigung der Wafer-Proben

Die Substrate aus Ta_2O_5 auf SiO_2 werden mit einer Breite von 1.2 cm und einer Länge von 3.5 cm geliefert und zunächst in fünf kleinere Proben mit den Maßen 1.2 cm x 0.7 cm gesägt. Zur Vermeidung von Beschädigungen der Oberfläche wird für diesen als Dicing² bezeichneten Vorgang ein schützender Fotolack aufgetragen. Dieser wird anschließend entfernt, indem die Probe mit der Ta_2O_5 -Schicht nach unten für mindestens zwei Stunden auf ein Uhrglas in ein Becherglas mit dem Lösungsmittel DMSO (90 °C) gelegt wird. Durch das Uhrglas kommt es höchstens an den Rändern der Probe zu Kontakten mit dem darunterliegenden Glas, wovon die späteren Wellenleiter nicht betroffen sind. Es folgt eine Reinigung durch kurzes Schwenken (je 5 s) in Aceton und Isopropanol in jeweils verschiedenen Bechergläsern.

Sollten nun im optischen Mikroskop größere oder vielzählige Unreinheiten zu erkennen sein, kann ein mechanischer Reinigungsschritt (Ultraschall oder LICOJET³) ergänzt werden, wodurch weitere Kontaminierungen auf der Probenoberfläche gelöst werden. Unabhängig von dieser mechanischen Reinigung legt man die Probe anschließend für 180 s in ein Sauerstoffplasma. Hierbei wird sie von organischen Substanzen wie Fetten oder Ölen befreit, die ähnlich wie bei einer Verbrennung oxidieren [23].

3.2 Elektronenstrahlithographie

In die gesäuberten Proben soll nun das Wellenleiternmuster geschrieben werden. Als Strukturierungsverfahren eignet sich Elektronenstrahlithographie, mit der ein Auflösungsvermögen bis unter 10 nm erreicht werden kann [25]. Für das hier verwendete Gerät E_LINE der Firma RAITH (Dortmund) gibt der Hersteller eine Genauigkeit von < 20 nm an [26]. Ein typischer Aufbau ist in Abbildung 3.2 zu sehen. Die Funktionsweise basiert auf der Technik eines Rasterelektronenmikroskops: Ein fokussierter Strahl beschleunigter Elektronen wird mit einem System aus

²Der Name Dicing lehnt sich an den englischen Ausdruck für „in Würfel schneiden“ an und bezeichnet das Sägen von Objekten in zwei Raumrichtungen. Für die Fünfteilung der größeren Substrate reicht hier allerdings schon eine Sägerichtung aus.

³Siehe Anhang 6.1 zur Beschreibung des LICOJET.

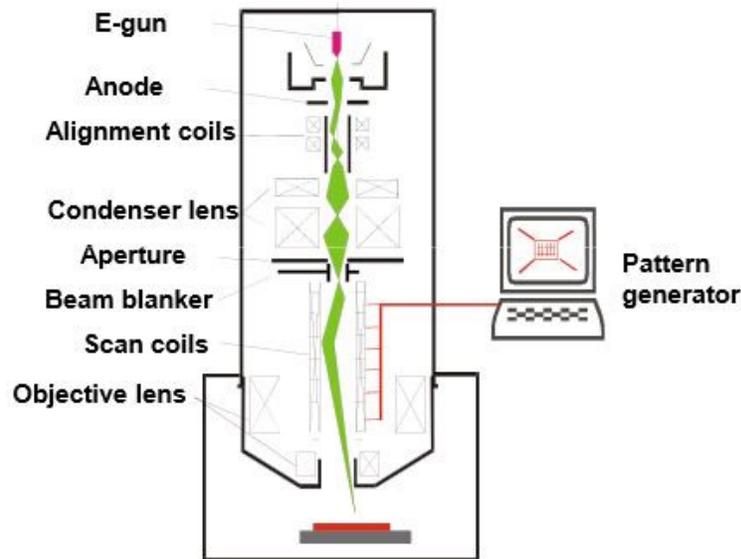


Abbildung 3.2: Aufbauskitze zur Elektronenstrahlolithographie [24].

Elektromagneten fokussiert und ausgelenkt und kann so ausgewählte Orte auf einer Probe be-
 lichten [27]. Das Muster der Bestrahlung wird zuvor über eine Software programmiert, während
 ein Laserinterferometer eine genaue Positionskontrolle des Probestisches in allen drei Raumrich-
 tungen gewährleistet.

3.2.1 PMMA als Elektronenstrahl-Resist

Als sogenannter Resist⁴ für die Elektronenstrahlolithographie wird das Polymer PMMA 950k A4
 der Firma MICROCHEM verwendet. Das Verhältnis zum Lösungsmittel Anisol beträgt 4%. Der
 Zusatz „950k“ gibt Auskunft über das durchschnittliche molekulare Gewicht einer Kette in ato-
 maren Masseneinheiten, was sich in eine durchschnittliche Kettenlänge des PMMA umrechnen
 lässt. Die Strukturformel einer PMMA-Kette mit drei Monomeren ist in Abbildung 3.3 zu se-
 hen. Bei der Bestrahlung mit Elektronen werden die längeren Polymerketten zerstört, es bleiben
 kürzere Segmente übrig. Diese haben andere chemische Eigenschaften als der ursprüngliche, un-
 bestrahlte Resist und lassen sich durch einen Entwickler lösen. PMMA wird somit als Positivlack⁵

⁴Als Resist wird in der Lithographie eine dünne Schicht bezeichnet, die sensibel auf Strahlung (in diesem
 Fall Elektronen) reagiert. Das Muster, welches in den Resist „geschrieben“ wird, kann anschließend auf andere
 Materialien übertragen werden.

⁵Als Positivlack wird in der Lithographie ein Resist bezeichnet, bei dem die bestrahlten Bereiche in einem
 Entwicklungsschritt gelöst werden. Bei einem Negativlack verhält es sich umgekehrt, die bestrahlten Bereiche
 verfestigen sich.

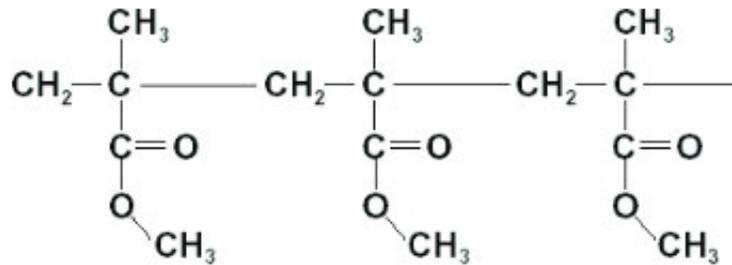


Abbildung 3.3: Ausschnitt der Strukturformel einer PMMA-Kette. Bei Beschuss durch Elektronen können die Kohlenstoff-Bindungen zerstört und das Polymer somit fragmentiert werden.

verwendet [28].

Zur Beschichtung wird das in Anisol gelöste PMMA mit einer Pipette tröpfchenweise auf die Probe gebracht, wobei sich eine Anzahl von vier Tropfen als flächendeckend und ausreichend erweist. Die gewünschte Schichtdicke erreicht man durch Rotationsbeschichtung, einem Verfahren, bei dem die Probe per Vakuumsaugung an einem Drehteller fixiert ist. Durch Variation der Rotationsgeschwindigkeit, -beschleunigung und -dauer kann die gewünschte Schichtdicke erreicht werden, wobei die überschüssigen Anteile weggeschleudert werden. Die Rotation erfolgt zunächst für 1 s bei 800 rpm und direkt im Anschluss für 30 s bei 5000 rpm. So erreicht man eine Schichtdicke von etwa 190 nm, die in der Mitte der Probe sehr homogen ist. Im Anschluss wird die Probe für 15 min auf eine Heizplatte (170 °C) gelegt. Bei diesem sogenannten Softbake verdampfen weitere flüchtige Anteile des Lösungsmittels und das PMMA härtet aus. Vor der Weiterverarbeitung lässt man die Probe für 2 min abkühlen.

3.2.2 Discharge-Layer

Bei der Bestrahlung von nichtleitenden Materialien (wozu auch PMMA gehört) mit Elektronen kommt es auf der Oberfläche zu in der Regel unerwünschten Aufladungen, welche das Auflösungslimit negativ beeinflussen, da nachkommende Elektronen durch das sich bildende elektrische Feld abgelenkt werden (Coulomb-Abstoßung). Um diesen Effekt zu vermeiden, bietet es sich an, die mit PMMA bedeckte Probe mit einer dünnen, leitenden Schicht zu versehen. Bei Verwendung einer Chrom-Schicht sind sehr raue Kanten zu beobachten (siehe REM⁶-Aufnahme Abbildung 3.4). Eine Erklärung der hohen Kantenrauheit könnten Inhomogenitäten im Chrom sein, die bei der Lithographie zu einer unregelmäßigen Ablenkung der Primärelektronen führen. Das Problem tritt nicht auf, wenn statt Chrom das leitende Polymer SX AR-PC 5000/90.1⁷ der Firma ALLRESIST

⁶Um die Probe im REM zu betrachten, wird sie mit einer dünnen Gold-Palladium-Schicht von etwa 5 nm besputtert. Die Schicht wirkt als Discharge-Layer und ist notwendig, da andernfalls Aufladungseffekten auf der Probenoberfläche die Bildqualität einschränken [29].

⁷SX AR-PC 5000/90.1 ist ein Derivat von Polyannilin.

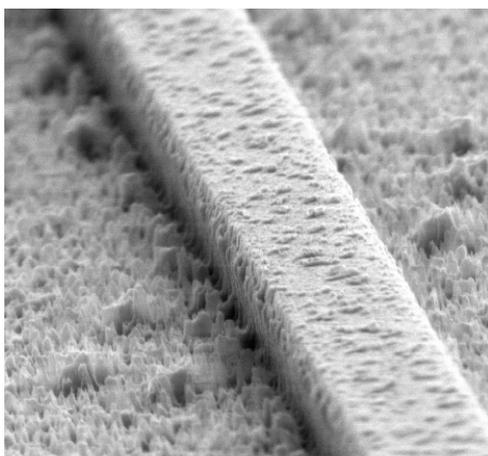


Abbildung 3.4: REM-Bild eines Wellenleiters (Betrachtungswinkel 80°), der mit Chrom als Discharge-Layer hergestellt worden ist. Die Breite des Wellenleiters beträgt 700 nm. Eine mögliche Ursache für die hohe Rauheit der Kanten ist die Streuung von Primärelektronen beim Durchdringen der Schicht während der Elektronenstrahlolithographie.

(Strausberg) als Discharge-Layer benutzt wird. Ein großer Vorteil besteht im unkomplizierten Auftragen per Rotationsbeschichtung auf das ausgebackene und abgekühlte PMMA. Mit 30 s Aufschleudern bei 2000 rpm ergibt sich eine Schichtdicke von 60 nm. Anders als vom Hersteller empfohlen, wird nach der Beschichtung kein Softbake durchgeführt, weil das leitende Polymer ohne Softbake später leichter zu entfernen ist.

Anschließend wird mit einem Diamantritzer eine Markierung in das Substrat geritzt, die zur Fokussierung des Elektronenstrahles auf der Probenoberfläche benötigt wird.

3.2.3 Belichtung

Bei der Belichtung treffen die energiereichen Primärelektronen auf das Target, wo es zu Vorwärts- und Rückstreuungen⁸ an den Atomen des Materials kommt. Außerdem bildet sich eine Wolke aus Sekundärelektronen, die im Target durch inelastische Stöße mit den Primärelektronen entstehen (siehe Abbildung 3.5). Während der PMMA-Resist empfindlich auf den Elektronenbeschuss reagiert, zeigen die darunter liegenden Materialien Ta_2O_5 und SiO_2 keine chemischen Änderungen. Die entscheidende Größe bei der Elektronenstrahlolithographie ist der Anteil der wirksamen, also das PMMA fragmentierenden, Elektronen. Sowohl die gestreuten als auch die Sekundärelektronen tragen zur Fragmentierung des PMMA bei, wodurch sich der effektive Strahldurchmesser aufweitet und das Auflösungsvermögen verschlechtert. Eine weitere Ursache zur Strahlaufwei-

⁸Unter Vorwärtsstreuung bezeichnet man eine Streuung von weniger als 90° zur Einfallsrichtung. Entsprechend wird eine Streuung von mehr als 90° zur Einfallsrichtung als Rückstreuung bezeichnet.

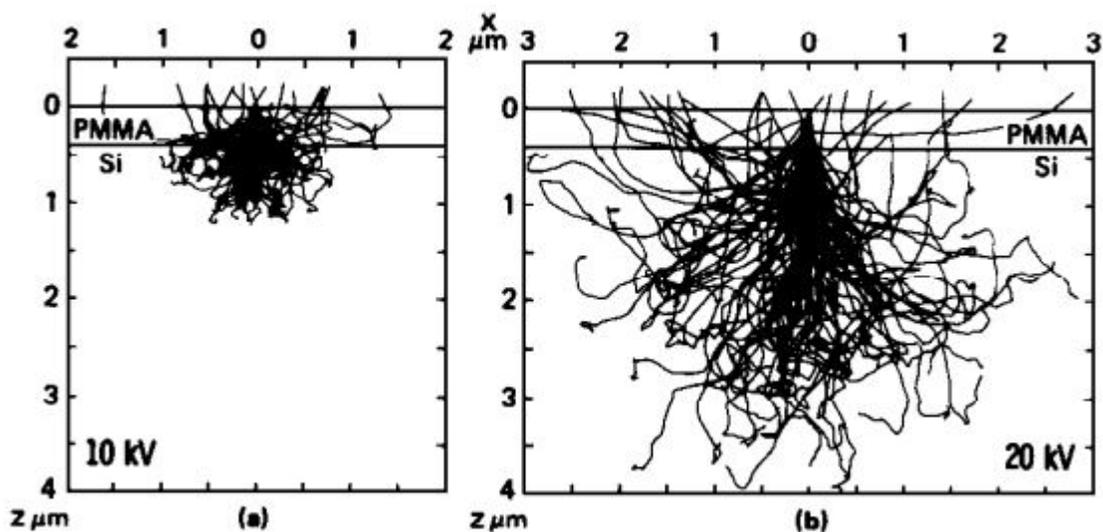


Abbildung 3.5: Simulierte Trajektorien von 100 Elektronen für 10 kV (a) bzw. 20 kV (b) Beschleunigungsspannung. Es wird sowohl Vorwärts- als auch Rückstreuung berücksichtigt [30].

tung sind lokale Aufladungen an der Oberfläche, die trotz des Discharge-Layers insbesondere bei hohen Strahlströmen oder schlechter Leitfähigkeit des Substrates nicht auszuschließen sind. Der Einfluss der Strahlaufweitung auf benachbarte Strukturen durch Streuungen, Sekundärelektronen und Aufladungseffekte wird als Proximity-Effekt bezeichnet und bei modernen EBL-Geräten in die Berechnung der lokalen Belichtungsdosen einbezogen. Ein typisches Energiespektrum der Elektronen im Substrat ist in Abbildung 3.6 dargestellt.

Die kinetische Energie der auftreffenden Elektronen beträgt standardmäßig 10 keV. Die Beschleunigungsspannung kann am Gerät bis zu 20 kV erhöht werden, was prinzipiell zu einer besseren Auflösung führen sollte, da sich die Sekundärelektronenwolke erst in tieferen Materieschichten ausbildet und sich der Strahl besser fokussieren lässt (siehe Abbildung 3.7). Aus dem gleichen Grund wird allerdings auch die effektive Dosis⁹ geringer, was wiederum längere Belichtungszeiten erfordert.

Je höher die Dosis ist, desto stärker wirkt sich der Proximity-Effekt aus und umso breiter werden die Strukturen. Die Abhängigkeit von der Strukturbreite zur Dosis ist in Abbildung 3.8 aufgetragen. Die Breite lässt sich anhand von REM-Aufnahmen (siehe Abbildung 3.9) gut bestimmen.

⁹Die Dosis D pro Flächeneinheit ergibt sich aus dem Produkt von Stromdichte und Belichtungsdauer (engl. dwell time).

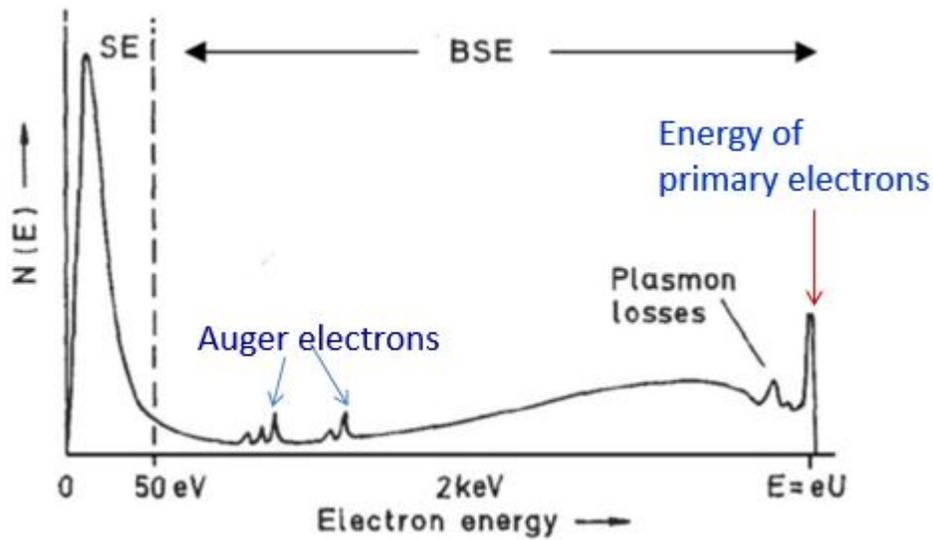


Abbildung 3.6: Typisches Energiespektrum von Elektronen im Substrat. Entnommen aus [31].

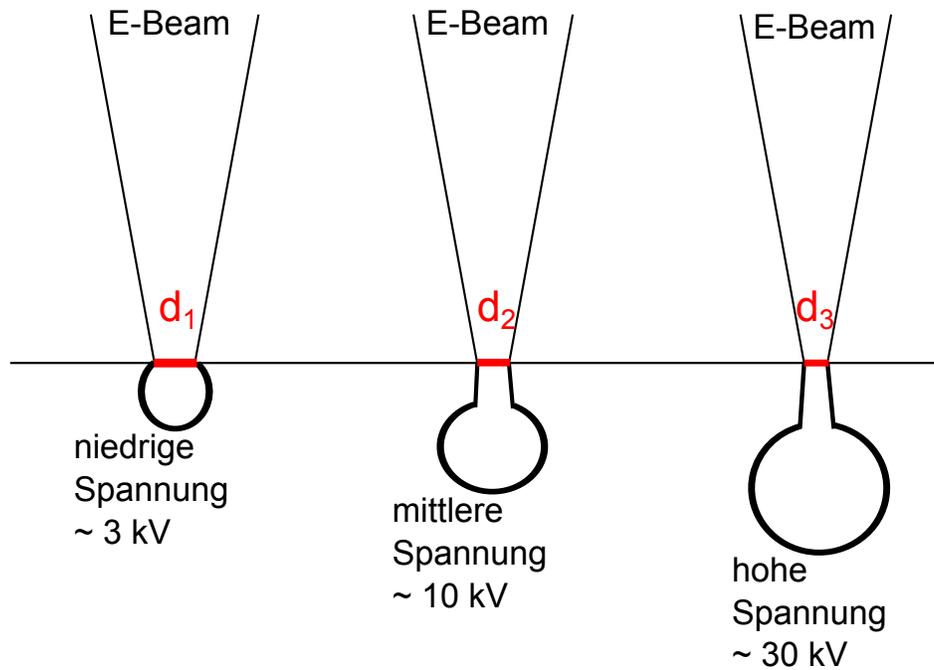


Abbildung 3.7: Mit zunehmender Beschleunigungsspannung verringert sich der Strahldurchmesser im Fokus und die Sekundärelektronenwolke bildet sich erst in tieferen Materieschichten aus. Es gilt für die Strahldurchmesser: $d_1 > d_2 > d_3$.

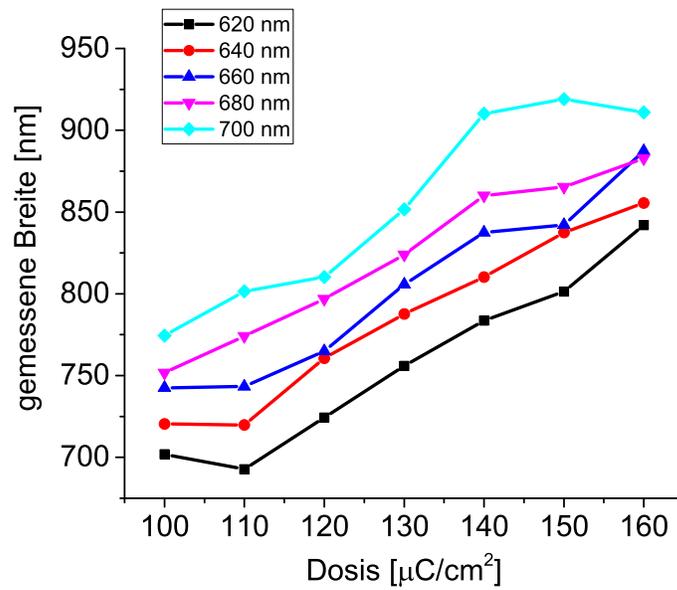


Abbildung 3.8: Vergleich der gemessenen Breiten unter Variation der Dosis, jeweils mit Entwicklung bei Raumtemperatur. Die Breiten sind anhand von REM-Aufnahmen ermittelt worden. Die nominalen Breiten sind der Legende zu entnehmen.

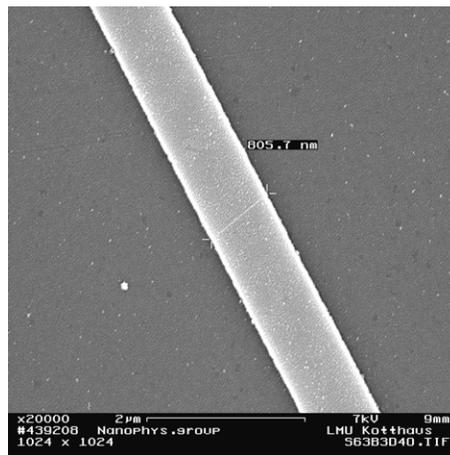


Abbildung 3.9: REM-Aufnahme zur Bestimmung der Breite der Wellenleiter.

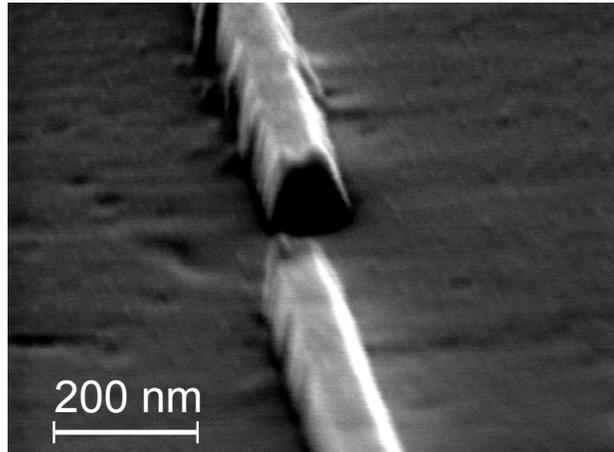


Abbildung 3.10: REM-Aufnahme (Betrachtungswinkel 75°) eines Stitching-Fehlers an den Rändern zweier Schreibfelder.

3.2.4 Schreibmodi und Bedienung

Die kleinsten Flächen, die der Elektronenstrahl gezielt ansteuern kann, haben eine Größe von $3 \text{ nm} \times 3 \text{ nm}$ und werden als Pixel bezeichnet¹⁰. Der Abstand zweier Pixel wird Step-Size genannt. Die eindimensionale Aneinanderreihung von belichteten Pixeln stellt die kleinstmögliche Längsstruktur dar und wird als Single-Pixel-Linie (SPL) bezeichnet. Auf diese Weise werden die später wegzupolierenden $105 \mu\text{m}$ langen Endlinien der Wellenleiter geschrieben. Die tatsächliche Breite der SPL ist aufgrund des Auflösungsvermögens von PMMA und dem Proximity-Effekt deutlich größer als 3 nm , mit der hier vorgestellten Methode beträgt die kleinste erreichte Breite etwa 60 nm .

Zur Fabrikation der Wellenleiter werden zwei grundsätzlich verschiedene Schreibmodi verwendet: Der Elektronenstrahl kann im AREA-Modus durch die Magnetfelder bis zu einem bestimmten Winkel ausgelenkt werden. Die Fläche, die nur durch Auslenkung des Strahls und ohne Verschiebung des Probenstückes bzw. der Probe belichtet werden kann, heißt Schreibfeld (engl. working area) und hat hier Maße von $200 \mu\text{m} \times 200 \mu\text{m}$. Für Strukturen, die größer als dieses Schreibfeld sind, muss die Probenposition verändert werden, wodurch aufgrund von Positionsungenauigkeiten des Tisches an der Grenze der Schreibfelder häufig sogenannte Stitching-Fehler (siehe Abbildung 3.10) auftreten, welche bei der späteren Verwendung der Wellenleiter zu hohen Transmissionsverlusten führen. Der AREA-Modus eignet sich demnach nur für die Segmente SPL und Taper, deren aufaddierte Gesamtlänge mit $180 \mu\text{m}$ die Größe eines Schreibfeldes nicht überschreitet.

Für das mittlere Segment der Wellenleiter mit einer Länge von 3.64 mm wird als zweckmäßige Alternative der FIXED-BEAM-MOVING-STAGE(FBMS)-Modus verwendet. Hierbei wird nicht der

¹⁰Dies gilt nicht allgemein, sondern explizit für die hier verwendeten Einstellungen. Die Pixelgröße ergibt sich aus der ausgewählten Schreibfeldgröße und dem Adressbereich des A/D-Wandlers.

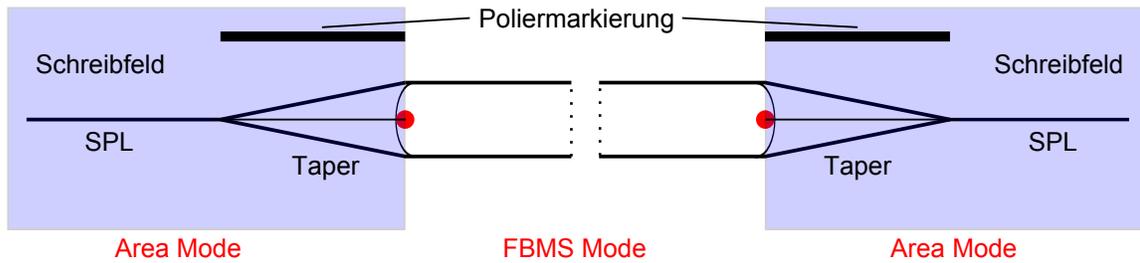


Abbildung 3.11: Schreibmodi des E_LINE, die roten Punkte geben Anfangs- bzw. Endpunkt des Strahls im FMBS-Modus an. Gleichzeitig ist hier die Grundposition des Strahls für die Belichtung im AREA-Modus.

Strahl ausgelenkt, sondern der Probenstisch unter Kontrolle des Laserinterferometers verfahren, das die gegenwärtige Position exakt misst und Trägheiten des Tisches durch Rückkopplung an die Elektronenoptik zu korrigieren vermag. Die Breite des mittleren Segmentes von 700 nm erfordert eine 2-dimensionale Verschiebung der Probenposition, was durch ein lineares Fahren des Tisches und Kreisbewegungen des Elektronenstrahls geschieht. Zur Vermeidung von Stitching-Fehlern an beiden Übergängen der jeweiligen Modi wird die Software so programmiert, dass die Grundposition des Strahls im AREA-Modus der Anfangs- bzw. Endposition im FBMS-Modus entspricht (siehe Abbildung 3.11). So kann man an den beiden Übergängen ohne weitere Verschiebung der Strahlposition direkt in den jeweils anderen Modus wechseln. Die Reihenfolge beim Schreiben lautet SPL-Taper-FBMS-Taper-SPL. Außerdem werden bei den jeweils äußeren Wellenleitern auf Höhe der Taper Markierungen geschrieben, die bei der späteren Politur hilfreich sind.

Neben dem Layout der Wellenleiter und der Definition der Schreibfelder und Schreibmodi wird in der Software für die einzelnen Segmente ein lokaler Dosisfaktor definiert. Bei der SPL beträgt die Dosis pro Längeneinheit $0.95 \mu\text{C}/\text{cm}$. Die anderen Teile werden mit einer Dosis pro Fläche von $95 \mu\text{C}/\text{cm}^2$ geschrieben. Aufgrund von unvermeidbaren Schwankungen der Elemente zur Strahlgenerierung (z. B. der Magnete) wird zu Beginn jeder Belichtung eine Probenstrommessung an einem dafür vorgesehenen Faraday-Becher durchgeführt, wobei die Stromstärke Werte zwischen 6.5 pA und 7.5 pA annimmt¹¹. Um trotzdem mit der gewünschten Dosis zu belichten, wird die „dwell time“ im AREA-Modus direkt über die Verweilzeit des Strahles, im FBMS-Modus indirekt über den Vorschub, der sich aus Verschiebegeschwindigkeit (engl. stage speed) des Probenstisches und der „cycle-time“ zusammensetzt, eingestellt. Die geeigneten Dosen sind in ausführlichen Testreihen ermittelt worden. Prinzipiell führen höhere Dosen aufgrund des Proximity-Effektes zu größeren Breiten, wie in Abbildung 3.8 zu sehen ist. Bei zu geringen Dosen wird das PMMA an den belichteten Stellen vom Entwickler nur unvollständig gelöst. Dadurch entstehende Fehlstellen reißen beim Liftoff Teile der Chrommaske ab und übertragen sich auf die Wellenleiter. Eine REM-Aufnahme eines unterbelichteten Wellenleiters ist in Abbildung 3.12 zu sehen.

Bei der Fabrikation wird das E_LINE zunächst zur Bildgebung verwendet, was mit Hilfe der

¹¹Der Strom ist maßgeblich durch den Apertur-Durchmesser (hier: $7.5 \mu\text{m}$) begrenzt.

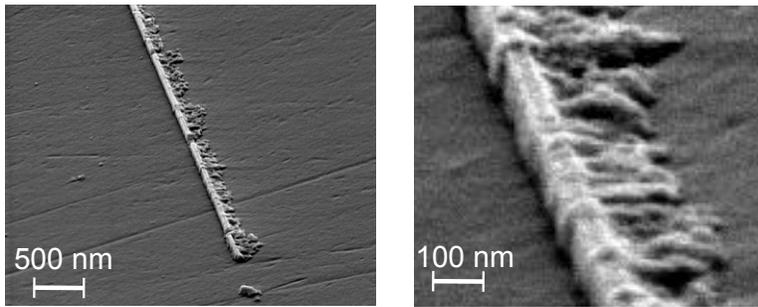


Abbildung 3.12: REM-Aufnahmen (Betrachtungswinkel 75°) eines Wellenleiters mit zu geringer Dosis bei der Elektronenstrahlolithographie.

eingeritzten Markierung eine Fokussierung¹² auf die Probenoberfläche ermöglicht. Zur Wahl eines Nullpunktes für ein internes Koordinatensystem wird eine Ecke der Probe angesteuert. Eine Winkelkorrektur entlang der Probenachse gewährleistet gemeinsam mit einer einheitlichen Probengröße, die durch das Dicen sichergestellt ist, dass die Strukturen mittig und parallel zu den Seitenkanten geschrieben werden. Für jede Probe wird die Strahlauslenkung über die Funktion „write field alignment“ mit Hilfe eines markanten Punktes auf der Probe kalibriert und an das Laserinterferometer, welches als korrekt angesehen wird, angepasst. Die Kalibrierung ist aufgrund zahlreicher Variablen (EHT, Apertur-Größe, Arbeitsabstand etc.) und unregelmäßiger Drifts durch die einzelnen Bauelemente notwendig.

3.2.5 Entwicklung

Der Discharge-Layer wird nach der Elektronenstrahlolithographie nicht mehr benötigt und muss, ohne die darunterliegenden Schichten zu verändern, vollständig entfernt werden. Aufgrund der Empfindlichkeit des PMMA im Hinblick auf Lösungsmittel und mechanische Erschütterungen (z. B. Ultraschall) erweist sich die gezielte Entfernung des leitenden Polymers SX AR-PC 5000/90.1 als nicht einfach. Das leitende Polymer ist im unbelichteten Zustand leicht wasserlöslich, ändert aber sein chemisches Verhalten durch Elektronenbestrahlung. Abbildung 3.13 zeigt eine Mikroskopaufnahme nach Belichtung und anschließendem etwa einminütigem Schwenken in DI-Wasser. Es bilden sich in den belichteten Bereichen Quervernetzungen innerhalb des leitenden Polymers und möglicherweise auch zwischen dem leitenden Polymer und dem PMMA. Warmes Wasser (40°C) oder Ultraschall lösen das leitende Polymer zwar ab, zerstören jedoch gleichzeitig die darunterliegende PMMA-Schicht (siehe Abbildung 3.14). Das vom Hersteller ALLRESIST empfohlene Lösungsmittel Isopropanol (IPA) entfernt zwar das leitende Polymer, entwickelt und zerstört aber gleichzeitig das PMMA und ist deshalb als Remover ebenfalls ungeeignet.

¹²Die Fokussierung beinhaltet eine Astigmatismuskorrektur über die Stigmatoren und eine Einstellung des Arbeitsabstandes (engl. working distance).

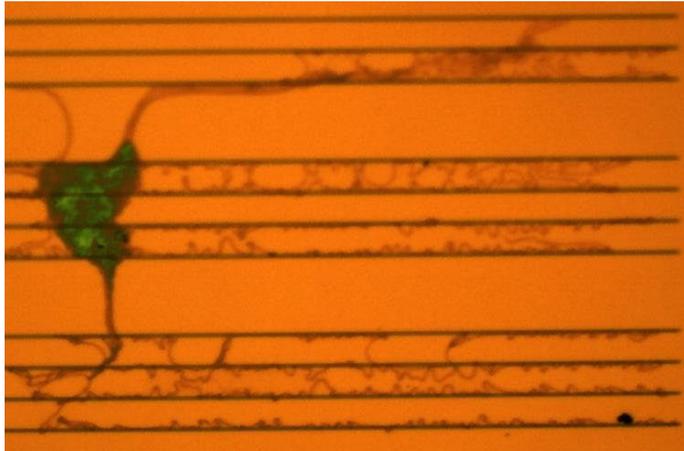


Abbildung 3.13: Mikroskopaufnahme nach Elektronenbestrahlung und einminütigem Schwenken in DI-Wasser. Der Discharge-Layer vernetzt sich an den belichteten Bereichen, die scheinbaren Wellenleiter sind Stränge des leitenden Polymer. Außerdem kommt es zu schwer löslichen Querverbindungen (rote Stränge und grünlicher Fleck im Bild).

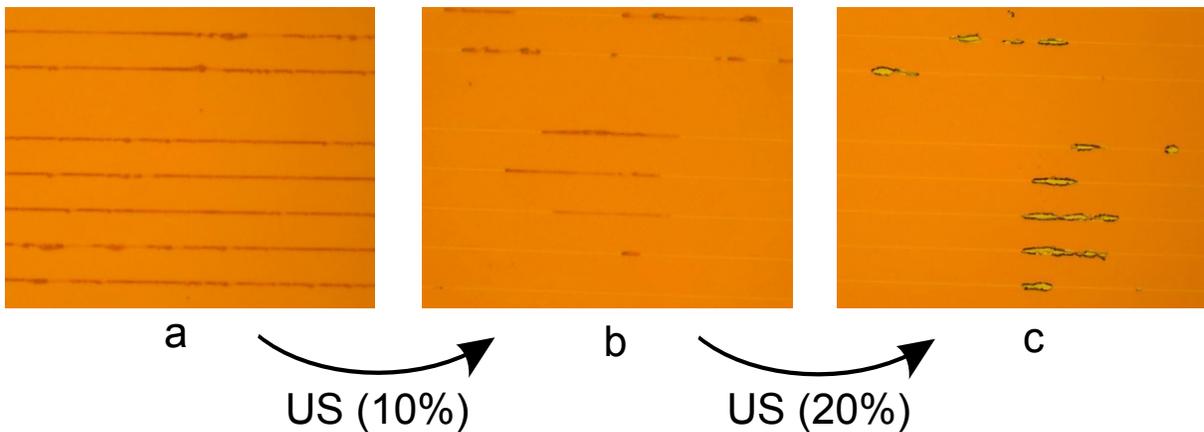


Abbildung 3.14: Mikroskopaufnahmen einer Probe, die in DI-Wasser bei 40 °C Ultraschall zunehmender Intensität ausgesetzt wird.

- a) nur H₂O für 5 min - das leitende Polymer löst sich nur an den unbelichteten Stellen
- b) 5 min Ultraschall bei 10 % Intensität - das leitende Polymer ist teilweise gelöst
- c) 2 min Ultraschall bei 20 % Intensität - das leitende Polymer ist gelöst, das PMMA reißt auf



Abbildung 3.15: Mikroskopaufnahme direkt nach der Entwicklung. Die hellen Strukturen sind Gräben im PMMA. Ihr jeweiliger Abstand beträgt in diesem Bild $50\ \mu\text{m}$.

Die beschriebenen Probleme bei der Entfernung des Discharge-Layers treten hingegen nicht auf, wenn die Probe mit Wasser aus dem Mini-Hochdruckreinigers LICOJET abgespritzt wird. Bei einem Abstand zwischen Austrittsöffnung und Probe von etwa 2 mm benötigt man nicht mehr als 100 ml DI-Wasser zum rückstandslosen Entfernen des leitenden Polymers. Ein solches Volumen entspricht einer Spritzzeit von etwa 2 min. Die Probe wird dazu an der Unterseite auf ein Glasgefäß geklebt und unter verschiedenen Winkeln beschossen. Anschließend werden die Wasserrückstände mit reinem Stickstoff abgepustet. Nach der Entfernung des SX AR-PC 5000/90.1 kann sich nun mit der Entwicklung des PMMA beschäftigt werden.

Die belichteten Anteile des PMMA haben aufgrund ihrer kürzeren Polymerketten eine erhöhte Löslichkeit im Entwickler. Der verwendete Entwickler besteht aus Methylisobutylketon (MIBK) und Isopropanol (IPA) im Mischungsverhältnis von 1:3 und Methylethylketon (MEK) zu einem Volumenanteil von 1.5 %. Der Zusatz von MEK erhöht den Kontrast beim Entwickeln [32]. In diesem Entwickler wird die Probe bei Raumtemperatur für 50 s geschwenkt. Um die Entwicklung zu stoppen, schwenkt man die Probe für 5 s in einem Becherglas mit IPA. Die IPA-Rückstände werden anschließend mit Stickstoff abgepustet. Nach dem Entwickeln sind die Wellenleiterstrukturen im optischen Mikroskop (siehe Abbildung 3.15) gut zu erkennen.

In der Literatur [33, 34, 35] findet man viele Hinweise auf ein besseres Auflösungsvermögen, wenn die Entwicklung bei geringerer Temperatur durchgeführt wird. Je niedriger die Temperatur des Entwicklers ist, desto genauer ist dessen Selektivität im Bezug auf die Kettenlänge des Resists. Weil nur noch kürzere PMMA-Segmente gelöst werden, muss die Belichtungsdauer bei der Elektronenstrahlolithographie erhöht werden. Die optimale Dosis für Entwickeln bei $-20\ ^\circ\text{C}$ hat sich als viermal so hoch wie die optimale Dosis bei Raumtemperatur gezeigt. Die Belichtungsdauer für einen einzelnen Wellenleiter beträgt damit etwa 1 h. Im Rahmen dieser Arbeit wurden die

Belichtungsdosen zu verschiedenen Temperaturen (-20 °C, -8 °C, +8 °C) optimiert, es konnte jedoch keine Veränderung im Bezug auf die Kantenrauheit der Wellenleiter festgestellt werden. Das deutet darauf hin, dass die beobachtete Kantenrauheit durch eine Optimierung der Lithographie nicht weiter verbessert werden kann und andere Einflüsse einen bedeutenderen Beitrag leisten.

3.3 Nanostrukturierung mittels reaktivem Ionenätzen

3.3.1 Maskierung

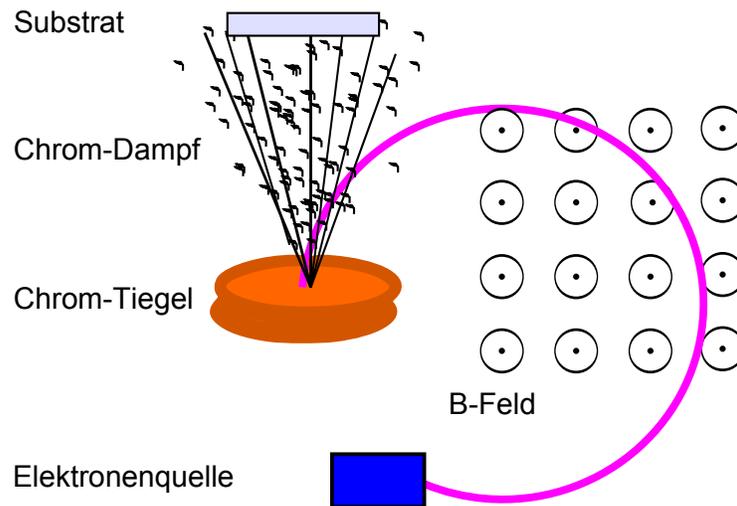


Abbildung 3.16: Funktionsweise des Elektronenstrahlverdampfens: Ein Elektronenstrahl wird über Magnete auf einen Chrom-Tiegel gelenkt. Durch die hohen Temperaturen von etwa 800 °C verdampft das Chrom dort und legt sich auf dem Substrat nieder.

Der in Form von Gräben im PMMA vorstrukturierte Wellenleiter soll nun auf das Ta_2O_5 übertragen werden. Dazu bedarf es einer Maskierung, welche die nicht zu ätzenden Bereiche abdeckt. Als Maske für das reaktive Ionenätzen bietet sich Chrom an, da es auch für sehr geringe Schichtdicken eine homogene Oberfläche bildet. Das Chrom wird per Elektronenstrahlverdampfung aufgetragen, einem Verfahren, bei dem beschleunigte Elektronen (Beschleunigungsspannung: 8.5 kV) mit Hilfe von Magnetfeldern auf einen Chrom-Tiegel gelenkt werden. Der prinzipielle Aufbau ist Abbildung 3.16 zu entnehmen. Ab einem Schwellenstrom, der je nach Zustand (Volumen und Kühlung) des Targets zwischen 25 mA und 28 mA liegt, sublimieren an der Oberfläche Chrom-Atome und legen sich auf der Probe ab. Die Schichtdicke wird per Frequenzmessung über einen danebenliegenden Schwingquarz bestimmt. Die Wachstumsrate beträgt zwischen 0.1 nm und 0.2 nm pro Sekunde. Eine Schichtdicke von 7 nm Chrom hat sich für das reaktive Ionenätzen als optimal erwiesen. Höhere Schichtdicken führen zu einer unerwünschten Chrombeschichtung

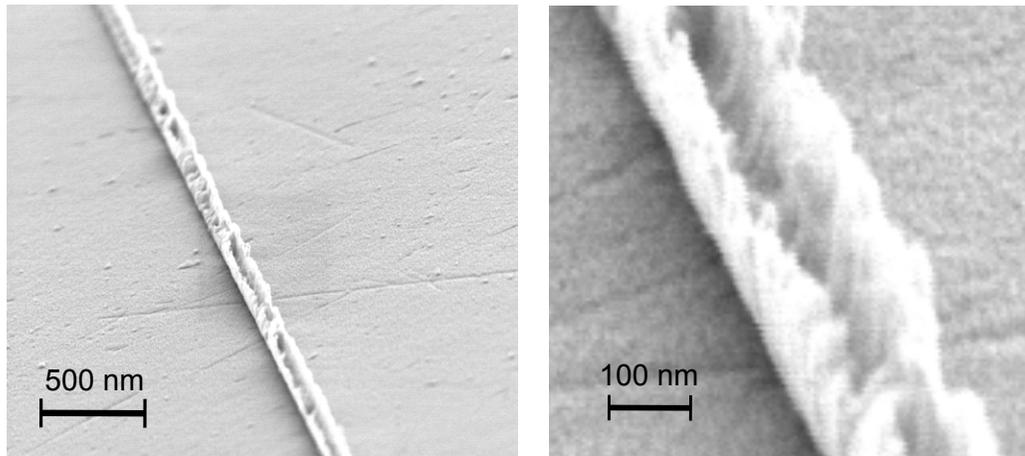


Abbildung 3.17: REM-Aufnahmen (Betrachtungswinkel 75°) einer Chrommaske nach dem Liftoff. Die hochgestellten Wände entstehen an den Seitenwänden der PMMA-Gräben. Dieses Phänomen tritt ab einer Maskendicke von 30 nm auf.

an den Seitenwänden, was als Fencing bezeichnet wird. Abbildung 3.17 zeigt das Beispiel einer 40 nm dicken Chrommaske nach Entfernung des PMMA, die sich an den Seiten hochstellt. Beim reaktiven Ionenätzen wird diese instabile Struktur zerstört und fungiert als ungewollte und unkontrollierbare zusätzliche Maskierung. Die negativen Folgen für die fertig-fabrizierten Wellenleiter sind in Abbildung 3.18 zu erkennen. Nach dem Aufdampfen ist zunächst die gesamte Probe mit Chrom beschichtet, das teils direkt auf dem Ta_2O_5 , teils auf dem PMMA liegt. Beim sogenannten Liftoff wird nun das PMMA mit dem direkt darüberliegenden Chrom entfernt. Nur an den belichteten Stellen, wo sich kein PMMA mehr befindet, bleibt das Chrom stehen. Dazu wird die Probe wie schon bei der anfänglichen Reinigung beschrieben „kopfüber“ für mindestens 2 h auf ein Uhrglas in vorgewärmtes DMSO bei $90^\circ C$ gelegt. Der Großteil des PMMA löst sich problemlos vom Substrat. Bei etwaigen Resten kann mechanisch nachgeholfen werden, indem DMSO mit einer Pipette auf die Probenoberseite gespritzt wird, was einige Zeit in Anspruch nehmen kann (bis zu 15 min). Zur Kontrolle kann die Probe zwischendurch und nach Trocknen durch Abpusten mit Stickstoff im optischen Mikroskop betrachtet werden. Die Reste des DMSO und andere Unreinheiten entfernt man durch Schwenken in Aceton und Isopropanol sowie anschließendem Abpusten. Die Probe ist jetzt für den nächsten Schritt, das reaktive Ionenätzen, vorbereitet. Eine REM-Aufnahme der Ätzmaskierung ist in Abbildung 3.19 zu sehen.

3.3.2 ICP-RIE

Beim reaktiven Ionenätzen kombiniert man die Idee von anisotropem, physikalischem Sputterätzen und isotropem, trockenchemischem Plasmaätzen, und variiert den physikalischen oder chemischen Einfluss über verschiedene variable Parameter (Druck, Prozessgase, Bias-Spannung etc.).

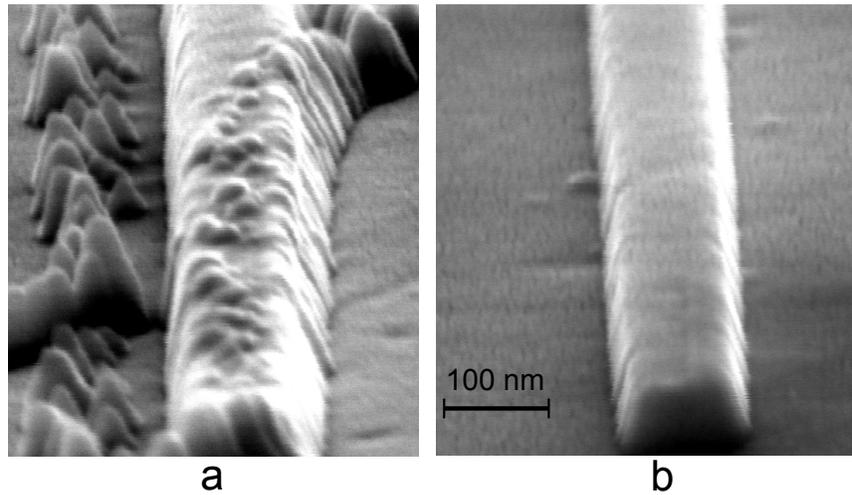


Abbildung 3.18: REM-Aufnahmen gleichen Maßstabs (Betrachtungswinkel 75°) für Wellenleiter mit unterschiedlich dicken Chrommasken (a: 40 nm, b: 17.5 nm) bei ansonsten gleichen Bedingungen. Dickere Chromschichten decken die Seitenwände der PMMA-Gräben ab (Fencing) und verhindern somit einen sauberen Lift-off.

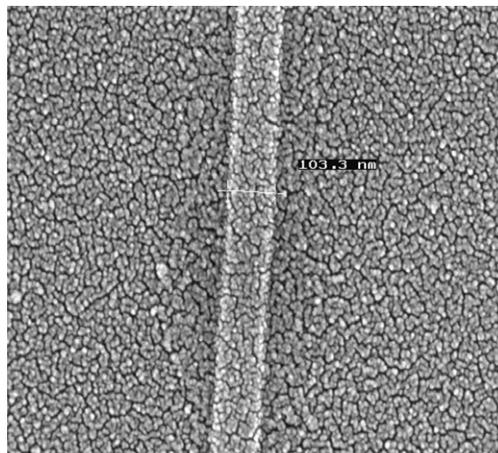


Abbildung 3.19: REM-Aufnahme der Probe direkt nach dem Lift-off. Zu sehen ist die Maskierung, welche die darunterliegenden Bereiche des Ta_2O_5 vor der Ätzung schützt, und die charakteristische Körnigkeit des Discharge-Layers aus Gold-Palladium.

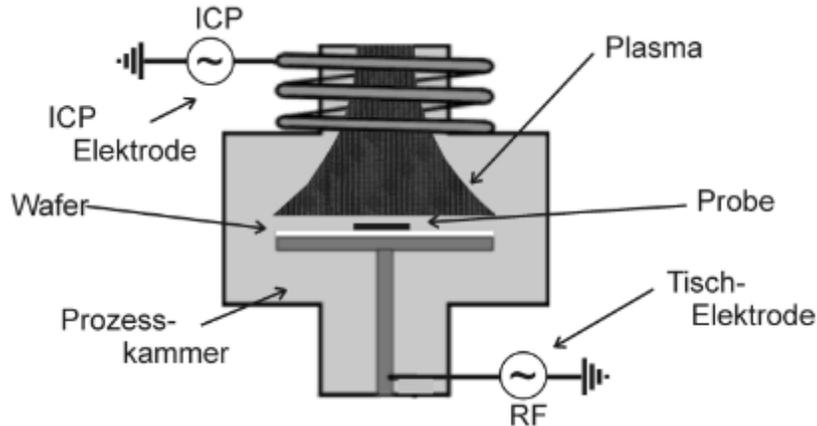


Abbildung 3.20: Aufbauskinne zum ICP-RIE: Zwischen zwei Elektroden wird ein induktiv gekoppeltes Plasma erzeugt. Eine angelegte Wechselspannung an die Elektroden führt zu einer Bias-Spannung, welche die positiven Ionen in Richtung der Probe beschleunigt [36].

Das Grundprinzip beim RIE besteht darin, oberflächennahe Bindungen zu schwächen, was eine chemische Ätzung durch Radikale ermöglicht bzw. erleichtert (siehe Abbildung 3.21). Dazu wird ein induktiv gekoppeltes Plasma (engl. inductively coupled plasma, ICP) von hoher Dichte erzeugt, welches neben Radikalen aus positiven Ionen und freien Elektronen besteht. Dieses sogenannte ICP-RIE-Verfahren bietet den Vorteil, die Stärke des Ionenstroms und die Plasmadichte unabhängig voneinander einzustellen [37, 38]. Bei Erhöhung der Leistung am ICP-Generator steigt die Plasmadichte und damit auch die Ätzrate. Das Plasma befindet sich im Magnetfeld der Spule, an die eine hochfrequente Wechselspannung von 13.56 MHz angelegt wird (Aufbauskinne siehe Abbildung 3.20). Ein zweiter RF-Generator mit gleicher Wechselspannung von 13.56 MHz ist mit der Substratelektrode verbunden. Die Elektronen folgen wegen ihrer geringen Masse der Wechselspannung und entladen sich an den geerdeten Kammerwänden, wodurch sich das Plasma positiv auflädt („Self-Biasing“). Es entsteht zwischen Plasma und Substratelektrode eine konstante elektrische Potentialdifferenz, die sogenannte Bias-Spannung, der wiederum die positiven Ionen folgen, sodass sich ein konstanter Ionenstrom in Richtung der Probe bildet. Die kinetische Energie der positiven Ionen hängt von deren Beschleunigung im elektrischen Feld, also der Stärke der Bias-Spannung und dem Ionisierungsgrad ab. Eine Erhöhung der Ionenenergie geht zu Gunsten der Anisotropie, aber zu Lasten der Selektivität¹³ zwischen Maske (hier: Chrom) und zu ätzendem Material (hier: Ta₂O₅). Das kann dazu führen, dass die oberen Materialschichten nicht nur „gelockert“, sondern direkt abgesputtert werden. Eine zu starke derartige Erosion würde eine dickere Maskierung erfordern, was in Bezug auf den Liftoff-Prozess problematisch ist.

¹³Selektivität bezeichnet an dieser Stelle das Verhältnis der jeweiligen Ätzraten.

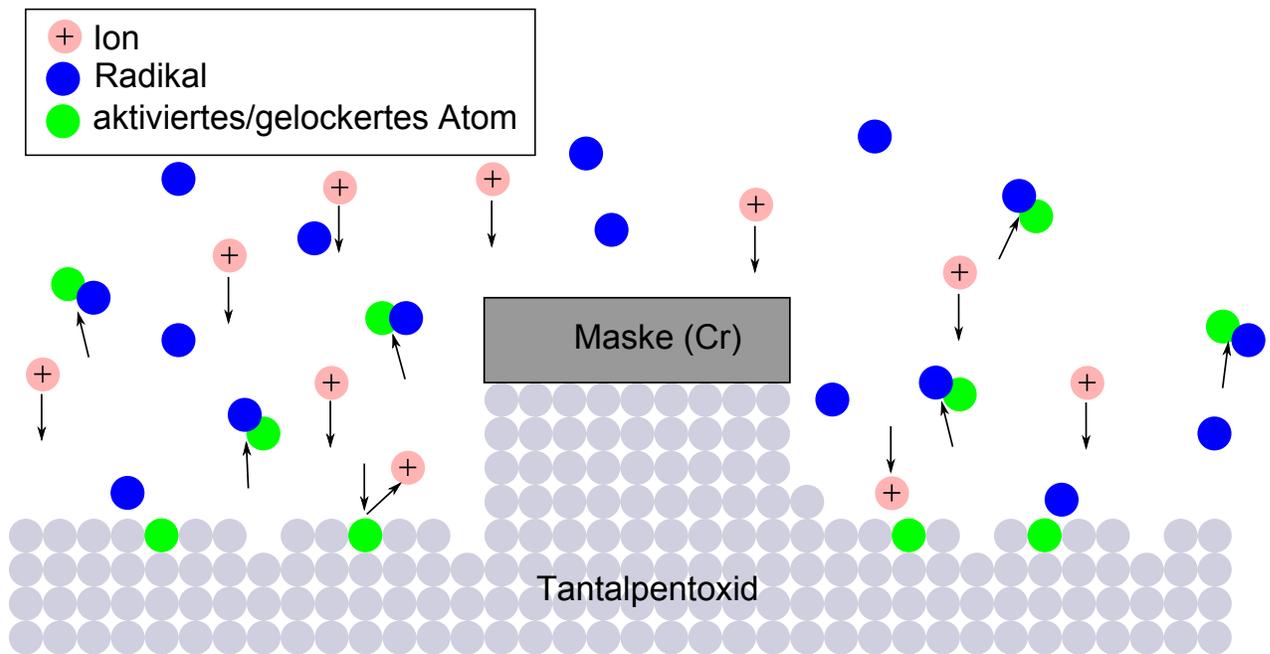


Abbildung 3.21: Ätzzvorgang beim RIE: Ionen aktivieren die Atome an der Oberfläche, die dadurch Verbindungen mit Radikalen aus dem Plasma eingehen können. Da der Ionenstrom gerichtet (anisotrop) ist, werden die Bereiche unter der Maske nicht angegriffen.

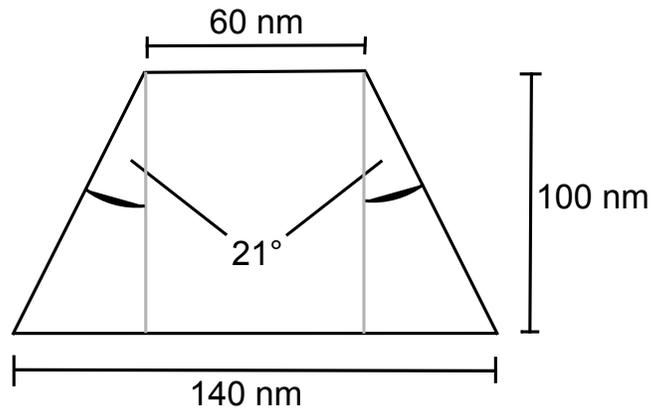


Abbildung 3.22: Abmessungen der Endfacette (Single-Pixel-Linie) eines „fertigen“ Wellenleiters.

Als Prozessgas werden Schwefelhexafluorid (SF_6) zu 8 sccm^{14} und Argon zu 2 sccm verwendet. Argon erhöht als Inertgas den Dissoziationsgrad des SF_6 im Plasma und damit den Einfluss des chemischen Anteils am Ätzen [39]. Der RF-Generator wird bei 100 W betrieben, während die Leistung am ICP-Generator 70 W beträgt. Es stellt sich eine Bias-Spannung von ca. 370 V ein, die während des Prozesses auf ca. 320 V absinkt. Bei einer optimierten Ätzdauer von 90 s werden $100 \text{ nm Ta}_2\text{O}_5$ weggeätzt, sodass die durchschnittliche Ätzrate etwa 1.1 nm/s beträgt. Zur Temperaturstabilisierung wird der Silicium-Wafer, auf dem sich die Probe befindet, mit Helium gekühlt, wobei ein Tropfen Diffenöl zwischen Probe und Wafer eine gute Wärmeleitung gewährleistet. Der Arbeitsdruck beträgt 5 mTorr und wird über ein Butterfly-Ventil geregelt.

REM-Aufnahmen der fertigen Wellenleiter zeigen, dass die Kanten nicht senkrecht sind, sondern einen Winkel von 21° aufweisen (siehe Abbildung 3.22). Die Querschnittsfläche ist damit nicht rechteckig, sondern trapezförmig¹⁵. Eine mögliche Ursache dieser abschüssigen Seitenwände sind lokale Aufladungen während des Ätzprozesses, von denen nachkommende Ionen abgelenkt werden [40]. Es kann außerdem passieren, dass Teile aus der Maske gesputtert werden und sich auf der Probe niederlegen. Sie maskieren dann ihrerseits Teile der Probe und werden als Mikromaskierungen bezeichnet [41]. Dadurch kommt es zur Bildung von sogenanntem RIE-Gras: Die zu ätzende Schicht bleibt unter der Mikromaskierung in Form von langen Säulen stehen (siehe 3.23). Dies trat allerdings nur für eine verhältnismäßig niedrige RF-Power von 25 W auf und konnte durch Erhöhung derselben auf 100 W verhindert werden.

Die Wellenleiter sind nach dem RIE „so gut wie fertig“ fabriziert und werden als nächstes der nun nicht mehr benötigten Chrommaske entledigt.

¹⁴Die Abkürzung sccm steht für Standardkubikzentimeter pro Minute und beschreibt den Gasdurchfluss.

¹⁵Eine Diskussion zur Auswirkung der abschüssigen Seitenwände ist im Anhang zu finden.

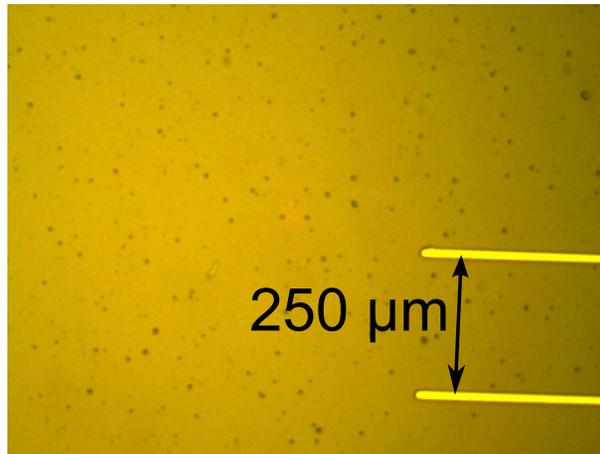


Abbildung 3.23: Mikroskopaufnahme von „fertigen“ Wellenleitern. Die dunklen Punkte im Bild entstanden durch Mikromaskierungen beim reaktiven Ionenätzen. Das Problem ist durch eine höhere Beschleunigungsspannung der Ionen gelöst worden.

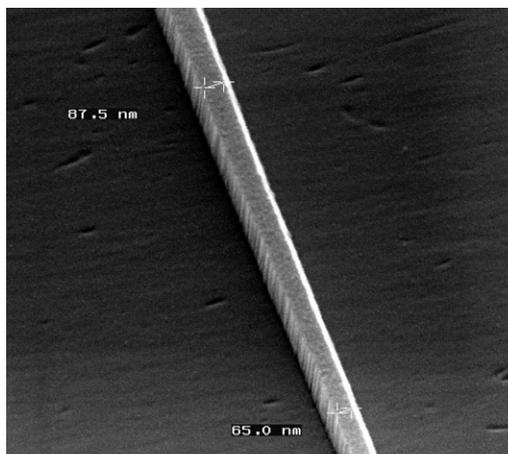


Abbildung 3.24: REM-Aufnahme eines „fertigen“ Wellenleiters, betrachtet aus einem Winkel von 75° . Zu sehen ist der Anfang des Tapers, der von unten nach oben breiter wird.

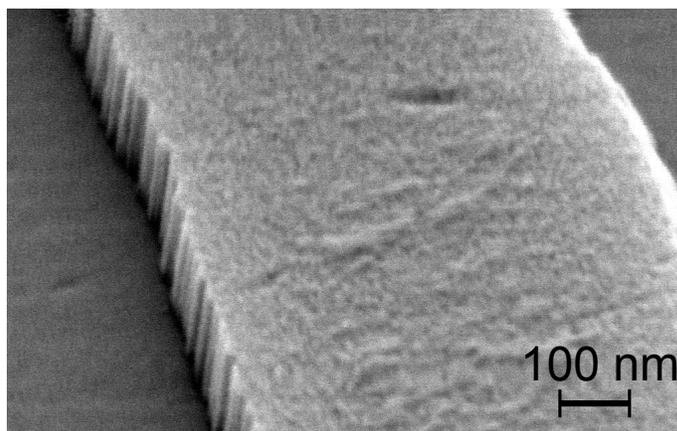


Abbildung 3.25: REM-Aufnahme eines „fertigen“ Wellenleiters, betrachtet aus einem Winkel von 75°. Zu sehen ist der im FBMS-Modus geschriebene Mittelteil.

3.3.3 Entfernen der Chrom-Maske, Reinigung, Schutzschicht

Ein Teil der Chrom-Maskierung ist bereits beim reaktiven Ionenätzen erodiert. Um das restliche Chrom zu entfernen, wird die Probe für 3 min in die Säure CHROMIUM ETCHANT NO 1 der Firma MICROCHEMICALS (Ulm) gelegt. Unter Einfluss des starken Oxidationsmittels Ammoniumcernitrat wird das Chrom zu Chromnitrat oxidiert. Die Reaktionsgleichung lautet [42]:



Die Probe wird anschließend in DI-Wasser geschwenkt um sie von der wasserlöslichen Chrom-Ätze zu säubern. Außerdem wird sie einer weiteren Reinigung unterzogen, die sich aus LICOJET (Durchfluss von 50 ml Wasser), Schwenken in Aceton, Schwenken in IPA und abschließendem Abpusten mit Stickstoff zusammensetzt. An dieser Stelle darf die Probe nicht in ein Sauerstoffplasma gelegt werden, weil dadurch die Autofluoreszenz des SiO_2 deutlich zunimmt. Die Wellenleiter sind nun gemäß Abbildung 3.1 „fertig“ (siehe Abbildungen 3.24 und 3.25), allerdings nach oben hin ungeschützt und befinden sich in der Mitte des Substrates. Aufgrund dieser „Unzugänglichkeit“ der Wellenleiter sind die Chips für eine weitere Verwendung noch nicht geeignet.

Um die Proben labortauglich zu machen, werden die Wellenleiter mit einer SiO_2 -Schicht bedeckt, die einen Schutz vor Verunreinigungen bei der späteren Verwendung bietet und vor allem ein Wegbrechen der Wellenleiter beim Polieren verhindert. Da eine Beschichtung per PECVD-Verfahren zu ungewünscht hoher Fluoreszenz führt, wird das SiO_2 per RF-Sputterbeschichtung aufgetragen. Ein Bereich der Wellenleiter soll dabei unbesputtert bleiben, sodass ein Quantenemitter später direkt auf das Ta_2O_5 gelegt werden kann. Dazu benötigt man eine Maske, die sich nach dem Sputtervorgang rückstandsfrei entfernen lässt. Der Klebstoff CRYSTALBOND 509 der Firma T-E-KLEBETECHNIK (Hannover) erweist sich hierzu als zweckmäßiges Maskierungsmaterial.



Abbildung 3.26: Mikroskopaufnahme einer geeigneten Maske aus CRYSTALBOND (schwarzer Streifen im Bild). Der Abstand der Wellenleiter beträgt $250\ \mu\text{m}$.

CRYSTALBOND ist bei Raumtemperatur fest und wird ab $71\ ^\circ\text{C}$ zu einer viskosen und klebrigen Flüssigkeit. Auf einer Heizplatte bei $100\ ^\circ\text{C}$ lässt sich mit einem Holzstäbchen ein dünner Faden mit einem Durchmesser von etwa $0.2\ \text{mm}$ ziehen und über die Probe legen. Zum Aushärten des Klebstoffes wird die Probe auf einen Aluminiumblock bei Raumtemperatur gelegt. Die Position des CRYSTALBOND-Streifens wird anschließend im optischen Mikroskop begutachtet. Die Prozedur muss unter Umständen einige Male wiederholt werden, bis die Maskierung sich wie in Bild 3.26 an der richtigen Stelle befindet. Um eine unzulänglich aufgetragene Maskierung zu entfernen, wird die Probe im Acetonbad für 3 min einem leichten Ultraschall ausgesetzt, dem sich zum Entfernen der Rückstände ein Reinigungsschritt mit LICOJET, IPA und Stickstoff-Abpusten anschließt. Abbildung 3.27 zeigt ein besonders gravierendes Beispiel von Verunreinigungen, die sich nach dem Ultraschall noch auf der Probe befanden, mit Hilfe des LICOJET aber abgespült werden konnten.

Die Beschichtung wird mit dem Sputtersystem LS 320s der Firma VON ARDENNE durchgeführt. Von den Betriebsmoden DC-Sputtern und RF-Sputtern eignet sich aufgrund der Isolatoreigenschaft des SiO_2 nur letztere. Beim RF-Sputtern wird ein Argon-Plasma erzeugt, dessen freie Elektronen sich im RF-Feld aufgrund ihrer geringeren Masse schneller bewegen als die trägeren Ionen. Wie beim RIE kommt es zum Self-Biasing, wodurch ein Ionenstrom in Richtung des kathodischen Targets ausgelöst wird. Durch das Ionenbombardement werden Atome aus dem Target herausgeschlagen und gehen in die Gasphase über. Auf dem Substrat kondensieren die Atome und es kommt zum Wachstum einer Schicht. Die Mikroskopaufnahme einer besputterten Probe ist in Abbildung 3.28 zu sehen. Die Sputterrate ist per Ex-situ-Ellipsometrie anhand von Silicium-Substraten nachgemessen worden und nimmt im Laufe des Sputtervorgangs zu. Erst nach einigen Stunden stellt sich eine konstante Beschichtungsrate von etwa $0.08\ \text{nm/s}$ ein. Für eine gewünschte Dicke von $2.8\ \mu\text{m}$ wird eine Sputterzeit von etwa 10 h benötigt. Trotz der

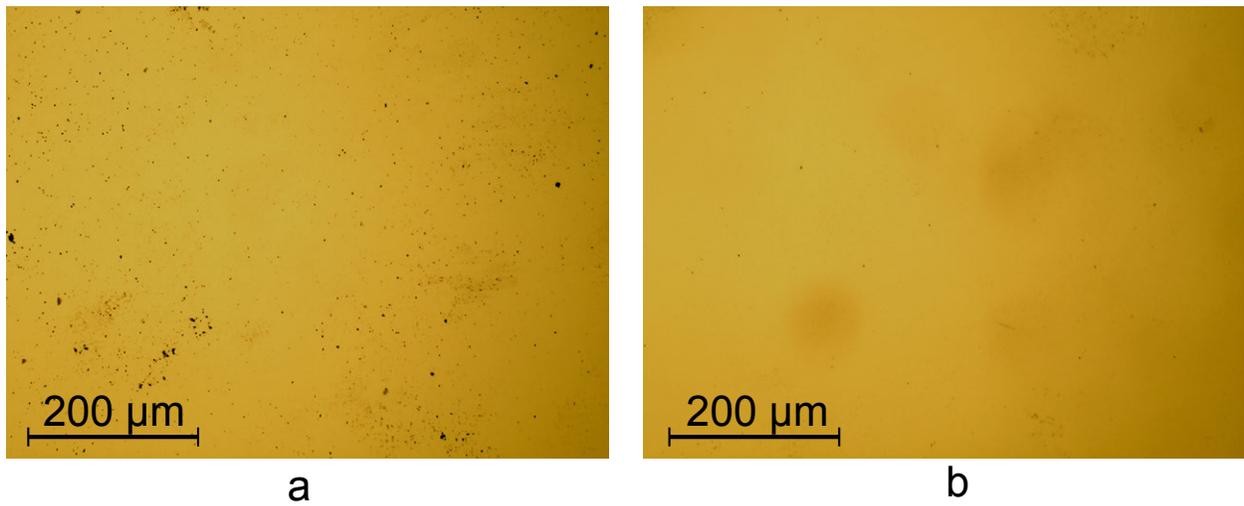


Abbildung 3.27: Trotz Ultraschall und Aceton können sich auf der Probe noch einige Rückstände vom CRYSTALBOND befinden (a), die man aber durch Abspritzen mit dem LICOJET nahezu vollständig entfernen (b).

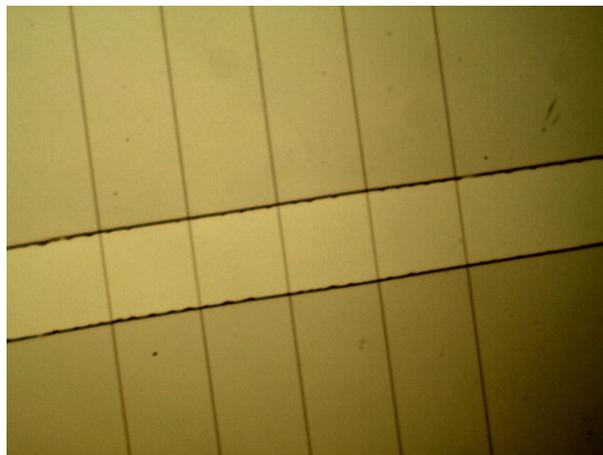


Abbildung 3.28: Mikroskopaufnahme nach Besputtern mit $2.8 \mu\text{m}$ SiO_2 . Der unbedeckte Bereich hat eine Breite von $200 \mu\text{m}$ und ist in der Aufnahme deutlich heller.

SiO₂-Schicht über dem CRYSTALBOND ergeben sich nach dem Sputtern keine Probleme bei der Entfernung der Maskierung auf die oben beschriebene Weise (Aceton und Ultraschall, LICOJET).

Die Größe der Substrate ist so gewählt, dass die Wellenleiter mittig liegen, damit Randeffekte bei Fabrikation oder Transport keinen Einfluss auf die Qualität der Wellenleiter haben. Zur späteren Einkopplung sollen nun die überschüssigen Anteile entfernt werden, sodass die Wellenleiter direkt an der Seitenkante und somit zugänglich sind. Der Materialabtrag erfolgt zunächst durch Sägen und anschließend durch Politur. Zum Sägen wird das Substrat erneut mit einer Schutzschicht CRYSTALBOND bedeckt, was aufgrund der Eigenschaften des CRYSTALBOND wiederum auf einer Heizplatte bei 100 °C durchgeführt wird. Gleichzeitig wird die Probe mit dem gleichen Klebstoff so von unten auf einen dafür optimierten Halter geklebt, dass der Sägevorgang beidseitig jeweils senkrecht zu den Wellenleitern durchgeführt werden kann. Bei der verwendeten Diamantdrahtsäge, dem Modell 3242 der Firma WELL (Mannheim), läuft ein mit Diamanten bestückter Stahldraht über ein Spindelsystem vor und zurück. Der Draht hat eine Länge von 10 m und einen Durchmesser von 220 µm. Durch Massestücke kann die auf die Probe wirkende Kraft bzw. der Vorschub variiert werden, wobei die maximale Masse durch potentiell Zerreißen des Drahtes limitiert ist. Für die Dauer des Sägevorgangs sind neben der eingestellten Masse auch die Geschwindigkeit des Drahtes und dessen Zustand wichtig. Während ein neuer Draht die Probe in wenigen Minuten durchschneidet, dauert der Vorgang bei abgenutztem Diamantdrähten bis zu einer Stunde. Da es beim Sägen zu Bruchkanten und Materialschäden in der Nähe der Sägekante kommen kann, wird mindestens 250 µm Abstand zu den Wellenleitern gelassen. Nach dieser groben Teilung folgt der Feinschliff mit einer Poliermaschine.

Wie auch beim Sägen wird die Probe zur Politur auf einen optimierten Halter geklebt und auf der Oberseite durch CRYSTALBOND geschützt. Die verwendete Poliermaschine UT.MINIPOL.1 POLISHER der Firma ULTRA TEC MANUFACTURING basiert auf einer rotierenden Polierscheibe, an die die Probe mit der zu polierenden Seite durch Massestücke angepresst wird. Die Probe befindet sich am Ende eines langem Armes, der parallel zur Polierscheibe geschwenkt wird, sodass deren volle Oberfläche gleichmäßig abgefahren wird. Neben dem Anpressdruck kann der Polierwinkel variiert werden, wobei man letzteren senkrecht einstellt. Aufgrund des Materialabriebs ist eine Winkelkorrektur in regelmäßigen Zeitabständen vonnöten. Die Politur verläuft stufenweise von grob nach fein. Die feineren Polierscheiben haben eine kleinere Körnung, sie polieren mit geringerer Rate und gleichzeitig glatter. In regelmäßigen Abständen wird der Abstand zu den Poliermarkierungen im optischen Mikroskop kontrolliert (siehe Abbildungen 3.29 und 3.30). Hierbei ist insbesondere auf Parallelität, also einen identischen Abstand der beiden Poliermarkierungen einer Seite, zu achten. Ein ungleicher Abstand kann durch erneutes Kleben auf den Halter unter Zuhilfenahme eines Abstandshalters (z. B. ein dünnes Glas) kompensiert werden.

Nach Beendigung des Poliervorgangs wird die Probe in Aceton unter Ultraschall gereinigt und somit gleichzeitig ihrer Schutzschicht aus CRYSTALBOND entledigt. Anschließend wird sie in IPA geschwenkt und mit Stickstoff abgepustet. Die Fabrikation endet an dieser Stelle und die Wellenleiter sind einsatzbereit. Im nächsten Kapitel werden sie im Hinblick auf die spätere experimentelle Anwendung analysiert.

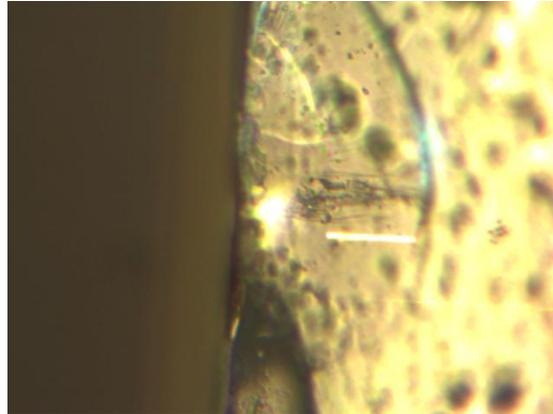


Abbildung 3.29: Zum Polieren wird die Probe durch CRYSTALBOND geschützt. Unter dem optischen Mikroskop ist die Poliermarkierung gut zu erkennen, während sich die Wellenleiter nur erahnen lassen.

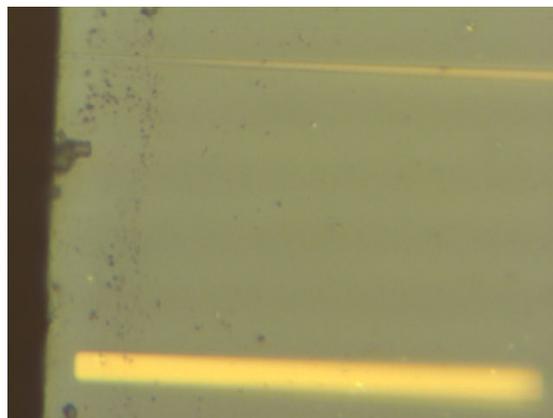


Abbildung 3.30: Mikroskopaufnahme kurz vor Ende der Politur (ohne CRYSTALBOND). Die Poliermarkierung (unten) hat eine Länge von $75\mu\text{m}$, es müssen noch etwa $5\mu\text{m}$ wegpoliert werden.

Kapitel 4

Charakterisierung

In diesem Kapitel werden die fabrizierten Wellenleiter im Hinblick auf ihre spätere Anwendung geprüft und bewertet. Das entscheidende Charakteristikum von Wellenleitern ist die Fähigkeit, Licht möglichst verlustfrei von einem Ort zu einem anderen Ort zu transportieren. Die auftretenden Verluste lassen sich in Propagations- und Koppelverluste unterteilen, wobei die evaneszente Kopplung der von einem Quantenemitter abgestrahlten Fluoreszenz in den Wellenleiter an dieser Stelle nicht betrachtet wird. Der Begriff Propagationsverluste beschreibt die Verluste innerhalb des Wellenleiters, während Koppelverluste hier die Verluste bei der Auskopplung vom Wellenleiter in eine standardisierte Single-Mode-Faser beschreiben. Eine derartige Auskopplung der Photonen erlaubt viele weitere experimentelle Anwendungen, zum Beispiel im Bereich der Quanteninformatik. Zur Charakterisierung wird Laserlicht¹ über eine Single-Mode-Faser durch den Wellenleiter geschickt, wobei Eingangs- und Ausgangsleistung am Wellenleiter gemessen werden.

Die maximale Auskopplung ist durch den Modenüberlapp von der Endfacette des Wellenleiters und der Single-Mode-Faser begrenzt. Weitere Koppelverluste begründen sich in einer Rauheit der Endfacette, die trotz sorgfältiger Politur nie vollständig glatt ist. Außerdem erweist es sich trotz Piezo-Steuerung als schwierig, die Single-Mode-Faser direkt an den Wellenleiter zu positionieren. Zur Bestimmung der Koppelverluste werden zwei Messungen durchgeführt: Zunächst wird Laserlicht über eine Faser in den Wellenleiter und anschließend in eine weitere Single-Mode-Faser geschickt (Faser-Wellenleiter-Faser). Die Leistung am Ende der zweiten Faser wird per Photodiode gemessen. Anschließend tauscht man die hintere Faser gegen ein Objektiv aus, welches das aus dem Wellenleiter austretende Licht vollständig aufsammelt (Faser-Wellenleiter-Objektiv) und bestimmt nun die Leistung am Objektiv. Die Effizienz beim Auskoppeln in die Single-Mode-Faser ergibt sich aus dem Verhältnis der beiden gemessenen Leistungen².

¹Das Licht stammt von einem Halbleiterlaser und hat eine Wellenlänge von 658 nm. Zum Vergleich: Die Null-Phononen-Linie im NV-Zentrum liegt bei 638 nm.

²Wie später gezeigt wird, muss aufgrund der numerischen Apertur des Objektivs noch ein Korrekturfaktor eingefügt werden.

Eine theoretische Beschreibung der Propagationsverluste ist nicht trivial. Denn für „perfekte“ Wellenleiter, die genau dem gewünschtem Design entsprechen, würde man zunächst gar keine Verluste bei der Propagation erwarten. In der Realität ist eine Nanofabrikation aber nie perfekt; die Seitenkanten und Oberflächen der Wellenleiter sind nicht glatt, sondern weisen eine Rauheit auf. Aus der per REM-Aufnahmen quantifizierten Kantenrauheit lässt sich nach Payne und Lacey ein Modell erstellen [43], mit dem Vorhersagen für die Propagationsverluste gemacht werden können.

Neben der Kantenrauheit kommt es bei der Fabrikation zu weiteren ungewollten Imperfektionen. Als Beispiel seien Ausbrüche an den Endfacetten der Wellenleiter genannt, die von der zwischendurch notwendigen Ultraschallreinigung stammen. Ein anderes Beispiel sind kleine Verunreinigungen an und neben den Wellenleitern. Nicht alle Verunreinigungen und Ausbrüche sind mit einem optischen Mikroskop zu sehen, was eine Abschätzung ihres Einflusses auf das Propagationsvermögen umso schwerer macht. Da ein Wellenleiter nur als Ganzes vermessen werden kann, ist eine Zuordnung der Verluste nicht immer möglich.

Die experimentelle Bestimmung der Propagationsverluste erfolgt über die sogenannte Cutback-Methode, bei der die Gesamttransmission in Abhängigkeit zur Länge des Wellenleiters gesetzt wird. Wiederum koppelt man Laserlicht in den Wellenleiter ein und ermittelt nun das Verhältnis von Ausgangs- zu Eingangsleistung. Ein Teil des Wellenleiters wird nach jeder Messung wegpoliert und der dann kürzere Wellenleiter erneut vermessen. Aus der Messreihe lässt sich schließen, wie groß der Propagationsverlust pro Längeneinheit ist.

Eine andere Methode wäre es, das Streulicht der Wellenleiter von oben über eine CCD-Kamera aufzunehmen (siehe Abbildung 4.1). Anhand des exponentiellen Abfalls des Streulichtes ließe sich direkt die Dämpfung bestimmen. Dieses Verfahren eignet sich aber nur für hohe Propagationsverluste und ist deswegen nicht weiter verfolgt worden.

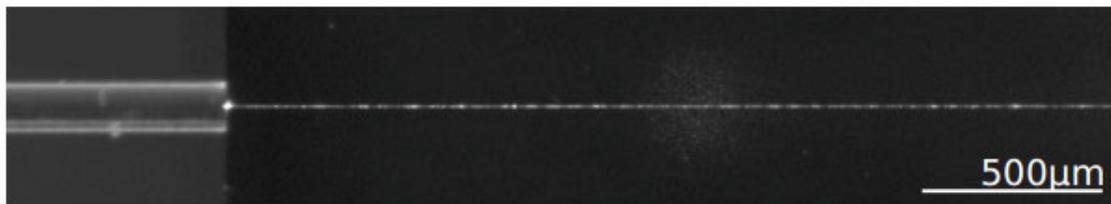


Abbildung 4.1: CCD-Aufnahme des Streulichtes innerhalb des Wellenleiters. Die geringe Intensitätsabnahme von links nach rechts verhindert eine sinnvolle Messung der Propagationsverluste anhand des Streulichtes.

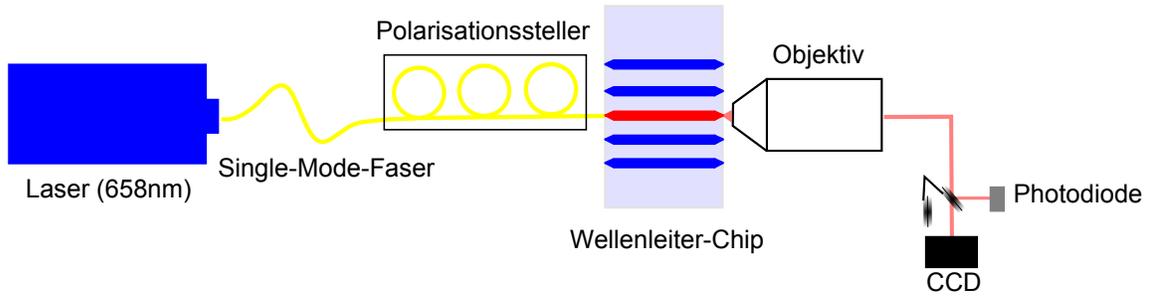


Abbildung 4.2: Laserlicht wird von links über eine Single-Mode-Faser eingekoppelt, um hinter den Wellenleitern von einem Objektiv wieder aufgesammelt zu werden. Hinter dem Objektiv kann eine Photodiode zur Leistungsmessung oder eine CCD-Kamera zur Messung des Modenprofils angesteuert werden.

4.1 Transmissionsmessung

4.1.1 Aufbau

Die grundlegende Idee des Versuchsaufbaus ist es, polarisiertes Laserlicht über eine Faser durch den Wellenleiter zu schicken und die Leistung vor dem Wellenleiter mit derjenigen dahinter zu vergleichen. Direkt am Wellenleiter, also am Ende der einkoppelnden Faser, soll das Licht einen bestimmten Polarisationszustand haben, damit explizit die H- oder die V-Mode des Wellenleiters angeregt bzw. nicht angeregt werden kann. Die Steuerung der Polarisation am Ende der Faser erfolgt über eingebaute Polarisationssteller. Hinter dem Wellenleiter kann das Licht entweder wie in den Abbildungen 4.2 und 4.5a von einem Objektiv aufgesammelt oder wie in Abbildung 4.5b in eine Single-Mode-Faser eingekoppelt werden. In beiden Fällen lassen sich das Modenprofil (über eine CCD-Kamera) und die Leistung (über eine Photodiode) messen.

Die Transmission T_i der einzelnen Elemente bzw. Übergänge wird als Quotient von Ausgangsleistung P_{out}^i zu Eingangsleistung P_{in}^i definiert:

$$T_i = \frac{P_{\text{out}}^i}{P_{\text{in}}^i}. \quad (4.1)$$

Die Gesamttransmission T_{ges} des Systems ergibt sich aus dem Produkt der Einzeltransmissionen:

$$T_{\text{ges}} = \prod_i T_i. \quad (4.2)$$

Dabei sind die T_i durch die Transmission des Übergangs von der einkoppelnden Faser zum Wellenleiter, die Propagation innerhalb des Wellenleiters und durch die Transmission am Übergang

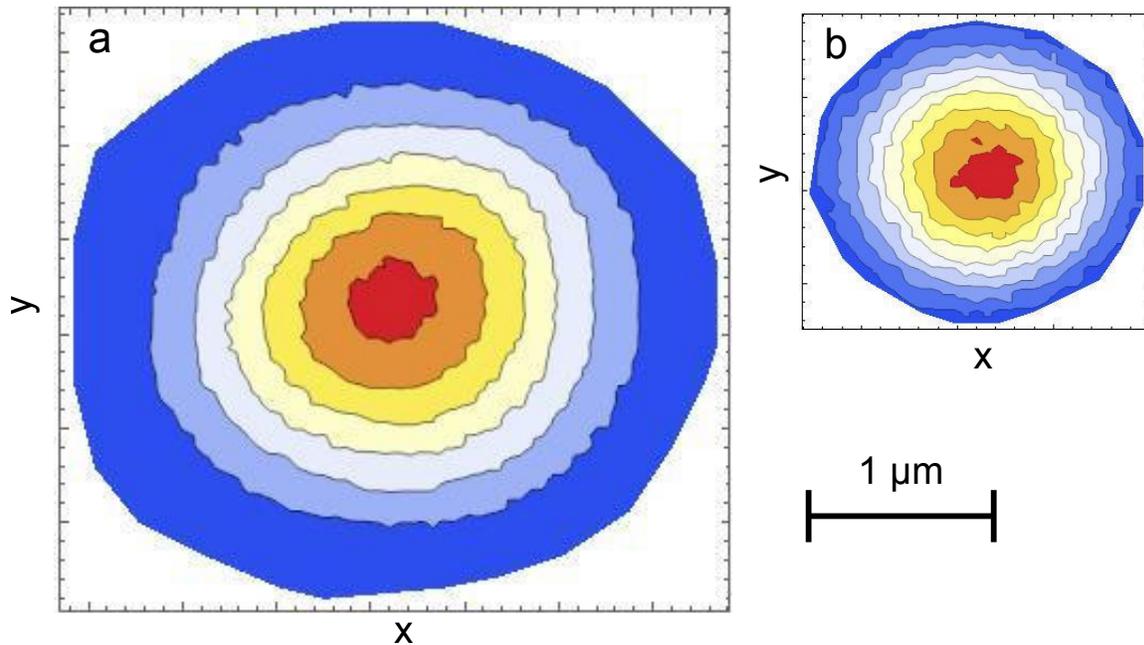


Abbildung 4.3: Per CCD-Kamera gemessene Modenprofile (H-Mode) hinter einem getaperten (a) und ungetaperten (b) Wellenleiter, dargestellt im gleichen Maßstab. Im weißen Bereich ist die Intensität auf $1/e^2$ vom jeweiligen Maximalwert abgefallen.

vom Wellenleiter in die Faser bzw. das Objektiv gegeben. Es wird angenommen, dass die Transmissionseigenschaften unabhängig von der eingestrahnten Leistung sind.

4.1.2 Modenprofile

Mit einer CCD-Kamera kann das Modenprofil hinter einem getaperten Wellenleiter mit dem eines ungetaperten Wellenleiters verglichen werden. Abbildung 4.3 zeigt jeweils eine H-Mode bei gleichem Größenmaßstab. Der Durchmesser der Mode lässt sich als Peakbreite beim $1/e^2$ -Wert der Intensität quantifizieren. Für die Mode hinter einem getaperten Wellenleiter aus Abbildung 4.3a ergeben sich Peakbreiten von $3.4 \mu\text{m}$ (x) und $3.1 \mu\text{m}$ (y), wohingegen die Mode des ungetaperten Wellenleiter aus Abbildung 4.3b Peakbreiten von $1.7 \mu\text{m}$ (x) und $1.6 \mu\text{m}$ (y). Die jeweiligen theoretischen Modenprofile sind in Anhang 6.4 zu finden. Aus einer CCD-Aufnahme der Mode hinter einer Single-Mode-Faser (siehe Abbildung 4.4) ergeben sich Peakbreiten von $6.1 \mu\text{m}$ (x) und $6.1 \mu\text{m}$ (y).

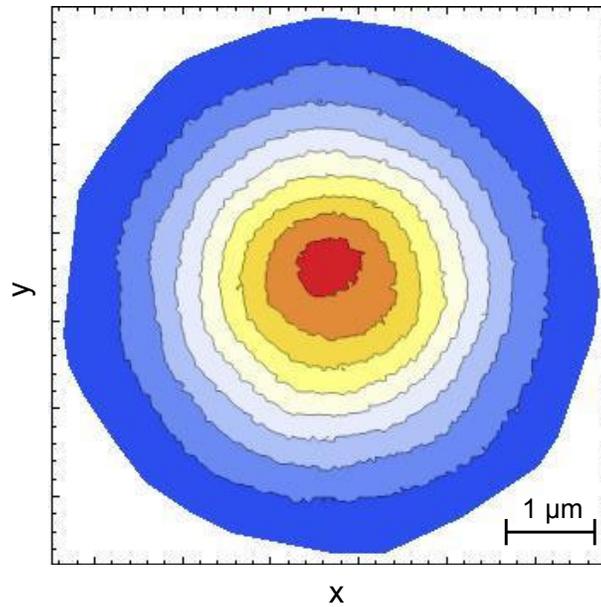


Abbildung 4.4: Per CCD-Kamera gemessene Mode einer Single-Mode-Faser (THORLABS, SM600).

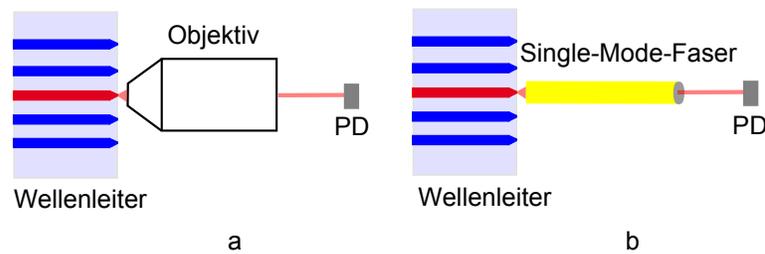


Abbildung 4.5: Messung der Intensität mit einer Photodiode hinter dem Wellenleiter, in die das Licht per Objektiv (a) bzw. Single-Mode-Faser (b) geführt wird. Aus dem Verhältnis der gemessenen Intensitäten kann die Auskoppel-effizienz in die Single-Mode-Faser bestimmt werden.

4.1.3 Messung der Auskoppelleffizienz³

Es soll nun die Effizienz bestimmt werden, mit der aus einem beidseitig getaperten Wellenleiter in eine Single-Mode-Faser gekoppelt werden kann. Dazu wird zunächst ein Objektiv hinter den Wellenleiter eingebaut, welches das Licht des Wellenleiter aufammelt (siehe Abbildungen 4.2 und 4.5a). Die insgesamt transmittierte Leistung wird von einer Photodiode gemessen und ergibt sich aus den Gleichungen (4.1) und (4.2):

$$P_{\text{out}}^{\text{obj}} = T_{\text{in}} T_{\text{obj}} T_{\text{prop}} P_{\text{in}}, \quad (4.3)$$

mit der Eingangsleistung P_{in} , der Einkoppelleffizienz T_{in} , dem Propagationsfaktor durch den Wellenleiter T_{prop} sowie dem Aufsammlervermögen des Objektivs T_{obj} , welches durch die Austritts-mode und die numerische Apertur begrenzt ist.

An Stelle des Objektivs wird nun ohne die Einkopplung in den Wellenleiter zu ändern eine Single-Mode-Faser justiert (siehe Abbildung 4.5b), die direkten Kontakt zum Taper hat. Die optimale Positionierung erfolgt über Mikrometer-Schrauben und Piezo-Kristalle in allen Raumrichtungen. Dabei kann die transmittierte Leistung an der Photodiode parallel zur Justage abgelesen und auf diese Weise maximiert werden. Über das Verhältnis der transmittierten Leistung und unter Einbeziehung der NA des Objektivs (hier: 0.65) lässt sich nun die Auskopplung T_{out} in die Single-Mode-Faser ermitteln:

$$P_{\text{out}}^{\text{Faser}} = T_{\text{in}} T_{\text{out}} T_{\text{prop}} P_{\text{in}}. \quad (4.4)$$

Aus Gleichungen 4.3 und 4.4 ergibt sich eine Auskopplung von

$$T_{\text{out}} = \frac{T_{\text{obj}} P_{\text{out}}^{\text{Faser}}}{P_{\text{out}}^{\text{obj}}} \quad (4.5)$$

bzw.

$$T_{\text{out}} > \frac{T_{\text{obj}}^{\text{sim}} P_{\text{end}}^{\text{Faser}}}{P_{\text{out}}^{\text{obj}}}, \quad (4.6)$$

wobei $T_{\text{obj}}^{\text{sim}}$ das simulierte maximale Aufsammlervermögen des Objektivs beschreibt. Da für getaperte Wellenleiter noch kein plausibles Simulationsergebnis vorliegt, wird für die Ergebnisse dieses Abschnitts $T_{\text{obj}} = 1$ angenommen. Die Eingangsleistung sowie die Verluste bei der Einkopplung in den Wellenleiter spielen für das Messverfahren keine Rolle, da sie bei beiden Aufbauten identisch sind.

³Die Begriffe Effizienz und Transmission beschreiben dieselbe physikalische Größe. Ihr Wertebereich liegt stets zwischen 0 und 1.

Wellenleiter	F-W-F	F-W-O	Auskoppeleffizienz
1	4.42 %	7.00 %	63.1 %
2	4.72 %	6.86 %	68.8 %
3	4.53 %	7.24 %	62.6 %
4	5.12 %	9.03 %	56.7 %
5	4.97 %	10.4 %	47.8 %

Abbildung 4.6: Gesamttransmissionen für die Aufbauten Faser-Wellenleiter-Faser (F-W-F) und Faser-Wellenleiter-Objektiv (F-W-O) der H-Mode für fünf Wellenleiter eines Chips. Aus dem Quotienten der Gesamttransmissionen ergibt sich die Auskoppeleffizienz.

Wellenleiter	F-W-F	F-W-O	Auskoppeleffizienz
1	9.32 %	21.2 %	44.0 %
2	11.3 %	21.2 %	53.3 %
3	9.59 %	22.3 %	43.0 %
4	9.10 %	19.1 %	47.6 %
5	12.6 %	23.2 %	54.3 %

Abbildung 4.7: Gesamttransmissionen und Auskoppeleffizienz der V-Mode für fünf Wellenleiter eines Chips.

Ergebnisse

Die V-Mode weist eine deutliche höhere Transmission auf als die H-Mode. So ergibt sich für eine beidseitig getaperte Probe, die mit etwa $2.8 \mu\text{m}$ SiO_2 besputtert wurde, eine Gesamttransmission (Faser-Wellenleiter-Objektiv) von bis zu 23.1 %, während das entsprechende Maximum der H-Mode bei 10.4 % lag. Ein ähnliches Verhältnis tritt bei der Kopplung in eine Single-Mode-Faser auf: Für die V-Mode konnten bis zu 12.6 % Gesamttransmission gemessen werden, bei der H-Mode waren es bis zu 5.1 %.

Aus dem Vergleich der Messungen mit den beiden Geometrien Faser-Wellenleiter-Faser und Faser-Wellenleiter-Objektiv (vgl. Gleichung (4.6)) ergeben sich für die H-Mode Auskopplungen in eine Single-Mode-Faser von über 60 %, für die V-Mode Auskopplungen von über 50 %. Die besten Werte liegen damit recht nah am Theoriewert von 85.3 %.

4.1.4 Messung der Propagationsdämpfung

Die Propagationsdämpfung wird über den Vergleich der Transmission von Wellenleitern verschiedener Längen ermittelt [11]. Dies geschieht anhand ein- und derselben Probe unter Verwendung

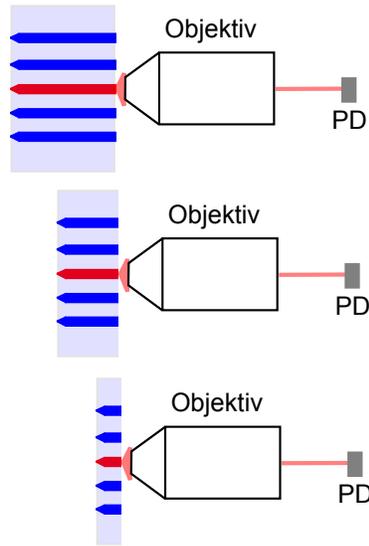


Abbildung 4.8: Cutback-Methode: Bei gleicher Einkopplung über die getaperte Seite (links) wird die Probe für verschiedene Wellenleiterlängen vermessen.

der Cutback-Methode⁴, mit der zugleich auch die gesamte Kopplungsdämpfung (Ein- und Auskopplung) bestimmt werden kann.

Auf einer logarithmischen Skala in dB ergibt sich der Gesamtverlust L_{ges} aus der Summe L_{coup} der Ein- und Auskoppelverluste (L_{in} bzw. L_{out}) und dem Produkt aus Propagationslänge l_{prop} und Propagationsverlust pro Längeneinheit α :

$$L_{\text{ges}} = L_{\text{in}} + L_{\text{out}} + L_{\text{prop}} = L_{\text{coup}} + l_{\text{prop}}\alpha. \quad (4.7)$$

Dabei hängen die Verluste L_i direkt mit den oben genannten Transmissionen und Leistungen zusammen, es gilt⁵:

$$L_i = -10(\log T_i) \text{ dB}. \quad (4.8)$$

Für den Gesamtverlust gilt entsprechend:

$$L_{\text{ges}} = -10(\log \frac{P_{\text{out}}}{P_{\text{in}}}) \text{ dB}. \quad (4.9)$$

Bei einer linearen Anpassung der logarithmisch aufgetragenen Messdaten mit einer Gerade lässt sich die Propagationsdämpfung als Steigung ablesen, während die Kopplungsdämpfung durch den

⁴Dazu werden Wellenleiter einer bestimmten Länge vermessen und anschließend auf eine gewünschte kürzere Länge poliert. Die Längenmessung wird mit einem optischen Mikroskop durchgeführt.

⁵Das Vorzeichen ist so gewählt worden, dass die Verluste positive Werte annehmen.

Ordinatenabschnitt beschrieben wird. Bei der Kopplungsdämpfung ist allerdings zu berücksichtigen, dass die Cutback-Methode nur einen einseitigen Taper erlaubt. Dieser ist zur einkoppelnden Faser ausgerichtet, um eine konstante Eingangsleistung zu gewährleisten. Auf der Gegenseite, der „Cutback-Seite“, tritt Licht aus dem ungetaperten Wellenleiter aus und wird von einem Objektiv aufgesammelt. Das Objektiv kann aufgrund der hohen Divergenz der Austrittsmode eines ungetaperten Wellenleiters maximal 62.3% auf sammeln, sodass die theoretisch kleinsten Aufsammlerverluste 2.1 dB betragen. Dieser Wert gilt für alle vermessenen Längen und Wellenleiter gleichermaßen.

Ergebnisse

Es sind jeweils vier Wellenleiter der Länge 1.5 mm, 2.0 mm, 2.8 mm und 3.6 mm vermessen worden (siehe Tabelle 4.1). Aus den Daten ergeben sich Propagationsverluste von unter 1.8 dB/mm und Einkoppelverluste von weniger als 2.4 dB (entspricht > 57% Koppeleffizienz).

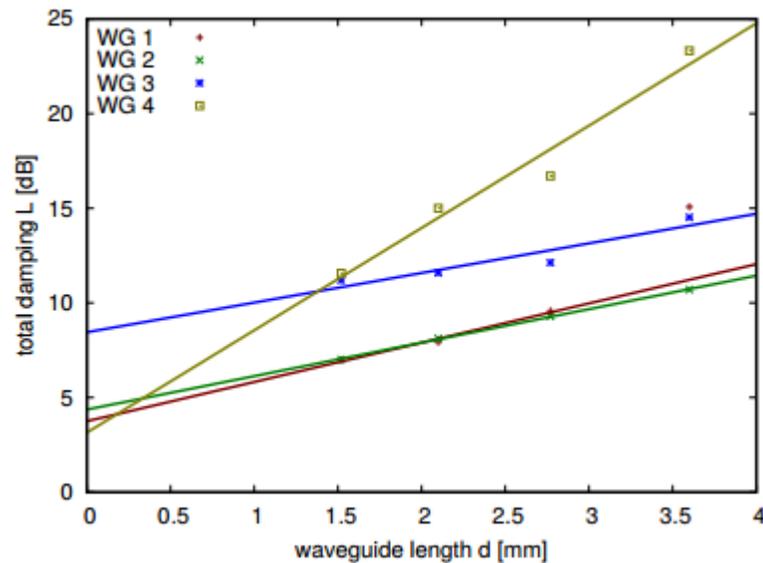


Abbildung 4.9: Messergebnisse der Cutback-Methode zur Bestimmung der Propagations- und Einkoppelverluste. An vier Wellenleitern wird für verschiedene Längen die Dämpfung logarithmisch aufgetragen, sodass die Propagationsverluste direkt anhand der Steigung eines linearen Fits abgelesen werden kann. Die Kopplung ergibt sich aus dem Schnittpunkt der Gerade mit der y-Achse [11].

Wellenleiter	Propagationsverlust [dB/mm]	Einkoppelverlust [dB/mm]
1	(2.07±0.24)	(1.69±0.53)
2	(1.77±0.03)	(2.31±0.08)
3	(1.56±0.40)	(6.39±1.05)
4	(5.40±0.76)	(1.09±1.99)

Tabelle 4.1: Propagations- und Einkoppelverluste für vier Wellenleiter einer Probe. Die Propagationsverluste sind die Steigung des Graphen in Abbildung 4.9, während sich die Einkoppelverluste durch Subtraktion der simulierten Auskopplungsdämpfung von dem Schnittpunkt des Graphen mit der y-Achse ergeben. Die Fehler sind Standardabweichungen aus der Methode der kleinsten Quadrate beim Fitten.

4.2 Analyse der Propagationsverluste

Theoretisch sind die entworfenen Wellenleiter aufgrund der niedrigen Absorption der verwendeten Materialien intrinsisch verlustfrei, was eine unendlich lange Propagationslänge zur Folge hätte. Reale Wellenleiter weisen jedoch immer Fehler und Imperfektionen auf, die teils fabrikations-, teils materialbedingte Ursachen haben und zu extrinsischen Verlusten führen. Dazu gehört beispielsweise die Kopplung des Lichtes an rückwärts-laufende Moden oder an Strahlungsmoden. Die Anregung rückwärts-laufender Moden lässt sich durch Reflexionen innerhalb des Wellenleiters erklären, während die Kopplung in Strahlungsmoden den Teil des Lichtes beschreibt, welcher aus dem Wellenleiter herausgestreut wird. REM-Aufnahmen bestätigen, dass die Kanten nicht glatt sind, sondern eine Rauheit aufweisen.⁶ Dadurch ändert sich die Breite der Wellenleiter lokal, was wiederum zu einer lokalen Änderung des effektiven Brechungsindex führt. Die Auswirkung der Rauheit auf die Propagationsverluste soll im Folgenden anhand des Payne-Lacey-Modells untersucht werden. Dazu wird zunächst die Kantenrauheit der realen Wellenleiter über Korrelationslänge und das quadratische Mittel (engl. root mean square) formuliert.

4.2.1 Beschreibung der Kantenrauheit

Dieser Abschnitt orientiert sich an [46]. Zur Beschreibung der Kantenrauheit wird angenommen, dass die Form der Wellenleiter von der vertikalen Position nicht abhängig, die Querschnittsfläche des Wellenleiters also rechteckig ist. Die Seitenrauheit wird über eine Kantenfunktion $f(z)$ mit Erwartungswert null beschrieben, welche die lokale Abweichung von der Wellenleiterbreite w angibt (siehe Abbildung 4.10). Das transversale Profil des Brechungsindex am Ort y' (mit $0 < y' < h$) ist gegeben durch

$$n(x, y', z) = \begin{cases} n_1 & , \text{ wenn } |x| < w/2 + f(z) \\ n_2 & , \text{ wenn } |x| > w/2 + f(z) \end{cases}, \quad (4.10)$$

⁶ Als Hauptursache für Kantenrauheit wird in der Literatur oft die Ätzung der Kernschicht angegeben [44]. Aber auch die naturgemäße Oberflächenstruktur des Wellenleitermaterials (hier: Ta₂O₅) kann zur Rauheit beitragen.

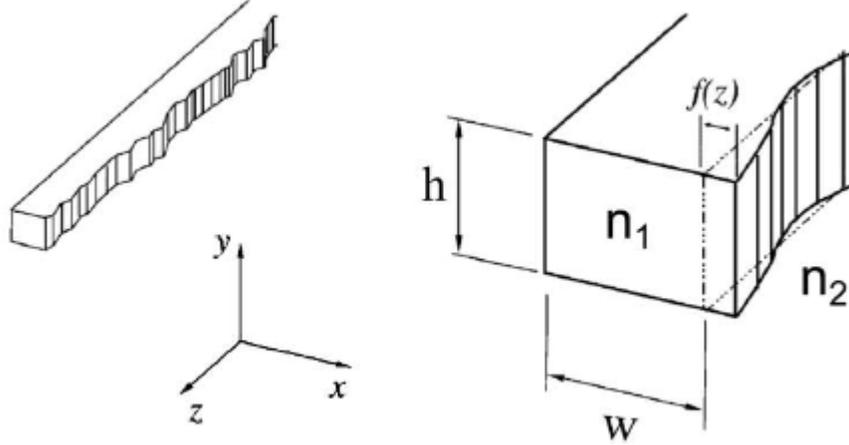


Abbildung 4.10: Die Kantenfunktion $f(z)$ beschreibt die Seitenrauheit des Wellenleiters als Abweichung von der mittleren Breite w . Entnommen aus [45].

wobei n_1 und n_2 die Brechungsindizes im Kern bzw. Mantel sind und h die Höhe des Wellenleiters angibt. Die Funktion $f(z)$ und deren statistische Eigenschaften werden über eine Ensemble-Autokorrelationsfunktion beschrieben:

$$R(u_z) = \langle f(z)f(z - u_z) \rangle, \quad (4.11)$$

wobei u_z eine Verschiebung in z -Richtung beschreibt. $R(u_z)$ misst die Korrelation zwischen zwei Punkten an der Seitenwand mit Abstand u_z . Für kleine Korrelationslängen L_c ⁷ und deutlich größere Gesamtlängen L_w des Wellenleiters lässt sich Gleichung (4.11) folgendermaßen schreiben [47]:

$$R(u_z) = \lim_{L_w \rightarrow \infty} \frac{1}{L_w} \int_{-L_w/2}^{+L_w/2} f(z)f(z + u_z) dz. \quad (4.12)$$

Unter Verwendung des Wiener-Khintchine-Theorems kann $R(u_z)$ per Fourier-Transformation spektral in $S(\theta)$ zerlegt werden:

$$S(\theta) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} R(u_z) e^{-i\theta u_z} du_z, \quad (4.13)$$

wobei θ sich auf die räumliche Frequenz der Seitenrauheit bezieht. Es wird eine exponentielle Autokorrelationsfunktion mit quadratischem Mittel der Rauheit σ angenommen:

$$R(u_z) = \sigma^2 \exp\left(-\frac{|u_z|}{L_c}\right). \quad (4.14)$$

⁷Die Korrelationslänge ist als halbe Breite von $R(u_z)$ bei $1/e$ vom Maximum definiert. Ein vollständig unkorrelierter Prozess (weißes Rauschen) hat eine Korrelationslänge von $L_c = 0$, während für einen vollständig deterministischen Prozess $L_c = \infty$ gilt.

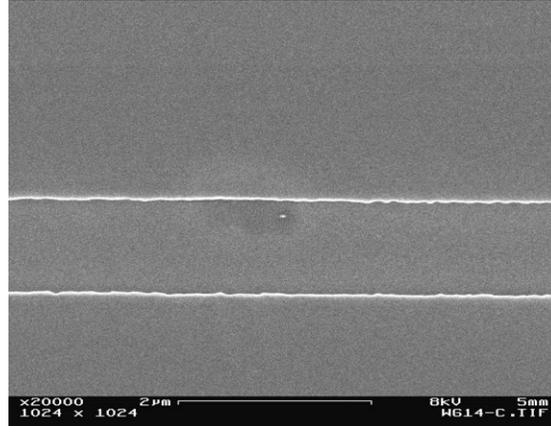


Abbildung 4.11: Als Grundlage zur Auswertung der Kantenrauheit dient eine REM-Aufnahme des Wellenleiters. Der angegebene Maßstab wird später verwendet um von Pixeln in Längeneinheiten umzurechnen.

Experimentelle Untersuchungen auf Basis von AFM-Messungen des Rauheitsprofils haben gezeigt, dass die Autokorrelationsfunktion (4.14) sehr gut durch

$$S(\theta) = \frac{\sigma^2}{\pi} \frac{L_c}{1 + L_c \sigma^2} \quad (4.15)$$

angenähert werden kann [48]. Dieses Modell wird für lithographisch fabrizierte Wellenleiter als allgemein akzeptiert anerkannt [44, 49, 50].

4.2.2 Beispielrechnung zur Bestimmung der Kantenrauheit

Im Folgenden wird ein Beispiel zur Bestimmung der Kantenrauheit vorgeführt, das mit Hilfe eines Octave-Skriptes (siehe Anhang 6.5) arbeitet. Die in diesem Abschnitt 4.2.2 vorgestellten Ergebnisse dienen zur Erklärung des prinzipiellen Verfahrens, aus ihnen können keine Rückschlüsse auf die gemäß Kapitel 3 fabrizierten Wellenleiter gezogen werden. Die beispielhafte Auswertung erfolgt anhand einer Probe, von der direkt nach dem Entwickeln eine REM-Aufnahme mit 1024x1024 Pixeln (1 Pixel $\hat{=}$ 5.6 nm) gemacht worden ist (siehe Abbildung 4.11). An den Rändern des Wellenleiters⁸ ist die Intensität besonders hoch, was auf das Funktionsprinzip des REM zurückzuführen ist, denn an herausstehenden Kanten treten besonders viele Sekundärelektronen aus („Kanteneffekt“, vgl. Abbildung 4.12). Das motiviert ein Auslesen der Kantenfunktion über Intensitätsmaxima. Die Intensität der Graustufen der einzelnen Pixel des REM-Bildes ist

⁸Tatsächlich handelt es sich hierbei nicht um einen Wellenleiter, sondern um einen Graben im PMMA. Da es aber nur um die prinzipielle Erläuterung des Verfahrens geht, wird der Begriff Wellenleiter in diesem Abschnitt synonym für den PMMA-Graben verwendet.

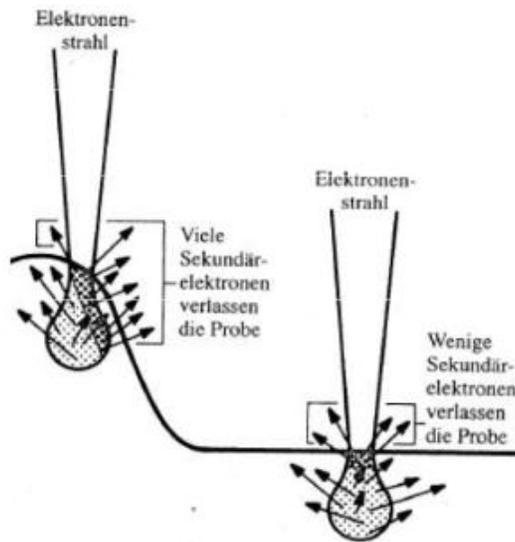


Abbildung 4.12: Veranschaulichung des Kanteneffektes: Die Anzahl der austretenden Sekundärelektronen ist stark vom Profil der Oberfläche abhängig, da diese aufgrund ihrer geringen Energie von 2 eV bis 5 eV nur eine sehr geringe Reichweite im Material haben. Entnommen aus [51].

in Abbildung 4.13a farbig dargestellt.⁹ Allerdings umfasst in dem konkreten Beispiel eine „Kante“ etwa 10 Pixel und ist damit recht unscharf. Zur Erhöhung des Kontrastes wird nun für alle Pixel die lokale Ableitung als die Differenz eines Pixels zum nächsten Nachbarn in orthogonaler Richtung zum Wellenleiter gebildet¹⁰. Auf diese Weise beschreibt man die „Kante der Kante“, welche in Abbildung 4.13b bei y -Werten zwischen Pixel 478 und 480 liegt. In der graphischen Darstellung der Ableitung (siehe Abbildung 4.14) ist die Kante in Form einer dünnen, 1-Pixel-breiten Intensitätslinie zu erkennen. Zur leichteren Auswertung schneidet man irrelevante Teile des Bildes heraus und dreht es um 90° gegen den Uhrzeigersinn.¹¹ Berücksichtigt werden sollte, dass sich die Kantenlinie bei diesem Verfahren auf einer Seite als besonders hoher Wert (rot), auf der anderen Seite als besonders niedriger Wert (blau) von der Umgebung abgrenzt.

Zum Auslesen der Kantenfunktion bestimmt man von der Ableitung nun das entsprechende Extremum, nämlich das Maximum für die „rote Linie“ und das Minimum für die „blaue Linie“. Um Fehlern vorzubeugen, schränkt man den Bereich zur Extremwertbestimmung auf die relevanten Bereiche ein. In Abbildung 4.14 liegen diese in den Intervallen [472, 490] bzw. [690, 708]. Man erhält nun zwei Graphen, die jeweils eine der beiden Kantenfunktionen beschreiben. Diese werden mit einem Polynom zweiter Ordnung korrigiert, sodass ihr Mittelwert jeweils null ist. Die Kor-

⁹Die Intensitätsskalen der Bilder dieses Abschnitts sind willkürlich gewählt. Die Achsenbeschriftungen geben Pixel des ursprünglichen REM-Bildes (Abbildung 4.11) an.

¹⁰Siehe Anhang 6.6 zur Diskussion dieses Verfahrens.

¹¹Bei einer Drehung um diesen Winkel geht aufgrund der Rechtecksymmetrie des Datensatzes keine Information verloren.

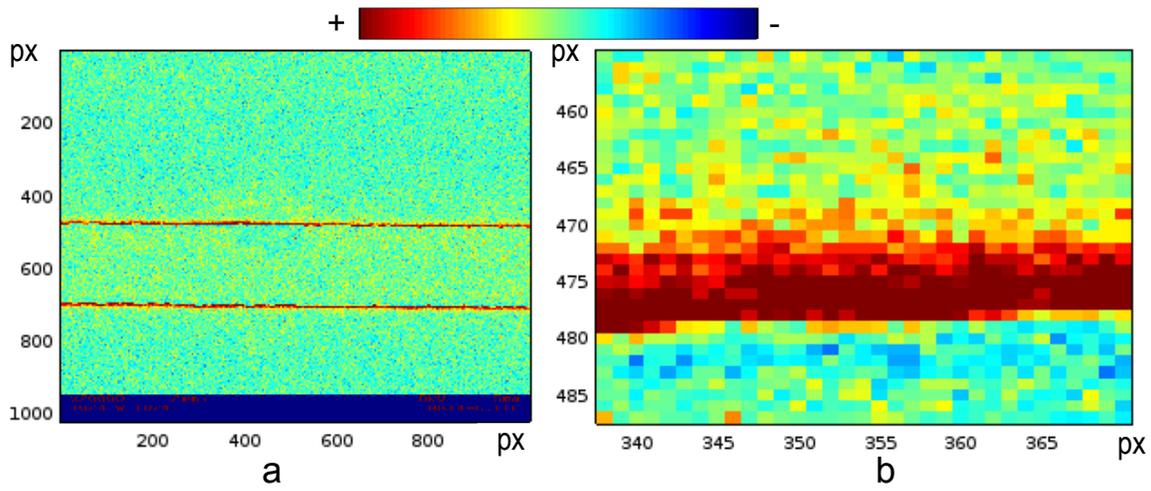


Abbildung 4.13: a) Die Intensität des REM-Bildes wird farbig geplottet. An den Rändern des Wellenleiters ist die Intensität besonders hoch.

b) Vergrößerte Darstellung der oberen Kante. Die rote Linie umfasst etwa 10 Pixel.

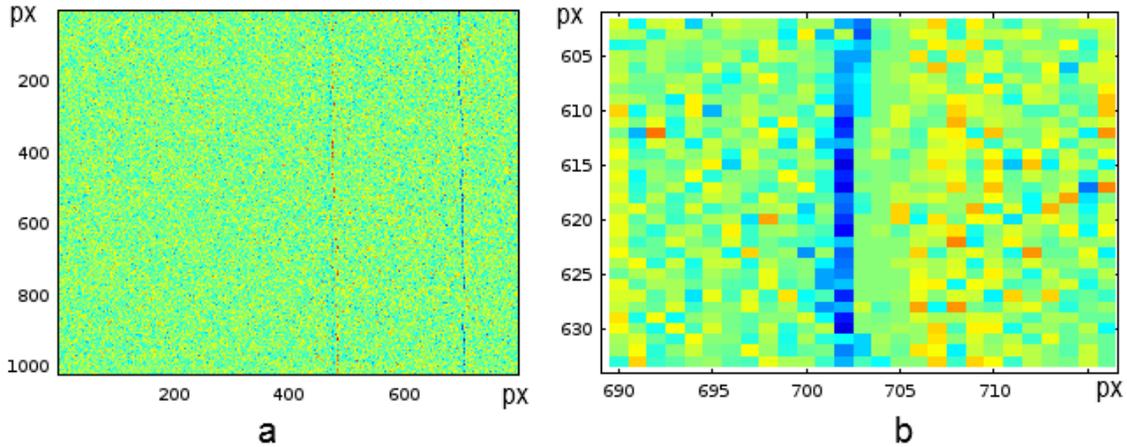


Abbildung 4.14: a) Ableitung von Abbildung 4.13a, um 90° gegen den Uhrzeigersinn gedreht. Zur Berechnung der Ableitung am Punkt i wird die Differenz der Intensität zum nächsten Nachbarn ($i + 1$) bestimmt. Dies erfolgt senkrecht zu den Wellenleitern, also von links nach rechts.

b) Vergrößerte Darstellung der nun rechten (ehemals unteren) Kante.

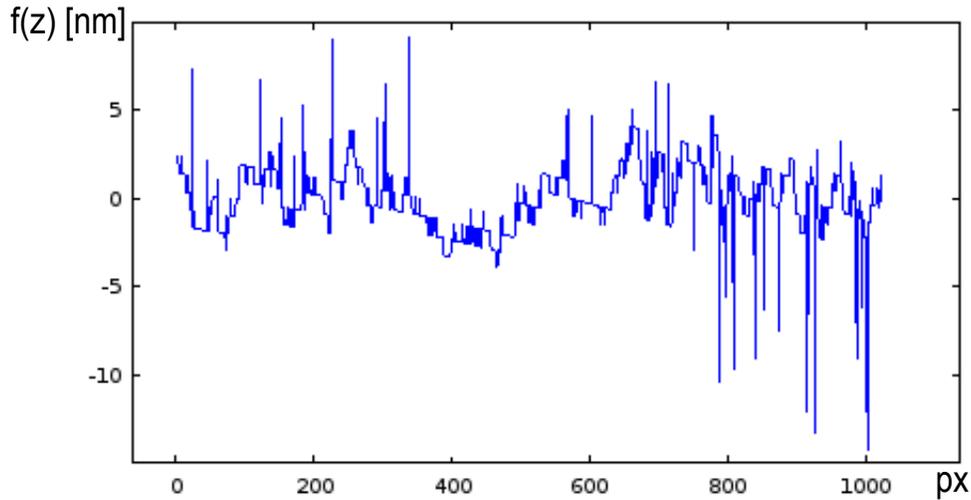


Abbildung 4.15: Kantenfunktion des Wellenleiters, die sich aus den Minimalwerten zwischen den Pixeln 690 und 708 aus Abbildung 4.14 zusammensetzt.

rektur ist notwendig, da der Wellenleiter bei den REM-Aufnahmen nicht vollständig rechtwinklig zur Pixelstruktur liegt. Von der korrigierten Kantenfunktion kann das quadratische Mittel der Kantenrauheit leicht ermittelt werden. Außerdem wird die Autokorrelationsfunktion gemäß Gleichung (4.11) bestimmt und normiert. Die Korrelationslänge L_c der Kantenfunktion ist die halbe Breite des mittleren Peaks der normierten Autokorrelationsfunktion am Wert von $1/e$ auf der y-Achse und wird aus dem Graphen der Autokorrelationsfunktion direkt ausgelesen. Abschließend werden die Pixel in Längeneinheiten umgerechnet. In dem konkreten Beispiel ergibt sich für die Rauheit der unteren Kante des ursprünglichen REM-Bildes (etwa bei Pixel 700) ein quadratisches Mittel von $\sigma_1 = 11.3$ nm bei einer Korrelationslänge von $L_{c,1} = 48.2$ nm. Für die obere Kante des ursprünglichen REM-Bildes (etwa bei Pixel 480) erhält man ein quadratisches Mittel der Rauheit von $\sigma_2 = 9.9$ nm bei einer Korrelationslänge von $L_{c,2} = 36.1$ nm. Nach der Beschreibung der Kantenrauheit über die Korrelationslänge und das quadratische Mittel wird nun ihre Auswirkung auf Propagationsverluste anhand von [52] über das Payne-Lacey-Modell untersucht.

4.2.3 Auswirkung der Kantenrauheit (Payne-Lacey-Modell)

Das Payne-Lacey-Modell beschreibt die Propagationsverluste des Wellenleiters, die durch Kopplung in das kontinuierliche Spektrum der Strahlungsmoden entstehen. Es wird angenommen, dass dies den Großteil der Propagationsverluste ausmacht [43, 53]. In Anlehnung an Abschnitt 4.1.3 gilt für die Transmission T_{prop} durch die Gesamtlänge L_w :

$$T_{\text{prop}} = e^{-\alpha_r L_w}, \quad (4.16)$$

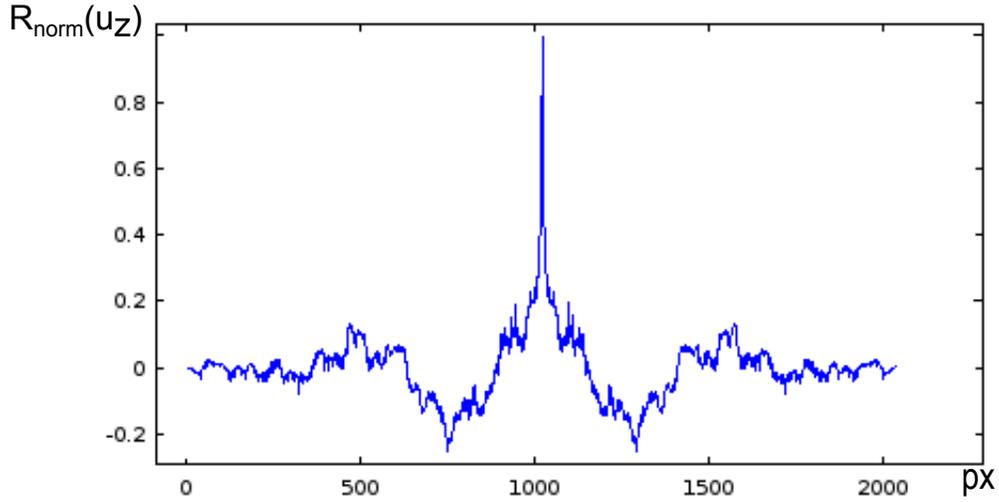


Abbildung 4.16: Normierte Autokorrelationsfunktion der Kantenfunktion aus Abbildung 4.15. Die Korrelationslänge ist die halbe Breite des mittleren Peaks beim 1/e-Wert.

mit dem exponentiellen Strahlverlustkoeffizienten α_r . In dem Modell kann man sich den Wellenleiter als strahlende Antenne mit der Kantenrauheit als Stromquelle vorstellen [43, 53]. Aus der Strahlungscharakteristik lässt sich ein Ausdruck für α_r ableiten:

$$\alpha_r = \frac{\sigma^2}{\sqrt{2}k_0(w/2)^4n_1}gf, \quad (4.17)$$

wobei $k_0 = 2\pi/\lambda$ die Wellenzahl des Laserlichtes ist. Die Funktion g beinhaltet die Geometrie des Wellenleiters, die Funktion f die Korrelationslänge. Beide Funktionen beinhalten über die Propagationskonstante $\beta = n_{\text{eff}}k_0$ den effektiven Brechungsindex n_{eff} der Mode und damit auch indirekt die Höhe des Wellenleiters. Es gilt:

$$g(V) = \frac{U^2V^2}{1+W}, \quad (4.18)$$

mit

$$U = \frac{w}{2}\sqrt{n_1^2k_0^2 - \beta^2}, \quad W = \frac{w}{2}\sqrt{\beta^2 - n_2^2k_0^2}, \quad V = \frac{2\pi}{\lambda}w\sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad (4.19)$$

sowie

$$f(\chi, \gamma) = \frac{\chi\sqrt{[(1+\chi^2)^2 + 2\chi^2\gamma^2]^{1/2} + 1 - \chi^2}}{\sqrt{(1+\chi^2)^2 + 2\chi^2\gamma^2}}, \quad (4.20)$$

mit

$$\chi = W\frac{L_c}{w/2}, \quad \gamma = \frac{n_2V}{n_1W\sqrt{\frac{n_1^2 - n_2^2}{2n_1^2}}}. \quad (4.21)$$

n_1	2.1
n_2	1.45
n_{eff} (H-Mode)	1.64
β	$15.7 \mu\text{m}^{-1}$
λ	658 nm
k_0	$9.55 \mu\text{m}^{-1}$
w	700 nm
U	4.37
W	2.59
V	10.2
γ	5.31
g	553

Tabelle 4.2: Zahlenwerte für die fabrizierten Wellenleiter ohne Taper. Zur Berechnung des Strahlverlustkoeffizienten α_r werden ferner Korrelationslänge und mittleres Quadrat der Kantenfunktion benötigt.

Die Werte für die fabrizierten Wellenleiter ohne Taper sind in Tabelle 4.2 aufgelistet. Wird die in Abschnitt 4.2.2 ermittelte Kantenrauheit auf die Geometrie der fabrizierten Wellenleiter übertragen, so ergeben sich aus diesem Modell für die beiden untersuchten Kanten Strahlverlustkoeffizienten von $\alpha_{r,1} = 39.5/\text{mm}$ bzw. $\alpha_{r,2} = 30.4/\text{mm}$, was einer Dämpfung von $d_1 = 171 \text{ dB/mm}$ bzw. $d_1 = 132 \text{ dB/mm}$ entspricht. An dieser Stelle sei noch einmal erwähnt, dass hierbei lediglich anhand eines Beispiels das prinzipielle Verfahren erläutert wurde. Im Folgenden wird mit der gleichen Methode versucht, die gemäß Kapitel 3 hergestellten Wellenleiter zu charakterisieren.

4.2.4 Betrachtung der fabrizierten Wellenleiter

Bei der Übertragung der vorgestellten Methode auf die fabrizierten Wellenleiter treten große Probleme auf, die vor allem mit der Bildgebung des REM zusammenhängen. Aufgrund der abschüssigen Seitenwände ist die Kante nicht klar definiert. Außerdem verschlechtert der Discharge-Layer aus Gold-Palladium die Bildqualität [29], da er zur Clusterbildung neigt und insbesondere an den Seitenwänden die Topographie nicht einwandfrei wiedergibt. Anhand eines REM-Bildes einer Single-Pixel-Linie, deren Kantenrauheit repräsentativ für den ganzen Wellenleiter ist, soll trotzdem versucht werden, die Kantenfunktion auszulesen. Dazu werden die Kanten an der Oberseite der Probe betrachtet. Um einen optimalen Kontrast bei der Ableitung zu bekommen, wird die Differenz zum dritten Nachbarn gebildet (siehe Anhang 6.6). Maximalwertbildung im relevanten Bereich ergibt für die Kante zwischen den Pixeln 60 und 74 eine Kantenfunktion, die in Abbildung 4.19 zu sehen ist. Da ein Pixel des REM-Bildes 1.1 nm entspricht, ergibt sich ein quadratisches Mittel von $\sigma_1 = 3.0 \text{ nm}$ bei einer Korrelationslänge von $L_{c,1} = 1.9 \text{ nm}$. Gemäß Layne-Pacey-Modell folgt daraus für die fabrizierten Wellenleiter ein Strahlverlustkoeffizient von $\alpha_{r,1} = 0.23/\text{mm}$ bzw. eine Dämpfung von 1.0 dB/mm. Für die Kante zwischen den Pixeln 122

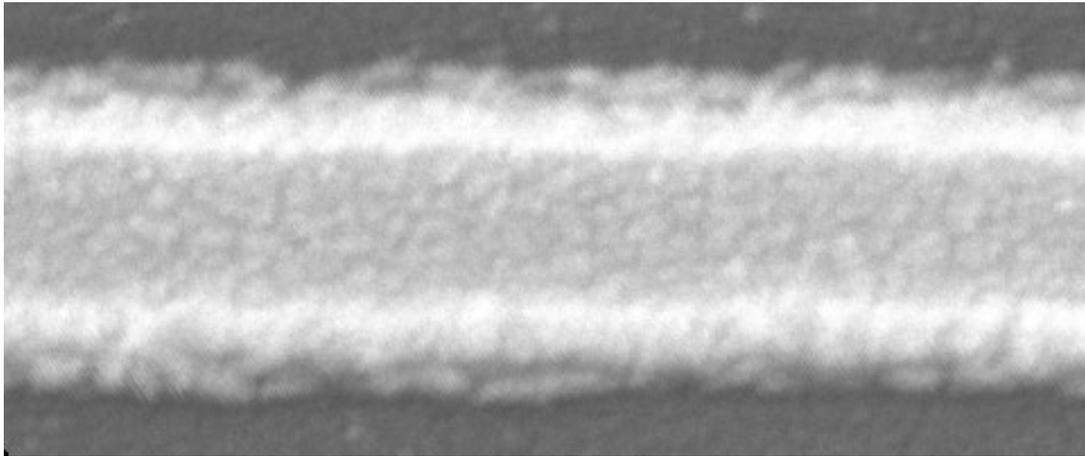


Abbildung 4.17: REM-Bild der für die Kantenrauheit repräsentativen Single-Pixel-Linie eines fabrizierten Wellenleiters. Die Breite des Wellenleiters beträgt an dieser Stelle 140 nm. Eine Auslesung der Kantenfunktion anhand dieses Bildes erweist sich als problematisch.

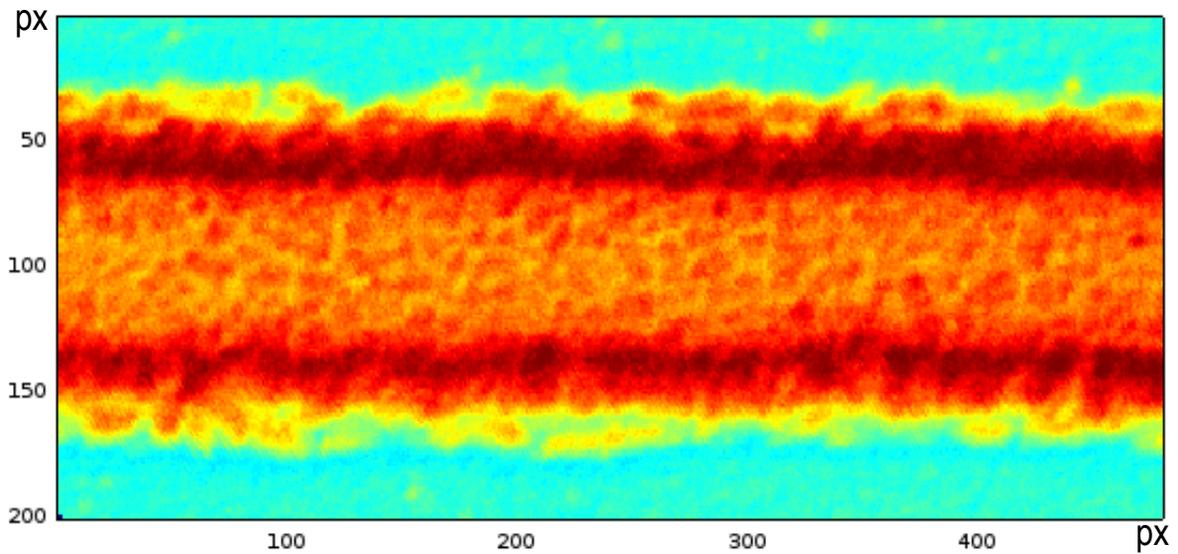


Abbildung 4.18: Farbiges Plotten der Intensität der Grauskala aus Abbildung 4.17.

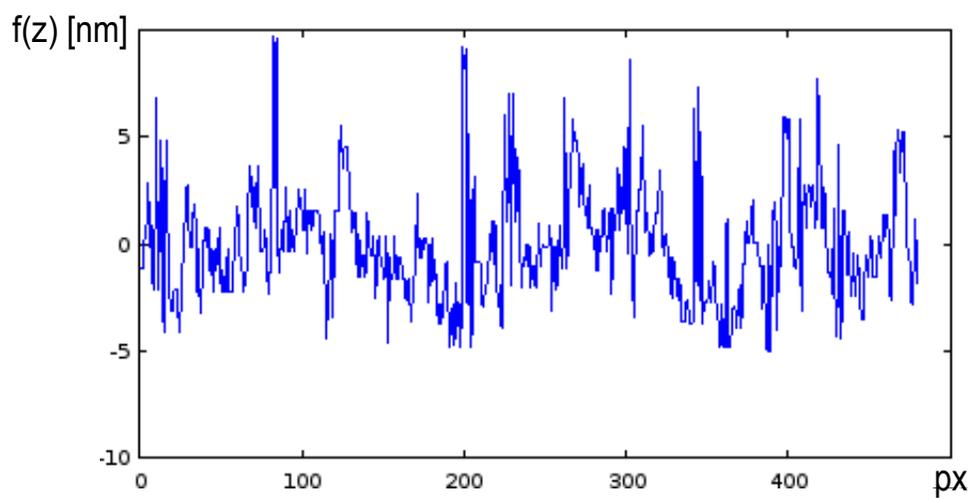


Abbildung 4.19: Kantenfunktion als „Maximum der Ableitung“ an der Oberseite der oberen Kante eines fabrizierten Wellenleiters.

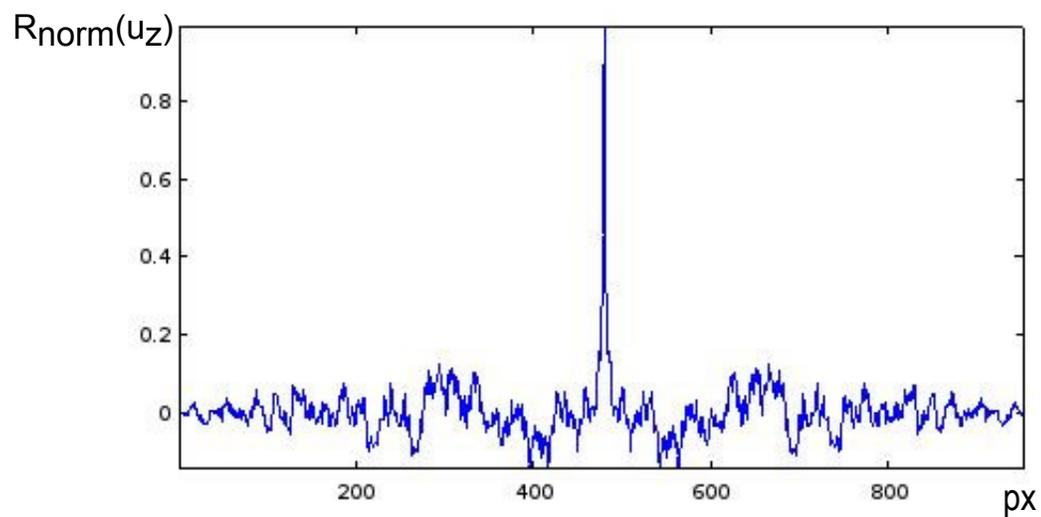


Abbildung 4.20: Autokorrelationsfunktion der Kantenfunktion aus Abbildung 4.19.

und 136 ergibt sich ein quadratisches Mittel von $\sigma_2 = 3.9$ nm bei einer Korrelationslänge (Autokorrelationsfunktion siehe Abbildung 4.20) von $L_{c,2} = 2.0$ nm, was einem Strahlungsverlustkoeffizienten von $\alpha_{r,2} = 0.41/\text{mm}$ bzw. einer Dämpfung von 1.8 dB/mm entspricht. Diese Werte liegen in der gleichen Größenordnung wie die per Cutback-Messung bestimmte Propagationsdämpfung aus Abschnitt 4.1.4 (vgl. Tabelle 4.1), sind allerdings aufgrund der oben genannten Problematik bei der REM-Aufnahme mit Vorsicht zu genießen. Eine Optimierung des bildgebenden Verfahrens, insbesondere im Bezug auf die Beschleunigungsspannung und den Discharge-Layer, könnte weitere Erkenntnisse liefern. Als Alternative bietet es sich ferner an, das Bildmaterial über ein AFM zu erzeugen [48, 54].

Kapitel 5

Zusammenfassung und Ausblick

Ziel dieser Arbeit war die Nanofabrikation von dielektrischen Single-Mode-Wellenleitern, die evaneszent mit einem Quantenemitter koppeln und für den Transport von einzelnen Photonen im optischen Wellenlängenbereich geeignet sein sollen. Damit können die Wellenleiter in der weiteren Verwendung als Bestandteil einer Einzelphotonenquelle dienen. Ein besonderes Augenmerk bei der Herstellung lag in der Reduktion von Propagations- und Koppelverlusten.

Die gewünschte Nanostrukturierung wurde per Elektronenstrahlolithographie (EBL) in einen Polymethylmethacrylat (PMMA)-Positivresist mit anschließender nasschemischer Entwicklung erreicht. Dafür wurden die Belichtungs Dosen und Entwicklungsparameter optimiert und die Schreibmodi für die einzelnen Elemente der Wellenleiter aneinander angepasst. Als Discharge-Layer für die EBL war ein leitendes Polymer im Bezug auf die Kantenrauheit der Wellenleiter deutlich geeigneter als eine dünne Metallschicht. Die Wellenleiterstrukturen wurden per Liftoff-Verfahren auf eine aufgedampfte Chrommaske und anschließend per reaktivem Ionenätzen (RIE) in das Ta_2O_5 übertragen. Die Schichtdicke des Chroms wurde darauf optimiert, gleichzeitig Fencing-Effekte zu vermeiden und eine hinreichend dicke Maskierung für das RIE darzustellen. Als oberes Mantelmaterial wurde eine $2.8 \mu\text{m}$ dicke Schutzschicht aus SiO_2 aufgesputtert, wobei ein Bereich zur späteren Platzierung eines Quantenemitters freigelassen wurde. Zuletzt wurden die Wellenleiterchips zurechtgesägt und an beiden Seiten glatt poliert.

Die Wellenleiter wurden nach der Fabrikation im Hinblick auf ihre Propagations- und Auskoppelverluste charakterisiert. Für beidseitig getaperte Wellenleiter der Länge 4 mm und Auskopplung in eine Single-Mode-Faser wurde für die H-Mode des Wellenleiters bei einer Auskoppelleffizienz von über 60 % eine Gesamttransmission von bis zu 5 % gemessen. Anhand von Cutback-Messungen konnten Propagationsverluste von weniger als 2 dB/mm nachgewiesen werden. Unter Einbeziehung der evaneszenten Einkoppelleffizienz von bis zu 36 % ist eine Gesamtkopplung eines auf dem Wellenleiter positionierten Quantenemitters über eine Single-Mode-Faser an einen APD-Detektor von über 10 % zu erwarten.

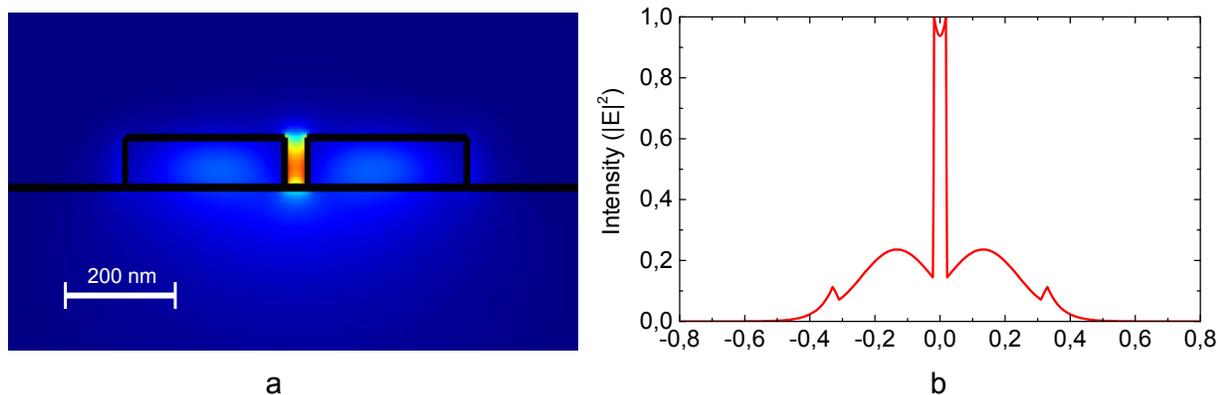


Abbildung 5.1: Simulierte Modenstruktur (a) und Intensitätsverteilung (b) im Slot-Wellenleiter mit einer Slotbreite von 50 nm.

Als problematisch erwies sich die Quantifizierung der Kantenrauheit, da die abschüssigen Seitenwände der Wellenleiter die Bildgebung des REM einschränkten. Nichtsdestotrotz konnte anhand des Payne-Lacey-Modells unter Einbeziehung der Korrelationslänge und des mittleren Quadrates der Kantenfunktion eine Propagationsdämpfung vorhergesagt werden, die in der Größenordnung des Ergebnisses der Cutback-Methode liegt.

Eine weitere Optimierung der Fabrikation könnte beim RIE ansetzen, wo man durch andere Prozessparameter, z. B. ein anderes Gasgemisch, eine Verbesserung der Kantenrauheit erreichen könnte. Alternativ wäre eine Reduktion der Rauheit durch sogenanntes Post-Processing denkbar, indem man die instabilen Strukturen der Seitenwand durch hohe Temperaturen [55] oder per Ätzung [56] glättet. Für eine experimentelle Implementierung könnte man die Länge der Wellenleiter verkürzen und somit die Verluste durch Propagationsdämpfung verringern. Bei der Durchführung der Cutback-Methode hat sich bereits gezeigt, dass die Wellenleiter unproblematisch auf eine Länge von 1.5 mm poliert werden können.

Die evaneszente Einkopplung lässt sich theoretisch auf über 90 % erhöhen, wenn es mit einem fokussierten Ionenstrahl (FIB) gelingen sollte, einen schmalen Spalt in den Wellenleiter zu schreiben [57] und in dessen hohes elektrische Vakuumfeld (siehe Abbildung 5.1) am Ort des Spaltes den Quantenemitter zu legen [58]. Als Quantenemitter bietet es sich an, neben NV-Fehlstellen in Nanodiamanten zukünftig auch schmalbandigere SiV-Zentren zu verwenden [59], bei denen sich die Emission hauptsächlich (70 %) auf die Null-Phononen-Linie konzentriert [60]. Neben der Anwendung als Einzelphotonenquelle ließen sich auch zwei oder mehr Quantenemitter auf den Wellenleiter legen um weitere nichtklassische Phänomene (z. B. Superradianz [61]) nachzuweisen.

Kapitel 6

Anhang

6.1 Reinigung durch LICOJET



Abbildung 6.1: Endkopf und Düse des Mini-Hochdruckreinigers LICOJET. Durch Zusammendrücken des Handgriffs wird der Arbeitsdruck variiert. Links oben ist der Anschluss für Wasser, links unten wird Stickstoff bei 8 bar angeschlossen.

Beim LICOJET der Firma LICO-TEC (siehe Abbildung 6.1) handelt es sich um einen Mini-Hochdruckreiniger, der an eine Stickstoffleitung angeschlossen wird. Ein Schlauch am Gerät ermöglicht das Ansaugen von DI-Wasser aus einem einfachen Behälter. Die Flüssigkeit vermischt sich mit dem Stickstoff und bildet einen Strahl, dessen Öffnungswinkel und Druck über Stell-schrauben variiert werden können. Um Beschädigungen anderer Experimente durch Spritzwasser vorzubeugen, wird der Vorgang in einem Spülbecken durchgeführt.

6.2 Beispiel eines Dosistests

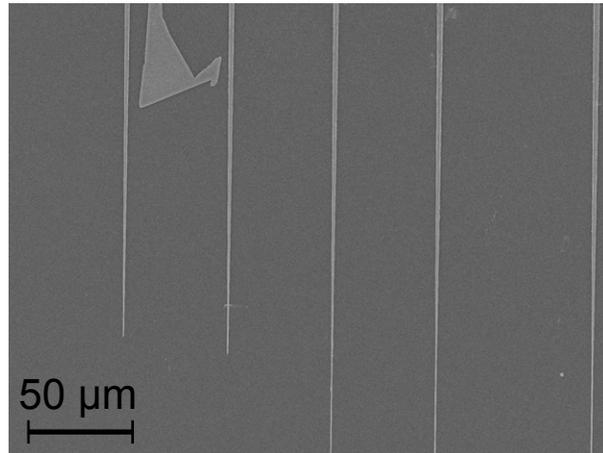


Abbildung 6.2: Typisches REM-Bild eines Dosistests. Die Dosis nimmt von links nach rechts zu. Die geringeren Dosen sind nicht durchbelichtet, was zum einen die Entwicklung des PMMA behindert, zum anderen Probleme beim Liftoff verursacht („Chrom-Dreieck“ oben links). Außerdem ist die zunehmende Breite der Wellenleiter durch den stärkeren Proximity-Effekt bei größeren Dosen zu erkennen.

6.3 Auswirkung der abschüssigen Seitenwände auf die Auskopp- lung

Bei der Fabrikation zeigt sich später, dass die Wellenleiter keine geraden, sondern schräge Seitenwände mit einem Winkel von etwa 21° aufweisen. Für eine trapezförmige Endfacette mit Grundseiten der Maße 60 nm und 140 nm ist die Mode und der daraus folgende Modenüberlapp mit einer Single-Mode-Faser von $\eta_{\text{WG},\text{F}} = 87.2\%$ ($T_{\text{out}} = 84.2\%$) für die H-Mode jedoch fast identisch mit der einer quadratischen Endfacette der Seitenlänge 100 nm (siehe Abbildung 6.3).

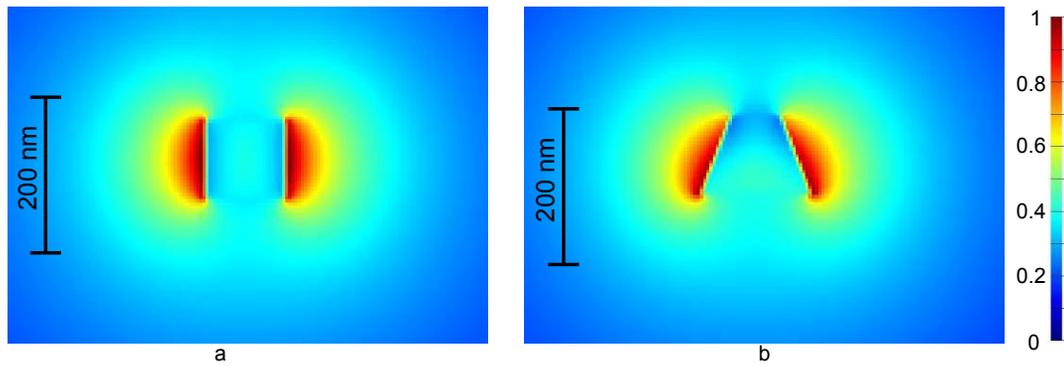


Abbildung 6.3: Vergleich der simulierten H-Mode für quadratischen (a) bzw. trapezförmigen (b) Querschnitt der Endfacette des Tapers. Der Modenüberlapp mit einer Single-Mode-Faser ist für beide Strukturen nahezu identisch.

6.4 Theoretische Profile der Moden im Wellenleiter

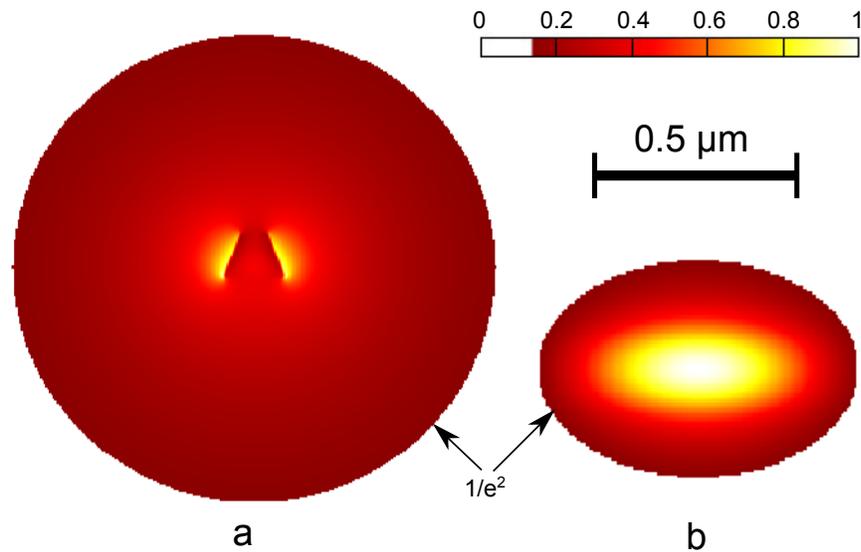


Abbildung 6.4: Simuliertes Modenprofil der H-Mode für die Endfacette des Tapers gemäß Abbildung 3.22 (a) und einen ungetaperten Wellenleiter (b) bei gleichem Maßstab. Im Plot ist der $1/e^2$ -Radius der Intensität hervorgehoben. Bei kleinerem Querschnitt (a) ist das evaneszente Feld deutlich größer, was eine bessere Auskopplung in eine Single-Mode-Faser verspricht.

6.5 Octave-Skript zu Abschnitt 4.2.2

```
1 path = "//z-sv-pool01/Niko.Heinrichs/Desktop/Real.TIFF";
2 #Definierung des Pfades des Bildes auf dem Computer
3 bild=int16(imread(path));
4 #Laden des Bildes
5 imagesc(bild)
6 #Anzeigen des Intensitätsbildes
7
8 Ableit=ones(480,198);
9 #Erzeugung einer Matrix, bei der Reihen und Spalten mit der Bildgröße übereinstimmen
10 for col = 1:480, for row = 1:198, Ableit(col,row) = (bild(row,col) - bild(row+3,col));
11 end;end
12 #Bildung der Ableitung als Differenz zum dritten Nachbarn
13 imagesc(Ableit)
14 #Anzeigen der Ableitung
15
16 idx=1:479;
17 for col = 1:480, [val, idx(col)] = max(Ableit(col,60:74)); end
18 #Bildung des Maximums der Ableitung (=Kantenfunktion) zwischen den Pixeln 60 und 74
19 Polynom = polyfit(1:480, idx, 2)
20 #Einführung eines Polynoms zweiter Ordnung zum Fitten der Ableitung
21 idx=idx.-polyval(Polynom, 1:480);
22 #Subtraktion des Polynoms von der Kantenfunktion
23 plot(idx)
24 #Anzeigen der Kantenfunktion
25 RMS1 = 200/(180)*std(idx)
26 # Umrechnung von Pixel in nm --> 200nm sind 180 pixel
27 plot(xcorr(idx, "coeff"))
28 #Bildung der Autokorrelationsfunktion
29 Korrelationslaenge1= 200/(180)*fwhm(xcorr(idx, "coeff"), "rlevel",exp(-1))/2
30 #Auslesen der Korrelationslänge
31
32 #andere Kante:
33 idx2=1:479;
34 for col = 1:480, [val, idx2(col)] = min(Ableit(col,122:136)); end
35 #Bildung des Minimums zwischen den Pixeln 122 und 136
36 Polynom2 = polyfit(1:480, idx2, 2)
37 idx2=idx2.-polyval(Polynom2, 1:480);
38 plot(idx2)
39 RMS2 = 200/(180)*std(idx2)
40 plot(xcorr(idx2, "coeff"))
41 #Bildung der Autokorrelationsfunktion
42 Korrelationslaenge2= 200/(180)*fwhm(xcorr(idx2, "coeff"), "rlevel",exp(-1))/2
43 #Abspeichern der Werte in einer Textdatei
44 outpath = [path, ".txt"]
45 save(outpath, "RMS1", "RMS2", "Korrelationslaenge1", "Korrelationslaenge2")
46
```

6.6 Bildung der Kantenfunktion in Abschnitt 4.2.2

Bei der Bildung der Ableitung über die Differenz zum nächsten Nachbarn tritt das Problem auf, dass die Ableitung ihr Maximum (bzw. Minimum) nicht notgedrungen an der Kante des Wellenleiters haben muss. Der Eindruck verschärft sich, wenn man die die teils großen Ausreißer aus

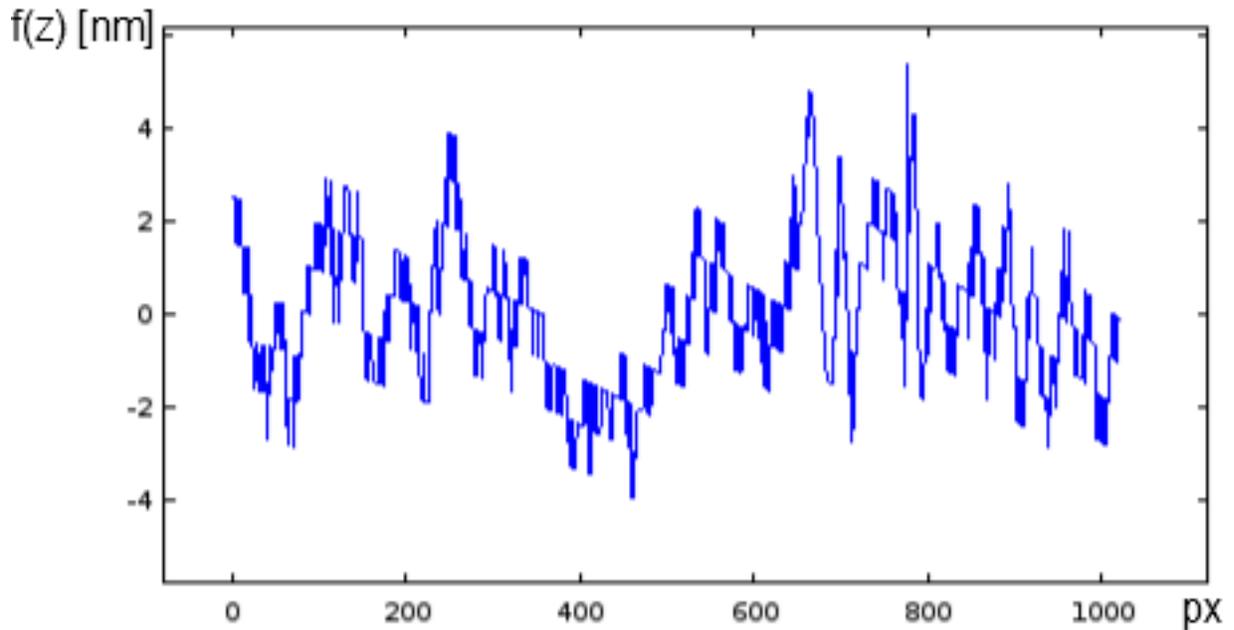


Abbildung 6.5: Kantenfunktion des Wellenleiters unter Verwendung der Differenz zum dritten Nachbarn für die Ableitung. Die Funktion unterscheidet sich erheblich von der Kantenfunktion aus Abbildung 4.15.

Abbildung 4.15 betrachtet. Diese werden deutlich weniger, wenn statt der Differenz zum ersten eine Differenz zu einem weiter entfernten Nachbarn gebildet wird. Auf diese Weise könnte man einen Ausgleich für die Unschärfe des REM schaffen, das die reale Kante nicht immer genau in einem Pixel abbildet. Es ergeben sich für das Bildmaterial aus Abbildung 4.11 Werte von $\sigma_1 = 8.6$ nm, $\sigma_2 = 7.9$ nm, $L_{c,1} = 64.8$ nm und $L_{c,2} = 56.9$ nm, die im Hinblick auf Propagationsverluste zwar „besser“ sind, aber nicht unbedingt „richtiger“ sein müssen.

Literaturverzeichnis

- [1] M. Suhail Zubairy Marlon O. Scully. *Quantum Optics*. Cambridge University Press, 1997.
- [2] Wolfgang Sandner. Wir sind im Jahrhundert des Lichts (2010), URL <http://www.tagesspiegel.de/interview-wir-sind-imjahrhundert-des-lichts/1788058.html>, Stand 26.02.2015.
- [3] Bundesministerium für Bildung und Forschung. Förderprogramm optische technologien, 2013.
- [4] Christian Kurtsiefer, Sonja Mayer, Patrick Zarda, and Harald Weinfurter. Stable solid-state source of single photons. *Phys. Rev. Lett.*, 85:290–293, Jul 2000.
- [5] C. Wang. *A solid-state single photon source based on color centers in diamond*. PhD thesis, Technische Universität, München, 2007.
- [6] Robert H. Hadfield. Single-photon detectors for optical quantum information applications. *Nature Photonics*, (3):696–705, 2009.
- [7] A. Gruber, A. Dräbenstedt, C. Tietz, L. Fleury, J. Wrachtrup, and C. von Borczyskowski. Scanning confocal optical microscopy and magnetic resonance on single defect centers. *Science*, 276(5321):2012–2014, 1997.
- [8] Lars Liebermeister and Markus Weber. Tapered fiber coupling of single photons emitted by a deterministically positioned single nitrogen vacancy center. *Applied Physics Letters*, 104(3):–, 2014.
- [9] Alexander Huck, Shailesh Kumar, Abdul Shakoor, and Ulrik L. Andersen. Controlled coupling of a single nitrogen-vacancy center to a silver nanowire. *Phys. Rev. Lett.*, 106:096801, Feb 2011.
- [10] Paul E. Barclay, Kai-Mei Fu, Charles Santori, and Raymond G. Beausoleil. Hybrid photonic crystal cavity and waveguide for coupling to diamond nv-centers. *Opt. Express*, 17(12):9588–9601, Jun 2009.

- [11] Lars Liebermeister and Markus Weber. *Desing, Fabrikation and Optical Characterization of Ta2O5 Photonic Waceguides for Broadband Evanescent Sensing*. 2015.
- [12] Jia-Ming Liu. *Photonic Devices*. Cambridge University Press, 2005.
- [13] Gerhard Schiffner. *Optische Nachrichtentechnik*. Teubner, 2005.
- [14] P. Yeh. *Optical Waves in Layered Media*. Jihn Wiley & Sons, 1988.
- [15] R. Müller W. Karthe. *Integrierte Optik*. Akademische Verlagsgesellschaft Geest & Portig, Leipzig, 1991.
- [16] John D. Love Allan W. Snyder. *Optical Waveguide Theory*. Chapman & Hall, 1991.
- [17] K.J. Ebeling. *Integrated Optoelectronics: Waveguide Optic, Photonic, Semiconductors*. Springer, 2013.
- [18] Frederico Nunes John Weiner. *Light-Matter Interaction*. Oxford University Press, 2013.
- [19] Y. Zhao, M. Jenkins, P. Measor, K. Leake, S. Liu, H. Schmidt, and A. R. Hawkins. Hollow waveguides with low intrinsic photoluminescence fabricated with Ta2O5 and SiO2 films. *Applied Physics Letters*, 98(9):-, 2011.
- [20] Guillaume Lepert. *Integrated optics for coupled-cavity quantum elektrodynamics*. PhD thesis, Imperial College London, 2013.
- [21] R. Syms and J.R. Cozens. *Optical Guided Waves and Devices*. McGraw-Hill Companies, 1992.
- [22] C. Vieu, F. Carcenac, A. Pepin, Y. Chen, M. Mejias, A. Lebib, L. Manin-Ferlazzo, L. Couraud, and H. Launois. Electron beam lithography: resolution limits and applications. *Applied Surface Science*, 164(1-4):111 – 117, 2000. Surface Science in Micro & Nanotechnology.
- [23] J.A. Tenreiro Machado Dumitru Baleanu, Ziya B. Guvenc. *New Trends in Nanotechnology and Fractional Calculus Applications*. Springer, 2010.
- [24] Fa. Raith. *Trainingsunterlagen*.
- [25] Huigao Duan, Donald Winston, Joel K. W. Yang, Bryan M. Cord, Vitor R. Manfrinato, and Karl K. Berggren. Sub-10-nm half-pitch electron-beam lithography by using poly(methyl methacrylate) as a negative resist. *Journal of Vacuum Science & Technology B*, 28(6):C6C58–C6C62, 2010.
- [26] www.raith.com. Product details.

- [27] Mohammad Ali Mohammad, Mustafa Muhammad, Steven K. Dew, and Maria Stepanova. Fundamentals of electron beam exposure and development. In Maria Stepanova and Steven Dew, editors, *Nanofabrication*, pages 11–41. Springer Vienna, 2012.
- [28] Harry J. Levinson et al. *Handbook of Microlithography, Micromachining, and Microfabrication*. SPIE Press, 1997.
- [29] Stokroos, Kalicharan, Van Der Want, and Jongebloed. A comparative study of thin coatings of au/pd, pt and cr produced by magnetron sputtering for fe-sem. *Journal of Microscopy*, 189(1):79–89, 1998.
- [30] D. F. Kyser and N. S. Viswanathan. Monte carlo simulation of spatially distributed beams in electron-beam lithography. *Journal of Vacuum Science & Technology*, 12(6):1305–1308, 1975.
- [31] <http://ece.uwaterloo.ca>. Elektron beam lithography 2. (Stand 21.02.2015).
- [32] Gary H. Bernstein, Davide A. Hill, and Wen-Ping Liu. New high x2010;contrast developers for poly(methyl methacrylate) resist. *Journal of Applied Physics*, 71(8):4066–4075, Apr 1992.
- [33] Wenchuang (Walter) Hu, Koshala Sarveswaran, Marya Lieberman, and Gary H. Bernstein. Sub-10 nm electron beam lithography using cold development of poly(methylmethacrylate). *Journal of Vacuum Science & Technology B*, 22(4):1711–1716, 2004.
- [34] Wenchuang Hu, G.H. Bernstein, K. Sarveswaran, and M. Lieberman. Low temperature development of pmma for sub-10-nm electron beam lithography. In *Nanotechnology, 2003. IEEE-NANO 2003. 2003 Third IEEE Conference on*, volume 2, pages 602–605 vol. 2, Aug 2003.
- [35] L. E. Ocola and A. Stein. Effect of cold development on improvement in electron-beam nanopatterning resolution and line roughness. *Journal of Vacuum Science & Technology B*, 24(6):3061–3065, 2006.
- [36] Oxford Instruments. *Handbuch Plasma Lab 100*.
- [37] *Proc. SPIE 1803*. J. Marks, K. Collins, C. L. Yang, D. Groechel, P. Keswick, C. Cunningham, and M. Carlson, 1992.
- [38] A. C. Westerheim, A. H. Labun, J. H. Dubash, J. C. Arnold, H. H. Sawin, and V. Yu-Wang. Substrate bias effects in high-aspect-ratio SiO₂ contact etching using an inductively coupled plasma reactor. *Journal of Vacuum Science & Technology A*, 13(3):853–858, 1995.
- [39] Marc J. Madou. *Fundamentals of Microfabrication: The Science of Miniaturization*. CRC Press, 2002.

- [40] J.C. Arnold and H.H. Sawin. Charging of pattern features during plasma etching. *Journal of Applied Physics*, 70(10):5314–5317, Nov 1991.
- [41] Takayuki Fukasawa, Toshio Hayashi, and Yasuhiro Horiike. Conelike defect in deep quartz etching employing neutral loop discharge. *Japanese Journal of Applied Physics*, 42(10R):6691, 2003.
- [42] Fa. MicroChemicals. Application notes, 2013.
- [43] F.P. Payne and J.P.R. Lacey. A theoretical analysis of scattering loss from planar optical waveguides. *Optical and Quantum Electronics*, 26(10):977–986, 1994.
- [44] F. Grillot, L. Vivien, S. Laval, D. Pascal, and E. Cassan. Size influence on the propagation loss induced by sidewall roughness in ultrasmall soi waveguides. *Photonics Technology Letters, IEEE*, 16(7):1661–1663, July 2004.
- [45] C.G. Poulton, C. Koos, M. Fujii, A. Pfrang, T. Schimmel, J. Leuthold, and W. Freude. Radiation modes and roughness loss in high index-contrast waveguides. *Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 12(6):1306–1321, Nov 2006.
- [46] Daniele Melati, Andrea Melloni, and Francesco Morichetti. Real photonic waveguides: guiding light through imperfections. *Adv. Opt. Photon.*, 6(2):156–224, Jun 2014.
- [47] J.W. Goodman. *Statistical Optics*. Wiley-Interscience, 1985.
- [48] F. Ladouceur, J.D. Love, and T.J. Senden. Measurement of surface roughness in buried channel waveguides. *Electronics Letters*, 28(14):1321–1322, July 1992.
- [49] Milton Gottlieb, G. Brandt, and J. Conroy. Out-of-plane scattering in optical waveguides. *Circuits and Systems, IEEE Transactions on*, 26(12):1029–1035, Dec 1979.
- [50] Saddek Afifi and Richard Dusséaux. Statistical study of radiation loss from planar optical waveguides: The curvilinear coordinate method and the small perturbation method. *J. Opt. Soc. Am. A*, 27(5):1171–1184, May 2010.
- [51] Fa. Zeiss. *Handbuch LEO FE-SEM 982 Gemini*.
- [52] D Melati, F Morichetti, and A Melloni. A unified approach for radiative losses and backscattering in optical waveguides. *Journal of Optics*, 16(5):055502, 2014.
- [53] J.P.R. Lacey and F.P. Payne. Radiation loss from planar waveguides with random wall imperfections. *Optoelectronics, IEE Proceedings J*, 137(4):282–288, Aug 1990.
- [54] J.-H. Jang, W. Zhao, J.W. Bae, D. Selvanathan, S.L. Rommel, I. Adesida, A. Lepore, M. Kwakernaak, and J.H. Abeles. Direct measurement of nanoscale sidewall roughness of optical waveguides using an atomic force microscope. *Applied Physics Letters*, 83(20):4116–4118, Nov 2003.

- [55] D. Liang and D. C. Hall. Reduction of etched algaas sidewall roughness by oxygen-enhanced wet thermal oxidation. *Applied Physics Letters*, 91(6):-, 2007.
- [56] Kevin K. Lee, Desmond R. Lim, Lionel C. Kimerling, Jangho Shin, and Franco Cerrina. Fabrication of ultralow-loss Si/SiO₂ waveguides by roughness reduction. *Opt. Lett.*, 26(23):1888–1890, Dec 2001.
- [57] Christian Koos, Phillipp Vorreau, Pieter Dumon, Roel Baets, Bweh Esembeson, Ivan Biaggio, Tsuyoshi Michinobu, François Diederich, Wolfgang Freude, and Juerg Leuthold. Highly-nonlinear silicon photonic slot waveguide. In *Optical Fiber Communication Conference/National Fiber Optic Engineers Conference*, page PDP25. Optical Society of America, 2008.
- [58] Qimin Quan, Irfan Bulu, and Marko Lončar. Broadband waveguide qed system on a chip. *Phys. Rev. A*, 80:011810, Jul 2009.
- [59] Igor I. Vlasov & Jörg Wrachtrup. Molecular-sized fluorescent nanodiamonds. *Nature Nanotechnology*, (2014).
- [60] A. Collins, L. Allers, C. Wort, Scarsbrook. *Diamond Relat. Mater.*, 3:932–935, 1994.
- [61] Michael Scheibner & Detlef Hommel. Superradiance of quantum dots. *Nature Physics*, (3):106–110, January 2007.

Selbstständigkeitserklärung

Hiermit erkläre ich, die vorliegende Arbeit selbstständig verfasst zu haben und keine anderen als die in der Arbeit angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt zu haben.

München, den 2. März 2015

.....
Niko Heinrichs