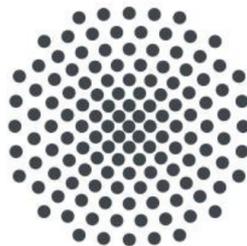


BACHELORARBEIT

**Aufbau eines Messplatzes zur
Untersuchung integrierter photonischer
Strukturen in Siliziumnitrid bei 780 nm**

Verfasser: Felix Müller

Prüfer: Prof. Dr. Tilman Pfau



Vorgelegt am
5. Physikalischen Institut der Universität Stuttgart,
Pfaffenwaldring 57, 70569 Stuttgart, Deutschland

13. November 2020

Ehrenwörtliche Erklärung

Hiermit erkläre ich, dass ich diese Arbeit selbstständig angefertigt habe, wozu ich nur die angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet habe, wobei ich alle wörtlich oder sinngemäß entnommenen Zitate als solche gekennzeichnet habe. Ich versichere, dass diese Arbeit nicht Bestandteil einer anderen erbrachten Prüfungsleistung war und dass das gedruckte Exemplar mit den anderen Exemplaren übereinstimmt.

_____, Stuttgart, den 13. November 2020

Abstract

In dieser Arbeit wurden Wellenleiterstrukturen aus Siliziumnitrid mit einem 780 nm-Laser untersucht. Bei den Wellenleitern handelt es sich um Nanostrukturen, deren Maße kleiner sind als die Wellenlänge des verwendeten Laserlichts. Zum Einkoppeln des Freistrahls in diese Nanostrukturen werden deshalb unterschiedliche Gitterkoppler verwendet. Die Kopplungseffizienz der Gitterkoppler wird bezüglich des Kopplungswinkels, sowie des Fokusbereichs und der Polarisation des Laserlichts untersucht und die Ergebnisse verschiedener Gitterkoppler werden verglichen. Zudem werden identische Gitterkoppler auf Abweichungen durch Produktionsfehler geprüft. Außerdem wird der Verlust gemessen, der sich bei der Transmission des Lichts durch den Wellenleiter ergibt.

Zu diesem Zweck wurde ein Messaufbau errichtet und charakterisiert. Er ermöglicht die Bestimmung der Kopplungseffizienz durch die Messung der Leistung des einfallenden Laserlichts und des aus den Strukturen austretenden Laserlichts. Dieses Licht kann außerdem gemeinsam mit den untersuchten Strukturen auf einer Kamera beobachtet werden, um das Einkoppeln zu erleichtern. Hier wurde die Auflösung und der Kontrast des Abbildungssystems bestimmt und es wurden mehrere Strahlparameter des Laserlichts ermittelt.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theorie	3
2.1	Laserlicht als Gaußstrahl	3
2.2	Dielektrische Wellenleiter	7
2.3	Gitterkoppler	12
3	Aufbau und Messprinzip	17
4	Charakterisierung des Aufbaus	19
4.1	Durchmesser und Qualität des Laserstrahls	19
4.2	Strahlaufweitung durch das Teleskop	22
4.3	Strahldurchmesser im Fokus	24
4.4	Bestimmung der Auflösung	26
4.5	Bestimmung des Kontrastes	30
4.6	Leistungsmessung über die Photodioden	33
5	Untersuchung der Gitterkoppler der Wellenleiterstrukturen	36
5.1	Einkoppeln in die Wellenleiter	38
5.2	Untersuchung des Kopplungswinkels	40
5.3	Untersuchung des Kopplungsfehlers	43
5.4	Untersuchung verschiedener Fokusse	45
5.5	Messung der Transmissionsverluste	48
6	Zusammenfassung und Ausblick	53
	Danksagung	55
	Literatur	56

1 Einleitung

Die Atomspektroskopie hat in vielen Bereichen einen Nutzen, beispielsweise bei der Laserstabilisierung [1] oder möglicherweise in Quantencomputern [2], aber auch im Alltag, zum Beispiel in Atomuhren [2]. Die integrierte Photonik eröffnet für die Atomspektroskopie neue Möglichkeiten, da Licht auf miniaturisierten Schaltkreisen geführt werden kann, statt einen Freistrahler über große optische Elemente auf vergleichsweise langen Strecken führen zu müssen. In solchen integrierten Schaltkreisen wird das Licht über Wellenleiter geführt. Zum Betreiben von Atomspektroskopie werden sie beispielsweise in eine Rubidium - Gaszelle gebracht, wo es dann zur Atom-Licht-Wechselwirkung zwischen den Rubidiumatomen und dem aus dem Wellenleiter heraustretenden evaneszenten Feld des Lichts kommt [3]. Durch Einsatz solcher Wellenleiter von Subwellenlängengröße lässt sich auch die Dimension der Zellen verringern und eine effizientere Atom-Licht-Wechselwirkung wird durch die reduzierte Modenfläche ermöglicht. Das wird z.B. auch unter dem Einsatz von Schlitzwellenleitern erreicht, bei denen noch zusätzlich der Bereich der Wechselwirkung zwischen Atomen und Wellenleitermode durch die Maße des Wellenleiters gesteuert und vergrößert werden kann [4].

Die Verwendung von solchen Nanostrukturen zur Atomspektroskopie bietet also einige Vorteile, jedoch ergeben sich auch Herausforderungen, wie z.B. das Einkoppeln des Lichts in den Wellenleiter. Befindet sich das Wellenleiterende an einer Kante des Chips, dann lässt sich von Hinten, z.B. unter Verwendung einer Linse, an das Wellenleiterende einkoppeln, was als Butt-coupling bezeichnet wird [5]. Oft befinden sich die Wellenleiterenden aber nicht an einer Kante, wie auch in dieser Arbeit, in der mehrere Wellenleiterstrukturen auf einem Chip untersucht werden. Hier wird stattdessen Licht von der Seite unter einem Winkel θ bezüglich der Chipenebene auf einen Gitterkoppler gestrahlt und darüber in den Wellenleiter eingekoppelt.

Für die verschiedenen Anwendungen von Wellenleitern ist es nützlich, die Verluste beim Ein- und Auskoppeln zu minimieren. Aktuell werden unterschiedliche Methoden zur Erhöhung der Kopplungseffizienz einfacher periodischer Gitterkoppler erforscht, z.B. apodisierte Gitterkoppler [6], oder Gitterkoppler mit Rückseitenspiegeln [7]. Diese Varianten finden sich auch bei den Gitterkopplern wieder, die in dieser Arbeit untersucht werden, wozu zuerst ein Messplatz aufgebaut wird.

Zu Beginn dieser Arbeit werden zunächst die wichtigen Grundlagen erklärt, um die Vorgehensweise beim Aufbau des Messplatzes nachvollziehen zu können. Außerdem wird Theorie zu den untersuchten Wellenleitern und Gitterkopplern vermittelt. Danach wird der Aufbau und das Messprinzip vorgestellt und anschließend wird der Messplatz charakterisiert. Schließlich werden die

Ergebnisse der Untersuchung der Wellenleiterstrukturen diskutiert.

2 Theorie

Bevor der Aufbau des Messplatzes erklärt und die Messergebnisse diskutiert werden, soll in diesem Kapitel zuerst das dafür benötigte theoretische Wissen vermittelt werden. Hierzu wird zuerst das Laserlicht als Gaußstrahl beschrieben und danach wird die benötigte Theorie zu dielektrischen Wellenleitern und Gitterkopplern erläutert.

2.1 Laserlicht als Gaußstrahl

Zur Untersuchung der Strukturen wird Laserlicht der Wellenlänge $\lambda = 780\text{nm}$ verwendet. Ist die z -Achse dabei die Ausbreitungsrichtung des Laserlichts, dann kann es als eine paraxiale Welle um diese Achse angesehen und die Intensitätsverteilung im Querschnitt dazu mittels Gleichung 1, die eine Gaußfunktion darstellt, beschrieben werden [8].

$$I(r, z) = I_0 \cdot \left(\frac{w_0}{w(z)} \right)^2 \cdot \exp \left(-\frac{2 \cdot r^2}{w(z)^2} \right) \quad (1)$$

Man spricht deshalb auch von einem Gaußstrahl, der von der Variablen z , also der Koordinate in Ausbreitungsrichtung des Strahls, und der Variablen $r = \sqrt{x^2 + y^2}$, also der radialen Koordinate in der Ebene senkrecht zur Ausbreitungsrichtung, abhängt. Hierbei ist I_0 die Amplitude der Intensität I des Laserlichts, die maximal ist, wenn gleichzeitig $r = 0$ und $z = 0$ gilt. Das wird deutlich, wenn man diese beiden Werte in Gleichung 1 einsetzt, wobei dort für den Strahlradius $w(z = 0) = w_0$ gilt. Daraus resultiert dann $I(r = 0, z = 0) = I_0$, deshalb wird der Ort $z = 0$ als Strahltaile bezeichnet, an dem die Strahlradius $w(z)$ minimal ist und mit w_0 bezeichnet wird. Wird jetzt $r = w_0$ statt $r = 0$ in Gleichung 1 eingesetzt, so resultiert daraus $I(r = w_0, z = 0) = I_0 \cdot e^{-2}$. Deshalb wird w_0 auch als $\frac{1}{e^2}$ -Strahlradius bezeichnet, da hier die Intensität auf $\frac{1}{e^2}$ der maximalen Intensität I_0 abgefallen ist. Der Gaußstrahl ist also an jedem Punkt entlang der z -Achse rotations-symmetrisch um diese Achse, jedoch variiert die Intensität I und der Strahlradius $w(z)$ entlang der z -Achse, was in Abbildung 1 für drei verschiedene Positionen entlang der z -Achse dargestellt ist.

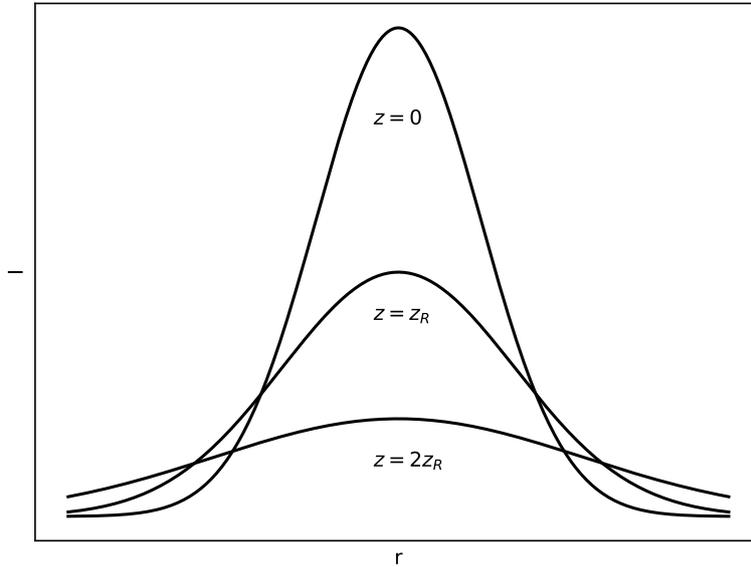


Abbildung 1: Graphische Darstellung der Intensität I in Abhängigkeit der radialen Koordinate r . Dies ist für drei verschiedene Positionen entlang der z -Achse abgebildet, in Anlehnung an [9].

In Abbildung 1 ist z_R die Rayleighlänge. Sie beschreibt den Abstand auf der z -Achse bezüglich $z = 0$, an dem die Intensität im Zentrum des Strahls auf $I(r = 0, z = \pm z_R) = \frac{1}{2} \cdot I_0$ abgefallen ist. Die Intensität im Zentrum nimmt also ausgehend von der Strahltaile entlang der z -Achse in beide Richtungen ab. Der Strahlradius hingegen wird ausgehend von der Strahltaile entlang der z -Achse in beide Richtungen größer, bei der Rayleighlänge z_R hat der Strahlradius einen Wert von $w(z = \pm z_R) = \sqrt{2} \cdot w_0$ erreicht. Dieses Anwachsen des Strahlradius $w(z)$ in beide Richtungen entlang der z -Achse ist graphisch in Abbildung 2 zu sehen.

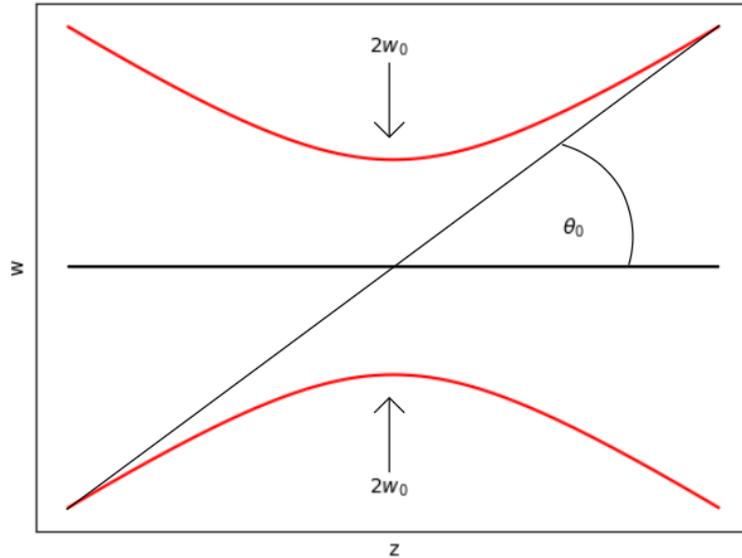


Abbildung 2: Graphische Darstellung des Strahlradius $w(z)$ in Abhängigkeit der Koordinate z . Zudem ist der Strahldurchmesser $2 \cdot w_0$ und der Divergenzwinkel $2 \cdot \theta_0$ veranschaulicht, in Anlehnung an [9].

Diese Abhängigkeit des Strahlradius $w(z)$ von der Position z des Laserstrahls wird mit Gleichung 2 beschrieben [8].

$$w(z) = w_0 \cdot \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2} \quad (2)$$

Für Werte von z , die deutlich größer sind als die Rayleighlänge z_R kann Gleichung 2 linearisiert werden. So erhält man für diesen Fall $z \gg z_R$ Gleichung 3, in der θ_0 den halben Divergenzwinkel aus Abbildung 2 darstellt [8].

$$w(z) \approx \frac{w_0}{z_R} \cdot z = \theta_0 \cdot z \quad (3)$$

Zudem gilt für die Rayleighlänge z_R die Gleichung [8]

$$z_R = w_0^2 \cdot \frac{\pi}{\lambda}. \quad (4)$$

Durch Einsetzen von Gleichung 4 in Gleichung 3 und Multiplizieren mit dem Faktor 2 ergibt sich in Gleichung 5 ein Ausdruck für den Divergenzwinkel.

$$2\theta_0 = \frac{2 \cdot \lambda}{\pi \cdot w_0} \quad (5)$$

Aus dieser Gleichung ist ersichtlich, dass der Strahlradius, der in dieser Arbeit bestimmt werden soll, auch von der Wellenlänge λ und von dem Divergenzwinkel $2\theta_0$ abhängt. Gleichzeitig beschränkt der Divergenzwinkel die Fokussierung des Strahls, da dieser somit nicht in einem Punkt fokussiert werden kann. Dieser Divergenzwinkel wird nun verwendet um die Qualität des Laserstrahls zu bestimmen, denn das radiale Intensitätsprofil des Laserlichts entspricht nur bei idealisierten Voraussetzungen einer Gaußfunktion. Sind nun $2 \cdot w_{\text{Laser}}$ und $2 \cdot \theta_{\text{Laser}}$ der Taillendurchmesser, beziehungsweise der Divergenzwinkel des Laserstrahls und $2 \cdot w_0$ und $2 \cdot \theta_0$ der Taillendurchmesser, beziehungsweise der Divergenzwinkel eines idealen Gaußstrahls, so ergibt sich der M^2 - Parameter aus dem Quotienten ihrer Produkte [8] zu

$$M^2 = \frac{2 \cdot w_{\text{Laser}} \cdot 2 \cdot \theta_{\text{Laser}}}{2 \cdot w_0 \cdot 2 \cdot \theta_0} = \frac{w_{\text{Laser}} \cdot \theta_{\text{Laser}}}{w_0 \cdot \theta_0}. \quad (6)$$

Es gilt $M^2 \geq 1$, wobei die Gleichheit nur dann erfüllt ist, wenn $w_{\text{Laser}} \cdot \theta_{\text{Laser}} = w_0 \cdot \theta_0$ ist. Der M^2 -Parameter ist also ein Maß dafür, wie sehr der verwendete Laserstrahl von einem idealen Gaußstrahl abweicht. Durch Umformen von Gleichung 5 ergibt sich $w_0 \cdot \theta_0 = \frac{\lambda}{\pi}$, das Einsetzen dieses Ausdrucks in Gleichung 6 führt schließlich auf die Formel

$$M^2 = \frac{w_{\text{Laser}} \cdot \theta_{\text{Laser}} \cdot \pi}{\lambda}. \quad (7)$$

2.2 Dielektrische Wellenleiter

Das Laserlicht soll im Versuch auf einen Gitterkoppler treffen und aus einem zweiten Gitterkoppler austreten. Dazwischen soll das Laserlicht durch einen dielektrischen Wellenleiter geführt werden. Das Prinzip eines solchen Wellenleiters basiert auf dem Phänomen der Totalreflexion. Dabei breitet sich Licht in einem Medium mit Brechungsindex n_1 aus und trifft an einer Grenzfläche auf ein Medium mit dem kleineren Brechungsindex $n_2 < n_1$. Für den Einfallswinkel θ_1 und den Ausfallswinkel θ_2 bezüglich einer solchen Grenzfläche gilt die Beziehung

$$n_1 \cdot \sin(\theta_1) = n_2 \cdot \sin(\theta_2), \quad (8)$$

die das snelliussche Brechungsgesetz darstellt [8]. Da wir voraussetzen, dass $n_1 > n_2$ ist, bedeutet das gleichzeitig, dass $\theta_2 > \theta_1$ ist. Wird der Winkel θ_1 wie in Abbildung 3 erhöht, so erreicht der Ausfallswinkel θ_2 irgendwann den Wert 90° .

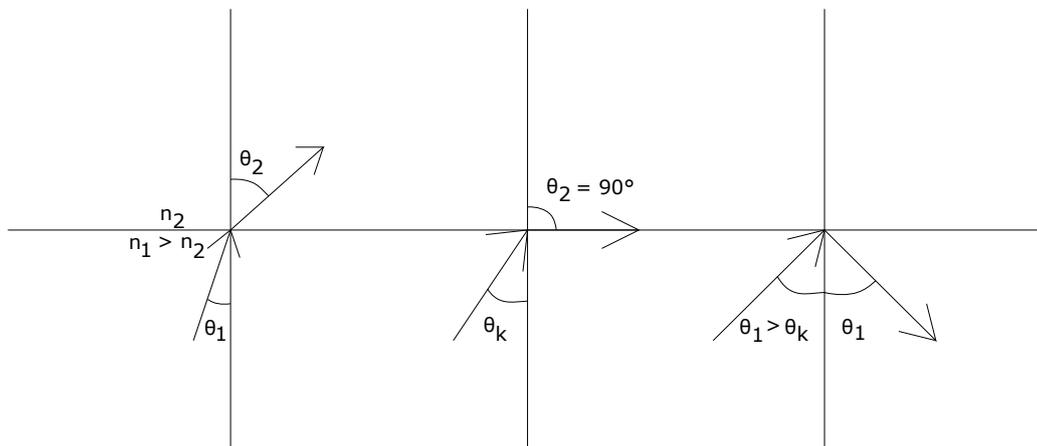


Abbildung 3: Veranschaulichung zum snelliusschen Gesetz beim Auftreffen eines Lichtstrahls an einer Grenzfläche. Zudem ist das Verhalten des Lichtstrahls bei Erreichen des kritischen Winkels der Totalreflexion, sowie bei einem größeren Winkel eingezeichnet, in Anlehnung an [10].

Der Einfallswinkel θ_1 wird jetzt als kritischer Winkel θ_k der Totalreflexion bezeichnet, da der ausfallende Strahl bei Einfallswinkeln θ_1 , die größer sind als θ_k , nicht mehr gebrochen, sondern komplett reflektiert wird unter dem Einfallswinkel θ_1 . Wird diese Bedingung für den kritischen Winkel der Totalreflexion in Gleichung 8 eingesetzt, so ergibt sich

$$n_1 \cdot \sin(\theta_k) = n_2 \cdot \sin(90^\circ) = n_2. \quad (9)$$

Durch Umformen von Gleichung 9 nach θ_k ergibt sich somit der Ausdruck für den kritischen Winkel der Totalreflexion.

$$\theta_k = \arcsin\left(\frac{n_2}{n_1}\right) \quad (10)$$

Ist ein dielektrisches Medium also von einem Medium mit geringerem Brechungsindex umgeben und das Licht trifft in einem Winkel auf die Grenzfläche, der kleiner ist als $90^\circ - \theta_k$, so kommt es zu einer Reihe von Totalreflexionen entlang der Ausbreitungsrichtung des Lichts, bis das Licht den Wellenleiter am anderen Ende wieder verlässt. In integrierten photonischen Strukturen werden häufig rechteckige erhöhte Streifenwellenleiter verwendet. Dieser Typ eines Wellenleiters ist in Abbildung 4 veranschaulicht. Er besteht aus einem Substrat, auf dem sich ein Streifen befindet, der den Kern des Wellenleiters bildet. Dieser ist wiederum von einem Mantel umhüllt, den in dieser Arbeit Luft bildet. Sowohl das Substrat, als auch der Mantel, besitzen einen geringeren Brechungsindex als der Kern, sodass sich die Lichtwellen bei entsprechendem Einfallswinkel entlang des Streifens ausbreiten. Bei den in dieser Arbeit benutzten Wellenleitern wird vom relativ hohen Brechungsindex $n \approx 2$ [11] von Siliziumnitrid Gebrauch gemacht, das es bei der verwendeten Wellenlänge von $\lambda = 780 \text{ nm}$ besitzt. Hier hat Siliziumdioxid, das bei den in dieser Arbeit untersuchten Wellenleitern als Substrat dient, einen Brechungsindex von $n \approx 1,45$ [11].

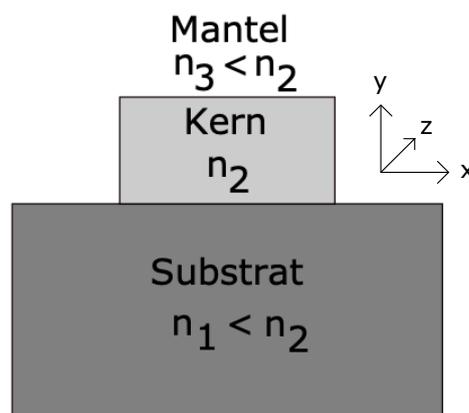


Abbildung 4: Schematische Darstellung eines dielektrischen, rechteckigen Streifenwellenleiters.

Wenn man die Welleneigenschaften des Laserlichts berücksichtigt, so kommt es bei der Reflexion des Lichts entlang eines Wellenleiters zur Interferenz der Lichtwellen. Damit das Licht durch den Wellenleiter geführt werden kann, müssen sich die Wellen konstruktiv überlagern. Aus dieser Bedingung ergibt sich, dass es nur eine Anzahl von m diskreten Wellenmoden gibt, die sich im Wellenleiter ausbreiten, abhängig von der Wellenlänge des Lichts und der Breite des Wellenleiterkerns. Hierbei wird zwischen sogenannten TE- bzw. TM-Moden unterschieden. Liegt der Wellenvektor in der y - z -Ebene in Gleichung 4, so handelt es sich dann um eine TE-Mode, wenn das elektrische Feld in x -Richtung schwingt. Entsprechend handelt es sich um eine TM-Mode, wenn das magnetische Feld in x -Richtung schwingt.

In dieser Arbeit soll nur eine TE-Mode in den Wellenleitern angeregt werden. Um das zu erreichen, wird die Breite des Wellenleiters entsprechend gewählt. Denn eine Mode kann im Wellenleiter nur geführt werden, wenn ihr effektiver Brechungsindex n_{eff} größer ist als der des Substrats. In dieser Arbeit muss die Wellenleitermode also einen effektiven Brechungsindex von mindestens $n_{\text{eff}} = 1,45$ haben, um im Wellenleiter geführt zu werden. Dieser effektive Brechungsindex n_{eff} ist abhängig von der Breite w des Wellenleiters. Diese Abhängigkeit ist in Abbildung 5 beispielhaft für einen Wellenleiter mit Substrat aus Siliziumdioxid und Kern aus Siliziumnitrid einer Höhe von 180 nm bei Licht der Wellenlänge $\lambda = 780\text{nm}$ dargestellt. Ab einer Breite von 533nm wird in diesem Beispiel eine zweite Mode im Wellenleiter geführt. Somit lässt sich der Wellenleiter entsprechend konstruieren, um nur eine Mode zu führen. In dieser Arbeit haben die Wellenleiter deshalb eine Höhe von 250 nm und eine Breite von 500 nm.

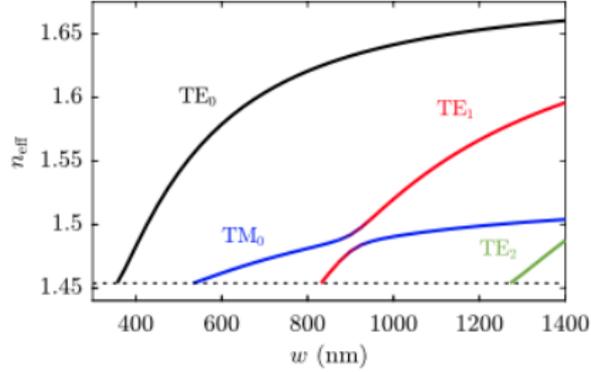


Abbildung 5: Effektiver Brechungsindex n_{eff} der Wellenleitermoden bei einer Wellenlänge von $\lambda = 780 \text{ nm}$ in Abhängigkeit der Wellenleiterbreite w bei einem Wellenleiter mit Substrat aus Siliziumdioxid und Kern aus Siliziumnitrid einer Höhe von 180 nm . [12].

Das elektrische Feld einer solchen Mode kann durch eine ebene Welle der Form

$$E_m(x, y, z, t) = E_{0m}(x, y) \cdot \exp(i \cdot (\beta_m \cdot z - \omega \cdot t)) \quad (11)$$

beschrieben werden [13]. Analog dazu lässt sich das magnetische Feld mathematisch ausdrücken über

$$H_m(x, y, z, t) = H_{0m}(x, y) \cdot \exp(i \cdot (\beta_m \cdot z - \omega \cdot t)). \quad (12)$$

In Gleichung 11 und Gleichung 12 sind x , y und z die Ortskoordinaten und t die Zeit. Die Moden haben die Kreisfrequenz ω und die komplexen Ausbreitungskoeffizienten β_m . Für das elektrische und magnetische Feld bezeichnen $E_{0m}(x, y)$ und $H_{0m}(x, y)$ die jeweilige Feldverteilung in x - und y -Richtung. Der Realteil des Ausbreitungskoeffizienten β_m gibt die Phasenverschiebung entlang der z -Achse an, während der Imaginärteil die Dämpfung, z.B. durch

Absorption, entlang dieser Achse beschreibt. Die Phasengeschwindigkeit v_p wird ebenfalls mit Hilfe des Ausbreitungskoeffizienten ausgedrückt.

$$v_p = \frac{c \cdot k}{\beta_m} \quad (13)$$

Sie hängt zudem mit dem effektiven Brechungsindex n_{eff_m} über

$$v_p = \frac{c}{n_{\text{eff}_m}} \quad (14)$$

zusammen. Hier ist c die Lichtgeschwindigkeit und $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ die Wellenzahl im Vakuum [12].

2.3 Gitterkoppler

Wellenleiter sind also ein gutes Mittel um Licht zu führen, z.B. auf einem Chip mit integrierten photonischen Strukturen. Ein solcher Chip wird in dieser Arbeit untersucht, allerdings stellt das Einkoppeln in einen Wellenleiter dabei eine Herausforderung dar, besonders wenn sich das Wellenleiterende nicht an einer Kante des Chips befindet, so wie in dieser Arbeit. Hier wird versucht, das Licht, das sich in einem Medium mit Brechungsindex n_1 ausbreitet, von der Seite unter dem Winkel θ_m in einen Wellenleiter, dessen Mode den Ausbreitungskoeffizienten β_m besitzt, einzukoppeln. Hierzu müsste die Gleichung

$$k \cdot n_1 \cdot \sin(\theta_m) = \beta_m = k \cdot n_{\text{eff}} \quad (15)$$

erfüllt sein [12]. Andererseits muss auch $n_{\text{eff}} > n_1$ gelten, damit Totalreflexion überhaupt erst auftreten und das Licht im Wellenleiter geführt werden kann. Unter dieser Voraussetzung kann Gleichung 15 nicht erfüllt werden. Aus diesem Grund werden hierzu Gitterkoppler zur Hilfe genommen. In Abbildung 6 ist beispielhaft der Aufbau eines fokussierenden Gitterkopplers mit Verjüngung aufgezeigt. Dieser Typ von Gitterkopplern wird auch in dieser Arbeit

untersucht. Ein Lichtstrahl, der üblicherweise von größerem Ausmaß als der Wellenleiter ist, wird auf dessen Größe reduziert, was durch den verjüngten Gitterkoppler mit gekrümmten Gitterlinien erreicht wird, deren gemeinsamer Fokus an der Schnittstelle zwischen Gitterkoppler und Wellenleiter liegt [12].

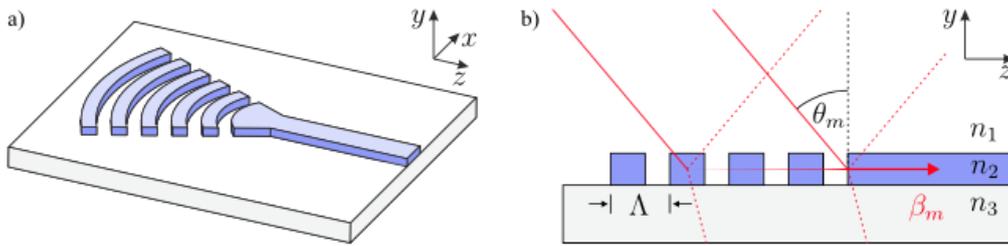


Abbildung 6: a) Veranschaulichung eines fokussierenden Gitterkopplers mit Verjüngung von oben. b) Querschnitt durch den Gitterkoppler mit der Periode Λ . Zudem ist dargestellt, wie Licht unter dem Winkel θ_m auf den Gitterkoppler trifft und zu einem Teil in den Wellenleiter geführt wird [12].

Das Gitter des Gitterkopplers aus Abbildung 6 hat dabei die Periode Λ . Wird das Licht als Welle betrachtet, so ist nach dem Huygensschen Prinzip jede Gitterlinie Ausgangspunkt von Elementarwellen die miteinander interferieren. Das Gitter wird als eindimensionale, periodische Struktur angesehen und die durch dieses Gitter entstehenden Beugungseffekte, die in Abbildung 7 dargestellt sind, können somit durch das Bragg-Gesetz beschrieben werden. Hieraus folgt die Bragg-Bedingung der Form [14]:

$$k_z = \beta - m \cdot K = \beta - \frac{2 \cdot \pi \cdot m}{\Lambda} \quad (16)$$

Hierbei ist k_z die z-Komponente des Wellenvektors k des gebeugten Strahls, β die Ausbreitungskonstante der Wellenleitermode und $K = \frac{2 \cdot \pi}{\Lambda}$ der Wellenvektor des Gitters mit der Brechungsordnung m .

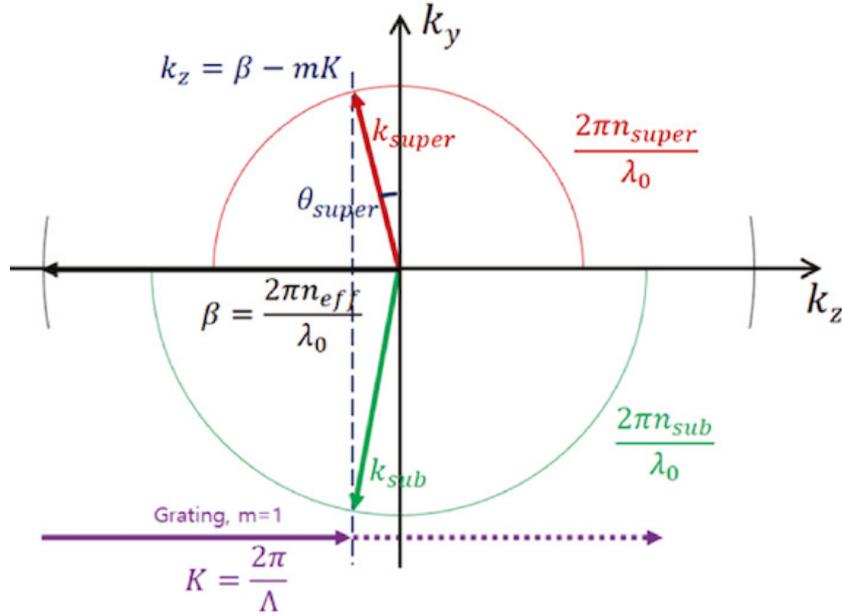


Abbildung 7: Graphische Visualisierung der Bragg-Bedingung bei einem Gitterkoppler [5].

Wird das anfängliche Problem betrachtet, bei dem Licht mit dem Wellenvektor k sich in einem Medium mit Brechungsindex n_1 ausbreitet und unter dem Winkel θ_m in einen Wellenleiter mit Ausbreitungskoeffizienten β_m eingekoppelt werden soll, so lässt sich die z -Komponente des gebeugten Strahls schreiben als $k_z = k \cdot n_1 \cdot \sin(\theta_m)$. Wird das in Gleichung 16 eingesetzt, wobei die Ausbreitungskonstante β des Wellenleiters in diesem Fall wieder β_m genannt wird, so folgt daraus die Gleichung:

$$k \cdot n_1 \cdot \sin(\theta_m) = \beta_m - \frac{2 \cdot \pi \cdot m}{\Lambda}. \quad (17)$$

Diese Gleichung, die von nun an als Bragg-Bedingung bezeichnet wird, kann nun auch für den Fall der Totalreflexion erfüllt werden. Auf die gleiche Weise, also unter Verwendung eines identischen Gitterkopplers, kann das Licht den Wellenleiter am anderen Ende auch wieder verlassen. Es ist aber nicht nur wichtig, Licht überhaupt in den Wellenleiter einzukoppeln und aus ihm wieder auszukoppeln, sondern es soll im Idealfall auch eine maximale Koppelungseffizienz erreicht werden. Hier ist auf eine möglichst hohe Direktionalität zu achten. Sie gibt das Verhältnis der Leistung des Lichts, das aufwärts den

Wellenleiter verlässt, und der Leistung des Lichts, das in den Wellenleiter eingestrahlt wird, an. Außerdem muss darauf geachtet werden, dass die Mode des Lichts und die anzuregende Mode des Wellenleiters so gut wie möglich zueinander passen. Dazu muss einerseits die Polarisation der Lichtmode der Polarisation der anzuregenden Wellenleitermode entsprechen. Andererseits sollen auch die jeweiligen transversalen Feldverteilungen möglichst übereinstimmen [5].

Eine Variante zur Verbesserung der Kopplungseffizienz bieten deshalb z.B. apodisierte Gitterkoppler. Auch die Verwendung von Rückseitenreflektoren ermöglicht eine bessere Kopplungseffizienz. Beispielhaft ist ein apodisierter Gitterkoppler in Abbildung 8 dargestellt, zudem ist die Idee hinter einem solchen Gitterkoppler visualisiert. Hier ist zu sehen, dass das Licht nach dem Gitterkoppler nicht in den freien Raum gestrahlt wird, wie es im Versuch der Fall ist, sondern es wird in eine Faser gekoppelt. Die Idee, dass die Mode im Gitterkoppler und die Mode des ausgekoppelten Lichts sich möglichst ähneln sollen, ist aber die Gleiche und auch auf den Fall übertragbar, dass Licht in den Gitterkoppler eingekoppelt, statt ausgekoppelt wird. Denn bei der Verwendung eines periodischen Gitters besitzt die Amplitude der transversalen Feldverteilung eine exponentiell abfallende Form. Damit sie der gaußförmigen transversalen Feldverteilung der Mode in der Faser ähnelt, wird ein apodisiertes Gitter verwendet, bei dem sich der Abstand zwischen den Gitterlinien unterscheidet, um so durch den besseren Überlapp der beiden Feldverteilungen die Kopplungseffizienz zu steigern [5].

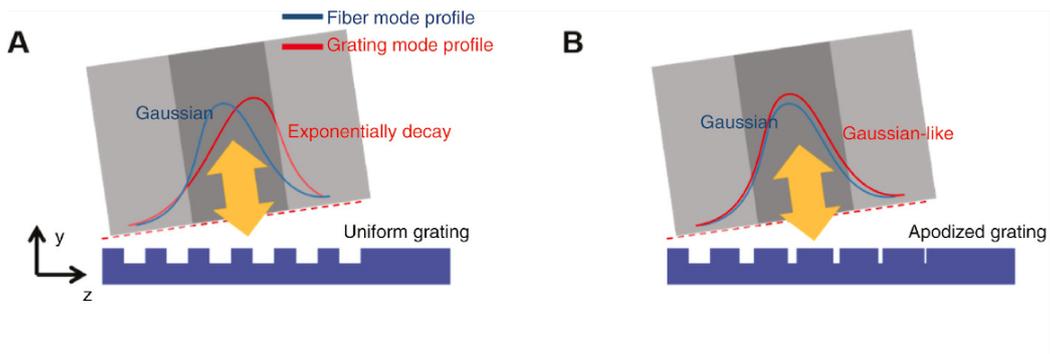


Abbildung 8: Querschnitt durch einen Gitterkoppler und Darstellung des Überlapps zwischen Fasermode und Gittermode bei a) einem periodischen Gitter und b) einem apodisierten Gitter [5].

Ohne die Verwendung eines apodisierten Gitters wäre die theoretisch maximal erreichbare Kopplungseffizienz aufgrund der Unterschiede der trans-

versalen Feldverteilung von Lichtmode und Gittermode auf einen Wert von 80% limitiert [15]. Wie groß nun die maximale Kopplungseffizienz ist, hängt von mehreren Faktoren ab. Unter den Voraussetzungen aus [16] wurde dort bei apodisierten Gitterkopplern eine Kopplungseffizienz von 83% vorhergesagt und experimentell eine Kopplungseffizienz von 81% erreicht. Bei apodisierten Gitterkopplern, die einen variierenden Füllfaktor entlang des Gitters haben, ergibt sich nämlich eine Aperiodizität, die die Bragg-Bedingung aus Gleichung 17 beeinflusst und die Kopplungseffizienz so wieder verringert. Das Problem der Aperiodizität des Gitters wurde in [16] behoben und dadurch die bisher beste Kopplungseffizienz bei apodisierten Gitterkopplern ohne Verwendung eines Rückseitenspiegels erzielt.

Denn mit Hilfe von Rückseitenspiegeln lässt sich die Kopplungseffizienz noch weiter steigern, da mit ihnen die Direktionalität verbessert werden kann. Beim Ein- und Auskoppeln wird beispielsweise durch die Beugung des Lichts in das Substrat, dargestellt in Abbildung 7, die Direktionalität verringert. Das kann durch die Verwendung von Rückseitenspiegeln abgemildert werden, bei der eine reflektierende Schicht das gebeugte Licht wieder aufwärts richtet [5].

3 Aufbau und Messprinzip

In diesem Kapitel wird erklärt, aus welchen optischen Elementen der Messplatz besteht und was sie bezwecken. Die Charakterisierung des Aufbaus bezüglich der Strahldurchmesser und weiterer Parameter erfolgt dann im nächsten Kapitel.

Ziel dieser Arbeit ist es mit Hilfe eines 780 nm-Lasers unterschiedliche Wellenleiterstrukturen aus Siliziumnitrid, die sich zusammen auf einem Chip befinden, auf mehrere Parameter zu untersuchen. Dazu dient der in Abbildung 9 dargestellte Aufbau. Um in die Wellenleiter einzukoppeln werden Gitterkoppler benutzt, die auf einen $\frac{1}{e^2}$ -Strahldurchmesser von 10 μm optimiert sind und den Laserstrahl auf die Wellenleiter von 500 nm Breite fokussieren. Der Strahldurchmesser des verwendeten Laserlichts soll also zuerst auf diese Größe reduziert werden, um erfolgreich in die Strukturen einzukoppeln. Zum Erreichen dieses Fokusbereichs wird das Licht mit einer 50 mm-Linse auf die Gitterkoppler fokussiert.

Damit der gewünschte $\frac{1}{e^2}$ -Strahldurchmesser im Fokus dieser Linse erreicht wird, muss der Laserstrahl zuerst aufgeweitet werden. Hierzu dient das Teleskop, bestehend aus einer weiteren 50 mm- und einer 200 mm-Linse, das den Strahl vierfach vergrößert. Mit einer $\frac{\lambda}{2}$ -Verzögerungsplatte vor den Wellenleiterstrukturen soll die Polarisation des Laserlichts so verändert werden, dass sie möglichst gut mit der Polarisation der Wellenleitermode übereinstimmt. Dadurch kann nämlich die Kopplungseffizienz verbessert werden, genauso wie durch das Bewegen des Chips mittels einer dreidimensionalen Stage, womit die optimale Position der Koppler gefunden werden soll. Die Stage mit den Strukturen ist dabei um den in Abbildung 9 dargestellten Winkel θ gekippt, da die Bragg-Bedingung aus Gleichung 17 für optimales Einkoppeln erfüllt werden soll.

Mit einem polarisierenden Strahlteiler kann die Leistung des einfallenden Laserlichts geregelt werden. Ein 90 : 10-Strahlteiler sorgt dann einerseits dafür, dass nur ca. 10% des auf ihn einfallenden Lichts auf die Strukturen trifft, aber andererseits werden so ungefähr 90% des ausgekoppelten Laserlichts in Richtung der Kamera reflektiert. Auf dieser soll neben dem Laserstrahl auch die untersuchte Struktur zu sehen sein, wozu der Chip mit einer 780 nm-LED beleuchtet wird. Hierbei sorgt eine 400 mm-Linse in Kombination mit der 50 mm-Linse für eine achtfache Vergrößerung auf der Kamera. Auf ihr wird die Lochblende unter Verwendung einer weiteren 50 mm-Linse abgebildet, wobei die Lochblende Reflexe und Streulicht blocken soll.

So ist es möglich, nur das Licht des ausgekoppelten Strahls mit der Photodiode 1 zu detektieren, wozu der Flipspiegel gebraucht wird. Die Spannung des auf die Strukturen einfallenden Lichts wird mittels der Photodiode 2 ge-

messen. Die Spannungen sollen dann in Leistungen umgerechnet werden um schließlich aus dem Leistungsverhältnis die Kopplungseffizienz der Strukturen zu bestimmen. Basierend auf diesen Überlegungen wurde der in Abbildung 9 veranschaulichte Messplatz aufgebaut, wobei der in Abbildung 3.2 in [12] dargestellte Aufbau als Vorbild dient.

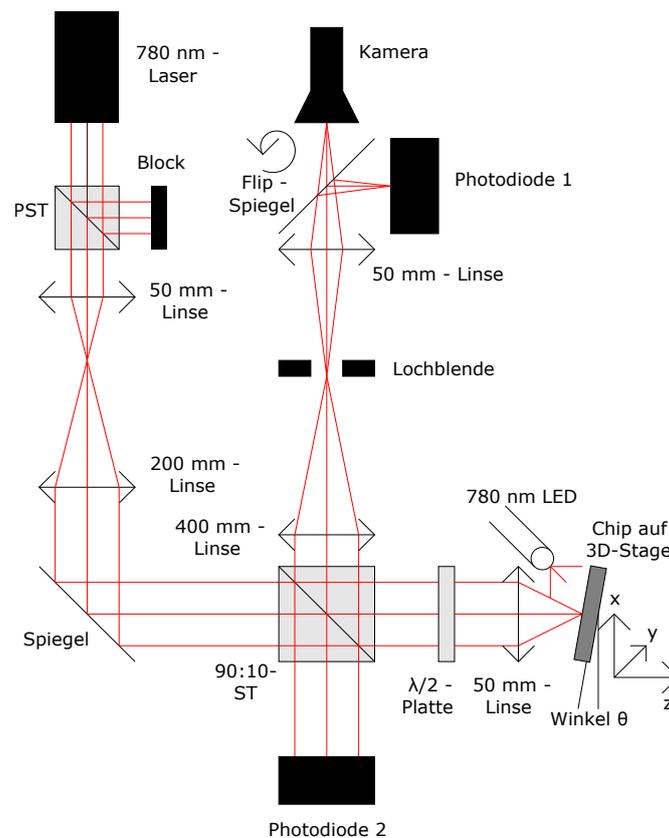


Abbildung 9: Schematische Skizze des Aufbaus. Zu sehen ist der Strahlenverlauf des Laserlichts und die verwendeten optischen Elemente, wobei die Abkürzung (P)ST für (polarisierender) Strahlteiler steht.

4 Charakterisierung des Aufbaus

Im letzten Kapitel ist die Funktion des Aufbaus qualitativ erklärt, während in diesem Kapitel der Aufbau quantitativ beschrieben wird. Es wird erklärt wie der Aufbau entstand, wozu wichtige Größen des Laserstrahls bestimmt und die Auflösung und der Kontrast des Systems ermittelt werden. Außerdem wird erläutert, wie mittels der Photodioden die Leistung des Lasers gemessen wird um damit die Kopplungseffizienz zu bestimmen.

4.1 Durchmesser und Qualität des Laserstrahls

Zuerst muss sich überlegt werden, mit welcher Linse das Laserlicht auf die Wellenleiterstrukturen fokussiert wird. Einerseits soll der Strahl stark fokussiert werden, damit der gewünschte $\frac{1}{e^2}$ -Strahldurchmesser von ungefähr $10\ \mu\text{m}$ erreicht wird. Andererseits soll sich der Chip in Zukunft in einem Ofen befinden, dessen Öffnung die Fokussierung des Strahls beschränkt. Als Kompromiss wird eine Linse mit der Brennweite $f = 50\ \text{mm}$ gewählt.

Die nächste Aufgabe beim Aufbauen des Versuchs ist es, den Strahl des $780\ \text{nm}$ -Lasers auf einen $\frac{1}{e^2}$ -Strahldurchmesser von ungefähr $10\ \mu\text{m}$ zu bringen. Hierbei gibt es einige Herausforderungen, so divergiert der Laserstrahl entlang der Ausbreitungsrichtung z wie in Abbildung 2 graphisch dargestellt und in Gleichung 2 mathematisch beschrieben. Damit der Laserstrahl im Fokus die gewünschte Größe erreicht, muss zuerst der $\frac{1}{e^2}$ -Strahldurchmesser zu Beginn, also beim Austreten aus der Faser, bekannt sein.

Um diesen Wert zu bestimmen, wird die sogenannte Knife-Edge-Methode, wie in [17] beschrieben, angewendet. Hierbei wird eine Klinge senkrecht an die Position z im optischen Weg gestellt, an der man den Strahldurchmesser messen will. Direkt dahinter wird ein Messgerät aufgestellt, mit dem die Leistung P bestimmt werden kann, in dieser Arbeit wird hierzu ein Powermeter verwendet.

Zu Beginn der Messung ist die Klinge so platziert, dass sie das Powermeter nicht verdeckt und die Leistung des gesamten Laserstrahls gemessen wird, also ein Leistungsmaximum P_{max} . Dann wird sie sukzessive in gewünschten Schritten in y -Richtung bewegt und jedes Mal die gemessene Leistung notiert, bis die Klinge den Strahl komplett abschneidet, also die Leistung auf ein Minimum abgefallen ist, dass dem Offset P_{off} entspricht. Zum Verschieben der Klinge wird in dieser Arbeit eine Mikrometer-Bühne benutzt. Die Messdaten werden dann geplottet und die Funktion

$$P = P_{\text{off}} + \frac{P_{\text{max}}}{2} \cdot \left(1 - \operatorname{erf} \left(\sqrt{2} \cdot \frac{y - y_0}{w} \right) \right) \quad (18)$$

an die Messwerte gefittet, was in Abbildung 10 dargestellt ist. In Gleichung 18 ist y_0 die y -Position der Klinge, an der die Leistung P auf den Wert $\frac{P_{\text{max}}}{2} + P_{\text{off}}$ abgefallen ist und der $\frac{1}{e^2}$ -Strahlradius wird mit w bezeichnet. Aus dem Fit ergibt sich hierfür ein Wert von $w = 0,7\text{mm}$. Damit ist der $\frac{1}{e^2}$ -Strahldurchmesser an dieser z -Position bestimmt auf den Wert $2w = 1,4\text{ mm}$.

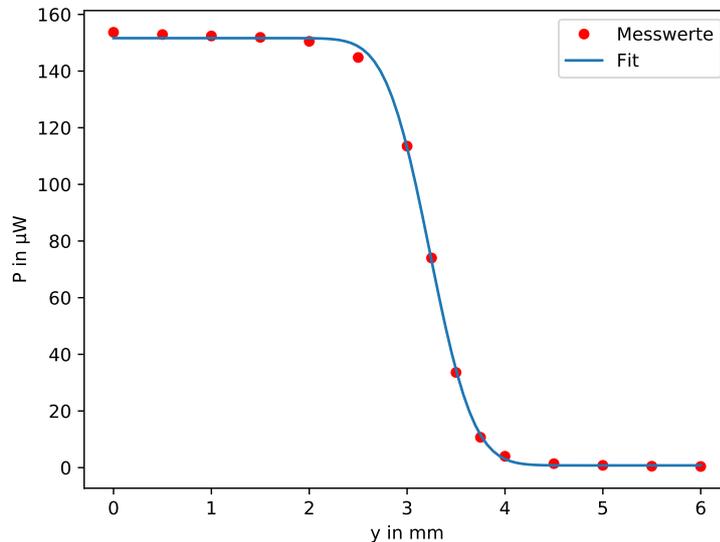


Abbildung 10: Graphische Darstellung der Messwerte der Laserleistung P in Abhängigkeit der Position y der Klinge. Zudem ist eine Fitfunktion nach Gleichung 18 an die Messwerte gelegt, aus der sich der $\frac{1}{e^2}$ -Strahlradius w des Lasers ergibt.

Jetzt ist der $\frac{1}{e^2}$ -Strahlradius also an einer Position bekannt, allerdings wird dieser entlang der Ausbreitungsrichtung z des Laserlichts variieren, wie in Gleichung 2 gezeigt. Deshalb wird mittels der Knife-Edge-Methode der $\frac{1}{e^2}$ -Strahlradius an mehreren Positionen z gemessen und die Messergebnisse mit Fehlerbalken in Abbildung 11 dargestellt, wobei Gleichung 2 an die Messwerte gefittet ist.

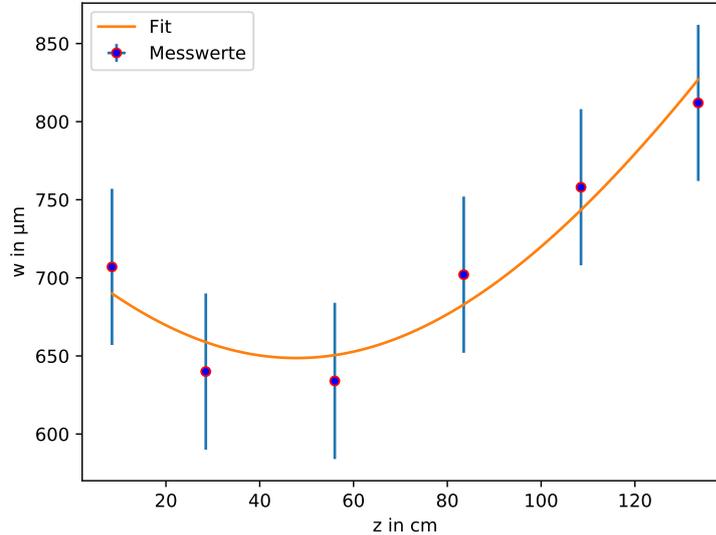


Abbildung 11: Graphische Darstellung der Messergebnisse und Fehlerbalken des $\frac{1}{e^2}$ -Strahlradius w in Abhängigkeit des optischen Weges z . Zudem ist eine Fitfunktion nach Gleichung 2 an die Messwerte gelegt, aus der sich der $\frac{1}{e^2}$ -Strahlradius w_0 in der Strahltaile und der M^2 -Parameter des Laserstrahls berechnen.

Aus den Fitparametern ergibt sich für den $\frac{1}{e^2}$ -Strahlradius in der Strahltaile ein Wert von $w_0 \approx 0,65$ mm und eine Rayleighlänge von $z_R \approx 108$ cm. Aus diesen Werten lässt sich auch noch der M^2 -Parameter bestimmen, der ein Maß für die Qualität des Laserstrahls ist. Hierzu ergibt sich aus Gleichung 3 der Ausdruck $\frac{w_0^2}{z_R} = \theta_0 \cdot w_0$. Wird das jetzt in Gleichung 7 für $\theta_{\text{Laser}} \cdot w_{\text{Laser}}$ eingesetzt, so folgt schließlich

$$M^2 = \frac{w_0^2 \cdot \pi}{z_R \cdot \lambda} = \frac{(0,65 \cdot 10^{-3} \text{ m})^2 \cdot \pi}{1,08 \text{ m} \cdot 780 \cdot 10^{-9} \text{ m}} \approx 1,58 \quad (19)$$

Das ist ein realistischer Wert für den M^2 -Parameter, da $M^2 \geq 1$ ist, wobei $M^2 = 1$ dem Fall entspricht, dass die Feldverteilung des Laserlichts ein ideales Gaußprofil hat. Das in diesem Versuch verwendete Laserlicht weicht also etwas von einem idealen Gaußstrahl ab.

4.2 Strahlaufweitung durch das Teleskop

Nachdem jetzt die Strahlqualität eingeschätzt werden kann und der $\frac{1}{e^2}$ -Durchmesser des Laserstrahls bekannt ist, wird weiter das Ziel verfolgt, diesen mit der 50 mm-Linse auf eine Größe von ungefähr 10 μm zu fokussieren. Denn ist die Brennweite (50 mm) und der Durchmesser (≈ 25 mm) der Linse, sowie die Wellenlänge (780 nm) des verwendeten Lichts und der gewünschte $\frac{1}{e^2}$ -Durchmesser (≈ 10 μm) des Laserstrahls im Fokus bekannt, so lässt sich mit Hilfe der Funktion „focussing a gaussian beam“ der Software „ToptiCalc“ der $\frac{1}{e^2}$ -Strahldurchmesser bestimmen, der benötigt wird, um bei den gegebenen Voraussetzungen den gewünschten $\frac{1}{e^2}$ -Strahldurchmesser im Fokus zu erreichen.

Hierbei ist zudem zu beachten, dass der $\frac{1}{e^2}$ -Strahldurchmesser beim Austritt aus der Faser 1,4 mm beträgt. Da versucht wird, diesen Strahl mit Hilfe eines Teleskops aufzuweiten, soll das mittels ToptiCalc erreichte Ergebnis für den Strahldurchmesser praktischerweise ein ganzzahliges Vielfaches davon sein. Mit einer vierfachen Vergrößerung, also einem $\frac{1}{e^2}$ -Strahldurchmesser von $4 \cdot 1,4 \text{ mm} = 5,6 \text{ mm}$, wird bei den gegebenen Voraussetzungen im Fokus der 50 mm-Linse ein $\frac{1}{e^2}$ -Strahldurchmesser von 8,9 μm durch die Berechnung mittels ToptiCalc erwartet. So wird mit Hilfe einer weiteren 50 mm-Linse und einer 200 mm-Linse ein Teleskop mit vierfacher Vergrößerung in den Strahlengang eingebaut, indem die beiden Linsen im Abstand der Summe ihrer beiden Brennweiten zueinander aufgestellt werden.

Anschließend wird an zwei verschiedenen Positionen entlang des optischen Weges z hinter dem Teleskop mit Hilfe der Knife-Edge-Methode überprüft, ob tatsächlich ein $\frac{1}{e^2}$ -Strahldurchmesser von 5,6 mm erreicht ist. Die Messwerte, an die wieder jeweils eine Funktion nach Gleichung 18 gefittet wurde, sind graphisch in Abbildung 12 dargestellt.

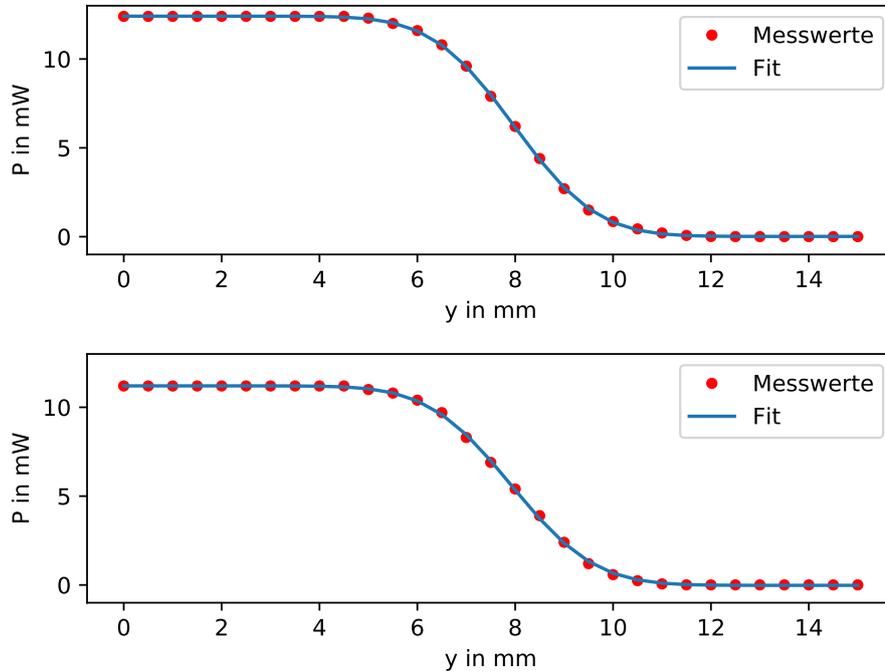


Abbildung 12: Graphische Darstellung der Messwerte der Laserleistung P in Abhängigkeit der Position y der Klinge an zwei verschiedenen Positionen z im optischen Weg. Die Messdaten der oberen Graphik entstammen einer Messung direkt hinter dem ersten Teleskop, die Messdaten der unteren Graphik wurden etwa einen Meter weiter im optischen Weg z aufgenommen. Zudem ist jeweils eine Fitfunktion nach Gleichung 18 an die Messwerte gelegt, aus der sich der $\frac{1}{e^2}$ -Strahlradius w des Lasers an der entsprechenden Position z ergibt.

Aus den beiden Fits resultieren für den $\frac{1}{e^2}$ -Strahldurchmesser die Werte 5,29 mm direkt hinter dem Teleskop und 5,36 mm, ungefähr einen Meter weiter im optischen Weg. Das ist eine Abweichung von ungefähr 1,3%. Es muss allerdings berücksichtigt werden, dass es bei der Messung zu Messabweichungen kommt und dass es sich um einen Gaußstrahl handelt, der nicht komplett gebündelt ist, sondern entlang der Ausbreitungsrichtung divergiert. Unter diesen Voraussetzung lassen die beiden Resultate darauf schließen, dass das Licht hinter dem Teleskop ausreichend gut kollimiert ist.

Mit den Ergebnissen aus dem Fit werden jetzt mittels ToptiCalc die $\frac{1}{e^2}$ -Strahldurchmesser im Fokus der 50 mm-Linse berechnet, mit der dann das Licht auf die Wellenleiterstrukturen fokussiert werden soll. Aus diesen Be-

rechnungen werden für den $\frac{1}{e^2}$ -Strahldurchmesser Werte von $9,4 \mu\text{m}$, bzw. $9,3 \mu\text{m}$ erwartet. Die leichte Abweichung zu den anfangs berechneten $8,9 \mu\text{m}$ kommt daher, dass der Strahldurchmesser nach dem Teleskop eben nicht die $5,6 \text{ mm}$ erreicht.

4.3 Strahldurchmesser im Fokus

Nach dem Teleskop wird die 50 mm -Linse eingebaut, mit der dann der Laserstrahl auf die Wellenleiterstrukturen fokussiert werden soll. Schließlich soll noch überprüft werden, ob der $\frac{1}{e^2}$ -Strahldurchmesser jetzt tatsächlich in dem Bereich liegt, der sich aus den Berechnungen mittels ToptiCalc ergibt. Hierzu könnte man wieder mittels der Knife-Edge-Methode den $\frac{1}{e^2}$ -Strahlradius an verschiedenen Positionen z hinter der 50 mm -Linse bestimmen und aus einem Fit mit der Gleichung 2 dann den $\frac{1}{e^2}$ -Strahlradius w_0 im Fokus berechnen. Allerdings fokussiert die 50 mm -Linse sehr stark, sodass sich der Strahlradius w im Bereich des Fokus sehr schnell ändert und deshalb diese Methode ungeeignet erscheint, da man in einem sehr kleinen Bereich um den Fokuspunkt messen muss.

Stattdessen wird ein Powermeter hinter eine Mikrometer-Stage angebracht, auf der eine Lochblende mit $20 \mu\text{m}$ Durchmesser steht. Die Lochblende wird so ausgerichtet, dass der Strahl vollständig durch sie hindurchgeht und die Leistung P gemessen. Zuerst wird das Leistungsmaximum gesucht und dort die Mikrometer-Bühne angebracht. Mit ihrer Hilfe wird die Lochblende ein paar hundert Mikrometer aus dem Fokus zurückgefahren, also in negative z -Richtung. Hier ist der Strahl größer als im Fokus und trifft deshalb nicht mehr komplett durch die Lochblende, die am Powermeter gemessene Leistung ist dementsprechend geringer. Jetzt wird die Lochblende in positive z -Richtung bewegt und alle $100 \mu\text{m}$ die Leistung P notiert. Sie ist im Fokuspunkt am größten und fällt danach wieder ab, wobei die Messung solange geht, bis die Leistung wieder in dem Bereich des ersten Messwertes liegt.

Da jetzt die Leistung P des Laserlichts in Abhängigkeit der Position z gemessen wurde, statt den $\frac{1}{e^2}$ -Strahlradius w für verschiedene Stellen entlang z zu bestimmen, kann Gleichung 2 nicht mehr als Fitfunktion verwendet werden. Um eine Funktion an die Messwerte der Leistung P zu fitten, wird sich aber an Gleichung 2 orientiert. Es wird angenommen, dass es einen linearen Zusammenhang zwischen P und w gibt, woraus sich die Formel

$$P(z) = P_0 \cdot \sqrt{1 + \left(\frac{z - z_0}{z_R}\right)^2} = a \cdot w_0 \cdot \sqrt{1 + \left(\frac{z - z_0}{z_R}\right)^2} \quad (20)$$

ergibt, mit der Proportionalitätskonstante a und der Fokusposition z_0 . Um die Anzahl der Fitparameter zu verringern, wird weiter Gleichung 4 für die Rayleighlänge z_R in Gleichung 20 eingesetzt, woraus die Formel

$$P(z) = a \cdot \sqrt{w_0^2 + \left(\frac{\lambda \cdot (z - z_0)}{\pi \cdot w_0} \right)^2} \quad (21)$$

folgt. Diese Gleichung hat jedoch ein Minimum im Fokuspunkt $z = z_0$. Das ist nicht weiter verwunderlich, da Gleichung 2 die Grundlage für diese Formel darstellt. Sie beschreibt den $\frac{1}{e^2}$ -Strahlradius w , der ja im Fokus tatsächlich ein Minimum besitzt. Hier trifft aber der volle Laserstrahl durch die Lochblende auf das Powermeter und die Leistung ist maximal. Dementsprechend wird Gleichung 21 noch modifiziert, so dass sich schließlich die gesuchte Fitfunktion

$$P(z) = a \cdot \left(w_1 - \sqrt{w_0^2 + \left(\frac{\lambda \cdot (z - z_0)}{\pi \cdot w_0} \right)^2} \right) \quad (22)$$

ergibt, die bei $z = z_0$, also im Fokuspunkt, auch tatsächlich ein Leistungsmaximum hat. Die Messwerte sind in Abbildung 13 graphisch dargestellt, wobei die Gleichung 22 an die Messdaten gefittet ist.

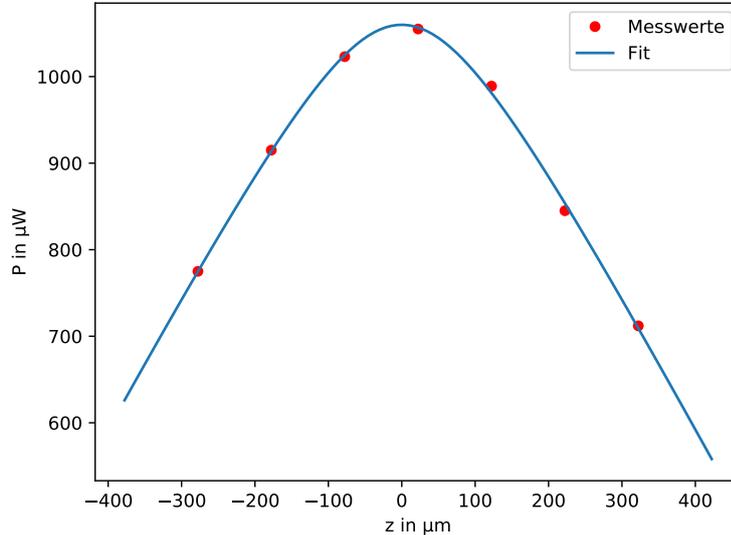


Abbildung 13: Graphische Darstellung der Messwerte der Laserleistung P in Abhängigkeit des optischen Weges z . Hierbei ist $z = 0$ die Position des Fokus der Linse, die den Laserstrahl auf die Wellenleiterstrukturen fokussiert. Zudem ist eine Fitfunktion nach Gleichung 22 an die Messwerte gelegt, aus der der $\frac{1}{e^2}$ -Strahlradius w_0 in der Strahltaile des fokussierten Laserstrahls bestimmt wird.

Die gefundene Gleichung 22 beschreibt die Messwerte also gut. Aus dem Fit resultiert für den $\frac{1}{e^2}$ -Strahldurchmesser ein Wert von $2w_0 = (11,22 \pm 0,92) \mu\text{m}$. Innerhalb des Fehlers liegt dieser Wert also in dem Bereich der ursprünglich anvisierten $10 \mu\text{m}$.

4.4 Bestimmung der Auflösung

Jetzt ist der Strahl charakterisiert und der Aufbau wird so fortgeführt, dass letztendlich der Laserstrahl gemeinsam mit der untersuchten Wellenleiterstruktur auf der Kamera scharf abgebildet wird. Hierbei ist es interessant zu wissen, welche Auflösung und welcher Kontrast mit dem aufgebauten Messplatz erreicht wird. Um das zu untersuchen, wird eine „USAF 1951 1X“ - Testtafel der Firma Edmund Optics verwendet. Dazu wird sie anstelle des Wellenleiterstrukturen-Chips in den Fokus der 50 mm-Linse gesetzt und mit Licht einer Wellenlänge von $\lambda = 780 \text{ nm}$ aus einer LED beleuchtet. Ein Bild eines Ausschnitts dieser Testtafel, das mit der im Versuch verwendeten Kamera aufgenommen wurde, ist in Abbildung 14 zu sehen.

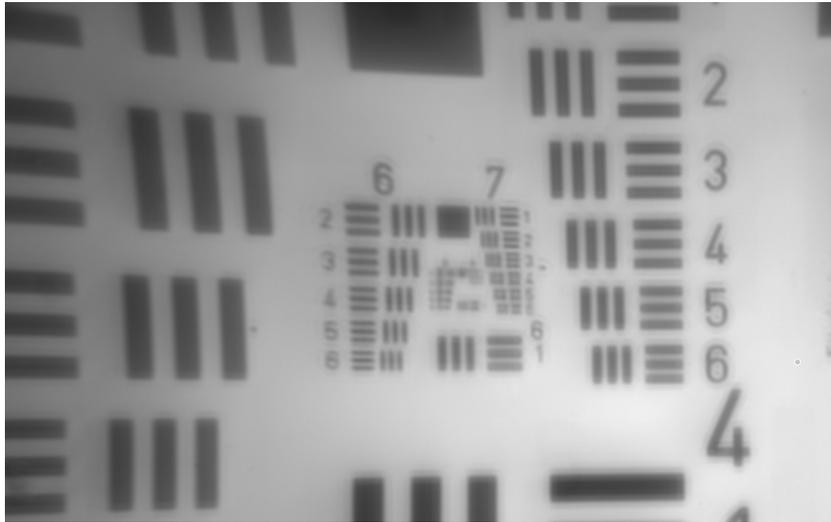


Abbildung 14: Dargestellt ist ein Bild eines Ausschnitts einer „USAF 1951 1X“ - Testtafel, aufgenommen mit Hilfe der Kamera im Versuchsaufbau. Zu sehen sind auf dieser Testtafel sowohl vertikale, als auch horizontale Dunkel-Hell-Muster verschiedener Größen.

Die Testtafel ist in Gruppen aus jeweils 6 Elementen eingeteilt, wobei jedes Element aus 3 vertikalen und 3 horizontalen, parallelen Streifen besteht. Die Größe der Streifen, wie auch deren Abstand, variiert sowohl von Gruppe zu Gruppe, als auch innerhalb einer Gruppe. Die größten Elemente sind in der ersten Gruppe zu finden, die kleinsten in der neunten Gruppe. In einer Gruppe ist Element 1 das Größte und Element 6 das Kleinste. Die Elementnummer steht rechts, bzw. links an der Seite des entsprechenden Elements, die Gruppennummer ist am oberen Ende einer Gruppe zu finden. In Abbildung 14 sind beispielsweise die Gruppen 6 und 7 zu sehen, zentral zwischen diesen beiden Gruppen befinden sich die Gruppen 8 und 9. Dort sind die Hell-Dunkel-Muster aber nicht mehr zu erkennen, so sind sie unbrauchbar zur Kontrast- und Auflösungsbestimmung. Hierzu wird die Gruppe 7 verwendet.

Um die Auflösung zu ermitteln, muss das Element gefunden werden, bei dem sich die Hell-Dunkel-Streifen gerade noch unterscheiden lassen. Mit Hilfe der entsprechenden Gruppen- und Elementnummer ergibt sich dann die Auflösung. Beim ersten Element der Gruppe 7 sind die Hell-Dunkel-Unterschiede noch klar zu sehen, im letzten Element nicht mehr. Das Auflösungslimit liegt also irgendwo dazwischen. Es wird hier davon abgesehen, dieses Auflösungslimit mit dem Auge zu bestimmen, da das keine objektive Methode darstellt. Stattdessen wird hierzu das Rayleigh-Kriterium verwendet, das besagt, dass

bei einem Muster aus dunklen und hellen Streifen, so wie es auf der „USAF 1951 1X“ - Testtafel zu finden ist, das Auflösungslimit bei einem Intensitätsverhältnis von $\frac{I_{\min}}{I_{\max}} = 0,81$ erreicht ist [18]. Hierbei ist I_{\min} das Intensitätsminimum und I_{\max} das Intensitätsmaximum eines Elements. Wird bei einem Element also festgestellt, dass $\frac{I_{\min}}{I_{\max}} > 0,81$, so gilt dieses Element nicht mehr als auflösbar.

Zur Bestimmung der Auflösung wird deshalb für jedes der sechs Elemente der siebten Gruppe das Muster mit den vertikalen Streifen verwendet und die Intensität bei der mittleren Pixelanzahl in y -Richtung gegen die Pixelanzahl in x -Richtung geplottet. Aus diesen Plots wird jeweils I_{\min} und I_{\max} bestimmt und anschließend für jedes der sechs Elemente das Intensitätsverhältnis $\frac{I_{\min}}{I_{\max}}$ berechnet. Die Ergebnisse sind in Tabelle 1 dargestellt.

Tabelle 1: Intensitätsverhältnisse $\frac{I_{\min}}{I_{\max}}$ der Elemente aus Gruppe 7.

Element	$\frac{I_{\min}}{I_{\max}}$
1	0,59
2	0,75
3	0,75
4	0,78
5	0,81
6	0,83

Daraus folgt, dass das Auflösungslimit bei Gruppe 7, Element 5 erreicht ist. Das lässt sich zudem in Abbildung 15 beobachten. Hier repräsentieren die 3 oberen und unteren Bilder von links nach rechts die Elemente 6, 5, und 1 der Gruppe 7. Im oberen Teil sind die entsprechenden vertikalen Hell-Dunkel-Streifen zu sehen. Bei Element 1 sind diese ganz deutlich zu unterscheiden, während bei Element 6 keine klare Grenze mehr zu sehen ist zwischen den Streifen, die als solche auch gar nicht mehr zu erkennen sind. Bei Element 5 hingegen lassen sich die beiden Streifen gerade noch voneinander unterscheiden.

Das Gleiche lässt sich feststellen, wenn von diesen Bildern der mittlere Wert der Pixelanzahl in y -Richtung ausgewählt wird und die Intensität gegen die Pixelanzahl in x -Richtung geplottet wird, was im unteren Teil von Abbildung 15 zu sehen ist. Für das erste Element sind klare Maxima und Minima der Intensität zu erkennen, während bei Element 6 nur ein Minimum zu sehen ist. Hier lassen sich die Dunkel-Hell-Streifen nicht mehr auseinanderhalten.

Bei Element 5 wiederum sind zwei Minima und ein Maximum der Intensität auszumachen. Auch wenn das zweite Minimum deutlich schwächer ist, lassen sich hier die Dunkel-Hell-Streifen also noch voneinander unterscheiden. Es ergibt sich für das Auflösungslimit das gleiche Resultat wie mit dem Rayleigh-Kriterium, daher scheint dieses sinnvoll zu sein.

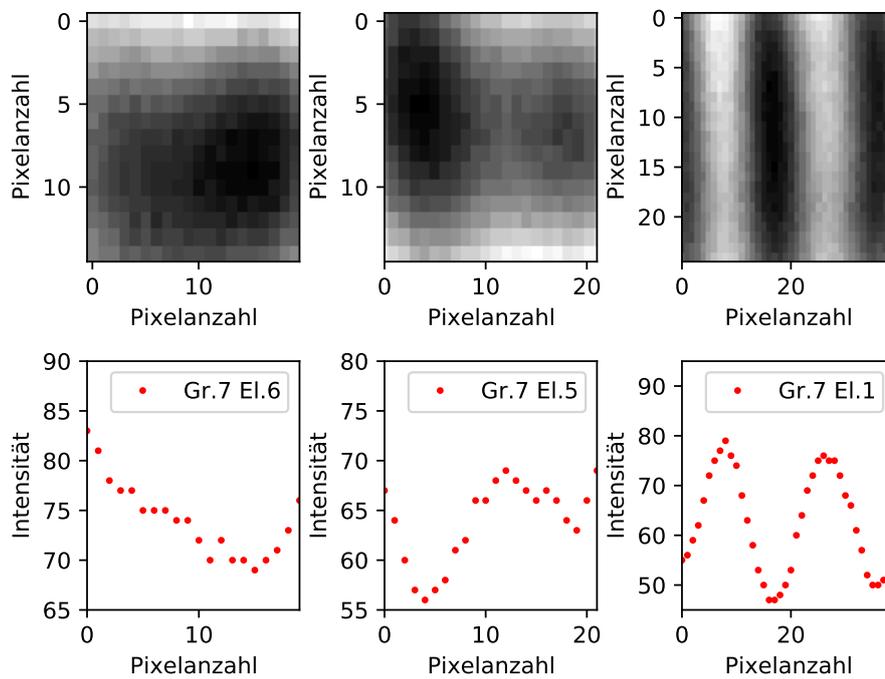


Abbildung 15: In den drei oberen Bildern sind die Ausschnitte aus Abbildung 14 dargestellt, die von links nach rechts den Elementen 6, 5 und 1 der Gruppe 7 entsprechen. Dabei ist von jedem Element nur der Teil mit den vertikalen Linien ausgewählt. Bei jedem dieser Bilder wird bei der Pixelanzahl in y -Richtung der mittlere Wert ausgewählt und in den unteren drei Bildern hierfür die entsprechende Intensität gegen die Pixelanzahl auf der x -Achse aufgetragen.

Jetzt wo die Gruppe und das Element bekannt ist, an dem das Auflösungslimit erreicht ist, lässt sich die Auflösung mittels

$$\begin{aligned} \text{Auflösung} \left[\frac{\text{lp}}{\text{mm}} \right] &= 2^{\left(\text{Gruppennummer} + \frac{\text{Elementnummer}-1}{6}\right)} = 2^{\left(7 + \frac{4}{6}\right)} \frac{\text{lp}}{\text{mm}} \\ &\approx 203,19 \frac{\text{lp}}{\text{mm}} \end{aligned} \quad (23)$$

berechnen [19]. Die Einheit $\frac{\text{lp}}{\text{mm}}$ steht hierbei für Linienpaare pro Millimeter. Um jetzt die Auflösung in μm angeben zu können, wird wie folgt vorgegangen.

$$\text{Auflösung} [\mu\text{m}] = \frac{1000 \frac{\mu\text{m}}{\text{mm}}}{\text{Auflösung} \left[\frac{\text{lp}}{\text{mm}} \right]} = \frac{1000 \frac{\mu\text{m}}{\text{mm}}}{203,19 \frac{\text{lp}}{\text{mm}}} \approx 4,92 \mu\text{m} \quad (24)$$

Das entspricht der Auflösung für ein Linienpaar. Entsprechend ergibt sich für die Auflösung von einer Linie ein Wert von $2,46 \mu\text{m}$.

4.5 Bestimmung des Kontrastes

Neben der Auflösung ist auch der Kontrast des Abbildungssystems von Interesse. Um diesen zu bestimmen, wird auf der „USAF 1951 1X“ - Testtafel das größte Element gesucht, dessen vertikale Streifen in der Breite noch alle vollständig auf der Kamera zu sehen sind. Das ist bei Element 6 der Gruppe 1 der Fall, das entsprechende Bild ist im oberen Teil von Abbildung 16 zu sehen, während in der unteren Hälfte die Intensität bei der mittleren Pixelanzahl in y -Richtung gegen die Pixelanzahl in x -Richtung geplottet ist.

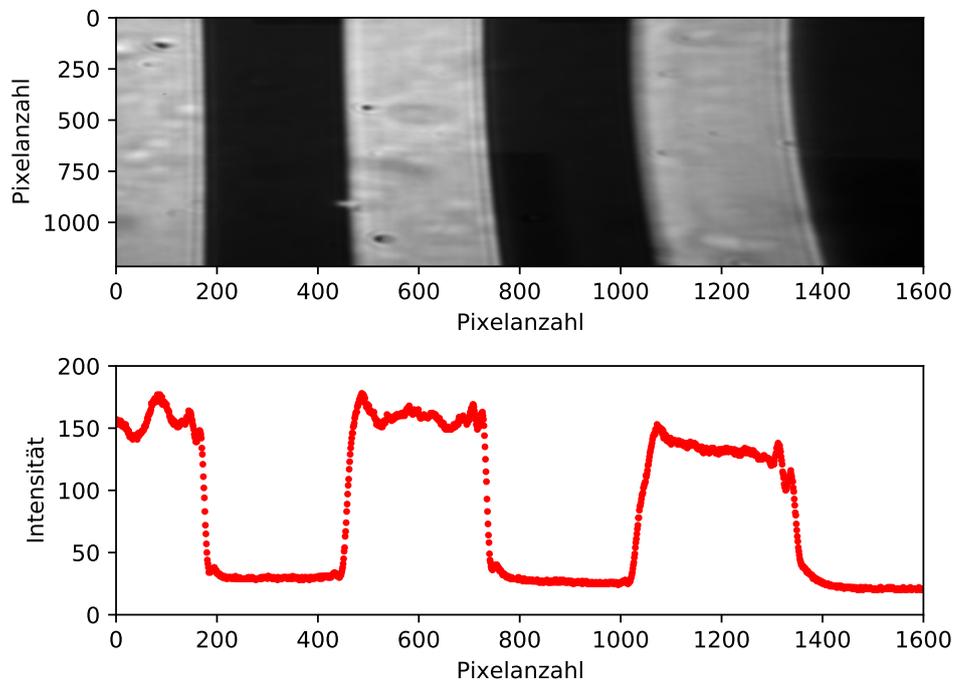


Abbildung 16: In der oberen Hälfte ist ein aufgenommenes Bild der vertikalen Linien des sechsten Elements der ersten Gruppe der „USAF 1951 1X“ - Testtafel zu sehen. Hierfür wird bei der Pixelanzahl in y -Richtung der mittlere Wert ausgewählt und in dem unteren Teil dieser Abbildung die entsprechende Intensität gegen die Pixelanzahl auf der x -Achse aufgetragen.

Aus dem Intensitätsplot aus Abbildung 16 wird wieder das Intensitätsmaximum I_{\max} und das Intensitätsminimum I_{\min} bestimmt. Dann wird damit für den Kontrast ein Wert von

$$\text{Kontrast} = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} = \frac{178 - 19}{178 + 19} \approx 0,807 = 80,7\% \quad (25)$$

ermittelt [19]. Jetzt wird noch untersucht, wie sich der Kontrast verhält, wenn die Belichtungszeit der Kamera geändert wird. Dazu werden zwei Bilder der vertikalen Streifen von Element 6 aus Gruppe 1 aufgenommen, bei zwei unterschiedlichen Belichtungszeiten der Kamera. Die aufgenommenen

Bilder sind im oberen Teil von Abbildung 17 dargestellt, wobei im linken Teil das Bild bei geringerer Belichtungszeit und im rechten Teil bei größerer Belichtungszeit der Kamera entstanden ist. Dann wird wieder in y -Richtung die mittlere Pixelanzahl ausgewählt und die entsprechende Intensität gegen die Pixelanzahl in x -Richtung geplottet, was graphisch im unteren Teil von Abbildung 17 visualisiert ist.

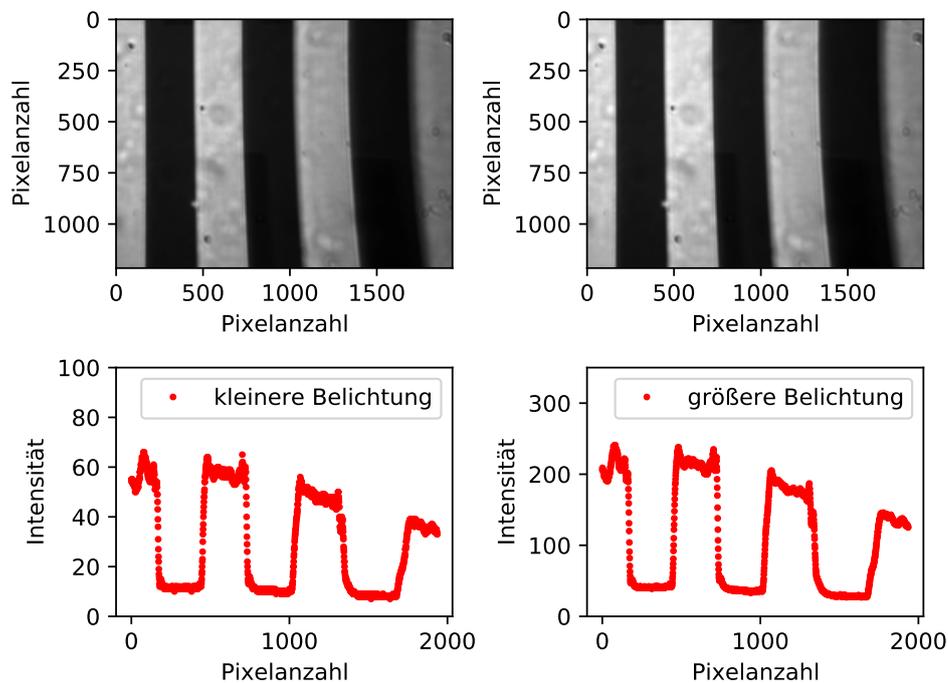


Abbildung 17: In der oberen Hälfte sind zwei aufgenommene Bilder der vertikalen Linien des sechsten Elements der ersten Gruppe der „USAF 1951 1X“ - Testtafel zu sehen, wobei das linke Bild bei kleinerer und das rechte Bild bei größerer Belichtungszeit der Kamera aufgenommen ist. In beiden Fällen wird bei der Pixelanzahl in y -Richtung der mittlere Wert ausgewählt und in dem unteren Teil dieser Abbildung die entsprechend Intensität gegen die Pixelanzahl auf der x -Achse aufgetragen.

Nun wird zur Kontrastbestimmung wieder Gleichung 25 verwendet und es ergibt sich bei geringerer Belichtungszeit ein Wert von 80,8% und bei höherer Belichtungszeit ein Wert von 79,9%. Das ist eine Abweichung von 1,1%,

was an der Messabweichung liegt. Der Kontrast hängt also nicht von der Belichtungszeit der Kamera ab.

4.6 Leistungsmessung über die Photodioden

Zuletzt ist für die Charakterisierung des Messplatzes noch wichtig zu wissen, mit welcher Leistung P_{in} des Laserlichts auf die Wellenleiterstrukturen gestrahlt wird und wie groß die Leistung P_{out} des aus dem Wellenleiter austretenden Laserlichts ist. Denn durch das Leistungsverhältnis $\frac{P_{\text{out}}}{P_{\text{in}}}$ wird die Kopplungseffizienz bestimmt, die bei den untersuchten Wellenleiterstrukturen von Interesse ist. Wie in Abbildung 9 zu sehen ist, trifft das aus dem Wellenleiter austretende Laserlicht auf die Kamera, beziehungsweise auf die Photodiode 1. Diese Photodiode 1 wird indirekt dazu verwendet, um die Leistung P_{out} zu messen.

Um von der gemessenen Spannung an der Photodiode 1 auf die Leistung P_{out} zu schließen, wird zuerst der Verlust berechnet, der sich durch die Optik ergibt, die sich im Versuchsaufbau nach Abbildung 9 zwischen dem Chip und der Photodiode 1 befindet. Dazu wird, betrachtet aus der Sicht des Chips, einmal die Leistung vor der 50 mm-Linse und einmal direkt vor der Photodiode 1 gemessen. Dabei ergab sich vor der 50 mm-Linse ein Wert von $33 \mu\text{W}$ und vor der Photodiode 1 ein Wert von nur noch $17 \mu\text{W}$. Der Verlust liegt demnach bei ungefähr 48%. Die Messwerte P_{out} , die sich aus der Messung an der Photodiode 1 ergeben, müssen also alle mit dem Faktor $\frac{33}{17}$ multipliziert werden.

Jetzt stellt sich noch die Frage, wie die gemessene Spannung an der Photodiode 1 in Leistung umgerechnet wird. Hierzu wird über den polarisierenden Strahlteiler, der sich wie in Abbildung 9 direkt hinter dem Laser befindet, die transmittierte Leistung geregelt. Die unterschiedlichen Leistungen werden dann direkt vor der Photodiode 1 mit einem Powermeter gemessen und jedes mal wird auch die entsprechende Spannung an der Photodiode 1 gemessen. Die Messwerte der Leistung P werden dann gegen die Messwerte der Spannung U aufgetragen, was im oberen Teil von Abbildung 18 visualisiert ist. Zusätzlich ist hier noch eine Funktion der Form

$$P = a \cdot U + b \tag{26}$$

an die Messwerte gefittet, wobei b einen Offset der Spannung und a den Pro-

portionalitätsfaktor zwischen Leistung und Spannung angibt. Aus diesem Fit resultiert für diesen Proportionalitätsfaktor ein Wert von $a = 2,695 \cdot 10^{-6} \frac{\text{W}}{\text{V}}$.

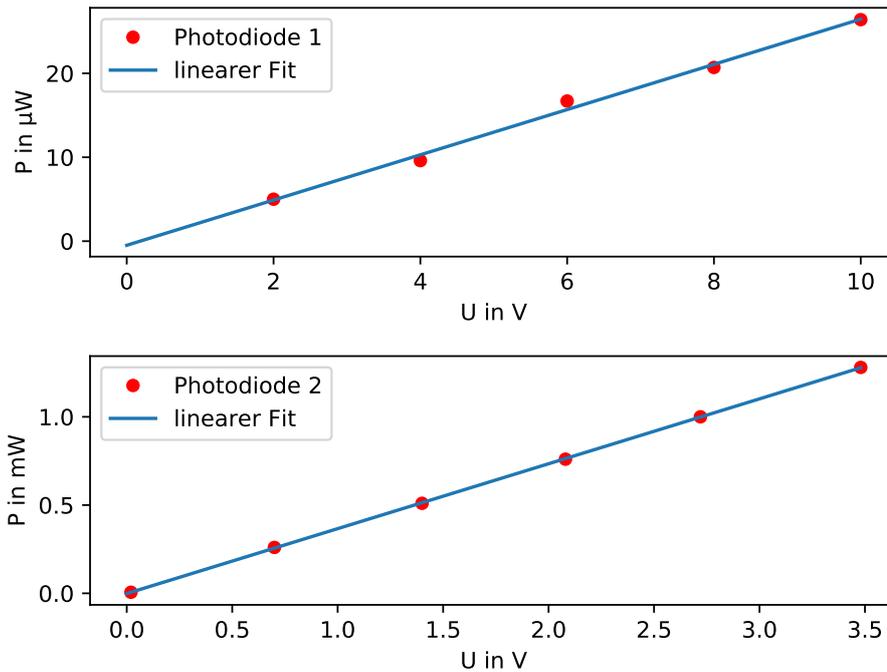


Abbildung 18: Graphische Darstellung der Laserleistung P in Abhängigkeit der Spannung U . Die obere Bildhälfte zeigt die Messwerte an der Photodiode 1, die untere Bildhälfte für die Photodiode 2. Zudem ist jeweils eine lineare Fitfunktion nach Gleichung 26 an die Messwerte gelegt, um einen Umrechnungsfaktor zwischen Spannung und Leistung an der jeweiligen Photodiode zu erhalten.

Die eingestrahlte Laserleistung P_{in} soll ebenfalls mit einer Photodiode bestimmt werden. Hierzu wird wieder mittels des polarisierenden Strahlteilers die Leistung variiert und hinter der auf den Chip fokussierenden 50 mm-Linse die Leistung gemessen. Dabei wird die Spannung an der Photodiode 2 beobachtet. In der unteren Hälfte von Abbildung 18 ist die Leistung in Abhängigkeit der Spannung dargestellt, zudem ist eine Fitfunktion nach Gleichung 26 an die Messdaten gefittet. Aus diesem Fit ergibt sich ein Resultat von $a = 368 \cdot 10^{-6} \frac{\text{W}}{\text{V}}$.

Dieses Ergebnis unterscheidet sich von dem Proportionalitätsfaktor für die Photodiode 1, jedoch ist das nicht verwunderlich, da hier noch beispielsweise

Verluste beim Durchgang durch die 50 mm - Linse, sowie durch den Strahlteiler, zu beachten sind. Zudem werden auf den beiden Photodioden Filter verwendet, um das Raumlicht bei der Messung abzuschwächen, jedoch sind diese Filter unterschiedlich stark.

5 Untersuchung der Gitterkoppler der Wellenleiterstrukturen

Nachdem der Messplatz jetzt charakterisiert ist, können damit die Wellenleiterstrukturen untersucht werden. Die Ergebnisse dieser Untersuchungen werden in diesem Kapitel diskutiert. Bei der Untersuchung geht es vor allem um die Bestimmung der Kopplungseffizienzen der unterschiedlichen Gitterkoppler bei verschiedenen Parametern. Auch der Verlust durch die Wellenleiter wird gemessen und diskutiert.

Der Chip, auf dem sich die Wellenleiterstrukturen befinden, ist dabei in mehrere Gruppen aufgeteilt, die verschiedene Koppler haben und unterschiedlich hergestellt sind. Innerhalb einer Gruppe mit identischen Kopplern unterscheiden sich die Wellenleiter der Strukturen durch ihre Längen. Dabei gibt es von jeder Länge fünf identische Wellenleiter. Bei den Wellenleiterstrukturen konzentrieren sich die meisten Messungen auf die unterschiedlichen Gitterkoppler, die im folgenden kurz beschrieben werden.

Im Rahmen der Arbeit von Ralf Ritter [12] wurden Wellenleiterstrukturen mit fokussierenden, apodisierten Gitterkopplern unter einer Vollätzung hergestellt, wofür die Gruppe von Wolfram Pernice von der Universität Münster zuständig war. Ihre Wellenleiter haben dabei eine Breite von 650 nm und sie werden ab hier als „Münster-Strukturen“ bezeichnet. Da ihre Funktionalität bereits geprüft wurde, sind diese Strukturen auch auf dem in dieser Arbeit untersuchten Chip vertreten. So wurde zuerst bei diesen Strukturen eingekoppelt und dort die meisten Messungen gemacht.

Zudem wurden fokussierende, periodische Gitterkoppler untersucht, bei denen die Gitterperiode durch die Bragg-Bedingung bestimmt wurde, unter der Voraussetzung eines Kopplungswinkels von 10° . Das Gitter hat dabei einen Füllfaktor von 50%. Das Design der Gitterkoppler stammt vom Institut für Mikroelektronik Stuttgart (IMS) und die entsprechenden Strukturen werden von nun an als „IMS-Strukturen“ betitelt. Von den IMS-Strukturen gibt es eine Variante mit einer Teilätzung und eine Variante mit einer Vollätzung. Nur bei Letzterer wurde erfolgreich in den Wellenleiter von 500 nm Breite eingekoppelt, weshalb im Folgenden immer diese Strukturen gemeint sind, wenn die IMS-Strukturen erwähnt werden.

Außerdem wurden Gitterkoppler untersucht, bei denen die Ätztiefe, der Füllfaktor und die Boxdicke vom Institut für elektrische und optische Nachrichtentechnik Stuttgart (INT) wie in [7] bei einem Kopplungswinkel von $8^\circ - 10^\circ$ optimiert wurden. Sie werden in dieser Arbeit „INT-Strukturen“ genannt, haben eine Teilätzung und ihre Wellenleiter sind 500 nm breit. Bei diesen Strukturen konnte im Rahmen dieser Arbeit allerdings nicht erfolgreich ein-

gekoppelt werden, weshalb Messungen hier nicht möglich waren. Die verschiedenen Gitterkoppler, die in dieser Arbeit untersucht werden, sind in Abbildung 19 dargestellt.

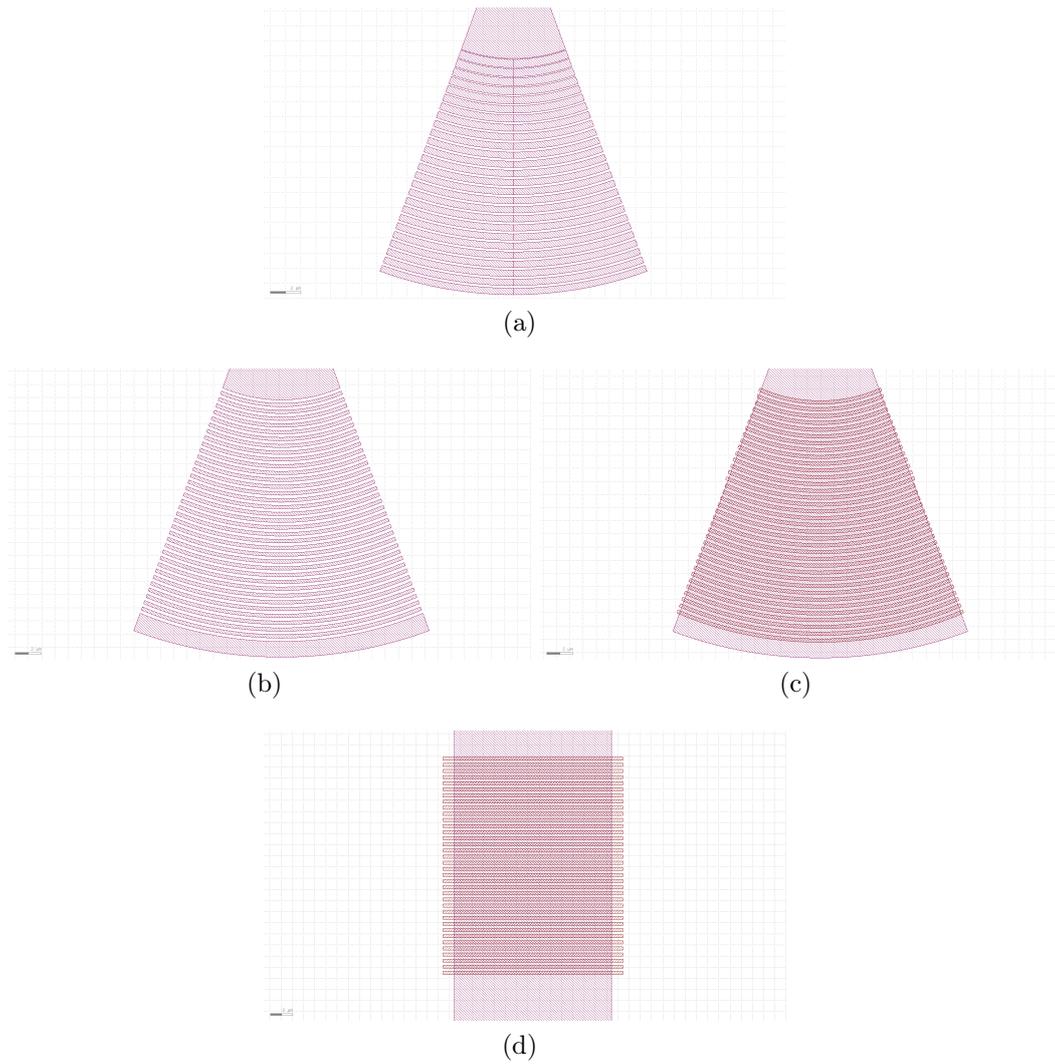


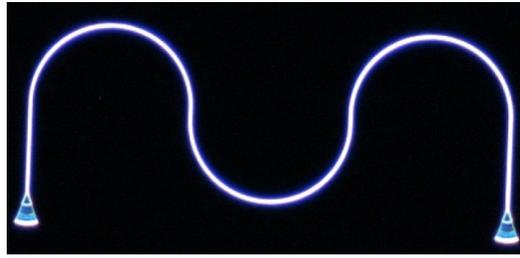
Abbildung 19: Zu sehen ist das Layout der untersuchten Gitterkoppler der a) Münster-Strukturen, b) IMS-Strukturen mit Vollätzung, c) IMS-Strukturen mit Teilätzung und d) INT-Strukturen.

5.1 Einkoppeln in die Wellenleiter

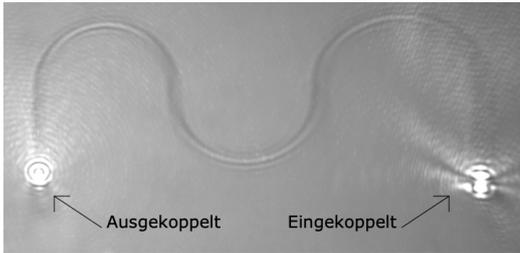
Eine Herausforderung bei der Untersuchung stellt das Einkoppeln in die Wellenleiter dar. Da bei den Münster-Strukturen die Funktionalität im Rahmen einer anderen Arbeit [12] bereits nachgewiesen wurde, wird zuerst bei diesen Strukturen versucht einzukoppeln. Dabei wird so vorgegangen, dass der Laserstrahl der Wellenlänge $\lambda = 780 \text{ nm}$ auf einen Gitterkoppler der Strukturen trifft, die sich im Fokus der 50 mm Linse befinden. Der Chip mit den Strukturen befindet sich auf einer dreidimensionalen Mikrometer-Stage, mit der der Chip zum Laserstrahl ausgerichtet werden kann. In x - und y -Richtung wird der Chip bewegt, damit der Laser den Gitterkoppler optimal trifft und in z -Richtung wird er bewegt, um die Struktur in den Fokus der Linse zu bringen. Dabei wird iterativ Verfahren, um so die beste Position des Gitterkopplers zu finden.

Danach wird noch an der $\frac{\lambda}{2}$ -Verzögerungsplatte in Abbildung 9 gedreht, bis maximal viel Licht aus dem Auskoppler strahlt. Damit wird nämlich erreicht, dass die Polarisierung des einfallenden Laserlichts möglichst gut mit der Polarisierung der anzuregenden Wellenleitermode übereinstimmt. Durch das Verändern der Polarisierung kann außerdem überprüft werden, ob nur eine Mode im Wellenleiter geführt wird. Ist maximal viel Licht am Auskoppler durch das Drehen an der $\frac{\lambda}{2}$ -Verzögerungsplatte erreicht, wird hierfür die Polarisierung um weitere 45° gedreht und dann wieder das ausgekoppelte Licht beobachtet.

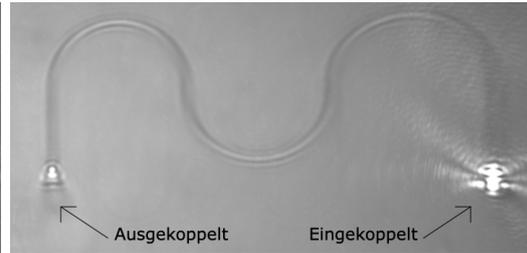
In Abbildung 20 ist in b) und c) eine Münster-Struktur mit $1000 \mu\text{m}$ Länge zu sehen, bei der nach dem beschriebenen Verfahren eingekoppelt und anschließend die Polarisierung entsprechend geändert wurde. Zum Vergleich ist in a) noch ein Lichtmikroskopbild einer Struktur ohne Laserlicht gezeigt. Außerdem ist in d) die Kopplungseffizienz $\eta = \frac{P_{\text{out}}}{P_{\text{in}}}$ in Abhängigkeit der Polarisierung geplottet. Hierzu wurde die Leistung P_{out} des aus dem Auskoppler tretenden Lichts und die Leistung P_{in} des auf den Einkoppler treffenden Lichts gemessen. Die Messgenauigkeit bezüglich der Leistung und des Winkels ist durch die Genauigkeit der Messgeräte limitiert, woraus sich die Fehlerbalken in dem Plot ergeben.



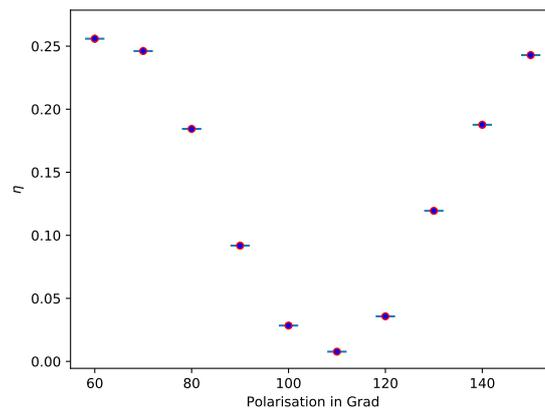
(a)



(b)



(c)



(d)

Abbildung 20: Zu sehen ist in a) ein Lichtmikroskopbild einer Struktur, in b) ein Bild einer Münster-Struktur mit $1000 \mu\text{m}$ Länge, bei dem eingekoppelt ist mit idealer Polarisation des Laserlichts, in c) das gleiche Bild bei 45° gegenüber b) gedrehter Polarisation, in d) die Kopplungseffizienz η in Abhängigkeit der Polarisation bei einer Münster-Struktur mit $530 \mu\text{m}$ Länge.

In Abbildung 20 d) ist zu sehen, dass die Kopplungseffizienz η bei einer bestimmten Polarisation nahezu auf 0% abfällt. Es gelangt also kein Licht mehr aus dem Auskoppler, da bei dieser Polarisation die Wellenleitermode nicht geführt wird. Zu dieser Annahme gelangt man auch, wenn das Verhältnis von

minimaler Leistung $P_{\text{out}}(\text{min})$ zu maximaler Leistung $P_{\text{out}}(\text{max})$ des ausgekoppelten Lichts betrachtet wird, da sich hier ein Wert von nur 0,029 ergibt. Die Kopplungseffizienz bei idealer Polarisation hat in dieser Messung einen Wert von $\eta = 0,262$. Dieses Ergebnis stellt den besten Wert für die Kopplungseffizienz dar, der in dieser Arbeit erreicht wurde. Grund hierfür ist, dass bei der idealen Polarisation bei dem kürzesten Wellenleiter gemessen wurde und auch alle anderen optimalen Parameter bereits bekannt waren. In den nächsten Unterkapiteln geht es darum, wie diese Parameter gefunden wurden.

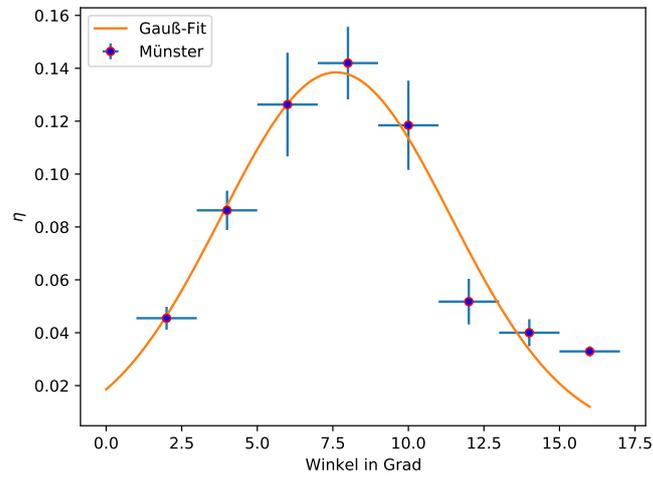
5.2 Untersuchung des Kopplungswinkels

Bei Gitterkopplern muss die Bragg-Bedingung, dargestellt in Gleichung 17, erfüllt sein, um optimal in den Wellenleiter einzukoppeln. Daher wird als nächstes der Winkel θ untersucht, unter dem das Licht in den Gitterkoppler eingestrahlt wird. Dieser Winkel θ ist in der Skizze zum Aufbau in Abbildung 9 dargestellt. Hier werden zuerst die Münster-Strukturen untersucht. Da diese Strukturen auf einen Winkel von $\theta = 8^\circ$ gegenüber dem Lot optimiert sind, wird der Chip um diesen Winkel gekippt. Dann wird bei fünf identischen Münster-Strukturen mittels der dreidimensionalen Mikrometer-Stage eingekoppelt. Dann wird der Flipspiegel gekippt, der sich in Abbildung 9 vor der Kamera befindet und das Spannungssignal an der Photodiode 1 mit Hilfe eines Oszilloskops beobachtet. Das Beobachten dieses Spannungssignals ermöglicht es, den Chip noch feiner zu justieren.

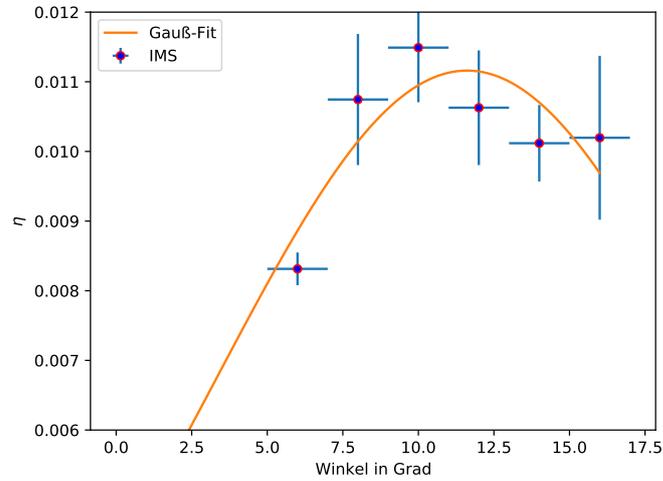
Ist das Maximum erreicht, so wird jeweils die Spannung gemessen an beiden Photodioden und dadurch schließlich die Kopplungseffizienz η bestimmt. Für jeden Winkel wird aus den fünf Messergebnissen der Mittelwert, sowie die Standardabweichung bestimmt. Danach wird diese Messung bei kleineren und bei größeren Winkeln wiederholt, in Schritten von 2° . Gleiches wird bei den IMS-Strukturen gemacht. Die Messergebnisse beider Strukturen sind inklusive Fehlerbalken in Abbildung 21 graphisch veranschaulicht, wobei die Fehlerbalken die Standardabweichung widerspiegeln. Außerdem ist jeweils eine Gauß-Funktion

$$\eta = \eta_0 \cdot \exp\left(-\frac{(\theta - \theta_0)^2}{2 \cdot \sigma^2}\right) \quad (27)$$

an die Messwerte gefittet. Hier ist η_0 die maximale Kopplungseffizienz, die bei dem Winkel θ_0 erreicht ist und σ^2 gibt die Varianz an.



(a)



(b)

Abbildung 21: Dargestellt ist die Kopplungseffizienz η in Abhängigkeit des Winkels, in dem das Laserlicht auf die a) Münster-Strukturen und b) IMS-Strukturen trifft. Zudem ist jeweils eine Gaußfunktion nach Gleichung 27 an die Messwerte gelegt.

In Abbildung 21 ist zu sehen, dass bei den Münster-Strukturen bei $\theta \approx 8^\circ$

ein Maximum der Kopplungseffizienz erreicht ist. Das entspricht den Erwartungen, da diese Strukturen auf diesen Winkel optimiert sind. Bei allen folgenden Messungen, die mit den Münster-Strukturen durchgeführt werden, ist deshalb ein Winkel von $\theta = 8^\circ$ fixiert. Ebenfalls lässt sich beobachten, dass die Münster-Strukturen nur schwach auf kleine Abweichungen des optimalen Winkels reagieren.

Die Abnahme der Kopplungseffizienz mit dem Winkel lässt sich anhand von Abbildung 3 aus [20] erklären. Die Bragg-Bedingung aus Gleichung 17 liefert für die verwendete Wellenlänge einen festen Winkel θ . Pro Winkeländerung um $\Delta\theta = 1^\circ$ verschiebt sich die ideale Wellenlänge um 9 nm. Die Wellenlänge des verwendeten Lasers bleibt hingegen gleich und so wird nicht mehr die optimale Kopplungseffizienz erreicht. Der Bereich, in dem die Kopplungseffizienz η noch mehr als 50% von η_0 erreicht, wird durch die Halbwertsbreite $\text{FWHM} = 2 \cdot \sigma \cdot \sqrt{2 \cdot \ln(2)}$ des Gauß-Fits angegeben [21]. Hierbei ergibt sich ein Wert von $\text{FWHM} \approx 8,9^\circ$.

Bei den IMS-Strukturen zeigt sich die maximale Kopplungseffizienz bei $\theta \approx 10^\circ$, die auf selbigen Winkel auch optimiert sind und deshalb die Erwartungen erfüllen. Im Bereich zwischen $\theta = 8^\circ$ und $\theta = 16^\circ$ liegen die Messwerte innerhalb der Fehlerbalken und somit beschreibt der Gaußfit den Verlauf der Messwerte auch entsprechend schlecht. Für diese Winkel liegt die Kopplungseffizienz bei etwas über 1%. Aus diesem Grund ist die Messung auch weniger aussagekräftig als die Messung der Münster-Strukturen. Die relativ großen Fehlerbalken bei der Messung der IMS-Strukturen und die Tatsache, dass der Verlauf der Messwerte nicht wie bei den Münster-Strukturen durch die Gaußfunktion beschrieben wird deutet darauf, dass nicht optimal eingekoppelt wurde. Es können bei den IMS-Strukturen also eventuell bessere Kopplungseffizienzen erreicht werden, die eine stärkere Empfindlichkeit gegenüber dem Winkel θ aufweisen als bei dieser Messung.

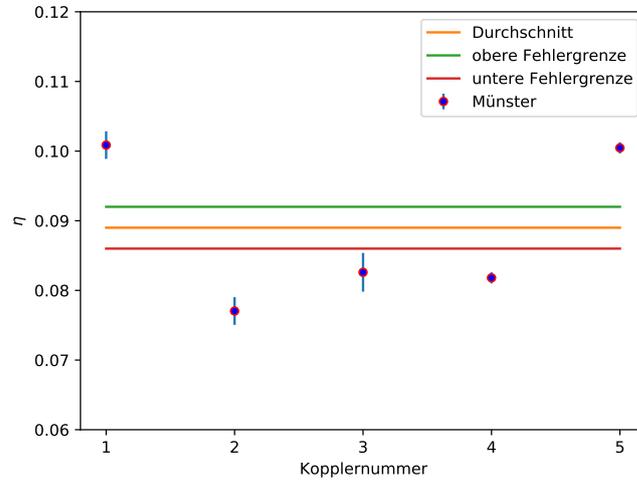
Die maximale Kopplungseffizienz der Münster-Strukturen ist aber mehr als 10 Mal so groß wie die maximale Kopplungseffizienz der IMS-Strukturen und kann durch diesen Effekt nicht erklärt werden. Stattdessen lässt sich die höhere Kopplungseffizienz auf die apodisierten Gitter zurückführen, die bei den Münster-Strukturen verwendet werden, während die IMS-Strukturen periodische Gitter haben, deren Periode durch die Bragg-Bedingung bestimmt ist. Außerdem sind die IMS-Strukturen auf diesem Chip zum ersten Mal hergestellt worden, im Gegensatz zu den Münster-Strukturen. Daher lässt sich die geringere Kopplungseffizienz auch durch Produktionsfehler erklären.

5.3 Untersuchung des Kopplungsfehlers

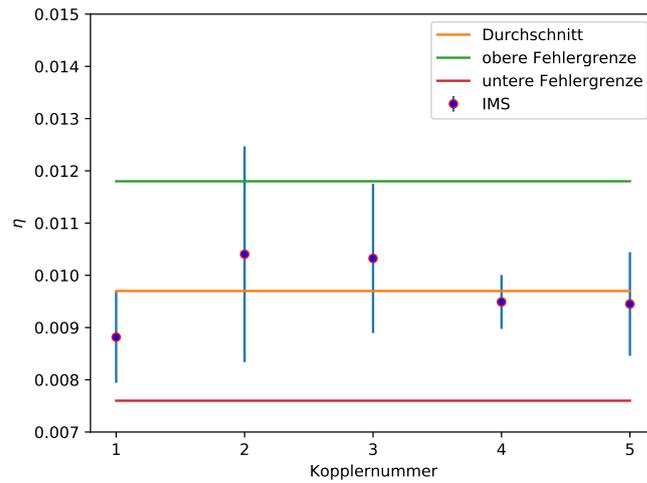
Ist der optimale Winkel für die jeweilige Struktur gefunden, wird dieser Winkel beibehalten. Jetzt wird untersucht, wie sehr sich fünf identische Strukturen voneinander unterscheiden und wie groß der Kopplungsfehler ist, wobei wieder die Münster- und die IMS-Strukturen verwendet werden. Dazu wird wie in der letzten Messung eingekoppelt und die Kopplungseffizienz η bestimmt. Das wird bei jedem der Koppler fünf mal gemacht, um daraus einen Mittelwert, sowie eine Standardabweichung zu berechnen. Die Standardabweichung gibt dann den Kopplungsfehler an und durch den Vergleich der Mittelwerte lässt sich bestimmen, ob die Koppler auch tatsächlich identisch sind, oder ob sie sich unterscheiden. In Abbildung 22 ist die Kopplungseffizienz η inklusive Fehlerbalken für die verschiedenen Koppler dargestellt, wobei die Nummerierung auf dem Chip von links nach rechts erfolgt. Als Fehlerbalken wird die Standardabweichung verwendet die sich daraus ergibt, dass bei jedem Koppler fünf Mal gemessen wurde.

Wie bei der letzten Messung fällt auf, dass die Kopplungseffizienz der Münster-Strukturen deutlich höher ist als die Kopplungseffizienz der IMS-Strukturen. Als obere, bzw. untere Fehlergrenze wird in Abbildung 22 der maximale Kopplungsfehler zu dem Durchschnitt addiert, bzw. von dem Durchschnitt subtrahiert. Daraus lässt sich schließen, dass es bei den IMS-Strukturen tatsächlich keine Unterschiede zwischen den identischen Gitterkopplern gibt, im Gegensatz zu den Münster-Strukturen.

Bei den Münster-Strukturen fällt vor allem auf, dass die Koppler der beiden äußeren Strukturen besser zu sein scheinen als die Koppler der drei Strukturen dazwischen. Wird jeweils die mittlere Standardabweichung berechnet und mit dem Durchschnitt der Kopplungseffizienz normiert, so ergibt sich bei den IMS-Strukturen ein Wert von ungefähr 1% und bei den Münster-Strukturen ein Wert von ca. 2%. Die Kopplungsfehler sind also relativ gering. Trotzdem weichen die Messwerte der Münster-Strukturen so weit voneinander ab, dass sie nicht innerhalb der Fehlergrenzen liegen. Das stützt die Annahme, dass es zwischen den scheinbar identischen Gitterkopplern der Münster-Strukturen doch Abweichungen gibt.



(a)



(b)

Abbildung 22: Die Abbildung zeigt die Kopplungseffizienz η mehrerer, identischer Gitterkoppler bei a) gleichen Münster-Strukturen und bei b) gleichen IMS-Strukturen. Außerdem ist jeweils der Durchschnitt der Kopplungseffizienz und sowohl die obere, als auch die untere Fehlergrenze eingezeichnet.

5.4 Untersuchung verschiedener Fokusse

Als Nächstes wird überprüft, welchen Einfluss es hat, wenn die Gitterkoppler nicht mehr im Fokus der 50 mm-Linse liegen. Außerdem soll untersucht werden, welchen Einfluss die Verwendung von Linsen anderer Brennweite hat, die eine Änderung des Fokusbereichs des Laserstrahls zur Folge haben. Diese Untersuchung wird nur bei den Münster-Strukturen durchgeführt, da die IMS-Strukturen relativ geringe Kopplungseffizienzen aufweisen.

Für die Messung wird der Chip mit Hilfe der Mikrometer-Stage in z - Richtung so weit aus dem Fokus gebracht, dass das Signal an der Photodiode 1 verschwindet. Denn weit außerhalb des Fokus ist der Durchmesser des Laserstrahls größer als die Gitterkoppler und so wird nur ein kleiner Teil des Laserstrahls eingekoppelt. Dann wird der Chip entlang der z - Achse wieder in Richtung des Fokus bewegt und die Spannung in regelmäßigen Abständen gemessen, bis sie wieder verschwindet. Diese Messung wird mit Linsen der Brennweiten $f = 40$ mm, $f = 60$ mm und $f = 80$ mm wiederholt. Dabei wird jeweils bei fünf identischen Kopplern gemessen und sowohl der Mittelwert, als auch die Standardabweichung ermittelt. Die an der Photodiode 1 gemessene Spannung U ist für die vier untersuchten Linsen inklusive Fehlerbalken in Abbildung 23 in Abhängigkeit der Position z dargestellt. Die Fehlerbalken stellen hierbei die Standardabweichung dar. Zudem wird an die Messwerte aller vier Linsen jeweils eine Gaußfunktion gefittet.

Aus Abbildung 23 wird deutlich, dass die gemessene Spannung U am größten ist, wenn sich die untersuchte Struktur im Fokus befindet. Beim Vergleich der Linsen untereinander fällt auf, dass die 50 mm-Linse das beste Resultat erzielt. Das Maximum der 40 mm-, bzw. 60 mm-Linse ist schwächer, es beträgt nur ungefähr 56%, bzw. 65% des Spannungsmaximums der 50 mm-Linse. Das schlechteste Ergebnis liefert die Messung mit der 80 mm-Linse, hier erreicht das Spannungsmaximum lediglich 38%, bezogen auf das Maximum der 50 mm-Linse.

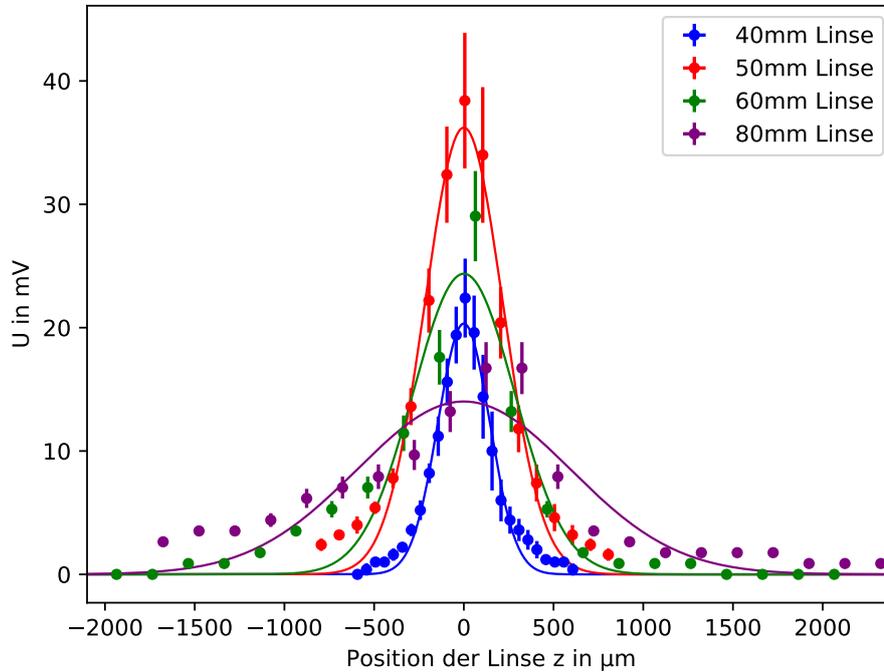


Abbildung 23: Spannungssignal U auf der Photodiode 1 bei Verwendung unterschiedlicher Linsen, in Abhängigkeit der Position z . Hierbei entspricht die Position $z = 0$ dem Fokus der jeweiligen Linse. Außerdem ist je eine Gaußfunktion an die Messwerte gefittet.

Zur besseren Übersicht werden in Tabelle 2 die Spannungsamplituden U_{\max} aus dem Gaußfit für die verschiedenen Brennweiten f verglichen. Hierbei sind auch die jeweiligen Fokusbereiche $2 \cdot w_0$ und die Rayleighlängen z_R des Laserstrahls bei den verschiedenen Linsen dargestellt. Diese Werte sind mittels ToptiCalc berechnet, ausgehend von dem gemessenen Strahldurchmesser vor der Linse. Zudem wird aus den Gaußfits in Abbildung 23 jeweils die Halbwertsbreite FWHM, sowie deren Standardabweichung bestimmt und ebenfalls in Tabelle 2 verglichen.

Tabelle 2: Fitergebnisse und Berechnungen bei verschiedenen Brennweiten f .

f [mm]	$2 \cdot w_0$ [μm]	z_R [μm]	FWHM [μm]	U_{max} [mV]
40	7,5	223,5	$339,1 \pm 11,8$	20,3
50	9,3	350	$511 \pm 23,6$	36,2
60	11,2	503,4	$664,1 \pm 57,5$	23,7
80	15	895,4	$1401 \pm 137,4$	13,9

Die 50mm-Linse, die bei den meisten Messungen zum Einsatz kam, erzielt also auch das beste Ergebnis hinsichtlich der gemessenen Spannung. Bei dieser Linse ist der Fokusbereich ungefähr von der Größe der Gitterkoppler, so dass der volle Laserstrahl auf den Koppler trifft. Bei den beiden Linsen mit größerer Brennweite ist der Strahldurchmesser im Fokus entsprechend größer als die Gitterkoppler, besonders bei der 80 mm-Linse. Dementsprechend trifft der Laserstrahl nicht mit vollem Umfang auf den Koppler, womit sich die geringere Amplitude U_{max} erklären lässt.

Der Laserstrahl hat bei der 40 mm-Linse sogar einen noch geringeren Fokusbereich als bei der 50 mm-Linse, jedoch ist die Amplitude geringer. Grund hierfür sind Abbildungsfehler, wie beispielsweise die sphärische Aberration [22]. Sie bewirkt, dass die Lichtstrahlen sich nicht mehr in einem gemeinsamen Fokuspunkt schneiden, wobei die Stärke dieses Effekts von der verwendeten Linse abhängt.

Das Spannungsmaximum befindet sich jeweils im Fokus, aber auch das Verhalten außerhalb des Fokus ist interessant. Für die 40 mm- und 50 mm-Linse ist zu beobachten, dass die Spannung außerhalb vom Fokus symmetrisch abfällt. Bei der 60mm- und 80mm-Linse fällt die Spannung außerhalb des Fokus auch ab, jedoch nicht mehr symmetrisch, ganz besonders bei der 80mm-Linse nicht mehr. Auch beschreibt hier der Gaußfit den Verlauf der Messwerte nicht mehr gut. Für die Messung mit der 40 mm- und 50 mm-Linse werden die Messdaten hingegen relativ gut durch den Gaußfit beschrieben. Das wird auch deutlich bei Betrachtung der Standardabweichung der Halbwertsbreite in Tabelle 2. Wird sie mit der Halbwertsbreite normiert, so ergeben sich für die 40 mm- und 50 mm-Linse vergleichsweise geringe Fehler von ungefähr 3,5% und 4,6%. Die Abweichung bei der 60 mm- und 80 mm-Linse ist mit ca. 8,7% und 9,8% dagegen relativ groß.

Eine mögliche Erklärung hierfür ist, dass diese beiden Linsen mit geringerer Brennweite den Laserstrahl stärker fokussieren als die anderen beiden Linsen. Das spiegelt sich in den kürzeren Rayleighlängen bei kleineren Brennweiten wider. Bei den Linsen mit den geringeren Brennweiten nimmt der Strahldurchmesser außerhalb des Fokus also schneller zu und entsprechend fällt die

Spannung schneller ab. Damit lassen sich die geringeren Halbwertsbreiten bei den Linsen mit kleinerer Brennweite erklären.

5.5 Messung der Transmissionsverluste

Jetzt sind also alle optimalen Parameter bestimmt und als Letztes sollen noch die Transmissionsverluste beim Durchgang des Lichts durch den Wellenleiter untersucht werden. Hierzu werden die Münster-Strukturen bei den optimalen Einstellungen untersucht, also im Fokus einer 50 mm-Linse unter einem Winkel von 8° . Jetzt wird mit der bereits beschriebenen Methode wieder in fünf identische Strukturen einer Länge eingekoppelt und daraus der Mittelwert und die Standardabweichung der Kopplungseffizienz η bestimmt. Das wird bei allen vier Längen der Münster-Strukturen gemacht. Die Messergebnisse der Kopplungseffizienz η werden in Abbildung 24 in Abhängigkeit der Länge L der Wellenleiter dargestellt, inklusive Fehlerbalken. Die Fehlerbalken ergeben sich hierbei aus der Standardabweichung. Zudem ist eine Funktion der Form

$$\eta = -a \cdot L + b \tag{28}$$

an die Daten gefittet. Hierbei ist b die maximale Kopplungseffizienz und a gibt die Abnahme der Kopplungseffizienz pro Länge an.

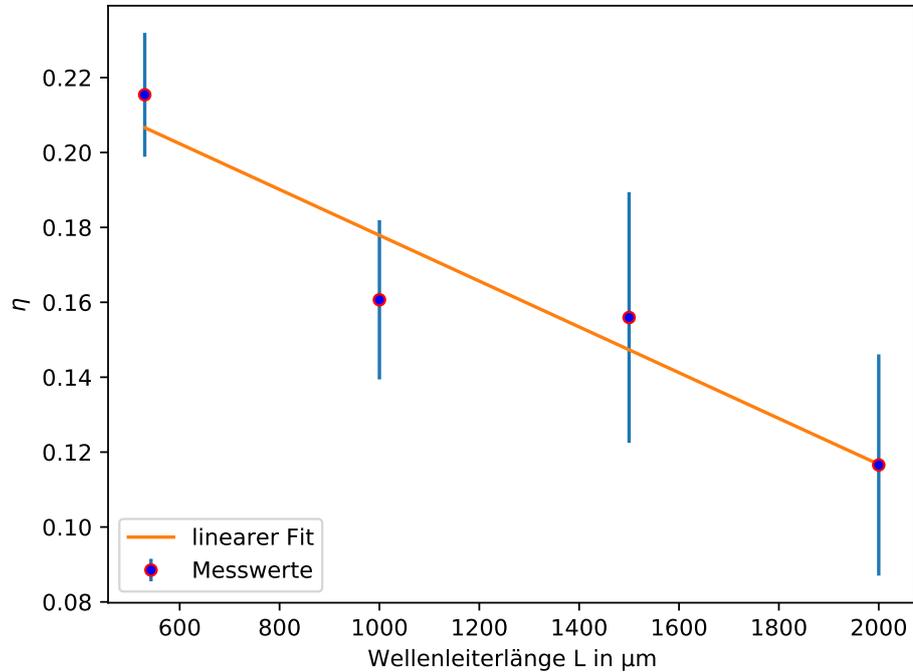


Abbildung 24: Kopplungseffizienz η in Abhängigkeit der Länge L der Wellenleiter. Zudem ist eine lineare Fitfunktion nach Gleichung 28 an die Messwerte gelegt.

Aus dem Fit ergibt sich für die Abnahme der Kopplungseffizienz pro Länge ein Wert von $a \approx \frac{6,11 \cdot 10^{-5}}{\mu\text{m}}$. Dieser Wert wird mit dem Ergebnis einer Verlustmessung des INT verglichen. Dort resultierte aus einer Transmissionsmessung in Siliziumnitrid bei Verwendung von Licht einer Wellenlänge von $\lambda = 870 \text{ nm}$ für den Verlust pro Länge ein Wert von $\frac{13,9 \text{ dB}}{\text{cm}}$. Das entspricht einem Verlust von $\frac{96\%}{\text{cm}}$, bzw. $\frac{0,0096\%}{\mu\text{m}}$. Um diesen Wert mit dem Ergebnis aus der in Abbildung 24 dargestellten Verlustmessung zu vergleichen, werden die Messwerte normiert. Diese Transmissionsmessung wird in Abbildung 25 mit der INT-Messung verglichen, wozu eine Fitfunktion der Form

$$\text{Transmission} = -a \cdot (L - 530) + 1 \quad (29)$$

an die Messwerte gelegt ist. Aus diesem Fit ergibt sich ein Verlust von $a \approx \frac{0,032\%}{\mu\text{m}}$. Verglichen mit dem Ergebnis von $\frac{0,0096\%}{\mu\text{m}}$ der INT-Messung ist der hier beobachtete Verlust also mehr als dreimal so groß.

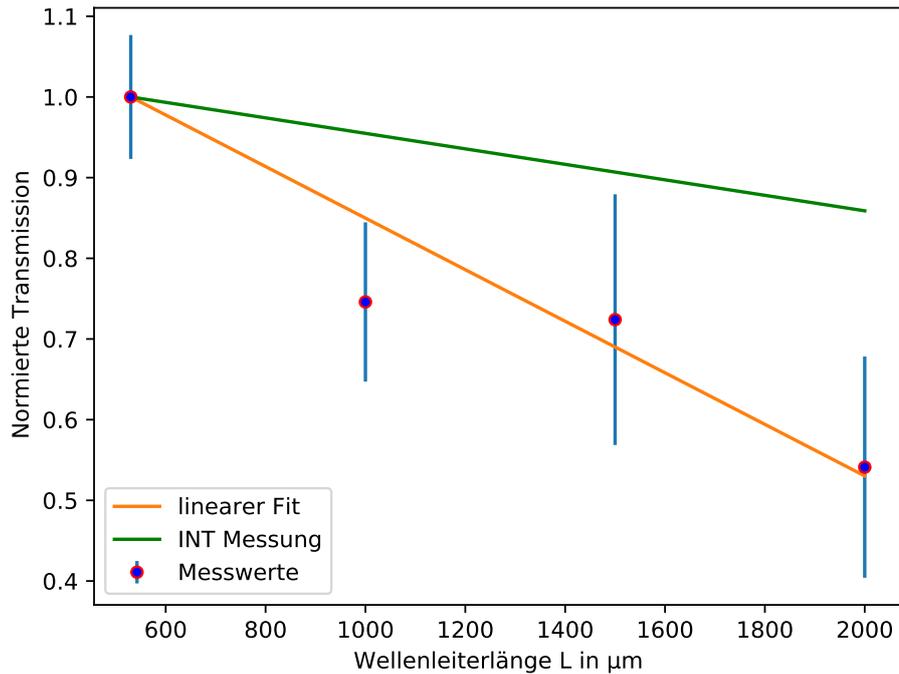
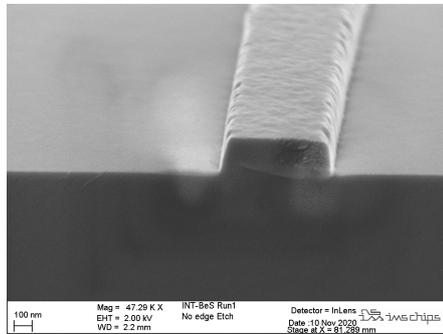
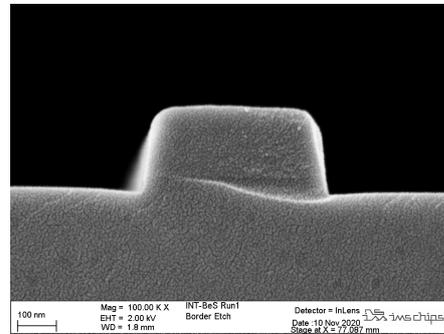


Abbildung 25: Normierte Transmission in Abhängigkeit der Länge L der Wellenleiter. Neben einer linearen Fitfunktion nach Gleichung 29 ist auch die Verlustgerade der INT-Messung eingezeichnet.

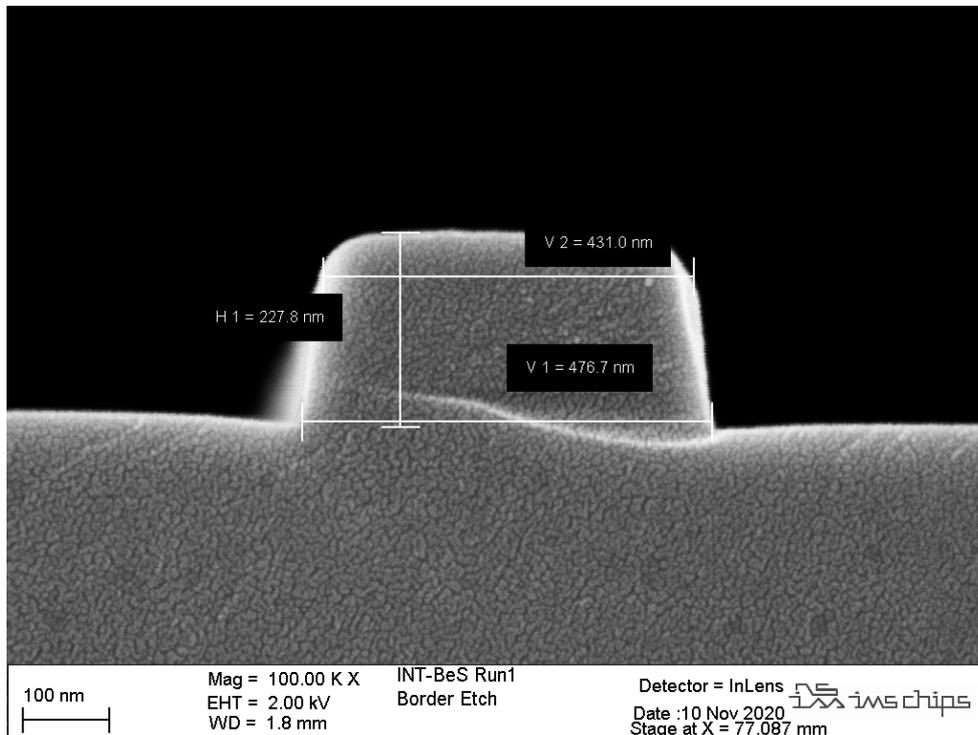
Die große Abweichung zwischen den Verlustwerten kann damit erklärt werden, dass bei der INT-Messung eine andere Wellenlänge und eine andere Messmethode zur Untersuchung eingesetzt wurde. Statt mit einer Wellenlänge von $\lambda = 780 \text{ nm}$, die in dieser Arbeit verwendet wurde, erfolgte die INT-Messung bei einer Wellenlänge von $\lambda = 870 \text{ nm}$. Zudem wurde dort direkt aus einer Faser in den Wellenleiter gekoppelt, in dieser Arbeit wurde ein Freistrah verwendet, was zusätzliche Verluste zur Folge hat. Außerdem sind auch Produktionsfehler bei den untersuchten Wellenleiterstrukturen nicht ausgeschlossen, da sie zum ersten Mal hergestellt wurden. In Abbildung 26 a) - c) sind REM-Bilder vom Querschnitt der untersuchten Wellenleiter zu sehen. In Abbildung 26 c) sind zusätzlich die Maße eines Wellenleiters eingezeichnet.



(a)



(b)



(c)

Abbildung 26: In a) - c) sind REM-Bilder dargestellt vom Querschnitt der Wellenleiter auf dem gebrochenen Chip. In diesen Bildern ist zu sehen, dass die Flanken der Wellenleiter rau sind. In c) sind zudem die Maße des Wellenleiters aus b) eingezeichnet. Hier ist zu erkennen, dass der Kern des Wellenleiters nur ca. 228 nm hoch ist, statt wie geplant 250 nm hoch. Auch die anvisierte Breite von 500 nm wird nicht erreicht.

Aus Abbildung 26 c) lässt sich erkennen, dass der Kern des Wellenleiters nur eine Höhe von ungefähr 228 nm, statt den gewünschten 250 nm hat. Auch die geplante Breite von 500 nm wird nicht erreicht. Beim Ätzen wurde also sowohl bezüglich der Breite, als auch der Höhe, zu viel abgetragen. Das sind weitere Gründe dafür, dass die gemessenen Verluste im Wellenleiter vergleichsweise groß sind.

In den Bildern aus Abbildung 26 ist auch die Rauheit der Flanken zu erkennen, während die Oberfläche relativ glatt ist. Das ist ein weiterer Grund für die vergleichsweise hohen Verluste in den untersuchten Wellenleitern. Denn die Verluste von $\frac{13,9 \text{ dB}}{\text{cm}}$ der INT-Messung wurden bei der Untersuchung mit einer TE-Mode erzielt, wohingegen es nur $\frac{4,3 \text{ dB}}{\text{cm}}$ Verlust waren bei Verwendung einer TM-Mode, die senkrecht auf der TE-Mode steht. Die TM-Mode wird also von der Rauheit der Flanken deutlich weniger beeinflusst als die TE-Mode. Mit einer TE-Mode wurden auch die Verluste in dieser Arbeit gemessen bei Wellenleitern, die relativ raue Flanken haben und somit auch relativ große Transmissionsverluste.

6 Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurde ein Messplatz aufgebaut, mit dem Wellenleiterstrukturen aus Siliziumnitrid unter Verwendung eines Lasers der Wellenlänge $\lambda = 780 \text{ nm}$ auf ihre Kopplungseffizienz bei unterschiedlichen Parametern untersucht wurden. Hierzu wurde zuerst der $\frac{1}{e^2}$ -Strahldurchmesser des Laserstrahls auf einen Wert von $1,4 \text{ mm}$ bestimmt. Anschließend wurde der Strahl mit einem Teleskop auf einen Durchmesser von ca. $5,3 \text{ mm}$ aufgeweitet und schließlich mit einer 50 mm -Linse fokussiert, wobei ein Fokusbereich von $(11,22 \pm 0,92) \text{ }\mu\text{m}$ gemessen wurde. Dieser Strahl konnte dann zusammen mit den untersuchten Strukturen auf einer Kamera beobachtet werden. Das hierzu aufgebaute Abbildungssystem, das in Abbildung 9 dargestellt ist, erreicht einen Kontrast von $80,7\%$ und eine Auflösung von $2,46 \mu\text{m}$.

Mit Hilfe einer dreidimensionalen Mikrometer-Stage konnte der Chip mit den Wellenleiterstrukturen iterativ verstellt werden, um so optimal einzukoppeln. Außerdem konnten dadurch unterschiedliche Strukturen auf dem Chip angefahren werden. Durch das Drehen an einer $\frac{\lambda}{2}$ -Verzögerungsplatte wurde geprüft, dass die Polarisation so gewählt ist, dass sie so gut wie möglich zu der Wellenleitermode passt. Dann wurden die Strukturen bei unterschiedlichen Parametern untersucht, wozu die Leistung P_{out} des ausgekoppelten Strahls und die Leistung P_{in} des einfallenden Strahls gemessen wurde, um die Kopplungseffizienz $\eta = \frac{P_{\text{out}}}{P_{\text{in}}}$ zu bestimmen. Das beste Resultat ergab sich für die Münster-Strukturen von $530 \text{ }\mu\text{m}$ Länge bei einem Winkel von $\theta = 8^\circ$, im Fokus einer 50 mm -Linse. Hier wurde eine Kopplungseffizienz von bis zu $26,2\%$ erreicht.

Neben den Münster-Strukturen wurden auch die IMS-Strukturen untersucht. Für sie liefert die Messung unter einem Winkel von $\theta = 10^\circ$ im Fokus einer 50 mm -Linse das beste Resultat, dass jedoch bei nur etwa einem Prozent lag. Hier weichen aber identische Strukturen nicht voneinander ab, wohingegen bei den Münster-Strukturen eine Abweichung bei identischen Kopplern beobachtet wurde, die nicht innerhalb des Kopplungsfehlers liegt. Bei den INT-Strukturen gelang es nicht in den Wellenleiter einzukoppeln.

Schließlich wurde bei den optimalen Parametern für die Münster-Strukturen noch eine Transmissionsmessung durchgeführt, um den Verlust durch den Wellenleiter zu bestimmen. Hierbei ergab sich ein relativ großer Verlust von ungefähr $\frac{0,032\%}{\mu\text{m}}$. Dieser ist vermutlich vor allem durch die Rauheit der Flanken des Wellenleiters bedingt. Außerdem wurde beim Ätzprozess zu viel vom Kern des Wellenleiters abgetragen, was sich ebenfalls in dem vergleichsweise hohen Verlust niederschlägt.

Diese Rauheit der Flanken und die abweichende Kerngröße des Wellenleiters

kommt aus Produktionsfehlern, die bei der Herstellung des nächsten Chips versucht werden zu beseitigen. Denn bei der Herstellung des ersten Chips, der in dieser Arbeit untersucht wurde, war das Produktionsverfahren noch nicht vollständig optimiert. So wird auf dem nächsten Chip untersucht werden, ob die Transmissionsverluste geringer ausfallen als die in dieser Arbeit gemessenen Verluste und ob sich bei den IMS-Strukturen ein besseres Ergebnis für die Kopplungseffizienz erzielen lässt.

Zudem wurde vom INT parallel zu dieser Arbeit ein Fehler bei der Optimierung der INT-Strukturen entdeckt und behoben. Bei diesen Strukturen wird somit bei dem nächsten Chip wieder hoffnungsvoll versucht in die Wellenleiter einzukoppeln.

Bezogen auf den Aufbau ließe sich dieser noch verbessern, indem die bisher verwendete dreidimensionale Stage mit einer feineren Stage ersetzt wird, um so besser einzukoppeln und die Kopplungseffizienz genauer bestimmen zu können. Außerdem soll nach einer Modifizierung des Aufbaus, wenn die Strukturen ausreichend optimiert sind, schließlich Atomspektroskopie mit Hilfe der Wellenleiterstrukturen möglich sein.

Danksagung

Ich möchte mich herzlich bedanken bei Prof. Dr. Tilman Pfau, der durch seine Vorlesung „Fortgeschrittene Atomphysik“ mein Interesse für die Arbeit am 5. Physikalischen Institut geweckt hat und dass er mir die Möglichkeit gegeben hat an diesem Institut meine Bachelorarbeit anzufertigen und dabei spannende Einblicke in aktuelle Forschung zu bekommen. Außerdem möchte ich mich bei Dr. Robert Löw bedanken, der mir das Thema dieser Arbeit vorgestellt hat.

Ein großer Dank gilt Benyamin Shnirman, der mich während dieser Arbeit betreut hat und immer für meine Fragen offen war und mir Hinweise gegeben hat, speziell während der Arbeit am Messaufbau, wodurch ich auf praktischem Weg viel über Optik erfahren und interessante Einblicke in das Gebiet der integrierten Photonik gesammelt habe, was mein Interesse an dem Gebiet verstärkt hat. Genauso möchte ich mich bei Artur Skljarow bedanken, der Benyamin oft vertreten hat während er am IMS die Strukturen für diese Arbeit hergestellt hat. Außerdem bedanke ich mich bei ihm für den Spitznamen den er mir verliehen und damit Verwechslungen innerhalb der Gruppe vorgebeugt hat.

Auch möchte ich mich bei Harald, Hadiseh, Max, Florian, Nora, Annika, Johannes, Simon und Felix für die nette Atmosphäre im Labor und für die Beantwortung von Fragen bedanken.

Meinen Freunden möchte ich danken, die sich die Probleme, die während dieser Arbeit auftraten, anhören mussten und mich besonders emotional und teilweise auch fachlich unterstützt haben.

Schließlich möchte ich meiner Familie danken, die mir dieses Studium ermöglicht und dabei immer an mich geglaubt hat. Ihr habt mir immer Kraft und Rückhalt gegeben und seid immer für mich da.

Literatur

- [1] Matthew T Hummon, Songbai Kang, Douglas G Bopp, Qing Li, Daron A Westly, Sangsik Kim, Connor Fredrick, Scott A Diddams, Kartik Srinivasan, Vladimir Aksyuk, et al. Photonic chip for laser stabilization to an atomic vapor with 10- 11 instability. *Optica*, 5(4):443–449, 2018.
- [2] Aaron R Hawkins, John F Hulbert, Brandon T Carroll, Bin Wu, and Holger Schmidt. Fabrication methods for compact atomic spectroscopy. In *Silicon Photonics III*, volume 6898, page 689817. International Society for Optics and Photonics, 2008.
- [3] Liron Stern, Boris Desiatov, Ilya Goykhman, and Uriel Levy. Nanoscale light–matter interactions in atomic cladding waveguides. *Nature communications*, 4(1):1–7, 2013.
- [4] Ralf Ritter, Nico Gruhler, Helge Dobbertin, Harald Kübler, Stefan Scheel, Wolfram Pernice, Tilman Pfau, and Robert Löw. Coupling thermal atomic vapor to slot waveguides. *Physical Review X*, 8(2):021032, 2018.
- [5] Gyeongho Son, Seungjun Han, Jongwoo Park, Kyungmok Kwon, and Kyoungsik Yu. High-efficiency broadband light coupling between optical fibers and photonic integrated circuits. *Nanophotonics*, 7(12):1845 – 1864, 01 Dec. 2018.
- [6] Angelo Bozzola, Lee Carroll, Dario Gerace, Ilaria Cristiani, and Lucio Claudio Andreani. Optimising apodized grating couplers in a pure soi platform to- 0.5 db coupling efficiency. *Optics express*, 23(12):16289–16304, 2015.
- [7] Niklas Hoppe, Wissem Sfar Zaoui, Lotte Rathgeber, Yun Wang, Rouven H Klenk, Wolfgang Vogel, Mathias Kaschel, Simone Luca Portalupi, Joachim Burghartz, and Manfred Berroth. Ultra-efficient silicon-on-insulator grating couplers with backside metal mirrors. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 26(2):1–6, 2019.
- [8] Bahaa EA Saleh and Malvin Carl Teich. *Grundlagen der Photonik*. John Wiley & Sons, 2008.
- [9] Martin Löffler-Mang. Gauß-strahlen. In *Optische Sensorik*, pages 28–31. Springer, 2012.

- [10] Hans Christoph Mertins and Markus Gilbert. *Prüfungstrainer Experimentalphysik*. Springer, 2016.
- [11] Brechungsindexdatenbank. <https://www.filmetrics.de/refractive-index-database>. Abgerufen: 13.11.2020.
- [12] Ralf Ritter. *Interfacing Thermal Atoms with Integrated Photonic Waveguides*. 2019.
- [13] Shankar Kumar Selvaraja and Purnima Sethi. Review on optical waveguides. *Emerging Waveguide Technol*, 95, 2018.
- [14] Lukas Chrostowski and Michael Hochberg. *Silicon photonics design: from devices to systems*. Cambridge University Press, 2015.
- [15] X. Chen, C. Li, C. K. Y. Fung, S. M. G. Lo, and H. K. Tsang. Apodized waveguide grating couplers for efficient coupling to optical fibers. *IEEE Photonics Technology Letters*, 22(15):1156–1158, 2010.
- [16] Riccardo Marchetti, Cosimo Lacava, Ali Khokhar, Xia Chen, Ilaria Cristiani, David J Richardson, Graham T Reed, Periklis Petropoulos, and Paolo Minzioni. High-efficiency grating-couplers: demonstration of a new design strategy. *Scientific reports*, 7(1):1–8, 2017.
- [17] The measurement of a transverse profile of laser beam by knife edge method. <https://people.fjfi.cvut.cz/blazejos/public/ul7en.pdf>. Abgerufen: 31.10.2020.
- [18] Thomas Schmid. *Rydberg Molecules for Ultracold Ion-Atom Scattering*. 2019.
- [19] Choosing the correct test target. <https://www.edmundoptics.de/knowledge-center/application-notes/testing-and-detection/choosing-the-correct-test-target/>. Abgerufen: 02.11.2020.
- [20] Dirk Taillaert, Frederik Van Laere, Melanie Ayre, Wim Bogaerts, Dries Van Thourhout, Peter Bienstman, and Roel Baets. Grating couplers for coupling between optical fibers and nanophotonic waveguides. *Japanese Journal of Applied Physics*, 45(8R):6071, 2006.
- [21] Normalverteilung. https://www-zeuthen.desy.de/~kolanosk/smd_ss02/skripte/vert2.pdf. Abgerufen: 08.11.2020.

- [22] Thomas Thöniß. Abbildungsfehler und abbildungsleistung optischer systeme. *Technische Optik in der Praxis, Göttingen (Fachhochschule für angewandte Wissenschaft und Kunst)*, 2004.