

Fortgeschrittenenpraktikum

V60 Der Diodenlaser

Felix Gläsemann
felix.glaesemann@tu-dortmund.de

Tobias Brützel
tobias.bruetzel@tu-dortmund.de

Durchführung: 09.05.2022

Abgabe: 14.05.2022

TU Dortmund – Fakultät Physik

Inhaltsverzeichnis

1	Zielsetzung	3
2	Theorie	3
2.1	Stimulierte Emission	3
2.2	Diodenlaser	4
2.3	Einstellung des Diodenlasers	6
2.3.1	Medium	7
2.3.2	Internal Cavity	7
2.3.3	External Cavity	8
2.3.4	Grating Feedback	8
2.4	Modensprünge	8
3	Durchführung	10
3.1	Justage	10
3.2	Messung	12
4	Auswertung	13
4.1	Justage	13
4.1.1	Detektorscan	13
4.1.2	Z-Scan	14
4.1.3	Rockingscan	15
4.2	Bestimmung des Dispersionprofil	15
4.2.1	Reflektivitätsmessung	17
4.2.2	Parratt-Algorithmus	17
5	Diskussion	18
	Literatur	20

1 Zielsetzung

In diesem Versuch soll ein Diodenlaser kennen gelernt werden. Mithilfe dieses Laser wird eine Spektroskopie an Rubidium durchgeführt.

2 Theorie

Ein Laser (**L**ight **A**mplification by **S**timulated **E**mission of **R**adiation) ist eine Apparatur, die in der Lage ist monochromatisches und kohärentes Licht mit hoher Intensität aus zu strahlen. Die drei wesentlichen Bauteile des Laser sind das sog. aktive Medium, die Pumpe sowie ein Resonator.

Im aktiven Medium entsteht die Laserstrahlung durch den Übergang von Elektronen in einen energetisch niederen Zustand unter Aussendung von Photonen. Die Pumpe liefert die Energie die nötig ist um eine Besetzungsinversion im aktiven Medium aufrecht zu erhalten. Besetzungsinversion bedeutet, dass sich mehr Teilchen in einem energetisch ungünstigeren Zustand befinden als im energetisch günstigen. Das letzte Bauteil, der Resonator, besteht aus zwei Spiegeln an denen die Photonen immer wieder reflektiert werden und so weitere Emissionen stimulieren können. Die dadurch ausgelösten Photonen haben die oben genannten Eigenschaften.

2.1 Stimulierte Emission

Im Folgenden wird anhand eines 4-Niveau-Systems (siehe Abbildung (1)) das Prinzip der stimulierten Emission erläutert.

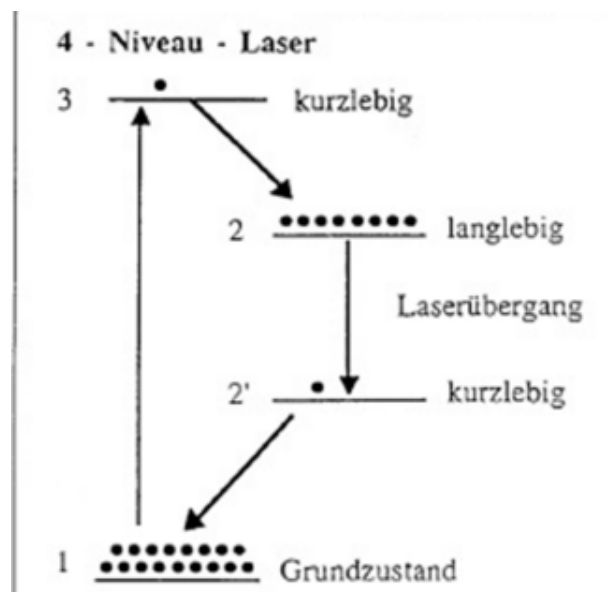


Abbildung 1: Beispiel für ein 4-Niveau-System [5, S. 6].

Dabei wird beispielsweise durch ein eingestrahktes Photon im Lasermedium ein Elektron mithilfe der Laserpumpe aus dem Grundzustand in einen angeregten, kurzlebigen Zustand versetzt und somit eine Besetzungsinversion erzeugt. Aus diesem Zustand fällt es schnell in einen langlebigen, stabilen und angeregten Zustand zurück. Dieser Zustand beschreibt das obere Laserniveau. Zwischen diesem oberen Laserniveau und dem unteren Laserniveau findet der Laserübergang statt. Die Energiedifferenz ΔE dieser beiden Niveaus legt die Energie des Laserlichts fest. Fällt nun ein Photon mit genau der Energie ΔE ein, kann das Elektron vom oberen Laserniveau ins untere Laserniveau übergehen und dabei wird ein weiteres Photon mit gleicher Phase, Energie und Richtung abgestrahlt. In Abbildung (2) ist dieser Vorgang schematisch dargestellt.

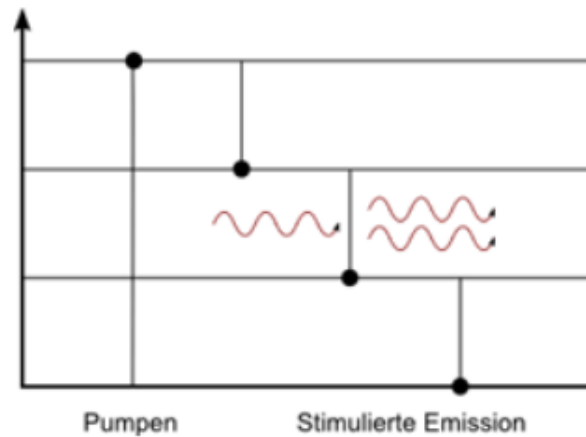


Abbildung 2: Schematische Darstellung von stimulierter Emission [6].

2.2 Diodenlaser

In diesem Versuch wird mit einem Galliumarsenid-Diodenlaser gearbeitet. Ein Diodenlaser besteht aus mindestens drei Schichten. Diese sind die n-Schicht, die aktive Schicht sowie die p-Schicht. In Abbildung (3) ist ein schematischer Laserchip dargestellt.

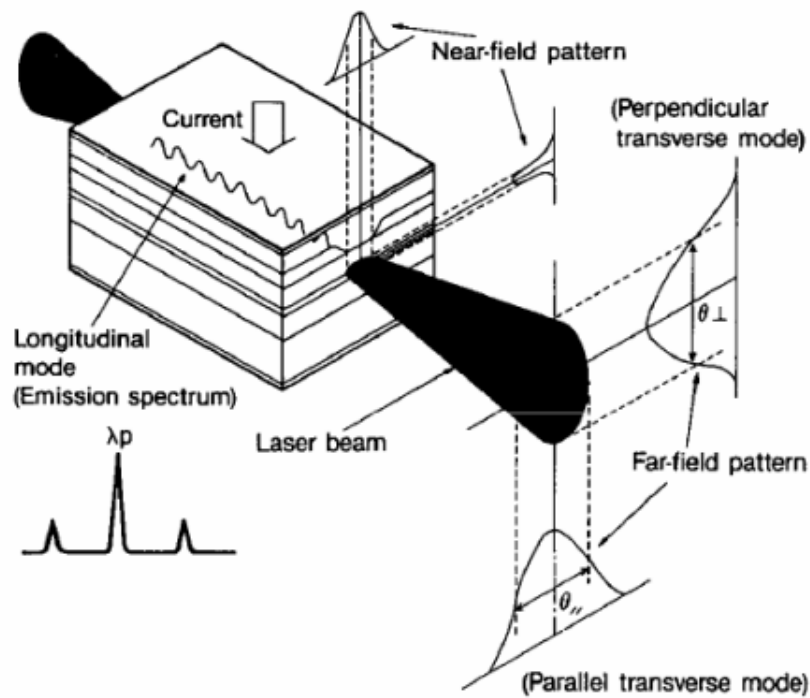


Abbildung 3: Schematische Darstellung eines Diodenlaserchip [3, S. 3].

Die n- sowie die p-Schicht sind jeweils dotiert, sodass sie negativ mit Elektronen oder positiv mit sog. Elektronenlöchern geladen sind. Sobald jetzt ein Strom durch die Diode fließt, diffundieren sowohl Elektronen als auch Löcher in die aktive Schicht. Durch die Rekombination dieser wird ein Photon emittiert, ein weiteres Photon kann dabei für stimulierte Emission sorgen. Dadurch, dass die Innenseiten der n-Schicht und der p-Schicht hochreflektiv sind, dienen diese als eine Art Kammer für die Photonen in der sich eine stehende Welle befindet. Die dabei emittierte Strahlung kann dann durch die Front der Diode diese verlassen, da die Rückseite beinahe ideal reflektiv ist.

Damit die Diode in den Laserbetrieb kommt ist es nötig einen Schwellenstrom zu erreichen, da unter diesem die Diode wie eine LED funktioniert. Dies liegt daran, dass erst ab einem bestimmten Strom die Strahlung kohärent ist. Die dabei entstehende Strahlung ist divergent und im Gegensatz zu den atomaren Übergängen von einer großen Energiebandbreite. Damit dies nicht zum Problem für den Diodenlaser wird, benutzt man die in Abbildung (4) dargestellte Anordnung.

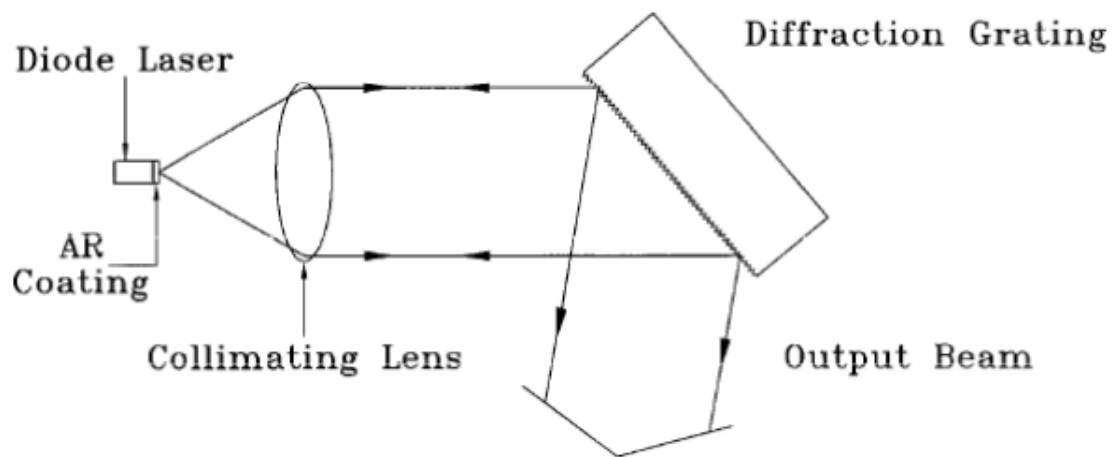


Abbildung 4: Beispiel für die verwendete Anordnung [3, S. 5].

Die Linse richtet die divergente Strahlung zu einem parallelen Strahl. Durch das optische Gitter wird ein kleiner Teil der emittierten Strahlung zurück in die Diode reflektiert. Das Gitter sorgt ebenfalls dafür, dass keine externe Strahlung in die Diode gelangt. Dieser externe Hohlraum, der dadurch entsteht, hilft dabei die Laserstrahlung zu stabilisieren. Dadurch ist es möglich, eine wesentlich kleinere Energiebandbreite als die der atomaren Übergänge zu erzeugen.

2.3 Einstellung des Diodenlasers

In diesem Abschnitt wird darauf eingegangen wie die Frequenz des Diodenlasers zustande kommt. Diese wird durch mehrere Faktoren beeinflusst und ist die mit der höchsten optischen Zunahme. In Abbildung (5) sind die verschiedenen Faktoren und deren Einflüsse in einer Grafik dargestellt.

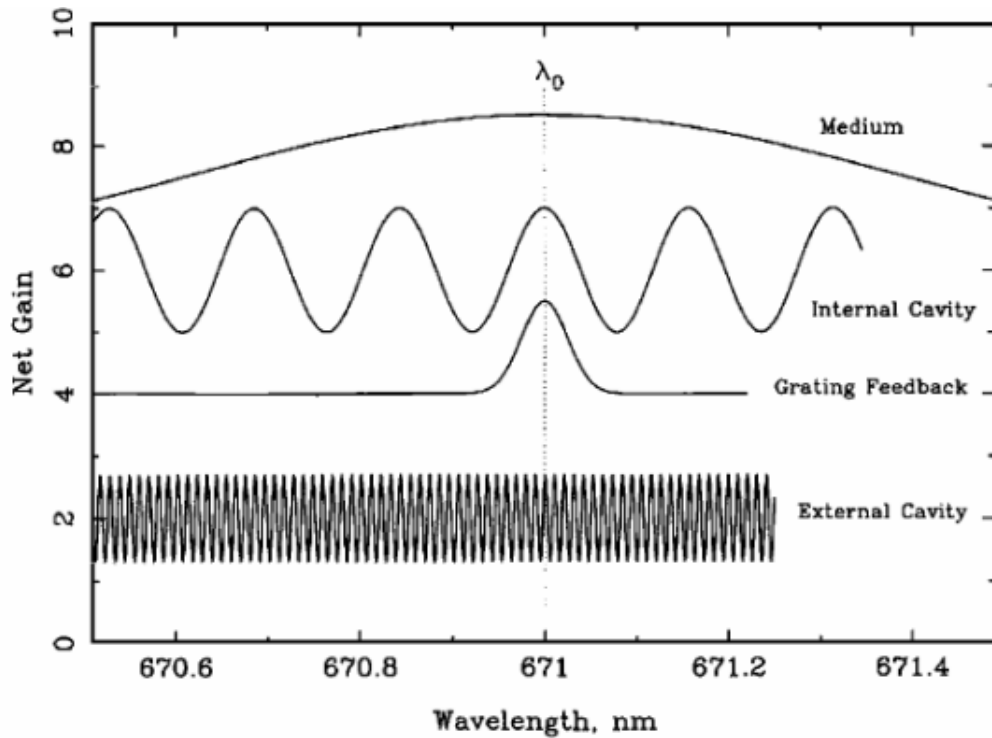


Abbildung 5: Einflüsse auf die optische Zunahme durch verschiedene Faktoren aufgetragen gegen die Wellenlänge [3, S. 6].

Im Folgenden werden die einzelnen Einflüsse weiter erläutert

2.3.1 Medium

Das Material aus dem die Laserdiode besteht hat den größten Einfluss auf die Wellenlänge mit der der Laser strahlt. Dieser Faktor kann einzig durch Erwärmung oder Abkühlung des Materials leicht beeinflusst werden.

2.3.2 Internal Cavity

Die optische Zunahme, die durch den internen Hohlraum entsteht, wird von der Länge des Hohlraums und vom induzierten Strom bestimmt. Diese Zunahme ist periodisch, da in jedem optischen Hohlraum eine Normal-Mode-Struktur vorliegt. Durch den induzierten Strom entsteht Wärme, die die Länge des Hohlraums verändert. Außerdem beeinflusst der Strom die Ladungskonzentration in der aktiven Schicht des Laser. Dadurch, dass sowohl die optische Zunahme von Material, als auch die des inneren Hohlraums verschieden temperaturabhängig ist, kommt es zu sog. Modensprüngen zwischen den Maxima der optischen Zunahme durch die innere Hohlkammer. Auf diese wird später noch explizit eingegangen.

2.3.3 External Cavity

Im Gegensatz zur internen Hohlkammer ist die externe Kammer, die aus dem optischen Gitter und der Rückseite der Laserdiode besteht, wesentlich größer. Daher ist wie in Abbildung (5) zu sehen, die Periodendauer wesentlich kürzer.

2.3.4 Grating Feedback

Das optische Gitter reflektiert nur eine geringe Bandbreite an Frequenzen zurück in die Diode, daher hat dieser Faktor nur einen einzelnen Peak in Abbildung (5). Um den Peak zu verschieben, wird der Winkel mit dem die Strahlung auf das optische Gitter trifft verändert.

2.4 Modensprünge

In diesem Theorieteil wird auf die oben genannten Modensprünge eingegangen. Diese entstehen durch das Zusammenspiel der einzelnen Faktoren auf die optische Zunahme. In Abbildung (6) sind diese dargestellt.

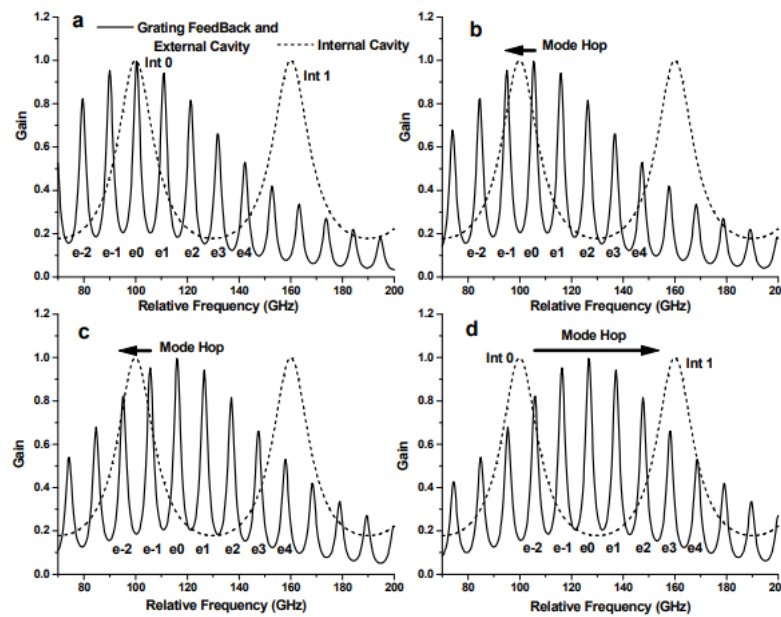


Abbildung 6: Darstellung von Modensprüngen, ausgelöst durch Änderung des Gitterwinkels [3, S. 10].

Dadurch, dass durch Änderung des Gitterwinkels sich die maximale Zunahme des Grating-Feedbacks ändert und gleichzeitig auch durch die interne Hohlkammer, ist es möglich, dass die emittierte Wellenlänge von einem Maximum der externen Hohlkammer zum nächsten springt (siehe Teil b in Abbildung (6)). Weiterhin ist es ebenfalls möglich, dass

zu einem anderen Maximum der internen Hohlkammer gesprungen wird (siehe Teil d in Abbildung (6)). Um diese Modensprünge zu verhindern wird die interne Hohlkammer simultan mit Veränderung des Gitterwinkels sowie des Stromes gesteuert.

3 Durchführung

3.1 Justage

Für die Durchführung des Versuches ist zunächst eine Justage der Apparatur nötig. Bei den verschiedenen Scans beträgt die Messdauer jeweils $t = 1 \text{ s}$ pro Winkel. Als erstes wird ein Detektorscan durchgeführt und das Maximum dieses Scans wird als Nullpunkt des Detektors genommen. Dieser Scan wird um den Nullpunkt durchgeführt von $-0,5^\circ$ bis $0,5^\circ$. Mithilfe eines Z-Scans wird die Probe so justiert, dass sie sich genau an der Position in Z-Richtung befindet an der die maximale Intensität I_{max} halbiert ist.

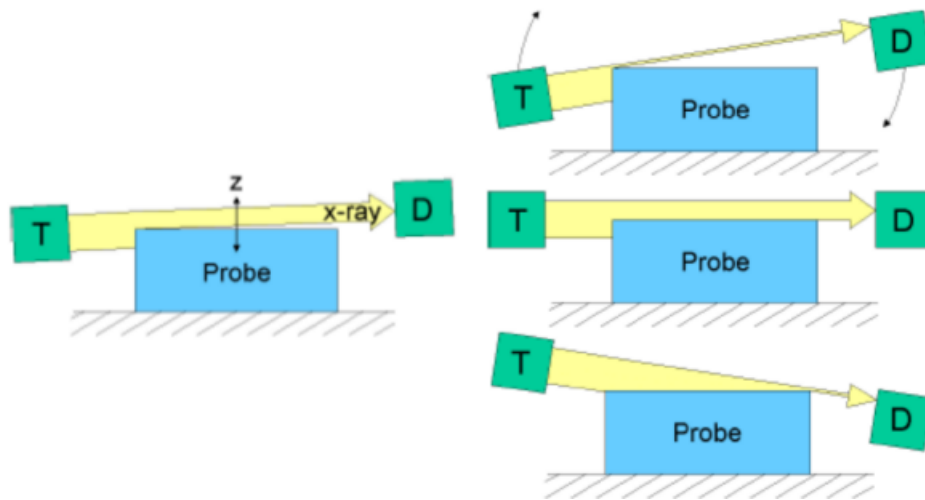


Abbildung 7: Schematische Darstellung des Z-Scans (links) und des Rockingscan (rechts). [2, S. 5]

Mit einem X-Scan wird nun die Position in X-Richtung justiert. Daraufhin wird ein Rockingscan durchgeführt, wobei der Detektor und die Röhre um die Probe gedreht werden. Als Ergebnis sollte ein gleichschenkliges Dreieck herauskommen. Falls dies nicht der Fall sein sollte, muss nachjustiert werden.

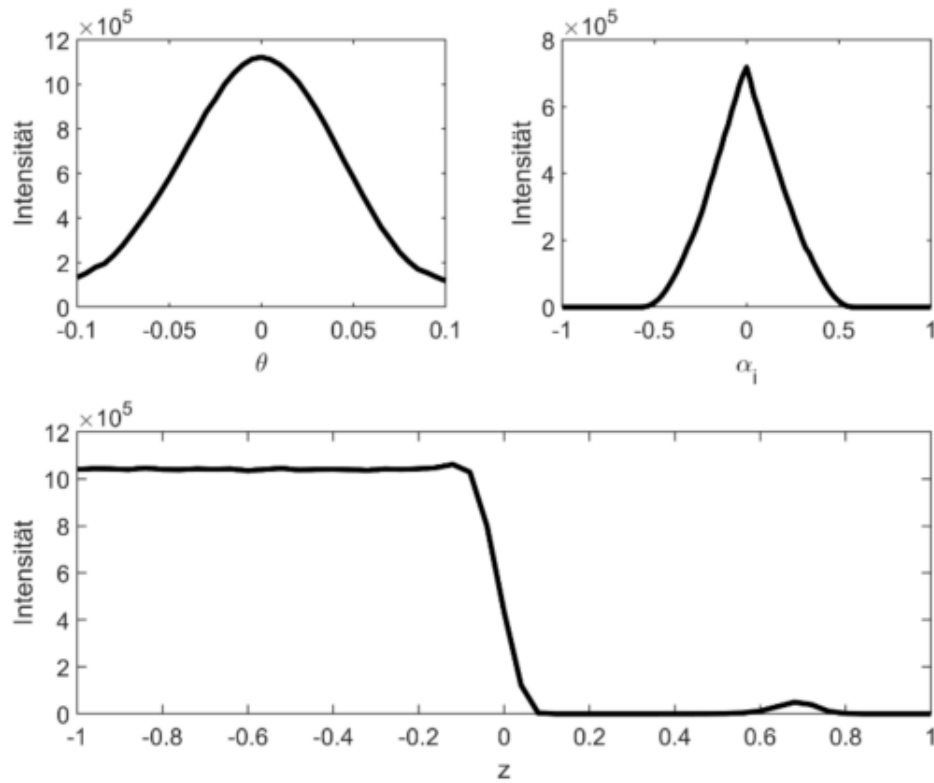


Abbildung 8: Beispielplots von Detektorscan (oben links), Rockingscan (oben rechts) und Z-Scan (unten). [2, S. 6]

Durch die Ausrichtung im Rockingscan ist die Z-Position der Probe nicht mehr exakt, sodass ein weiterer Z-Scan durchgeführt wird. Für die Feinjustierung wird ein weiterer Rockingscan durchgeführt, dieser weicht vom ersten ab, da er unter einem Winkel von $2\theta = 0,3^\circ$ durchgeführt wird. Es sollte ein deutlicher Reflex zu sehen sein. Das Maximum der Kurve wird im Programm im Feld "Enter theoretical Positon" auf $0,15^\circ$ gesetzt. Abschließend wird ein dritter Z-Scan durchgeführt, allerdings sind hier bei Detektor und Röhre jeweils um $0,15^\circ$ geneigt. Dies ist in Abbildung (9) dargestellt.

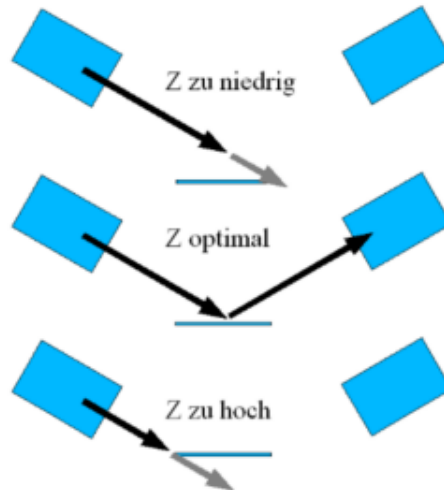


Abbildung 9: Z-Scan mit geneigter Röhre und Detektor [2, S. 7]

Damit ist die Justage der Messapparatur abgeschlossen.

3.2 Messung

Nachdem die Justage abgeschlossen ist, findet die eigentliche Messung der Probe statt. Dafür wird der "Omega/2Theta-Scan" verwendet. Der Scannbereich liegt dabei zwischen 0° bis $2,5^\circ$ und die Schrittweite beträgt $0,005^\circ$ bei einer Messdauer von $t = 5$ s pro Winkel. Zusätzlich wird ein "Diffuse Scan" durchgeführt, wo der Detektor um $0,1^\circ$ zur Röntgenröhre geneigt ist. Die sonstigen Einstellungen bleiben dabei gleich. Abschließend werden die aufgenommenen Messdaten mit FileExchanger von einer .raw-Datei in eine .UXD-Datei umgewandelt und können ausgewertet werden.

4 Auswertung

In diesem Abschnitt werden die aufgenommenen Messdaten in Grafiken dargestellt und ausgewertet. Grafiken sowie dazugehörige Rechnungen sind mit Python [4] erstellt bzw. berechnet worden.

4.1 Justage

Im ersten Auswertungsabschnitt des Versuches, werden zunächst zur Justage von Apparat und Probe einige Scans aufgenommen und später benötigte Parameter erfasst.

4.1.1 Detektorscan

Wie in Abschnitt (3) beschrieben, wird zu Beginn ein Detektorscan durchgeführt. Die aufgenommenen Daten sind Abbildung (10) zu finden. Die Ausgleichsfunktion hat die

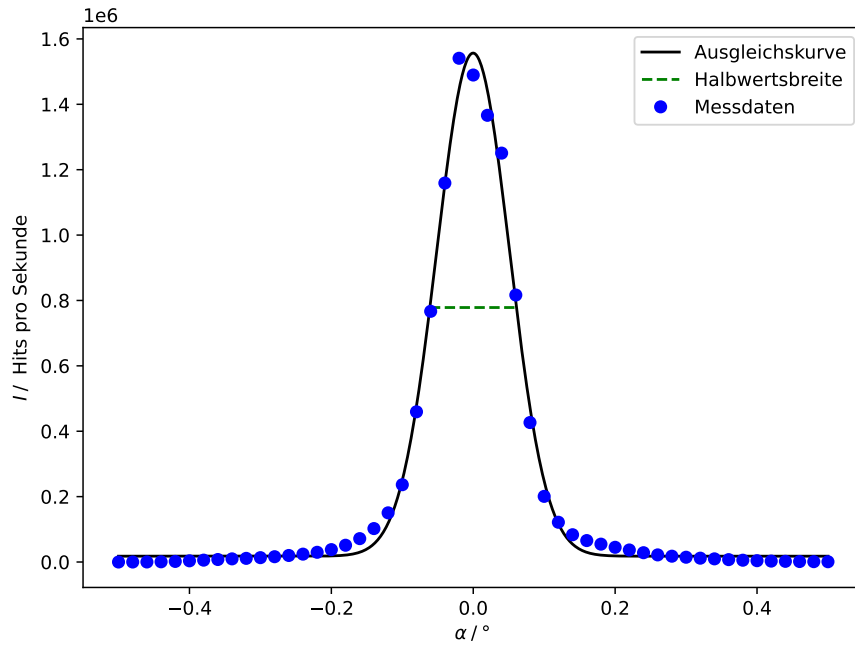


Abbildung 10: Messdaten des Detektorscan mit Gaußfunktion.

Form einer Gaußfunktion und ist gegeben durch:

$$I(\alpha) = \frac{a}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \exp\left(-\frac{(x - \mu)^2}{2\sigma^2}\right) + b \quad (1)$$

Die Parameter ergeben sich zu:

$$a = (1,98 \pm 0,03) \cdot 10^5$$

$$b = (1,8 \pm 0,5) \cdot 10^4$$

$$\sigma = (0,0513 \pm 0,0008)^\circ$$

$$\mu = (0,002 \pm 0,007)^\circ$$

Jetzt werden noch die maximale Intensität I_{\max} und die Halbwertsbreite von der Gaußfunktion abgelesen. Diese lauten:

$$\text{HWB} = 0.122$$

$$I_{\max} = 1,557 \cdot 10^6$$

4.1.2 Z-Scan

In diesem Abschnitt wird aus dem aufgenommenen Z-Scan die Strahlbreite d_0 bestimmt. Die Strahlbreite ist der Abstand zwischen minimaler und maximaler Intensität. In Abbildung (11) ist dies grafisch dargestellt:

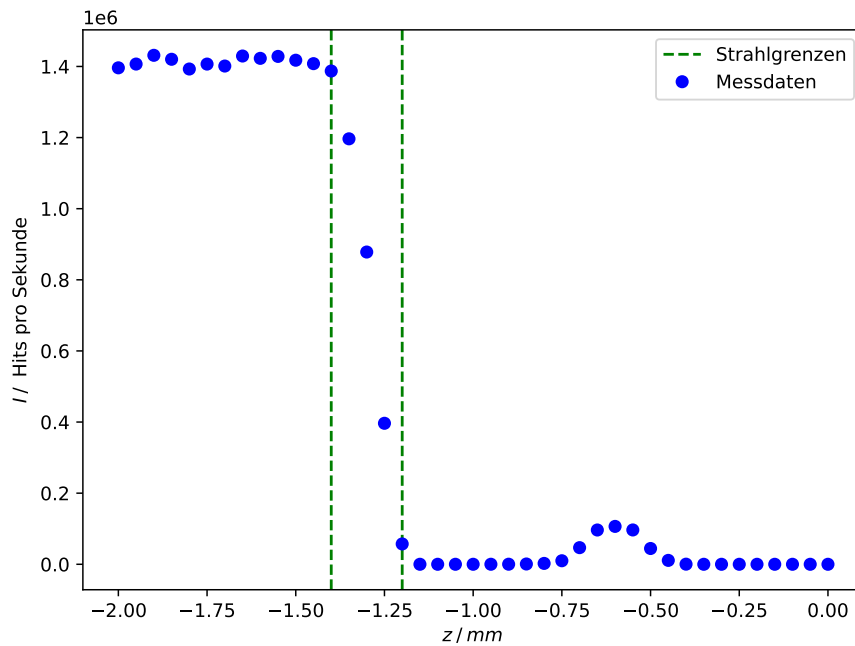


Abbildung 11: Messdaten des Z-Scan mit Strahlbreite d_0 .

Damit ergibt sich die Strahlbreite zu:

$$d_0 = 0,2 \text{ mm}$$

4.1.3 Rockingscan

Im letzten Teil der Justage wird aus dem aufgenommenen Rockingscan der Geometriewinkel α_g bestimmt. Dazu ist in Abbildung (12) das Ergebnis des Scans grafisch dargestellt:

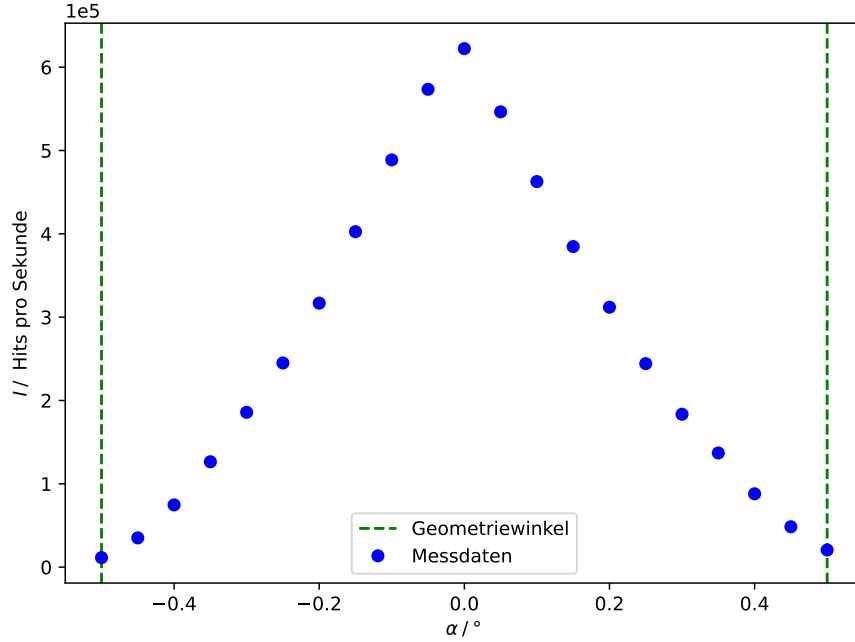


Abbildung 12: Messdaten des Rockingscan mit Geometriewinkeln α_0 .

Die beiden abgelesenen Geometriewinkel sowie der gemittelte Wert lauten:

$$\alpha_{g,\text{links}} = 0,5^\circ$$

$$\alpha_{g,\text{rechts}} = 0,5^\circ$$

$$\bar{\alpha}_g = 0,5^\circ$$

Mit Gleichung (??) kann mit der ermittelten Strahlbreite $d_0 = 0,2 \text{ mm}$ sowie der Probenlänge $D = 20 \text{ mm}$ ein theoretischer Wert für den Geometriewinkel bestimmt werden. Dieser ergibt sich zu:

$$\alpha_{g,\text{Theorie}} = 0,573^\circ$$

4.2 Bestimmung des Dipersionsprofil

In diesem Abschnitt wird aus dem aufgenommenen Reflektivitätsscan das Dipersionsprofil der Probe bestimmt. In den Abbildungen (13) und (14) sind die Ergebnisse zusammengefasst:

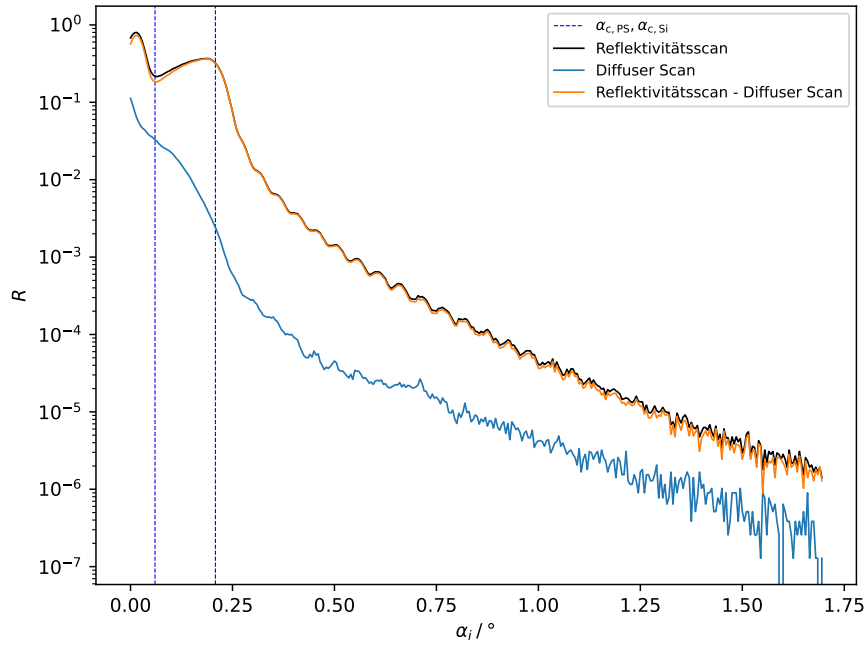


Abbildung 13: Aufgenommene Messdaten vom Diffuse-Scan und Reflektivitätsscan sowie deren Differenz, dazu die kritischen Winkel von Polystyrol und Silizium.

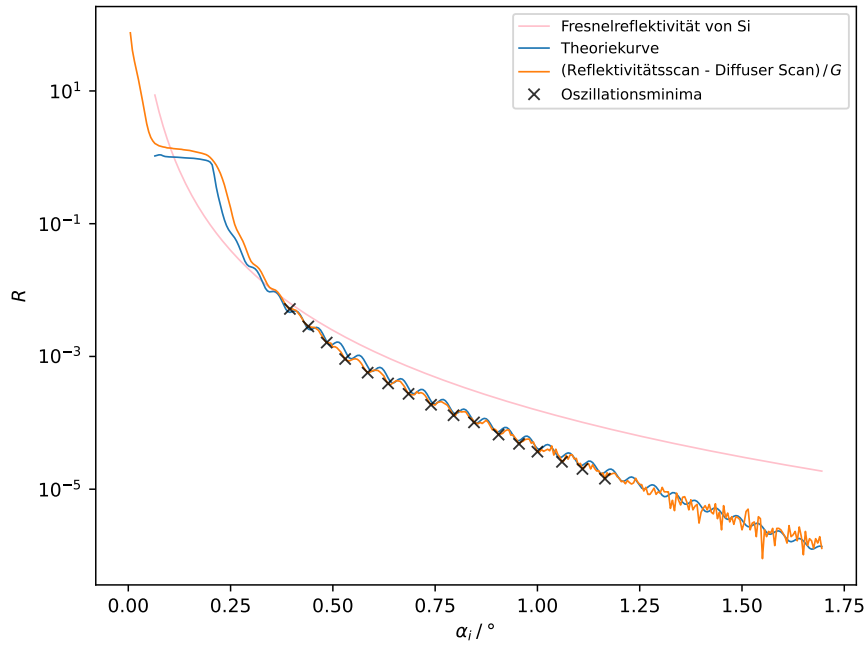


Abbildung 14: Theoretische Fresnelreflektivität von Silizium, Theoriekurve des Parratt-Algorithmus sowie mit Geometriefaktor korrigierter Reflektivitätsscan mit eingezeichneten Kiessing-Minima.

Da die Messdaten im Bereich $\alpha_e > 1,7^\circ$ nicht aussagekräftig sind, werden diese in den Grafiken nicht angezeigt. Die Reflektivität R ergibt sich mit einer Abtastrate von fünf aus folgender Formel:

$$R = \frac{I}{5 \cdot I_{\max}} \quad (2)$$

Der aufgenommene diffuse Scan wird, um Streueffekte so gut wie möglich zu unterdrücken, vom Reflektivitätsscan abgezogen. Da die gemessenen Intensitäten beim diffusen Scan gering waren, fällt dies in der Grafik kaum auf (siehe Abbildung (13)). Die Reflektivität wird mit einem Geometriefaktor korrigiert, dieser ergibt sich mit den aus der Justage ermittelten Größen nach Gleichung (??).

Außerdem ist in Abbildung (14) zu Vergleichszwecken die Fresnelreflektivität einer ideal glatten Siliziumoberfläche aufgetragen. Diese wird aus dem Literaturwert [5, S. 5] $\alpha_{c,\text{Silizium}} = 0,223^\circ$ mit Hilfe von Gleichung (??) bestimmt.

Desweiteren sind ideale Fresnelaktivität und Parratt-Theoriekurve nur bis zum kritischen Winkel $\alpha_{c,\text{PS}} = 0,06^\circ$ aufgetragen. Für $\alpha_e < \alpha_{c,\text{PS}}$ findet Totalreflexion statt.

4.2.1 Reflektivitätsmessung

Zur Bestimmung der Schichtdicke der Polystyrolschicht werden aus dem durch den Geometriefaktor korrigierten Reflektivitätsscan die Abstände $\Delta\alpha_e$ der Minima der Kiessig-Oszillation ermittelt. Der Mittelwert dieser Abstände ergibt sich zu:

$$\overline{\Delta\alpha_e} = (8,8 \pm 0,3) \cdot 10^{-4}^\circ \quad (3)$$

Die Schichtdicke berechnet sich aus Gleichung (??) mit $\lambda = 1,54 \cdot 10^{-10} \text{ m}$ zu:

$$d_{\text{PS}} = (8,7 \pm 0,3) \cdot 10^{-8} \text{ m}$$

4.2.2 Parratt-Algorithmus

In diesem Abschnitt wird ebenfalls die Schichtdicke sowie die kritischen Winkel der verschiedenen Substanzen ermittelt. Dazu wird der Parratt-Algorithmus aus Abschnitt (??) verwendet. Als erstes wird dafür die Reflektivität R für den jeweiligen Einfallswinkel α_e aus den Gleichungen (??), (??) und (??) berechnet. Die hier betrachteten Schichten sind Luft (Schicht 1), Polystyrol (Schicht 2) und Silizium bzw. Substrat (Schicht 3). Da das Substrat als unendlich dick angenommen wird und damit die transmittierte Strahlung t_{N+1} nicht mehr reflektiert wird ergibt sich für $r_{N+1} = 0$, der als Startwert dient.

Zusätzlich ist zu bemerken, dass die Absorption nochmals um eine Größenordnung kleiner als die Dispersion ist und somit für den Intensitätsverlauf keine wirkliche Rolle spielt [1, S. 34, 35], daher wird sie im Folgenden konstant gehalten. Die Absorption berechnet sich aus:

$$\beta = \frac{\lambda}{4\pi} \mu \quad (4)$$

Dafür werden für die linearen Absorptionskoeffizienten μ die Literaturwerte verwendet [5, S. 5]. Die bekannten Parameter sind dann gegeben durch:

$$\begin{aligned}\delta_{1,\text{Luft}} &= 0 \\ z_1 &= 0 \\ \lambda &= 1,54 \cdot 10^{-10} \text{ m} \\ \beta_{\text{PS}} &= 0,49 \cdot 10^{-8} \\ \beta_{\text{Si}} &= 1,73 \cdot 10^{-7}\end{aligned}$$

Die weiteren Parameter δ_2 , δ_3 , σ_1 , σ_2 und z_2 werden so gewählt, dass die Theoriekurve und die gemessene Reflektivität so gut wie möglich übereinstimmen. Die Theoriekurve aus Abbildung (13) hat die folgenden Parameter:

$$\begin{aligned}\delta_{2,\text{PS}} &= 0,55 \cdot 10^{-6} \\ \delta_{3,\text{Si}} &= 6,6 \cdot 10^{-6} \\ \sigma_1 &= 7,5 \cdot 10^{-10} \text{ m} \\ \sigma_2 &= 6,3 \cdot 10^{-10} \text{ m} \\ z_2 &= 8,6 \cdot 10^{-8} \text{ m}\end{aligned}$$

Aus den Dispersionen für Polystyrol δ_{PS} und Silizium δ_{Si} werden die kritischen Winkel α_c bestimmt. Dafür wird Gleichung (??) verwendet und die folgenden Werte ergeben sich:

$$\begin{aligned}\alpha_{c,\text{PS}} &= 0,06^\circ \\ \alpha_{c,\text{Si}} &= 0,208^\circ\end{aligned}$$

Diese sind in Abbildung (13) durch die gestrichelten Linien gekennzeichnet.

5 Diskussion

Die durchgeführten Scans zur Justierung aus den Abbildungen (10), (11) und (12) entsprechen den erwarteten Plots aus Abbildung (8), daher lässt sich sagen, dass die Justage erfolgreich durchgeführt werden konnte, allerdings wären die Ergebnisse vermutlich etwas genauer wären bei Detektor- und Z-Scan mehr Datenpunkte vorhanden. Dies wirkt sich beispielsweise auf den Geometriewinkel aus, denn die Strahlbreite, aus der der Geometriewinkel berechnet wird, kann nur relativ ungenau aus Abbildung (11) ermittelt werden. Der gemessene Geometriewinkel $\alpha_{g,\text{Messung}}$ weicht vom berechneten Geometriewinkel $\alpha_{g,\text{Theorie}}$ ab mit:

$$\begin{aligned}\alpha_{g,\text{Messung}} &= 0,5^\circ \\ \alpha_{g,\text{Theorie}} &= 0,573^\circ\end{aligned}$$

Daraus ergibt sich eine Abweichung von ca. 12.7%.

Der in Abbildung (13) zu sehende korrigierte Reflektivitätsscan liegt zwar in der selben Größenordnung, aber dennoch über das ganze betrachtete Intervall unter dem Wert der Fresnelreflektivität von Silizium. Die erwarteten Kiessing-Oszillationen sind gut zu erkennen und auch die Näherung an die Kurve mit Hilfe des Parratt-Algorithmus ist für $\alpha_i > 0,5^\circ$ gut gelungen. Allerdings sind die Parameter dafür manuell angepasst worden. Im Folgenden sind die eingestellten Parameter mit den Literaturwerten [5, S. 5] verglichen. Zunächst wird die Dispersion sowie die Schichtdicke betrachtet:

$$\begin{aligned}\delta_{\text{PS,Parratt}} &= 0,55 \cdot 10^{-6} \\ \delta_{\text{PS,Literatur}} &= 3,5 \cdot 10^{-6} \\ \delta_{\text{Si,Parratt}} &= 6,6 \cdot 10^{-6} \\ \delta_{\text{Si,Literatur}} &= 7,6 \cdot 10^{-6} \\ d_{\text{PS,Messung}} &= 8,7 \cdot 10^{-8} \text{ m} \\ d_{\text{PS,Parratt}} &= 8,6 \cdot 10^{-8} \text{ m}\end{aligned}$$

Während für Silizium die Dispersion relativ gut übereinstimmt mit einer Abweichung von ca. 13%, ist die Abweichung beim Polystyrol deutlich höher mit ca. 84%. Die Schichtdicken, die einerseits aus dem Abstand der Minima der Kiessig-Oszillation und andererseits mit Hilfe des Parratt-Algorithmus berechnet wurden, stimmen fast exakt überein und sollten daher eine gute Einschätzung für die tatsächlichen Dicke der Probe geben können.

Jetzt werden noch die kritischen Winkel betrachtet:

$$\begin{aligned}\alpha_{\text{c,PS,Messung}} &= 0,060^\circ \\ \alpha_{\text{c,PS,Literatur}} &= 0,153^\circ \\ \alpha_{\text{c,Si,Messung}} &= 0,208^\circ \\ \alpha_{\text{c,Si,Literatur}} &= 0,223^\circ\end{aligned}$$

Da die Winkel direkt aus den Dispersionen bestimmt wurden mit Gleichung (??), hat auch hier wieder der Wert für Silizium die wesentlich geringere Abweichung. In Abbildung (13) ist zu erkennen, dass die kritischen Winkel sehr gut mit den Intensitätseinbrüchen der jeweiligen Kurven übereinander liegen.

Die letzten beiden Parameter, die für den Parratt-Algorithmus verwendet wurden sind die Rauigkeiten, diese lauten:

$$\begin{aligned}\sigma_1 &= 7,5 \cdot 10^{-10} \text{ m} \\ \sigma_2 &= 6,3 \cdot 10^{-10} \text{ m}\end{aligned}$$

Dabei ist σ_1 die Rauigkeit zwischen Luft und Polystyrol und σ_2 die Rauigkeit zwischen Polystyrol und Silizium. Für diese Parameter liegen keine Literaturwerte vor. Allerdings

hat σ_2 einen großen Einfluss auf den Verlauf der Kurve des Parratt-Algorithmus, daher ist anzunehmen, dass die Rauigkeit σ_2 relativ genau bestimmt wurde.

Insgesamt lässt sich sagen, dass über den Parratt-Algorithmus als auch über die Abstände der Minima ein gutes Ergebnis für die Schichtdicke erzielt wurde. Allerdings war die Anpassung des Parratt-Algorithmus sehr subjektiv und es ist möglich, dass mit anderen Parametern eine bessere Annäherung an die Messung erzielt werden kann. Weitere Gründe für Abweichungen können eine nicht optimale Justage der Apparatur oder nicht genügend Datenpunkte wie oben beschrieben.

Literatur

- [1] Florian Bertram. *Röntgenreflektometrie an ultradünnen Schichten*. URL: https://www.physik.uni-osnabrueck.de/fileadmin/documents/AG-Woll/Bachelor_Arbeiten/BachelorarbeitFlorianBertram.pdf (besucht am 04.05.2022).
- [2] TU-Dortmund. *Anleitung zu V44 Röntgenreflektometrie*. URL: https://moodle.tu-dortmund.de/pluginfile.php/1893660/mod_resource/content/2/V44.pdf (besucht am 26.04.2022).
- [3] TU Dortmund. *Diode Laser Physics*. URL: https://moodle.tu-dortmund.de/pluginfile.php/1929926/mod_folder/content/0/DLS_Laserphysik.pdf?forcedownload=1 (besucht am 27.10.2021).
- [4] Python. URL: <https://www.python.org> (besucht am 27.04.2022).
- [5] Kai Reinhold. *Laserbildsysteme*. URL: https://www.fh-muenster.de/ciw/downloads/personal/juestel/juestel/Laser-Bildsysteme_Kai_Reinhold_.pdf (besucht am 12.05.2022).
- [6] Universität Wien. *Grundlagen Laser*. URL: https://www.univie.ac.at/mikroskopie/1_grundlagen/mikroskop/licht/4a_laser_prinzip.htm (besucht am 27.10.2021).