

Szintillierende Fasern

Lukas Bertsch
lukas.bertsch@tu-dortmund.de

Tabea Hacheney Tom Troska
tabea.hacheney@tu-dortmund.de tom.troska@tu-dortmund.de

Durchführung: 21.04.2024

TU Dortmund – Fakultät Physik

Inhaltsverzeichnis

1 Zielsetzung	3
2 Theorie	3
2.1 Anordnung und Aufbau	3
2.2 Funktionsweise	4
2.3 Signalweiterleitung	5
2.3.1 Verlusteffekte	7
2.4 Silizium Photomultiplier	8
2.5 Simulation der Fasern	9
3 Durchführung	10
3.1 Aufbau	10
3.2 Messprogramm	10
3.2.1 Spektrometermessung	11
3.2.2 Radialsymmetrie	11
3.2.3 Simulation	11
3.2.4 Intensitätsmessung	12
3.2.5 Winkelintensitätsmessung	12
4 Auswertung	12
4.1 Spektrometermessung mit- und ohne Raumlicht	12
4.2 Radialsymmetrie	12
4.3 Simulationsdaten	14
4.4 Absorptionsverhalten	17
4.5 Winkelintensitätsmessung	17
5 Diskussion	19
Literatur	20

1 Zielsetzung

Spurdetektoren wie Szintillatoren werden in der experimentellen Physik dazu verwendet, die Bewegungsbahn und Energie von Teilchen zu untersuchen. Durch diese Informationen lassen sich Rückschlüsse auf die zugrundeliegenden Zerfälle und beteiligten Teilchen ziehen. In dieser Versuchsreihe wird eine szintillierende Faser auf bestimmte Eigenschaften untersucht und schließlich durch die gewonnenen Erkenntnisse eine vorhandene Simulation einer szintillierenden Faser der Realität angepasst.

2 Theorie

Mithilfe von szintillierender Fasern können Impuls und Position elektrisch geladener Teilchen ermittelt werden und somit beispielsweise die Masse bestimmt werden. Diese Methode wird seit 2019/2020 an dem LHCb-Experiment verwendet, um mitunter CP-verletzende Zerfälle zu erforschen. Die TU Dortmund ist an der Entwicklung des SciFi (Scintillating Fiber) Trackers stark involviert. Eine wichtige Eigenschaft des SciFi Trackers ist seine Auflösung, welche besser als $100\text{ }\mu\text{m}$ [1] ist.

2.1 Anordnung und Aufbau

Die einzelnen Szintillator Fasern haben einen Durchmesser von $250\text{ }\mu\text{m}$, welcher sich aus einem $220\text{ }\mu\text{m}$ dicken Kern aus Polystyrol und zwei Ummantelungen mit einer Dicke von $7,5\text{ }\mu\text{m}$ zusammensetzt. Die Fasern werden zu mehreren Fasermatten zusammengefügt, wobei ein hexagonales Muster verwendet wird, um möglichst wenig leere Zwischenräume zu erzeugen und die Raumauflösung zu maximieren. Die einzelnen Faser Lagen werden mit Epoxy-Kleber zusammengehalten. Eine schematische Darstellung dieser Anordnung ist in Abbildung 1 zu sehen.

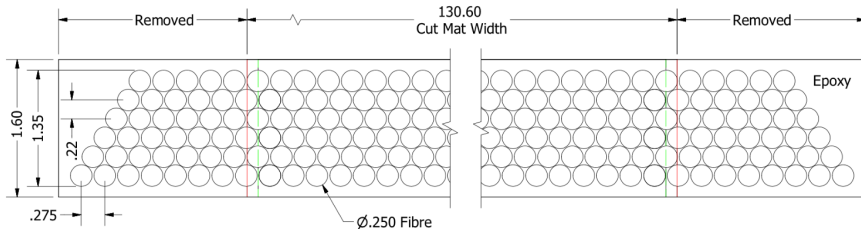


Abbildung 1: Schematische Darstellung der Anordnung der einzelnen Fasern innerhalb der Fasermatten [1].

Der SciFi Tracker besteht aus den Tracker Stationen T1-T3, welche hintereinander angeordnet sind. Die einzelnen Stationen bestehen wiederum aus vier Lagen an Fasermatten, welche in einem x-u-v-x Muster angeordnet sind. Die Lagen u und v sind hierbei um jeweils $\pm 5^\circ$ zu den x-Lagen rotiert. Jede Lage umfasst jeweils 40 nebeneinander angeordnete Matten und zwei übereinander angeordnete Schichten. An den inneren Enden jeder

Matte sind Spiegel angebracht, welche das erzeugte Photonensignal reflektieren. An den jeweiligen äußeren Enden befinden sich Silizium Photomultiplier, um das Signal auszuwerten. Die Anordnung der Fasermatten-Lagen ist in Abbildung 2 gezeigt.

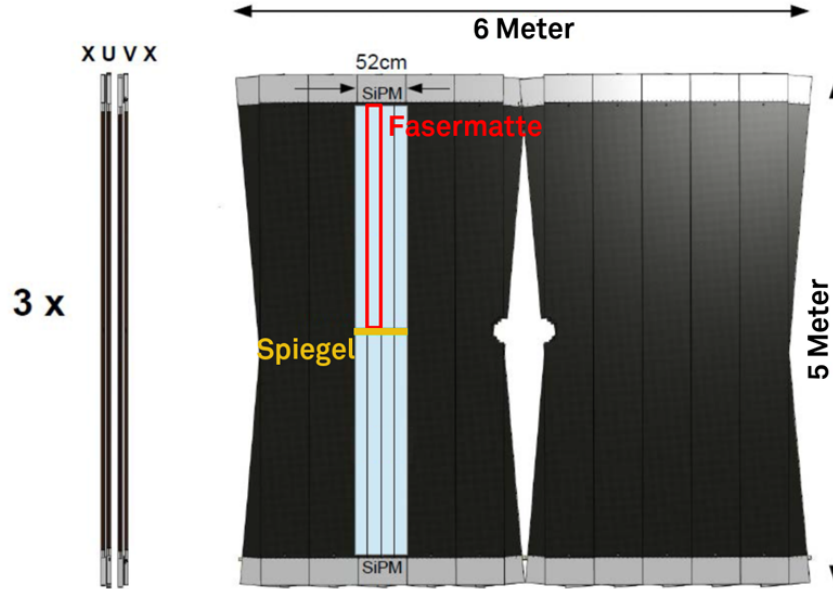


Abbildung 2: x-u-v-x Struktur der Fasermatten-Lagen (links) und der Aufbau einer Tracking Station (rechts) [1].

2.2 Funktionsweise

Die Fasern bestehen in ihrem Kern aus Polystyrol. Polystyrol ist ein organischer Szintillator, welcher bei dem Durchflug geladener Teilchen Photonensignale erzeugt. Bei organischen Szintillatoren werden diese Signale durch molekulare Vorgänge produziert. Hierbei zeigt sich bei längerer Bestrahlung eine Strukturänderung und ein Leistungsabfall des Detektors, was durch Alterungserscheinungen hervorgerufen wird. Anorganische Szintillatoren zeigen keine solche Erscheinungen, sind aber aus Kostengründen für ein so großen Detektor wie der LHCb Detektor ungeeignet.

Die Funktionsweise organischer Szintillatoren beruht auf der Anregung von Molekülzuständen, welche bei Relaxation Photonen im UV-Bereich emittieren. Bei Polystyrol werden die Valenzelektronen, auch π -Elektronen genannt, angeregt. Diese Elektronen sind in Benzolringen delokalisiert und können sich frei im Polystyrol-Molekül bewegen. Diese Elektronen werden durch elastische Stöße entweder in einen $S_{10} - S_{13}$ oder $S_{20} - S_{22}$ Zustand angeregt. Die Moden $S_{11} - S_{13}$ und $S_{20} - S_{22}$ gehen hierbei schnell strahlungsfrei wieder in den S_{10} Zustand über. Bei Relaxationen des S_{10} Zustands in den Grundzustand S_{00} werden schließlich Photonen im UV-Bereich emittiert.

Da lediglich 3 % der angeregten Elektronen in den Zustand S_{00} relaxieren und dabei

UV-Photonen emittieren, wird dem Polystyrol der Farbstoff p-Terphenyl hinzugefügt. Durch diesen Farbstoff verkürzt sich die Zerfallsdauer von 308 ns auf wenige Nanosekunden. Hierdurch wird die erwünschte Relaxation nicht mehr durch schneller ablaufende strahlungsfreie Zerfälle dominiert. Die Energieniveaus der π -Elektronen ist schematisch in Abbildung 3 dargestellt.

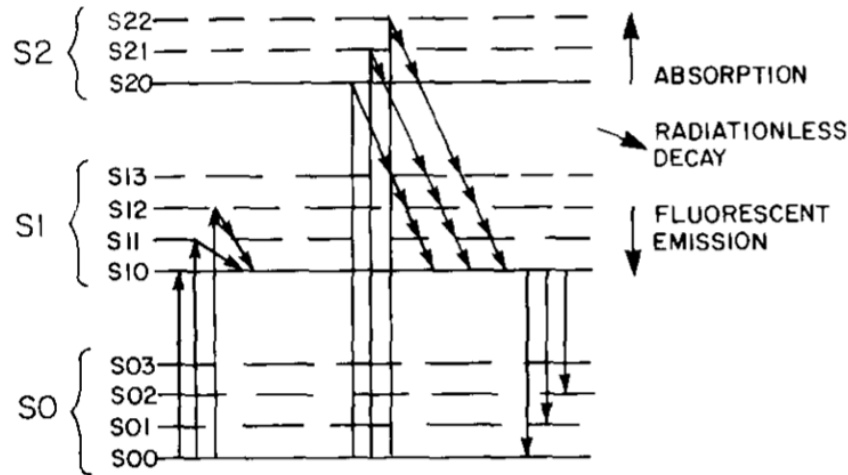


Abbildung 3: Energieniveaus der π -Elektronen in Polystyrol [1].

UV-Strahlung besitzt in durchsichtigen Materialien eine zu geringe Reichweite, als dass ausreichend viele Photonen die Photomultiplier erreichen. Daher wird ein Wellenlängenschieber verwendet, um die Wellenlänge auf einen langwelligeren Bereich zu projizieren. Hierfür muss das Emissionsspektrum des p-Terphenyl und das Absorptionsspektrum des Wellenlängenschiebers möglichst übereinstimmen. Durch diesen Prozess wird die durchschnittliche Reichweite der Photonen erhöht, sodass ein Großteil die Photomultiplier das Ende der Fasern erreicht. Die Emissions- und Absorptionsspektren von Polystyrol, p-Terphenyl und dem verwendeten Wellenlängenschieber TPB ist in Abbildung 4 dargestellt.

2.3 Signalweiterleitung

Die Photonen werden innerhalb der Faser mittels Totalreflexionen weitergeleitet. Totalreflexion tritt hierbei ab einem Grenzwinkel auf, welcher durch das Snelliussche Brechungsgesetz hergeleitet werden kann:

$$\frac{\sin \delta_2}{\sin \delta_1} = \frac{n_1}{n_2}, \quad \delta_2 = \frac{\pi}{2} \quad (1)$$

$$\Rightarrow \sin \delta_g = \frac{n_2}{n_1}, \quad (2)$$

wobei n_1 der Brechungsindex des Mediums der einlaufenden Welle ist und n_2 der des Mediums der auslaufenden Welle. δ_1 ist der Winkel der einlaufenden Welle zum Lot auf

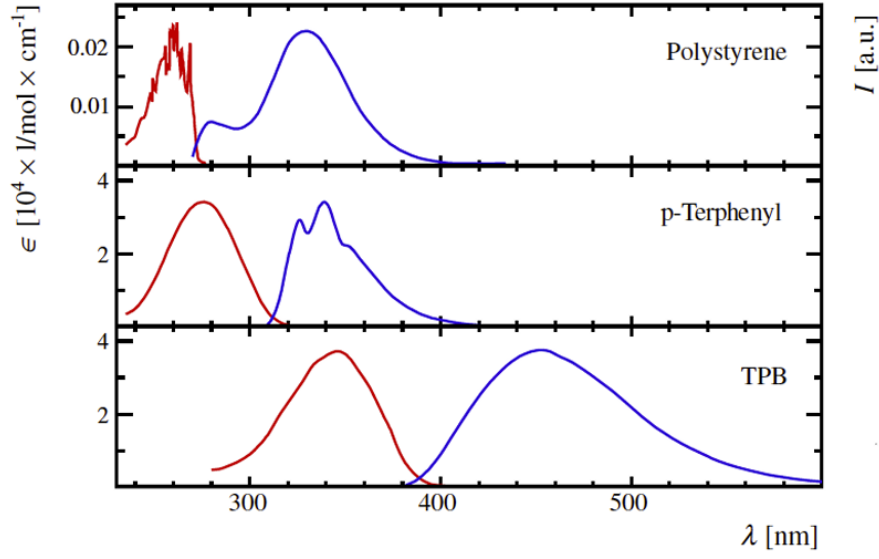


Abbildung 4: Absorptions- (rot) und Emissionsspektren (blau) von Polystyrol, p-Terphenyl und TPB [1].

der Grenzfläche, δ_2 der Winkel der auslaufenden Welle zum Lot und δ_g der Grenzwinkel. Die gegebene Situation ist schematisch in Abbildung 5 dargestellt.

Bei der effektiven Betrachtung der Faser werden Reflexionen an der Grenzfläche zwischen äußerer Ummantelung und der Umgebungsluft vernachlässigt, da der Epoxy-Kleber dort keine Totalreflexionen zulässt. Für die zurückgelegte Strecke der Photonen L und die Anzahl der Reflexionen innerhalb der Faser N lässt sich

$$L = \frac{x}{\cos \Theta} \quad (3)$$

$$N = \frac{x \tan \Theta}{2\sqrt{r_{\text{Kern}}^2 - r_{\text{min}}^2}} \quad (4)$$

bestimmen. Hier ist Θ der Winkel zur Fasermittelachse, r_{Kern} der Radius des p-Terphenyl Kernels und r_{min} der kleinste Abstand der Photonen zur Mittelachse der Faser. r_{min} kann nicht experimentell ermittelt werden. Mithilfe einer Simulation kann allerdings ein mittlerer Wert ermittelt werden.

Je größer der kleinste Abstand des Photons zu der Mittelachse ist, desto eher bewegt sich dieses auf einer Kreisbahn, was zur Konsequenz hat, dass solche Photonen auch noch über dem ermittelten Grenzwert Totalreflexionen ausführen können. Wenn man solche Bahnen mit $r_{\text{min}} \neq 0$ berücksichtigt, ergibt sich die Gleichung

$$\Theta_{\text{refl}} = \arcsin \left(\sqrt{1 - \frac{r_{\text{min}}^2}{r_{\text{Kern}}^2}} \sin \Theta \right). \quad (5)$$

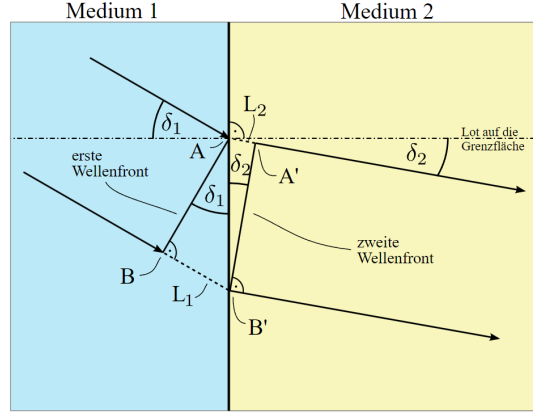


Abbildung 5: Schematische Darstellung der Reflexion und Brechung von elektromagnetischen Wellen beim Übergang in ein anderes Medium [2].

2.3.1 Verlusteffekte

Bei der Propagation von Photonen durch Materie können mehrere Effekte auftreten, die die mittlere Reichweite innerhalb der Faser beeinflussen. Einer dieser Effekte ist die Rayleigh-Streuung, bei der elektromagnetische Strahlung an einem Teilchen gestreut wird, wenn dessen Wellenlänge kleiner ist als die Wellenlänge des Photons. Durch diese Ablenkung kann es dadurch kommen, dass Photonen nicht länger den richtigen Winkel zu den Grenzflächen haben, um Totalreflexionen ausführen zu können. Weiterhin kann es durch Anregung von Molekülschwingungen oder Selbstabsorption des Wellenlängenschiebers zu einer Abschwächung der Intensität des Signals kommen. Die Abschwächung der Intensität durch diese Mechanismen lässt sich mit einem Absorptionskoeffizienten a darstellen. Für die Intensität der Photonen gibt es eine exponentielle Abhängigkeit zum Absorptionskoeffizienten, welche durch

$$I(x) = I_0 \exp\left(-\frac{x}{\lambda}\right) \quad (6)$$

gegeben ist. λ ist die Abschwächlänge und wird durch das Inverse des Absorptionskoeffizienten berechnet. Bei den verwendeten Fasern liegt diese bei etwa 3,5 m [1]. Diese Verlustmechanismen treten sowohl bei der Propagation durch das Kernmaterial, als auch bei der Reflexionen an der Ummantelung auf. Da diese zwei Fälle unterschiedliche Winkelabhängigkeiten besitzen, können sie getrennt betrachtet werden. Die Verluste im Kernmaterial sind gegeben durch

$$A_{\text{Kern}}(x, \Theta) = \exp\left(-\frac{L(x, \Theta)}{\lambda}\right) \quad (7)$$

und die Reflexionsverluste an der Grenzfläche zur Ummantelung durch

$$A_{\text{refl}}(x, \Theta) = \exp(N(x, \Theta) \ln(1 - \epsilon)) \approx \exp(-N(x, \Theta)\epsilon). \quad (8)$$

ϵ ist der Reflexionskoeffizient, welcher die Wahrscheinlichkeit angibt, dass ein Photon bei der Reflexion an der Ummantelung absorbiert wird. Somit ergibt sich durch Multiplikation der beiden Effekte und Verwendung der ausdrücke für L und N (Gleichung 3 und 4) die totale Intensität nach

$$I(x, \Theta) = I_0 \exp \left(-\frac{L(x, \Theta)}{\lambda} - N(x, \Theta)\epsilon \right) = I_0 \exp \left(-x \left(\frac{1}{\lambda \cos \Theta} + \frac{\tan \Theta \epsilon}{2\sqrt{r_{Kern}^2 - r_{min}^2}} \right) \right). \quad (9)$$

Es kann schließlich eine effektive Abschwächung definiert werden als

$$a_{\text{eff}} = \frac{a_0}{\cos \Theta} + \frac{\epsilon \tan \Theta}{2\sqrt{r_{Kern}^2 - r_{min}^2}}. \quad (10)$$

Bei einem Winkel von Θ verschwinden, wie zu erwarten, jegliche Reflexionsverluste. Daher können die Verluste innerhalb des Kerns isoliert und ohne Einfluss der Reflexionsverluste untersucht werden.

2.4 Silizium Photomultiplier

Zur Detektion der erzeugten und weitergeleiteten Photonen werden Silizium Photomultiplier (SiPMs) verwendet. Diese befinden sich an den äußeren Enden der Fasermatten. Diese Photomultiplier sind im Geiger-Modus betriebene Avalanche-Photodioden. Die Photomultiplier bestehen aus mehreren Pixeln, welche jeweils einen Raum von $57,7 \times 62,5 \mu\text{m}$ abdecken. Jeder Pixel besteht aus einem pn-Übergang, welcher beim Eintreffen eines Photons eine messbare Spannung erzeugt. Der zugrundeliegende Prozess entsteht durch einen p- und n-dotierten Halbleiter. An diesem wird eine Spannung angelegt und somit eine Raumladungszone erzeugt in der keine freien Elektronen vorliegen. Regt ein Photon ein Elektron der Raumladungszone an, so entsteht ein Elektron-Loch-Paar. Das Elektron wird durch die angelegte Spannung zu der Kathode beschleunigt und regt auf seinem Weg weitere Elektronen an. Hierdurch können Ladungslawinen von circa 10^6 Elektronen entstehen, welche detektiert werden.

Der Halbleiter benötigt etwa 25 ns, um sich von einer Ladungslawine zu relaxieren und erneut Photonen detektieren zu können. Die Pixelgröße muss optimiert sein, da bei zu großen Pixeln zu viele Photonen ein Signal aussenden und es bei zu kleinen Pixeln dazu kommen kann, dass benachbarte Pixel ebenfalls eine Ladungslawine auslösen.

Jeweils mehrere Pixel sind entlang der Bewegungsrichtung der Photonen in Kanäle aufgeteilt. Für die Auswertung werden jeweils alle gefeuerten Pixel pro Kanal aufsummiert und als Signalstärke interpretiert. Aus den Signalstärken wird die mittlere Position berechnet und somit eine Bahn rekonstruiert. Dieser Prozess ist in Abbildung 6 simuliert.

Mithilfe der Photodetektionseffizienz (PDE) lässt sich eine Aussage über die Qualität eines Detektors bilden. Sie gibt das Verhältnis zwischen detektierten und tatsächlich auftreffenden Photonen an. Die Wellenlängenabhängigkeit der PDE ist in Abbildung 7

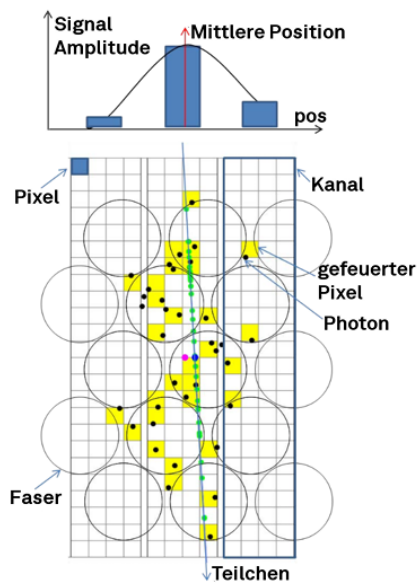


Abbildung 6: Simulation der Photonendetektion durch einzelne Pixel der Photomultiplier. [1]

dargestellt.

Wichtig ist zudem die Dunkelstromrate, welche die ausgelösten Signale ohne tatsächlich eintreffende Photonen beschreibt. Diese entsteht durch thermische Photonen und ist dadurch stark temperaturabhängig. Die Silizium Photomultiplier werden daher auf $-40\text{ }^{\circ}\text{C}$ abgekühlt.

Um eine wellenlängenabhängige Messung zu erhalten, müssen winkelabhängige Messungen mit einem Spektrometer durchgeführt werden, welches Wellenlängen auflösen kann.

2.5 Simulation der Fasern

Mithilfe von Monte-Carlo Simulationen können simulierte Photonen durch einen simulierten Detektor geschickt werden und dadurch Daten erhalten werden, ohne tatsächliche, echte Messungen durchführen zu müssen. Die hier verwendeten Simulationsdaten sind Simulationen einzelner szintillierender Fasern und wurden in GEANT4 erstellt. Es wurden einzelne Photonen simuliert und die verschiedenen theoretischen Verlustmechanismen berücksichtigt, um möglichst realitätsnahe Ergebnisse zu erhalten. Die verwendete Simulationsdaten bestehen aus 50 Fasern mit je 24 Anregungspunkten. Diese Anregungspunkte sind jeweils 100 mm voneinander entfernt. Die erzeugten simulierten Messdaten können schließlich mit echten verglichen werden, um die Simulation von unphysikalischen Ereignissen zu bereinigen und zu optimieren. Aus der Simulation können verschiedene Objektattribute als Variablen zu Auswertung verwendet werden.

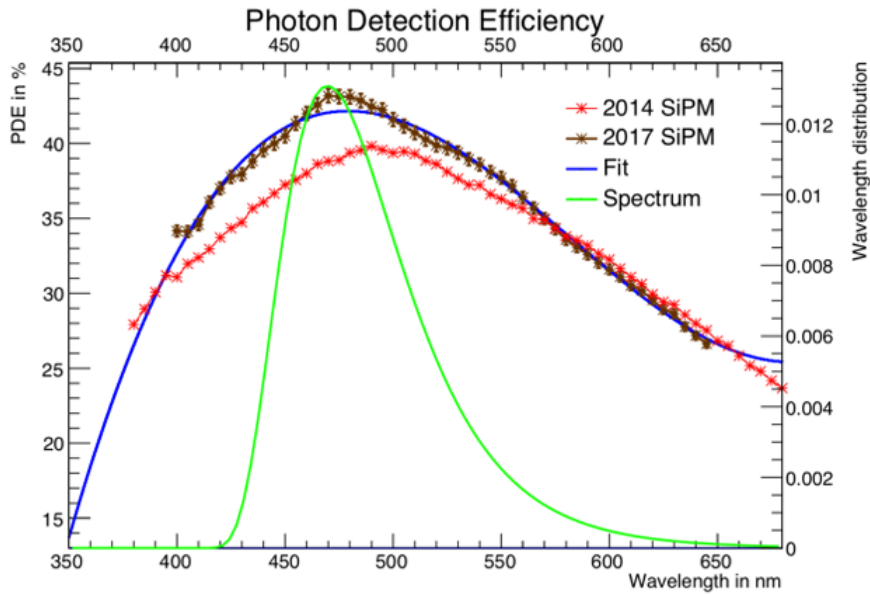


Abbildung 7: Photonendetektoreffizienz in Abhängigkeit der Wellenlänge [1].

3 Durchführung

Zur Analyse der Funktionsweise des SciFi Detektors wird in diesem Versuch eine einzelne szintillierende Faser genauer betrachtet. Der dafür verwendete Versuchsaufbau ist in Unterabschnitt 3.1 beschrieben und das Messprogramm wird in Unterabschnitt 3.2 erklärt.

3.1 Aufbau

Eine szintillierende Faser ist entlang der x-Achse eines xy-Tisches eingespannt, sodass eine LED präzise über eine Länge von 0 mm bis 2000 mm der Faser gefahren werden kann. An einem Ende der Faser sitzt ein Spektrometer, welches mit Schrittmotoren entlang der Horizontalen und der Vertikalen bewegt werden kann. Ein angeschlossener Computer erlaubt die Steuerung der Motoren und der LED sowie die automatische Datenerfassung.

3.2 Messprogramm

Bevor die Messungen starten können, muss der Raum abgedunkelt werden, damit Streulichteffekte unterdrückt werden. Darüber hinaus wird bei jeder Messung sowohl die Anregung der Faser mittels der LED gemessen, als auch die Dunkelzählrate, sodass die Messdaten um diese bereinigt werden können. Für sämtliche Messungen wird eine Integrationszeit von $10\,000\,\mu\text{s}$ und einem Strom von 20 mA gewählt.

3.2.1 Spektrometermessung

Zur Illustration der Auswirkungen von angeschaltetem Raumlicht wird eine Spektrometermessung bei eingeschaltetem und eine bei ausgeschaltetem Raumlicht durchgeführt. Dazu wird an dem Steuerungscomputer in einem GUI eine Spektrometermessung gestartet. Die Intensität der Messungen wird für die beiden Messreihen gegenüber der Wellenlänge aufgetragen. Außerdem wird in einem weiteren Schritt die Dunkelzählrate abgezogen und das Ergebnis erneut graphisch dargestellt.

3.2.2 Radialsymmetrie

Die Intensität des aus der Faser austretenden Lichts folgt einer Radialsymmetrie, welche in dieser Messung verifiziert werden soll. Dazu wird für eine feste Position der LED auf der Faser das Spektrometer entlang der horizontalen und vertikalen Achse verfahren. An dem Computer wird ein Programm aufgerufen, mit dem der aufzufahrende Bereich sowie die Schrittweite eingestellt werden kann. Der horizontale Winkelbereich soll von -18° bis 30° und der vertikale von -6° bis 35° verlaufen.

3.2.3 Simulation

Neben den aufzunehmenden Messdaten werden ebenfalls Simulationsdaten analysiert. Dabei enthalten die Daten Informationen über die Anregungsorte der Faser, den Austrittsort am Faserrande, den Erzeugungsort des Photons mit dazugehörigem Impuls und Wellenlänge, die Anzahl der Reflexionen an der Core-Cladding und Cladding-Cladding Grenzfläche, die Anzahl der Rayleighstreuungen, sowie die zurückgelegten Wegstrecken in den verschiedenen Medien.

Zunächst werden unphysikalische Simulationseffekte bereinigt, indem alle Photonen, deren Austrittsort außerhalb des Faserradius liegt, entfernt werden. Außerdem werden alle Photonen, die Rayleighstreuungen durchgeführt haben, ebenfalls entfernt. Der Datensatz wird anschließend in Kern- und Mantelphotonen aufgeteilt. Der Winkel θ des Photons zur x-Achse wird berechnet und als neue Variable eingeführt. Die Intensität der verschiedenen Winkel θ wird in einem Histogramm sowohl für die Kern- als auch für die Mantelphotonen aufgetragen. Der maximale Winkel unter dem noch Totalreflexion auftreten kann wird berechnet und ebenfalls im Histogramm eingezeichnet.

In einem nächsten Schritt wird der minimale Abstand der Kern- und Mantelphotonen zur Fasermittte berechnet und in einem zweidimensionalen Histogramm in Abhängigkeit zum Winkel θ gesetzt.

Als Nächstes wird die Intensität für verschiedene Winkel in Abhängigkeit zum Anregungsort auf der x-Achse bestimmt und abermals graphisch dargestellt. Mithilfe eines exponentiellen Fits kann der Absorptionskoeffizient der szintillierenden Fasern bestimmt werden.

3.2.4 Intensitätsmessung

In einem weiteren Schritt wird die x-Abhängige Intensität bestimmt. Dazu werden entlang der x-Achse 20 verschiedene Positionen der Faser angeregt und für jede dieser Positionen der horizontale oder vertikale Winkel in zehn Schritten von 0° bis 40° variiert. Diese Daten werden analog zu den Simulationsdaten ausgewertet und mit diesen verglichen.

3.2.5 Winkelintensitätsmessung

Zur Bestimmung des Winkels, bei dem die Intensität am größten ist, wird für einen festen Anregungsort und festen vertikalen Winkel der horizontale Winkel feinschrittig von 0° bis 45° verändert. Die Intensität wird gegen die Winkelverteilung histogrammiert und das Maximum dieser Verteilung bestimmt.

4 Auswertung

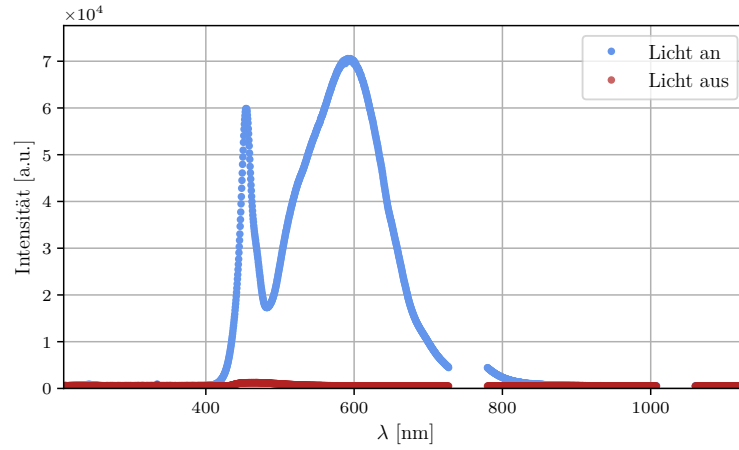
In diesem Versuch werden Messdaten aufgenommen und zusammen mit zuvor simulierten Daten analysiert. So lassen sich die gemessenen Größen mit dem Theoriemodell abgleichen. Die Messdaten werden bei ausgeschaltetem Raumlicht aufgenommen und zu jedem Messwert werden die Dunkelzählraten (Zählraten ohne LED Signal) subtrahiert, um ein Maß für die bereinigte Intensität zu erhalten. Jede Messung erfolgt mit einer Integrationszeit von $10\,000\,\mu\text{s}$ und wird fünfmal gemittelt.

4.1 Spektrometermessung mit- und ohne Raumlicht

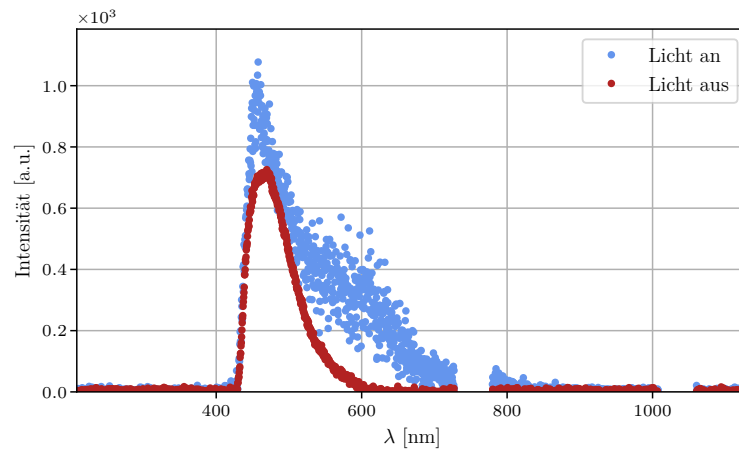
Zuerst wird untersucht, welchen Effekt das Umgebungslicht auf die Auswertung des Versuches hätte. Dazu wird jeweils eine Spektrometermessung mit eingeschaltetem Raumlicht und eine Messung ohne Licht durchgeführt. In Abbildung 8a und Abbildung 8b sind die bereinigte und unbereinigte Intensität gegen die Wellenlänge aufgetragen. Wie sich erkennen lässt, liegt die unbereinigte Intensität der Messung mit äußerem Lichteinfluss weit über jener ohne Raumlicht. Dies wirkt sich stark auf die Fluktuation der Dunkelzählraten bereinigten Messwerte aus, wie sich unschwer in Abbildung 8b erkennen lässt. Daher sollte immer mit möglichst geringer äußerer Lichteinwirkung gemessen werden.

4.2 Radialsymmetrie

Für die Winkelverteilung des am Faserende austretenden Lichtes wird eine Radialsymmetrie erwartet. Um dies zu überprüfen wird die Lichtintensität einer Messung unter Variation der horizontalen- und vertikalen Winkel in einem zweidimensionalen Diagramm aufgetragen. Wie sich an Abbildung 9 erkennen lässt, folgt die Winkelverteilung tatsächlich einer Radialsymmetrie.



(a) Unbereinigte Intensität



(b) Bereinigte Intensität

Abbildung 8: Bereinigte- und unbereinigte Intensität der Lichtreflexe gegen die Wellenlänge für jeweils eine Spektrometermessung mit- und ohne eingeschaltetem Raumlicht.

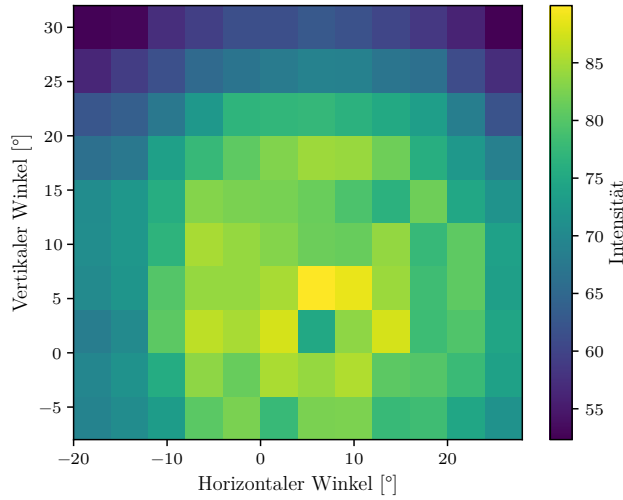


Abbildung 9: Gemessene Intensitätsverteilung gegen horizontalen und vertikalen Winkel.

4.3 Simulationsdaten

Im nächsten Schritt der Analyse werden die Simulationsdaten vorbereitet. Dazu werden die Dateien der einzelnen Fasern und simulierten Anregungspunkte eingelesen. Unphysikalische Simulationsfehler, welche einen Austrittsradius größer dem Faserradius vorweisen werden entfernt. Dazu wird ein Schnitt auf die Variable `r_exit > 0.125` angewendet, welche sich über die Austrittspositionen `y_exit` und `z_exit` berechnen lässt. Die Auswirkung dieser Selektion ist in Abbildung 10 zu sehen. Als nächstes werden alle Photonen entfernt, die Rayleigh-Streuungen vollzogen haben. Der Datensatz wird in Kern- und Mantelphotonen (`length_clad > 0`) aufgeteilt. Der Winkel Θ zur Fasermitte lässt sich anhand des Kosinus des normierten Impulses zur x-Achse bestimmen. Nach Gleichung 1 berechnet sich der maximale Winkel, bei welchem Totalreflexion auftreten kann für die Kern- und Mantelphotonen, die durch die Fasermitte verlaufen zu

$$\begin{aligned}\Theta_{\max 1} &= \arccos\left(\frac{n_2}{n_1}\right) = 21,37^\circ \\ \Theta_{\max 2} &= \arccos\left(\frac{n_3}{n_1}\right) = 27,44^\circ,\end{aligned}$$

wobei $n_1 \approx 1,6$, $n_2 \approx 1,49$ und $n_3 \approx 1,42$ die Brechungsindizes des Kernmaterials und der Mantelmaterialien sind. Dabei gilt $\Theta = 90^\circ - \delta$, weshalb der Kosinus anstelle des Sinus verwendet werden kann. Um am Ende der Faser aus dem Material austreten zu können, dürfen die Photonen am Übergang von Faser zu Luft keine Totalreflexion erfahren. Die maximalen Winkel zur Faserachse ergeben sich für Photonen im Kern, in der ersten Ummantelung und in der äußeren Ummantelung mit rekursiven Einsetzen in Gleichung 1

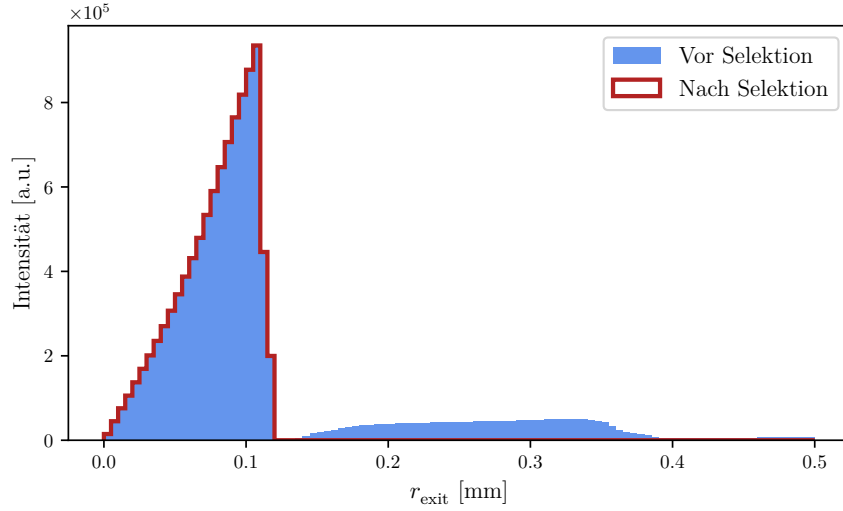


Abbildung 10: Simulationsdaten vor- und nach dem Entfernen unphysikalischer Simulationsfehler.

zu

$$\Theta_{\text{max3}} = \arcsin\left(\frac{1}{n_1}\right) = 38,68^\circ$$

$$\Theta_{\text{max4}} = \arccos\left(\frac{n_2}{n_1} \cos\left(\arcsin\left(\frac{1}{n_2}\right)\right)\right) = 46,34^\circ$$

$$\Theta_{\text{max5}} = \arccos\left(\frac{n_3}{n_1} \cos\left(\arcsin\left(\frac{1}{n_3}\right)\right)\right) = 50,94^\circ,$$

respektive. Dabei wird $n \approx 1$ für Luft verwendet. In Abbildung 11 ist die Winkelverteilung der Kern- und Mantelphotonen histogrammiert. Die theoretisch zu erwartenden, maximalen Winkel sind markiert. Die maximalen Winkel der Simulationsdaten lauten

$$\Theta_{\text{max, Kern}} = 39,02^\circ$$

$$\Theta_{\text{max, Mantel}} = 46,10^\circ.$$

Im nächsten Schritt, wird der minimale Abstand $\mathbf{r_min}$ der Photonen zur Fasermittte (Abstand Gerade-Gerade) bestimmt. In Abbildung 12 ist die Intensitätsverteilung in einem zweidimensionalen Histogramm gegen den Winkel Θ und den minimalen Abstand zur Fasermittte $\mathbf{r_min}$, jeweils für Kern- und Mantelphotonen aufgetragen. Wie sich erkennen lässt, steigt der maximal erreichte Winkel zur Faserachse mit dem Abstand zu dieser an, was der Erwartung entspricht. Das Band der Kernphotonen endet für $\mathbf{r_min} = 0$ ungefähr, bei dem Maximalwinkel der Totalreflexion an der ersten Faserummantelung (Θ_1). Das Band der Mantelphotonen beginnt dort und endet bei dem Maximalwinkel der Totalreflexion an der Faserhülle (Θ_2), was ebenfalls den Erwartungen entspricht.

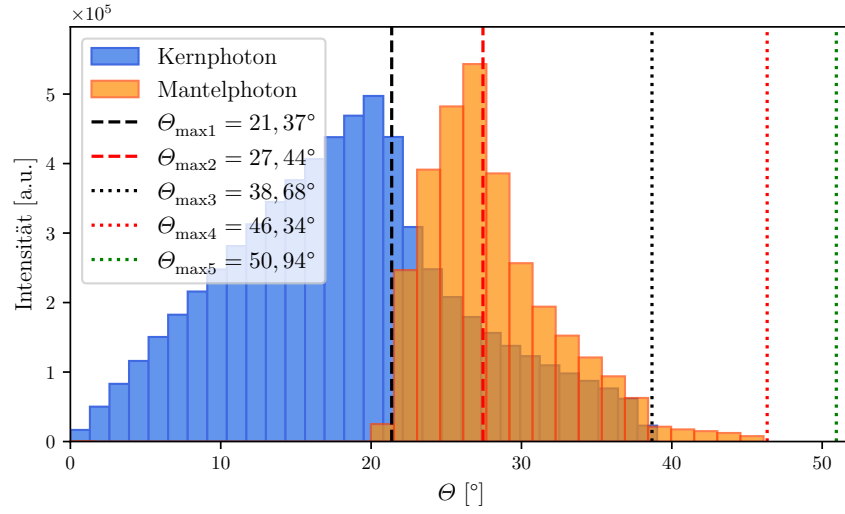


Abbildung 11: Winkelverteilung der Kern- und Mantelphotonen in den Simulationsdaten. Die Winkel Θ_{\max} beschreiben die theoretischen Grenzwinkel der Totalreflexion.

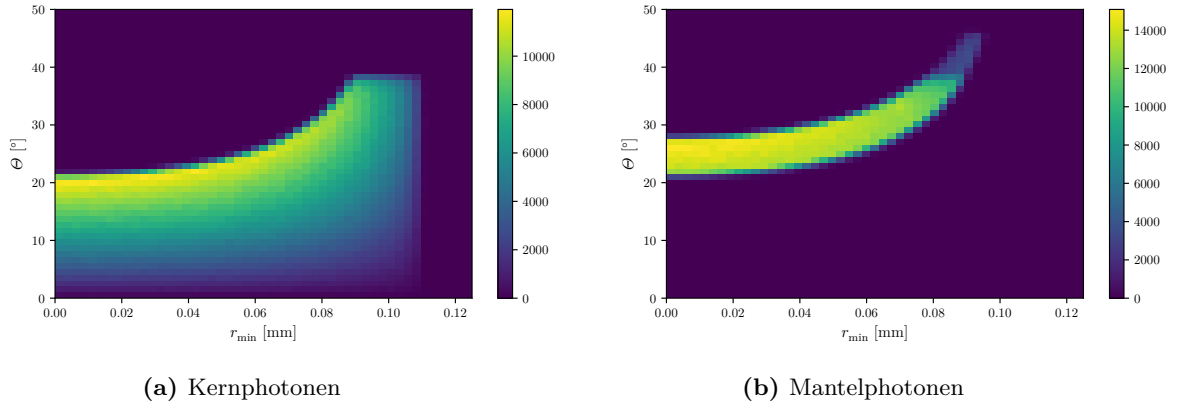


Abbildung 12: Zweidimensionales Histogramm der Intensitätsverteilung gegen den Winkel Θ zur Faserachse und den minimalen Abstand zur Fasermittte r_{\min} für Kern- Mantelphotonen.

4.4 Absorptionsverhalten

Als nächstes wird das Absorptionsverhalten der Photonen in der Faser untersucht. Dazu wird zu jedem gemessenen Winkel der Intensitätsmessung die Abschwächung der Intensität abhängig vom Anregungsort betrachtet. Mittels *scipy* [3] wird eine exponentielle Funktion der Form $I(x) = I_0 e^{-ax}$ an die Messdaten gefittet. Dieses Vorgehen ist in Abbildung 13 für die 10 gemessenen Winkel dargestellt. Es ergibt sich ein Durchschnittswert

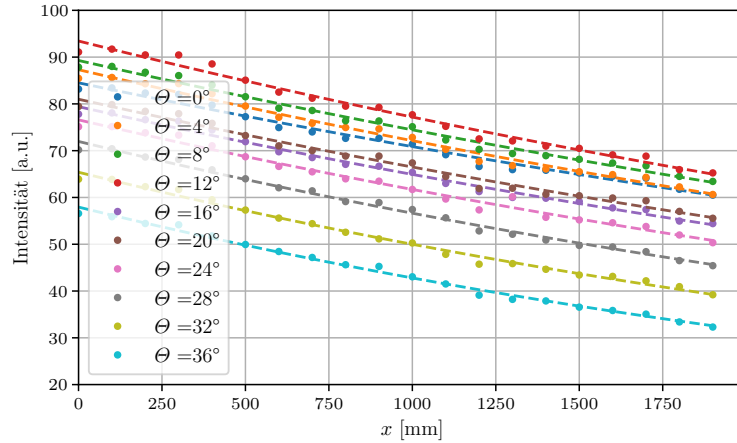
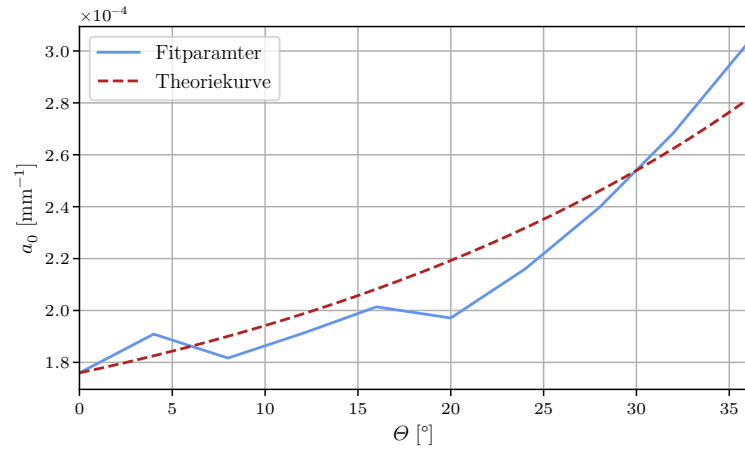


Abbildung 13: Fits zur Bestimmung des Absorptionskoeffizienten für die vermessenen Winkel. Die exponentiellen Fits sind mit einer gestrichelten Linie eingezeichnet.

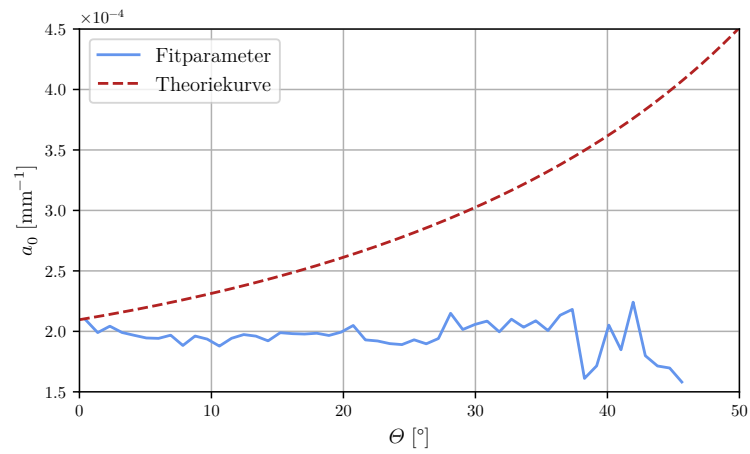
des Absorptionskoeffizienten von $a_{\text{avg, exp}} = 2,1653 \cdot 10^{-4} \text{ 1/mm}$. Ein analoges Verfahren wird auf die Simulationsdaten angewendet, wobei hier die Winkel kontinuierlich verlaufen und deshalb in 100 Bins unterteilt werden. Hier ergibt sich ein Mittelwert von $a_{\text{avg, theo}} = 1,9571 \cdot 10^{-4} \text{ 1/mm}$. Die Winkelabhängigkeit des Absorptionskoeffizienten kann Abbildung 14 entnommen werden. Die jeweiligen Fitparameter werden dabei gegen den Winkel aufgetragen. Ebenfalls ist die Theoriekurve des winkelabhängigen Absorptionskoeffizienten nach Gleichung 10 eingezeichnet.

4.5 Winkelintensitätsmessung

Zuletzt wird der Winkel maximaler Intensität mithilfe einer feinschrittigen Winkelintensitätsmessung bestimmt. Dazu könne die in Abbildung 15 dargestellten Daten verwendet werden. Aus der Abbildung kann der Winkel maximaler Intensität als $\Theta = 11^\circ$ entnommen werden.



(a) Messdaten



(b) Simulationsdaten

Abbildung 14: Winkelabhängigkeit des Absorptionskoeffizienten für die Mess- und Simulationsdaten.

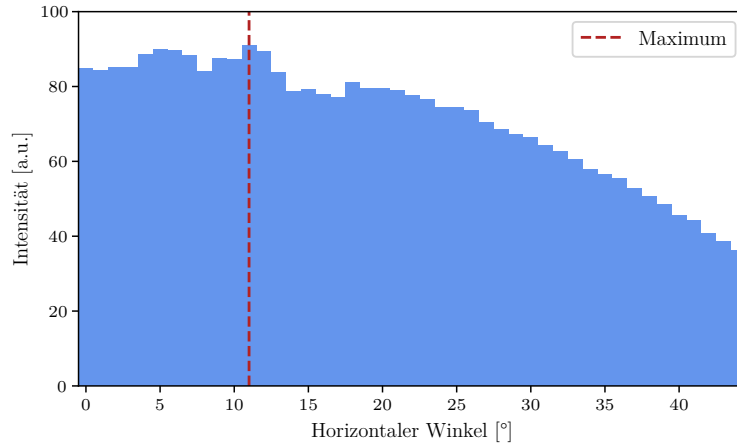


Abbildung 15: Intensitätsverteilung der Messdaten gegen den horizontalen Winkel.

5 Diskussion

Die Spektrometermessung für eingeschaltetes und ausgeschaltetes Raumlicht aus Unterabschnitt 4.1 zeigt deutlich die Notwendigkeit der Abdunklung des Raums. Hierbei ist zu beachten, dass die Bereinigung der Messwerte um die Dunkelzählrate erneut ein klareres Signal produziert.

Die radialsymmetrische Verteilung der Intensität der aus der Faser austretenden Photonen wird durch Abbildung 9 bestätigt. Das Maximum der Intensität liegt nicht bei 0° . Es ist möglich, dass ein systematischer Offset in Ausrichtung der Messapparatur vorliegt.

Die bereitgestellten Simulationsdaten lassen sich in Kern- und Manteldaten unterteilen und die unterschiedlichen Wirkungen lassen sich in Abbildung 11 deutlich erkennen. Das verschiedene Verhalten wird nochmals in Abbildung 12 verdeutlicht, wo der Winkel θ gegenüber dem minimalen Abstand zur Fasermittelpunkt r_{\min} aufgetragen wird.

Die Winkelabhängigkeit der experimentell bestimmten Absorptionskoeffizienten steht in Übereinstimmung mit der theoretisch zu erwartenden (siehe Abbildung 14a). Aus Abbildung 14b wird jedoch ersichtlich, dass die Simulationsdaten keine Übereinstimmung mit der Theorie aufweisen. Es ist denkbar, dass die Winkelabhängigkeit der Absorptionskoeffizienten in der Simulation nicht berücksichtigt wird.

Die Winkelintensitätsmessung liefert ein Maximum der Intensität für einen horizontalen Winkel von 11° . Auch hier ist es möglich, dass ein systematischer Offset der Ausrichtung von dem Spektrometer die Daten verzerrt. In Abbildung 15 wird auch ersichtlich, dass die Winkel, die kleiner als 11° sind, nur eine geringfügig kleinere Intensität als das Maximum aufweisen. Eine längere Messdauer könnte gegebenenfalls ein anderes Ergebnis liefern.

Literatur

- [1] *Vermessung von szintillierenden Fasern für das LHCb-Experiment*. TU Dortmund, Fakultät Physik. 2018.
- [2] *Snelliussches Brechungsgesetz*. Wikipedia. URL: https://de.wikipedia.org/wiki/Snelliussches_Brechungsgesetz?oldformat=true (besucht am 03.05.2024).
- [3] Pauli Virtanen u. a. „SciPy 1.0: Fundamental Algorithms for Scientific Computing in Python“. In: *Nature Methods* 17 (2020), S. 261–272. DOI: 10.1038/s41592-019-0686-2.