

Eigenschaften von dichroitischen Spiegeln als Frequenzfilter im **panda** DIRC-Detektor

Properties of dichroic mirrors to be used as
frequency filters
within the **panda** DIRC-Detektor

Bachelorthesis

von

Nils Stöckmann

Betreuer:

Prof. Dr. M. Düren

JUSTUS-LIEBIG-UNIVERSITÄT GIESSEN

II. PHYSIKALISCHES INSTITUT

27. September 2010

Zusammenfassung

Das PANDA-Experiment an der FAIR-Beschleunigeranlage ist eines der zukünftigen Großforschungsprojekte der Kern- und Teilchenphysik. In PANDA soll ein neuartiger Cherenkov-Detektor für die Teilchenidentifikation im Vorwärtswinkelbereich eingebaut werden. Für diesen neuen Disc-DIRC-Detektor gibt es mehrere Konzepte. Die Leistungsfähigkeit aller dieser Entwürfe wird durch die Dispersion des Cherenkov-Lichts im Radiator eingeschränkt.

In dieser Arbeit werden Spezifikationen für dichroitische Spiegel entworfen, um Wellenlängenbereiche des Cherenkov-Lichts selektieren zu können und so den störenden Einfluss der Dispersion zu reduzieren. Neben der Frequenzfilterung werden Anforderungen an Strahlenhärte, Einfallswinkel und Polarisierung gestellt und die Spiegel auf die optischen Eigenschaften des Radiators angepasst.

Mehrere kommerziell erhältliche dichroitische Filter werden zu Testspiegeln zusammengebaut und mit einem eigens entwickelten Verfahren zur Prüfung des Reflexions- und Transmissionsgrades unter verschiedenen Winkeln und Wellenlängen vermessen. Anhand der Ergebnisse wird der Einfluss von durch γ -Strahlung entstandenen Defekten auf die optischen Eigenschaften untersucht.

Abstract

The PANDA experiment at the FAIR accelerator facility is one of the future large-scale research projects in nuclear and particle physics. Within the forward area of PANDA, a novel Cherenkov detector for particle identification is going to be constructed. Multiple concepts for this new Disc-DIRC-type detector exist; all of them are faced with solving the problem of the Cherenkov light's colour dispersion, since it greatly reduces the effectiveness of the detector.

In this thesis specifications for dichroic mirrors used to select wavelength intervals out of the Cherenkov spectrum are designed. The usage of the developed mirrors will reduce the problematic influence of colour dispersion on the detector. In addition to frequency filtering, requirements on radiation hardness, angle of incident, polarisation and compatibility to the radiator's optical properties are made.

Multiple commercially available dichroic filters are combined and used for testing with an ad hoc designed procedure to measure the reflection- and transmission coefficients. Using the results, the influence of γ -radiation generated defects on the mirrors' optical properties is investigated.

Inhaltsverzeichnis

Zusammenfassung	2
Inhaltsverzeichnis	3
1 Einführung	5
1.1 PANDA/FAIR	5
1.2 Der DIRC-Detektor	5
1.2.1 Der Disc-DIRC in PANDA	6
1.2.2 Spiegel im Top-Dirc	6
2 Physikalische Effekte	8
2.1 Cherenkov-Strahlung	8
2.2 Brechungsindex und Dispersion	9
2.3 Licht an Mediengrenzflächen	9
2.3.1 Totalreflexion	10
2.3.2 Reflexionsverluste	10
3 Der Disc-DIRC-Detektor	13
3.1 Bauformen	13
3.2 DIRC-Scheibe und Cherenkov-Licht	14
3.2.1 Scheibe	14
3.2.2 Richtung des Cherenkov-Lichts in der Platte	15
3.2.3 Lichtlaufzeit	16
3.2.4 Messfehler der Lichtlaufzeit	17
3.3 Detektion	19
3.4 Rekonstruktion und Identifikation	20
3.4.1 Dichroitische Spiegel	20
4 Anforderungen an die dichroitischen Filter	22
4.1 Strahlenhärte	22
4.1.1 Spiegel	22
4.1.2 Radiatormaterial	24
4.1.3 Optische Kleber	27
4.2 Transmissionsbereiche der Spiegel	27
4.2.1 Photonenzahlen	27
4.2.2 Zeitverschmierung	33
4.2.3 Optimale Transmissionsbereiche	36
4.3 Einfallende Strahlung	39
4.3.1 Einfallswinkel	39
4.3.2 Polarisisation	41
5 Messungen	42
5.1 Aufgabenstellung	42
5.2 Aufbau und Durchführung	43
5.2.1 Transmissionsmessung	44
5.2.2 Reflexionsmessung	44
5.2.3 Bestrahlung	48
5.3 Ergebnisse	49

5.3.1	Transmission	49
5.3.2	Reflexion	49
5.3.3	Transmission nach Bestrahlung	52
5.3.4	Reflexion nach Bestrahlung	55
6	Wertung	57
6.1	Messverfahren zur Prüfung der Spiegel	57
6.1.1	Reflexionsmessungen	57
6.1.2	Transmissionsmessungen	57
6.2	Übereinstimmung der Spiegel mit den Spezifikationen	58
6.3	Ausblick	59
	Anhänge	61
A	Modellzeichnung des PANDA-Experiments	61
B	Berechnung von typischer Lichtweglänge und Transmissionsfaktor	62
C	Kenndaten verschiedener Photodetektoren	64
C.1	Fitverfahren	65
C.2	Parametrisierungen	65
C.2.1	Philips Silicon Photomultiplier	66
C.2.2	Hamamatsu MCP R3809U-50	66
C.2.3	Hamamatsu MCP R3809U-52	67
C.2.4	Hamamatsu MCP R5916U-50	67
C.2.5	Hamamatsu MCP R5916U-58	68
C.2.6	Hamamatsu H10966	68
C.2.7	Photonis MCP XP85012/A1	69
C.2.8	BINP MCP 5032	69
C.2.9	BINP MCP 5032, bestrahlt	70
C.2.10	Übersicht über die PDE verschiedener Detektoren	71
D	Gleichungen zur Berechnung der Zeitauflösung	72
D.1	Wellenlängendifferentieller Winkelfehlerterm	72
D.2	Erzeugung von Informationsmengenwerten	73
E	Ruby-Skript zur Steuerung der Reflexionsmessung	75
F	Dreidimensionale Darstellungen des Reflexionsgrades	79
	Quellenverzeichnis	82
	Abbildungsverzeichnis	85
	Danksagung	87
	Eidesstattliche Erklärung	88

Kapitel 1

Einführung

1.1 PANDA/FAIR

\bar{p} anda (anti-Proton ANnihilation in DArmstadt) ist ein an der FAIR (Facility for Antiproton and Ion Research) geplantes teilchenphysikalisches Experiment, in dem Antiprotonen mit bis zu 15 GeV/c Impuls auf verschiedene Fixed Targets [FAI10, Sei10] geschossen werden sollen.

Die Beschleunigeranlage FAIR soll aus der GSI hervorgehen. Die bestehenden Anlagen sollen dabei so erweitert werden, dass viel höhere Phasenraumdichten als zuvor erreicht werden können. Mit der hohen Luminosität dieser Strahlen sollen Messungen zur QCD in bisher nicht erreichter Präzision durchgeführt werden [FAI10].

1.2 Der DIRC-Detektor

DIRC ist eine Abkürzung für Detection of Internally Reflected Cherenkov light. Der Ausdruck steht für die prinzipielle Idee, geladene Teilchen durch eine Radiatorplatte fliegen zu lassen, sodass Cherenkov-Licht unter Winkeln zur Plattenoberfläche emittiert wird, bei denen Totalreflexion auftritt. Das totalreflektierte Licht wird in der DIRC-Scheibe bis zu einem Photodetektor weitergeleitet.

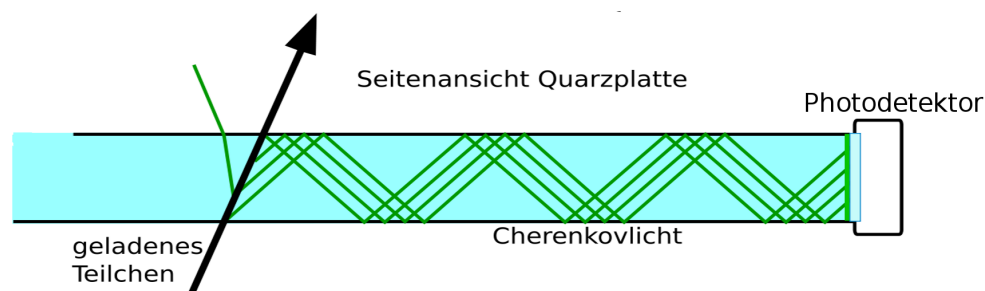


Abbildung 1.1: Cherenkov-Photonen entstehen beim Durchgang eines geladenen Teilchens durch die Radiatorscheibe (im Querschnitt dargestellt) und werden im Zickzack zum Detektor reflektiert. Abbildung: Verändert nach [Föh10].

Aus Richtung, Laufzeit, Wellenlänge und Verteilung des Lichts können Informationen über das durchtretende Teilchen gewonnen werden.

Die Giessener Arbeitsgruppe arbeitet dabei an einem Detektor, der Teilchen primär über die Verteilung und Laufzeit (Time of Propagation, **ToP**) der ausgesandten Cherenkov-Photonen identifiziert.

1.2.1 Der Disc-DIRC in PANDA

In das \bar{p} anda-Experiment soll ein Time-of-Propagation-DIRC-Detektor eingebaut werden. Die Aufgabe des Detektors ist die Identifikation von geladenen Hadronen im Impulsbereich von ca. 0,5 bis 4,5 GeV/c. Bei dem Detektor handelt es sich um ein innovatives *scheibenförmiges* „Disc“-Design, das vor dem elektromagnetischen Vorwärtskalorimeter eingebaut wird.

Mit dem neuen Design kann erstmals auch der Vorwärtswinkelbereich mit einem DIRC-Detektor ausgestattet werden. Bisherige DIRC-Detektoren wie der BABAR-DIRC am SLAC waren sogenannte *Barrel-DIRCs* und waren daher nicht für Bereiche mit kleinen Streuwinkeln gegen die Strahlachse ausgelegt.

Abbildung 1.2 auf Seite 7 zeigt eine schematische Zeichnung des PANDA-Experiments, in der die Position des Disc-DIRC-Detektors eingezeichnet ist.

1.2.2 Spiegel im Top-Dirc

Mit farbselektiven dichroitischen Spiegeln als Frequenzfilter für Photodetektoren können ein geringerer Einfluss der Dispersion auf die gemessene Lichtlaufzeit sowie längere Photonenwege erreicht werden. Beide Effekte bewirken eine genauere Messung der Lichtlaufzeit, was die Teilchenidentifikation verbessert bzw. bei großen Impulsen erst ermöglicht.

In dieser Arbeit sollen die nötigen Anforderungen an die optischen Eigenschaften dieser Spiegel gesammelt und Spezifikationen für ihre Herstellung berechnet werden.

Bei einigen kommerziell verfügbaren Spiegeln wird im Rahmen dieser Arbeit experimentell überprüft, ob sie die nötigen Kriterien bereits zu einem gewissen Grad erfüllen. Dies soll die Machbarkeit eines ToP-DIRC-Detektors mit dichroitischen Spiegeln zeigen.

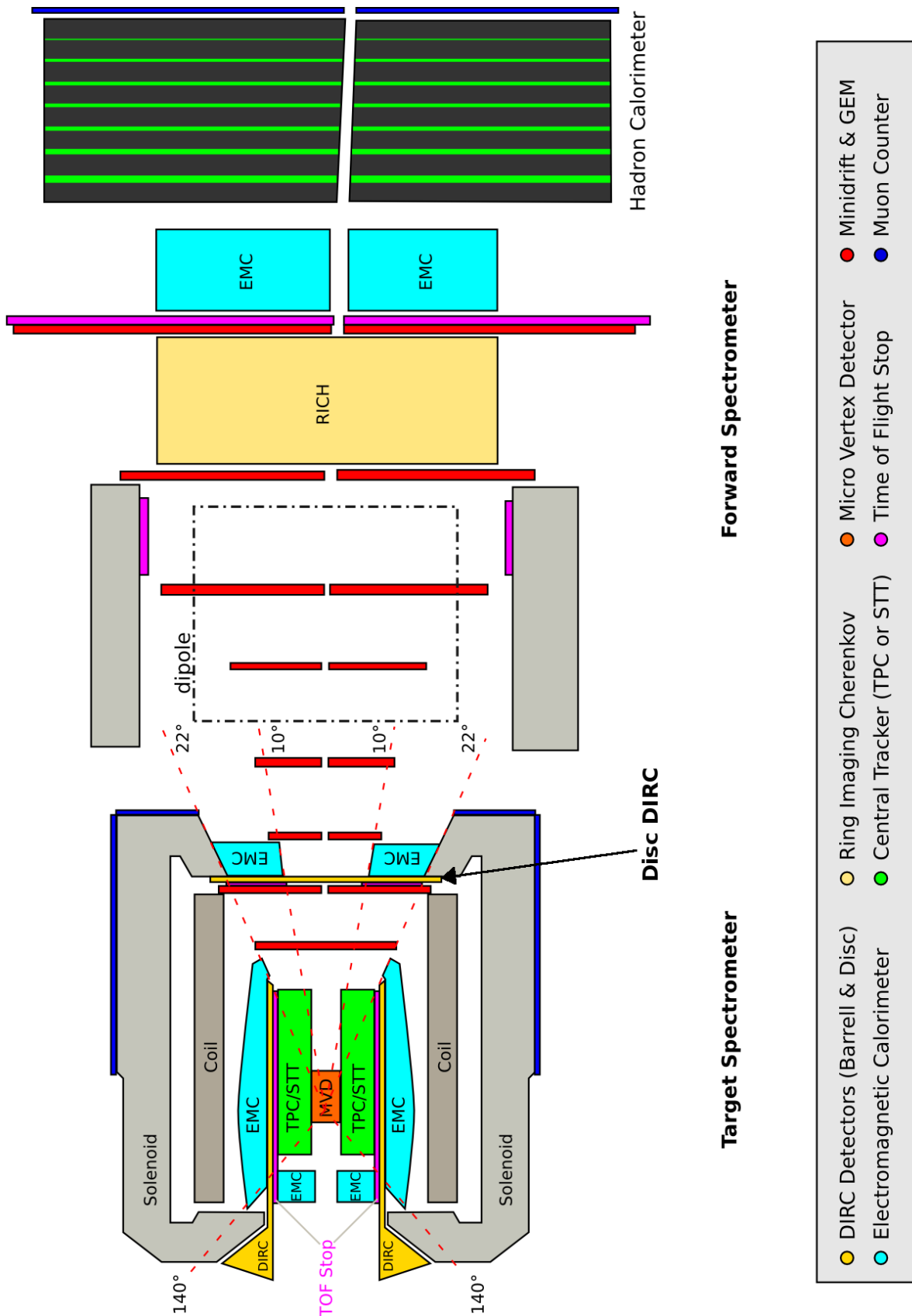


Abbildung 1.2: Vereinfachte prinzipielle Darstellung vom Aufbau des PANDA-Experiments (Abbildung verändert nach [Mer09]). Eine aktuelle Modellzeichnung befindet sich als Abbildung A.1 im Anhang.

Kapitel 2

Physikalische Effekte

2.1 Cherenkov-Strahlung

Cherenkov-Strahlung ist elektromagnetische Strahlung, die auftritt, wenn ein geladenes Teilchen mit einer größeren Geschwindigkeit als der Phasenlichtgeschwindigkeit durch ein Medium propagiert.

Die Entstehung dieser Strahlung wurde zuerst 1934 von Павел Алексеевич Черенков und Сергей Иванович Вавилов¹ beobachtet und erklärt.

Die Relativitätstheorie verbietet, dass Materie über die Vakuumlichtgeschwindigkeit c_0 hinaus beschleunigt wird. Innerhalb von polarisierbarer Materie nimmt die Lichtgeschwindigkeit² ab. Wenn sich ein Teilchen fast mit Vakuumlichtgeschwindigkeit innerhalb solcher Materie bewegt, kann es schneller sein als die von ihm ausgesandte Strahlung. Es kommt – ähnlich wie beim Überschallknall – zur kegelförmigen Abstrahlung einer Welle um die Bewegungsrichtung.

Die Phase eines emittierten Photons bewegt sich im Medium in der Zeit t um die Strecke $r = \frac{c_0 t}{n_p}$. Das Teilchen bewegt sich in der gleichen Zeit um die Strecke $s = \beta c_0 t$ weiter. Die Fronten der vom Teilchen ausgehenden Kugelwellen schneiden sich, da sich der Ursprung der Wellen schneller als die Phase der Wellen bewegt und so die Fronten *durchbricht*. Auf einem *Machschen Kegel* um die Bewegungsachse (Abbildung 2.1) überlagern sich mehrere Elementarwellen gleicher Phase konstruktiv und bilden dadurch eine stabile Wellenfront, die emittiert wird (Abbildung 2.1b).

Der Öffnungswinkel θ_C des Kegels gegen die Teilchentrajektorie berechnet sich aus der Winkelsumme zu

$$\theta_C = 180^\circ - 90^\circ - \alpha \quad \text{mit } \sin(\alpha) = \frac{1}{n_p \beta} \quad (2.1)$$

$$\theta_C = \arccos\left(\frac{1}{n_p \beta}\right) \quad (2.2)$$

Eine Berechnung der Cherenkovphotonenverteilung findet sich im Abschnitt 4.2.

¹deutsche Transkription: Pawel Alexejewitsch Tscherenkow und Sergei Iwanowitsch Wawilow, wissenschaftliche Transkription: Pavel Alexeevič Čerenkov und Sergej Ivanovič Vavilov

²Die Phasenlichtgeschwindigkeit c_p ist die Geschwindigkeit, mit der sich die Phase einer elektromagnetischen (Elementar-)Welle durch den Raum bewegt. Die Gruppenlichtgeschwindigkeit c_g ist die Geschwindigkeit, mit der sich ein Wellenpaket (Photon) durch den Raum bewegt. Energie und Impuls des Lichts propagieren mit c_g .

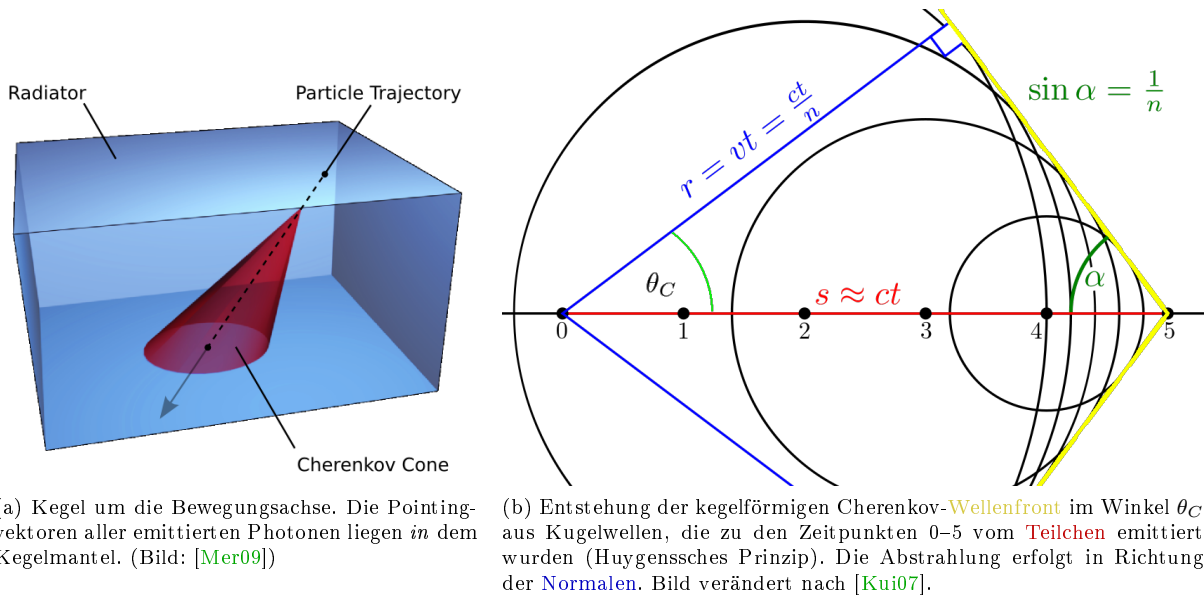


Abbildung 2.1: Der Cherenkov-Kegel

2.2 Brechungsindex und Dispersion

Der Brechungsindex eines *transparenten* Mediums kann – sofern keine Bandkanten und Absorptionslinien vorliegen – näherungsweise durch die Sellmeier-Gleichung parametrisiert werden:

$$n^2(\lambda) = 1 + \frac{q_1 \lambda^2}{\lambda^2 - r_1} + \frac{q_2 \lambda^2}{\lambda^2 - r_2} + \frac{q_3 \lambda^2}{\lambda^2 - r_3} \quad (2.3)$$

Als *Dispersion* bezeichnet man den Effekt, dass der Brechungsindex eines Materials von der Wellenlänge abhängt. Typischerweise wird als Dispersion nur die erste Ableitung des Phasenbrechungsindex nach der Wellenlänge angegeben.:

$$\frac{\partial n(\lambda)}{\partial \lambda} = \frac{\frac{2q_3\lambda}{\lambda^2 - r_3^2} - \frac{2q_3\lambda^3}{(\lambda^2 - r_3^2)^2} + \frac{2q_2\lambda}{\lambda^2 - r_2^2} - \frac{2q_2\lambda^3}{(\lambda^2 - r_2^2)^2} + \frac{2q_1\lambda}{\lambda^2 - r_1^2} - \frac{2q_1\lambda^3}{(\lambda^2 - r_1^2)^2}}{2\sqrt{\frac{q_3\lambda^2}{\lambda^2 - r_3^2} + \frac{q_2\lambda^2}{\lambda^2 - r_2^2} + \frac{q_1\lambda^2}{\lambda^2 - r_1^2} + 1}} \quad (2.4)$$

Tritt ein Wellenpaket in ein dispersives Medium ein, so zerläuft es wegen der Dispersion in diesem Medium, da sich die unterschiedlichen Frequenzen mit verschiedenen Gruppengeschwindigkeiten im Medium fortbewegen.

2.3 Licht an Mediengrenzflächen

Treffen elektromagnetische Wellen auf die Grenzfläche zweier Medien, so werden sie reflektiert, gestreut und teilweise gebrochen. Der Winkel zur Flächennormalen auf beiden Seiten der Grenzfläche wird durch das Snelliussche Brechungsgesetz beschrieben:

$$n_1 \sin(\zeta_1) = n_2 \sin(\zeta_2) \quad (2.5)$$

Anschaulich bewegt sich die Welle wie in Abbildung 2.2 hinter der Mediengrenzfläche so weiter, dass die Bewegungsrichtung der Normalen der an der Grenzfläche verbogenen Wellenfront entspricht.

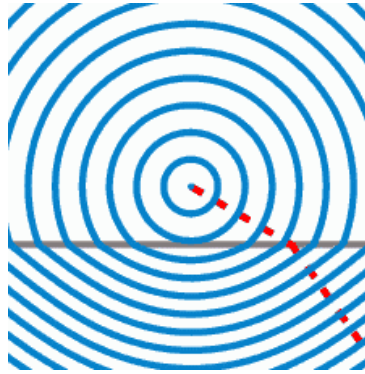


Abbildung 2.2: Ausbreitung und Brechung einer elektromagnetischen Elementarwelle in der Nähe einer Grenzfläche [Ale08].

Die Ausbreitungsrichtung der Welle ist in roter Farbe eingezeichnet. Sie steht senkrecht auf der Wellenfront (blau). An der Grenzfläche ändert sich die Ausbreitungsrichtung, weil der durch die Fläche hindurchgetretene Anteil der Wellenfront sich langsamer bewegt als der Anteil vor der Grenzfläche.

2.3.1 Totalreflexion

Wenn $\frac{n_2}{n_1} > \sin(\zeta_1)$ ist, gibt es keinen Winkel ζ_2 zur Flächennormalen mehr, unter dem eine Wellenfront vereinigt werden kann. Aus diesem Grund tritt *fast* keine Strahlung mehr durch die Grenzfläche hindurch. Die elektrische Welle wird fast vollständig an der Grenzfläche „zurückgespiegelt“.

2.3.2 Reflexionsverluste

Um nicht nur die Richtung von gebrochenem Licht, sondern auch seine Intensität berechnen zu können, reicht Gleichung (2.5) nicht mehr aus. In diesem Fall muss man die Anschlussbedingungen der Elektrodynamik (siehe auch [Nol07]) beachten, um die Intensitätsverhältnisse zu berechnen.

Eine weitere, exakte Beachtung der wellenlängenabhängigen Stärke von Grenzflächeneffekten ist an dieser Stelle nicht möglich, da zur gegebenen Zeit scheinbar keine publizierte Beschreibung der dielektrischen Funktion von Fused Silica existiert. Fused Silica wird daher im Rahmen dieser Arbeit stellenweise als ideal-dielektrisches, amagnetisches Material ($\Im(\varepsilon) = 0$, $\mu_r = 1$) betrachtet. Die Erfahrungen mit dem BABAR-DIRC zeigen, dass diese Näherung die Realität im sichtbaren und infraroten Spektralbereich sehr gut beschreibt [CTCR⁺03]. Der Imaginärteil von ε und die durch ihn beschriebenen Verluste werden in diesem Bereich als vernachlässigbar klein angenommen.

2.3.2.1 Beim Durchtritt durch Grenzflächen

Übergänge von elektromagnetischen Wellen zwischen Medien verschiedener Brechungsindizes n_p werden mit den *Fresnelschen Gleichungen* (Gleichungen (2.6) – (2.9), hergeleitet u.a. in [Nol07]) beschrieben.

Will man die Reflexions- und Transmissionsfaktoren r , t einer elektromagnetischen Welle an Grenzschichten in Abhängigkeit der Brechungsindizes darstellen, so ergeben sich die folgenden Gleichungen (2.6) – (2.9). Jeweils einer der Winkel ζ_1 , ζ_2 zur Normalen der Grenzfläche \vec{A} kann leicht durch das

Brechungsgesetz (2.5) aus der Gleichung eliminiert werden.³ Die Indizes t,r stehen für den transmittierten und den reflektierten Anteil der Feldstärke, e für die einfallende Feldstärke.

TE: transverselektrisch, $\vec{E} \parallel \vec{A}$

$$\left(\frac{E_{0t}}{E_{0e}} \right)_{\text{TE}} = t_{\text{TE}} = \frac{2n_1 \cos \zeta_1}{n_1 \cos \zeta_1 + n_2 \cos \zeta_2} \quad (2.6)$$

$$\left(\frac{E_{0r}}{E_{0e}} \right)_{\text{TE}} = r_{\text{TE}} = \frac{n_1 \cos \zeta_1 - n_2 \cos \zeta_2}{n_1 \cos \zeta_1 + n_2 \cos \zeta_2} \quad (2.7)$$

TM: transversmagnetisch, $\vec{E} \perp \vec{A}$

$$\left(\frac{E_{0t}}{E_{0e}} \right)_{\text{TM}} = t_{\text{TM}} = \frac{2n_1 \cos \zeta_1}{n_2 \cos \zeta_1 + n_1 \cos \zeta_2} \quad (2.8)$$

$$\left(\frac{E_{0r}}{E_{0e}} \right)_{\text{TM}} = r_{\text{TM}} = \frac{n_2 \cos \zeta_1 - n_1 \cos \zeta_2}{n_2 \cos \zeta_1 + n_1 \cos \zeta_2} \quad (2.9)$$

Tritt Licht senkrecht durch eine Fläche, so verkürzt sich der Ausdruck zu

$$R = \frac{I_R}{I_0} = \left(\frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right)^2 \quad (2.10)$$

Für den Brechungsindex von Luft wird in Berechnungen in dieser Arbeit $n = 1,0003$ verwendet.

2.3.2.2 Bei Totalreflexion

Obwohl es klassisch keinen Winkel gibt, unter dem Licht als *sichtbare Wellenfront* gebrochen werden kann, geht bei jeder Totalreflexion in realen Medien Intensität der Strahlung verloren. Aus den Fresnelschen Gleichungen lässt sich abschätzen, wie groß der verlorene Strahlungsanteil ist.

Diese Abschätzung hängt kompliziert von Wellenlänge, Winkel und der dielektrischen Funktion – in Real- und Imaginärteil ab. Neben dem Aufwand für die nötigen neuen Herleitungen besteht ein Problem darin, dass der Imaginärteil der dielektrischen Funktion von Fused Silica im optischen und nah-ultravioletten Bereich entweder nicht bekannt oder schwer zu finden ist.

Die Beachtung von Photonenverlusten bei Totalreflexion entfällt daher in dieser Arbeit, bleibt aber eine interessante Aufgabe⁴ für die Zukunft.

³Es ist auch möglich, sämtliche Brechungsindizes in den Einfallswinkeln unterzubringen und die Gleichungen durch Winkeladditionstheoreme weiter zu verkürzen. Diese übersichtlicheren Gleichungen finden sich u.a. in [Kün10]. In ihnen vergisst man gelegentlich vorschnell, dass n in Medien komplexe Werte annimmt und damit auch dass ζ_1 und ζ_2 im Allgemeinen *komplex* sind. In Folge werden gelegentlich unbeabsichtigt Effekte wie z.B. Absorption und die Abstrahlung bei Totalreflexion vernachlässigt.

⁴Eine zukünftige Abschätzung für der Totalreflexionsverluste für sichtbares und ultraviolettes Licht kann möglicherweise aus dem in Gleichung (4.7) genäherten Bulk-Transmissionskoeffizienten erfolgen. Der Koeffizient liegt für rotes Licht extrem nahe an 1, sinkt für blaues und ultraviolettes Licht jedoch ab.

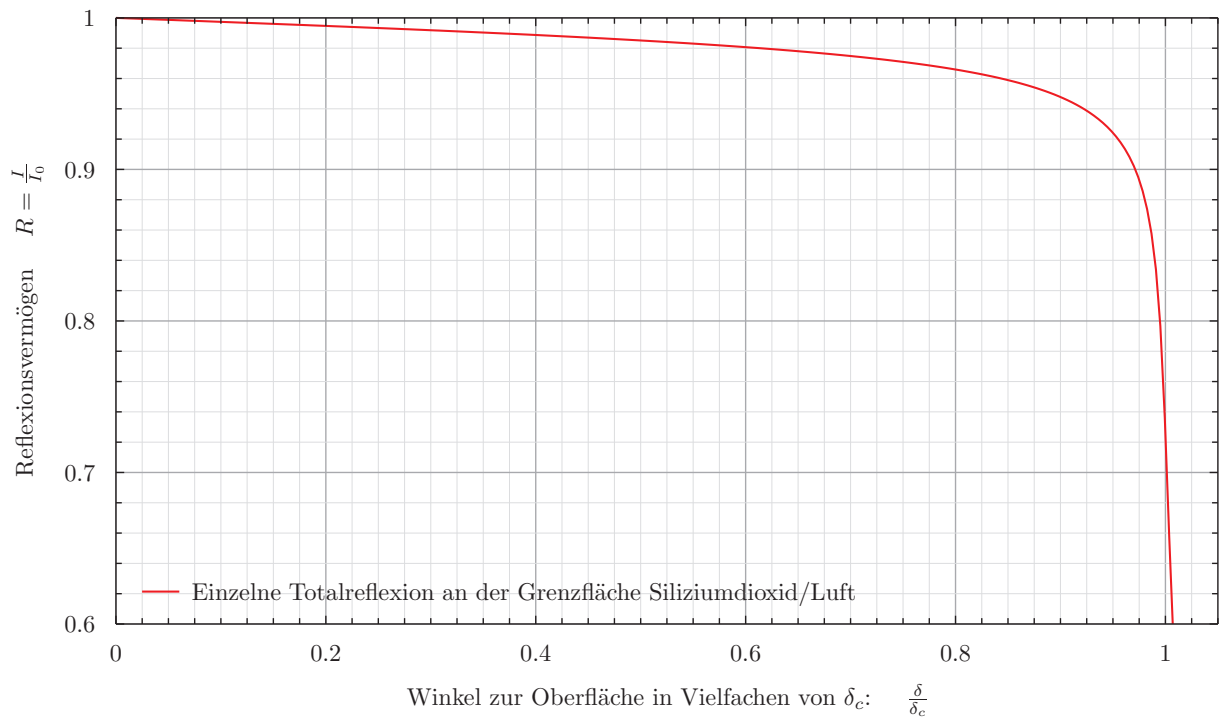


Abbildung 2.3: Reflexionskoeffizient von *Röntgenstrahlung* an einer Quarzglas-Oberfläche.

Es ist deutlich erkennbar, dass auch bei *Oberflächenwinkeln* δ , die kleiner als der kritische Winkel der Totalreflexion δ_c sind, nicht die gesamte Intensität ins Medium zurück reflektiert wird.

Derartige Verluste **sollten** auch für die Berechnung der Wellenlängenverteilung der Cherenkov-Photonen beachtet werden, da sie über den Weg des Lichts bis zum Detektor bis zu mehrere hundert Mal auftreten und potenziert wirken.

Die hier dargestellte Grafik wurde unter Zuhilfenahme von Kleinwinkelnäherungen, Reihenentwicklungen und Vernachlässigbarkeitsannahmen aus den Fresnelschen Gleichungen (2.6) – (2.9) hergeleitet.

Diese Annahmen gelten jedoch in dieser Form nicht für optische Wellenlängen und die Winkel des Cherenkov-Lichts in der DIRC-Scheibe. Eine Berechnung erscheint für die weitere Planung sinnvoll, kann in dieser Arbeit aufgrund des erforderlichen Aufwands aber nicht erfolgen.

Kapitel 3

Der Disc-DIRC-Detektor

In diesem Kapitel wird eine Planungsvariante des DIRC-Detektors für das PANDA-Experiment beschrieben und deren wichtige Eigenschaften genannt. Ausgehend von den folgenden Betrachtungen werden im nächsten Kapitel Spezifikationen für die dichroitischen Filter erarbeitet.

3.1 Bauformen

Unter den DIRC-Detektoren gibt es mehrere Bauformen, die aus dem Cherenkov-Licht auf verschiedene Weisen Informationen über das Teilchen gewinnen:

Beim *Focussing-DIRC* (siehe Abbildung 3.1, rechts) wird das aus der Radiatorplatte austretende Licht fokussiert. Wird der zur Auslese verwendete Detektor segmentiert, so kann durch die Fokussierung der Winkel zur Oberfläche der Disc bestimmt werden. Da der Einfallswinkel α des Teilchens gegen die Radiatornormale aus dem Tracking bekannt ist, kann über den Winkel am Detektor der Cherenkov-Winkel und damit die Masse des Teilchens berechnet werden.

Ein *ToP-DIRC* (Time of Propagation)-DIRC-Detektor misst die Zeitdifferenzen, mit denen die vom Durchtrittspunkt im Radiator ausgehenden Photonen an verschiedenen Detektoren am Rand der Radiatorplatte ankommen. Aus den Zeitdifferenzen können der Ursprung und die Laufzeit der Photonen ermittelt werden. Aus der Laufzeit kann wiederum der Cherenkov-Winkel und damit auch hier die Identität des Teilchens berechnet werden. Der zur Identifikation entwickelte Algorithmus ist Gegenstand einer Diplomarbeit ([Mer09]).

DIRC-Detektoren werden anhand ihrer Geometrie in zylinderförmige (Barrel-DIRC) und in scheibenförmige (Disc-DIRC) Detektoren eingeteilt.

Neben den DIRC-Detektoren gibt es auch weitere Cherenkov-Detektortypen, die zur Teilchenidentifikation verwendet werden:

Schwellen-Cherenkov-Zähler In Schwellen-Cherenkov-Zählern tritt ein Teilchen durch Materialien mit verschiedenen Brechungsindizes n_i ; bei jedem Material wird über die Existenz von Cherenkov-Licht bestimmt, ob β größer oder kleiner als $\frac{1}{n_i}$ ist. Da nicht zu jedem Brechungsindex n ein Material verfügbar ist, ist dieser Detektortyp nur dazu geeignet, die Teilchengeschwindigkeit grob einzugrenzen.

RICH (Ring Imaging Cherenkov) In einem RICH-Detektor wird der Cherenkov-Kegel abgebildet und über dessen Radius die Geschwindigkeit des Teilchens bestimmt.

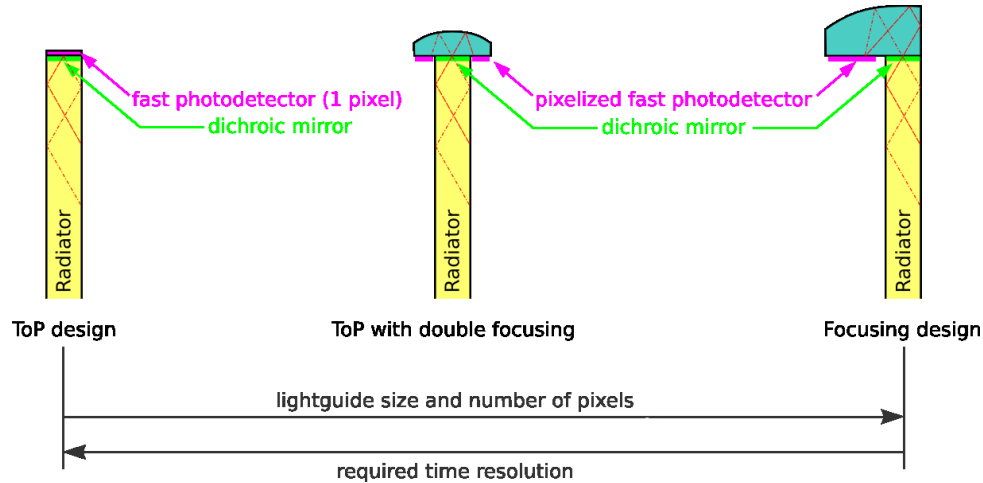


Abbildung 3.1: Querschnitt einiger möglichen Bautypen eines Disc-DIRC-Detektors [Mer09]

3.2 DIRC-Scheibe und Cherenkov-Licht

3.2.1 Scheibe

Die DIRC-Scheibe ist im Wesentlichen eine planparallele Platte, wie sie in Abbildung 3.2 dargestellt ist. Damit das Cherenkovlicht mehrere Meter per Totalreflexion in der Platte zurücklegen kann, werden sehr hohe Anforderungen an einen gleichmäßigen Poliervorgang gestellt. Die größte zulässige Abweichung von einer ideal parallelen Platte muss 65 nm [HBB⁺08] und 1 mrad [Föh10] unterschreiten.

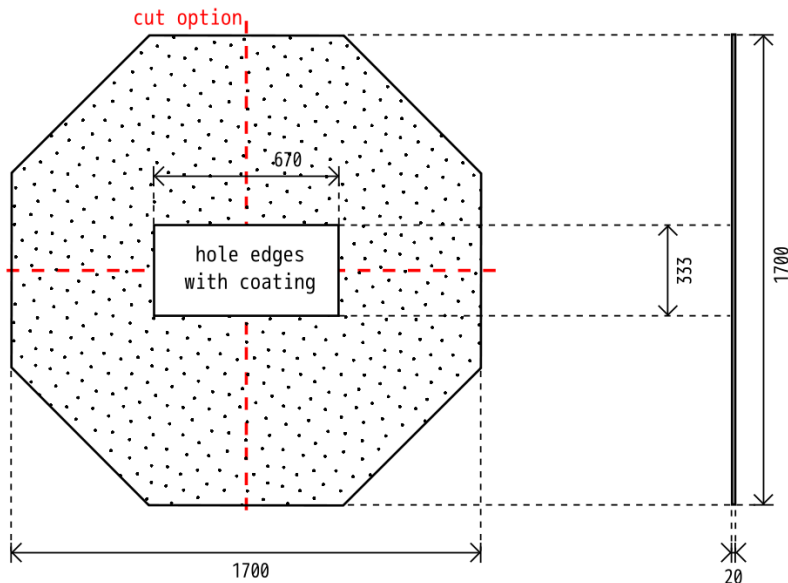


Abbildung 3.2: Konstruktionszeichnung der Radiatorscheibe [Mer10]. Die gegenwärtige Planung sieht eine Verbreiterung der Scheibenmaße auf einen Durchmesser von 2 m vor. Die restlichen Abmessungen sind unverändert.

Zur Zeit wird der Radiator als regelmäßiges Achteck mit einer Breite von 2 m und Dicke von 20 mm geplant. Er deckt einen Winkel von 22° gegen die Strahlachse¹ über volle 2π Azimutalwinkel ab.

In der Mitte des Radiators ist eine Aussparung mit 5° vertikalem und 10° horizontalem Öffnungswinkel vorgesehen, um bei hochenergetischen Teilchen in Strahlrichtung keine Schauerbildung zu verursachen.

¹Größere Polarwinkel sollen von einem Barrel-DIRC abgedeckt werden, siehe Abbildung A.1.

Die durch die Aussparung fliegenden Teilchen verlassen das Target Spectrometer, in dem sich die DIRC-Scheibe befindet. Sie werden im erst im dahinterliegenden Forward Spectrometer untersucht (vgl. Abbildung 1.2). Ob die Aussparung mit reflektierendem oder absorbierendem Rand oder nicht-rechteckig gebaut werden soll, wird noch diskutiert.

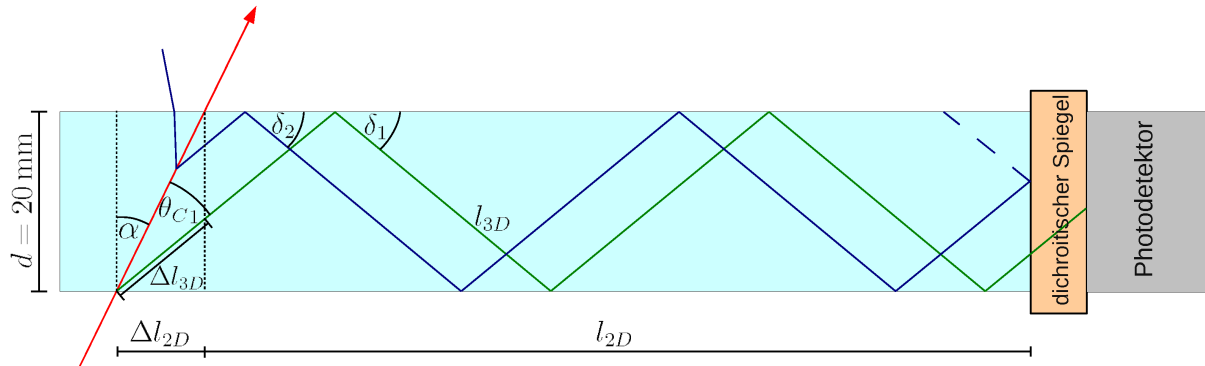


Abbildung 3.3: Weg eines Photons in der DIRC-Scheibe

Da sich das Licht in einer planparallelen Platte ausbreitet und seine Richtung in der Projektion auf die Scheibenfläche nicht ändert, kann die Bestimmung der Laufzeit in Fällen ohne Reflexion zylindersymmetrisch erfolgen; wenn Reflexionen stattfinden, müssen mehrere Weglängen addiert werden. Das tatsächliche, deutlich kompliziertere Verfahren findet sich in [Mer09].

3.2.2 Richtung des Cherenkov-Lichts in der Platte

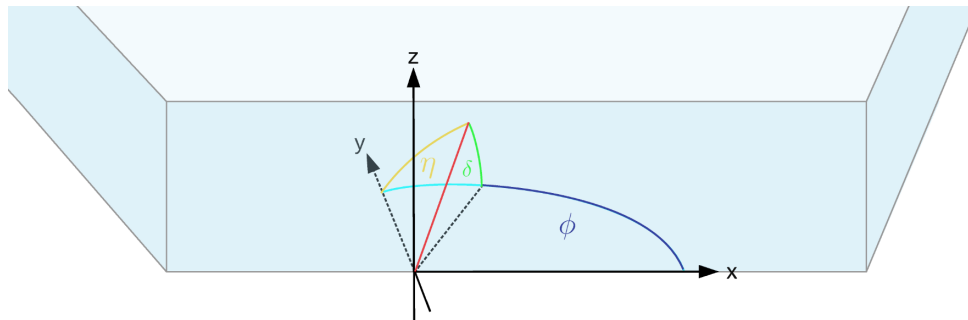


Abbildung 3.4: Blick in die Scheibe aus Detektorsicht mit eingezeichneten Winkeln ϕ , δ , η . Die Oberflächen des dichroitischen Spiegels und des Photodetektors befinden sich in der X-Z-Ebene. Die y-Achse zeigt in die Scheibe hinein, sie ist die Flächennormale der Radiatorstirnseite. Die Richtung des in den Detektor einfallenden Photons ist in roter Farbe dargestellt.

Für die Bestimmung der idealen Bandbreiten der dichroitischen Filter wird es später wichtig sein, in welchem Winkel die Photonen zur Spiegel-/Detektoroberfläche auftreffen. Dieses Problem muss dreidimensional gelöst werden, denn außer dem Polarwinkel δ tritt noch der Azimutalwinkel ϕ auf. Beide zusammen ergeben den Einfallswinkel η gegen die Normale der Oberfläche.

Der Polarwinkel δ des Strahls zur Radiatoroberfläche beträgt

$$\delta(\lambda) = 90^\circ - \alpha - \theta_C(\lambda) \tag{3.1}$$

Am einfachsten lässt sich der Einfallswinkel gegen die Flächennormale in einem Koordinatensystem bestimmen, das in der Oberfläche des Spiegels liegt. Die y-Achse zeigt in die Scheibe hinein, z liegt

der Konvention nach in der Strahlrichtung des ungestreuten Antiprotonenstrahls, x bildet mit y und z ein rechtshändiges Koordinatensystem. In diesem System hat ein einfallendes Cherenkov-Photon die Richtung

$$\vec{m} = \begin{pmatrix} \cos(\phi) \cos(\delta) \\ \sin(\phi) \cos(\delta) \\ \sin(\delta) \end{pmatrix} \quad (3.2)$$

Der Normalenvektor der Oberfläche ist \hat{e}_y . Aus dem Skalarprodukt des Normalenvektors mit dem Photonenvektor \vec{m} lässt sich der eingeschlossene Einfallswinkel berechnen:

$$\eta = \arccos \left(\frac{\hat{e}_y \cdot \vec{m}}{|\hat{e}_y| |\vec{m}|} \right) = \arccos \left[\sin(\phi) \cos(\delta(\lambda)) \right] \quad (3.3)$$

3.2.3 Lichtlaufzeit

Um in einem ToP-DIRC-Detektor den Cherenkovwinkel bestimmen zu können ist es notwendig, die Laufzeit der Photonen vom Entstehungsort zum Ort des Detektors zu berechnen.

Licht bewegt sich in dispersiven² Medien mit der Gruppengeschwindigkeit $c_g = \frac{c_0}{n_g}$, obwohl sich die Phasen aller einzelnen Elementarwellen weiter mit der im Allgemeinen größeren Phasenlichtgeschwindigkeit $c_p = \frac{c_0}{n_p}$ verschieben. Die Gruppengeschwindigkeit und der Gruppenbrechungsindex können über die *Rayleighsche Beziehung* aus der Phasengeschwindigkeit abgeschätzt werden:

$$c_g = c_p - \lambda \frac{\partial c_p}{\partial \lambda} \quad (3.4)$$

$$n_g = n_p - \lambda \frac{\partial n_p}{\partial \lambda} + \dots \quad (3.5)$$

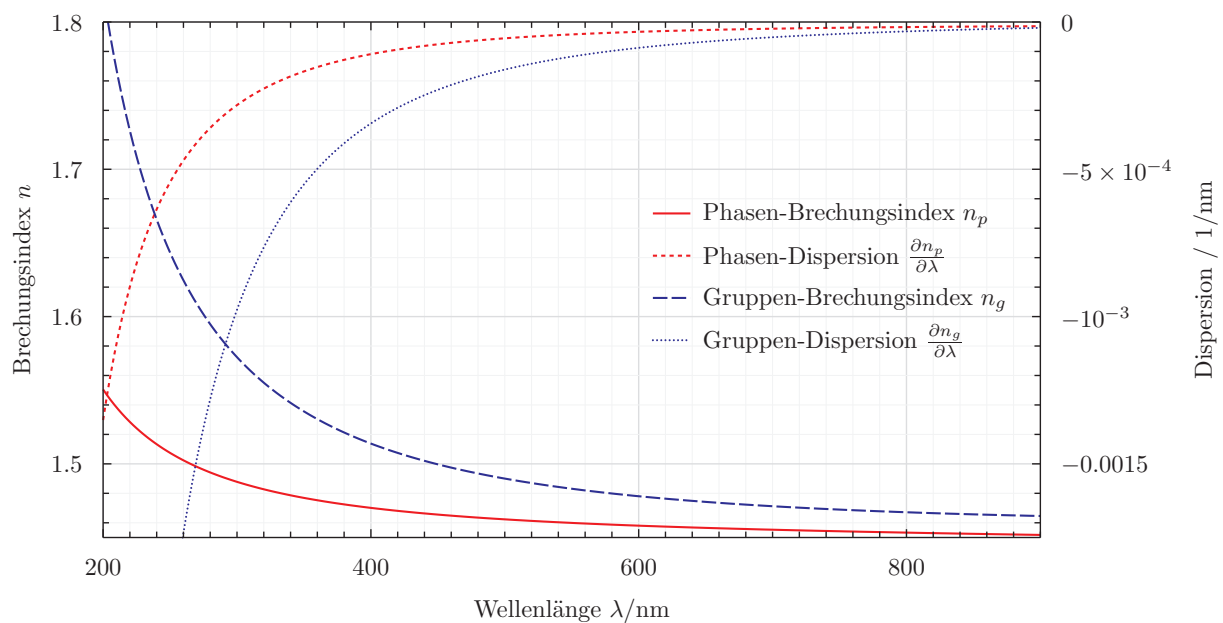


Abbildung 3.5: Brechungsindizes und Dispersion von Phasen- und Gruppenbrechungsindex

²fast jedes Medium ist dispersiv

Aus Abbildung 3.3 wird ersichtlich, dass das Licht für den Weg l_{3D} vom Durchtrittspunkt des Teilchens bis zum Detektor *verschiedene* Zeiten brauchen kann:

$$t = \frac{l_{3D}}{c_g} + \left[0 \dots \frac{\Delta l_{3D}}{c_g} \right] \quad \text{mit } \Delta l_{2D} = \cos(\delta) \Delta l_{3D} \quad (3.6)$$

$$= \underbrace{\frac{n_g(\lambda)}{c_0} l_{3D}(\delta)}_{t_0} + \underbrace{\left[0 \dots \frac{\Delta l_{2D}}{\cos(\delta)} \right]}_{\Delta t_0} \quad \text{mit } \Delta l_{2D} = d \cdot \tan(\alpha) \quad (3.7)$$

$$\boxed{t = \frac{n_g(\lambda)}{c_0} \left(l_{3D}(\delta) + \left[0 \dots \frac{d \cdot \tan(\alpha)}{\cos(\delta(\alpha, \beta, \lambda))} \right] \right)} \quad (3.8)$$

Diese Gleichungen gelten sowohl für direkte, als auch für Strecken l_{3D} mit Randreflexionen an den dichroitischen Spiegeln.

3.2.4 Messfehler der Lichtlaufzeit

Die Detektoren am ToP-DIRC sollen die Zeitdifferenzen zwischen ankommenden Photonen bestimmen. Die Messgenauigkeit dieser Zeitdifferenz wird neben technischen Einschränkungen durch zwei physikalische Effekte beschränkt:

Startpunkt des Photons In Abbildung 3.3 sieht man, dass ein Photon von einem Teilchen an verschiedenen Positionen und zu verschiedenen Zeiten generiert werden kann.

Dispersion Der Photodetektor misst (mit einer bestimmten, hier vernachlässigten Genauigkeit) nur, dass ein Photon zu einem bestimmten Zeitpunkt angekommen ist. Er misst nicht, welche Wellenlänge das Photon hatte, und kann daher nicht wissen, mit welcher Geschwindigkeit es sich bewegt hat.

Die dichroitischen Spiegel, deren Spezifikationen im Rahmen dieser Bachelorarbeit berechnet werden sollen, schränken die Wellenlänge der Photonen am Detektor ein. Die Geschwindigkeit des Photons (3.4) ist durch Einschränkung auf ein Wellenlängenintervall deutlich genauer bekannt.

Die Messgenauigkeit Δt lässt sich aus dem totalen Differential der Gleichung (3.8) in erster Näherung als

$$\Delta t = \left| \frac{\partial t_0}{\partial \lambda} \right| d\lambda + \left| \frac{\partial t_0}{\partial \alpha} \right| d\alpha + \left| \frac{\partial t_0}{\partial \beta} \right| d\beta + \left| \frac{n_g(\lambda) d \tan(\alpha)}{c_0 \cos(\delta(\alpha, \beta, \lambda))} \right|_{\max} \quad (3.9)$$

ausdrücken. Dabei hängen der α - und der β -Anteil von den späteren Experimenten ab, können also nicht beeinflusst werden. Eine Reduktion der Zeitungenauigkeit kann aber über die Selektion der Wellenlängen $d\lambda$ erreicht werden.

Die zu erwartende im Radiator zurückgelegte Weglänge l_{3D} lässt sich –zumindest in Abhängigkeit der Wellenlänge – mit Daten aus einer Simulation von [Mer10] berechnen. Das verwendete Verfahren ist in Abschnitt 4.2.1.2 auf Seite 28 beschreiben.

Die zu erwartende Geschwindigkeit β lässt sich aus mehreren Physik-Simulationen³ abschätzen: Dort entstanden Sekundärteilchen mit den Massen m_π, m_K, m_p im Zahlenverhältnis von ca. 84 : 4,5 : 1. Die mittlere Masse eines gemessenen Sekundärteilchens beträgt (unter der vereinfachenden Annahme, dass

³Die Daten wurden von [Föh10] zur Verfügung gestellt, es handelt sich um Parton-Modell-Simulationen bei $\sqrt{s} = 1,5, 7, 10, 15$ GeV.

die Winkelverteilung der Teilchen von der Masse unabhängig sei) daher $\langle m \rangle \approx 0,1664 \text{ GeV}/c^2$.

Aus diesem Grund wird die erwartete Geschwindigkeit angenommen als:

$$\langle \beta \rangle = \frac{\int_{0,5 \text{ GeV}/c}^{4,5 \text{ GeV}/c} \overbrace{\sqrt{\frac{1}{1 + \frac{m^2}{p^2}}}}^{\beta(p)} dp}{\int_{0,5 \text{ GeV}/c}^{4,5 \text{ GeV}/c} dp} \approx 0,993 \quad (3.10)$$

Die Impulsaufösung des Trackings wird mit $\frac{\sigma p}{p} \approx 1\%$ angegeben. Daraus folgt mit Gauß'scher Fehlerfortpflanzung ein Geschwindigkeitsmessfehler von etwa

$$\sigma \beta = \frac{\int_{0,5 \text{ GeV}/c}^{4,5 \text{ GeV}/c} \sqrt{\left(\frac{\partial \beta}{\partial p}\right)^2 (\sigma p)^2} dp}{\int_{0,5 \text{ GeV}/c}^{4,5 \text{ GeV}/c} dp} \approx 1,16 \times 10^{-4} \quad (3.11)$$

α und $\int \left| \frac{\partial t}{\partial \alpha} \right| d\alpha$ werden sowohl durch die Strahlenergie als auch die Detektorgeometrie festgelegt. Hier wird mit $\langle \alpha \rangle = 13^\circ$ weitergerechnet. Die Trackinggenauigkeit (3.12) [Föh10] wird hier mit den bereits hergeleiteten Erwartungswerten für β und m abgeschätzt.

$$\sigma \alpha_1 / \text{mrad} = \left(0,15 + \frac{0,45 \text{ GeV}/c}{\beta p} \right) \approx \left(0,15 + \frac{0,45 \text{ GeV}/c \sqrt{1 - \langle \beta \rangle^2}}{\beta^2 \langle m \rangle} \right) \approx 0,47 \quad (3.12)$$

Zur Ungenauigkeit des Trackings kommt der Effekt des *Winkelstragglings* (Abbildung 3.6, Gleichung (3.13) [Y+06, Föh10]) hinzu. Aufgrund der verschiedenen Winkel des Teilchens zur Radiatorebene α variieren die Einfallswinkel des Cherenkov-Lichts auf die Spiegel.

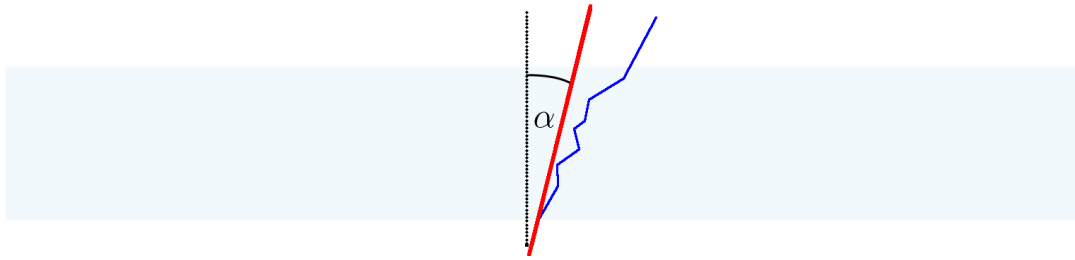


Abbildung 3.6: *Winkelstragglings*: Durch elektromagnetische Abstoßung mit den Atomkernen des Radiatormaterials wird die Flugrichtung geladener Teilchen beim Durchgang durch das Material vielfach leicht abgelenkt. Die Ablenkung (blau) gegenüber der Durchgangsgeraden (rot) ist hier übertrieben dargestellt.

$$\sigma \alpha_2 / \text{mrad} \approx 0,35 \cdot \frac{13,6 \text{ MeV}}{\beta c p} \frac{q}{e} \sqrt{\frac{d}{\cos(\langle \alpha \rangle) X_0}} \left[1 + 0,038 \ln \left(\frac{d}{\cos(\langle \alpha \rangle) X_0} \right) \right] \approx 0,72 \quad (3.13)$$

Die Strahlungslänge X_0 beträgt bei Fused Silica ca. 126mm [Föh10]. Zur Berechnung wurden die Erwartungswerte $\langle \beta \rangle = 0,993$ und $\langle p \rangle = 2,5 \text{ GeV}/c$ verwendet. In Summe beträgt $\sigma \alpha$:

$$\sigma \alpha = \sqrt{\sigma \alpha_1^2 + \sigma \alpha_2^2} \approx 0,86 \text{ mrad} \quad (3.14)$$

In Abschnitt 4.2.2.1 wird ausgehend von diesen Überlegungen die maximal mögliche Zeitauflösung eines Photons in Abhängigkeit der Wellenlänge berechnet, um damit die Photonenzahlen zu gewichten und Wellenlängenintervalle für die dichroitischen Filter festzulegen.

3.3 Detektion

Für die Detektion der Cherenkov-Photonen kommen verschiedene Detektortypen in Betracht.

Anforderungen an die Detektoren sind

Funktionsfähigkeit im Magnetfeld Der Disc-DIRC-Detektor wird – wie aus Abbildung 1.2 ersichtlich ist – im Solenoid-Magnetfeld aufgebaut werden. Dort ist mit magnetischen Flussdichten im Bereich von 1,5 – 2 T zu rechnen.

„rate capability“ und Zeitauflösung Wegen der hohen Luminosität des PANDA-Experiments wird es sehr viele Teilchen und noch viel mehr Photonen geben, die der Detektor nachweisen soll. Der in PANDA einzubauende Photodetektor muss folglich in der Lage sein, sehr hohe Detektionsraten zu liefern und mehrere Photonen zeitlich zu trennen. Dabei darf die Zeitdifferenz zwischen der Detektion eines Photons und der Abgabe des Detektionssignals kaum variieren.

Strahlenhärte Der Detektor befindet sich nah am Wechselwirkungspunkt und wird einer erheblichen Strahlenbelastung unterworfen sein, unter der die Eigenschaften des Detektors sich möglichst wenig ändern sollen.

Langlebigkeit Das PANDA-Experiment wird einige Jahre laufen. Den Betrieb des Experiments anzuhalten und es zu zerlegen, um Komponenten in seiner Mitte auszutauschen, ist nicht wünschenswert und mit enormem Aufwand und Kosten verbunden. Allein aus diesem Grund sollen die Detektoren sehr langlebig sein.

Platzbedarf Der Platz zwischen den einzelnen Komponenten des PANDA-Experiments ist sehr begrenzt, insbesondere am Rand der Radiator-Scheibe. Die Detektorsysteme müssen also einigermaßen raumsparend sein.

Die derzeit meist eingesetzten Mikrokanalplattenverstärker (Microchannel Plate Amplifiers, *MCP*) haben sich zwar im Bezug auf Verstärkung, Zeitauflösung ([Sei10]: MCP-Single-Channel 27ps) und Platzbedarf bewährt, es treten aber Probleme mit der Detektionsrate und der Lebensdauer auf. Die Abhängigkeit der Effizienz von MCPs von der Ausrichtung zum Magnetfeld fügt der Problematik zusätzliche experimentelle Schwierigkeiten hinzu.

Die andere, in Frage kommende Technologie sind APD (Avalanche-Photodioden). Technologische Hürden sind dort insbesondere die Dunkelrate und die Zeitauflösung.

Innerhalb der Gießener Arbeitsgruppe wird derzeit über die Verwendung des noch in Entwicklung befindlichen *Philips Silicon Photomultiplier* nachgedacht. Bei diesem Detektor ist neben dem Sensor auch die Signalverarbeitung direkt auf einem Silizium-Chip integriert.

3.4 Rekonstruktion und Identifikation

Der DIRC-Detektor, der von unserer Arbeitsgruppe geplant wird, soll zur Teilchenidentifikation dienen.

In einem ToP-DIRC-Detektor wird aus den Zeiten, zu denen Cherenkov-Licht an verschiedenen Orten des Detektors ankommt, ermittelt, wo und unter welchem Winkel das Photon emittiert wurde. Mit Orts- und Impulsmesswerten aus Tracking-Detektoren kombiniert lässt sich aus dem berechneten Cherenkov-Winkel θ_C die Geschwindigkeit und daher auch die Sorte des Teilchens bestimmen.

Die Hauptaufgabe in diesem Bereich ist die Unterscheidung zwischen Pionen und Kaonen.

Eine detaillierte Übersicht des Rekonstruktions- und Identifikationsverfahrens findet sich in [Mer09] im Kapitel 5, in leicht nachvollziehbaren Grundzügen sind die Überlegungen auch kurz in [YSC08] geschildert.

Die einzige Information, die im Detektor direkt gemessen werden kann, ist der Zeitpunkt, an dem Licht auf die Photonendetektoren getroffen ist. Da aus den Laufzeitdifferenzen von Licht in einer rund 2 m breiten Scheibe in verschiedene Richtungen kleine Winkelunterschiede im Öffnungswinkel θ_C berechnet werden, muss die Messung sehr exakt sein, um verwertbare Daten zu bekommen. Als untere Schwelle für die Zeitauflösung werden $\sigma_t = 50$ ps [Mer09] und $\sigma_t = 35$ ps [Sei10] angegeben; in dieser Zeit legt das Licht im Vakuum eine Strecke von nur rund 1,5 cm zurück.

3.4.1 Dichroitische Spiegel

Generell soll der Einbau dichroitischer Spiegel als Frequenzfilter – wie Eingang in Abschnitt 1.2.2 erwähnt – der Erhöhung der Zeitauflösung des Detektors dienen. Dies ist notwendig, da das Radiatormaterial Fused Silica insbesondere im kurzwelligeren Bereich des optischen Spektrums (siehe Abbildung 3.5 auf Seite 16) eine für die Zwecke des ToP-Detektors zu starke Dispersion aufweist.

Da aus den Laufzeitdifferenzen der Cherenkov-Winkel und so die Masse eines geladenen Teilchens bestimmt werden soll, sind Maßnahmen, die die tatsächliche Laufzeit genauer messbar machen und damit die Unterscheidungsfähigkeit zwischen verschiedenen geladenen Teilchen steigern, von hoher Wichtigkeit für die Nutzbarkeit des Detektorprinzips.

Der primäre Effekt, der durch den Einbau der Spiegel zwischen Radiatorrand und Photodetektor bewirkt wird, ist die Eingrenzung der spektralen Akzeptanz eines Detektors auf ein Teilintervall. Beim Einbau dichroitischer Spiegel handelt es sich ebenso wie bei der Verwendung eines Lithiumfluoridblocks, die in manchen Designs vorgeschlagen wird, um eine Maßnahme zur Dispersionskorrektur.

Eine herkömmliche Dispersionskorrektur ohne lichtwellenlängenselektierende Spiegel, wie sie z.B. mit achromatischen und apochromatischen optischen Elementen durchgeführt wird, ist im ToP-DIRC jedoch nur bedingt möglich und der Dispersionskorrektur mit Spiegeln unterlegen: Das Laufzeitspektrum der Photonen ist aufgrund der vielen möglichen Wegstrecken viel zu breit gefächert, als dass ein optisches Element in der Lage wäre, die Dispersionseffekte auch nur ansatzweise auszugleichen. Ein Element zu bauen, das zumindest die Dispersionseffekte auf den Cherenkov-Winkel minimiert, wäre sicherlich für eine Einfallswinkelsebene in (δ, ϕ) möglich. Soll durch fokussierende Komponenten eine Winkelauflösung im DIRC-Detektor erreicht werden, erschweren die variierenden Teilchenwinkel α allerdings den Erfolg einer solchen Konstruktion.

Zur Zeit tendieren die Planungen innerhalb unserer Arbeitsgruppe in Richtung des Einsatzes dreier verschiedener Spiegeltypen. Die zusätzliche Verwendung fokussierender Elemente wird aber nicht ausgeschlossen. [Mer10]

Am gesamten Rand des Radiators sollen vor den sensitiven Arealen aller Photodetektoren dichroitische Spiegel installiert werden, deren Transmissionsbereiche zyklisch alternieren. Dabei transmittiert jeder der drei Spiegeltypen ein anderes Wellenlängenintervall. Jeder dritte Photodetektor akzeptiert das gleiche Wellenlängenintervall. Die beiden Photodetektoren dazwischen decken jeweils ein anderes Wellenlängenintervall ab.

Die von einem Photodetektor wegen ihrer Wellenlänge nicht akzeptierten Photonen werden vom Spiegel ins Radiatormaterial zurückreflektiert und können an anderer Stelle von Detektoren mit einem anderen Spiegeltyp detektiert werden.

Falls der Disc-DIRC als reiner ToP-Detektor gebaut werden und die Spiegel, so wie sie in dieser Arbeit geplant werden, darin eingesetzt werden sollten, so wird die Frage nach der Zahl der verschiedenen Spiegeltypen und der Lage der Akzeptanz- und Reflexionsbänder jedoch erheblich von der technischen Realisierbarkeit der entwickelten Spezifikationen abhängen.

Da der Photodetektor durch die Verwendung der Spiegel nur Photonen in einem deutlich schmaleren Wellenlängenbereich akzeptiert, sind der zugehörige Brechungsindex des Radiators sowie die zugehörige Geschwindigkeit $c_g(\lambda)$ genauer eingegrenzt. Die resultierende Verringerung der Zeitverschmierung der Photonen ist der wichtigste Effekt, den die dichroitischen Spiegel bewirken sollen.

Durch die Eingrenzung des Brechungsindex wird auch der mögliche Bereich für den Cherenkov-Winkel θ_C geringfügig eingeschränkt. Der Winkel δ ist damit ebenso genauer bestimmt. Dies führt dazu, dass auch der real zurückgelegte Weg l_{3D} mit größerer Genauigkeit angegeben werden kann.

Der dritte Effekt, der durch den Einbau der dichroitischen Spiegel bewirkt wird, ist die Randreflexion. Fällt Licht mit einer Wellenlänge, die der Spiegel reflektiert an den Rand des Radiators, so wird es im Radiator solange hin- und herreflektiert, bis es irgendwann vom Material oder einem Detektor absorbiert wird oder die Platte verlässt⁴.

Auf diesem Wege werden in (absorptionsfreiem Theorie-)Fused Silica Wege bis zu etwa 20 m zurückgelegt⁵. Es legen zwar nur wenige Photonen derart lange Strecken zurück, jedoch steigt mit der Länge die relative Zeitdifferenz der Photonen untereinander deutlich an und somit steigt auch die bestimmbare Genauigkeit des Cherenkovwinkels. Durch die Existenz langer Wege und großer Zeitdifferenzen verdoppelt sich die Auflösung des ToP-DIRC-Detektors [Föh10].

⁴Siehe Abbildung 2.3

⁵Siehe Abbildung 4.4

Kapitel 4

Anforderungen an die dichroitischen Filter

In diesem Kapitel werden Effekte diskutiert, die sich auf die Photonenverteilung auswirken. Diese Überlegungen dienen dem Zweck, die Spezifikation für die dichroitischen Spiegel auf die über die gesamte Lebensdauer des Experiments tatsächlich an den Detektoren *ankommenden* Photonen anzupassen. Mit diesem Wissen soll die Lage der Transmissions- und Reflexionswellenlängen so spezifiziert werden, dass aus den Photonen möglichst viel und genaue Information gewonnen werden kann.

4.1 Strahlenhärte

Der Radiator und auch die Photodetektoren sollen im Vorwärtsbereich eines Annihilationsexperimentes mit besonders hoher Phasenraumdichte aufgebaut werden; es ist daher mit einer hohen Strahlenbelastung durch elektromagnetische, Hadronen- und Leptonenstrahlung zu rechnen. Für den Disc-DIRC-Detektor wird von einer Gesamtstrahlendosis von $100 \text{ krad} = 1 \text{ kGy}$ „an ungünstigen Orten“ ausgegangen [HBB⁺08, Sei10].

Diese Strahlendosis wird hauptsächlich den Radiator betreffen. Spiegel und Photodetektoren werden – wie auf Abbildung A.1 zu sehen ist – durch das elektromagnetische Kalorimeter rund um den Barrel-DIRC weitgehend abgeschirmt.

Die dichroitischen Spiegel sollen ihre Eigenschaften durch die Bestrahlung möglichst nicht verändern. Weiterhin erscheint es geboten, mögliche strahlungsbedingte Änderungen der Transmissionseigenschaften des Radiatormaterials zu beachten und die Spiegel so zu spezifizieren, dass sie auch während der Degradation des Radiatormaterials immer noch eine möglichst gute Photonenverteilung liefern.

4.1.1 Spiegel

4.1.1.1 γ -Strahlung

In [MHH09] wurde die Strahlenhärte verschiedener Spiegel gegen ^{60}Co - γ -Strahlung¹ untersucht, darunter einige Spiegel des Herstellers PGO, deren Bauart möglicherweise für das PANDA-Experiment in Frage kommt. Die Spiegel wurden mit $50 \text{ MGy } \gamma$ bei 170°C in trockener N_2 -Atmosphäre und $13 \text{ MGy } \gamma$ bei 170°C in feuchtigkeitsgesättigter Luft bestrahlt.

¹ ^{60}Co emittiert nach dem β -Zerfall je ein γ -Quant mit 1,17 MeV und 1,33 MeV Energie.

Nach beiden Bestrahlungen wurde keine Beschädigung des Materials festgestellt. Die Reflektivität der Spiegel blieb bis auf eine vernachlässigbar kleine Verschiebung der Reflexionskennlinie eines Spiegels hin zu kürzeren Wellenlängen unverändert.

In ihrem Artikel weisen die Autoren darauf hin, dass sich eine SiO₂-Beschichtung der dichroitischen Spiegel als sehr resistent gegen Umwelt- und Strahlenschäden erwiesen hat. SiO-Beschichtungen neigten hingegen dazu, in Anwesenheit von ionisierender Strahlung und Luftsauerstoff oder Feuchtigkeit zu SiO₂ zu konvertieren, was zur Veränderung des Kristallgitters und in Folge zum Aufreißen der Beschichtung und zur Zerstörung der Spiegel führt.

Vergleichende Messungen dreier dichroitischer Spiegel im Rahmen dieser Arbeit haben gezeigt, dass durch eine Bestrahlung mit 1 kGy ⁶⁰Co- γ -Strahlung keine messbaren Veränderungen der Reflexionsfähigkeit von dichroitischen Filterschichten entstehen.

Da lediglich das Trägermaterial von Strahlenschäden betroffen zu sein scheint, sollte es möglich sein, dichroitische Spiegel vollständig strahlenhart herzustellen. Als Träger für die dichroitischen Filter könnte dazu beispielsweise als strahlenhart bekanntes Fused Silica verwendet werden (vgl. Abschnitt 4.1.2.1) oder die Strahlenhärte eines Quarzglas durch Fluoridierung erhöht werden [OBS+08].

Da die am Ort der Spiegel zu erwartende Strahlenbelastung deutlich unterhalb von 1 kGy liegt und das Trägermaterial auf Strahlenhärte hin optimiert werden kann, ist davon auszugehen, dass γ -Strahlenschäden in späteren, speziell für PANDA konstruierten dichroitischen Spiegeln keine wesentliche Beeinträchtigung verursachen.

4.1.1.2 Neutronenstrahlung

In [OV05] wurden dichroitische Vielschichtspiegel sowohl hohen Temperaturen als auch intensiven Neutronenflüssen ausgesetzt. Die Autoren stellten fest, dass die Resistenz der Vielschichtspiegel weniger von den verwendeten Materialien, als „vom Hersteller“, also vom tatsächlichen Herstellungsverfahren abhängt.

Alle verwendeten Spiegel² blieben nach einer Bestrahlung mit $7 \times 10^{12} \frac{n}{\text{cm}^2\text{s}}$ (Gesamt $10^{17} \frac{n}{\text{cm}^2}$) unbeschädigt.

Nach einer Bestrahlung mit $3 \times 10^{13} \frac{n}{\text{cm}^2\text{s}}$ (Gesamt $10^{19} \frac{n}{\text{cm}^2}$) verschob die Reflexionskennlinie der Spiegel von *einem* der beiden Hersteller irreversibel um 20 nm zu kürzeren Wellenlängen.

Die Verschiebung führen die Autoren auf die Hitze zurück, die bei der hohen Bestrahlungsintensität im Spiegel entstanden ist. Ein Erhitzen der Spiegel des betroffenen Herstellers auf 280°C ohne Bestrahlung verursachte den gleichen Effekt.

Die in [OV05] festgestellte Resistenz von dielektrischen Vielschichtspiegeln gegen Neutronenstrahlung bietet zwar einerseits eine dürftige Datenlage, zeigt aber andererseits dass die Anforderung „Strahlenhärte gegen Teilchenstrahlung“ durchaus erfüllbar ist. Auf jeden Fall sollte bei der Herstellung künftiger dichroitischer Spiegel darauf geachtet werden, dass ausschließlich Materialien mit einem geringen Neutronen- und Protoneneinfangquerschnitt gewählt werden. Die anscheinend in manchen Vielschichtspiegeln verwendeten Elemente Thorium und Hafnium zählen problematischerweise nicht dazu; bei ihnen besteht aufgrund der zu erwartenden Transmutation die Gefahr, dass sich die optischen Eigenschaften der Spiegel während des Betriebs verändern.

²Es wurden nur Spiegel getestet, von denen *im Vorhinein* bekannt war, dass die verwendeten Materialien einen geringen Neutroneneinfangquerschnitt besitzen.

4.1.1.3 Andere Strahlungsarten

Es liegen keine Studien zur Strahlenhärte von dichroitischen Spiegeln gegen Strahlung aus elektrisch geladenen Fermionen vor. Da sowohl Neutronen- als auch γ -Strahlung keine Schäden verursacht hat, sind Schäden durch geladene Hadronen und Leptonen nicht unbedingt zu erwarten, jedoch auch nicht auszuschließen.

4.1.2 Radiatormaterial

Für den DIRC-Detektor im PANDA-Experiment soll Fused Silica, ein hochreines Quarzglas [Fusli] verwendet werden. Da Cherenkov-Photonen hauptsächlich im ultravioletten bis blauen Spektralbereich emittiert werden, soll eine Fused Silica-Sorte mit möglichst wenigen metallischen Verunreinigungen verwendet werden.

4.1.2.1 Suprasil

Mehrere Fused Silica-Sorten wurden in verschiedenen Tests auf ihre Strahlenhärte untersucht. Dabei scheint es so, dass die Auswirkungen der Strahlung auf das optische Verhalten des Glases um so größer sind, je geringer die chemische Reinheit des Glases ist ([HBB⁺08] in Verbindung mit [Sei10] sowie [OBS⁺08, CTCR⁺03, NJHC60]).

Protonenstrahlung In [HBB⁺08] werden Flintglas³ und mehrere FS-Sorten, u.a. Suprasil 1, mit einem 150 MeV-Protonenstrahl beschossen und die Transmission im Bereich zwischen 200 nm und 800 nm mit der unbestrahlten Probe verglichen.

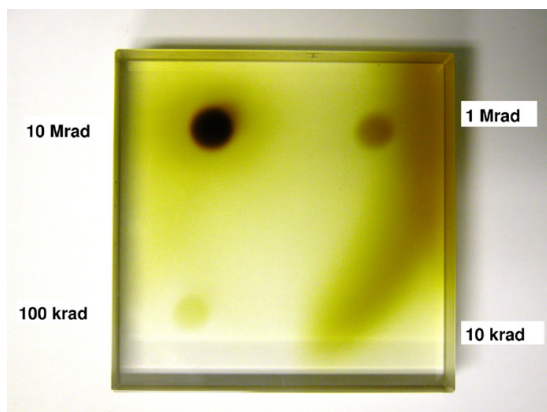


Abbildung 4.1: Strahlenschäden an Flintglas [HBB⁺08]

Während in Flintglas bei hohen Strahlendosen erhebliche Defekte sichtbar werden, sind in hochreinem Fused Silica selbst nach bei Einstrahlung des 100-fachen der PANDA-Lebensdauerenergiedosis keine signifikanten Änderungen der Transmissionseigenschaften zu beobachten.

Zwar wurde in 15–20 mm dicken FS-Proben eine Reduktion der Transmission um bis zu einigen Prozent beobachtet, jedoch gab es auch stärker bestrahlte Areale, die geringere Transmissionseinbußen zeigten. Die Messgenauigkeit der Änderung des Absorptionskoeffizienten wird mit $< 1\%$ angegeben.

γ -Strahlung Es wurden bereits mehrere Messungen zur Strahlenhärte von Fused Silica durchgeführt. Es werden je nach Material und Dosis verschieden starke Transmissionsverluste im UV-Bereich festgestellt; mit Corning 7980, Lithosil Q0, Heraeus Fused Silica 1 und anderen hochreinen Fused Silica-Sorten sind Materialien verfügbar, deren Transmissionsfähigkeit vollständig immun gegen γ -Strahlung ist [HBB⁺08].

³In [HBB⁺08] wird das verwendete LLF6-Glas von Schott fälschlich als Kronglas bezeichnet. Es handelt sich bei dem Glas mit einer Abbezahl von $\approx 48,7$ [LLF10] aber um ein Flintglas (Hinweis von [Föh10]).

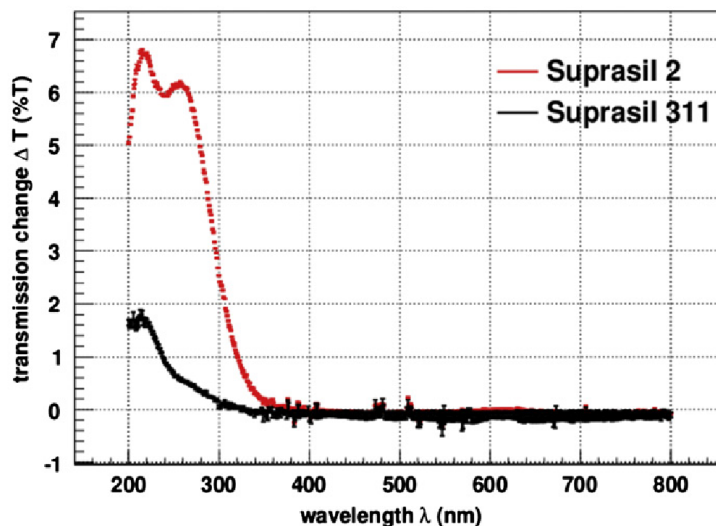


Abbildung 4.2: Absolute Transmissionskoeffizientenänderung ΔT (in Prozent) der Fused-Silica-Sorten 2 und 311 nach Bestrahlung mit 1 kGy γ -Strahlung [Sei10].

Bei Wellenlängen von $\lambda < 360$ nm ist eine Eintrübung feststellbar. Bei den bestrahlten Fused Silica-Sorten handelt es sich um Typen mit einer geringeren Reinheit als bei Heraeus Fused Silica Grade 1. Der Transmissionskoeffizient der unbestrahlten 10 mm dicken FS-Platte aus Suprasil 2/311 lag vor der Bestrahlung bei ca. 90 % (ohne Fresnel-Korrektur) [Her].

In [OBS+08] wird berichtet, dass Fused Silica-Sorten mit niedriger Reinheit durch Fluorid-Dotierung in ihrer Strahlenhärte verbessert werden können, da die Anwesenheit von Si-F-Bindungen dem Entstehen der sogenannten E-Zentren-Defekte⁴ vorbeugt. In [CTCR+03] wird berichtet, dass bereits entstandene Defekte durch mehrtägige, intensive UV-Beleuchtung wieder geheilt werden können.

4.1.2.2 Poly(methyl-2-methylpropenoat) (Plexiglas®)

Neben Fused Silica werden auch andere Materialien als Radiatoren für DIRC-Detektoren verwendet. Eines dieser Materialien ist Poly(methyl-2-methylpropenoat), bekannt als PMMA oder Plexiglas®.

Der *Wide Angle Shower Apparatus (WASA)* am *Cooler Synchrotron COSY* im Forschungszentrum Jülich soll mit einem DIRC aus PMMA ausgerüstet werden [KMSR09]. Einige Mitarbeiter der Gießener Kollaboration sind an Planungen des dortigen DIRC beteiligt. Der WASA-DIRC stellt gewissermaßen einen Prototyp für den PANDA-Disc-DIRC dar.

PMMA bietet gegenüber Fused Silica sowohl Vor- als auch Nachteile.

Zu den wesentlichen Vorteilen von PMMA gehört der *viel* geringere Preis. Außerdem ist es ein Material aus *leichten Elementen* mit einer rund *doppelt so großen Strahlungslänge* [Föh10] wie Fused Silica. Aufgrund dieser beiden Eigenschaften werden durchfliegende Teilchen weniger abgebremst oder abgelenkt⁵ und gehen auch seltener Reaktionen mit dem Radiatormaterial ein. PMMA ist von diesem Standpunkt aus gesehen der deutlich vorteilhaftere Radiator.

Die großen Nachteile von PMMA gegenüber Fused Silica sind die Absorption im Ultravioletten sowie die geringere Strahlenhärte. Um die Auswirkungen der Strahlenschäden für den Bau des Prototypen abzuschätzen, wurden 5 PMMA-Proben aus derselben Charge in 10 Bestrahlungen mit γ -Energiedosen von 10 Gy bis 1 kGy bestrahlt und über 2 Monate in 47 Einzelmessungen an einem Spektrophotometer

⁴Bei einem E-Zentrum handelt es sich um ein ungepaartes Elektron an einem dreifach gebundenen Siliziumatom.

⁵Die Änderung der Flugrichtung eines den Detektor passierenden Teilchens wird vor allem durch elektromagnetische Abstoßung mit den Atomkernen des Detektormaterials verursacht. Siehe dazu auch Abbildung 3.6.

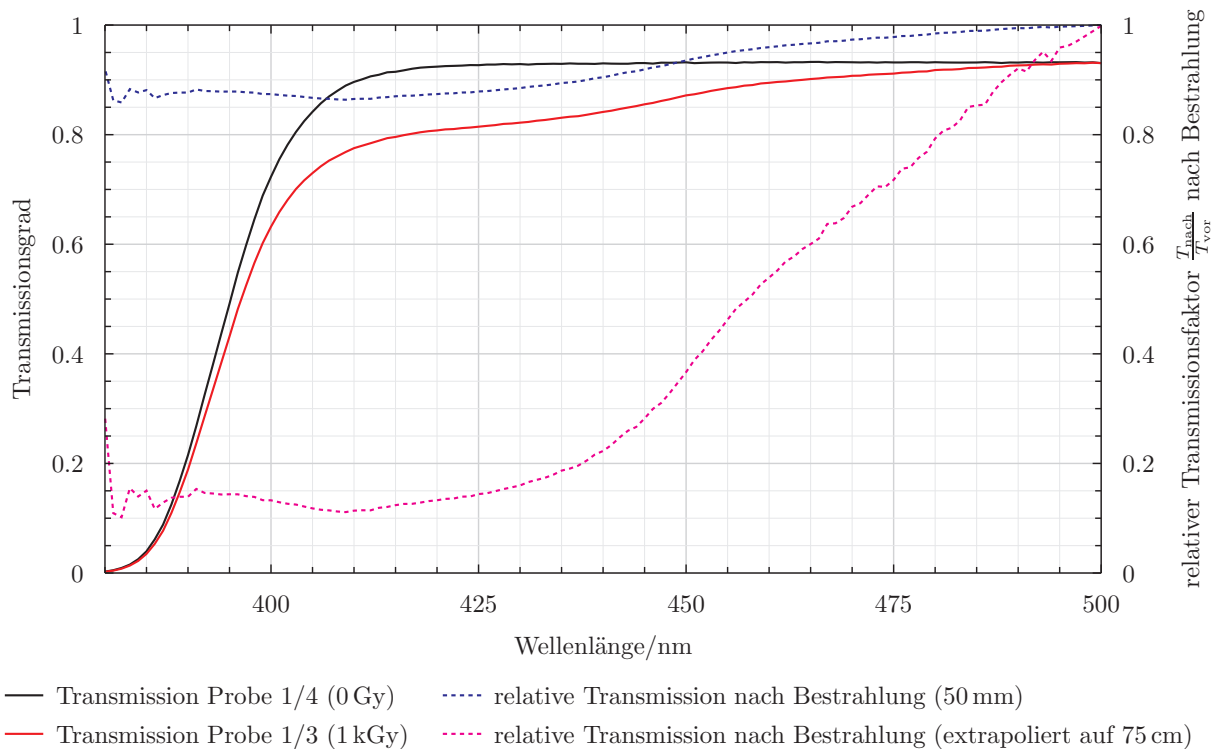


Abbildung 4.3: Transmission von PMMA vor und nach γ -Bestrahlung

vermessen. Heilungseffekte, wie sie beispielsweise durch eine andere Gießener Arbeitsgruppe an PbWO_4 -Kristallen nachgewiesen wurden, liessen sich durch die Messungen weder nachweisen noch gänzlich ausschließen, da die Transmissionskoeffizienten am Spektrometer um bis zu $\pm 0,6\%$ um einen Mittelwert schwankten.

Exkurs:

Angesichts der in Abbildung 4.3 dargestellten Transmissionskurve von PMMA ist sofort klar, dass dichroitische Spiegel bei PMMA-Radiatoren für andere Wellenlängenintervalle konzipiert werden müssen. Bei der unbestrahlten Probe erkennt man unterhalb von 420 nm ein Absinken des Transmissionsgrades, was auf Bulk-Absorption⁶ zurückzuführen ist.

Bei einem Fused Silica-Radiator liegt diese Wellenlänge mitten im Transmissionsbereich eines Filters, da im Violetten besonders viele Cherenkov-Photonen emittiert werden. Da auch in neuwertigem PMMA kaum mit Photonen unterhalb von 400 nm zu rechnen ist, reichen sicherlich 2 dichroitische Spiegeltypen aus, um Dispersionseffekte weitgehend zu kompensieren.

Die nach 1 kGy γ -Bestrahlung durchgeführten Messungen haben ergeben, dass γ -Strahlung für PMMA als Cherenkov-Radiator zum Teil problematisch ist: Nach der Exposition durchläuft Licht mit Wellenlängen unter 450 nm wegen der Strahlenschäden im Radiator im Mittel nur noch geringe Reichweiten. Reines PMMA ist daher nicht als Radiator für PANDA geeignet.

Bei Bestrahlungen mit 100 Gy waren in der 5 cm langen Probe im Rahmen der Messgenauigkeit hingegen *keine* Strahlenschäden nachweisbar, was PMMA für WASA – dessen Lebensdauerenergie-dosis mit 100 Gy angegeben ist – zum idealen Radiatormaterial macht.⁷

⁶Der Vorsatz *Bulk*- bezeichnet Prozesse, die im Inneren des Materials stattfinden. Er schließt Grenzflächeneffekte aus.

⁷Im Radiator werden wesentlich längere Wege als 5 cm zurückgelegt. Weil die Genauigkeit der durchgeführten Transmissionsmessungen nicht besonders hoch ist, ist eine weitere, genauere Messung zu diesem Einsatzzweck sicherlich empfehlenswert.

4.1.3 Optische Kleber

Da auch die optischen Kleber, die die DIRC-Komponenten verbinden, der Strahlung ausgesetzt sind, muss auch hier auf Strahlenhärte geachtet werden. In [KHSS99] wurde für das CMS-Experiment am LHC die Verfügbarkeit strahlenharter und alterungsbeständiger optischer Kleber überprüft. In einer Bestrahlung mit der Lebensdauer-dosis für das CMS-Experiment ($4 \text{ kGy}\gamma$, $2 \times 10^{13} \frac{n}{\text{cm}^2}$, $2 \times 10^{13} \frac{p^+}{\text{cm}^2}$) zeigte sich, dass die Kleber der *Meltemount*-Serie hinreichend strahlenhart sind.

Die Absorptionslänge des strahlenhärtesten Klebers (Meltemount 1.582⁸) wurde bei den Wellenlängen $\lambda = 420 \text{ nm}$ und $\lambda = 600 \text{ nm}$ zu $\Lambda > 100 \text{ mm}$ bestimmt. Auch im Alterungstest⁹ blieb $\Lambda > 100 \text{ mm}$. In beiden Fällen waren zwar Schäden sichtbar, die durch sie verursachten Transmissionseinbußen im ToP-DIRC sind angesichts der dünnen Kleberschicht aber als vernachlässigbar einzustufen.

Da der Brechungsindex von Fused Silica im Arbeitsbereich des DIRC-Detektors zwischen ungefähr 1,475 und 1,45 liegt, sollte jedoch nach einem ähnlich strahlenharten Kleber mit geringerem Brechungsindex gesucht werden, um Reflexionen an der Kleberschicht zu vermeiden.¹⁰

4.2 Transmissionsbereiche der Spiegel

Die dichroitischen Spiegel sollten das elektromagnetische Spektrum so aufteilen, dass insgesamt so viel Information wie möglich aus den Photonen gewonnen werden kann.

4.2.1 Photonenzahlen

4.2.1.1 Emittierte Cherenkov-Photonen

Cherenkov-Strahlung besteht aus einem kontinuierlichen Spektrum, dessen Intensität ungefähr proportional zur Frequenz ist.

Die pro Frequenz und Radiatorlänge von einem Teilchen abgestrahlte Energie wird durch die Frank-Tamm-Formel (4.1) angegeben.

$$dE_{\text{abgestrahlt}} = \frac{\mu(\omega)q^2}{4\pi}\omega\left(1 - \frac{c^2}{v^2n^2(\omega)}\right)dxd\omega \quad (4.1)$$

Hierbei ist q die elektrische Ladung des Teilchens, h das Plancksche Wirkungsquantum, N_1 die Zahl der abgestrahlten Photonen und μ die Permeabilität des Radiatormaterials. Fused Silica ist mit einer magnetischen Suszeptibilität von $3,74 \times 10^{-7}/\text{g}$ ein äußerst unmagnetisches Material [MJFJ69], seine Permeabilität entspricht daher ziemlich genau der Permeabilität des Vakuums: $\mu(\omega) = \mu_0$

Um die Zahl der pro Wellenlängenintervall abgestrahlten Photonen zu berechnen, muss die Frank-Tamm-Formel umparametrisiert werden:

$$dE_{\text{abgestrahlt}} = dN_1 \frac{hc}{\lambda} \quad d\omega = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} d\lambda$$

⁸Die Kleber der Meltemount-Serie tragen als Typennummer den Brechungsindex bei $\lambda = 589 \text{ nm}$.

⁹Simuliert mit einem Jahr zwischen 100 % Luftfeuchtigkeit, 80°C und Umgebungsbedingungen wechselnder Atmosphäre.

¹⁰Siehe Gleichung (2.10)

$$dN_1 \frac{hc}{\lambda} = -\frac{\mu q^2}{4\pi} \frac{2\pi c}{\lambda} \left(1 - \frac{1}{n^2(\lambda)\beta^2}\right) \frac{2\pi c}{\lambda^2} dx d\lambda \quad (4.2)$$

$$dN_1(\lambda) = -\frac{\mu\pi q^2 c}{h\lambda^2} \left(1 - \frac{1}{n^2(\lambda)\beta^2}\right) dx d\lambda \quad (4.3)$$

Da der Energieverlust beim Durchgang durch die Radiatorplatte hinreichend klein ist, kann man die Ortsabhängigkeit der Geschwindigkeit ignorieren und für dx die zurückgelegte Strecke d einsetzen. Man erhält die Zahl¹¹ der pro Wellenlänge emittierten Photonen (4.4):

$$dN_1(\lambda) = \frac{d}{\cos(\alpha)} \frac{\mu\pi q^2 c}{h\lambda^2} \left(1 - \frac{1}{n^2(\lambda)\beta^2}\right) d\lambda \quad (4.4)$$

Von den erzeugten Photonen bleiben etwa 60 % im Radiator, der Rest erfüllt die Totalreflexionsbedingung nicht und geht verloren.

4.2.1.2 Absorption

Innerhalb der Spiegel und des Radiatormaterials ist davon auszugehen, dass – trotz hoher optischer Güte – einige Photonen absorbiert werden. Der Photonenverlust ist um so größer, je länger der zurückgelegte Weg ist.

Es ist bekannt, dass die verbleibende Photonenzahl jeder Wellenlänge im Material mit zunehmender Weglänge exponentiell abfällt. Im DIRC-Radiator wird jedoch nicht eine einzige typische, sondern eine Verteilung von Weglängen zurückgelegt.

Da die Absorption von der Wellenlänge und der Wegstrecke abhängt, unterscheidet sich die an den Detektoren ankommende Frequenzverteilung des Lichts von der emittierten Frequenzverteilung.

Um den Transmissionsfaktor $T(\lambda)$ zu bestimmen, muss die Transmission $\tau(\lambda)$ über eine Häufigkeitsverteilung der Photonenweglängen (Abbildung 4.4)¹² l_i gemittelt werden. Analog erfolgt die Ermittlung der zu erwartenden im Radiator zurückgelegten Weglänge $\langle l_{3D} \rangle$:

$$\langle l_{3D} \rangle (\lambda) = \frac{\sum_{i=1}^{373315} l_i \cdot \tau(\lambda)^{\frac{l_i}{15 \text{ mm}}}}{\sum_{i=1}^{373315} \tau(\lambda)^{\frac{l_i}{15 \text{ mm}}}} \quad (4.5)$$

$$\langle T \rangle (\lambda) = \frac{\sum_{i=1}^{373315} l_i \cdot \tau(\lambda)^{\frac{l_i}{15 \text{ mm}}}}{\sum_{i=1}^{373315} l_i} \quad (4.6)$$

Das zur Berechnung beider Größen entwickelte Skript ist als Quelltext B.1 auf Seite 62 abgedruckt.

Mit dem so bestimmten Absorptionsgrad ergibt sich für die mittlere Weglänge eines Photons und den für den Detektor sichtbaren Anteil des Lichts T der in Abbildung 4.5 dargestellte Verlauf.

¹¹Hier wird für die Ableitung dN_1 per Definition ein positives Vorzeichen gesetzt, um physikalisch sinnvolle Photonenzahlen zu erhalten. Um das zu kompensieren, werden später die Integralsgrenzen vertauscht. Nach dem Vertauschen wird von kleinen Wellenlängen zu großen Wellenlängen integriert.

¹²Längenverteilung in einem *absorptionsfreien* Medium. Als Datenbasis wurde eine Simulation von [Mer10] mit 373 315 Photonenwegen verwendet.

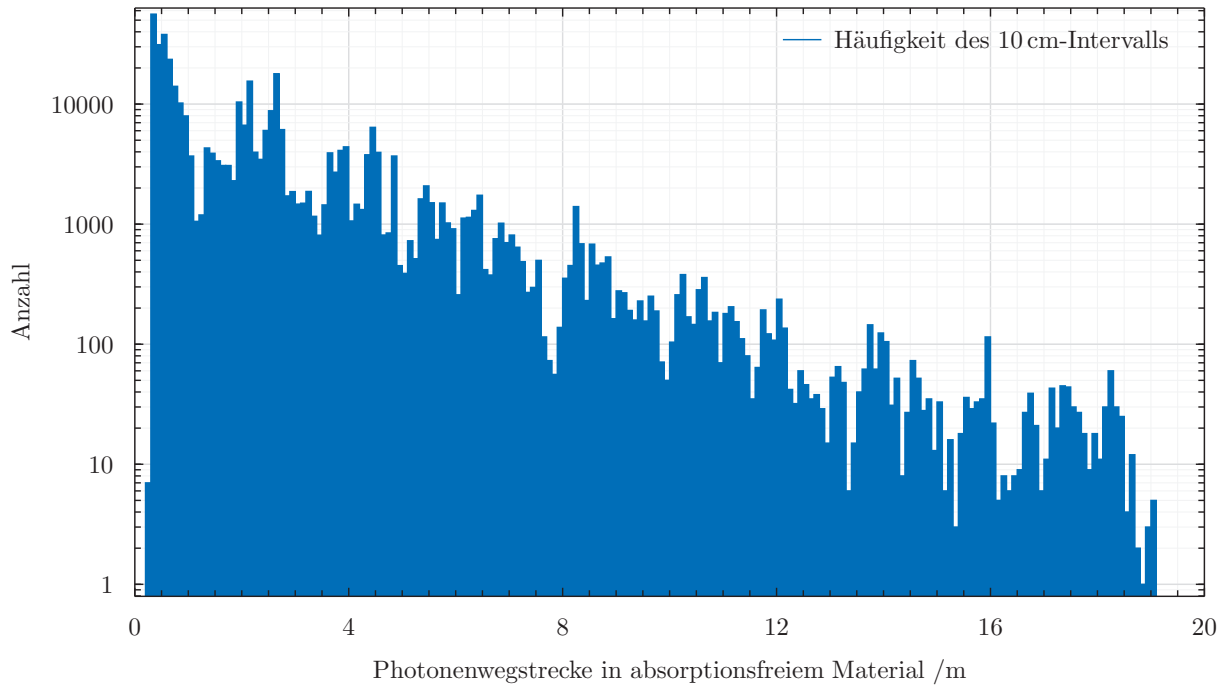


Abbildung 4.4: Photonenweglängen in absorptionsfreiem Fused Silica

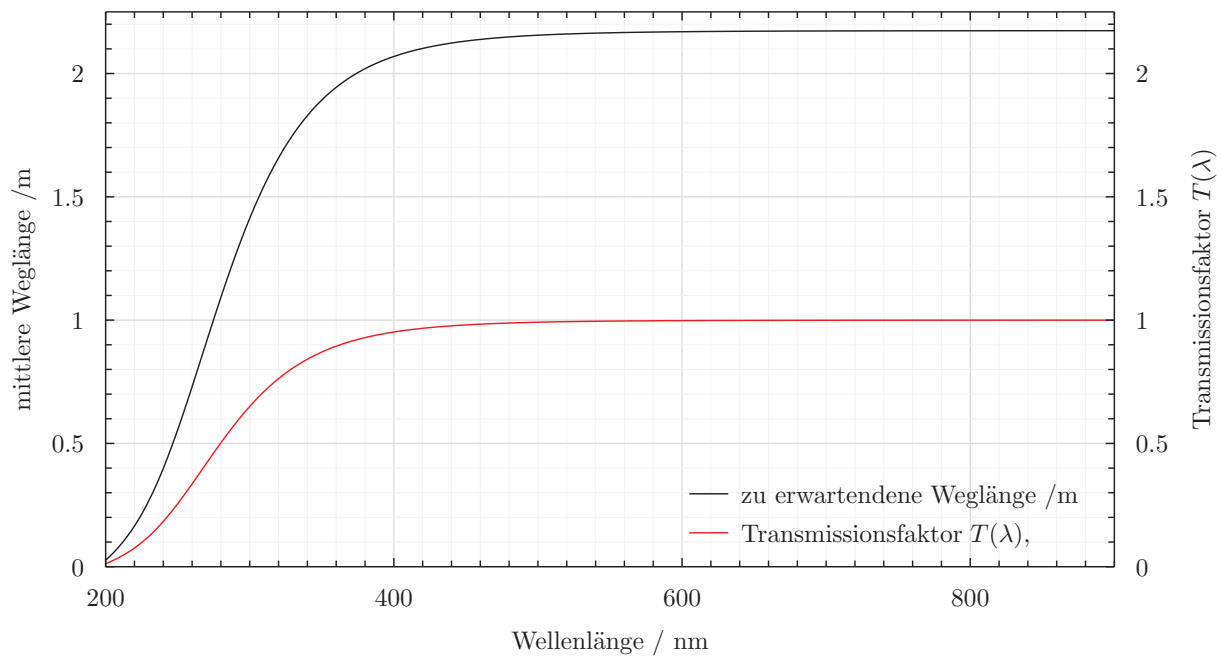


Abbildung 4.5: Mittlere Weglänge und den Detektor erreichender Anteil T des emittierten Cherenkov-Lichts in Abhängigkeit der Wellenlänge λ

Der Faktor $T(\lambda)$ gibt an, welcher Anteil der Photonen, die einen beliebigen Weg durch den Radiator nehmen, am Detektor ankommen.

Der in der Berechnung von $T(\lambda)$ verwendete Transmissionsgrad $\tau(\lambda)$ wurde durch einen Fit mit PYXPLOT und XYSCAN bestimmt. In [HBB⁺08] war der Transmissionsgrad einer 15 mm dicken Fused Silica-Probe in einem Spektrometer bei Einstrahlung im rechten Winkel bestimmt worden, allerdings waren in dieser Quelle die Reflexionsverluste *nicht* herausgerechnet.

Durch Addition der Reflexionsverluste (2.10) auf den gemessenen Reflexionsgrad lässt sich die Bulk-Absorption einigermaßen abschätzen. Es kann in diesem Fall nicht davon ausgegangen werden, dass der so ermittelte Absorptionsgrad die Realität hinreichend exakt beschreibt, denn die berechnete Reflexion und die gemessene Transmission ergeben zusammen stellenweise eine Lichtausbeute von $> 100\%$. Die ermittelte Gleichung liefert im Bereich $200 - 800$ nm dennoch Werte, die mit den von Heraeus angegebenen Werten [Her] sehr gut übereinstimmen. Da keine anderen Daten vorliegen, ist die Berücksichtigung dieser Approximation wesentlich genauer als eine Vernachlässigung des Effekts.

Die hier vorliegenden Werte sollten darüber hinaus kritisch bedacht werden, weil in [Edw66] festgestellt wurde, dass Absorptionskoeffizienten in Fused Silica in nicht-vernachlässigbarem Maße von der Materialtemperatur abhängen. Die obigen Messungen wurden bei Raumtemperatur durchgeführt, es ist jedoch noch nicht klar [Föh10], ob der DIRC-Detektor bei Raumtemperatur oder bei -25°C betrieben wird.

Es zeigte sich, dass sich der Bulk-Transmissionsgrad der 15 mm dicken Fused Silica-Probe gut durch die empirisch gefundene Gleichung

$$\tau(\lambda) = 1 - 1/(at5 \cdot (\lambda - ct5)^{bt5}) + dt5 \cdot \lambda^{et5} \quad (4.7)$$

beschreiben lässt (siehe Abb. 4.6 auf Seite 30). Die Koeffizienten lauten:

$$\begin{aligned} at5 &= 2,20156739 \times 10^{24} \mu\text{m}^{-1} & bt5 &= 48,572606 & ct5 &= -0,14057516 \mu\text{m} \\ dt5 &= -1,1318927 \times 10^{-7} \mu\text{m}^{-1} & et5 &= -7,9144673 \end{aligned}$$

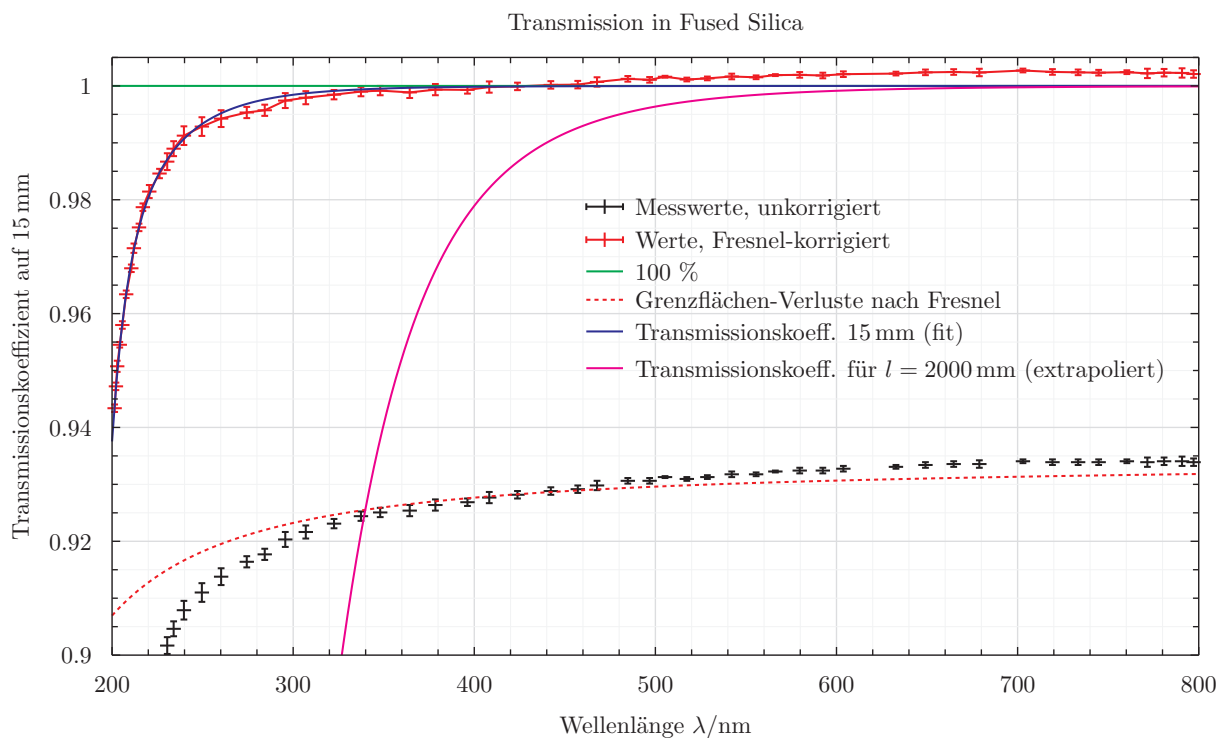


Abbildung 4.6: Transmissionsgrad einer 15 mm dicken Fused Silica-Platte, Messwerte aus [HBB⁺08]

Extrapoliert man den so beschriebenen Transmissionsgrad, kann man die Zahl der nach einer bestimmten Wegstrecke im Radiator übrigen Photonen errechnen. Es ergibt sich die in Abbildung 4.7 auf Seite 31 abgebildete Verteilung.

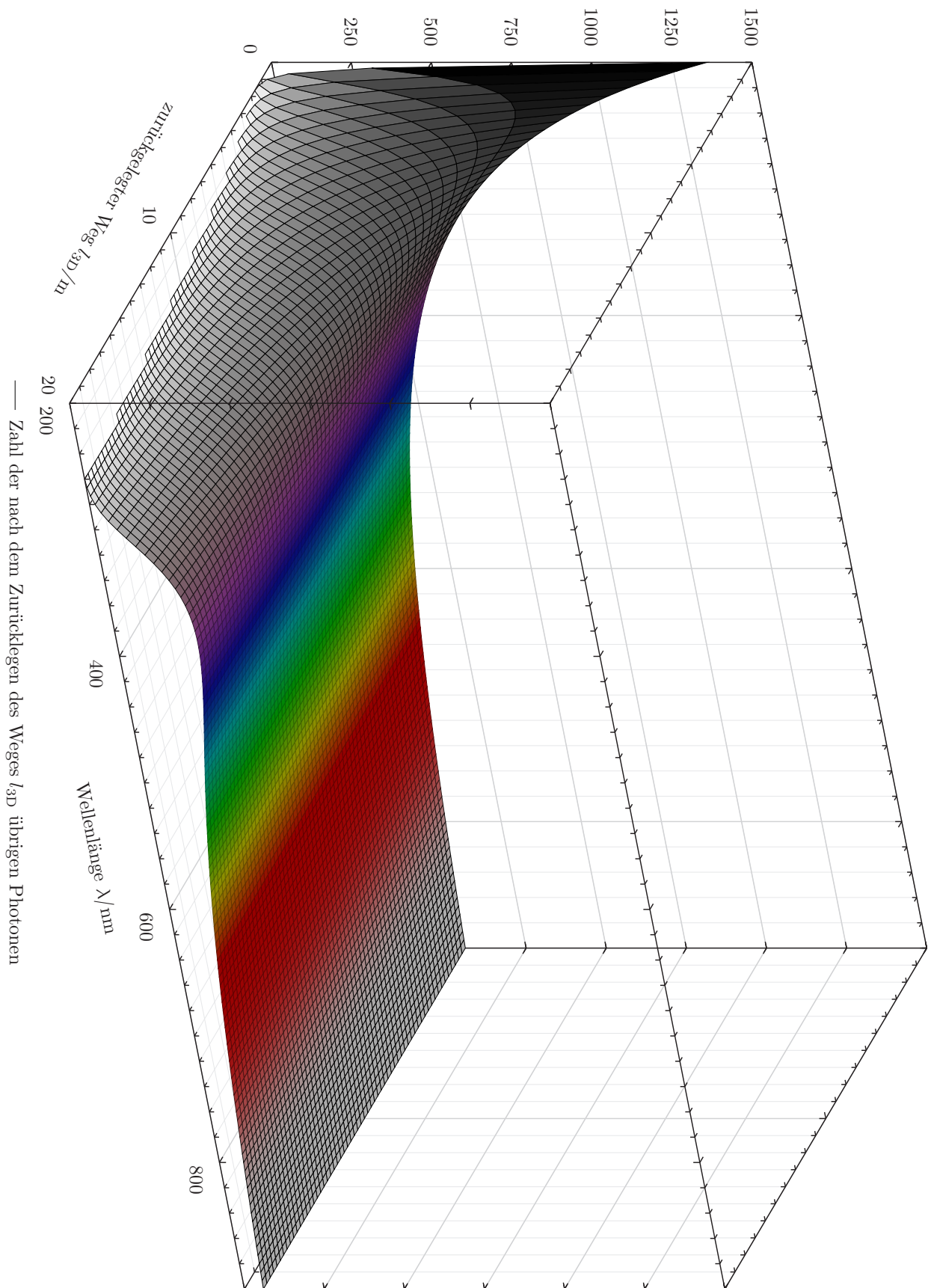


Abbildung 4.7: Verteilung der verbleibenden Photonen in Abhängigkeit von Weglänge und Wellenlänge

Die unter Zuhilfenahme von τ berechneten Werte für $T(\lambda)$ und $\langle l_{3D} \rangle(\lambda)$ (Abbildung 4.5) werden schließlich an die Gleichungen (4.8) und (4.9) gefittet¹³, um einen analytischen Ausdruck für T und l_{3D} zu erhalten.

$$T(\lambda) = m1 + m2 \cdot \tanh(m3 \cdot (\lambda - m4)) + m5 \cdot \sin(m6 \lambda + m8) \cdot \exp(-m7 \lambda) \quad (4.8)$$

$$l_{3D}(\lambda) = o1 + o2 \cdot \tanh(o3 \cdot (\lambda - m4)) + o5 \cdot \sin(o6 \lambda + o8) \cdot \exp(-o7 \lambda) \quad (4.9)$$

Dabei lauten die Koeffizienten:

$$\begin{array}{llll} m1 = -0,45480818 & m2 = 1,4541426 & m3 = 12,813177 \mu\text{m}^{-1} & m4 = 0,24601598 \mu\text{m} \\ m5 = 104,02947 & m6 = 10,844805 \mu\text{m}^{-1} & m7 = 20,223258 \mu\text{m}^{-1} & m8 = -1,4233912 \\ o1 = 1,2035695 \text{ m} & o2 = 0,96865748 \text{ m} & o3 = 16,090326 \mu\text{m}^{-1} & o4 = 0,26673127 \mu\text{m} \\ o5 = 24,025166 \text{ m} & o6 = 6,4474738 \mu\text{m}^{-1} & o7 = 14,301587 \mu\text{m}^{-1} & o8 = 2,1483813 \end{array}$$

Hier wurde bisher noch nicht berücksichtigt, dass die zurückgelegte Wegstrecke nicht nur von der Detektorgeometrie (also der zweidimensional projizierten Länge), sondern auch vom Winkel δ zur Radiatorebene abhängt. Obwohl ursprünglich Daten aus einer 3D-Simulation verwendet wurden, fehlt diese Abhängigkeit vom Polarwinkel noch. An die Gleichung für die zurückgelegte Länge muss deshalb noch ein Korrekturfaktor (4.10) angehängt werden.

$$l_{3D}^* = \frac{\cos(\delta(\langle \alpha \rangle, \langle \beta \rangle, \lambda))}{\cos(\delta(\alpha, \beta, \lambda))} l_{3D} \quad (4.10)$$

Eine Berücksichtigung der Absorption im Trägermaterial der optischen Spiegel im bestrahlten oder unbestrahlten Zustand findet hier nicht statt, weil sie vermeidbar ist. Es sind ausreichend strahlenharte Trägermaterialien verfügbar, unabhängig davon, ob die Strahlendosis am Ort der Spiegel tatsächlich in die Größenordnung der maximalen PANDA-Energiedosis kommt.

4.2.1.3 Detektierte Photonenzahl

Von den am Detektor ankommenden Photonen wird nur ein kleiner Teil auch tatsächlich detektiert. Dieser Anteil wird durch die PDE¹⁴ des Detektors beschrieben.

Vom Detektor können im Wellenlängenintervall $d\lambda$ dN_3 Photonen detektiert werden:

$$dN_3(\lambda) = dN_1 \cdot 0,6 T(\lambda) \cdot \text{PDE}(\lambda) \quad (4.11)$$

$$\begin{aligned} &= 2 \pi a_{11} c_0 d \left(k_{11} \lambda^6 + j_{11} \lambda^5 + i_{11} \lambda^4 + h_{11} \lambda^3 + g_{11} \lambda^2 + e_{11} \lambda + d_{11} \right) e^{-\frac{(l-b_{11})^4}{2 \cdot c_{11}^4}} \\ &\quad \frac{\left(1 - \frac{1}{\beta^2 n_p(\lambda)^2} \right) \left(m_5 e^{-l m_7} \sin(m_8 + l m_6) + m_2 \tanh(m_3 (l - m_4)) + m_1 \right) \mu_0 q^2}{3 \cos(\alpha) h \lambda^2} d\lambda \end{aligned} \quad (4.12)$$

Von der in Abbildung 4.8 als detektiert dargestellten Photonenzahl gehen große Teile im zentralen absorbierenden Loch verloren oder enden auf nicht-detektierender Randfläche am Radiator. Bei blauem bis ultraviolettem Licht sei hier noch einmal gewarnt, dass die Verluste bei der Totalreflexion möglicherweise nicht vernachlässigbar klein sind.

¹³Siehe Quellcode B.2

¹⁴Sämtliche Berechnungen zu den Detektoren finden sich im Anhang C.

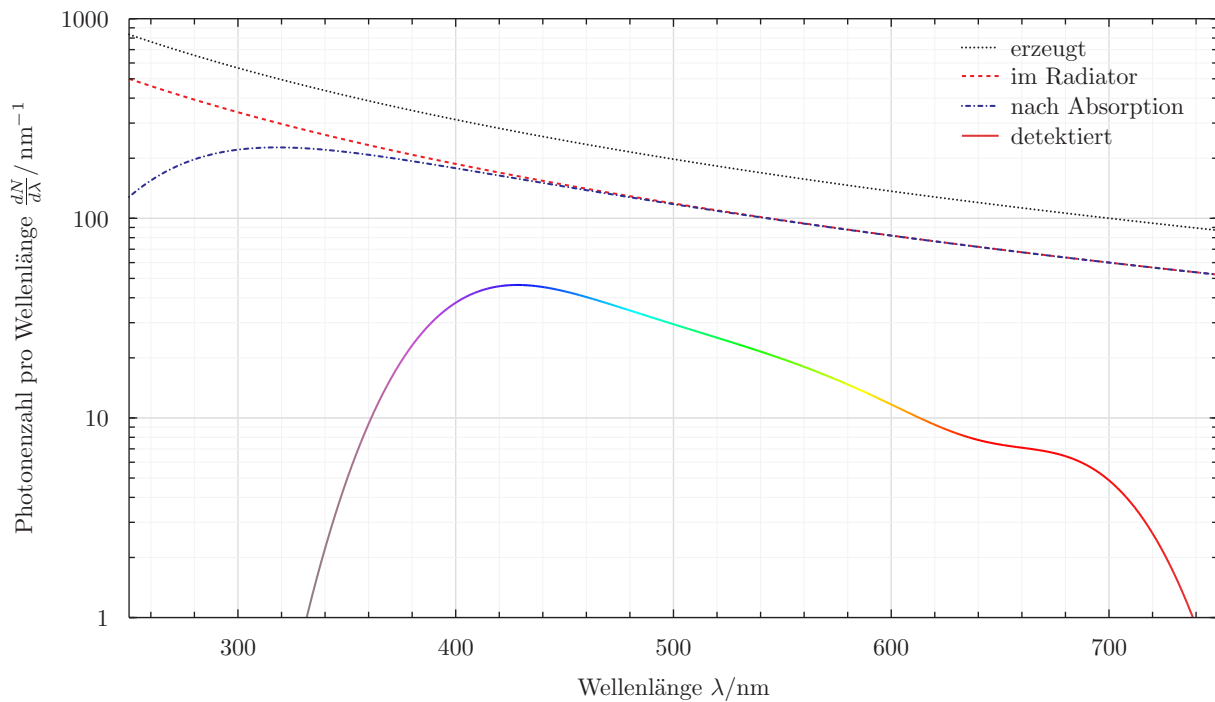


Abbildung 4.8: Anzahl der emittierten, transmittierten und detektierten Photonen

4.2.2 Zeitverschmierung

4.2.2.1 Dispersion

Eins der größten Probleme bei der Konzeption des ToP-DIRC-Detektors ist zur Zeit die Dispersion. Fast alle optischen Effekte sind abhängig von den Brechungsindizes der verwendeten Materialien, und die Brechungsindizes hängen von der Wellenlänge der elektromagnetischen Strahlung ab.

Glücklicherweise unterscheiden sich die verschiedenen Fused Silica-Sorten nicht allzu sehr in ihrem Brechungsindex. Bereits 1965 wurden in der Arbeit [Mal65] viele verschiedene Einzelmessungen an die Sellmeiergleichung (2.3) gefittet.

Für alle weiteren Berechnungen wird

$$n(\lambda) := \sqrt{1 + \frac{q1 \lambda^2}{\lambda^2 - r1^2} + \frac{q2 \lambda^2}{\lambda^2 - r2^2} + \frac{q3 \lambda^2}{\lambda^2 - r3^2}} \quad (4.13)$$

verwendet. Die Konstanten aus [Mal65] lauten:

$$\begin{array}{lll} q1 = 0,6961663 & q2 = 0,4079426 & q3 = 0,8974794 \\ r1 = 0,0684043 \mu\text{m} & r2 = 0,1162414 \mu\text{m} & r3 = 9,896161 \mu\text{m} \end{array}$$

Die Herleitung der Auswirkungen der Dispersion auf die Laufzeit und damit auf die Zeitauflösung wurde bereits in den Abschnitten 3.2.3 und 3.2.4 begonnen. Um jetzt die Zeitungenauigkeit eines Photons in Abhängigkeit von seiner Wellenlänge abschätzen zu können müssen die einzelnen Terme ausgerechnet und ihr Gewicht untereinander bestimmt werden.

4.2.2.2 Gewicht der Fehlerterme

In diesem Abschnitt werden die einzelnen Fehlerterme aus Gleichung (3.9) durchgerechnet, um ihre Größe zu bestimmen. Um die Terme übersichtlich zu halten, sind Differentiale von Parametrisierungen nicht aufgelöst.

Wellenlängen-Term

$$\begin{aligned}
\left| \frac{\partial t}{\partial \lambda} \right| &= \frac{n_g(\lambda) \left(\frac{\partial}{\partial \lambda} l_{3D}(\lambda) \right) \sin \left(\arccos \left(\frac{1}{\langle \beta \rangle n_p(\lambda)} \right) + \langle \alpha \rangle \right)}{c_0 \sin \left(\arccos \left(\frac{1}{\beta n_p(\lambda)} \right) + \alpha \right)} \\
&+ \frac{l_{3D}(\lambda) \left(\frac{\partial}{\partial \lambda} n_g(\lambda) \right) \sin \left(\arccos \left(\frac{1}{\langle \beta \rangle n_p(\lambda)} \right) + \langle \alpha \rangle \right)}{c_0 \sin \left(\arccos \left(\frac{1}{\beta n_p(\lambda)} \right) + \alpha \right)} \\
&- \frac{n_g(\lambda) l_{3D}(\lambda) \left(\frac{\partial}{\partial \lambda} n_p(\lambda) \right) \cos \left(\arccos \left(\frac{1}{\beta n_p(\lambda)} \right) + \alpha \right) \sin \left(\arccos \left(\frac{1}{\langle \beta \rangle n_p(\lambda)} \right) + \langle \alpha \rangle \right)}{\beta c_0 \sqrt{1 - \frac{1}{\beta^2 n_p(\lambda)^2} n_p(\lambda)^2} \sin \left(\arccos \left(\frac{1}{\beta n_p(\lambda)} \right) + \alpha \right)^2} \\
&+ \frac{n_g(\lambda) l_{3D}(\lambda) \left(\frac{\partial}{\partial \lambda} n_p(\lambda) \right) \cos \left(\arccos \left(\frac{1}{\langle \beta \rangle n_p(\lambda)} \right) + \langle \alpha \rangle \right)}{\langle \beta \rangle c_0 \sqrt{1 - \frac{1}{\langle \beta \rangle^2 n_p(\lambda)^2} n_p(\lambda)^2} \sin \left(\arccos \left(\frac{1}{\beta n_p(\lambda)} \right) + \alpha \right)}
\end{aligned} \tag{4.14}$$

Winkelfehlerterm Das Integral

$$\Delta t_\alpha = \int_{\langle \alpha \rangle - 2\sigma\alpha}^{\langle \alpha \rangle + 2\sigma\alpha} \left| \frac{\partial t}{\partial \alpha} \right| d\alpha$$

ist zwar ausführbar, das Ergebnis ist jedoch so lang, dass alle gängigen Mathematikprogramme Stapelüberlaufprobleme haben, wenn man damit weiterrechnen möchte. Zur Näherung wird daher Gleichung (4.15) verwendet.

$$\begin{aligned}
\Delta t_\alpha &= \left| \frac{\partial t}{\partial \alpha} \right|_{\langle \alpha \rangle} \cdot 4\sigma\alpha = \\
&4\sigma\alpha \frac{n_g(\lambda) l_{3D}(\lambda) \left| \cos \left(\arccos \left(\frac{1}{\beta n_p(\lambda)} \right) + \alpha \right) \right| \left| \sin \left(\arccos \left(\frac{1}{\langle \beta \rangle n_p(\lambda)} \right) + \langle \alpha \rangle \right) \right|}{c_0 \sin \left(\arccos \left(\frac{1}{\beta n_p(\lambda)} \right) + \alpha \right)^2}
\end{aligned} \tag{4.15}$$

Für die Gewichtung ist es notwendig, eine wellenlängendifferentielle Größe zu erhalten. Gleichung (4.15) wird daher nach der Wellenlänge differenziert. Das Ergebnis befindet sich in Anhang D.1.

Geschwindigkeitsfehlerterm Der Geschwindigkeitsfehler ist nicht direkt integrierbar, deshalb erfolgt auch hier eine lineare Näherung um den Erwartungswert:

$$\Delta t_\beta = \left| \frac{\partial t}{\partial \beta} \right|_{\langle \beta \rangle} \cdot 4\sigma\beta = 4\sigma\beta \frac{n_g(\lambda) l_{3D}(\lambda) \left| \cos \left(\arccos \left(\frac{1}{\beta n_p(\lambda)} \right) + \alpha \right) \right| \left| \sin \left(\arccos \left(\frac{1}{\langle \beta \rangle n_p(\lambda)} \right) + \langle \alpha \rangle \right) \right|}{\beta^2 c_0 \sqrt{1 - \frac{1}{\beta^2 n_p(\lambda)^2} n_p(\lambda)^2} \sin \left(\arccos \left(\frac{1}{\beta n_p(\lambda)} \right) + \alpha \right)^2} \tag{4.16}$$

Gleichung (4.16) müsste wiederum in eine winkeldifferentielle Form gebracht werden. Eine numerische Differentiation in Abbildung 4.9 zeigt jedoch, dass der Geschwindigkeitsfehler vollkommen vernachlässigt werden kann.

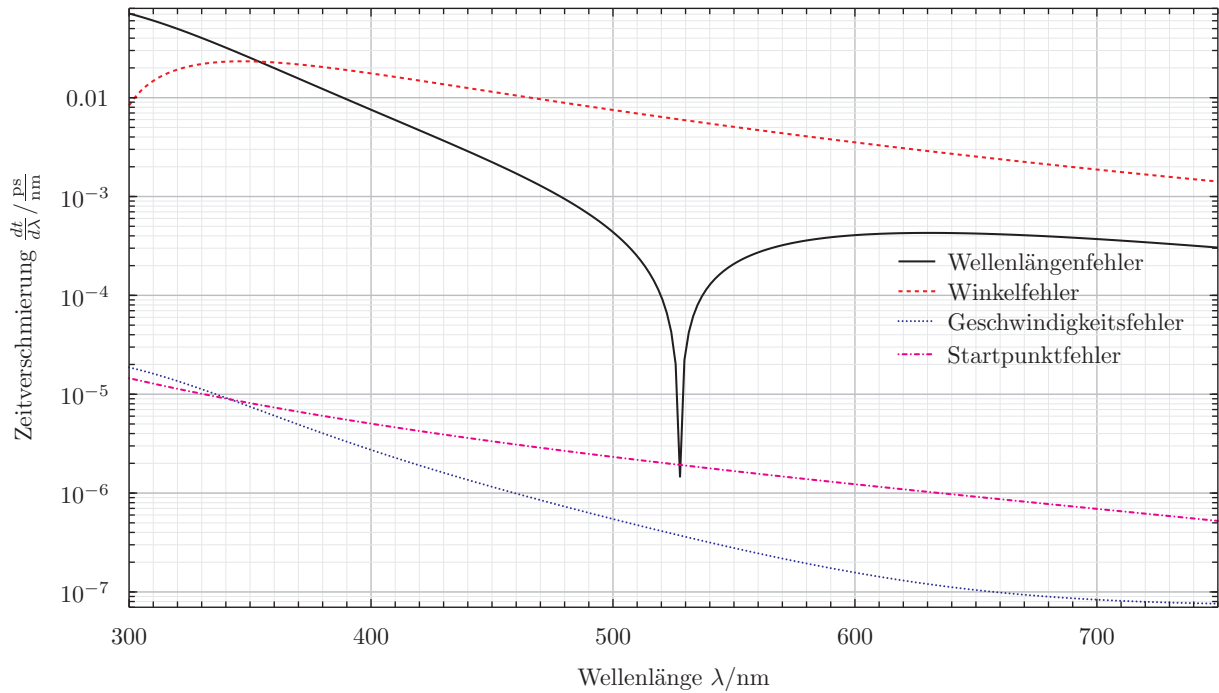


Abbildung 4.9: Begrenzung der maximal möglichen Zeitaufösung durch verschiedene Fehlerquellen. Die errechnete Laufzeit eines Photons in der Radiatorplatte wird durch ungenaue Messung äußerer Parameter verfälscht. Man sieht klar, dass ungenaue Orts- und β -Informationen vernachlässigbar sind, denn diese Fehler machen nur Bruchteile von Femtosekunden pro Nanometer aus.

Bei etwa 528 nm kompensieren sich offensichtlich zwei Effekte. Die Laufzeit ist an dieser Stelle lokal fast invariant gegenüber einer Veränderung der Wellenlänge, obwohl die Dispersion ungleich Null ist.

Diese Darstellung kann *nicht* zur Berechnung des Gesamtmessfehlers verwendet werden. Wegen der Differentiation kann zwar genau bestimmt werden, welcher *zusätzliche* Messfehler durch die Verwendung nicht-infinitesimal breiter Wellenlängenintervalle entsteht, alle wellenlängenunabhängigen Terme sind aus dieser Darstellung jedoch herausdifferenziert. Der gesamte Messfehler folgt aus Gleichung (3.9). Er kann mit den Termen (4.14) – (4.17) explizit berechnet werden.

Startfehlerterm

$$\Delta t_0 = \frac{\tan(\langle \alpha \rangle) dn_g(\lambda)}{c_0 \sin\left(\arccos\left(\frac{1}{\langle \beta \rangle n_p(\lambda)}\right) + \langle \alpha \rangle\right)} \quad (4.17)$$

Eine numerische Differentiation in Abbildung 4.9 zeigt, dass die unbekannte Starttiefe in der Radiatorplatte – wie zu erwarten war – vernachlässigbar ist.

Gesamtfehler Der differentielle Wellenlängen- und Winkelfehler wird an eine exponentiell abfallende Funktion mit Offset gefittet. Diese Funktion entspricht dem Verlust der Zeitaufösung bei Verbreiterung des Transmissionsbereiches eines optischen Filters und wird daher zur Gewichtung der Solltransmissionsbreite verwendet.

$$\frac{dt}{d\lambda} \approx \text{TA0} \cdot e^{-\text{TA1} \cdot \lambda} + \text{TA2} \quad (4.18)$$

$$\text{TA0} = 3,7030289 \frac{\text{ps}}{\text{nm}} \quad \text{TA1} = 12,519317 \frac{1}{\text{nm}} \quad \text{TA2} = 0,0014690699 \frac{\text{ps}}{\text{nm}}$$

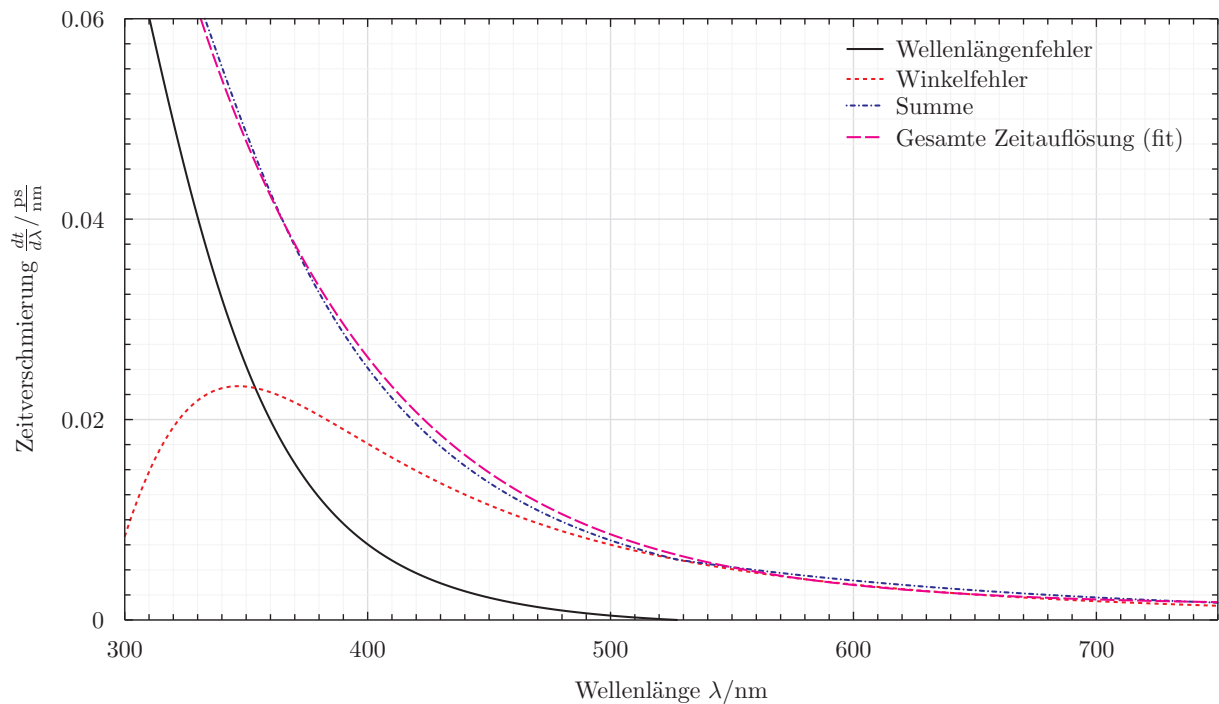


Abbildung 4.10: Fit der Zeitauflösungsfunktion an die Summe der wellenlängenabhängigen Laufzeitänderungen

4.2.3 Optimale Transmissionsbereiche

Den größten Gesamtnutzen aus der Aufteilung des Spektrums in drei Teilbereiche erhält man, wenn der Informationsgehalt aller drei Teilbereiche gleich groß ist.

Einerseits ist es unsinnig, wenn hinter jedem der drei Spiegel gleich viele Photonen detektiert werden, aber die Photonen eines Spiegels nur eine sehr ungenaue Laufzeitinformation besitzen.

Andererseits ist es unsinnig, wenn in jedem durch einen Spiegel definierten Wellenlängenintervall die gleiche Zeitauflösung erreicht wird, aber in einem oder zwei der Intervalle kaum Photonen landen. In diesem Fall könnte die Zeitauflösung des Intervalls mit den vielen Photonen verbessert werden.

Um beide Effekte auszugleichen wird die sichtbare Photonenzahl $dN_3(\lambda)$ (4.11) mit der Wurzel der Zeitauflösungsfunktion $\frac{dt}{d\lambda}$ (4.18) multipliziert.¹⁵ Das Produkt ist die *Informationsdichtefunktion* $Inf(\lambda)$.

$$Inf(\lambda) = dN_3(\lambda) \cdot \sqrt{TA0 \cdot e^{-TA1 \cdot \lambda} + TA2} \quad (4.19)$$

Um in jedem Spiegel die gleiche Information zu erhalten, muss gelten:

$$\int_{L1}^{L2} Inf(\lambda) d\lambda = \int_{L2}^{L3} Inf(\lambda) d\lambda = \int_{L3}^{L4} Inf(\lambda) d\lambda \quad (4.20)$$

Dabei sind $L1, L2, L3, L4$ die Grenzen der Transmissionsbereiche. Bei konstantem Einfallswinkel gilt: Spiegel I transmittiert zwischen den Wellenlängen $L1$ und $L2$, Spiegel II transmittiert zwischen den

¹⁵Diese Gewichtung ist nicht endgültig, sondern stellt einen Versuch dar, die grundsätzlich verschiedenen Anforderungen „Photonenzahl“ und „Zeitauflösung“ zu kombinieren. Möglicherweise sollte die Photonenzahl auch linear mit der Zeitauflösung gewichtet werden. Diese Frage sollte in Zukunft unter Beachtung des Rekonstruktionsverfahrens geklärt und die Antwort durch Simulationen bestätigt werden.

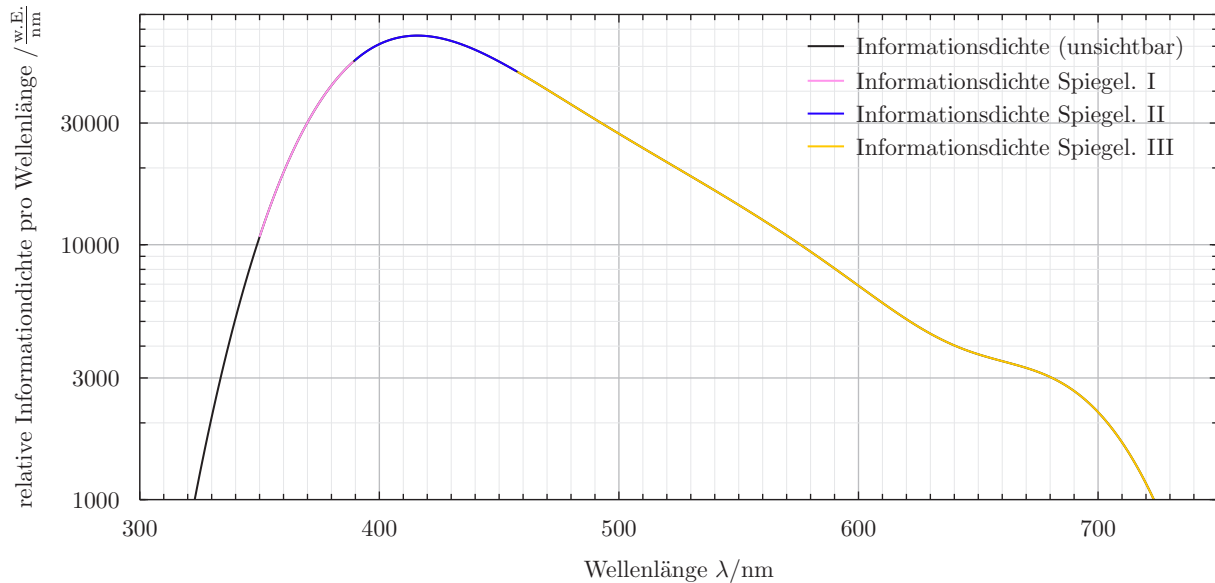


Abbildung 4.11: Informationsdichtefunktion

Wellenlängen L_2 und L_3 und Spiegel III transmittiert zwischen den Wellenlängen L_3 und L_4 . Wenn ein Photon mit einer Wellenlänge außerhalb des Transmissionsbereichs auf den Spiegel trifft, dann wird es reflektiert.

Die o.g. Spezifikation für die optischen Spiegel ist eine Idealvorstellung. Wie z.B. an den Transmissionsmessergebnissen in Kapitel 5 erkennbar ist, ist der Transmissionsgrad an den Grenzen stetig und vom Winkel abhängig: Der Wechsel zwischen Transmission und Reflexion vollzieht sich bei den getesteten Spiegeln in einem Bereich > 20 nm. Die Winkelabhängigkeit wird bei den weiteren der Berechnung der Intervalle ignoriert.¹⁶

Dies wird durch die Definition einer Transmissions-Reflexions-Übergangsbreite w berücksichtigt. Es wird angenommen, dass jeder Spiegel bereits $\frac{w}{2}$ vor der Grenze nicht mehr voll transmittiert und bis $\frac{w}{2}$ über die Grenze hinaus noch nicht alle Photonen reflektiert. Im Bereich $\pm \frac{w}{2}$ um die Grenzwellenlänge wird daher bei den Berechnungen linear zwischen Transmission und Reflexion skaliert. w wird bei der hier durchgeführten Rechnung auf einen sehr schmalen Wert von 10 nm gesetzt; die Größe dieser Konstante hängt von dem zukünftigen Herstellungsverfahren ab.

Weil $Inf(\lambda)$ nicht integrierbar ist, werden mit dem Programm D.1 die Integrale bei verschiedenen Grenzen L_2 und L_3 numerisch genähert. L_1 und L_4 werden auf die Grenzen des Detektorempfindlichkeitsbereichs¹⁷ zu $L_1 = 350$ nm und $L_4 = 740$ nm gesetzt.

Die Grenzen L_2 und L_3 liegen dann optimal, wenn der Informationsgehalt in jedem Spiegel gleich groß ist. Das ist, wie in Abbildung 4.12 zu erkennen ist, bei $L_2 = 389,4$ nm und $L_3 = 457,6$ nm erreicht.

Ausgehend von den hier durchgeführten Überlegungen erscheint es sinnvoll, den Transmissionsgrad der drei dichroitischen Spiegel wie in Abbildung 4.13 dargestellt zu spezifizieren. Alle Photonen, die nicht transmittiert werden, sollen reflektiert werden. Ein zu großer Überlapp der Bereiche ist nicht sinnvoll, weil dadurch die Zeitauflösung verloren geht.

An den Grenzen der Bereiche dürfen jedoch keinesfalls allzu viele Photonen für die Datenaufnahme am Experiment verloren gehen. Dies wäre beispielsweise der Fall, wenn sowohl der Spiegel, der größere

¹⁶Sie wird in Zukunft jedoch untersucht und auch in Berechnungen und Simulationen berücksichtigt werden müssen.

¹⁷Siehe Abbildung C.1

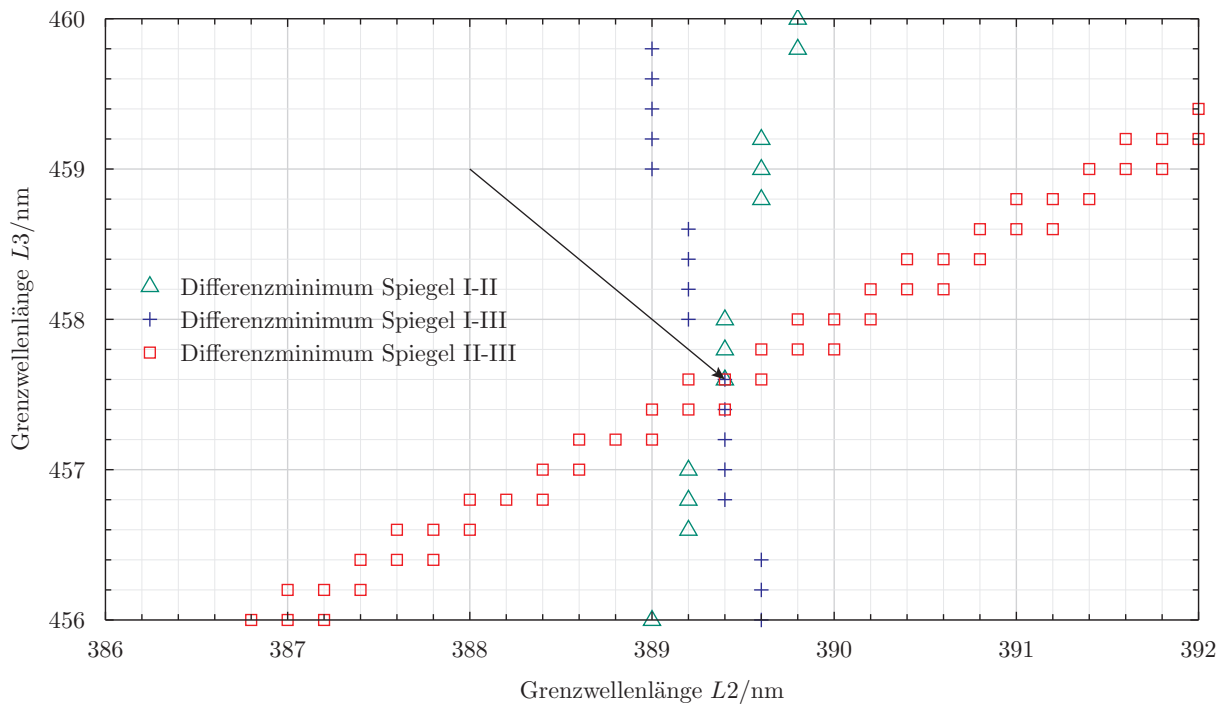


Abbildung 4.12: Differenzen zwischen den Informationsgehalten der verschiedenen Spiegel in Abhängigkeit von verschiedenen Grenzwellenlängen L_2, L_3 .

Datenpunkte sind überall dort eingezeichnet, wo die Differenz zweier Informationsinhalte extrem klein ist. Der Pfeil markiert das einzige Paar (L_2, L_3) , an der Informationsgehalt in *allen* Spiegeln etwa gleich groß ist.

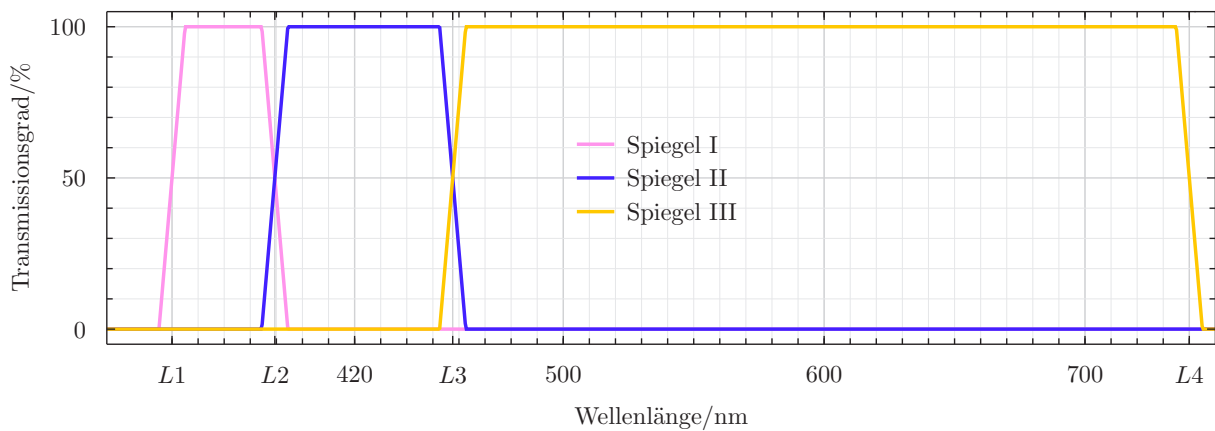


Abbildung 4.13: Berechnete Transmissionswellenlängenbereiche für die drei dichroitischen Spiegel. Die Transmissionsbereiche schneiden sich an den inneren Grenzwellenlängen L_2 und L_3 .

Wellenlängen transmittiert, als auch der Spiegel, der kleinere Wellenlängen transmittiert, hauptsächlich reflektierend wirken. Ein größerer Überlapp ist gegenüber diesem Extrem vorzuziehen.

4.3 Einfallende Strahlung

4.3.1 Einfallswinkel

Die meisten „off-the-shelf“-verfügbaren dichroitischen Spiegel sind für einen Einfallswinkel von 0° , also eine Nutzung entlang der Flächennormalen vorgesehen. Bei der Konstruktion eines ToP-Disc-DIRC muss jedoch Licht gefiltert werden, das unter einem breiten η -Winkelintervall aus einem optischen dichten Medium auf die Filterschicht auftrifft. Dieses Winkelintervall ist besonders breit, wenn der ToP-Detektor ohne fokussierende Elemente¹⁸ konstruiert wird. Da sich noch keine Entscheidung über den in Zukunft verwendeten Bautyp abzeichnet und die resultierenden Winkelbereiche stark von den fokussierenden Elementen abhängen, kann hier vorerst nur die nicht-fokussierende Variante berücksichtigt werden.

Die zugrundeliegende Geometrie der DIRC-Scheibe wurde bereits in Abschnitt 3.2 erläutert. Aufgrund der Detektorgeometrie kann das Cherenkov-Licht nur in bestimmten Winkeln auf den Rand der DIRC-Scheibe treffen.

Polarwinkel δ In Abbildung 3.3 sieht man sofort, dass die möglichen δ -Winkel begrenzt sind. δ kann nicht beliebig groß werden, da sonst die Totalreflexionsbedingung (Abschnitt 2.3.1) nicht mehr erfüllt ist.

$$\delta_{\max} = \arccos\left(\frac{n_{\text{Luft}}}{n_p(\lambda)}\right)\Bigg|_{\lambda=L1} \approx 47,37^\circ \quad (4.21)$$

Nach unten ist δ durch die maximale polare Akzeptanz des Detektors $\alpha_{\max} = 22^\circ$ begrenzt.

$$\delta_{\min} = 180^\circ - \left(90^\circ + \alpha_{\max} + \theta_C(\lambda)\Big|_{\beta=1}\right) \quad (4.22)$$

$$= 68^\circ - \arccos\left(\frac{1}{n_p(\lambda)}\right)\Bigg|_{\lambda=L1} \approx 20,63^\circ \quad (4.23)$$

Azimutalwinkel ϕ Die Einschränkung des Azimutalwinkels erfordert geringfügig umfangreichere Betrachtungen. Die gestreuten Teilchen kommen auf den vollen 2π am Detektor an. Die von ihnen generierten Photonen kommen aufgrund der Disc-Geometrie (Bild 3.2) jedoch nur mit bestimmten Azimutalwinkeln *im Detektorsystem* an. Da der Radiator unter Vernachlässigung des zentralen Lochs Element einer D_8 -Symmetriegruppe ist, reicht es aus, die Betrachtungen auf eine Achtelkante zu beschränken. Innerhalb eines Radiatorachtels sind mögliche Azimutalwinkel beschränkt, denn die Disc ist größer als der Bereich, den die Sekundärteilchen tatsächlich passieren.

Mit den in der Konstruktionszeichnung angegebenen Längen des zentralen Lochs und dem Wissen, dass die Längen Polarwinkel gegen die Strahlachse von 5° und 10° entsprechen, ergibt sich, dass der Wechselwirkungspunkt $l_{\text{IP}} = 1900$ mm vor der Scheibe liegt. Nur Teilchen, deren Polarwinkel α zur Bahn kleiner als 22° ist, erreichen überhaupt den Radiator (roter Bereich in Abbildung 4.14). Alle anderen Sekundärteilchen mit $\alpha > 22^\circ$ werden bereits vom zylindrischen EMC abgefangen (vergleiche Abb. A.1, 1.2).

Damit beträgt die größtmögliche Entfernung r der Cherenkov-Photonen vom Startpunkt:

$$r = (l_{\text{IP}} + d) \cdot \tan(22^\circ) \approx 776 \text{ mm} \quad (4.24)$$

¹⁸Wie z.B. das linke Modell in Abb. 3.1 auf Seite 14.

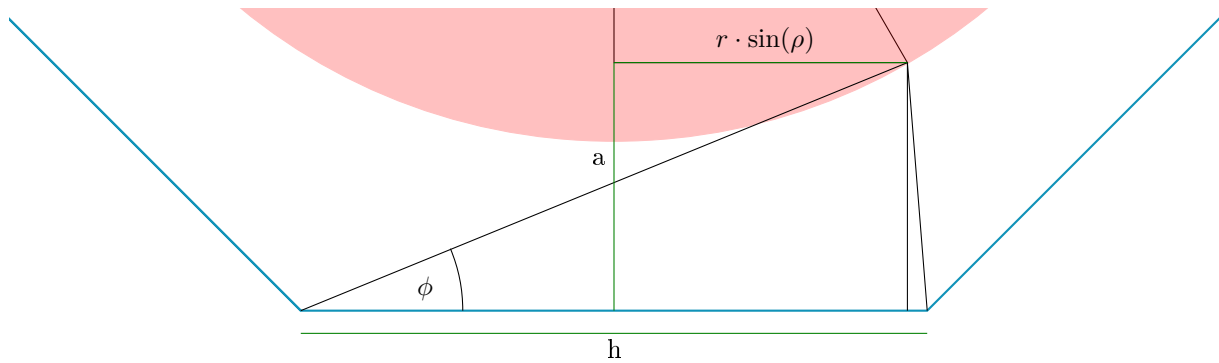


Abbildung 4.14: Mögliche Azimutalwinkel der Cherenkovphotonen

Der Azimutalwinkel ϕ am Detektor beträgt dann:

$$\text{mit } h = \frac{2000 \text{ mm}}{1 + 2 \cdot \frac{1}{\sqrt{2}}} \quad \text{und} \quad a = h \cdot \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{\sqrt{2}} \right) - r \cos(\rho)$$

$$\phi_{\min} = \arctan \left(\frac{a}{\frac{h}{2} + r \sin(\rho)} \right) \approx 22,33^\circ \quad (4.25)$$

Gleichung (4.25) kann nur numerisch gelöst werden; ϕ wird bei $\rho \approx 21,7^\circ$ minimal. Mit Reflexionen am Rand lassen sich auch Einfallrichtungen mit $\phi < 22,3^\circ$ konstruieren. Der Reflexionsgrad der Grenzflächen wird unter derart flachen Winkeln allerdings zunehmend größer. Da dann kaum noch Photonen passieren können, ist der Arbeitsbereich dort uninteressant.

Ausgehend von Gleichung 3.3 liegt der Einfallswinkel η der direkten Photonen auf dem Detektor damit im Intervall (4.26). Innerhalb dieses Intervalls sollen die Eigenschaften der dichroitischen Spiegel möglichst konstant sein.

$$\eta \in [20,63^\circ; 75,09^\circ] \quad (4.26)$$

Dichroitische Spiegel basieren auf Interferenz und die transmittierte Intensität hängt daher von der Länge des Weges ab, die das Licht in den einzelnen Schichten auf dem Spiegel zurücklegt¹⁹. Da diese Weglänge vom Einfallswinkel abhängt, müssen auch Transmissions- und Reflexionsspektren von η abhängen. Diese Abhängigkeit wird in Kapitel 5 deutlich sichtbar. Sie ist herstellungstechnisch bisher nicht kompensierbar. In Konsequenz werden in Zukunft noch Überlegungen getroffen werden müssen, in welchem Winkelbereich die errechneten Spezifikationen gelten sollen und welche Abweichung davon unter anderen Winkeln akzeptabel ist.

In einer vorhergehenden Anfrage ([Kün10], Kap. 4) an den Optikerhersteller Zeiss erhielt unsere Arbeitsgruppe die Information, dass es sehr schwierig bis unmöglich wäre, Filter für einen Wellenlängenbereich in der Breite, in der er in dieser Arbeit gewünscht wird, herzustellen.

¹⁹Die in diesem Bereich interessanten Rechnungen – wie sie z.B. im Rahmen des Fortgeschrittenpraktikumsversuchs „Röntgenreflektometrie“ an der JLU durchgeführt werden – würden ein Kapitel für sich füllen. Ein Auszug daraus findet sich auch in [Kün10].

4.3.2 Polarisation

Cherenkov-Licht ist vollständig linear polarisiert. Da die einfallenden Teilchen jedoch keine genaue Richtung haben, das Licht auf einem Kegel emittiert wird und viele Reflexionen stattfinden, lässt sich nicht vorhersagen, in welcher Polarisationsrichtung das Licht auf die Oberfläche der dichroitischen Filter trifft.

Sowohl transversmagnetische (TM) und transverselektrische (TE), als auch alle Polarisations Ebenen dazwischen kommen vor. Zusätzlich wird die Polarisations Ebene durch den Faraday-Effekt (4.27) vom Magnetfeld gedreht. In Gleichung (4.27) steht \vec{S} für den Poynting-Vektor und l für die Länge, die das Licht im Magnetfeld zurücklegt. Bei $\lambda = 500$ nm und $B_{\parallel \vec{S}} = 1,5$ T wird die Polarisations Ebene beispielsweise um $1,9^\circ/\text{mm}$ gedreht.

$$\vec{\varphi} = -\frac{e}{2c_0 m_e} \vec{B} \cos(\vec{B}, \vec{S}) l \lambda \frac{\partial n_p}{\partial \lambda} \quad (4.27)$$

Die Beliebigkeit der Polarisationsrichtungen stellt eine enorme Hürde dafür dar, dichroitische Filter mit präzise definierten Bandkanten herzustellen. Für die Anwendung von dichroitischen Spiegeln als Frequenzfilter in einem ToP-DIRC sind polarisations- und winkelunabhängige, steile Bandkanten wünschenswert.

Da die Filter aus mehreren Schichten dielektrischer Materialien bestehen, spielt es für den Reflexionsgrad einer Oberfläche durchaus eine Rolle, ob die elektrische Feldkomponente innerhalb einer Schicht oder durch verschiedene Materiallagen hindurch ausgerichtet ist.

Die Folge dieser Abhängigkeit sind meist „wandernde“ Bandkanten, manchmal unterscheiden sich Transmission und Reflexion für TE- und TM-polarisiertes Licht jedoch auch völlig.

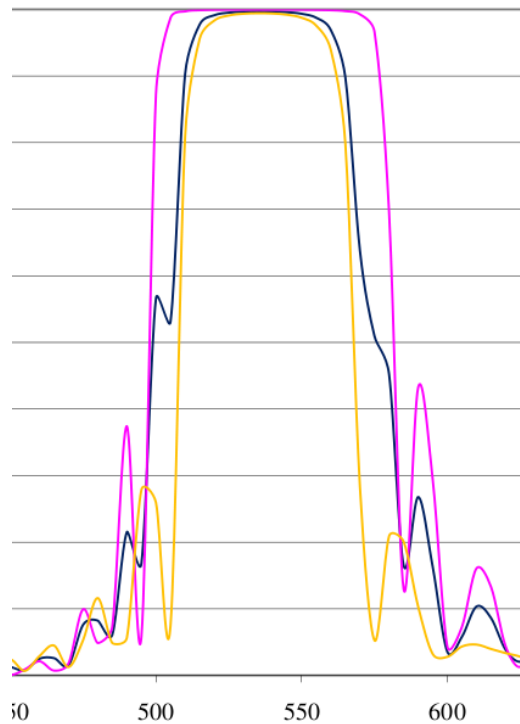


Abbildung 4.15: Reflexionsgrad eines grünreflektierenden dichroitischen Spiegels bei 45° . Die gelbe Linie steht für TM, die violette für TE, die blaue für gemischte Polarisation des einfallenden Lichts [Edm10].

Kapitel 5

Messungen

5.1 Aufgabenstellung

Gemessen werden sollen die Reflexion und die Transmission dichroitischer Spiegel unter verschiedenen Wellenlängen und Winkeln vor und nach γ -Bestrahlung.

Die Messungen dienen sowohl dem Zweck zu testen, inwiefern gewöhnliche auf dem Markt erhältliche Spiegel bereits als dichroitische Filter für das PANDA-Experiment geeignet sind, als auch um herauszufinden, ob sich bereits ein geeignetes Testverfahren finden lässt, um spätere Spiegel auf ihre Eignung hin zu überprüfen.

Aus fünf dichroitischen Filtern werden 3 Testspiegel hergestellt. Die Transmissionskennlinien der verwendeten Filter sind in Abbildung 5.1 abgedruckt.

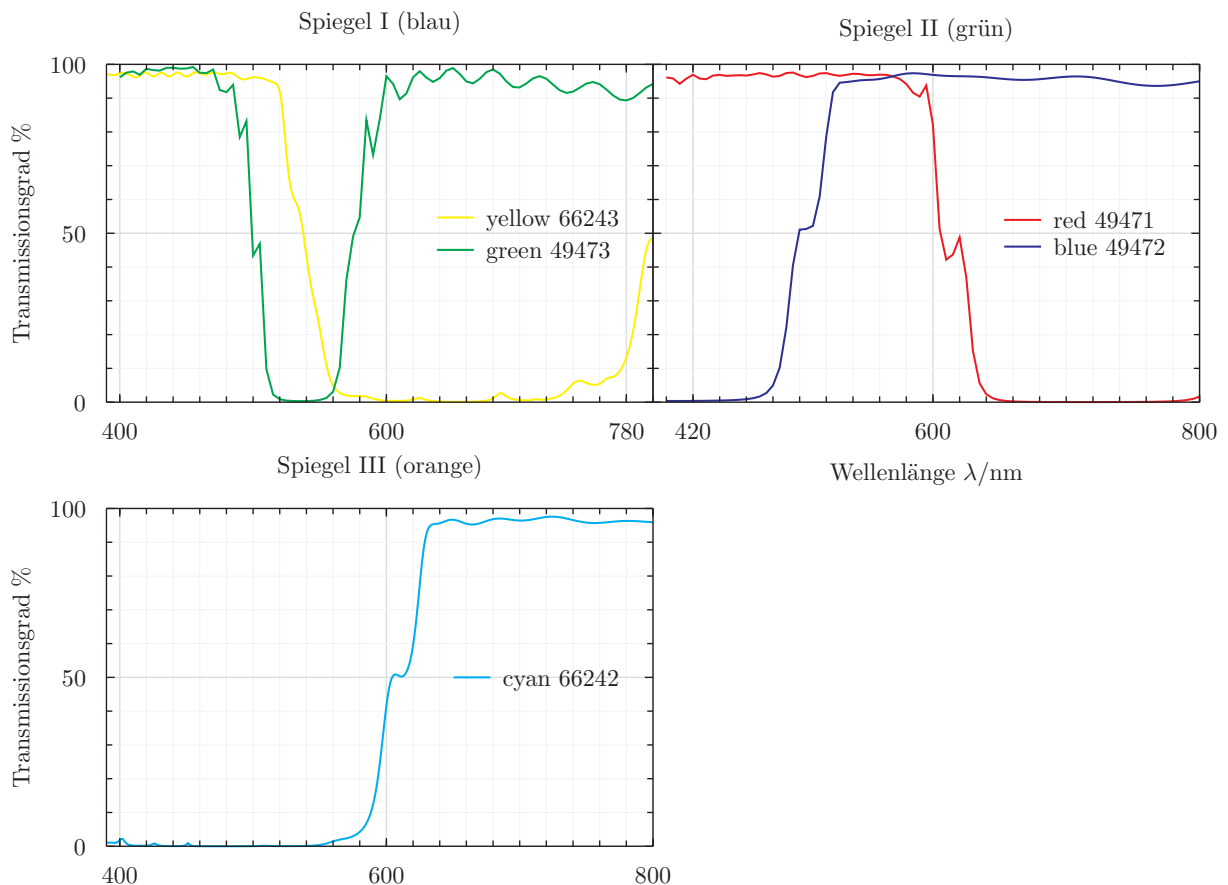


Abbildung 5.1: Datenblatt-Transmissionskennlinien der dichroitischen Filter bei 45° Einfallswinkel. Ein Spiegel transmittiert Licht einer bestimmten Wellenlänge, wenn es alle seine Teilfilter transmittieren.

Bei Spiegel I (blau-transmittierend) und Spiegel II (grün-transmittierend) werden jeweils zwei Filter verwendet, um Reflexion in den Wellenlängenbereich zu erzeugen, in denen keine Transmission erwünscht ist. Eine einfachere Lösung, in der je ein passender Filter als Spiegel verwendet wird, ist aufgrund des finanziellen Rahmens nicht durchführbar.

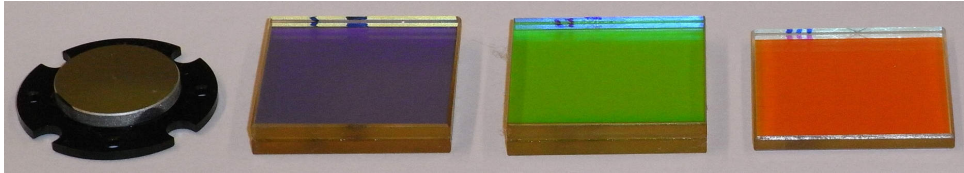


Abbildung 5.2: Alle in dieser Arbeit verwendeten Spiegel. Man sieht, dass die dichroitischen Spiegel I–III nur Licht transmittieren, das durch die Kanten eintritt und diffus am weißen Karton auf der Rückseite gestreut wird.

Um diese Aufnahme zu erzeugen, wurde der Raum gleichmäßig hell erleuchtet und die Richtung, aus der Licht in die Kamera reflektiert wird, mit einer schwarz gestrichenen Metallplatte abgedeckt.

An den bräunlichen Kanten des Trägermaterials erkennt man, dass das Bild nach der Bestrahlung aufgenommen wurde.

Bei Spiegel I befindet sich der gelb-reflektierende Filter, bei Spiegel II der rot-reflektierende Filter auf der Seite des einfallenden Lichts. Die Filter für Spiegel I und II werden mit zähflüssigem optischem Fett blasenfrei verbunden. Alle Filter sind auf einem Schott N-BK7 Kronglas-Substrat aufgebracht und haben eine Kantenlänge von 35 mm.

5.2 Aufbau und Durchführung

Alle Messungen erfolgen auf der Mitte einer Fläche des jeweiligen Spiegels. Um die Ausrichtung der Spiegel eindeutig und reproduzierbar festzulegen, wird jeder Spiegel mit einer Markierung gekennzeichnet. Diese Markierung befindet sich immer in Richtung der einfallenden Strahlung auf der linken Seite der Oberkante des Spiegels.

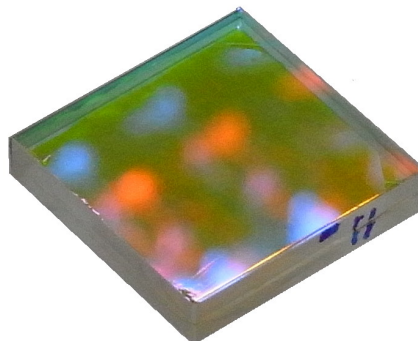


Abbildung 5.3: Spiegel II

Man sieht die Kennzeichnung 'II' und die Reflexion der roten und blauen Komponenten des Lichts der Laborlampen. Die beiden Spektralkomponenten werden an unterschiedlichen Teilfiltern reflektiert und sind deshalb getrennt sichtbar.

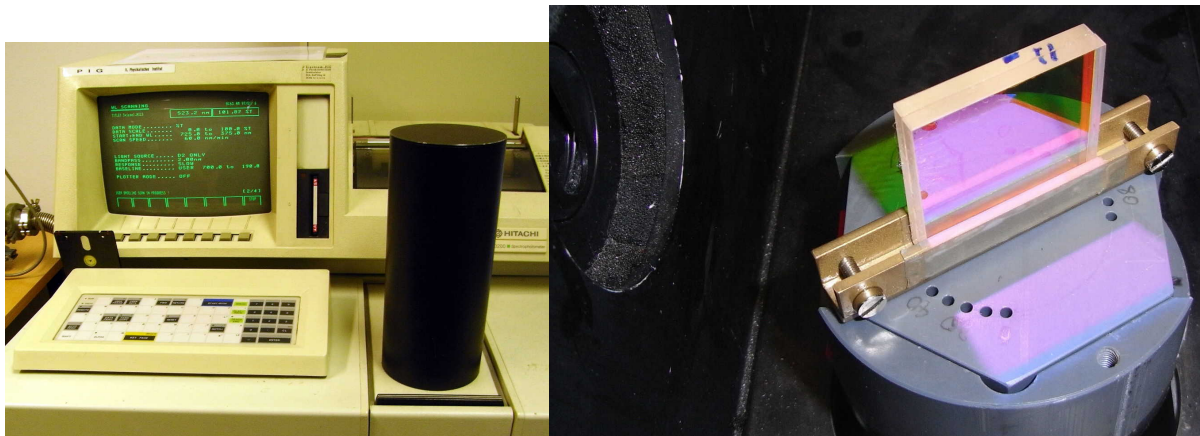
Alle Spiegel werden vor jeder Messung mit Isopropanol von Staub und eventuellen Fettspuren gereinigt.

5.2.1 Transmissionsmessung

Die Transmissionsmessungen finden mit einem Hitachi U3200-Spektrophotometer statt. Das Spektrometer wird ausschließlich mit der Deuterium-Lampe betrieben, da bei vorherigen Messungen zu Strahlenschäden an PMMA¹ festgestellt wurden, dass die Verwendung der Wolframiodid-Lampe zu physikalisch unmöglichen Messwerten führt.² Das Licht des Spektrophotometers besitzt keine ausgewiesene Polarisationsrichtung. Zwischen Inbetriebnahme des Spektrometers und Anfang der Messungen liegen > 1:20h Aufwärmzeit, damit die Leistung der Deuteriumlampe möglichst stabil ist.

Die Messungen werden mit einer Geschwindigkeit von 60 nm/min in 2 nm-Intervallen von 350-750 nm durchgeführt. Inclusive Datenübertragung dauert eine Messung ca 8–10 min.

Jeder Spiegel wird dabei in 10°-Schritten von 20° bis 80° vermessen. Vor jedem Spiegelwechsel wird eine Leermessung durchgeführt, um das Spektrometer neu zu kalibrieren („Baseline-Kalibration“).



(a) Hitachi U3200

(b) Spiegel II im Spektrophotometer, Einfallswinkel 60°. Das Licht fällt bei der Messung von links ein. Man sieht dass rotes und blaues Licht vom Spiegel reflektiert, grünes Licht transmittiert wird.

Abbildung 5.4: Aufbau der Transmissionsmessung

5.2.2 Reflexionsmessung

Bei den Reflexionsmessungen werden die Spiegel mit Lasern unter verschiedenen Winkeln beleuchtet und der Reflexionsgrad bestimmt.

Als Lichtquelle werden diodengepumpte Festkörperlaser der Firma DRAGONLASER in den Wellenlängen 655, 532, 473, 447 und 405 nm verwendet.

Zunächst werden durch die erste Lochblende Streuungen, Halos und Unförmigkeiten vom Hauptstrahl abgetrennt. Der Strahldurchmesser sinkt dabei auf 1600 μm . Mit der zweiten Blende wird – da die erste Blende nicht quer zur optischen Achse beweglich ist und den Strahl daher manchmal nur einseitig gut eingrenzt – der Strahldurchmesser weiter verkleinert und der Strahl in etwa auf Punktform gebracht (Abb. 5.5).³

¹Siehe Abschnitt 4.1.2.2.

²Der Transmissionsgrad war so hoch, dass die Addition der Fresnel-Verluste an den beiden Grenzflächen auf den Transmissionsgrad zu einem Bulk-Transmissionsgrad von > 105% geführt hätte.

³Die Elemente auf der optischen Bank sind eng aneinander gerückt, weil dadurch die schwarzen Montagerahmen der Elemente die an jedem optischen Element entstehende Streustrahlung weitgehend abschirmen.

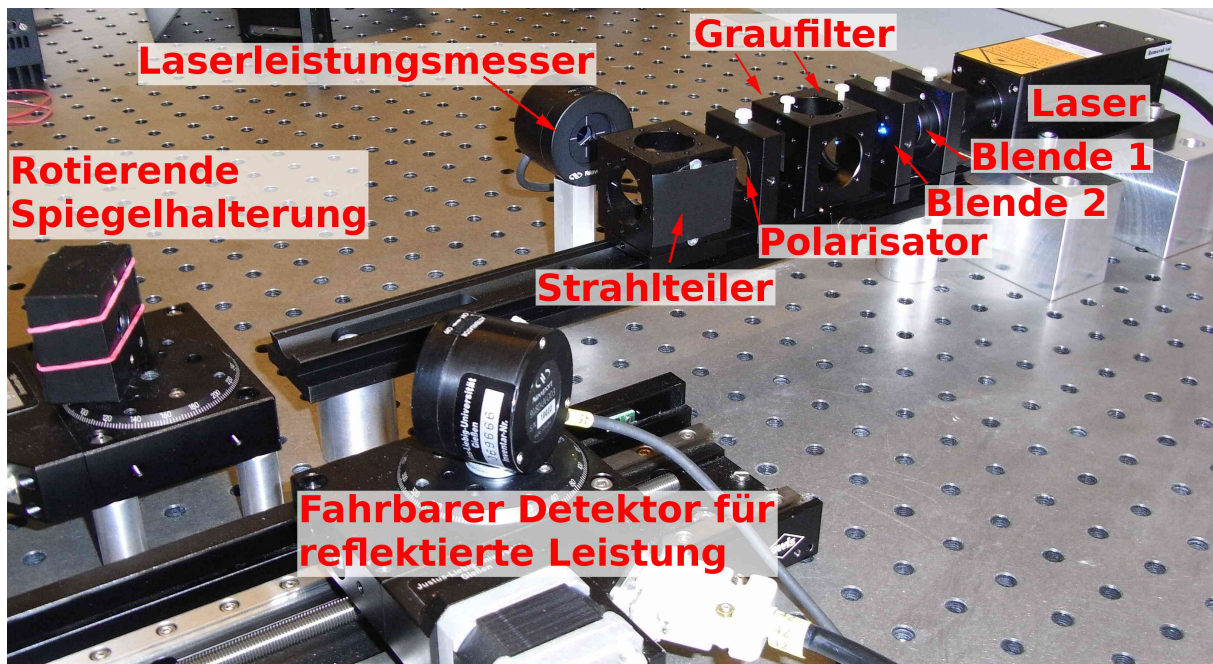


Abbildung 5.5: Messaufbau zur Reflexionsmessung.

Während der Messung dreht der Spiegelhalter den Spiegel auf den zu messenden Einfallswinkel gegen den Laserstrahl. Während der Spiegel dreht, dreht und fährt der fahrbare Detektor auf der Bahn mit. Dadurch kann der reflektierte Strahl immer im rechten Winkel mittig auf der sensitiven Fläche des Detektors abgebildet und die reflektierte Leistung gemessen werden. Auf diese Weise werden bei jeder Reflexionsmessung Einfallswinkel η gegen die Spiegelnormale von $18,75^\circ$ bis $71,25^\circ$ abgefahren.

Der 655 nm-Laser besitzt eine Ausgangsleistung von 500 mW. Bei Messungen mit diesem Laser befindet sich deshalb ein Doppel-Graufilter (vorne OD 0.3, hinten OD 1.0) im Strahlengang, um Spiegel und Detektoren nicht zu beschädigen. Am vorderen Graufilter fallen dadurch 250, am hinteren 225 mW Leistung ab, sodass 25 mW am Spiegel ankommen. Die anderen Laser haben nominelle Ausgangsleistungen von 20 mW (außer 405 nm: 10 mW) und werden ohne Graufilter betrieben.

Der Laserstrahl wird anschließend durch einen Linearpolarisator geführt und von einem Strahlteiler geteilt. Der Polarisator wird dabei so gedreht, dass der *polarisierende* Strahlteilerwürfel die gleiche Leistung an den Detektor für die Laserleistung und an den Detektor für die reflektierte Leistung verteilt. Der maximale Leistungsunterschied zwischen beiden Teilstrahlen beträgt nach diesem Schritt $< 0,5\%$.

Um dies zu messen, wird der Spiegelhalter mit einem Metallspiegel versehen und der Aufbau in die Position mit 45° Einfallswinkel gefahren. Anschließend wird der als 1 angenommene Reflexionsgrad des Metallspiegels über den ganzen Winkelbereich gemessen. Dabei hat sich gezeigt, dass der Reflexionsgrad des Metallspiegels bei etwa 45° am kleinsten ist. Bei $\eta < 45^\circ$ oder $\eta > 55^\circ$ messen die Detektoren oft einen Reflexionsgrad > 1 .

Dass der Reflexionsgrad beidseitig von 45° als > 1 gemessen wird, erscheint nicht sinnvoll. Bei 45° wird der Strahl im rechten Winkel reflektiert und legt den kürzesten Weg zurück, ist also am besten fokussiert. Grundsätzlich könnte man vermuten, dass im Laufe der Fahrt des Detektors ein Teil des Laserstrahlquerschnitts nicht mehr auf die sensitive Fläche des Detektors für die reflektierte Leistung fällt. Dies würde nach dem Strahlensatz aber zu einer Verringerung der gemessenen Leistung bei größeren Entfernungen des Detektors vom Spiegel führen.

Die wahrscheinlichste Erklärung für den Leistungs„gewinn“ bei großen Winkeln scheint zu sein, dass der Detektor eine größere Leistung anzeigt, wenn die gleiche Leistung auf einer geringen Fläche konzentriert ist, als wenn sie auf einer großen Fläche verteilt ist.

Die Messungen der dichroitischen Spiegel werden auf den mit dem Metallspiegel gemessenen Reflexionsgrad normiert, um Einflüsse des Aufbaus auf das Messergebnis zu kompensieren.

Vor jeder Messung eines dichroitischen Spiegels zur Datenaufnahme wird das Messprogramm 4-10 Mal, selten auch öfter, im `demo-Modus`⁴ gestartet. Dabei werden alle Achsen kalibriert, anschließend dreht der Spiegel wie bei einer normalen Messung und es wird kontrolliert, dass der Laserstrahl den Detektor für die reflektierte Leistung bei keinem Winkel verlässt.

Dies ist notwendig, da die Richtung der Laserstrahlen geringfügig von der optischen Achse abweicht und die Abmessungen der Spiegel nicht gleich sind. Die beweglichen Teile (Lasergehäuse, Spiegelhalterung, Lasermontagefüße) müssen nach jedem Umbau (Spiegel-/Laserwechsel) erneut abgestimmt werden, um zu verhindern, dass der reflektierte Strahl den fahrenden Detektor verlässt.

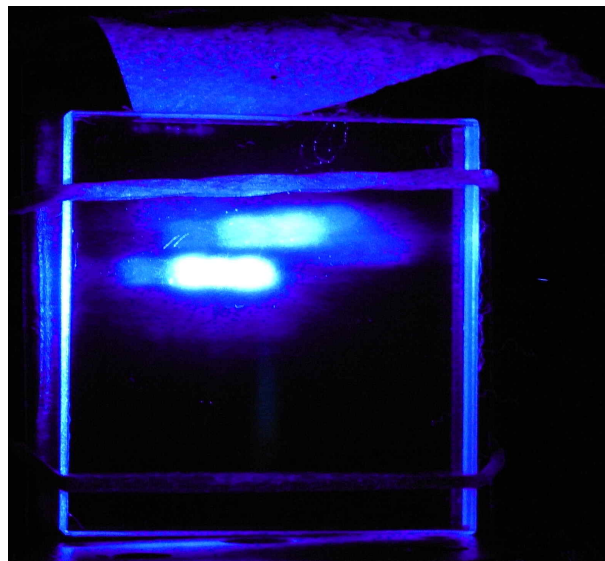


Abbildung 5.6: Spiegel bei der Polarwinkel-Justage.

Oben sieht man drei Lagen eines 4-lagigen Papiertaschentuchs, die den Spiegel in den richtigen Polarwinkel bringen. Auf dem Spiegel sieht man Laser-„Streifen“ statt eines Laserpunktes, da es sich hier um Überlagerung von direkter Oberflächen- und Rückseitenreflexionen handelt. Da sich die Kamera etwas oberhalb der optischen Achse befindet, sieht man die Reflexionen beider Teilfilter leicht versetzt. Die große, intensive Aura um die Reflexionszentren ist auf die bei 405 nm stark auftretende Rayleigh-Streuung im Kameraobjektiv zurückzuführen. An Orten hoher Lichtintensität – insbesondere innerhalb der Reflexionszone – ist der CCD-Sensor der verwendeten Digitalkamera genau wie das Auge nicht mehr in der Lage, die korrekte Farbinformation wiederzugeben. Das Licht wird dort fälschlicherweise zu bläulich dargestellt.

Zu darstellerischen Zwecken ist der Spiegel manuell aus der azimutal justierten Position herausgefahren worden.

Neben dem Ausnutzen des mechanischen Spiels der Komponenten muss dabei ein Absolutbetrag auf den kalibrierten Nullwinkel des Spiegels addiert werden. Dieser Betrag liegt zwischen $47,3^\circ$ und $50,8^\circ$. Zusätzlich müssen Polarwinkeldifferenzen zwischen Spiegel und Strahl ausgeglichen werden: Um den reflektierten Strahl möglichst auch vertikal in der Mitte des Detektors halten zu können, werden falls möglich schwarze Klebebandstreifen zwischen der Oberkante des Spiegels und der Rückseite des Spiegelhalters angebracht. In den Fällen, in denen selbst das schwarze Klebeband zu dick ist, wird die Feinjustierung wie auf Abbildung 5.6 mit einzelnen Lagen eines Zellstofftaschentuchs erreicht.

Der Spiegelhalter ist so konstruiert, dass die vordere Oberfläche des Spiegels zentral über den Drehpunkt des Spiegels verläuft. Der vom Laser auf dem Spiegel beleuchtete Punkt ist dadurch – im Rahmen der

⁴Siehe Quelltext [E.1](#)

mechanisch erreichten Genauigkeit – während der Drehung ortsfest.

Wird in einem Spiegel, der aus zwei Einzelfiltern besteht, ein Anteil der Laserstrahlung erst an dem hinteren Filter reflektiert, so wird dieser Anteil des Strahls gegenüber dem an dem vorderen Filter reflektierten Anteil verschoben und getrennt.⁵

Dies ist vermutlich das größte Problem an dem verwendeten Aufbau und mit den gegebenen Mitteln nicht vermeidbar. Es führt dazu, dass der Reflexionsgrad am Rand des Winkelmessbereichs – je nach Justierung – fälschlicherweise als zu klein gemessen werden kann.

Werkzeuge zur genaueren räumlichen Abmessung der Geometrie des Aufbaus, ein Photodetektor mit größerer sensitiver Fläche, oder kompaktere optische Bahnen könnten an dieser Stelle in Zukunft Abhilfe schaffen.

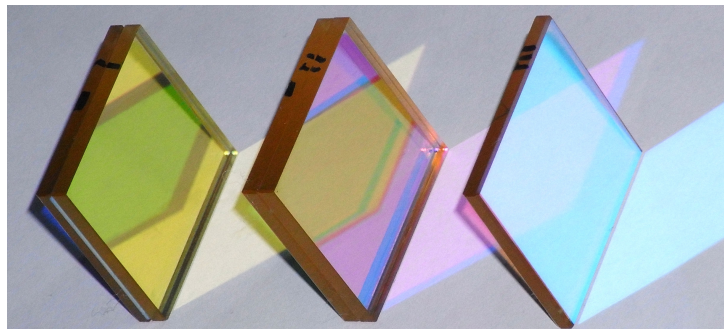


Abbildung 5.7: Die drei Spiegel reflektieren das direkte Blitzlicht der Kamera, das vom Papier gestreut bzw. den jeweils rechts benachbart stehenden Spiegeln transmittiert wird.

In einem schmalen Dreieck links von den Spiegeln sieht man das von den Spiegeln selbst transmittierte Licht (I: dunkelblau, II: hellgrün, III: schwach orange). Der dreieckige Streifen entsteht durch die Parallaxe zwischen Objektiv und Blitzlicht.

Auf den Spiegelflächen von I und II sieht man die von den rechts benachbarten Spiegeln transmittierte Farbe, die von den Spiegelkanten eingegrenzt wird. Bei II liegen die Ränder des III-transmittierten Lichts zufällig fast im selben Bildbereich wie die Ränder der Reflexion des Blitzlichtes von I auf dem Papier und sind deshalb leicht fehlzuinterpretieren.

Man erkennt bei I und II klar, dass sie aus verschiedenen Farbfiltren (I: gelb- und grünreflektierend, II: rot- und blaureflektierend) zusammengesetzt sind.

Nachdem die Spiegel justiert worden sind, können mit der fertigen Versuchsanordnung Reflexionsgrade bei Einfallswinkeln von $18,75^\circ$ bis $71,25^\circ$ in $\frac{1}{4}$ -Grad-Schritten gemessen werden. Der Versuchsaufbau benötigt 2:30 Minuten, um diesen Winkelbereich einmal abzufahren.

Mit jedem Laser werden so zuerst der Metallspiegel und dann die dichroitischen Spiegel durchgemessen. Sobald alle Spiegel vermessen sind, wird der Laser gewechselt.

Die zu erwartende Genauigkeit der Messergebnisse wird anhand 5-facher Messung eines Metallspiegels abgeschätzt. Von diesen Messungen werden hier die beiden Reflexionskennlinien verwendet, die sich am meisten unterscheiden. Ihre relative Abweichung wird bestimmt (Abbildung 5.8). Spätere mehrfache Messungen der dichroitischen Spiegel haben zu niedrigeren Abweichungen als die Mehrfachmessungen bei den Metallspiegeln geführt.

Bei Winkeln von 20 bis ca. 44° liegen die Reflexionsgrade bei verschiedenen Messungen weniger als 1 % auseinander, oberhalb davon steigt die maximale Differenz zwischen verschiedenen Messergebnissen in etwa linear bis über 10 % bei 75° an (Abb. 5.8).

⁵Die Folge dieses Effekts ist gut auf Bild 5.7 zu sehen: Auf der Fläche von Spiegel II sieht man die Kanten von III in rot und blau an verschiedenen Orten.

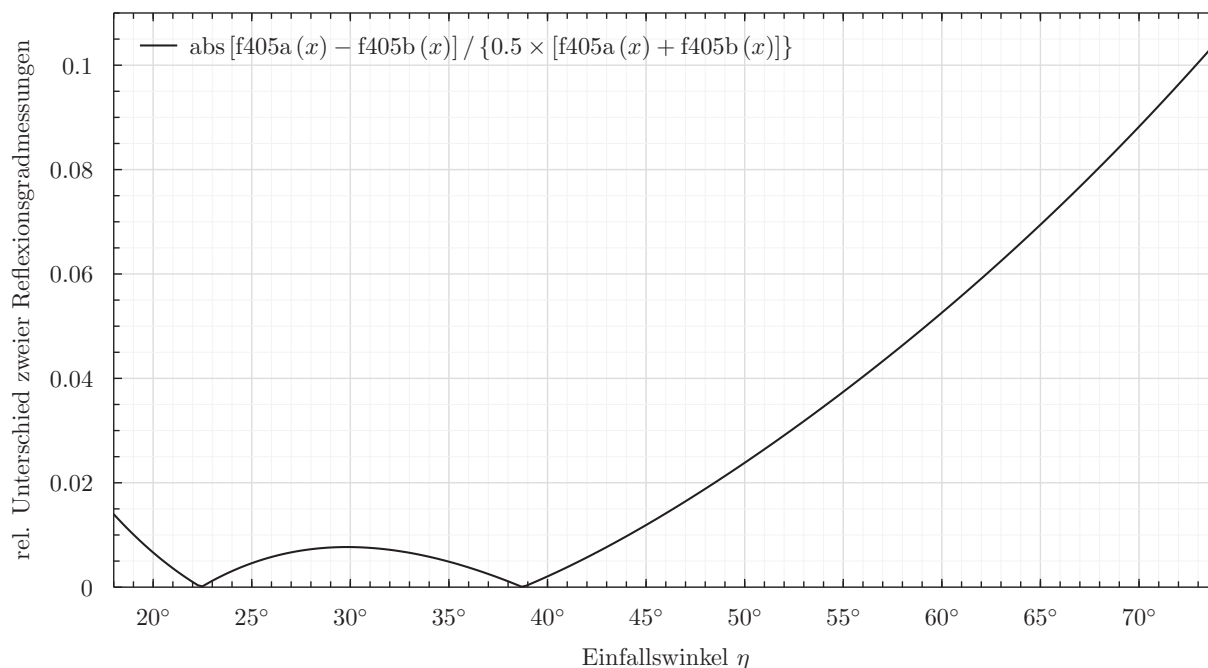


Abbildung 5.8: Größter relativer Unterschied $\left| \frac{R_i - R_j}{\frac{1}{2}(R_i + R_j)} \right|$ des Reflexionsgrades bei Testmessungen

Diese Differenz ist zum Teil auf die schlechtere Justierbarkeit der kleinen Metallspiegel zurückzuführen. Im Gegensatz zu den kleinen und runden Metallspiegeln, die auf einem runden Blech befestigt sind, sind die dichroitischen Spiegel groß und quadratisch und daher auch leichter und genauer zu befestigen.

Sämtliche Messungen werden in einem vollkommen abgedunkelten Raum durchgeführt.

5.2.3 Bestrahlung

Die Spiegel werden am Strahlencentrum der Universität Gießen mit 1 kGy γ -Strahlung bei 3,01 $\frac{\text{Gy}}{\text{min}}$ bestrahlt. Zur Bestrahlung wird der Ringschieber unter der ^{60}Co -Quelle verwendet.

Direkt nach der Bestrahlung ist sofort sichtbar, dass zumindest das Trägermaterial der dichroitischen Spiegel erheblichen Schaden genommen hat. Während das Trägermaterial vor der Bestrahlung vollkommen transparent gewesen ist (vgl. Abbildung 5.3), ist es nach der Bestrahlung braun (vgl. Abbildungen 5.2, 5.7).

5.3 Ergebnisse

5.3.1 Transmission

In Abbildung 5.9 sind die Messergebnisse der Transmissionsmessung dargestellt. Eingezeichnet sind Punkte im Parameterraum $\lambda \times \eta$ mit $\lambda \in [350 \text{ nm}; 750 \text{ nm}] \times [20^\circ; 80^\circ]$, an denen der Transmissionsgrad größer als 5 % ist.

Der Farbton im HSV-Farbraum entspricht der vom Auge wahrgenommenen Farbe, die Helligkeit der 1,5-ten Potenz des Transmissionsgrads. Zur leichteren Erkennbarkeit sind bei Transmissionsgraden von ungefähr 20 %, 40 %, 60 %, 80 % und 90 % Isolinien eingezeichnet.

Die Fresnelschen Reflexionsverluste an Vorder- und Rückseite sind aus dieser Darstellung nicht herausgerechnet, da die dielektrischen Funktionen der Beschichtungen und des Trägermaterials nicht bekannt sind. Die Spiegel werden in PANDA mit optischem Kleber an den Radiator und die Detektoren geklebt, wodurch die Fresnel-Reflexionsverluste an den Grenzflächen wahrscheinlich fast vollständig entfallen werden. Ein Transmissionsgrad von $> 90\%$ ist daher vermutlich als nahezu vollständige Transmission zu werten. Unter größeren Einfallswinkeln sinkt die Grenze für spätere vollständige Transmission weiter ab. Eine Abschätzung ist hier aufgrund fehlender Daten und Erfahrungswerte nicht möglich.

In der Darstellung von Abbildung 5.9 und 5.11 wird ein ungefährender Zusammenhang zwischen der Lage der Transmissionsbandkanten des Spiegels und dem Einfallswinkel erkennbar: Mit steigendem Einfallswinkel verschieben sich die Bandkanten mit etwa $1,3\text{--}1,9 \frac{\text{nm}}{\circ}$ in Richtung kürzerer Wellenlängen.

Spiegel II und III zeigen – neben der Verschiebung des Transmissionsbereichs – im Wesentlichen das aufgrund der Herstellerspezifikationen erwartete und auch gewünschte Transmissionsprofil.

Spiegel I transmittiert bei Wellenlängen außerhalb des gewünschten Transmissionsbereichs in zwei weiteren Bereichen, von denen einer nur ca. 40 nm vom Gewünschten getrennt ist. Die große Nähe zum Sollbereich sowie der hohe Transmissionsgrad in diesem Bereich sind unerwartet und sprächen gegen eine hypothetische Verwendung dieses Spiegels als Wellenlängenfilter im ToP-DIRC.

Auch die zusätzliche infrarote Transmission war aufgrund der Spezifikationen nicht erwartet. Sie verletzt die Spezifikationen jedoch nicht, da sie nur bei Winkeln $> 45^\circ$ auftritt. Sie ist mit einem zusätzlichen Rotfilter behebbar, was aber andere Nachteile zur Folge hätte. Da es sich hier nur um einfache Testspiegel handelt, ist dieses Problem irrelevant.

5.3.2 Reflexion

In der Abbildung 5.10 ist das mit den 5 genannten Lasern ermittelte Reflexionsprofil der Spiegel dargestellt.

Einige Messwerte mit $P > 10^{38} \text{ W}$ Lichtleistung sind entfernt worden. Angesichts der Tatsache, dass das Labor noch existiert, können diese Werte auf Digitalisierungsfehler zurückgeführt und vernachlässigt werden.

In Abbildung 5.10 ist klar erkennbar, dass der Reflexionsgrad der Spiegel vom Einfallswinkel abhängt.

Bei Spiegel I und II erkennt man sehr deutlich das „Schieben“ der Transmissionsbandkanten, das in den Fällen auftritt, in denen eine Laserwellenlänge in der Nähe der Grenze zwischen Transmissions- und

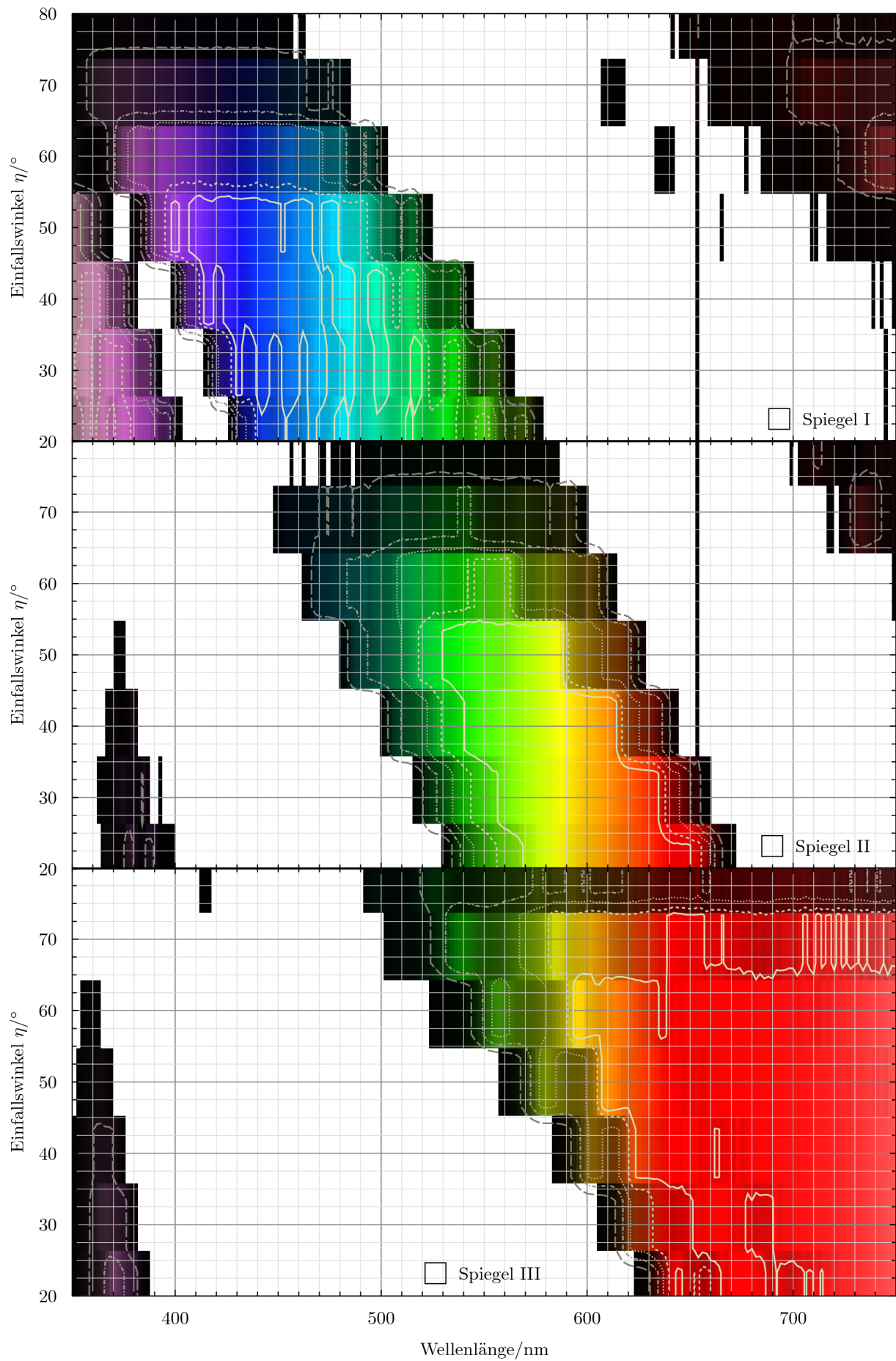


Abbildung 5.9: Transmissionsgrad der unbestrahlten Spiegel

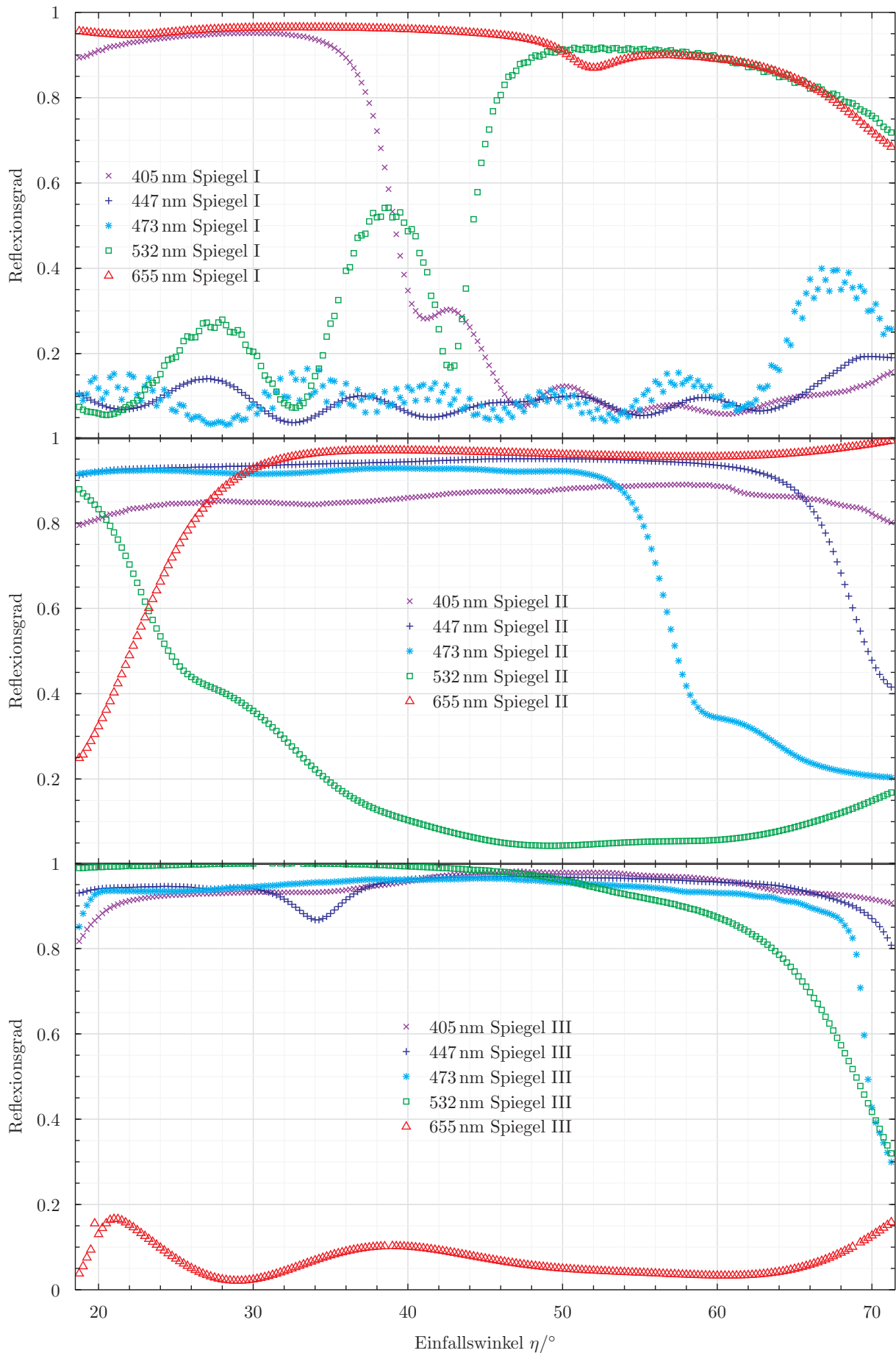


Abbildung 5.10: Reflexionskurven der Spiegel I–III unter verschiedenen Winkeln und Wellenlängen

Reflexionsbereich eines Spiegels liegt (vgl. Abb. 5.1). Der hohe Reflexionsgrad des grünen Lasers bei Spiegel II bei kleinen Einfallswinkeln η ist unerwartet und unerwünscht.

Gegenüber den Transmissionsmessungen sieht man hier bei der Kennlinie von Spiegel I, 532 nm, durch die 40-fach höhere Winkelauflösung, dass der Reflexionsgrad an den Kanten des Transmissions-/Reflexionsbereichs stark und ungleichmäßig vom Winkel der einfallenden Strahlung abhängen kann. Für Messungen weiterer Spiegel sollte daher in Zukunft bei Transmissionsmessungen eine Erhöhung der Winkelauflösung angestrebt werden.

Die Reflexion des 405 nm-Lichts bei Spiegel I ist unerwartet und eine klare Abweichung von der Herstellerspezifikation. Auch bei 45° ist der Reflexionsgrad mit ca. 20 % signifikant größer als ≈ 0 .

Das „Rauschen“ der Messwerte von Spiegel I bei 532 und 473 nm in Abbildung 5.10 ist auf eine zu kurze Vorlaufzeit der Laser zurückzuführen.

In Anhang F sind die Messergebnisse der Reflexionsmessung dreidimensional dargestellt.

5.3.3 Transmission nach Bestrahlung

Nach der Bestrahlung mit 1 kGy γ -Strahlung zeigen sich bei allen Spiegeln Transmissionsverluste.

Bei Spiegel I sind diese Verluste erheblich: Vor der Bestrahlung wurden bei Winkeln $\eta < 55^\circ$ im erwünschten Transmissionsbereich $> 90\%$, bei Winkeln $\eta \in [55^\circ; 75^\circ]$ 20–90 % der einfallenden blau-violetten Strahlung transmittiert.

Nach der Bestrahlung überschreitet der Transmissionsgrad von Spiegel I nirgends im Parameterraum $\lambda \times \eta$ mehr 75 %. Unterhalb von 450 nm sinkt die Transmission von $> 90\%$ auf $< 60\%$ ab. Bei großen Einfallswinkeln ist der im Trägermaterial des Spiegels zurückgelegte Weg größer, die Transmission sinkt dort auf $< 40\%$.

Der einzige Vorteil der strahlungsbedingten Eintrübung ist das Absinken der Transmission im unerwünschten Bereich von $> 80\%$ auf $< 40\%$.

Auch bei Spiegel II ist zwar grundsätzlich eine generelle Eintrübung offensichtlich, hier sinkt die Transmission im Hauptdurchlassbereich jedoch nur von $> 90\%$ auf $> 80\%$. Unterhalb von 520 nm sind größere Transmissionsverluste feststellbar.

Bei Spiegel III ist nur ein schwacher globaler Transmissionsverlust feststellbar. Der Verlust fällt im Verlauf der Isolinien bei $\lambda \in [610 \text{ nm}; 720 \text{ nm}]$ besonders auf, da der Transmissionsgrad dort quasi-konstant im Bereich der Isolinien liegt ($\eta \leq 65^\circ$), beziehungsweise lag ($\eta \approx 70^\circ$).

Vergleichbare Auswirkungen der Strahlenschäden, die vorrangig im kurzwelligen Bereich auftreten, sind zuvor schon an Plexiglas⁶ beobachtet worden.

Auffällig ist, dass keinerlei Farbzentren oder ähnliche Defekte nachweisbar sind, die Licht einer bestimmten Energie absorbieren und die Spiegel so für bestimmte, klar definierte, Wellenlängen lichtundurchlässig machen.

Die Verteilung der Transmissionsverluste erweckt den insgesamt Eindruck, dass die Transmissionseinbuße nicht auf Absorption, sondern auf diffuse Streuung an γ -generierten Defekten im Trägermaterial der Filter zurückzuführen ist: Der Wirkungsquerschnitt der Rayleighstreuung ist proportional zu λ^{-4} , was dazu führt, dass ultraviolettes und blaues Licht viel stärker als z.B. rotes und gelbes Licht gestreut wird. Im

⁶Siehe Abschnitt 4.1.2.2

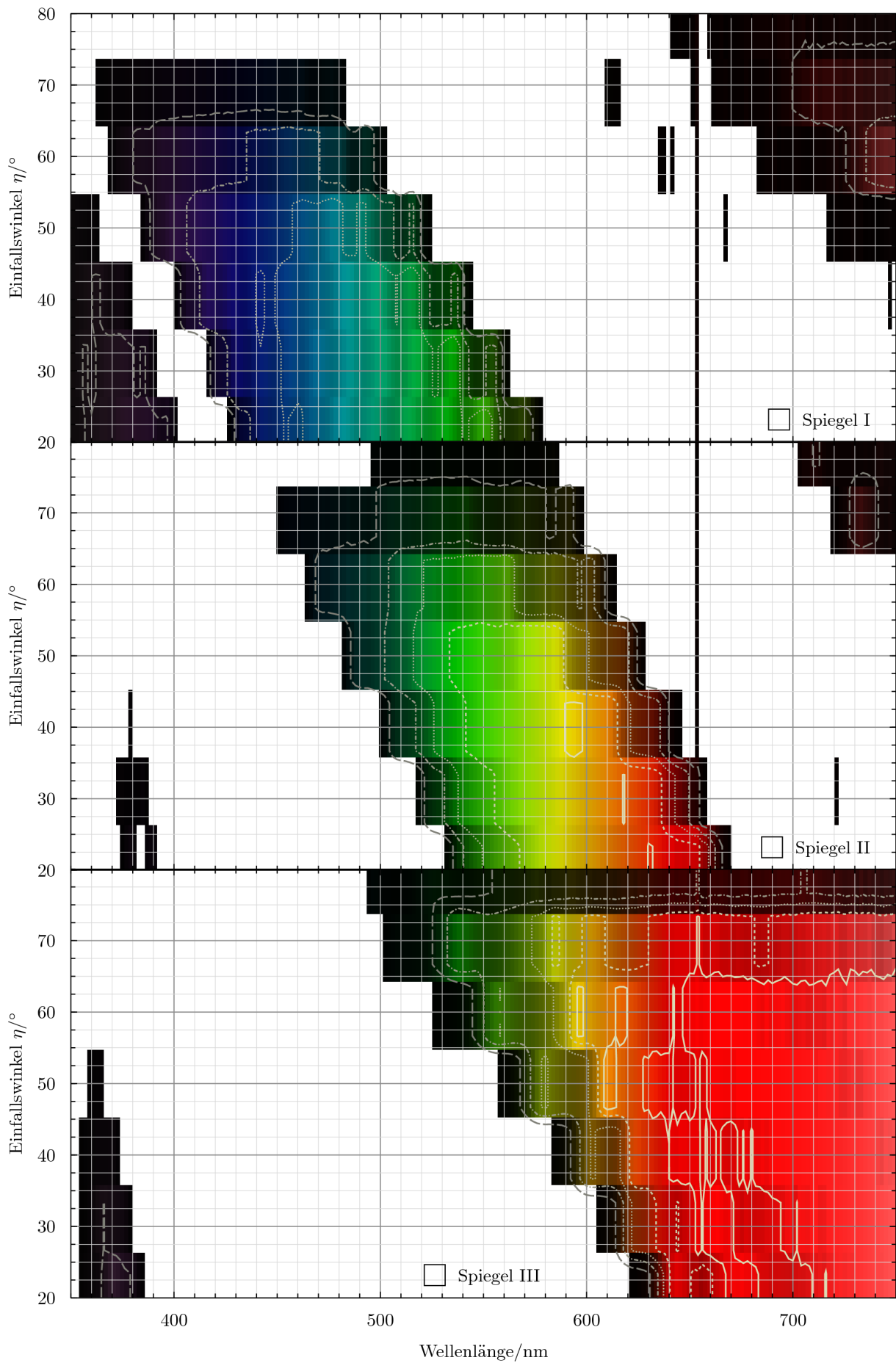
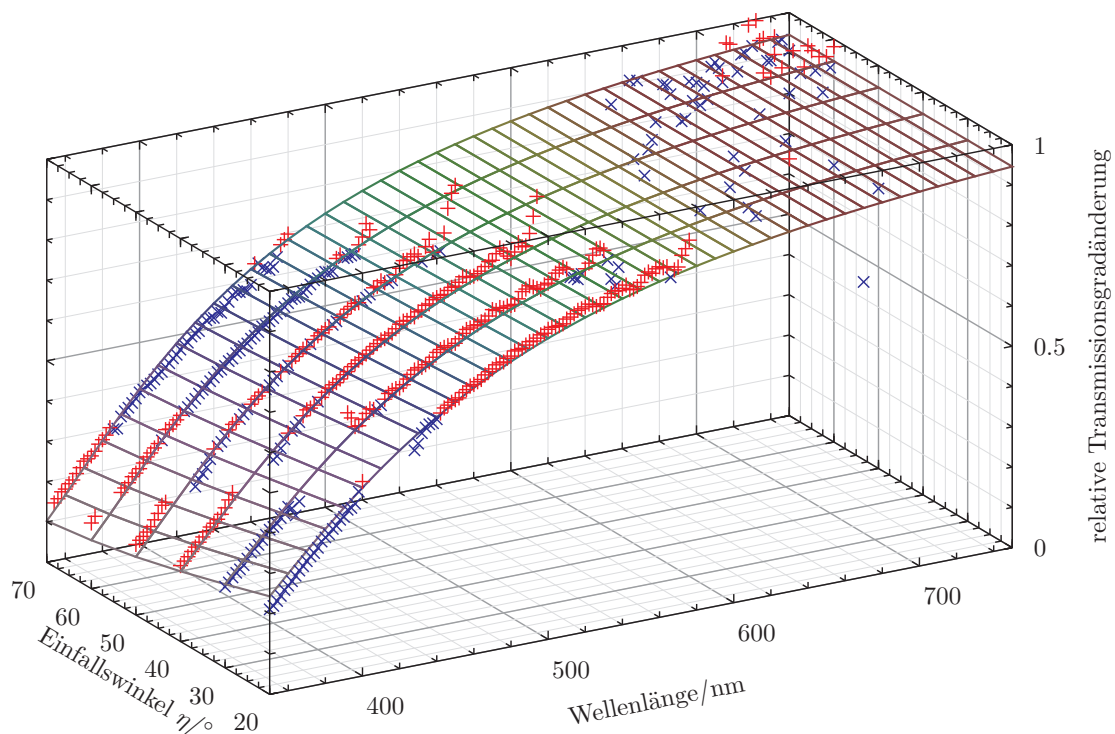


Abbildung 5.11: Transmissionsgrad der Spiegel I–III nach Bestrahlung mit 1 kGy γ -Strahlung

Vergleich zwischen Abbildung 5.9 und 5.11 sieht man, dass die durch radioaktive Strahlung verursachten Transmissionsverluste besonders im blau-violetten Bereich auftreten.

Um zu überprüfen, ob die Strahlenschäden die Eintrübung durch Rayleighstreuung verursachen, wird in Abbildung 5.12 das Verhältnis zwischen Transmissionsgrad vor und nach der Bestrahlung an die Gleichung (5.1) gefittet, welche Intensitätsverluste durch Rayleighstreuung wiedergibt.

$$\text{Transmissionsgrad}_{1\text{ kGy } \gamma} = \text{Transmissionsgrad}_{\text{neu}} \cdot \exp\left(-\frac{\epsilon}{\lambda^4 - \iota \epsilon \sin(\eta)}\right) \quad (5.1)$$



× Transmissionsv. > Rayleighstreuung — Rayleighstreuung + Transmissionsv. < Rayleighstreuung

Abbildung 5.12: Verhältnis der Transmissionsgrade vor und nach der Bestrahlung von Spiegel I im Vergleich mit Rayleigh-Streuung an Defekten.

Die anderen Spiegel liefern vergleichbare Resultate, die Übereinstimmung ist aufgrund der vergleichsweise schwachen Wellenlängenabhängigkeit bei größeren Wellenlängen jedoch nicht so klar sichtbar.

Die Winkelabhängigkeit der Eintrübung ist aufgrund der isotropen Vielfachstreuung und der an den Grenzflächen auftretenden Reflexionen und Interferenzen nichttrivial.⁷ Der η -Term wurde daher empirisch eingefügt.

Dabei ergeben sich für den beispielhaft gewählten Spiegel I die folgenden Werte:

$$\begin{array}{lll} \epsilon = 1,75829142 \times 10^{10} \text{ nm}^4 & \sigma\epsilon = 0,0085561514 \times 10^{10} \text{ nm}^4 & \frac{\sigma\epsilon}{\epsilon} \approx 0,486 \% \\ \iota = 0,44155376 & \sigma\iota = 0,0094422514 & \frac{\sigma\iota}{\iota} \approx 2,14 \% \end{array}$$

⁷Eine theoretische Herleitung müsste unter anderem die spektrale Winkelverteilung nach der Vielfachstreuung, Eigenschaften der dichroitischen Filterschichten, Grenzflächeneffekte, Einflüsse des optischen Fetts zwischen den Spiegeln und den Akzeptanzwinkel des Spektrometers betrachten.

Weil der durch Rayleighstreuung erwartete Intensitätsverlust mit den gemessenen Transmissionsgradverhältnissen so weitgehend übereinstimmt, ist davon auszugehen, dass *Rayleighstreuung an Defekten eine wesentliche Ursache für den Transmissionsverlust in strahlengeschädigten transparenten Medien darstellt.*

5.3.4 Reflexion nach Bestrahlung

Bei allen Spiegeln zeigt sich in der Abbildung 5.13 nach der Bestrahlung mit 1 kGy eine Verringerung des Reflexionsgrades gegenüber dem unbestrahlten Zustand. Eine Zunahme des Reflexionsgrades wurde nur bei

- Spiegel III, 655 nm, $\eta < 21^\circ$
- Spiegel II, 473 nm, $\eta > 67^\circ$
- Spiegel I, 532 nm, $\eta > 70^\circ$

gemessen.

In diesen Fällen ist aufgrund des Fehlens ähnlicher Steigerungen bei anderen Wellenlängen und Winkeln sowie der bekannten Probleme des Aufbaus am Rand des Winkelmessbereichs davon auszugehen, dass es sich nicht um eine reelle Steigerung der Reflektivität handelt, sondern die reflektierte Laserstrahlung nicht mehr vollständig auf die sensitive Fläche des Detektors abgebildet wurde.

Die Verringerung des Reflexionsgrades ist bei den Linien im blau-violetten Spektralbereich, die mit den 405 nm und 447 nm-Lasern gemessen wurden, besonders signifikant.

Die Veränderungen bei allen drei Spiegeln können darauf zurückgeführt werden, dass das Licht im Trägermaterial der dichroitischen Filter absorbiert oder gestreut wird.

- Bei Spiegel II und III muss das blaue Licht jeweils das Trägermaterial des vorderen dichroitischen Filters durchqueren, bevor es von der dahinterliegenden Filterschicht (II: blau-reflektierend, III: cyan-reflektierend) reflektiert wird. Die Veränderungen im Trägermaterial beeinflussen daher den für den Spiegel gemessenen Reflexionsgrad.
- Außer der Verringerung des absoluten Reflexionsgrades ist eine Veränderung der Linienform nur unter größeren Winkeln, also bei langen Wegen durch das Trägermaterial der Filter, feststellbar. Die Lage der Reflektivitätsmaxima und -minima ändert sich kaum. Die auftretenden Änderungen sind so gering, dass sie von Fehlern aus den Metallspiegel-Normierungen stammen können.
- Bei Spiegel I, dessen dichroitischer Filter sich auf der Rückseite des Trägermaterials befindet, wird das 405 nm-Licht vor der Bestrahlung erst bei Winkeln $\eta > 40^\circ$ zum Großteil transmittiert, bei $\eta < 38^\circ$ im Wesentlichen reflektiert. In dem Bereich, in dem 405 nm-Licht transmittiert wird, sinkt der gemessene Reflexionsgrad in einem ähnlichen Maße wie bei den ebenfalls transmittierten Wellenlängen 447 nm und 473 nm. Unter den Winkeln, unter denen 405 nm-Licht zuvor hauptsächlich reflektiert worden ist, sinkt der Reflexionsgrad – der Transmissionsgrad steigt aber *nicht* (vgl. Abb. 5.9 und 5.11). Diese Beobachtungen führen zu der Schlussfolgerung, dass die wesentlichen durch die Bestrahlung entstandenen Beschädigungen im *Trägermaterial* und nicht im Filtermaterial entstanden sind.

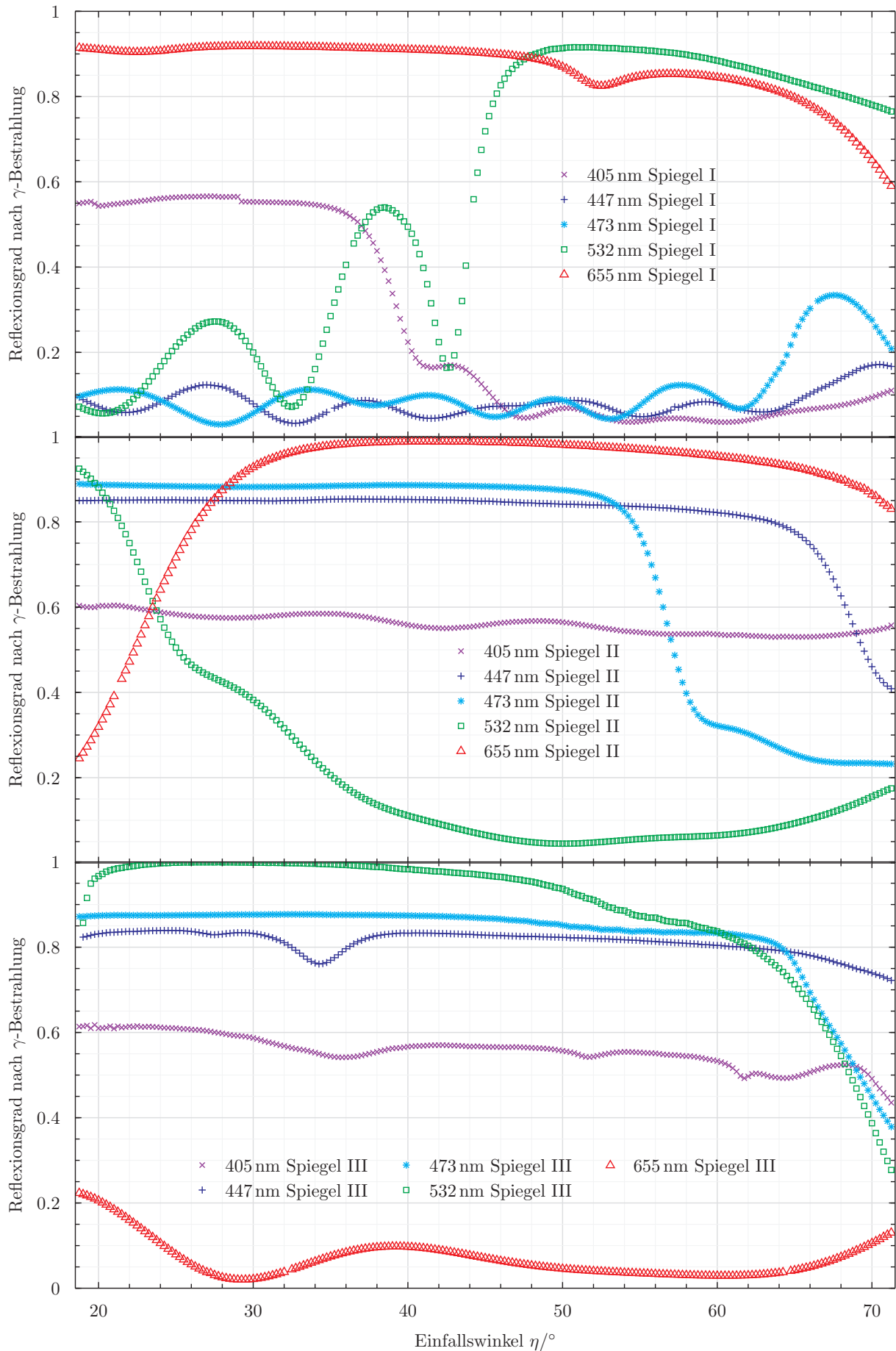


Abbildung 5.13: Reflexionskurven der Spiegel I–III unter verschiedenen Winkeln und Wellenlängen nach Bestrahlung mit 1 kGy γ -Strahlung

Kapitel 6

Wertung

6.1 Messverfahren zur Prüfung der Spiegel

6.1.1 Reflexionsmessungen

Das zur Messung der Reflektivität der Spiegel entwickelte Verfahren hat sich als grundsätzlich anwendbar erwiesen, im Zuge der Messungen sind aber auch einige Verbesserungsmöglichkeiten aufgefallen:

Die Korrektur der Richtung der emittierten Laserstrahlung sowie eine genaue vertikale Justage des Spiegels funktionieren vollkommen zufriedenstellend. Die Positionierung des dichroitischen Spiegels auf dem Spiegelhalter ist die Hauptfehlerquelle des derzeitigen Aufbaus. Es sollte eine einfache Möglichkeit entwickelt werden, die reflektierenden Filterschichten der Spiegel so zu positionieren, dass die Filterschicht und der vom Laserstrahl auf ihr beleuchtete Punkt in der Drehachse des optischen Tisches liegen. Diese Möglichkeit sollte für variierende Substratdicken anwendbar sein.

Kombiniert mit einer präziseren Vermessung der Geometrie des Aufbaus würde diese Verbesserung ausreichen, um das Messverfahren wesentlich zu beschleunigen und auch am Rand des Winkelmessbereichs sichere Werte zu erhalten.

Sollten in Zukunft in größerem Umfang präzisere Messungen – beispielsweise zum Test von Prototypen – durchgeführt werden, so empfiehlt sich die weitere Aufrüstung des Aufbaus mit einem Polarisator mit ausgezeichneter Ebene für die reproduzierbare Messung verschiedener Polarisationssebenen, einem nicht-polarisierenden Strahlteiler zur Laserleistungsmessung, sowie einem dritten Photodetektor zur parallelen Messung der transmittierten Leistung. Letztere beide würden die aufwändige und fehlerträchtige Normierung mit dem Metallspiegel unnötig machen, wenn bei weiteren Tests gezeigt werden kann, dass die Photodetektoren die Leistung unabhängig von der beleuchteten Fläche korrekt messen.

Trotz der vielen Verbesserungsmöglichkeiten haben sowohl Kontrollmessungen, als auch die Ergebnisse der Reflexionsgradmessungen der dichroitischen Spiegel gezeigt, dass mit dem im Rahmen dieser Arbeit entwickelten und konstruierten experimentellen Aufbau mit gewissen Aufwand bereits reproduzierbare und – für eine Machbarkeitsstudie – präzise Messungen durchgeführt werden können.

6.1.2 Transmissionsmessungen

Bei den Transmissionsmessungen sind lediglich gerätespezifische Probleme bei der Datenauslese sowie dem Signal-Rausch-Verhältnis negativ aufgefallen. Bei früheren Testmessungen zur Strahlenhärte von Plexiglas zeigte sich bereits, dass der Transmissionsmesswert bei unveränderter Wellenlänge um über $\pm 6\%$ schwanken kann. Diese Messungenauigkeit ist konstant und kann vermutlich nur durch den Einbau einer neuen Deuteriumlampe oder der Verwendung eines neuen Spektrometers behoben werden. Eine

Zwischenlösung ist die Verwendung des „slow response“ Modus mit Messraten von maximal 30 nm/min bei 2 nm-Datenintervallen. In diesem Modus ist das Rauschen auf $< \pm 1,8\%$ reduziert, eine einzelne Messung dauert inklusive Datenübertragung dann aber bereits über 15 min und es werden mehr Baseline-Kalibrierungen notwendig.

Für zukünftige Messungen sollte ein neuer Einsatz für das Spektrometer verwendet werden, mit dem die Einfallswinkel statt in 10° in $2,5^\circ$ -Schritten gemessen werden können. Mit einer so erhöhten Winkelauflösung wäre es in den Transmissionsmessungen möglich gewesen, die Resonanzen, wie sie in den Reflexionsmessungen insbesondere bei Spiegel I unter Variation des Winkels auftraten, zu verifizieren.

Von der bisher geringen Winkelauflösung und dem Rauschen abgesehen sind die Ergebnisse der an dem Photospektrometer durchgeführten Transmissionsmessungen bereits als grundsätzlich reproduzierbar bekannt. Der verwendete Messaufbau hat sich bewährt.

6.2 Übereinstimmung der Spiegel mit den Spezifikationen

Die Messungen an den Spiegeln haben gezeigt, dass Spiegel mit Eigenschaften, die den in dieser Arbeit spezifizierten Eigenschaften einigermaßen nahe kommen, existieren. Bei den aus kommerziell verfügbaren Filtern zusammengebauten Testspiegeln haben sich wenige Eigenschaften als problematisch erwiesen.

Noch vor allem anderen müssen die dichroitischen Spiegel für PANDA auf strahlenharten Trägermaterialien gefertigt werden; hierfür kommen z.B. fluoridiertes Quarzglas oder Fused Silica in Frage. Mehrere Studien haben gezeigt, dass bei Verwendung dieser Materialien keine Beeinträchtigungen der optischen Eigenschaften durch Strahlenschäden zu erwarten sind. Die verwendeten Testspiegel hingegen zeigten nach der Bestrahlung Eintrübungen im kurzwelligen Bereich. Diese Eintrübungen sind möglicherweise auf Rayleigh-Streuung an E-Zentren zurückzuführen.

Die optisch aktive Beschichtung der Spiegel hat sich als äußerst strahlenhart erwiesen und scheint in dieser Beziehung für eine Verwendung in PANDA uneingeschränkt geeignet zu sein.

Die Wellenlängenbereiche der getesteten Spiegel stimmen nicht mit den in dieser Arbeit erwünschten Transmissions- und Reflexionsbereichen überein. Die Industrie scheint jedoch in der Lage zu sein, zumindest in etwa die hier gewünschten Eigenschaften herzustellen.

Fraglich ist jedoch, in wieweit die Industrie in der Lage ist, Spiegel herzustellen, die den Spezifikationen in Hinblick auf den *Wechsel* zwischen Transmission und Reflexion entsprechen. Hier gilt es insbesondere, die Breite des Übergangsbereichs und die Abhängigkeit vom Einfallswinkel nach Möglichkeit weiter zu verringern.

Innerhalb des transmittierenden oder reflektierenden Bereichs sind die optischen Eigenschaften gegen Variation der Wellenlänge oder des Einfallswinkels quasi konstant. Reflexions- und Transmissionsgrad kommen über weite Bereiche 0 % bzw 100 % sehr nahe.

Messungen zur Abhängigkeit der optischen Eigenschaften in Abhängigkeit der Polarisation der einfallenden Strahlung wurden in dieser Arbeit nicht durchgeführt.

6.3 Ausblick

Die vorhandenen Quellen und durchgeführten Messungen legen nahe, dass dichroitische Spiegel als Frequenzfilter im PANDA-Disc-DIRC-Detektor verwendet werden können. Die beiden großen Kritikpunkte, Strahlenhärte und Wellenlängenbereiche, die bei Messungen von Testspiegeln offenbar wurden, können durch geeignete Herstellung der Filter behoben werden. Die Winkelabhängigkeit des Transmissionsgrades kann möglicherweise auch zum Teil in der Software kompensiert werden.

Die in dieser Arbeit spezifizierten Grenzwellenlängen sind ein erster Versuch, einen Kompromiss zwischen Laufzeit, Auflösung und Photonenzahlen zu finden und die vielen Abhängigkeiten zu berücksichtigen. Eventuell müssen – in Abhängigkeit vom verwendeten Rekonstruktionsverfahren – einzelne hier verwendete Terme anders gewichtet werden, wodurch sich andere Grenzwellenlängen ergeben. In jedem Fall sollten die Ergebnisse durch eine Simulation validiert werden.

Anhang

Anhang A

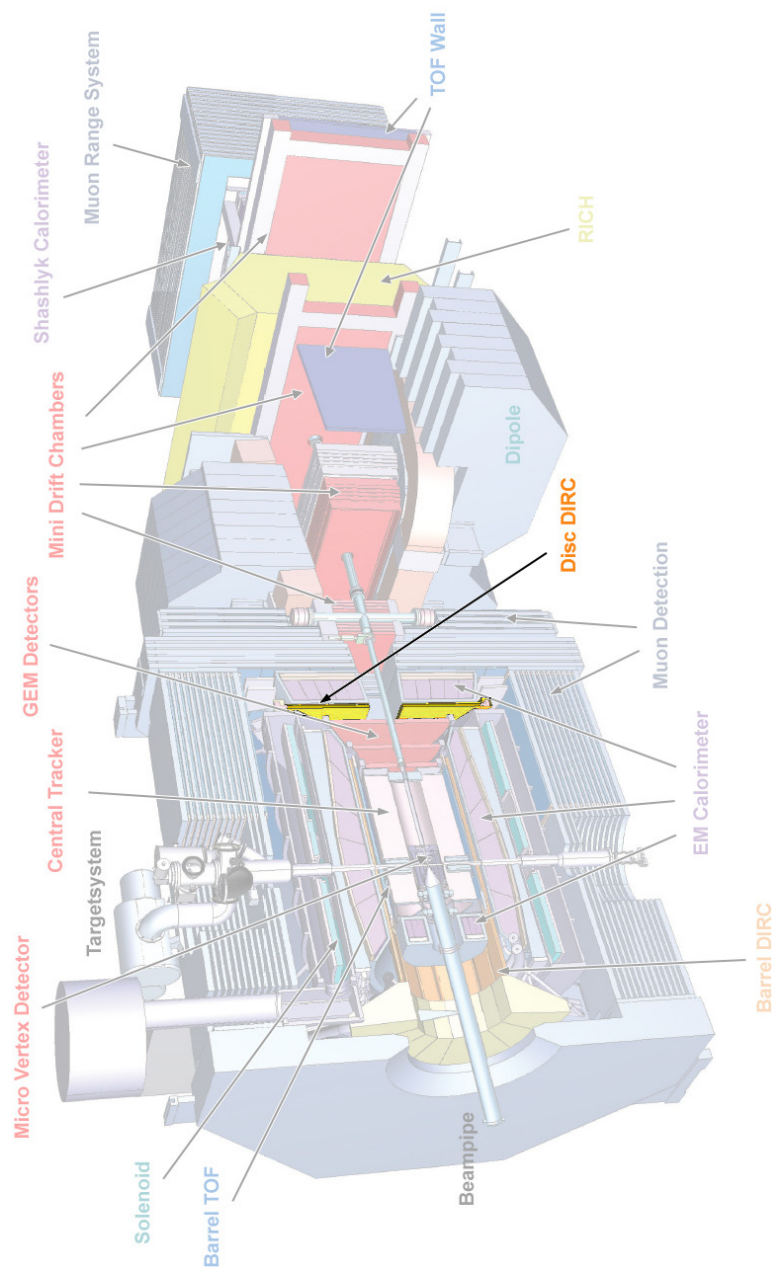
Modellzeichnung des
PANDA-Experiments

Abbildung A.1: Aktuelle Modellzeichnung des PANDA-Experiments [Pan10]

Anhang B

Berechnung von typischer Lichtweglänge und Transmissionsfaktor

```

1 transmissionskoeff_15(l)=1-1/(at5*(1-ct5)**bt5)+ dt5*l**et5
2 at5 = 2.20156739e+24
3 bt5 = 48.572606
4 ct5 = -0.14057516
5 dt5 = -1.1318927e-07
6 et5 = -7.9144673
7
8 PRINT "Wellenlänge , mittlerer Weg , Transmissionsfaktor "
9 FOR lambda = 200 to 900 step 1
10 {
11     n=0
12     sumlweight=0
13     sumabs=0
14     sumdeltasqweight=0
15     sumdeltasq=0
16     suml=0
17     foreach datum x in "Tracklengths.txt" USING $1/1000
18     {
19         # x ist die 3D-Länge eine Photons in m. Diese Schleife läuft ca 2.617e8 mal!
20         sumlweight=sumlweight+ x*transmissionskoeff_15(lambda/1000)**(x*1000/15)
21         sumabs=sumabs + transmissionskoeff_15(0.45)**(x*1000/15)
22         suml=suml + x
23         ##n=n+1
24         ##print "Durchlauf ",n," Länge: ",x," Summel(W): ",sumlweight,"
SummeAbs-Fakt: ",sumabs, " Summel: ",suml
25         ##!sleep 0.05
26     }
27     # keine Berechnung des Fehlers / mittleren Abweichungsquadrates
28     expc_l=sumlweight/sumabs
29     expc_t=sumlweight/suml
30     # Ausgabe der Wellenlänge (in nm), der mittleren 3D-Weglänge,
31     # und des mittleren Photonen-Transmissionsfaktors T(lambda)
32     PRINT lambda, ", ,", expc_l, ", ,", expc_t
33 }

```

Quelltext B.1: Generierung von Werten für die zu erwartende Weglänge und den Bulk-Transmissionsfaktor

Die auf diese Weise generierten Daten werden in ein ASCII-File gespeichert; an sie werden in einem zweistufigen Regressionsverfahren die Funktionen $T(\lambda)$ und $l_{3D}(\lambda)$ angepasst.

Der funktionale Zusammenhang wird in Abschnitt 4.2 verwendet, um Abschätzungen durchführen zu können.

```

1 Trans3(1)=m1+m2*TANH(m3*(1-m4)) + m5*SIN(m6*1+m8)*EXP(-m7*1)
2 m1=0.4
3 m2=1/2
4 m3=1
5 m4=0.24
6 m5=0
7 m6=10
8 m7=1
9
10 FIT Trans3() "wegeabsorption.dat" USING $1/1000:$3:SQRT($1) via m1,m2,m3,m4
11
12 #zweite Regressionsstufe: reduziere Abweichung von <2% absolut auf <0,06% absolut
13 FIT Trans3() withouterrors "wegeabsorption.dat" \
14     USING $1/1000:$3:SQRT($1) via m1,m2,m3,m4,m5,m6,m7,m8
15 # m1 = -0.45480818
16 # m2 = 1.4541426
17 # m3 = 12.813177
18 # m4 = 0.24601598
19 # m5 = 104.02947
20 # m6 = 10.844805
21 # m7 = 20.223258
22 # m8 = -1.4233912
23
24 Laenge3D(1)=o1+o2*TANH(o3*(1-o4)) + o5*SIN(o6*1+o8)*EXP(-o7*1)
25 o1=1
26 o2=1.1
27 o3=1
28 o4=0.24
29 o5=0
30 o6=10
31 o7=1
32 o8=0
33
34 FIT Laenge3D() "wegeabsorption.dat" USING $1/1000:$2:SQRT($1) via o1,o2,o3,o4
35
36 FIT Laenge3D() "wegeabsorption.dat" \
37     USING $1/1000:$2:SQRT($1) via o1,o2,o3,o4,o5,o6,o7,o8
38 # o1 = (1.2035695 +/- 230.04515)
39 # o2 = (0.96865748 +/- 229.94997)
40 # o3 = (16.090326 +/- 1217.4565)
41 # o4 = (0.26673127 +/- 3.3909488)
42 # o5 = (24.025166 +/- 28291.97)
43 # o6 = (6.4474738 +/- 1233.5995)
44 # o7 = (14.301587 +/- 2627.0153)
45 # o8 = (2.1483813 +/- 259.97678)

```

Quelltext B.2: Ermittlung von zu erwartender Weglänge und Bulk-Transmissionsfaktor

Anhang C

Kenndaten verschiedener Photodetektoren

Um die dichroitischen Spiegel auf die tatsächlich detektierten Photonen zu optimieren, wurde eine Parametrisierung der Detektionsempfindlichkeit mehrerer für den ToP-Dirc in Frage kommender Detektoren erstellt.

Dazu wurde aus verschiedenen Datenblättern der Hersteller die *Photon Detection Efficiency* (**PDE**) oder die *Radiant Sensitivity* (**RS**) entnommen. Da keine Parametrisierungen vorlagen, wurden mithilfe von `g3data` und `XYSCAN` Punkte aus den Graphen abgelesen, an die wiederum mit `PYXPLOT` Gleichungen angepasst wurden. In zwei Fällen waren leider nur Angaben zur Quanteneffizienz (**QE**) verfügbar.

Die Quanteneffizienz beschreibt den Anteil der Photonen, den die fotoaktive Schicht des Detektors (meistens eine Kathode) in freie Elektronen umwandelt.

Die Photon Detection Efficiency steht für den Anteil der Photonen, die ein Signal auslösen. Sie unterscheidet sich von der Quanteneffizienz darin, dass auch Elektronenverluste vor der Verstärkung berücksichtigt sind. Die PDE ist ein effektiver Wert des Detektors. Sie ist immer kleiner als die QE.

Die Radiant Sensitivity ist eine *Messgröße*, die den primären Fotoelektronenstrom ins Verhältnis zur Photonenleistung setzt. Theoretisch sollte diese Definition äquivalent zur Photoneneffizienz sein, die Radiant Sensitivity ist aber vermutlich die „ehrlichere“ Angabe und wurde – falls Hersteller Kennlinien sowohl als RS als auch als PDE angegeben haben – bevorzugt. Ein Vergleich, ob PDE und RS bei den Modellen, bei denen beide Größen angegeben waren, äquivalent waren, fand wegen des hohen Arbeitsaufwands, den die Parametrisierung einer einzigen Kennlinie verursachte, nicht statt.

Da für die Berechnungen der detektierten Photonenzahl die PDE erforderlich ist, wurde sie in den Fällen, in denen sie nicht direkt parametrisiert wurde, aus der parametrisierten RS berechnet:

$$\text{RS}(\lambda, \text{PDE}) = \frac{I_{\text{el}}}{P_{\nu}} = \frac{\frac{\Delta Q}{\Delta t}}{\frac{hc}{\lambda \Delta t}} = \frac{e}{hc} \cdot \text{PDE} \cdot \lambda \quad (\text{C.1})$$

$$\text{PDE}(\text{RS}, \lambda) = \frac{hc \text{ RS}}{e \lambda} \approx 1,23984 \cdot \frac{\{\text{RS} / \frac{\text{mA}}{\text{W}}\}}{\{\lambda / \text{nm}\}} \quad (\text{C.2})$$

C.1 Fitverfahren

In mehreren Versuchen stellte sich heraus, dass weder die Entwicklung nach Taylor-, noch nach Laurentreihen geeignet ist, um die Kennlinien über einen größeren Bereich zuverlässig zu beschreiben. Zwar ließen sich bei einzelnen Modellen Erfolge erzielen, Reihenansätze führten aber insgesamt nicht weiter. Auch das Hinzufügen von logarithmischen, exponentiellen und exponentiell-potenzierten (z.B. $e^{\alpha(x-x_0)^\beta}$) Termen zu den Reihen führte nicht zum Erfolg.

Erst der Einsatz einer stetig differenzierbaren Fensterfunktion führte dazu, dass die Herstellerdaten durchgehend durch eine Funktion beschrieben werden konnten. Diese Funktion bewährte sich sowohl bei den RS- als auch bei den PDE-Kennlinien.

Verwendet wurde die Funktionenklasse $f_i(\lambda)$ mit

$$f_i(\lambda) = a_i \exp\left(-\frac{1}{2} \left(\frac{\lambda - b_i}{c_i}\right)^4\right) \cdot (d_i + e_i \lambda + g_i \lambda^2 + h_i \lambda^3 + i_i \lambda^4 + j_i \lambda^5 + k_i \lambda^6) \quad (\text{C.3})$$

Diese Funktion hat mit ihren 10 Parametern – von denen 9 frei sind – zu viele Freiheitsgrade, um sie ohne weiteres Nachdenken an die Daten anpassen zu können. Entgegen der Vermutungen bewirkte das Beibehalten des abhängigen Parameters eine deutliche Beschleunigung und hat sich so bewährt.

Für jede Kennlinie wurden als erstes Startwerte für die Variablen a, b, c der Fensterfunktion „nach Augenmaß“ und $d = 1$ vorgegeben; die Startwerte der anderen Koeffizienten wurden auf 0 gesetzt. Die Anpassung der Parameter lief stückweise, um Zeit und numerische Unwägbarkeiten zu sparen.

```

1 f7(x)[0.265:0.675]=a7*EXP(-0.5*((x-b7)/c7)**4)* \
2     (d7+e7*x+g7*x**2+h7*x**3+i7*x**4+j7*x**5+k7*x**6)
3 FIT f7() withouterrors "pixel-pmt/h10966/h10966-radiant.txt" \
4     USING $1/1000:2 via a7,b7,c7
5 FIT f7() withouterrors "pixel-pmt/h10966/h10966-radiant.txt" \
6     USING $1/1000:2 via d7,e7,g7,h7,i7
7 FIT f7() withouterrors "pixel-pmt/h10966/h10966-radiant.txt" \
8     USING $1/1000:2 via a7,b7,c7,d7,e7,g7,h7,i7
9 FIT f7() withouterrors "pixel-pmt/h10966/h10966-radiant.txt" \
10    USING $1/1000:2 via a7,b7,c7,d7,e7,g7,h7,i7,j7,k7

```

Quelltext C.1: Fit der Detektorkennlinie f_7 an die Herstellermesswerte

Zeigte sich nach Ablauf des Fit-Prozesses, dass manche Koeffizienten sehr nahe bei 0 lagen, so wurde das Gesamtfehlerquadrat bestimmt und der Fit mit bei 0 festgehaltenem Parameter wiederholt. In 4 Fällen wurde das Gesamtfehlerquadrat durch Nullsetzen der Parameter reduziert.

C.2 Parametrisierungen

Die Koeffizienten für Parametrisierungen sind in den folgenden Einheiten angegeben.

$$\begin{array}{llllll}
 [a] \stackrel{RS}{=} \frac{\text{mA}}{\text{W}} & [a] \stackrel{PDE,QE}{=} 1 & [b] = \mu\text{m} & [c] = \mu\text{m} & [d] = 1 & [e] = \mu\text{m}^{-1} \\
 & [g] = \mu\text{m}^{-2} & [h] = \mu\text{m}^{-3} & [i] = \mu\text{m}^{-4} & [j] = \mu\text{m}^{-5} & [k] = \mu\text{m}^{-6}
 \end{array}$$

C.2.1 Philips Silicon Photomultiplier

$$\begin{array}{lllll}
 a_2 = 0,50894689 & b_2 = 0,54735549 & c_2 = 0,11381123 & d_2 = 209,93183 & e_2 = -1547,7581 \\
 g_2 = 4328,1016 & h_2 = -5454,0759 & i_2 = 2622,1727 & j_2 = 111,88064 & k_2 = -204,89991
 \end{array}$$

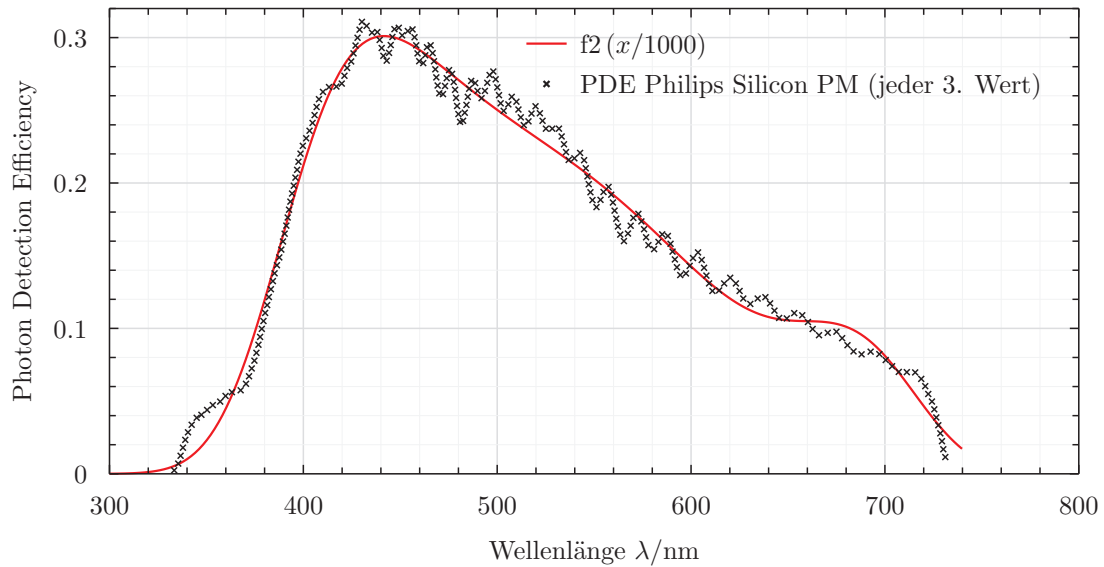


Abbildung C.1: *Photon Detection Efficiency* des Philips Silicon PM. Daten aus [FPD⁺09]

C.2.2 Hamamatsu MCP R3809U-50

$$\begin{array}{lllll}
 a_3 = 27,62898 & b_3 = 0,25940497 & c_3 = 0,29075877 & d_3 = -4,7661668 & e_3 = 73,891962 \\
 g_3 = -387,19481 & h_3 = 1119,0281 & i_3 = -1633,7708 & j_3 = 928,42651 & k_3 = 0
 \end{array}$$

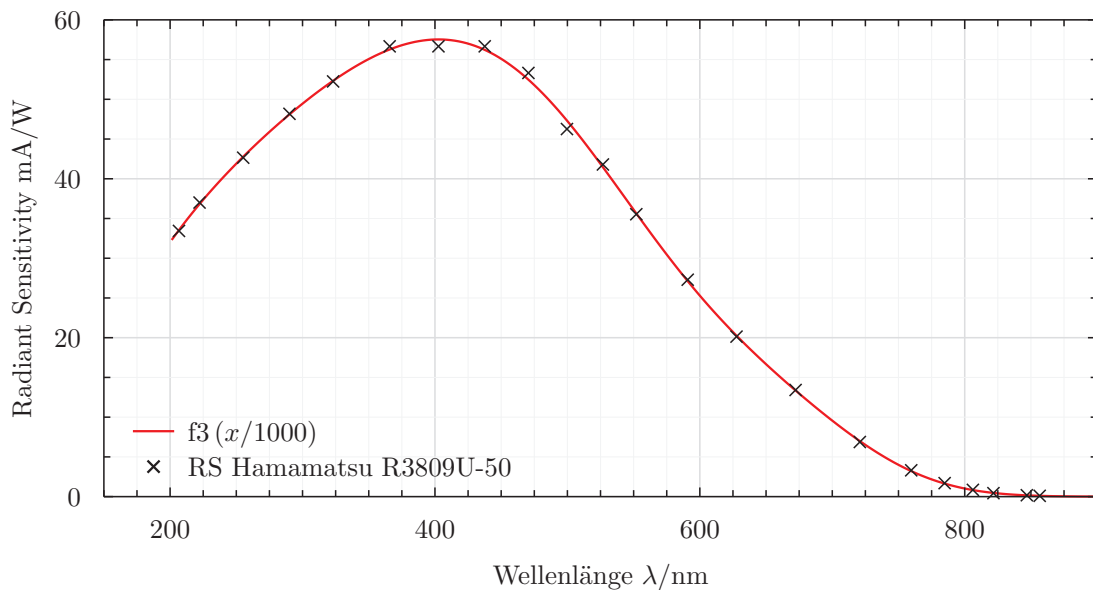


Abbildung C.2: Radiant Sensitivity des Hamamatsu R3809U-50. Daten aus [Ham97]

C.2.3 Hamamatsu MCP R3809U-52

$$\begin{aligned}
 a_4 &= 20,836765 & b_4 &= 0,37551046 & c_4 &= 0,15568165 & d_4 &= 30,253018 & e_4 &= -291,22868 \\
 g_4 &= 1090,4052 & h_4 &= -1838,4199 & i_4 &= 1979,7438 & j_4 &= -2760,9136 & k_4 &= 2397,0953
 \end{aligned}$$

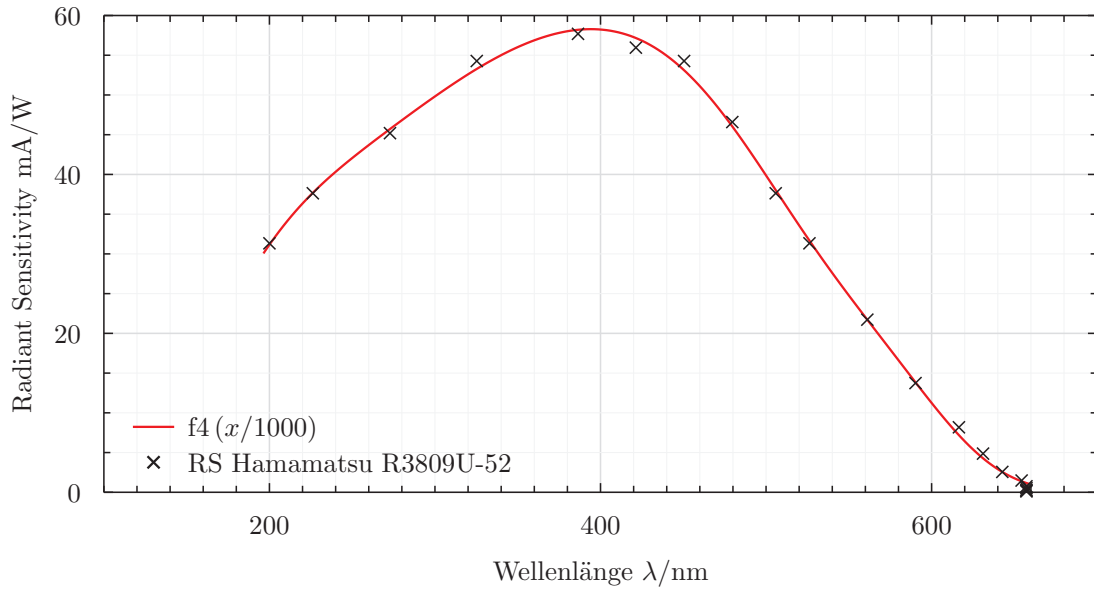


Abbildung C.3: Radiant Sensitivity des Hamamatsu R3809U-52. Daten aus [Ham97]

C.2.4 Hamamatsu MCP R5916U-50

$$\begin{aligned}
 a_5 &= 23,581534 & b_5 &= 0,22627476 & c_5 &= 0,36243914 & d_5 &= -6,2318475 & e_5 &= 59,681366 \\
 g_5 &= -157,11281 & h_5 &= 58,023129 & i_5 &= 609,1233 & j_5 &= -1278,7394 & k_5 &= 806,56533
 \end{aligned}$$

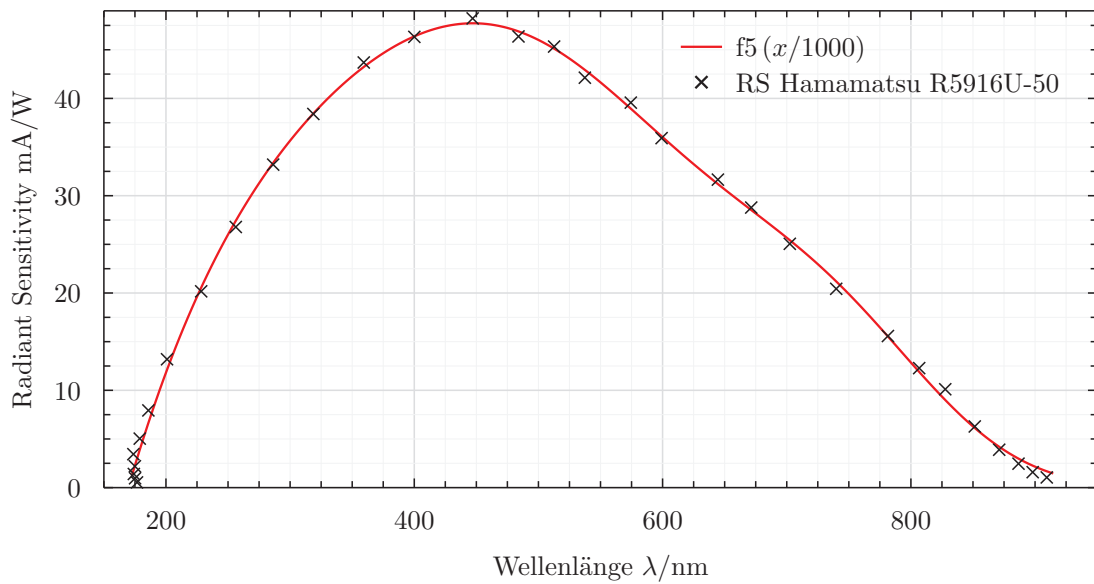


Abbildung C.4: Radiant Sensitivity des Hamamatsu R5916U-50. Daten aus [Ham08]

C.2.5 Hamamatsu MCP R5916U-58

$$\begin{array}{lllll}
 a_6 = 81,659677 & b_6 = 0,49243218 & c_6 = 0,24446004 & d_6 = 3,0302274 & e_6 = -28,349276 \\
 g_6 = 114,49651 & h_6 = -197,8966 & i_6 = 126,91211 & j_6 = 9,0182544 & k_6 = -25,468412
 \end{array}$$

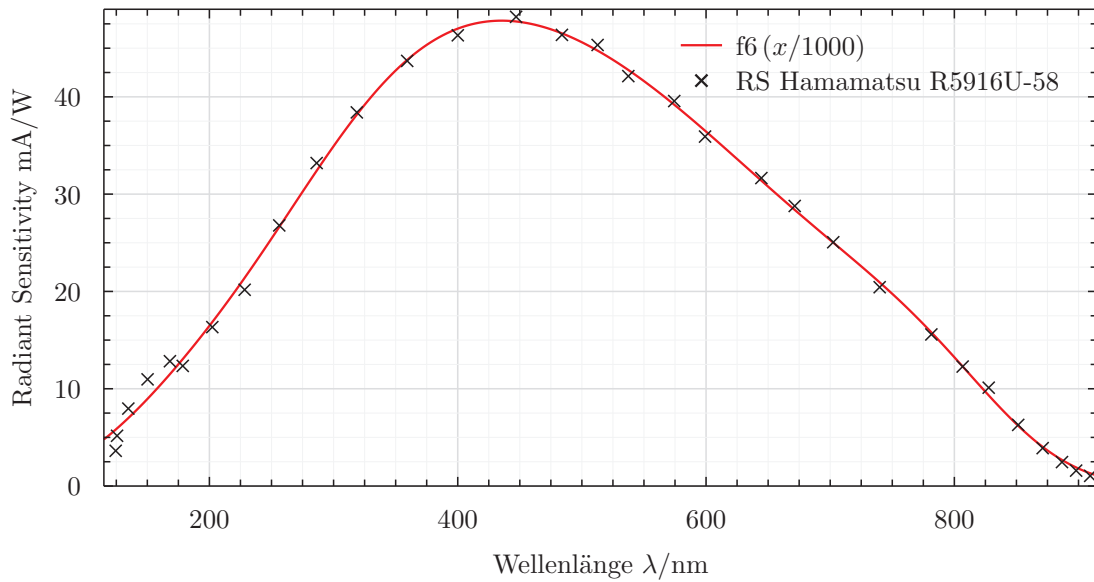


Abbildung C.5: Radiant Sensitivity des Hamamatsu R5916U-58. Daten aus [Ham08]

C.2.6 Hamamatsu H10966

$$\begin{array}{lllll}
 a_7 = 332,10611 & b_7 = 0,4432999 & c_7 = 0,11557035 & d_7 = 49,244599 & e_7 = -480,22788 \\
 g_7 = 1778,1825 & h_7 = -2916,1042 & i_7 = 1521,6867 & j_7 = 1025,3758 & k_7 = -1033,7043
 \end{array}$$

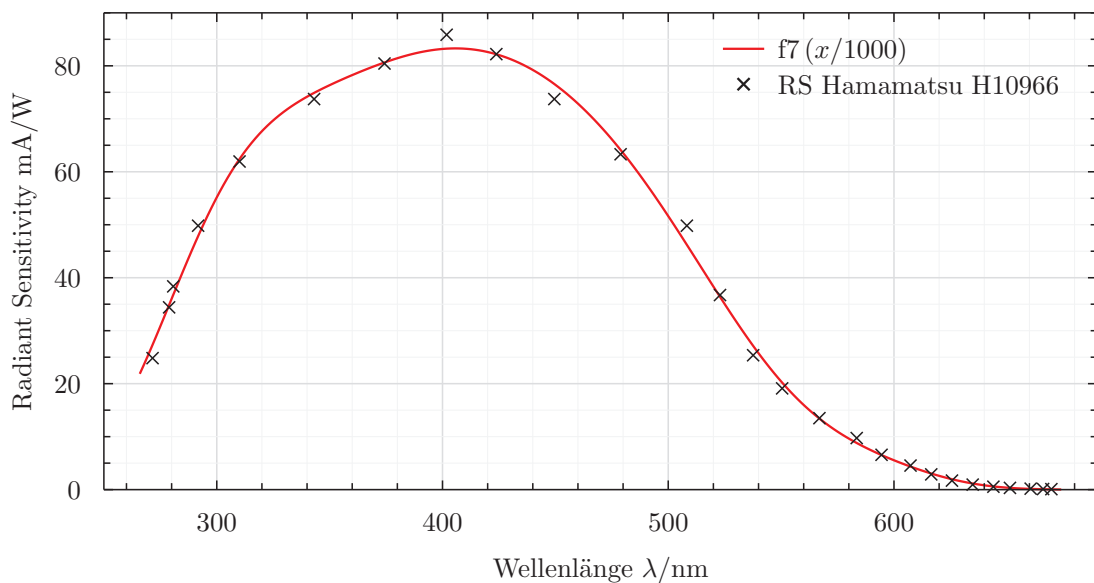


Abbildung C.6: Radiant Sensitivity des Hamamatsu H10966. Daten aus [Ham10]

C.2.7 Photonis MCP XP85012/A1

$a_8 = 35,628874$ $b_8 = 0,40603243$ $c_8 = 0,11518183$ $d_8 = 81,107179$ $e_8 = -683,10944$
 $g_8 = 1954,5935$ $h_8 = -2323,9772$ $i_8 = 3471,3434$ $j_8 = -8993,8267$ $k_8 = 8198,2858$

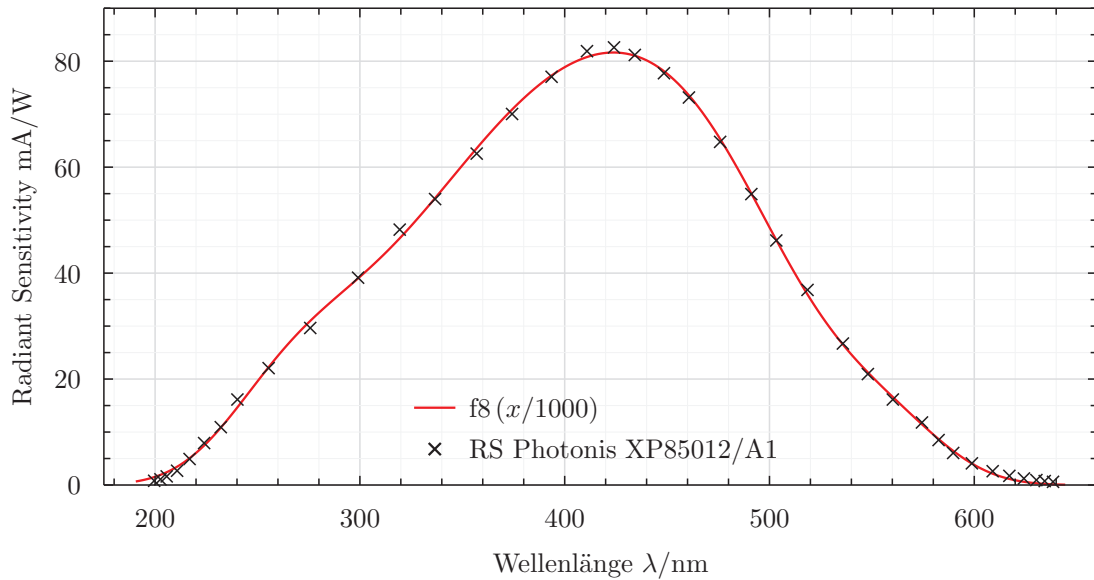


Abbildung C.7: Radiant Sensitivity des Photonis MCP XP85012/A1. Daten aus [Bur09]

C.2.8 BINP MCP 5032

$a_9 = 0,05331696$ $b_9 = 0,57220695$ $c_9 = 0,17418984$ $d_9 = 73,588537$ $e_9 = -582,84721$
 $g_9 = 1849,1977$ $h_9 = -2564,7521$ $i_9 = 1199,4845$ $j_9 = 327,27003$ $k_9 = -287,0320$

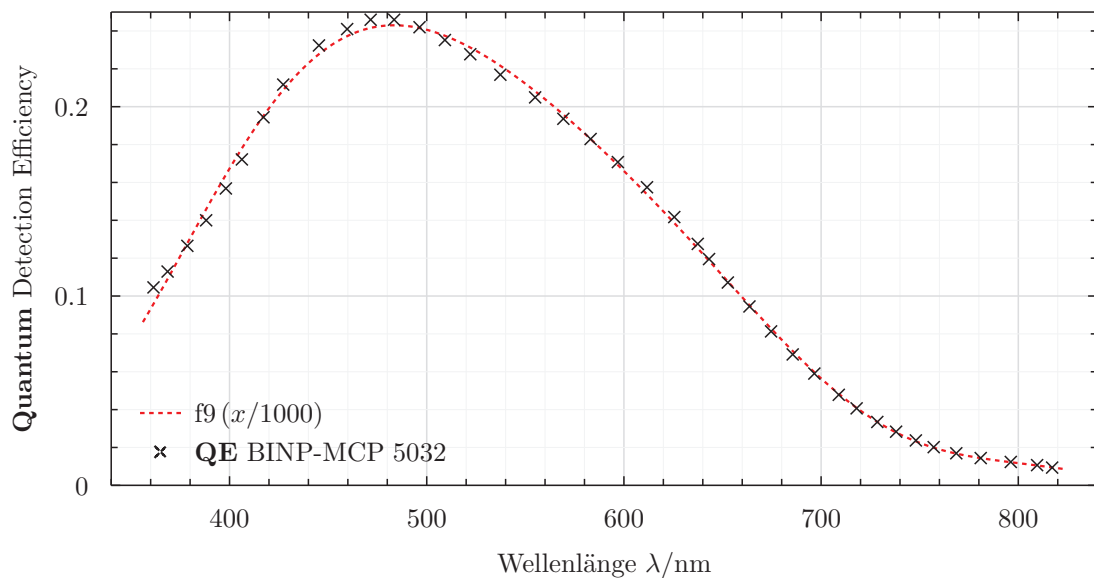


Abbildung C.8: Quantum Efficiency des BINP MCP 5032. Daten aus [B+07]

C.2.9 BINP MCP 5032, bestrahlt

$$\begin{aligned} a_{10} &= 0,011418173 & b_{10} &= 0,58668681 & c_{10} &= 0,18669071 & d_{10} &= 57,856813 & e_{10} &= -475,67372 \\ g_{10} &= 2030,3805 & h_{10} &= -3369,7977 & i_{10} &= 1831,8907 & j_{10} &= 0 & k_{10} &= 0 \end{aligned}$$

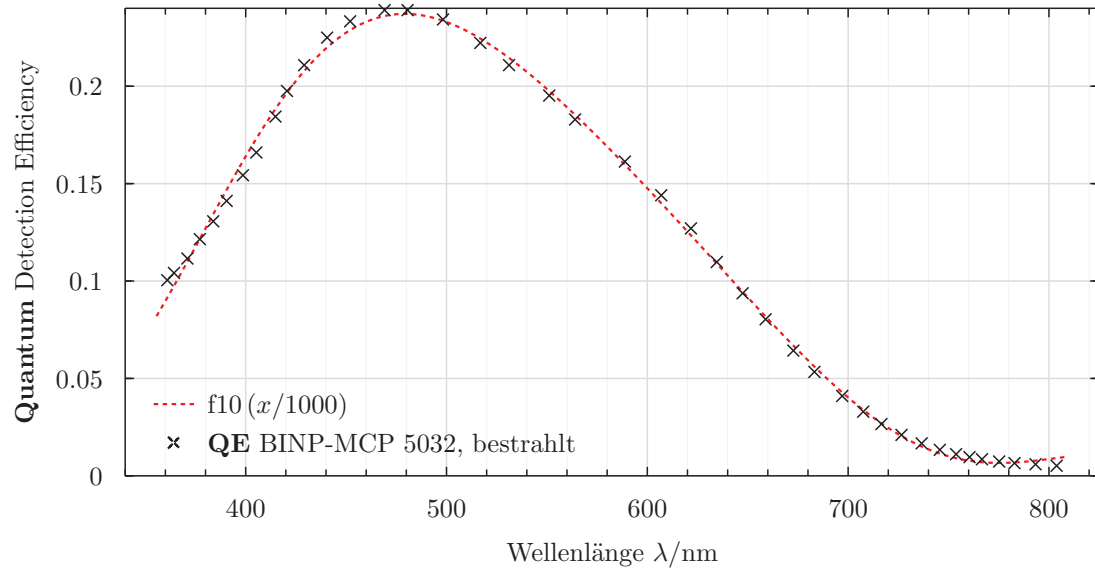


Abbildung C.9: *Quantum Efficiency* des BINP MCP 5032 nach Bestrahlung. Daten aus [B+07]

C.2.10 Übersicht über die PDE verschiedener Detektoren

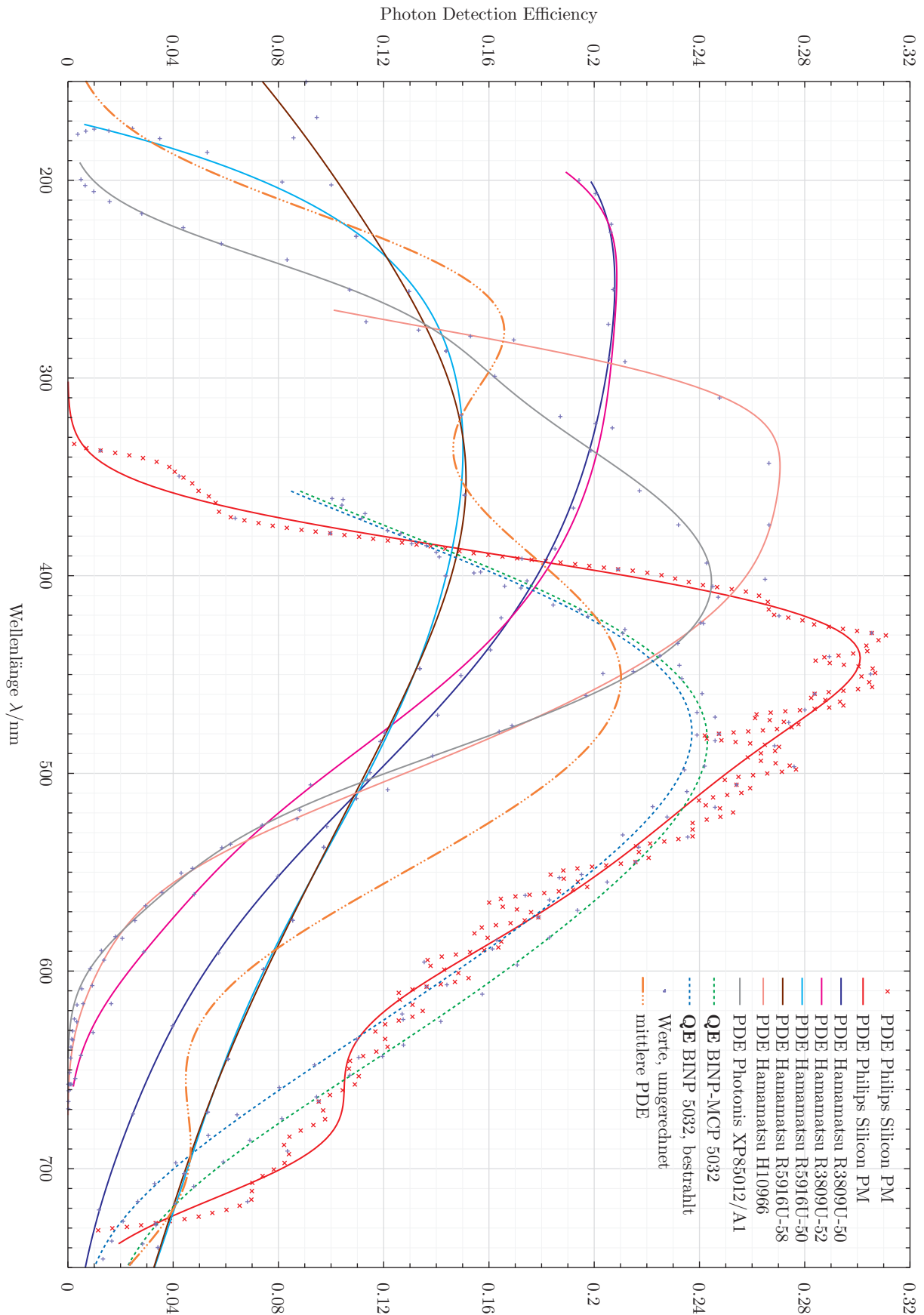


Abbildung C.10: Übersicht: PDE der für den PANDA-ToP-DIRC in Frage kommenden Photodetektoren

Anhang D

Gleichungen zur Berechnung der Zeitauflösung

D.1 Wellenlängendifferentieller Winkelfehlerterm

l steht für die Wellenlänge in μm .

$$\begin{aligned} \text{FehlerAlpha_Differentiell}(l) = & (4 * \alpha_sigma * (o5 * o7^{**2} * e^{**(-l * o7)} * \sin(o8 + l * o6) - o5 * o6^{**2} * e^{**(-l * o7)} \\ &) * \sin(o8 + l * o6) - 2 * o5 * o6 * o7 * e^{**(-l * o7)} * \cos(o8 + l * o6) - 2 * o2 * o3^{**2} * \text{sech}(o3 * (1 - o4))^{**2} * \tanh(o3 * (1 - o4))) \\ & * (\text{sqrt}((l^{**2} * q3) / (l^{**2} - r3^{**2}) + (l^{**2} * q2) / (l^{**2} - r2^{**2}) + (l^{**2} * q1) / (l^{**2} - r1^{**2}) + 1) - (l * ((2 * l * q3) / (l^{**2} \\ & 2 - r3^{**2}) - (2 * l^{**3} * q3) / (l^{**2} - r3^{**2})^{**2} + (2 * l * q2) / (l^{**2} - r2^{**2}) - (2 * l^{**3} * q2) / (l^{**2} - r2^{**2})^{**2} + (2 * l * q1) / \\ & (l^{**2} - r1^{**2}) - (2 * l^{**3} * q1) / (l^{**2} - r1^{**2})^{**2})) / (2 * \text{sqrt}((l^{**2} * q3) / (l^{**2} - r3^{**2}) + (l^{**2} * q2) / (l^{**2} - r2^{**2}) \\ & + (l^{**2} * q1) / (l^{**2} - r1^{**2}) + 1))) / (c0) + (4 * \alpha_sigma * (-o5 * o7 * e^{**(-l * o7)} * \sin(o8 + l * o6) + o5 * o6 * e^{**(-l * o7)} \\ &) * \cos(o8 + l * o6) + o2 * o3 * \text{sech}(o3 * (1 - o4))^{**2}) * ((l * ((2 * l * q3) / (l^{**2} - r3^{**2}) - (2 * l^{**3} * q3) / (l^{**2} - r3^{**2})^{**2} \\ & + (2 * l * q2) / (l^{**2} - r2^{**2}) - (2 * l^{**3} * q2) / (l^{**2} - r2^{**2})^{**2} + (2 * l * q1) / (l^{**2} - r1^{**2}) - (2 * l^{**3} * q1) / (l^{**2} - r1^{**2}) \\ &)^{**2}) / (4 * ((l^{**2} * q3) / (l^{**2} - r3^{**2}) + (l^{**2} * q2) / (l^{**2} - r2^{**2}) + (l^{**2} * q1) / (l^{**2} - r1^{**2}) + 1)^{**3/2}) - (l \\ & * ((2 * q3) / (l^{**2} - r3^{**2}) - (10 * l^{**2} * q3) / (l^{**2} - r3^{**2})^{**2} + (8 * l^{**4} * q3) / (l^{**2} - r3^{**2})^{**3} + (2 * q2) / (l^{**2} - r2^{**2}) \\ & 2) - (10 * l^{**2} * q2) / (l^{**2} - r2^{**2})^{**2} + (8 * l^{**4} * q2) / (l^{**2} - r2^{**2})^{**3} + (2 * q1) / (l^{**2} - r1^{**2}) - (10 * l^{**2} * q1) / (l^{**2} \\ & 2 - r1^{**2})^{**2} + (8 * l^{**4} * q1) / (l^{**2} - r1^{**2})^{**3})) / (2 * \text{sqrt}((l^{**2} * q3) / (l^{**2} - r3^{**2}) + (l^{**2} * q2) / (l^{**2} - r2^{**2}) \\ & + (l^{**2} * q1) / (l^{**2} - r1^{**2}) + 1))) / (c0) + ((-o5 * o7 * e^{**(-l * o7)} * \sin(o8 + l * o6) + o5 * o6 * e^{**(-l * o7)} * \cos(o8 + l * o6 \\ &) + o2 * o3 * \text{sech}(o3 * (1 - o4))^{**2}) * ((l * ((2 * l * q3) / (l^{**2} - r3^{**2}) - (2 * l^{**3} * q3) / (l^{**2} - r3^{**2})^{**2} + (2 * l * q2) / (l^{**2} \\ & 2 - r2^{**2}) - (2 * l^{**3} * q2) / (l^{**2} - r2^{**2})^{**2} + (2 * l * q1) / (l^{**2} - r1^{**2}) - (2 * l^{**3} * q1) / (l^{**2} - r1^{**2})^{**2}) / (4 * (\\ & (l^{**2} * q3) / (l^{**2} - r3^{**2}) + (l^{**2} * q2) / (l^{**2} - r2^{**2}) + (l^{**2} * q1) / (l^{**2} - r1^{**2}) + 1)^{**3/2}) - (l * ((2 * q3) / (l^{**2} \\ & - r3^{**2}) - (10 * l^{**2} * q3) / (l^{**2} - r3^{**2})^{**2} + (8 * l^{**4} * q3) / (l^{**2} - r3^{**2})^{**3} + (2 * q2) / (l^{**2} - r2^{**2}) - (10 * l^{**2} * q2 \\ &) / (l^{**2} - r2^{**2})^{**2} + (8 * l^{**4} * q2) / (l^{**2} - r2^{**2})^{**3} + (2 * q1) / (l^{**2} - r1^{**2}) - (10 * l^{**2} * q1) / (l^{**2} - r1^{**2})^{**2} + (\\ & 8 * l^{**4} * q1) / (l^{**2} - r1^{**2})^{**3})) / (2 * \text{sqrt}((l^{**2} * q3) / (l^{**2} - r3^{**2}) + (l^{**2} * q2) / (l^{**2} - r2^{**2}) + (l^{**2} * q1) / (l^{**2} \\ & 2 - r1^{**2}) + 1))) / (c0) + ((o5 * e^{**(-l * o7)} * \sin(o8 + l * o6) + o2 * \tanh(o3 * (1 - o4)) + o1) * (-((2 * q3) / (l^{**2} - r3^{**2}) - \\ & (10 * l^{**2} * q3) / (l^{**2} - r3^{**2})^{**2} + (8 * l^{**4} * q3) / (l^{**2} - r3^{**2})^{**3} + (2 * q2) / (l^{**2} - r2^{**2}) - (10 * l^{**2} * q2) / (l^{**2} - \\ & r2^{**2})^{**2} + (8 * l^{**4} * q2) / (l^{**2} - r2^{**2})^{**3} + (2 * q1) / (l^{**2} - r1^{**2}) - (10 * l^{**2} * q1) / (l^{**2} - r1^{**2})^{**2} + (8 * l^{**4} * q \\ & 1) / (l^{**2} - r1^{**2})^{**3}) / (2 * \text{sqrt}((l^{**2} * q3) / (l^{**2} - r3^{**2}) + (l^{**2} * q2) / (l^{**2} - r2^{**2}) + (l^{**2} * q1) / (l^{**2} - r1^{**2}) \\ & + 1)) - (l * (- (24 * l * q3) / (l^{**2} - r3^{**2})^{**2} + (72 * l^{**3} * q3) / (l^{**2} - r3^{**2})^{**3} - (48 * l^{**5} * q3) / (l^{**2} - r3^{**2})^{**4} - (2 \\ & 4 * l * q2) / (l^{**2} - r2^{**2})^{**2} + (72 * l^{**3} * q2) / (l^{**2} - r2^{**2})^{**3} - (48 * l^{**5} * q2) / (l^{**2} - r2^{**2})^{**4} - (24 * l * q1) / (l^{**2} \\ & 2 - r1^{**2})^{**2} + (72 * l^{**3} * q1) / (l^{**2} - r1^{**2})^{**3} - (48 * l^{**5} * q1) / (l^{**2} - r1^{**2})^{**4})) / (2 * \text{sqrt}((l^{**2} * q3) / (l^{**2} - \\ & r3^{**2}) + (l^{**2} * q2) / (l^{**2} - r2^{**2}) + (l^{**2} * q1) / (l^{**2} - r1^{**2}) + 1)) + ((2 * l * q3) / (l^{**2} - r3^{**2}) - (2 * l^{**3} * q3) / (l^{**2} \\ & 2 - r3^{**2})^{**2} + (2 * l * q2) / (l^{**2} - r2^{**2}) - (2 * l^{**3} * q2) / (l^{**2} - r2^{**2})^{**2} + (2 * l * q1) / (l^{**2} - r1^{**2}) - (2 * l^{**3} * q1) / \\ & (l^{**2} - r1^{**2})^{**2})^{**2} / (4 * ((l^{**2} * q3) / (l^{**2} - r3^{**2}) + (l^{**2} * q2) / (l^{**2} - r2^{**2}) + (l^{**2} * q1) / (l^{**2} - r1^{**2}) + 1) * \\ & (3/2)) + (3 * l * ((2 * q3) / (l^{**2} - r3^{**2}) - (10 * l^{**2} * q3) / (l^{**2} - r3^{**2})^{**2} + (8 * l^{**4} * q3) / (l^{**2} - r3^{**2})^{**3} + (2 * q2) \\ &) / (l^{**2} - r2^{**2}) - (10 * l^{**2} * q2) / (l^{**2} - r2^{**2})^{**2} + (8 * l^{**4} * q2) / (l^{**2} - r2^{**2})^{**3} + (2 * q1) / (l^{**2} - r1^{**2}) - (10 * \\ & l^{**2} * q1) / (l^{**2} - r1^{**2})^{**2} + (8 * l^{**4} * q1) / (l^{**2} - r1^{**2})^{**3}) * ((2 * l * q3) / (l^{**2} - r3^{**2}) - (2 * l^{**3} * q3) / (l^{**2} - r \\ & 3^{**2})^{**2} + (2 * l * q2) / (l^{**2} - r2^{**2}) - (2 * l^{**3} * q2) / (l^{**2} - r2^{**2})^{**2} + (2 * l * q1) / (l^{**2} - r1^{**2}) - (2 * l^{**3} * q1) / (l^{**2} - r1^{**2}) / (l^{**2} - r1^{**2}) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & *2-r1**2)**2))/ (4*((1**2*q3)/(1**2-r3**2)+(1**2*q2)/(1**2-r2**2)+(1**2*q1)/(1**2-r1**2)+1)**(3/2 \\ &))-(3*1*((2*1*q3)/(1**2-r3**2)-(2*1**3*q3)/(1**2-r3**2)**2+(2*1*q2)/(1**2-r2**2)-(2*1**3*q2)/(1* \\ & *2-r2**2)**2+(2*1*q1)/(1**2-r1**2)-(2*1**3*q1)/(1**2-r1**2)**2)**3)/(8*((1**2*q3)/(1**2-r3**2)+(\\ & 1**2*q2)/(1**2-r2**2)+(1**2*q1)/(1**2-r1**2)+1)**(5/2))))/(c0) \end{aligned}$$

D.2 Erzeugung von Informationsmengenwerten

```

1 #Verwendung:
2 # $ pyxplot finde_winkelgrenzen.ppl > winkelgrenzen.dat
3
4 c0=299792458
5 np(1)=SQRT(1+(q1*1**2)/(1**2-r1**2)+q2*1**2/(1**2-r2**2)+q3*1**2/(1**2-r3**2))
6 ng(1)=SQRT(((1**2*q3)/(1**2-r3**2)+(1**2*q2)/(1**2-r2**2)+(1**2*q1)/(1**2-r1**2)+\
7 1)-(1*((2*1*q3)/(1**2-r3**2)-(2*1**3*q3)/(1**2-r3**2)**2+(2*1*q2)/(1**2-r2**2)-\
8 (2*1**3*q2)/(1**2-r2**2)**2+(2*1*q1)/(1**2-r1**2)-(2*1**3*q1)/(1**2-r1**2)**2))\
9 (2*SQRT(((1**2*q3)/(1**2-r3**2)+(1**2*q2)/(1**2-r2**2)+(1**2*q1)/(1**2-r1**2)+1))
10 q=1.602e-19
11 alpha_mean=13*pi/180
12 alpha=13*pi/180
13 alpha_sigma=0.00086
14 beta_sigma=1.16e-4
15 beta_mean=0.993
16 beta=0.993
17 h=6.626e-34
18 d=0.02
19 mu0=pi*4e-7
20 mu=mu0
21 TA0 = 3.7030289
22 TA1 = 12.519317
23 TA2 = 0.0014690699
24 q1=0.6961663
25 r1=0.0684043
26 q2=0.4079426
27 r2=0.1162414
28 q3=0.8974794
29 r3=9.896161
30 m1 = -0.45480818
31 m2 = 1.4541426
32 m3 = 12.813177
33 m4 = 0.24601598
34 m5 = 104.02947
35 m6 = 10.844805
36 m7 = 20.223258
37 m8 = -1.4233912
38 a2 = 0.50894689
39 b2 = 0.54735549
40 c2 = 0.11381123
41 d2 = 209.93183
42 e2 = -1547.7581
43 g2 = 4328.1016

```

```

44 h2 = -5454.0759
45 i2 = 2622.1727
46 j2 = 111.88064
47 k2 = -204.89991
48
49
50 Zeitaufloesung (l)=SQRT(TA0*EXP(-TA1*l)+TA2)
51 dN3(l)=(6.*10**11*pi*a2*c0*d*(k2*l**6+j2*l**5+i2*l**4+h2*l**3+g2*l**2+e2*l+d2)*\
52 e**(-(0.5*(1-b2)**4)/c2**4)*(m5*e**(-l*m7)*SIN(m8+l*m6)+m2*TANH(m3*(1-m4))+m1)*\
53 mu*q**2*(1-1/(beta**2*((l**2*q3)/(l**2-r3**2)+(l**2*q2)/(l**2-r2**2)+(l**2*q1)/\
54 (l**2-r1**2)+1))))/(COS(alpha)*h*l**2)/1000
55
56 #10 nm soll-Übergangszone
57 w=10
58 #Äußere Grenzen der Detektorempfindlichkeit
59 L1=350
60 L4=740
61
62 steigskal(x,x0,w)=(x-x0)/w+0.5
63 fallskal(x,x0,w)=(x0-x)/w+0.5
64
65 PRINT "#L2, ,L3, ,lnfol, ,lnfoll, ,lnfofff"
66 FOR L2 = 385 to 395 step 0.2
67 {
68   FOR L3 = 445 to 460 step 0.2
69   {
70     I1v=int_dt(steigskal(t,L1,w)*dN3(t/1000)*Zeitaufloesung(t/1000),L1+w/2,L2-w/2)
71     I1=int_dt(dN3(t/1000)*Zeitaufloesung(t/1000),L1+w/2,L2-w/2)
72     I1n=int_dt(fallskal(t,L2,w)*dN3(t/1000)*Zeitaufloesung(t/1000),L2+w/2,L2-w/2)
73
74     I2v=int_dt(steigskal(t,L2,w)*dN3(t/1000)*Zeitaufloesung(t/1000),L2+w/2,L2-w/2)
75     I2=int_dt(dN3(t/1000)*Zeitaufloesung(t/1000),L2+w/2,L3-w/2)
76     I2n=int_dt(fallskal(t,L3,w)*dN3(t/1000)*Zeitaufloesung(t/1000),L3+w/2,L3-w/2)
77
78     I3v=int_dt(steigskal(t,L3,w)*dN3(t/1000)*Zeitaufloesung(t/1000),L3+w/2,L3-w/2)
79     I3=int_dt(dN3(t/1000)*Zeitaufloesung(t/1000),L3+w/2,L4-w/2)
80     I3n=int_dt(fallskal(t,L4,w)*dN3(t/1000)*Zeitaufloesung(t/1000),L4+w/2,L4-w/2)
81     PRINT L2, ", ,", L3, ", ,", I1+I1v+I1n, ", ,", I2+I2v+I2n, ", ,", I3+I3v+I3n
82   }
83 }

```

Quelltext D.1: Skript zur Ausgabe des relativen Informationsgehalts bei verschiedenen Positionen der Grenzwellenlängen zwischen den Spiegeln

Anhang E

Ruby-Skript zur Steuerung der Reflexionsmessung

```
1 #!/usr/bin/ruby
2
3 # Klasse für Zugriff auf Powermeter und Motoren, Programmiert von O. Merle
4 require 'optics_ctrl.rb'
5 require 'date.rb'
6
7 #ruby sinnvoll nutzen können
8 CLASS Fixnum
9     DEF /(num)
10         SELF.to_f / num.to_f
11     END
12 END
13 pi=3.14159265
14
15
16
17 #pointer auf die Geräte erzeugen
18 pm = Powermeter.new('/dev/ttyS0')
19 ls = LStep.new('/dev/ttyS1')
20
21 CASE ARGV[0]
22 WHEN "405","447","473","532","655"
23     laser=ARGV[0]
24 ELSE
25     puts "Verwendung: ruby nils_job.rb <laserfarbe> <spiegeltyp> <z_null> \
26     <<Wartezeit>> [test/align]
27     Es muss eine gültige Laserwellenlänge angegeben werden!
28     Gültige Farben sind 405 447 473 532 655
29     Eingegeben: #{ARGV[0]}"
30     exit
31 END
32
33 CASE ARGV[1]
34 WHEN "demo", "metall", "rot", "gelb", "gruen", "blau", "llcyanO", "llrbG", "lygB"
35     spiegel=ARGV[1]
36 ELSE
37     puts "Verwendung: ruby nils_job.rb <laserfarbe> <spiegeltyp> <z_null> \
```

```

38 000[<Wartezeit >] [ test / align ] \ nEs muss ein gueltiger Spiegeltyp angegeben werden !
39 000 Gültige Typen sind demo, metall, rot, gelb, gruen, blau, IllcyanO, IllrbG, IlygB"
40     exit
41 END
42
43
44 IF ARGV[2].to_f >= 10.0 && ARGV[2].to_f < 40
45     znull=ARGV[2].to_f
46 ELSE
47     puts "Verwendung: ruby nils_job.rb <spiegeltyp> <laserfarbe> [<z_null >] \
48 000[<Wartezeit >] [ test / align ] \ n
49 000 Gültige zNull liegen zwischen 10°(20) und 40°(80). Eingegeben: #{ARGV[2]} "
50     exit
51 END
52
53 IF ARGV[3].to_f >= 2 && ARGV[3].to_f < 30
54     kalibrierzeit=ARGV[3].to_f
55 ELSE
56     puts "
57 000 Das Skript geht aus Sicherheitsgründen NICHT davon aus, das die Bahnen
58 000 wie in der Checkliste auf /raid/home/nils/Bachelor/Spiegel/ beschrieben
59 000 auf Anfang stehen. Es gibt deshalb eine 30 sek. Wartezeit zum Kalbrieren.
60 000
61 000 Durch Angabe der ungefähren Bahnposition als 3. Parameter in cm kann
62 000 diese Wartezeit abgekürzt werden!
63
64 000 Beim Befehlskonflikt: Sofort Motor-Controller aus, Skript beenden,
65 000 dann Controller auf manuell und den Start anfahren, dann neu starten. \n\n"
66     kalibrierzeit=30
67 END
68
69 CASE ARGV[4]
70 WHEN "test", "align"
71     testmodus=ARGV[4]
72 ELSE
73     testmodus=FALSE
74     fdata = File.new("../Messwerte/"+DateTime.now().strftime("%m_%d-%H_%M")+
75     "-#{spiegel}_#{laser}-(#{znull}).dat", "w" )
76     fdata.print "\#i, 0000Eta, 00Xi, 000x, 000000y, 00000z, 0000 \
77 000leistung1, 00leistung2\n"
78 END
79
80 puts "Parameter: 00 Laser:#{laser} 00 Spiegel:#{spiegel} 00 Znull:#{znull} 00 Kal-Zeit:\
81 #{kalibrierzeit} 00 Modus:#{testmodus}\n\n"
82 ##### PARAMETER FERTIG VERARBEITET
83
84
85
86 puts "000000 Wurden Demofiles erstellt, auf dem beobachtet wurde, dass
87 000 a) mit einem Metallspiegel beide Detektoren ungefähr die gleiche Leistung empfangen
88 000 b) der Strahl bei jedem Spiegeltyp in der Mitte des drehenden Detektors bleibt?\n\n"
89

```

```

90
91 #sicherstellen , dass der Motor sich zum Kalibrieren bewegen muss
92 CASE testmodus
93 WHEN FALSE
94     ls.move_axis_rel(2,2,2)
95     sleep 1.5
96     ls.cal_axis
97     sleep kalibrierzeit
98 WHEN "test","align"
99     #nichts tun :)
100 ELSE
101     puts "Fehler bei der Moduserkennung!"
102     exit
103 END
104
105
106 #starte messungen bei °18,75 # maximal möglicher x-bereich
107 eta=18.75 # Normaleneinfallswinkel
108 xi=90-eta # Oberflächenwinkel
109 zneu=eta/2+znull # 9,375
110 yneu=eta
111 xneu=25*5.92-Math.tan((2*eta-90)*pi/180)*25*4.5 # 294.61285
112 puts "Fahre Startposition#{xneu} ,#{yneu} ,#{zneu} an (30 sec) "
113 IF (testmodus!="test")
114     ls.move_axis_abs(xneu,yneu,zneu)
115     IF (testmodus=="align")
116         sleep kalibrierzeit
117     ELSE
118         sleep 30
119     END
120 END
121
122
123 FOR i IN 0..210
124     #nächste Position , die angefahren werden soll
125     eta=18.75+i/4
126     xi=90-eta
127     xalt=xneu
128     zneu=eta/2+znull
129     yneu=eta
130     xneu=25*5.92-Math.tan((2*eta-90)*pi/180)*25*4.5
131     # Wartezeit festlegen. Eigentlich wäre eine längere Wartezeit sinnvoll ,
132     # aber ruby erzeugt durch Fliesskomma und I/O-Operationen ohnehin
133     # eine große Verzögerung. Bei großen Strecken wäre /10 sinnvoll
134     #warte=(xalt-xneu)/50+0.01
135     warte=0
136
137 IF (testmodus!="test")
138     ls.move_axis_abs(xneu,yneu,zneu)
139     sleep warte
140     pos=ls.get_position()
141 ELSE

```

```

142     pos=[xneu , yneu , zneu+znull]
143     END
144     pm.send "PM:CHAN_1"
145     pm.send "PM: Power?"
146     leistung1=pm.read
147     pm.send "PM:CHAN_2"
148     pm.send "PM: Power?"
149     leistung2=pm.read
150
151     IF i%20==0
152         puts "\#i , Eta , Xi , x , y , z , leistung1 , leistung2 "
153     END
154     IF !testmodus
155         fdata.print "#{i} ,#{eta} ,#{xi} ,#{pos[0]} ,#{pos[1]} ,\
156         #{pos[2]} ,#{leistung1} ,#{leistung2}\n"
157     END
158     puts "#{i} ,#{eta} ,#{xi} ,#{pos[0]} ,#{pos[1]} ,#{pos[2]} ,\
159     #{leistung1} ,#{leistung2}"
160     END
161
162
163     IF testmodus!="test"
164         ls.move_axis_abs(10,5,-15+znull)
165         IF !testmodus
166             fdata.close
167         END
168         sleep 1
169         puts "Detektor in Ruheposition , nächster Start darf mit 2sec Wartezeit erfolgen ."
170     END

```

Quelltext E.1: Skript zur Ansteuerung der Schrittmotoren und Auslese der Detektoren bei der Reflexionsmessung

Anhang F

Dreidimensionale Darstellungen des Reflexionsgrades

Abbildung [F.1](#) zeigt die gleichen Messwerte wie [5.10](#) als dreidimensionale Darstellung.

Hier sind Werte zwischen den gemessenen Wellenlängen mit dem *InverseSquare*-Verfahren¹ interpoliert. Die Farbe der Gitternetzlinien entspricht daher in etwa der Farbe des Lasers, von dessen Messwerten die Linien interpoliert worden sind und nicht der Farbe, mit der Licht in der der Linie zugeordneten Wellenlänge wahrgenommen wird. Die Höhe der Fläche entspricht dem Reflexionsgrad des Spiegels.

Abbildung [F.2](#) ist eine entsprechende dreidimensionale Darstellung des Reflexionsgrades *nach* der Bestrahlung (vgl. [Abbildung 5.13](#)).

¹Siehe [\[FC10\]](#)

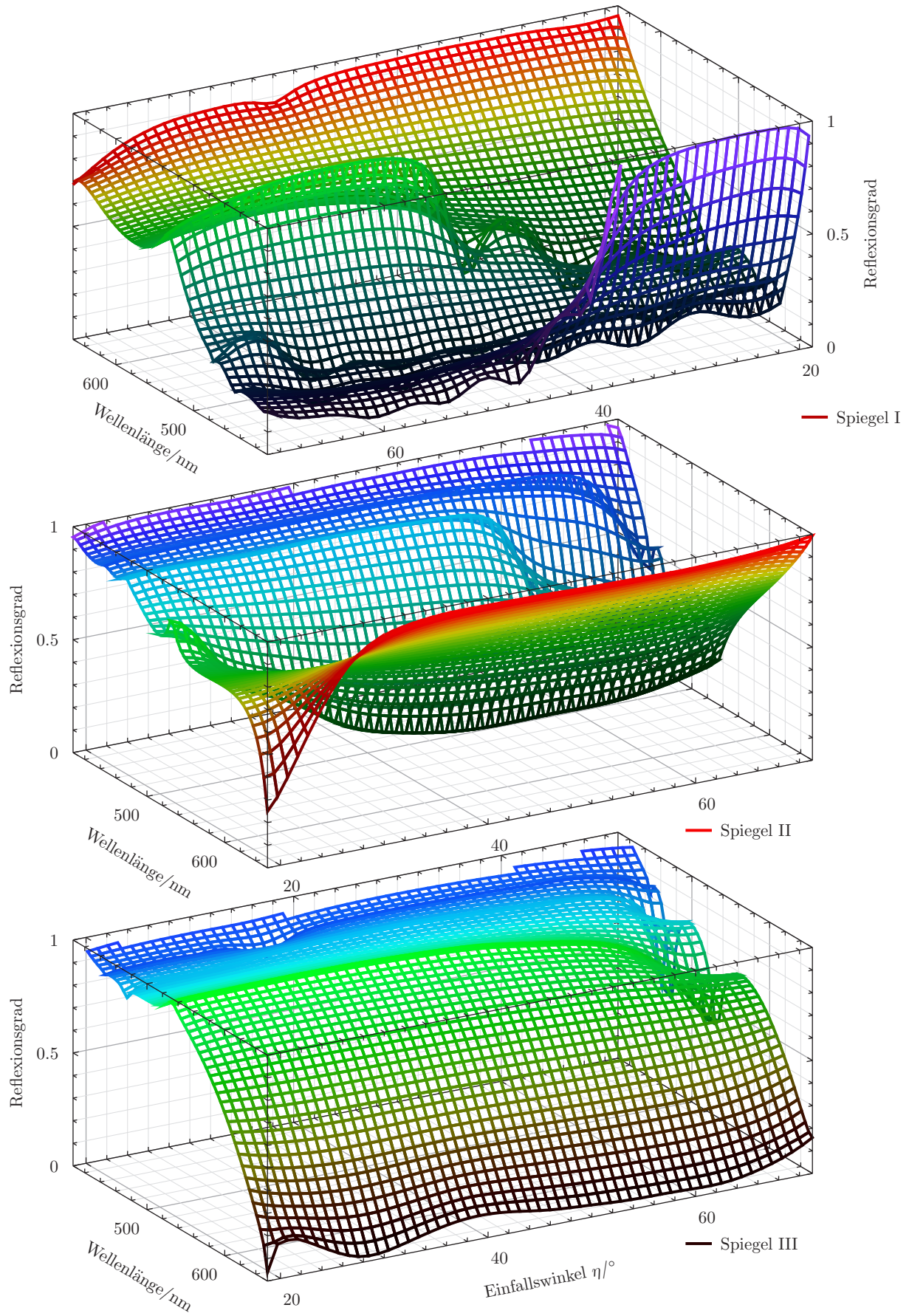


Abbildung F.1: Reflexionsgrad der Spiegel I–III

Reflexionsgrad nach Bestrahlung

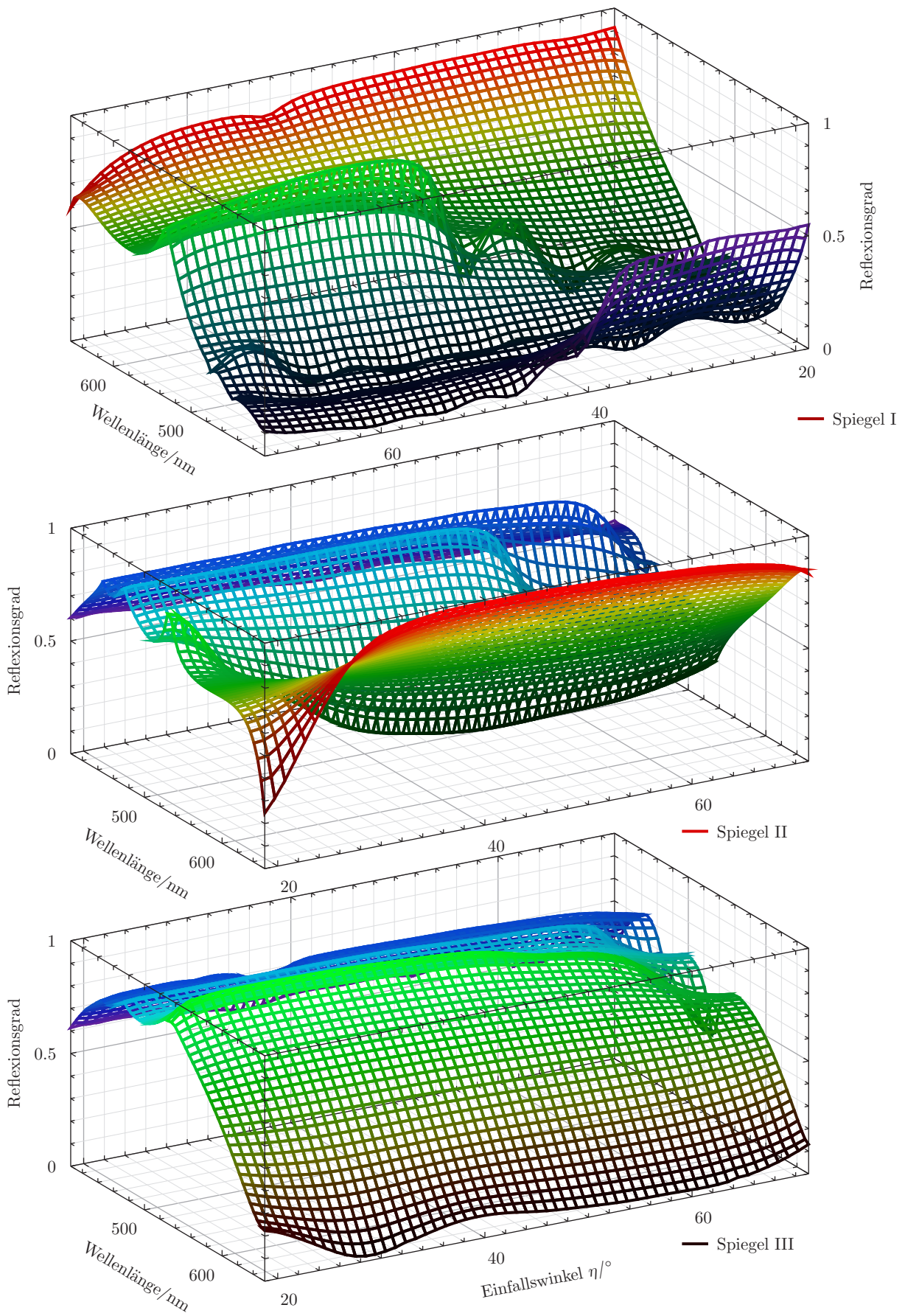


Abbildung F.2: Reflexionsgrad der Spiegel I–III nach Bestrahlung mit 1 kGy γ -Strahlung

Quellenverzeichnis

- [Ale08] ALEXANDROV, Oleg: *Cherenkov_Wavefront.svg*. Wikimedia Commons. http://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/d/dc/Snells_law_wavefronts.gif. Version: Januar 2008
- [B⁺07] BARNYAKOV, A. Y. u. a.: Investigation and development of microchannel plate phototubes. In: *Nucl. Instrum. Meth.* A572 (2007), S. 404–407. <http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2006.10.276>. – DOI 10.1016/j.nima.2006.10.276
- [Bur09] BURLE PLANACON / PHOTONIS (Hrsg.): *Photon Detector XP85012*. : Burle Planacon / Photonis, 09 2009
- [CTCR⁺03] COHNE-TANUGI, J. ; CONVERY, M. ; RATCLIFF, B. ; SARAZIN, X. ; SCHWIENING, J. ; VA'VRA, J.: Optical Properties of the DIRC Fused Silica Cherenkov Radiator / Stanford Linear Accelerator Center. Stanford University, Stanford, CA 94309, USA, April 2003. – Forschungsbericht. – SLAC-PUB-9735
- [DFM⁺09] DÜREN, M. ; FÖHL, K. ; MERLE, O. ; KOCH, P. ; BRODSKI, I. u. a.: The PANDA time-of-propagation disc DIRC. In: *Workshop on fast Cherenkov detectors – Photon detection, DIRC design and DAQ II*. Physikalisches Institut, Justus-Liebig-Universität Gießen, IOP Publishing and SISSA, Mai 2009. – doi:10.1088/1748-0221/4/12/P12013
- [Dür] DÜREN, Michael: *Vorlesungen Experimentalphysik 5 & 6*
- [Edm10] EDMUND OPTICS (Hrsg.): *45° Green Reflective Dichroic Mirror Coating Performance. 76227* Karlsruhe, Deutschland: Edmund Optics, Juli 2010. http://www.edmundoptics.com/techsupport/resource_center/product_docs/curv_49473.pdf
- [Edw66] EDWARDS, Oliver J.: Optical absorption coefficients of fused silica in the wavelength range 0.17 to 3.5 microns from room temperature to 980 °C / National Aeronautics and Space Administration. Washington, D.C., Februar 1966. – Forschungsbericht
- [FAI10] *FAIR Beschleunigeranlage*. <http://www.gsi.de/fair/overview/accelerator/index.html>. Version: 2010
- [FC10] FORD, Dominic ; CHURCH, Ross: *Pyxplot User's Guide*. 0.8.3, August 2010. <http://pyxplot.org.uk/0.8/doc/pyxplot.pdf>
- [Föh10] FÖHL, Klaus: *Fragen zum PANDA-DIRC-Detektor*. 2010. – persönliche Kommunikation
- [FPD⁺09] FRACH, Thomas ; PRESCHNER, Gorian ; DEGENHARDT, Carsten ; SCHMITZ, Anja ; BALIZANY, Rob ; GRUYTER, Rik de: Digital Silicon Photomultiplier. In: *IEEE Nuclear Science Symposium / Medical Imaging Conference*. Orlando, FL, 10 2009, S. 6
- [Fusli] *Fused Quartz*. Wikipedia. http://en.wikipedia.org/wiki/Fused_quartz. Version: 2010 Juli
- [Ham97] HAMAMATSU PHOTONICS K.K. (Hrsg.): *R3809U-50 Series Microchannel-plate Photomultiplier Tube*. 5. 325-6, Sunayama-cho, Naka-ku, Hamamatsu City, Shizuoka Pref. ,430-8587, Japan: Hamamatsu Photonics K.K., 06 1997
- [Ham08] HAMAMATSU PHOTONICS K.K. (Hrsg.): *R3916U-50 Series Microchannel-plate Photomultiplier Tube*. 8. 325-6, Sunayama-cho, Naka-ku, Hamamatsu City, Shizuoka Pref. ,430-8587,

- Japan: Hamamatsu Photonics K.K., 01 2008. http://sales.hamamatsu.com/assets/pdf/parts_R/R5916U-50_TPMH1102E07.pdf
- [Ham10] HAMAMATSU PHOTONICS K.K. (Hrsg.): *Multianode Photomultiplier Tube Assembly H10996 Series*. 1. 325-6, Sunayama-cho, Naka-ku, Hamamatsu City, Shizuoka Pref., 430-8587, Japan: Hamamatsu Photonics K.K., 01 2010. http://sales.hamamatsu.com/assets/pdf/parts_H/H10966_TPMH1319E01.pdf
- [HBB⁺08] HOEK, M. ; BENNET, E.D. ; BRANFORD, D. ; COWIE, E.N. ; DÜREN, M. ; FOHL, K. ; GAZIER, D. u. a.: Radiation hardness study on fused silica. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 595 (2008), S. 190–193
- [Her] HERAEUS (Hrsg.): *Suprasil 1,2(Grade A,B)*. POL-O/422M-E. : Heraeus
- [KHSS99] KIRN, Th. ; HÄRING, M. ; SCHMIRT, D. ; SCHULZ, W.: Absorption length, radiation hardness and ageing of different optical glues / The Compact Muon Solenoid Experiment, CERN. CMS CERN, CH-1211 GENEVA 23, Switzerland, Januar 1999 (3). – Forschungsbericht
- [KMSR09] KYRYANCHUK, V ; MACHNER, H ; SIUDAK, R ; RITMAN, J: Event reconstruction for a DIRC. In: *Journal of Instrumentation* 4 (2009), Nr. 10, P10002. <http://stacks.iop.org/1748-0221/4/i=10/a=P10002>
- [Kui07] KUIPER, Peter: *Cherenkov_Wavefront.svg*. Wikimedia Commons. http://commons.wikimedia.org/wiki/File:Cherenkov_Wavefront.svg. Version: Juni 2007
- [Kün10] KUNZE, Stephanie: Vermessung und Eigenschaften von Dichroitischen Spiegeln / II. Physikalisches Institut, Justus-Liebig-Universität Gießen. 2010. – Vertiefungsarbeit
- [LLF10] *Refractive index and related constants - E-LLF6*. Refractive Index Database. <http://refractiveindex.info/?group=HIKARI&material=E-LLF6>. Version: September 2010
- [Mal65] MALITSON, I. H.: Interspecimen Comparison of the Refractive Index of Fused Silica. In: *Journal of the Optical Society of America* 55 (1965), Oktober, Nr. 10, S. 1205–1209
- [Mer09] MERLE, Oliver: *Development of Reconstruction Methods and Algorithms for the PANDA Disc DIRC*, II. Physikalisches Institut, Justus-Liebig-Universität Gießen, Diplomarbeit, Oktober 2009
- [Mer10] MERLE, Oliver: *persönliche Kommunikation*. 2010
- [MHH09] MARTIN, P. ; HERNANDEZ, T. ; HODGSON, E.R.: Commercial dielectric coated mirrors for ITER diagnostic applications. In: *Fusion Engineering and Design* 84 (2009), S. 1259–1262
- [MJFJ69] MARSHALL, B. J. ; JOHNSON, R. ; FOLLSTAEDT, D. ; J.RANDORFF: Magnetic Susceptibility of Quartz and Suprasil. In: *Rev. Sci. Instrum* 40 (1969), S. 375–376
- [NJHC60] NELSON, C. M. ; J. H. CRAWFORD, Jr.: Optical absorption in irradiated quartz and fused silica. In: *J.Phys.Chem.Solids* 13 (1960), S. 296–305
- [No107] *Kapitel 4.3 Elektromagnetische Wellen*. In: NOLTING, Wolfgang: *Elektrodynamik*. 8. Springer, 2007 (Grundkurs Theoretische Physik 3), S. 297–302
- [OBS⁺08] ORIGLIO, G. ; BOUKENTER, A. ; S.GIRARD ; N.RICHARD ; CANNAS, M. ; BOSCAINO, R. ; OUERDANE, Y.: Irradiation induced defects in fluorine doped silica. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B* 266 (2008), S. 2918–2922
- [OV05] ORLOVSKIY, I. I. ; VUKOLOV, K. Y.: Thermal and neutron tests of multilayered dielectric mirrors. In: *Fusion Engineering and Design* 74 (2005), S. 865–859
- [Pan10] *The PANDA Detector*. http://www-panda.gsi.de/framework/content/detector/img/panda_full_label2_1.jpg. Version: September 2010
- [Sei10] SEITZ, B.: The DIRC detectors of the PANDA experiment at FAIR. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* (2010). – doi:10.1016/j.nima.2010.02.228
- [Y⁺06] YAO, W-M u. a.: *Journal of Physics G*. Bd. 33: *Nuclear and Particle Physics*. Institute of Physics Publishing, 2006

- [YSC08] YAN, Jie ; SHAO, Ming ; CHENG, Li: A new type of Time-Of-Propagation (TOP) Cherenkov detector for particle identification. In: *Chinese Physics C (HEP & NP)* 32 (2008), Oktober, Nr. Suppl. II, S. 225–228

Abbildungsverzeichnis

1.1	Cherenkov-Photonen entstehen beim Durchgang eines geladenen Teilchens durch die Radiatorscheibe (im Querschnitt dargestellt) und werden im Zickzack zum Detektor reflektiert. Abbildung: Verändert nach [Föh10].	5
1.2	Aufbau des PANDA-Experiments	7
2.1	Der Cherenkov-Kegel	9
2.2	Ausbreitung und Brechung einer elektromagnetischen Elementarwelle in der Nähe einer Grenzfläche	10
2.3	Reflexionskoeffizient von Röntgenstrahlung an einer Quarzglas-Oberfläche	12
3.1	Querschnitt einiger möglichen Bautypen eines Disc-DIRC-Detektors [Mer09]	14
3.2	Konstruktionszeichnung der Radiatorscheibe	14
3.3	Weg eines Photons in der DIRC-Scheibe	15
3.4	Blick in die Scheibe aus Detektorsicht mit Benennung der Winkel	15
3.5	Brechungsindizes und Dispersion von Phasen- und Gruppenbrechungsindex	16
3.6	Winkelstraggling	18
4.1	Strahlenschäden an Flintglas [HBB+08]	24
4.2	Absolute Transmissionskoeffizientenänderung ΔT (in Prozent) der Fused-Silica-Sorten 2 und 311 nach Bestrahlung mit 1 kGy γ -Strahlung	25
4.3	Transmission von PMMA vor und nach γ -Bestrahlung	26
4.4	Photonenweglängen in absorptionsfreiem Fused Silica	29
4.5	Mittlere Weglänge und den Detektor erreichender Anteil T des emittierten Cherenkov-Lichts in Abhängigkeit der Wellenlänge λ	29
4.6	Transmissionsgrad einer 15 mm dicken Fused Silica-Platte, Messwerte aus [HBB+08]	30
4.7	Verteilung der verbleibenden Photonen in Abhängigkeit von Weglänge und Wellenlänge	31
4.8	Anzahl der emittierten, transmittierten und detektierten Photonen	33
4.9	Begrenzung der maximal möglichen Zeitauflösung durch verschiedene Fehlerquellen	35
4.10	Fit der Zeitauflösungsfunktion an die Summe der wellenlängenabhängigen Laufzeitänderungen	36
4.11	Informationsdichtefunktion	37
4.12	Differenzen zwischen den Informationgehalten der verschiedenen Spiegel.	38
4.13	Berechnete Transmissionswellenlängenbereiche für die drei dichroitischen Spiegel.	38
4.14	Mögliche Azimutalwinkel der Cherenkovphotonen	40
4.15	Reflexionsgrad eines grün-reflektierenden dichroitischen Spiegels bei 45°. Die gelbe Linie steht für TM, die violette für TE, die blaue für gemischte Polarisation des einfallenden Lichts [Edm10].	41
5.1	Datenblatt-Transmissionskennlinien der dichroitischen Filter	42
5.2	Alle vier Spiegel	43
5.3	Spiegel II im Licht der Laborlampen	43
5.4	Aufbau der Transmissionsmessung	44
5.5	Messaufbau zur Reflexionsmessung	45
5.6	Spiegel bei der Polarwinkel-Justage.	46
5.7	Überlagerung der Farben von reflektiertem und transmittiertem Licht bei nebeneinanderstehenden Spiegeln	47
5.8	Größter relativer Unterschied $\left \frac{R_i - R_j}{\frac{1}{2}(R_i + R_j)} \right $ des Reflexionsgrades bei Testmessungen	48

5.9	Transmissionsgrad der unbestrahlten Spiegel	50
5.10	Reflexionskurven der Spiegel I–III unter verschiedenen Winkeln und Wellenlängen	51
5.11	Transmissionsgrad der Spiegel I–III nach Bestrahlung mit 1 kGy γ -Strahlung	53
5.12	Verhältnis der Transmissionsgrade vor und nach der Bestrahlung von Spiegel I im Vergleich mit Rayleigh-Streuung.	54
5.13	Reflexionskurven der Spiegel I–III unter verschiedenen Winkeln und Wellenlängen nach Bestrahlung mit 1 kGy γ -Strahlung	56
A.1	Aktuelle Modellzeichnung des PANDA-Experiments [Pan10]	61
C.1	<i>Photon Detection Efficiency</i> des Philips Silicon PM. Daten aus [FPD ⁺ 09]	66
C.2	Radiant Sensitivity des Hamamatsu R3809U-50. Daten aus [Ham97]	66
C.3	Radiant Sensitivity des Hamamatsu R3809U-52. Daten aus [Ham97]	67
C.4	Radiant Sensitivity des Hamamatsu R5916U-50. Daten aus [Ham08]	67
C.5	Radiant Sensitivity des Hamamatsu R5916U-58. Daten aus [Ham08]	68
C.6	Radiant Sensitivity des Hamamatsu H10966. Daten aus [Ham10]	68
C.7	Radiant Sensitivity des Photonis MCP XP85012/A1. Daten aus [Bur09]	69
C.8	<i>Quantum Efficiency</i> des BINP MCP 5032. Daten aus [B ⁺ 07]	69
C.9	<i>Quantum Efficiency</i> des BINP MCP 5032 nach Bestrahlung. Daten aus [B ⁺ 07]	70
C.10	Übersicht: PDE der für den PANDA-ToP-DIRC in Frage kommenden Photodetektoren	71
F.1	Reflexionsgrad der Spiegel I–III	80
F.2	Reflexionsgrad der Spiegel I–III nach Bestrahlung mit 1 kGy γ -Strahlung	81

Danksagung

Auch wenn ich die Berechnungen, Überlegungen und Messungen – eben die *Arbeit* – für diese Arbeit alleine erledigt und zu Papier gebracht habe, will ich nicht behaupten, dass sie ohne die Unterstützung anderer in dieser Form hätte entstehen können.

Da wäre zuallererst Prof. Dr. Michael Düren, in dessen Arbeitsgruppe ich mich von Anfang an gut integrieren konnte und mich sehr wohl gefühlt habe. Michael hat mir gelegentlich Vorschläge gemacht, was ich noch beachten oder messen sollte und sich immer mal wieder erkundigt, wie ich vorankomme und ob ich etwas brauche. Ansonsten hat er mir während des gesamten Entstehungsprozesses meiner Arbeit bei allem nahezu völlig freie Hand gelassen und mich bei der Umsetzung meiner Ideen unterstützt, wobei hier insbesondere der Einkauf mehrerer Laser sowie die Möglichkeit, meine eigenen Montagevorrichtungen für den Reflexionsaufbau in der Werkstatt bauen lassen zu dürfen nicht unerwähnt bleiben sollen.

Während ich diese Arbeit erstellt habe, habe ich feststellen müssen, dass die Freiheit, forschen und schreiben zu können, was man will sicherlich weder der einfachste noch ein schneller Weg ist, eine Thesis zu einem interessanten Thema zu verfassen. Dennoch bin ich für die Chance, *meine* Thesis zu schreiben sehr dankbar. Wäre der Weg vorgegeben gewesen, so hätte ich mehr oder weniger nur Aufgaben abgearbeitet – so jedoch bin ich stolz auf dieses Produkt von ca. 800 Stunden Arbeit, denn ich habe es erdacht und erschaffen.

Weiterhin möchte ich besonders Dr. Klaus Föhl dafür danken, dass ich mit vielen Detailfragen zu ihm kommen konnte. Wenn man ihn etwas fragt, bekommt man nicht „mal eben“ eine Antwort – Klaus unterbricht seine eigene Tätigkeit und liefert eine genaue, bedachte Bewertung, die von unglaublichem physikalischen Sachverstand zeugt. Ich habe selten jemanden erlebt, der Zusammenhänge mit solcher Aufmerksamkeit und Liebe zum Detail betrachtet wie er.

Ich möchte mich auch bei Roberto, Benno, Erik, Marian, Katja, Avetik, Marko, der mir die Bedienung vom Spektrometer und der optischen Bahnen erklärt hat, Peter, Sabrina, Oli und dem Rest der Arbeitsgruppe dafür bedanken, dass ich sie ab und zu ein bisschen mit nicht-physikalischen Dingen vom Arbeiten abhalten durfte, wenn ich wieder Stunden vor dem Monitor zugebracht hatte, die Mathematiksoftware nicht so wollte wie ich wollte und „der Kopf geraucht hat“. Ich glaube, dass die Wichtigkeit einer angenehmen sozialen Atmosphäre als Faktor bei der Entstehung einer solchen Arbeit viel zu oft unterschätzt wird. Ohne euch wäre meine Zeit hier bestimmt sehr frustrierend gewesen!

Außerdem möchte ich mich bei meiner Familie bedanken, die mich – nicht nur während ich an der Bachelorarbeit gearbeitet habe – immer moralisch unterstützt hat und mir viele Freiheiten gelassen hat, sodass ich mich der Physik so intensiv widmen konnte. Ohne diese Unterstützung wäre vieles nicht möglich gewesen!

Und last, *but not least*, möchte ich mich bei meiner Freundin Ann-Kathrin bedanken, deren Geburtstag ich heute damit verbringe, die letzten Lücken in dieser Arbeit zu schließen. Sie hat mich gelegentlich dazu aufgefordert, weiterzumachen und mich auch hin und wieder dazu gebracht, Erholungspausen einzulegen und so als ausgleichendes Moment zum Entstehen dieser Arbeit beigetragen. Sie hat meiner Verpflichtung gegenüber dieser Arbeit weit mehr als nur Verständnis entgegengebracht. Vielen Dank und noch einmal alles Gute zum Geburtstag!

Eidesstattliche Erklärung

Ich erkläre hiermit an Eides statt, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Hilfsmittel angefertigt und wissenschaftlich erarbeitet habe; die aus fremden Quellen direkt oder indirekt übernommenen Gedanken sind als solche kenntlich gemacht. Die Arbeit wurde bisher in keiner Form einer anderen Prüfungskommission vorgelegt oder veröffentlicht.

Gießen, den 27. September 2010

Nils Stöckmann