

Entwicklung einer Spurkammer für das Studium von Driftfeld-Kalibrationsmethoden

Dissertation
zur
Erlangung des Doktorgrades (Dr. rer. nat.)
der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der
Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn

vorgelegt von
Dmitri Schaab
aus
Abinsk, UdSSR

Bonn 2021

Angefertigt mit Genehmigung der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät der Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn.

1. Gutachter: Prof. Dr. Reinhard Beck
2. Gutachter: Prof. Dr. Bernhard Ketzer

Tag der Promotion: 28.01.2022
Erscheinungsjahr: 2022

Seien Sie vorsichtig mit Computern.
Das sind Zeitmaschinen.

*(Prof. Dr. Matthias Lesch,
Mathematiker,
Bonn, 2007)*

Fachbegriffe werden bei der ersten Verwendung kursiv geschrieben. Es gelten die üblichen Abkürzungen des Periodensystems der chemischen Elemente. Darüber hinaus wird der Punkt als Dezimaltrennzeichen verwendet.

Inhaltsverzeichnis

Abstract	9
1. Das CBELSA/TAPS-Experiment	11
1.1. Einführung	11
1.2. Die Physik am Experiment	13
1.3. Baryonspektroskopie durch Photoproduktion	14
1.4. Technischer Gesamtüberblick	17
1.4.1. Produktion hochenergetischer Photonen	17
1.4.2. Das Target	19
1.4.3. Detektoren	20
1.4.4. Trigger und Datenakquirierung	22
1.5. Motivation für eine TPC	23
1.6. Eine GEM-TPC für das CBELSA/TAPS-Experiment	25
1.7. Motivation dieser Arbeit	27
2. Gasbasierte Detektoren	29
2.1. Prinzip einer TPC	29
2.1.1. Verstärkungsstrukturen	33
2.1.2. Gaselektronenvervielfacher (GEM)	34
2.2. Drift und Diffusion von Elektronen im Gas	36
2.2.1. Drift	36
2.2.2. Drift bei Störungen des elektrischen Feldes	37
2.2.3. Druck- und Temperaturabhängigkeit der Driftgeschwindigkeit	39
2.2.4. Diffusion	39
3. Methoden der Feldkalibration	43
3.1. Übersicht existierender Kalibrationsmethoden	43
3.1.1. Differenzielle Kalibrationsmethode durch Laserspuren	44
3.1.2. Integrale photoelektrische Kalibrationsmethoden	44
3.1.3. Kalibration mithilfe kosmischer Teilchen	48
3.1.4. Konklusion	49
3.2. Der photoelektrische Effekt an Festkörpern	49
3.2.1. Gitterschwingungen und Phononen im Festkörper	49
3.2.2. Die Bandstruktur elektronischer Energieniveaus in Festkörpern	52
3.2.3. Charakteristika verschiedener Festkörpertypen	57
3.2.4. Extraktion von Elektronen aus Metallen und Halbleitern	59
3.2.5. Oberflächenbehandlung	63
3.2.6. Schutzschichten	71
3.2.7. Konklusion	74
3.3. Realisierbarkeit der photoelektrischen Kalibrationsmethode	75
3.3.1. Photokathodenmaterial und Lichtquelle	75
3.3.2. Aluminium als Photokathodenmaterial	82
3.4. Messung der Quanteneffizienzen von Al und Cu	83
3.4.1. Photoelektrischer Kontrastwert	89

3.4.2. Layout und Realisierung der Photokathode	90
4. Laser-Versuchsaufbau	97
4.1. Laser	99
4.2. Abschwächende Elemente	99
4.3. Strahlteiler und Strahlaufweiter	102
4.4. Diffusoren	103
4.5. Optisches Faserbündel	104
4.6. Neutraldichtefilter und Vermessung abschwächender Komponenten	106
5. Design und Aufbau der Testspurkammer sTPC	109
5.1. Rahmenbedingungen	109
5.2. Übersicht der Detektorkomponenten	110
5.3. Verschluss der Kathodenseite	114
5.4. Korpus und Feldkäfig	120
5.5. Ausleseseitige Komponenten	126
5.6. Gasführung	143
6. Ausleuchtung der Kathode	147
6.1. Theoretische Betrachtung zum Lichtleiter als Lichtquelle	147
6.1.1. Empirische Beschreibung der Abstrahlcharakteristik von Faserenden	149
6.1.2. Einfluss des Snelliusschen Brechungsgesetzes an Faserenden	150
6.1.3. Einfluss der Grenzfläche auf die Transmission	154
6.1.4. Koordinatentransformation von Strahlstärken	155
6.1.5. Projektion einer Lichtquelle auf eine Ebene	159
6.1.6. Translation und Drehung der Lichtquelle	162
6.1.7. Spezialfall der Projektion	163
6.2. Ausleuchtung durch Lichtleiterfasern	164
6.2.1. Allgemeine Eigenschaften des Multimode-Faserbündels	167
6.2.2. Einfluss optischer Eigenschaften auf die Ausleuchtung	168
6.2.3. Einkopplung, Auskopplung und Profilformen	169
6.3. Vermessung des Referenzprofils	172
6.4. Vorhersagen der Kathodenausleuchtung und optimaler Schleifwinkel	177
6.4.1. Finale Schleifwinkel und Vorhersagen	180
6.5. Vermessung der Kathodenausleuchtung	182
6.5.1. Verfahren zur Messung von Beleuchtungsprofilen	182
6.5.2. Messung und Auswertung der Beleuchtungsprofile	182
6.6. Vergleich von Messung und Vorhersage	186
6.6.1. Einfluss der Polarisierung	188
6.6.2. Asymmetrie-Effekt und Diskussion des Modells	194
6.7. Zusammenfassung	202
7. Detektorsimulation zur photoelektrischen Kalibration	203
7.1. Aufbau des Programms	203
7.2. Gain-Simulation	204
7.3. Simulation von Kalibrationsmustern	206
7.4. Rekonstruktionsfehler der sTPC	208
7.4.1. Auswahlalgorithmus und Schwellenwerte	210
7.4.2. Vorbetrachtungen	212
7.4.3. Rekonstruktionsfehler der Padplane bei Kalibrationsmessungen	214
7.4.4. Abschätzung des Rekonstruktionsfehlers mit Pad-Antwort	217
7.4.5. Zusammenfassung	220

8. Messungen mit der sTPC	223
8.1. Gain-Bestimmung	223
8.2. Justage der Kathodenabbildung	229
8.2.1. Mechanische Ausrichtungskorrektur	229
8.2.2. Ausrichtung und Optimierung der Skirt-Spannung	230
8.3. Abschätzung der statistischen Rekonstruktionsgenauigkeit	236
8.4. Bestimmung der Quantenausbeute	240
8.4.1. Abschätzung durch mittlere Cluster-Größe	240
8.4.2. Statistische Abschätzung über die Binomialverteilung	242
8.4.3. Diskussion	243
8.5. Kalibration der Driftgeschwindigkeit	244
9. Zusammenfassung und Ausblick	251
A. Technische Angaben zur sTPC	257
A.1. Maße der sTPC	257
A.2. Widerstandskette des Feldkäfigs	262
A.3. Kleben von Fenster- und Kathodenfolien	264
B. Simulation eines gasbasierten Detektors	267
B.1. Struktur und physikalische Begründung	267
B.2. Ergänzung zur Simulation des Rekonstruktionsfehlers	286
B.2.1. Einfluss der Verstärkung	286
B.2.2. Einfluss des Beleuchtungsprofils	286
C. UV Linsenoptik	289
C.1. Beleuchtung einer Ebene durch Linsenabbildung	289
D. Berechnungen zur Anwendung des Brechungsgesetzes in drei Dimensionen	295
D.1. Allgemeine Herleitung	295
D.2. Spezialfall und Approximation	297
E. Kathodenausleuchtung	299
E.1. Vergleichbarkeit der Kamera-Messungen	299
E.2. Technische Zeichnungen des Faserbündels	299
E.3. Anmerkungen zur Vermessung der Kathodenausleuchtung	303
E.4. Anpassungen von Intensitätsprofilen an Messdaten	306
F. Messung von Quanteneffizienzen	317
F.1. Messdaten zur Kalibration der Überwachungs-Photodiode	317
F.2. Messungen zur Bestimmung von Quanteneffizienzen	317
F.2.1. Messungen zur Bestimmung von Detektorverstärkungen	317
F.2.2. Berechnung der Fehler Gaußscher Integrale	319
G. Ergänzungen zu ortsabhängigen Intensitätsmessungen	321
G.1. CMOS-Chip Fehlerbetrachtung	321
H. Ergänzungen zum Rekonstruktionsfehler der sTPC	323
H.1. Systematischer Rekonstruktionsfehler der sTPC-Padplane	323
H.2. Ergänzung zur Optimierung der Skirt-Spannung	323
H.2.1. Betrachtung des statistischen Beitrags	324
H.2.2. Betrachtung des remanenten Anteils	324

Abbildungsverzeichnis	327
Tabellenverzeichnis	333

Abstract

Bei der Erforschung von Materie hat man sich in der Geschichte schrittweise, durch Beobachtungen und Modelle, an ihre untergeordneten Strukturen herangetastet. Aus heutiger Sicht sind Quarks und Gluonen, neben den Elektronen, die fundamentalen Bestandteile der uns umgebenden Materie. Von ihnen glaubt man, dass sie keine weitere untergeordnete Struktur besitzen und damit tatsächlich elementar sind. Die Wechselwirkung zwischen Quarks und Gluonen wird in der Hadronenspektroskopie, ähnlich wie in der Atomspektroskopie, durch Anregung der inneren Freiheitsgrade zusammengesetzter Systeme studiert. Dies soll Aufschluss über die zugrundeliegende starke Wechselwirkung geben.

Das CBELSA/TAPS-Experiment am Beschleuniger ELSA setzt diese Idee um, indem hochenergetische Photonen auf ruhende Protonen und Neutronen geschossen werden. Die dabei durch sog. Photo-Produktion erzeugten Resonanzen zerfallen anschließend und die Zerfallsprodukte werden von einem umliegenden Verbund aus verschiedenen Detektoren gemessen. Dabei spielt der aus einer Vielzahl an Szintillationskristallen bestehende Crystal Barrel Detektor eine zentrale Rolle. Die Kristallsegmente sind fassförmig um ein zentrales Target angeordnet und decken damit einen großen Teil des vollen Raumwinkels 4π ab. Damit können die Messung der Energien sowie eine eingeschränkte Bestimmung der Flugrichtung elektromagnetisch wechselwirkender Zerfallsprodukte stattfinden. Da dieser Detektor andererseits nicht in der Lage ist, Reaktionsprodukte wie Protonen, Neutronen und geladene Pionen zuverlässig zu unterscheiden, befindet sich im derzeitigen Aufbau, dicht um das Target angeordnet, der sogenannte Innendetektor, womit zumindest geladene Teilchen identifiziert und deren Primärvertices bestimmt werden können. Endzustände mit mehreren geladenen Teilchen oder gemischt geladene Zustände können dennoch nicht eindeutig identifiziert werden. Zudem ist es nicht möglich Sekundärvertices zu vermessen. An dieser Stelle kann das Experiment durch die Hinzunahme eines Spurdetektors für geladene Teilchen erheblich profitieren, weshalb eine entsprechende Aufrüstung geplant ist. Hierfür vorgesehen ist eine Zeitprojektionskammer (*engl. Time Projection Chamber, TPC*), die bereits erfolgreich am FOPI-Experiment eingesetzt wurde. Die bislang unter dem Namen FOPI-TPC bekannte Spurkammer soll in ihrem aktuellen Zustand als Testdetektor und Ausgangspunkt einer neuen Revision dienen. Bedingt durch die neue Experimentzugehörigkeit, wird sie in dieser Arbeit, je nach Kontext, auch als CB-TPC bezeichnet.

Mithilfe der FOPI-TPC konnte in [1] erstmalig die Einsatzfähigkeit von Gaselektronenvervielfachern (*Gas Electron Multiplier, GEM*) in einer großformatigen TPC gezeigt werden, welche zur Datennahme im Rahmen eines Experimentes der Hadronenphysik verwendet wurde. Aufgrund ihrer Eigenschaft, die bei der Verstärkung entstehenden Ionen intrinsisch zu unterdrücken, ermöglichen GEMs deutlich höhere Ereignisraten als sie mit früheren Verstärkungsstrukturen realisierbar waren. Dennoch können, selbst mit GEMs, nicht alle Ionen vollständig davon abgehalten werden, in das Driftvolumen zu gelangen, was gerade bei hohen Ereignisraten zu lokalen Verzerrungen des elektrischen Feldes und damit zu einer Verfälschung der Ortsmessung führt. Neben solcher dynamischer – d.h. ratenabhängiger – Feldverzerrungen gibt es solche, die statischer Natur sind und z.B. auf mechanische Gegebenheiten des Detektors zurückzuführen sind.

Um die Genauigkeit der Ortsmessung beim Rekonstruieren von Teilchenspuren zu erfassen und zu verbessern, muss ein entsprechendes Kalibrationssystem für die TPC vorgesehen werden, welches im Rahmen einer Umbaumaßnahme oder in Form einer überarbeiteten Revision der Spurkammer zu berücksichtigen ist. Vor diesem Hintergrund wird im Zuge dieser Arbeit eine modular aufgebaute Spurkammer (sTPC¹) entwickelt, die es ermöglicht, verschiedene Detektorkomponenten, zum Zwecke von Tests, auszutauschen. Die Modifikation einzelner Komponenten ermöglicht es, Kalibrationssysteme

¹small TPC, kleinformatige TPC

me und verschiedene Detektorcomponenten auf angemessenen Größenskalen zu testen. Das in dieser Arbeit umgesetzte Kalibrationssystem basiert auf dem photoelektrischen Effekt, wobei ein UV-Laser als Lichtquelle und eine speziell präparierte Photokathode als Quelle von Photoelektronen dienen. Nach einer Recherche zu Photokathodenmaterialien zur Umsetzung des Kalibrationssystems, wird, aus Gründen der chemischen Stabilität, Aluminium als Ausgangsstoff für die Strukturen einer kupferbasierten Testkathode festgelegt. Mithilfe einer UV-LED wurde die Quanteneffizienz von Aluminium und Kupfer bei Normaldruck bestimmt. Die Ergebnisse stimmen hierbei mit Angaben anderer Quellen überein.

Zur gleichmäßigen Ausleuchtung der präparierten Photokathode dient eine optische Anordnung, die einen Tief-UV-Laser sowie ein Bündel aus Multimode-Lichtleitern umfasst. Ein analytisches Modell zur Abstrahlcharakteristik der Lichtleiter wird in diesem Zusammenhang hergeleitet, um das Beleuchtungsprofil auf der Photokathode vorherzusagen. Auf Grundlage dieser Berechnung werden die Schleifwinkel der Faserenden ausgelegt.

Begleitend zum Versuchsaufbau wird eine Monte-Carlo-Simulation programmiert, um das Detektorsignal eines Kalibrationsereignisses und Rekonstruktionsfehler abzuschätzen. Das Programm beschreibt die Signalerzeugung unter Berücksichtigung von Drift, Diffusion, Verstärkung sowie der Segmentierung der Auslesestruktur. Dabei fließen neben der elektronischen Antwort der Ausleseelektronik auch das Beleuchtungsprofil und die gemessenen Quanteneffizienzen ein. Der Entwurf des photoelektrischen Kalibrationsmusters kann schließlich auf Grundlage dieser Simulation hergeleitet werden.

Abschließende Messungen, im vollen Umfang des Versuchsaufbaus, dienen zur Charakterisierung der sTPC. In diesem Kontext wird zunächst die Detektorverstärkung für zwei verschiedene Feldkonfigurationen ermittelt. Darüber hinaus wird ein Korrekturverfahren für mechanische und elektrostatische Fehljustagen entwickelt. In zwei weitestgehend voneinander unabhängigen Methoden wird erneut die Quanteneffizienz von Aluminium ermittelt. Eine hohe Diskrepanz der übereinstimmenden Ergebnisse zu der früheren Messung wirft hierbei neue Fragen auf. Es ist in Erwägung zu ziehen, dass dafür eine Aktivierung der Kathodenoberfläche durch Fremdmoleküle aus der Luft verantwortlich ist.

Da die Kenntnis der Driftgeschwindigkeit entscheidend für die Ortsgenauigkeit entlang der Driftachse ist, wird eine Kalibration der Driftgeschwindigkeit unter Zuhilfenahme photoelektrisch erzeugter Elektronen durchgeführt. Dabei wird insbesondere die Abhängigkeit von Druck und Temperatur geprüft. Im Rahmen der Messunsicherheiten stimmt das Resultat mit Daten einer anderen Quelle überein.

1. Das CBELSA/TAPS-Experiment

Die folgenden Abschnitte geben einen Überblick über die Ziele des CBELSA/TAPS-Experiments sowie den damit verbundenen experimentellen Aufbau. Darüber hinaus wird motiviert, in welcher Weise eine Zeitprojektionskammer das Experiment aufwerten würde.

1.1. Einführung

Das Prinzip physikalischer Forschung beruht im Wesentlichen darauf, Gesetzmäßigkeiten bei beobachteten Phänomenen zu finden und diese durch ein möglichst exaktes mathematisches Modell zu beschreiben. Nicht selten kann ein solches Modell Vorhersagen zu weiteren Beobachtungen machen und damit auch Hinweise darauf geben, welche Anforderungen an das Experiment gestellt werden müssen. Abweichungen zwischen Vorhersage und Beobachtung geben dabei Auskunft über die Qualität der zugrundeliegenden Theorie. Dank einer Erkenntnis, die Emmy Noether [2] zu verdanken ist, können überdies Erhaltungssätze aus unterschiedlichen kontinuierlichen Symmetrien hergeleitet werden, was als eine der bedeutendsten Errungenschaften der theoretischen Physik anzusehen ist. Dieses Konzept geht so weit, dass daraus nicht nur die Erhaltung makroskopisch beobachtbarer Größen, wie Drehimpuls und Energie, abgeleitet werden kann, sondern auch mikroskopische Eigenschaften der Quantenwelt, die sich einer Beobachtung auf großen Skalen entziehen. Ein Beispiel dafür ist die *Flavor*-Symmetrie¹ [3], die es Forschern in der frühen Zeit der Teilchenphysik ermöglicht hat, den Zoo an neu entdeckten Teilchen richtig zu ordnen und daraufhin Vorhersagen für weitere Teilchen zu machen. Die erhaltene Größe heißt in diesem Fall *Flavor* (dt. *Geschmack*) und bezeichnet eine von sechs Quarksorten. Nach der Entdeckung der Quarks, die heute als elementare Bausteine der Materie gelten, konnte man so mithilfe der Flavor-Quantenzahlen *up*, *down* und *strange* – kurz *u*, *d*, *s* – die möglichen Kombinationen der, bis dahin bekannten, entsprechenden drei Quarksorten einordnen und vorhersagen. Eine Vielzahl an *Hadronen*, d.h. Quarksysteme aus drei Quarks *qqq* sowie aus Quark und Antiquark *q \bar{q}* , konnte bereits damit in eine mathematisch-algebraische Struktur gebracht werden. Man bezeichnet diese beiden Typen von Hadronen als Baryonen (*qqq*) bzw. Mesonen (*q \bar{q}*). Warum man ausgerechnet diese Kombinationen beobachtete, konnte die Flavor-Symmetrie alleine jedoch nicht erklären.

Eine Erhaltungsgröße, deren Symmetrie auf exakt dem gleichen mathematischen Formalismus beruht – der SU(3)-Drehgruppe –, ist die Farbladung (s. [4]). Sie ist neben der elektrischen Ladung eine Eigenschaft der Quarks, die die Bestandteile von Protonen, Neutronen und allen anderen Hadronen bilden. In Analogie zu der elektrischen Ladung, an welche die elektromagnetische Wechselwirkung koppelt, ist die Farbladung eine Eigenschaft, die mit der starken Wechselwirkung zu assoziieren ist. Historisch gesehen wurde die Farbladung nicht direkt als Folge einer Symmetrie im Sinne des Noether-Theorems entdeckt, sondern aufgrund einer anderen physikalischen Gesetzmäßigkeit eingeführt. Die Quantenmechanik lehrt uns, dass die Natur nur Teilchen realisiert, die in Bezug auf Vertauschung entweder eine symmetrische oder eine total antisymmetrische Wellenfunktion besitzen, je nach dem ob der Gesamtspin ganz- oder halbzahlig ist. Teilchen mit Spin- $\frac{1}{2}$ bezeichnet man als Fermionen, wozu u.a. auch Quarks zählen. Da es in einem Baryon, also einem 3-Quark-System aus Spin- $\frac{1}{2}$ -Teilchen, algebraisch keine Möglichkeit gibt den Gesamtspin zu einer ganzen Zahl zu addieren, muss die zugehörige Gesamtwellenfunktion antisymmetrisch sein. Die Forderung nach einer weiteren Quanten-

¹Streng genommen handelt es sich dabei nicht um eine exakte Symmetrie.

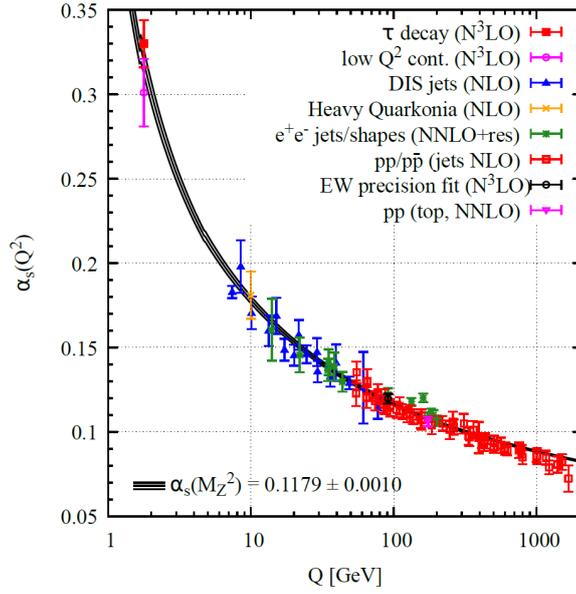


Abbildung 1.1.: Beiträge verschiedener Prozesse zur Bestimmung der starken Kopplungskonstante α_s in Abhängigkeit vom Impulsübertrag (der Energieskala) Q . Grafik aus [6].

zahl – der Farbladung – kam auf, als das Δ^{++} -Baryon entdeckt wurde, welches im Sinne der Flavor-Symmetrie einen symmetrischen Anteil der Wellenfunktion haben muss, da es aus drei identischen u -Quarks aufgebaut ist. Die Ortswellenfunktion hat bei diesem Baryon aufgrund des nicht vorhandenen Bahndrehimpulses eine isotrope Winkelverteilung und gibt damit einen symmetrischen Beitrag. Auch die Spin-Wellenfunktion ist symmetrisch, da aus Messungen hervorgeht, dass es sich um ein Baryon mit Gesamtspin von $\frac{3}{2}$ handelt, was bedeutet, dass alle Einzelspins parallel ausgerichtet sind. Da die Gesamtwellenfunktion im Sinne der Quantenmechanik als direktes Produkt aus Orts-, Flavor- und Spin-Wellenfunktion zu schreiben ist, wäre die Gesamtwellenfunktion ebenfalls symmetrisch, was dem Prinzip eines Mehrfermionensystems widersprechen würde, d.h.

$$\begin{aligned} \mathbb{P} \psi_{\text{tot}} &= \mathbb{P} \psi_{\text{Flavor}} \cdot \mathbb{P} \psi_{\text{Ort}} \cdot \mathbb{P} \psi_{\text{Spin}} \\ &= (+1) \cdot (+1) \cdot (+1) \cdot \psi_{\text{tot}} = +1 \psi_{\text{tot}} \neq \mathbb{P} \psi_{\text{Fermion}}, \end{aligned} \quad (1.1)$$

wobei \mathbb{P} der Vertauschungsoperator ist. So musste ein Freiheitsgrad eingeführt werden, der drei verschiedene Werte annehmen kann. Aufgrund der Analogie zur Farblehre nennt man diesen Freiheitsgrad Farbe, welcher die Werte rot (r), grün (g) und blau (b) sowie deren Komplementärfarben (auch: Antifarben) annehmen kann. Ein wichtiger Sachverhalt ist, dass sich eine total antisymmetrische Farbwellenfunktion nur realisieren lässt, wenn die entsprechende Kombination ein Singulett im Farbraum – d.h. farblos – ist. Damit kann schließlich erklärt werden, warum man Systeme aus drei Quarks qqq sowie Quark und Antiquark $q\bar{q}$ beobachtet. Dieser Theorie nach sind jedoch Systeme wie Pentaquarks $qqqq\bar{q}$ ebenfalls nicht auszuschließen und tatsächlich liefern jüngste Beobachtungen [5] Hinweise auf deren Existenz.

Das quantenmechanische Modell, welches das Konzept der Farbe berücksichtigt, ist ebenso mächtig wie komplex und wird als Quantenchromodynamik² (QCD) bezeichnet. Lösungen der QCD lassen sich nur im hochenergetischen Bereich störungstheoretisch, d.h. durch eine störungstheoretische Reihenentwicklung, approximieren. Das liegt daran, dass die starke Kopplungskonstante α_s , die in jedem Term der Entwicklung mit zunehmender Potenz auftaucht, im niederenergetischen Bereich Werte nahe 1 annimmt (vgl. [7]). Das führt dazu, dass auf kleinen Energieskalen – oder großen Distan-

²Analog zur Quantenelektrodynamik (QED); Wortherkunft: Farbe *griech. croma*

zen – theoretisch alle Terme der Reihenentwicklung berücksichtigt werden müssten, weshalb man das Problem beispielsweise durch Diskretisierung numerisch angeht. In diesem Fall spricht man von der Lattice-QCD [8] (Gitter, *engl. lattice*). Hier werden zur numerischen Lösung der QCD Raum und Zeit diskretisiert. Anschließend können Observablen durch Extrapolation zu infinitesimal kleinen Gitterkonstanten bestimmt werden. Eine weitere Herangehensweise, die chirale Störungstheorie (*engl. chiral perturbation theory, χPT*) [9, 10], arbeitet hingegen mit effektiven Feldtheorien, bei der die Freiheitsgrade durch die leichtesten Mesonen (π, η, K) und nicht durch die Quarks gegeben sind. Im Bilde der Quantenfeldtheorie gibt es für jede Kraft ein Teilchen ganzzahligen Spins, welches zur Vermittlung der Wechselwirkung verantwortlich ist. Während die elektromagnetische Kraft durch elektrisch neutrale Photonen γ vermittelt wird, sind es bei der starken Kraft acht verschiedene Gluonen³ g , die ihrerseits Farbe tragen und somit auch untereinander wechselwirken können. Die Folge davon ist, dass einerseits auf niedrigen Energieskalen, bzw. Impulsüberträgen Q , Quarks durch das sog. *Confinement* nicht auf beliebig große Distanz trennbar und dadurch nur gebunden in Hadronen vorhanden sein können ($\alpha_s \approx 1$). Andererseits spricht man bei hohen Energieskalen, d.h. auf kurzen Distanzen, von einer asymptotischen Freiheit, da hier die Kopplungsstärke asymptotisch verschwindet. Diese Effekte spiegeln die zuvor beschriebene Energieabhängigkeit der starken Kopplungskonstante wider und äußern sich u.a. in dem Phänomen der Hadronisierung, wenn man versucht zwei Quarks zu trennen. Dabei steigt die Energie so weit an, bis sie ausreicht, um neue Hadronen aus dem Vakuum zu bilden. Dieses Phänomen äußert sich im Experiment in Form von sogenannten Jets, welche u.a. zur experimentellen Bestimmung der Energieabhängigkeit der starken Kopplungskonstante beitragen können. Abbildung 1.1 zeigt in diesem Zusammenhang Messdaten aus verschiedenen Streuprozessen. Hier sind experimentell bestimmte Werte der starken Kopplungskonstante gegen den relativistischen Impulsübertrag Q aufgetragen.

1.2. Die Physik am Experiment

Heute geht das Standardmodell der Teilchenphysik von sechs Quarks aus, die in drei Familien mit zunehmender Masse eingeteilt sind:

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}. \quad (1.2)$$

Innerhalb einer Familie findet man bei den oben stehenden Quarks eine Ladung von $+2/3 e$ und $-1/3 e$ bei solchen, die unten notiert sind. Die beiden leichtesten Quarks, u und d , können im Hinblick auf die starke Wechselwirkung durch den sog. Isospin-Formalismus als (fast) gleichberechtigt betrachtet werden, d.h. die starke Wechselwirkung unterscheidet nicht zwischen den beiden Quarksorten. Diese Eigenschaft kann nach dem Noether-Theorem als mathematische Invarianz betrachtet werden und hat demnach eine Erhaltungsgröße zur Folge, nämlich die Erhaltung des Gesamt-Isospins bei starken Reaktionsprozessen. Ungeachtet dessen handelt es sich hier um eine leicht gebrochene Symmetrie, was daran liegt, dass die genannten Quarks etwas verschiedene Massen haben. Durch Hinzunahme des nächstschwereren s -Quarks lässt sich dennoch ein SU(3)-Flavor-Formalismus (erwähnt in Abschnitt 1.1) einführen, mit dessen Hilfe, unter Berücksichtigung des Pauli-Prinzips, die Existenz der aus u - d - und s -Quarks zusammengesetzten Hadronen korrekt vorhergesagt werden kann. Nichtsdestotrotz können die oben genannten Formalismen keine quantitative Aussage über die Masse von Hadronen machen. Hierbei können etwa nur 1% [12] durch die Massen der *nackten* Quarks⁴ erklärt werden. Der Rest verbirgt sich nach heutigem Kenntnisstand hinter der Dynamik von Quarks und Gluonen, sowie den Seequarks, die als Fluktuationen des Vakuums zu interpretieren sind [12].

³Nach der zugrundeliegenden Gruppentheorie gibt es insgesamt 9, jedoch handelt es sich bei einem dieser Gluonen um ein farbloses Singulett, welches den (bisherigen) Beobachtungen nach nicht in der Natur realisiert ist, da es unendliche Reichweite haben müsste (s. [11]).

⁴*Stromquarks*

Um ein tieferes Verständnis über die Bausteine von Hadronen zu erhalten, ist es einerseits notwendig, zu begreifen, wie die Massendifferenzen der einzelnen Quarks zustande kommen, andererseits ist es unerlässlich, die Interaktion untereinander zu studieren, um zu verstehen, was die effektive Hadronenmasse ausmacht. In Bezug auf die Interaktionen innerhalb eines Hadrons helfen Experimente der *Hadronspektroskopie* dabei, entsprechende Anregungsspektren zu messen, um diese mit Modellvorhersagen zu vergleichen und zugrundeliegende Annahmen zu testen. Neben dem CBELSA/TAPS-Experiment zählen dazu das Crystal Ball/TAPS-Experiment [13] am MAMI sowie CLAS [14] und GlueX [15] am Jefferson Lab.

Als Experiment der Baryonspektroskopie arbeitet CBELSA/TAPS mit dem Beschuss von Nucleonen durch Photonen. Um die inneren Freiheitsgrade von Hadronen untersuchen zu können, ist es erforderlich, mit Wellenlängen zu arbeiten, die den typischen Abständen ihrer Konstituenten entsprechen. Aus energetischer Sicht befindet man sich im Bereich des *Confinements*, d.h. die starke Kopplungskonstante α_s ist ~ 1 , womit eine störungstheoretische Herangehensweise nicht möglich ist. Nach Abbildung 1.1 liegt die energetische Größenordnung bei ~ 1 GeV, wo auch das CBELSA/TAPS-Experiment angesiedelt ist (s. 1.4.1).

Der nächste Abschnitt befasst sich näher mit der Baryonspektroskopie sowie mit sog. Konstituentenquark-Modellen, die in diesem Kontext zur Vorhersage dienen. Dabei werden Übereinstimmungen und Diskrepanzen erörtert. Darüber hinaus wird auf den Vorteil der Messung von Polarisationsobservablen eingegangen.

1.3. Baryonspektroskopie durch Photoproduktion

Einen Ansatz zur Messung von Nucleonresonanzen bieten Photoproduktions-Experimente [16, 17], welche zum übergreifenden Programm der Baryonen-Spektroskopie wichtige Beiträge liefern können. Analog zur Atomspektroskopie werden Baryonen mittels eines Photons entsprechender Energie angeregt, um anschließend die Reaktionsprodukte zu betrachten. Ähnlich wie bei der Atomspektroskopie, wobei der Endzustand durch ein Photon sowie ein abgeregtes Atom gebildet werden kann, kommt es bei der Baryonspektroskopie ebenfalls zu solchen radiativen Zerfällen oder zu Endzuständen, bei denen, neben dem Rückstoßbaryon, eines oder mehrere Mesonen beteiligt sind. Letzteres bezeichnet die Photoproduktion von Mesonen. Zugehörige Resonanzen, deren Masse sich erheblich von der des Ausgangsbaryons unterscheiden kann, müssen als neue Teilchen verstanden werden. So sind beispielsweise Δ -Baryonen als Spinanregung des Nucleons N (Proton oder Neutron) zu verstehen. Was bei elektronischen Energiestrukturen in der Größenordnung der Feinstrukturaufspaltung liegen würde, erweist sich im Falle des Δ^+ -Baryons⁵ als erhebliche Energiedifferenz, die sich in einer Massenzunahme⁶ von rund 31 % niederschlägt. Neben den Spins können auch Freiheitsgrade in Form von Bahndrehimpulsen angeregt werden. Die entsprechenden Anregungszustände werden im Falle von Nucleonen mit N^* bezeichnet und die experimentellen Daten liefern dabei Baryonspektroskopie-Experimente, wie das CBELSA/TAPS-Experiment. Neben der in Abschnitt 1.1 erwähnten Methode der Gitter-QCD und dem Ansatz der effektiven Feldtheorien zur Herangehensweise an nicht-störungstheoretisch lösbare Probleme, gibt es *Konstituentenquark-Modelle*, wie das Bonn-Modell [18, 19, 20]. Hier wird die effektive Masse des Hadrons entsprechend auf seine *Konstituenten-Quarks* aufgeteilt. Solche Modelle, bei denen die Konstituenten-Quarks die Freiheitsgrade darstellen, können ebenfalls theoretische Vorhersagen für Nucleonresonanzen⁷ liefern. Abbildung 1.2 zeigt dazu das Anregungsspektrum des Nucleons, welches nach dem Bonn-Modell [18] berechnet wurde, und experimentell nachgewiesene Resonanzen, welche nach Gesamtdrehimpuls J und Parität⁸ P aufgeschlüsselt sind.

Der Vergleich von Mess- und Modelldaten in Abbildung 1.2 zeigt, dass einige vorhergesagte Resonanzen innerhalb der Messunsicherheiten experimentell bestätigt werden können, andere jedoch

⁵ Δ^+ -Baryon als erste Spinanregung des Protons betrachtet.

⁶ Zugrundeliegende Massen nach [6].

⁷ Gemeint sind die Massen der angeregten Zustände des Nucleons.

⁸ Verhalten bei Inversion aller Raumkoordinaten: gerade (+), ungerade (-).

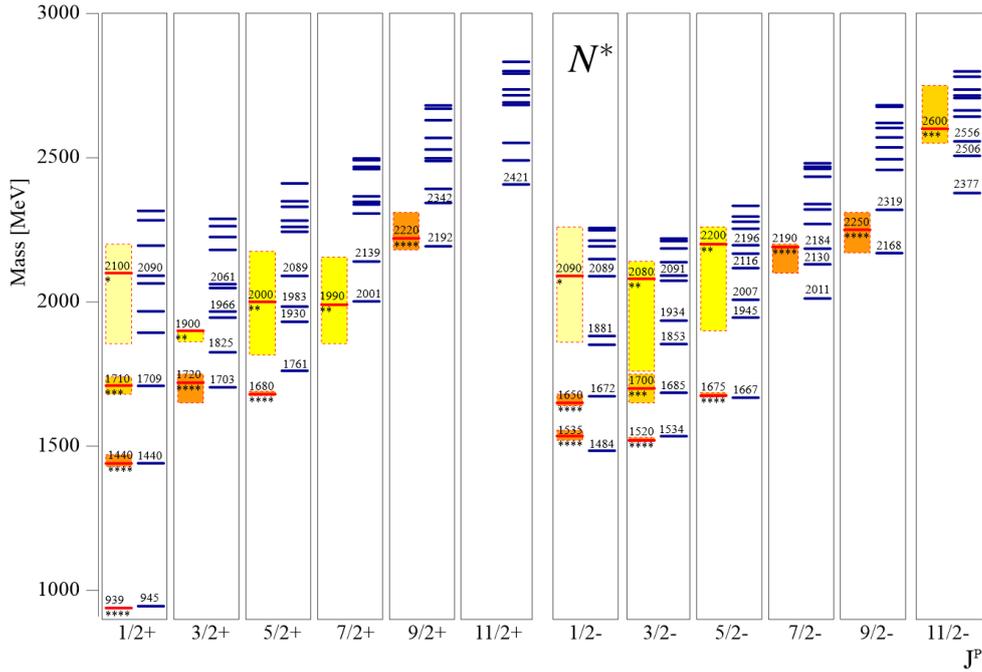


Abbildung 1.2.: Vorhersagen des Bonn-Modells [18] (blaue Linien) und experimentell beobachtete Zustände (rote Linien) mit Unsicherheiten (gelbe/orange Kästen) für die Nukleon-Resonanzen N^* . Jeder Zustand ist durch seinen Gesamtdrehimpuls und seine Parität (J^P) charakterisiert. Abbildung aus [21] auf Grundlage von [18].

signifikant abweichen. Zudem werden oberhalb von 2 GeV Resonanzen vorhergesagt, für die bislang keine experimentellen Hinweise gefunden werden konnten. Ein möglicher Grund dafür könnte sein, dass die Freiheitsgrade in der Theorie nicht korrekt berücksichtigt werden, da nicht auszuschließen ist, dass Baryonen eine Struktur haben, die als Quark-Doppelquark-System [17] zu verstehen ist, was die Zahl der Freiheitsgrade reduzieren würde. Präzisere Messungen könnten hierbei Anhaltspunkte für eine Überarbeitung des Modells oder für andere Ansätze liefern. Dieses Problem geht das CBELSA/TAPS-Experiment durch die Messung von Observablen an, die durch verschiedene Polarisierungen von Strahl und Target zugänglich sind.

Das CBELSA/TAPS-Experiment ist auf die *Photoproduktion* von Mesonen (X) an Nukleonen (N) spezialisiert, also auf Reaktionen der Form

$$\gamma N \rightarrow N^* \rightarrow N + X, \quad (1.3)$$

wobei γ ein durch einen Bremsstrahlungsprozess erzeugtes einfallendes Photon und N^* eine nicht spezifizierte Anregung des Nukleons ist. Da Nukleonen natürlicher Bestandteil von Materie sind, können im Experiment diverse Stoffe als *Target* verwendet werden (s. 1.4.2).

Die vorrangige Herausforderung bei der Spektroskopie von Baryonen stellen die für starke Prozesse typischen Lebensdauern τ der Resonanzen dar, da nach der Energie-Zeit-Unschärferelation $\Gamma \sim \frac{\hbar}{\tau}$ die Zerfallsbreiten Γ in die Größenordnung der Energiedifferenzen benachbarter Resonanzen kommen. Anstelle klar getrennter Linien, wie man sie aus der Atomphysik kennt, findet man im Gesamtspektrum stark überlappende Zerfallsprofile, die eine eindeutige Zuordnung in den meisten Fällen nicht möglich macht. Weniger prominente Beiträge gehen in einem solchen Spektrum unter. Abbildung 1.3 zeigt hierzu den totalen Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ sowie einige Beiträge der

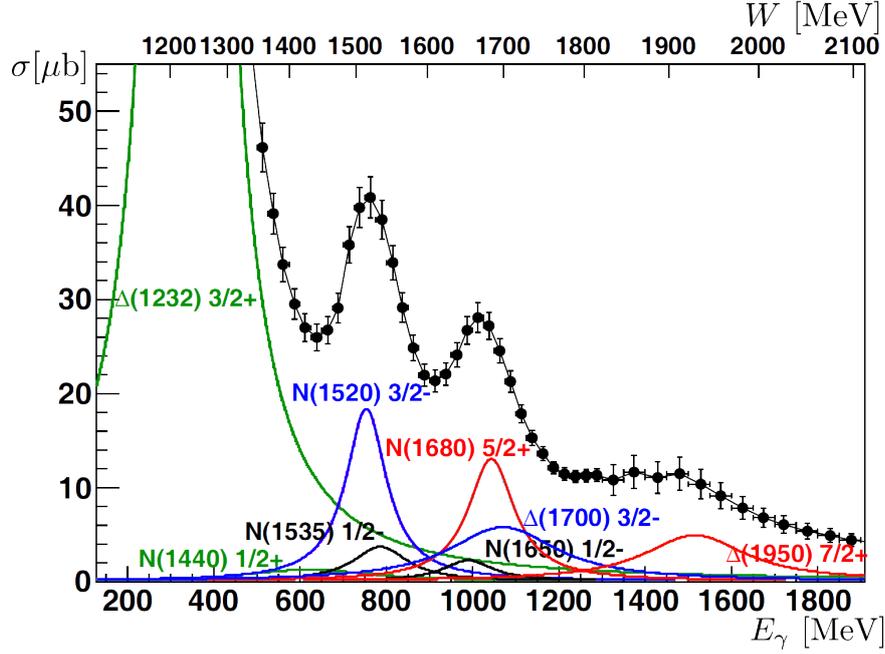


Abbildung 1.3.: Berechnete Beiträge der wichtigsten Nukleon- und Δ -Resonanzen (dargestellt durch Breit-Wigner-Amplituden) in Abhängigkeit von der Photonenenergie E_γ (bzw. der Schwerpunktsenergie W) im Vergleich zum totalen Wirkungsquerschnitt für den Photoproduktions-Prozess $\gamma p \rightarrow p\pi^0$. Aus [22].

wichtigsten Nukleonresonanzen, zu denen u.a. $N(1440) \frac{1}{2}^+$, $N(1520) \frac{3}{2}^+$ und $N(1680) \frac{5}{2}^+$ zählen. Extrahieren lassen sich die Beiträge durch eine sog. *Partialwellenanalyse* (engl. *partial wave analysis*, *PWA*), wofür die Winkelverteilung beteiligter Teilchen gemessen werden muss. Aufgrund seiner guten Raumwinkelabdeckung und dem segmentierten Aufbau eignet sich das Crystal Barrel Kalorimeter zu diesem Zweck besonders gut. Durch geschickte Präparation von Strahl und Target ergeben sich zusätzliche Observablen, die auch auf kleinere Beiträge des Spektrums in Abbildung 1.3 sensitiv sein können. Man spricht in diesem Zusammenhang von Polarisationsexperimenten.

Im CBELSA/TAPS-Experiment stehen neben unpolarisiertem Photonenstrahl und verschiedenen unpolarisierten Materie-Targets ein linear und zirkular polarisierter Photonenstrahl sowie ein longitudinal und transversal polarisierbares Target zur Verfügung. Der Wirkungsquerschnitt kann durch die Polarisation von Strahl, Target und Rückstoßteilchen parametrisiert werden. Wählt man beispielsweise ein in z -Richtung⁹ linear polarisiertes Target (longitudinal) sowie einen linear polarisierten Photonenstrahl (transversal) mit entsprechenden Polarisationen p_z und p_γ^{lin} , so hat der Wirkungsquerschnitt die Form [23]

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta, \phi) = \underbrace{\frac{d\sigma_0}{d\Omega}(\theta)}_{\text{unpol. WQ}} \cdot \left(1 - \underbrace{p_\gamma^{\text{lin}} \Sigma \cos 2\phi}_{\text{lin. pol. Strahl}} - \underbrace{p_\gamma^{\text{lin}} p_z G \sin 2\phi}_{\substack{\text{lin. pol. Strahl,} \\ \text{lin. pol. Target}}} \right). \quad (1.4)$$

Hierbei ist $\frac{d\sigma_0}{d\Omega}(\theta)$ der unpolarisierte Wirkungsquerschnitt. Darüber hinaus sind nun zusätzlich die Größen Σ und G zugänglich. Diese sog. Polarisationsobservablen gilt es experimentell, durch Kurvenanpassung, zu extrahieren. Die Terme in (1.4) sind unterschiedlich sensitiv auf die Präparation von Strahl und Target, wobei weitere Terme und Polarisationsobservablen bei Kombination verschiedener Polarisationsarten möglich sind, z.B. durch zirkuläre Polarisation des Strahls p_γ^{circ} und/oder

⁹In Strahlrichtung.

transversale Ausrichtung des Targets p_x . Bei der Photoproduktion eines einzelnen pseudoskalaren Mesons [23] können der unpolarisierte Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma_0}{d\Omega}(\theta)$ sowie drei Einfachpolarisationsobservablen und zwölf Doppelpolarisationsobservablen gemessen werden, jedoch sind nach [24] nur acht sorgfältig gewählte Observablen nötig, um die zu Grunde liegende Streuamplitude¹⁰ eindeutig¹¹ zu bestimmen, weshalb man auch von einem vollständigen Experiment (*engl. complete experiment*) [24] spricht.

Um schließlich die Resonanzen in Abbildung 1.3 trennen zu können, werden also alle notwendigen Observablen im vollständigen Experiment bestimmt. Damit erhält man im Sinne der PWA eine eindeutige Lösung der Partialwellenentwicklung. Weitere Ausarbeitungen zur Anwendung der Partialwellenanalyse im Kontext der Baryonenspektroskopie können in [25] und [26] gefunden werden.

Schließlich ist es bei der Detektion von Reaktionsprodukten relevant, wie gut Endzustände des Experiments unterschieden werden können. So müssen Ereignisse, die man keinem Zerfallskanal eindeutig zuordnen kann, stets verworfen werden, wodurch gewisse Beiträge von Nukleonresonanzen im Verborgenen bleiben. Im Falle des CBELSA/TAPS-Experiments gibt es derzeit keine Möglichkeit geladene Endzustände zuverlässig zu unterscheiden, weshalb die Aufrüstung durch einen entsprechenden Teilchenspurdetektor einerseits die Zerfallskanäle bekannter Reaktionen teilweise erheblich erweitern und andererseits Zugang zu neuen Reaktionen liefern würde. Eine detailliertere Betrachtung dazu findet sich in [27] und wird erneut im Abschnitt 1.5 dieser Arbeit aufgegriffen.

1.4. Technischer Gesamtüberblick

Dieser Abschnitt beleuchtet technische Aspekte des Experiments im derzeitigen Zustand, wobei der Schwerpunkt darauf liegt, die Aufgaben und das Zusammenspiel verschiedener Komponenten zu verstehen. Abbildung 1.4 zeigt diesbezüglich den Bereich des CBELSA/TAPS-Experimentes. In den nachfolgenden Unterabschnitten wird die Funktion der wichtigsten dargestellten Komponenten erläutert.

1.4.1. Produktion hochenergetischer Photonen

Für die Photoproduktion am Experiment werden im anspruchsvollsten Fall polarisierte Photonen von einigen GeV benötigt. Da diese nicht direkt produziert werden können, verwendet man zunächst einen Elektronen-Beschleuniger. Um die benötigten Photonen zu erzeugen, werden die Elektronen anschließend extrahiert und auf ein Bremsstrahlungs-Target geschossen.

Die unterirdische **Electronen Stretcher Anlage** (ELSA) [31] in Bonn liefert einen kontinuierlichen Elektronenstrahl aus unpolarisierten oder longitudinal polarisierten Elektronen von bis zu 3.5 GeV bei einem Strom von typischerweise 1 nA [32]. Durch diese Voraussetzung und die Verwendung unterschiedlicher Konversions-Targets ist es nicht nur möglich, unpolarisierte Photonenstrahlen zu erzeugen, sondern auch linear und zirkular polarisierte (s. [33, 34]). Mithilfe eines Goniometers (s. Abbildung 1.5 (a)), lassen sich die verschiedenen Konversions-Targets automatisch in den Elektronenstrahl fahren und justieren. Die dabei entstehenden Photonen haben eine Energieverteilung $\propto 1/E_\gamma$ [35]. Für das Experiment ist es dabei von größter Bedeutung die Energie jedes einzelnen Photons zu kennen. Hierfür wird eine sogenannte Photonenmarkierungsanlage [36] verwendet. Nachdem ein vom Beschleuniger extrahiertes Elektron den Bremsstrahlungsprozess vollzogen hat, durchquert es ein homogenes und zur Flugrichtung transversales Magnetfeld, wo es aufgrund der Lorentz-Kraft, abhängig von seinem Impuls, verschieden stark abgelenkt wird. Damit ist es schlussendlich möglich, die Energie des abgestrahlten Photons zu bestimmen. Eine Reihe von szintillierenden Latten und Fasern ist so

¹⁰Der Zusammenhang zwischen Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ und Streuamplitude $f(\vartheta)$ ist gegeben durch $\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f(\vartheta)|^2$, wobei k die Wellenzahl ist.

¹¹Bis auf eine globale Phase eindeutig.

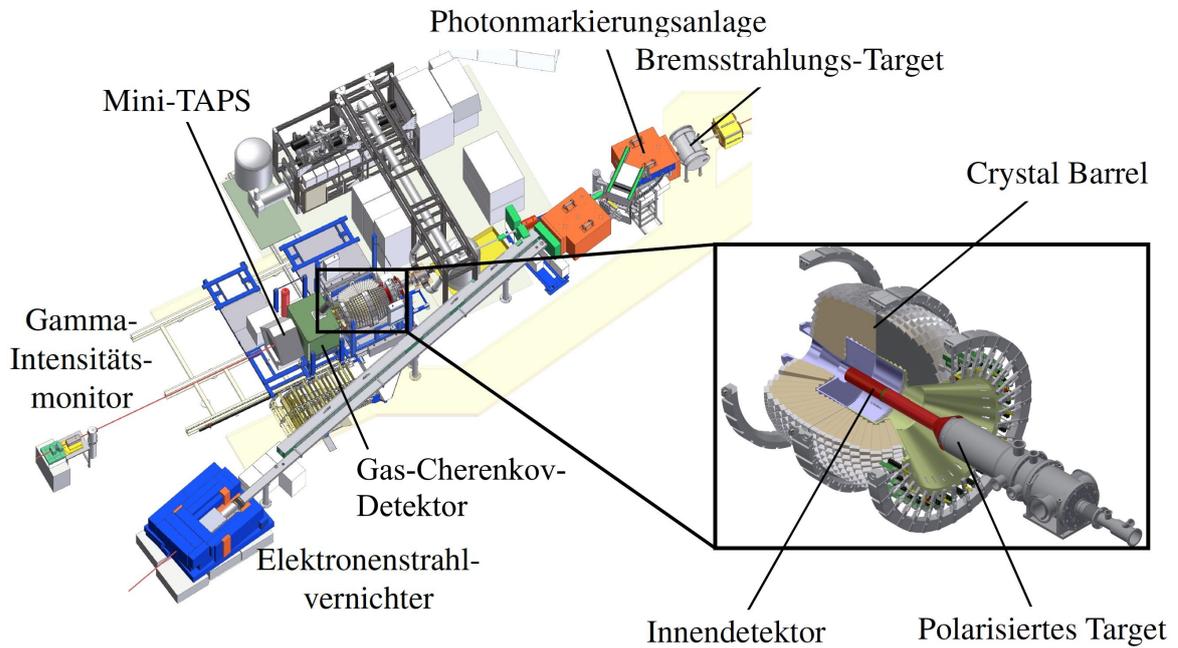


Abbildung 1.4.: CBELSA/TAPS Experimentierbereich. Der Elektronenstrahl trifft zunächst das Bremsstrahlungs-Target, um hochenergetische Photonen zu erzeugen. Bilder aus [28], Zusammenstellung und Beschriftung aus [29].

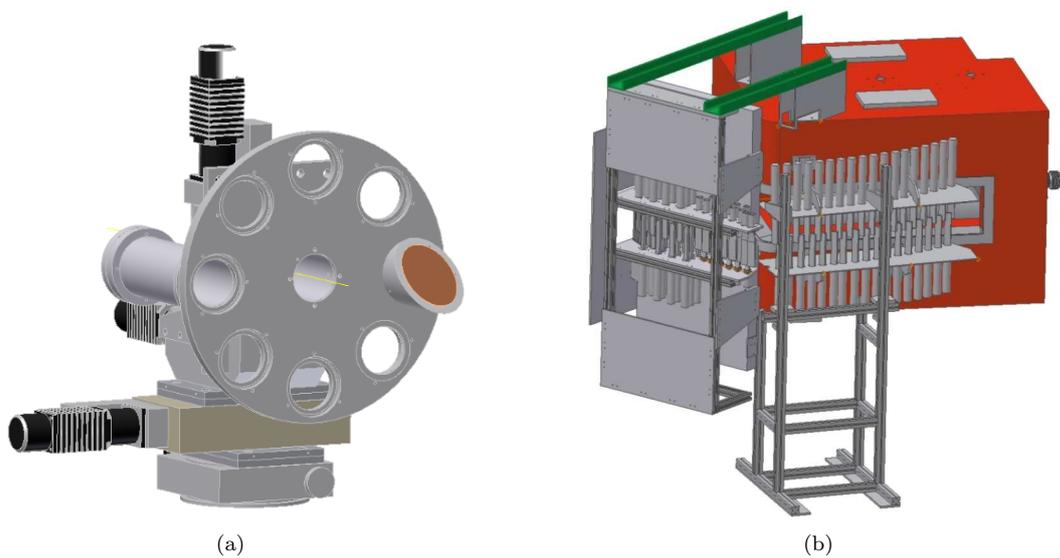


Abbildung 1.5.: (a) Goniometer mit Haltevorrichtungen für verschiedene Bremsstrahlungs-Targets [30]. (b) Photon-Markierungsanlage mit Magnet (rot) und senkrecht ausgerichteten Szintillator-Strukturen (grau). Bilder aus [28].

angebracht, dass durch die Positionsmessung der Elektronen eine Zuordnung von Photonenenergien erfolgen kann. Bei Vernachlässigung der Rückstoßenergie des Konversions-Targets gilt die Näherung

$$E_\gamma \cong E_0 - E', \quad (1.5)$$

wobei E_0 die Ausgangsenergie und E' die Restenergie des Elektrons darstellen. Letzteres wird durch die Messung mit der Markierungsanlage bestimmt. Die Genauigkeit der Anlage hängt im Wesentlichen von der Segmentgröße der Szintillatoren ab. Dabei handelt es sich um 96 Szintillatorplatten und 480 szintillierende Fasern, welche durch Sekundärelektronenvervielfacher (*engl. photomultiplier tube, PMT*) ausgelesen werden.

Elektronen, die nicht mit dem Bremsstrahlungstarget interagiert haben, werden durch das Magnetfeld so abgelenkt, dass sie in einer dafür vorgesehenen Strahlfalle landen.

1.4.2. Das Target

Photonen, welche durch die oben beschriebene Messung *markiert* wurden, treffen nach einer Strecke von mehreren Metern in einer evakuierten Röhre auf ein speziell präpariertes *Target* (*dt. Ziel*), welches im Zentrum des Hauptdetektors, Crystal Barrel, positioniert ist. Dabei handelt es sich um einen ausgedehnten Körper aus Materie, welcher die zu beschießenden Nukleonen enthält. Hierfür gibt es, je nach Bedarf, mehrere Target-Typen

- Wasserstoff-Target, LH₂, flüssig
- Deuterium-Target, LD₂, flüssig
- Bonn Frozen-Spin-Target (BoFroST), C₄H₁₀O, Butanol, fest, polarisierbar
- Kohlenstoff-Schaum-Target, C, fest
- Festkörper-Targets: ¹²C, ⁹³Nb, ⁴⁰Ca, ²⁰⁸Pb

Bei Messungen mit dem flüssigen Wasserstoff-Target wird zum einen die Streuung an Neutronen ausgeschlossen und zum anderen entfällt hier die mit einer Kernbindung einhergehende Fermi-Bewegung, die zu einer Verbreiterung der gemessenen Energie- und Winkelverteilungen führen würde. Um den Wasserstoff in einem flüssigen Aggregatzustand zu halten, befindet sich das Target an der Spitze eines umschließenden, horizontal ausgerichteten und zylindersymmetrisch geformten Kryostaten. Das Anregungsspektrum des Neutrons kann vermessen werden, wenn der gewöhnliche Wasserstoff durch sein Isotop Deuterium ersetzt wird.

Das Target¹² BoFroST [37] verwendet einen ³He/⁴He-Mischkryostaten, der es ermöglicht, das Target auf ca. 30 mK herunter zu kühlen, um die Polarisation möglichst lange halten zu können. Zur Polarisierung wird eine Magnetspule über ein Schienensystem vor und zwischen den Bestrahlungen immer wieder über das Target gefahren. Der Elektromagnet erzeugt ein Magnetfeld von ca. 2.5 T. Während des Experiments wird die Depolarisierung durch eine in der Target-Haltestruktur integrierte Spule mit einem kleineren Magnetfeld von ca. 400 mT verlangsamt.

Mit einem Kohlenstoff-Schaum-Target, welches etwa die gleiche Flächenbelegung hat, wie der nicht-polarisierte Anteil von Nukleonen im Butanol-Target [38], werden Untergrundmessungen durchgeführt, um auf entsprechende Beiträge in der Messung korrigieren zu können.

Weitere Festkörper-Targets dienen zur Untersuchung der Photoproduktion von Mesonen, wobei das C-Target u.a. verwendet wurde, um das Potenzial zwischen Kern und η' -Meson zu studieren [39].

¹²Im Zeitraum dieser Arbeit gab es einen Ausfall des polarisierten Targets, woraufhin mit der Planung und Konstruktion eines neuen Targets begonnen wurde. Übergangsweise wird ein polarisierbares Target verwendet, welches in Mainz am A2-Experiment eingesetzt wird. Eine im Zuge dessen notwendige mechanische Anpassung des Innendetektors musste hierzu durchgeführt werden.

1.4.3. Detektoren

Dieser Abschnitt gibt eine Übersicht der Funktionsweisen und Eigenschaften der wichtigsten Detektoren des CBELSA/TAPS-Experimentes in der aktuellen Konfiguration. Für genauere Beschreibungen sei auf die angegebenen Referenzen verwiesen.

Crystal Barrel Kalorimeter

Der zentrale Detektor des Experiments ist das Crystal Barrel Kalorimeter, bestehend aus 1320 fassförmig angeordneten Tl-dotierten CsI-Kristallen. Abbildung 1.6 zeigt das Kalorimeter zusammen mit Vorwärts- und Innendetektor (Beschreibung s. folgende Abschnitte). Zusammen mit dem dahinter platzierten MiniTAPS-Detektor (s. Abbildung 1.4) kann fast der gesamte Raumwinkelbereich von 4π sr abgedeckt werden. Durch seine Segmentierung ist das Crystal Barrel Kalorimeter damit nicht nur ein energiesensitiver Detektor. Er erlaubt zudem eine Richtungsmessung für elektromagnetisch wechselwirkende Zerfallsprodukte, insbesondere Photonen. Mit einer Länge von 30 cm decken die anorganischen Szintillatoren 16.1 Strahlungslängen¹³ X_0 ab [40]. Bezüglich der Winkelauflösung kann der Schwerpunkt eines elektromagnetischen Schauers im Crystal Barrel Kalorimeter mit einer Präzision von besser als 2° bestimmt werden [41]. Darüber hinaus ist die Energieauflösung nach [40] gegeben durch

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{2.5\%}{\sqrt[4]{E/\text{GeV}}}, \quad (1.6)$$

wobei E den Energieeintrag und σ_E die Breite der Energieverteilung angibt. Im Zuge der einer Revision des Trigger-Konzeptes, gab es eine umfassende Umrüstung der gesamten Auslekette [42, 43]. Das Crystal Barrel Kalorimeter hatte den Nachteil, dass es nur ein Trigger-Signal mit vergleichsweise langer Latenzzeit liefern konnte. Da hierdurch die Datenrate signifikant verringert würde, konnte es nicht für eine Trigger-Entscheidung erster Stufe verwendet werden. Stattdessen wurde es bis dato nur in einer sekundären Trigger-Stufe verwendet, wenn zuvor eine Vorentscheidung durch andere, schnellere Detektoren, wie dem Innendetektor, getroffen wurde. Um welche Zeitskalen es sich dabei handelt, wird, neben dem Trigger-Konzept, im Abschnitt 1.4.4 erläutert.

Die Notwendigkeit der Umrüstung erklärt sich dadurch, dass das Szintillationslicht bis dato mit *PIN-Dioden* ausgelesen wurde, deren Zeitsignal nicht den Anforderungen des neuen Trigger-Konzeptes entspricht. Aus diesem Grund wurden sie gegen Lawinen-Photodioden (*engl. avalanche photodiode, APD*) ausgetauscht, was eine vollständige Erneuerung der Ausleseelektronik erforderte [42, 43]. Neben der deutlichen Verbesserung der Latenz, können in dieser Konfiguration bei einer Trigger-Schwelle von $E_T = 11$ MeV Zeitaufösungen von $\lesssim 10$ ns bei einem Energieeintrag von $E_K = 20$ MeV erreicht werden [42]. Eine Reduktion auf $\lesssim 5$ ns kann bereits für $E_K = 40$ MeV erreicht werden [42].

Die aktuelle Auslese ist so umgesetzt, dass das Szintillationslicht von zwei APDs pro Kristall ausgelesen und das entsprechende elektronische Signal analog summiert wird. Da die Verstärkung von APDs stark temperaturabhängig ist, besitzt die Elektronik zur Steuerung der APD-Hochspannung eine Schaltung zur Kompensation von Temperaturschwankungen. Das Ladungssignal wird zunächst von einem Vorverstärker verstärkt und anschließend in ein differenzielles Signal umgewandelt, um es störungsarm an einen Empfänger zu transportieren. Hier wird das Signal aufgeteilt und elektronisch geformt, um einerseits ein möglichst präzises Energiesignal und andererseits ein genügend schnelles Zeitsignal zu erhalten. Ersteres wurde bisher mit einem sog. QDC (Ladungsdigitalisierer *engl. charge (Q) to digital converter*) gemessen, was ein Verfahren ist, welches keine Information über die Pulsform liefert. Neuerdings dienen Sampling-ADCs [44] zur Messung des Signals, wobei der gesamte Zeitverlauf nach Bedarf gespeichert werden kann, um beispielsweise nachträglich über die Qualität

¹³Materialspezifische Größe für den Energieverlust hochenergetischer elektromagnetisch wechselwirkender Teilchen in Form von Strahlung. Für ein hochenergetisches geladenes Elektron gilt, dass es nach einer Strahlungslänge X_0 nur noch das $1/e$ -fache seiner anfänglichen Energie besitzt.

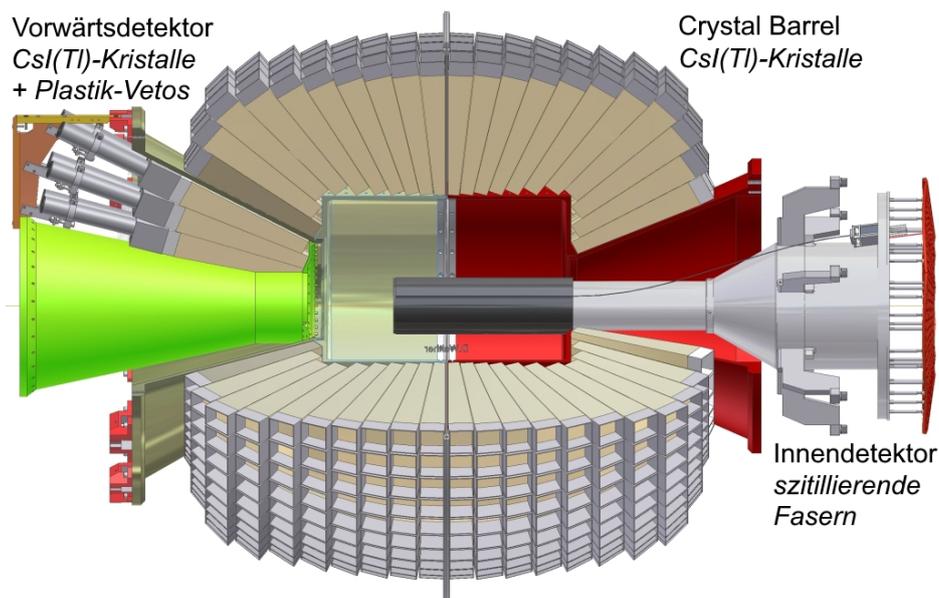


Abbildung 1.6.: Crystal Barrel Kalorimeter mit Innendetektor und Vorwärtsdetektor. Seit der APD-Umrüstung wird der Vorwärtsdetektor ebenfalls mit Lawinen-Photodioden ausgelesen anstatt – wie im Bild angedeutet – mit PMTs. Aus [30].

des Signals urteilen (z.B. Erkennung von *pile-up*) und ggf. physikalisch relevante Eigenschaften extrahieren zu können. Die andere Abzweigung des Signals wird verwendet, um ein schnelles Zeitsignal zu erzeugen, welches zur ersten Trigger-Stufe beiträgt.

Um den Crystal Barrel in die erste Trigger-Stufe aufnehmen zu können, muss schließlich die Gesamtheit der Kristallsignale schnell genug logisch verarbeitet werden, damit die Trigger-Entscheidung fallen kann. Hierfür dient ein *Clusterfinder*, welcher in Form einer FPGA-basierten Logik umgesetzt wird und auf einem einfachen zeitoptimierten Mustererkennungsalgorithmus beruht. Er ersetzt den bisher genutzten Clusterfinder FACE (FAst Cluster Encoder). Siehe dazu [42]. Das Trigger-Konzept wird detaillierter in Abschnitt 1.4.4 behandelt.

Innendetektor

Unmittelbar um das Target herum, befindet sich der zylindrische Innendetektor (*auch: Charged Particle Identifier, ChaPI*) [45, 46]. Er besteht aus 513 Szintillationsfasern, die in drei gekreuzten Lagen angeordnet sind. Dieser Detektor wird im Experiment eingesetzt, um ein schnelles Zeitsignal (s. Abschnitt 1.4.4) geladener Reaktionsprodukte zu erhalten. Das wird dadurch realisiert, dass die drei Faserlagen gegeneinander so verkippt sind. Hierdurch ist eine eindeutige Richtung mit einer Präzision von 0.4° bei dem Polarwinkel θ und 0.1° beim Azimutalwinkel ϕ ermittelbar [47]. Je nach Ausdehnung des Targets, welches mehrere cm betragen kann, ist der Primärvertex nur entsprechend präzise bekannt, was sich in der Genauigkeit der Spurrekonstruktion widerspiegelt.

Vorwärtsdetektor

Im vorwärtigen Bereich des Crystal Barrels, dem sog. Vorwärtsdetektor [48] (s. Abbildung 1.6), befinden sich Kristalle mit aufgeklebten szintillierenden Plättchen. Die früher mit PMTs ausgelesenen Kristalle werden seit der APD-Umrüstung [42, 43], wie das Crystal Barrel Kalorimeter, mit Lawinenphotodioden ausgelesen. Bereits vor der Umrüstung konnte der Vorwärtsdetektor durch die PMT-

Auslese ein schnelles Trigger-Signal erzeugen (s. Abschnitt 1.4.4). Die Plättchen an den Stirnflächen der Kristalle dienen, wie die Fasern des Innendetektors, ebenfalls zur Detektion geladener Teilchen bzw. zur Ladungsmarkierung.

MiniTAPS

Da das CBELSA/TAPS-Experiment ein ruhendes Target besitzt, beobachtet man im Laborsystem durch den Lorentz-Boost eine erhöhte Ereignisrate in Vorwärtsrichtung, weshalb sich – in Strahlrichtung blickend – hinter dem Crystal Barrel Detektor ein weiteres elektromagnetisches Kalorimeter, der sog. MiniTAPS-Detektor [49], befindet. Er besteht aus 216 prismenförmigen BaF₂ Kristallen mit hexagonalem Querschnitt, die durch PMTs ausgelesen werden, und deckt durch seine Positionierung den polaren Winkelbereich von etwa 1° bis 12° ab. In diesem Bereich ergibt sich bei Schwerpunktsbestimmung eine polare Winkelauflösung von bis zu 0.2° [50]. Auf den Stirnflächen befinden sich hier, wie bei den Kristallen des Vorwärtsdetektors, organische Szintillatoren, die zur Ladungsdetektion verwendet werden.

Gas-Cherenkov-Detektor

Zwischen Crystal Barrel und MiniTAPS dient darüber hinaus ein Gas-Cherenkov-Detektor zur Detektion von Elektronen in Vorwärtsrichtung. Alle anderen Teilchen im verfügbaren Impulsbereich erzeugen hier kein Signal [51]. Da dieser Detektor aufgrund seiner Geschwindigkeit Teil der ersten Triggerstufe ist, können damit effizient Ereignisse mit Elektronen im Endzustand unterdrückt werden. Wegen des relativistischen Lorentz-Boosts in Vorwärtsrichtung wird durch ihn sowie den MiniTAPS-Detektor ein wesentlicher Anteil der Ereignisse abgedeckt.

Gamma-Intensitätsmonitor und Flussmonitor

Am Ende der Strahlachse findet man den Gamma-Intensitäts-Monitor (GIM) [52] sowie den Fluss-Monitor (FluMo) [53], womit, zum Zwecke der Normierung, die Zahl der Photonen bestimmt werden kann, die das Target treffen. Hierfür wird, je nach Intensitätsbereich, einer der beiden Detektoren verwendet [21], um die Rate der Photonen zu messen, die nicht mit dem Target interagiert haben. Der GIM dient zudem, durch seine Segmentierung, als Monitor für die Strahlausrichtung.

1.4.4. Trigger und Datenakquirierung

Bei dem CBELSA/TAPS-Aufbau handelt es sich um ein getriggertes Experiment, d.h. es wird unmittelbar nach der Detektion entschieden, ob ein Detektionsereignis gespeichert wird oder nicht. Als Grundlage dieser Entscheidung dienen die kurzzeitig zwischengespeicherten Einträge der verschiedenen Detektoren, wobei nicht immer unbedingt alle berücksichtigt werden müssen. Da es für einen Menschen bei den gegebenen Ereignisraten¹⁴ nicht möglich wäre, entsprechende Entscheidungen zu treffen, wird eine spezielle elektronisch steuerbare Logik programmiert, die im vorliegenden Experiment u.a. in Form von FPGAs realisiert sind. Die Trigger-Logik wird dabei den aktuellen experimentellen Anforderungen angepasst, um z.B. eine gewisse Anzahl an Teilchensignalen zu fordern. Dadurch wird zum einen deutlich an Speicherplatz gespart und zum anderen kann der Untergrund der Daten erheblich minimiert werden.

Vor der APD-Aufrüstung des Crystal Barrel Detektors bestand das Trigger-Konzept aus zwei Stufen, wonach die Detektorkomponenten kategorisiert werden können. Die Aufteilung erfolgt hier nach der Geschwindigkeit, mit der ein Trigger-Signal generiert werden kann. In der ersten Stufe befanden

¹⁴Typischerweise ~ 500 kHz am Innendetektor (ChaPI) und $\gtrsim 10$ MHz an der Photonenmarkierungsanlage (Tagger) bei der CBELSA/TAPS-Strahlzeit vom Juni 2021 (Run 207273)

sich die schnellen Detektoren und in der zweiten das vergleichsweise langsame Crystal Barrel Kalorimeter. Um die Totzeit des Messaufbaus zu minimieren, wurde die zweite Stufe nur geprüft, falls die Bedingungen für die erste Stufe erfüllt waren. Zur ersten Stufe gehörten diejenigen Detektoren, die in der Lage sind ein Signal innerhalb von 450 ns zu liefern [54, 42]. Dazu zählten die Photonen-Markierungs-Anlage, der Innendetektor, der Vorwärtsdetektor, der Gas-Cherenkov-Detektor und MiniTAPS. Der Crystal Barrel Detektor war in der Vergangenheit aufgrund seiner erheblich längeren Verarbeitungszeit allein in der zweiten Triggerstufe. Hierbei hängt die Geschwindigkeit, mit der die Entscheidung für ein Trigger-Signal gefällt werden kann, von zwei Faktoren ab. Zum einen muss das elektronisch konvertierte Licht der Kristalle ein zuverlässiges Signal oberhalb einer Trigger-Schwelle erzeugen und zum anderen muss das dabei entstehende Treffermuster der 1230 Kristalle analysiert werden, um festzustellen, ob es sich um ein relevantes Ereignis handelt. Letzteres wurde bisher von dem sog. Fast Cluster Encoder (FACE) bewerkstelligt, wobei eine Latenz von $(n + 1) 0.8 \mu\text{s}$ [55] durch die Erkennung eines Treffermusters mit n Clustern zustande kam¹⁵.

Eine Reduktion der Verarbeitungszeit um zwei Größenordnungen durch einen neuen Clusterfinder konnte dennoch nur mit einer Umrüstung auf eine Auslese erfolgen, die auf einem schnelleren Lichtdetektor, wie der APD, basiert. Die zuvor genutzten PIN-Dioden können kein zuverlässiges Signal über der Triggerschwelle innerhalb des geforderten Zeitfensters liefern, sodass es bei gegebenen Anforderungen unausweichlich war, diese zu ersetzen. Mit der neuen Auslese kann das Zeitsignal eines Kristalls in $< 300 \text{ ns}$ [42] erzeugt werden. Zudem ist es mit einem neuen Clusterfinder möglich, eine Trigger-Entscheidung nach weiteren 65 ns [42] zu treffen. Dies erlaubt dem Crystal Barrel Detektor, in die erste Trigger-Stufe aufgenommen zu werden, womit die zweite Trigger-Stufe in der neuen Konfiguration entfällt.

1.5. Motivation für eine TPC

Mit der APD-Umrüstung [42, 43] des Crystal Barrel Detektors, in Kombination mit dem neu implementierten Clusterfinder, kann ein Zeitsignal erzeugt werden, welches den Anforderungen der ersten Triggerstufe genügt. Diese Tatsache macht den Aspekt der Trigger-Geschwindigkeit des Innendetektors zu einer weniger relevanten Eigenschaft. Damit ergibt sich ein Spielraum, der es erlaubt den Innendetektor durch Detektoren zu ersetzen, bei denen zwar die Trigger-Geschwindigkeit nicht im Vordergrund steht, welche aber in anderen Aspekten leistungsfähiger sind. Dazu wurde in [27], im Kontext des (früheren) Crystal Barrel Experimentes, bereits eine Untersuchung durchgeführt, bei der drei verschiedene Spurdetektoren¹⁶ verglichen wurden. Auf Grundlage der mechanischen und kinematischen Randbedingungen des Experimentes fiel hierbei die Wahl auf die TPC.

Die Stärke einer TPC liegt in der Rekonstruktion und Vermessung von Spuren geladener Teilchen. Aufgrund der typischen Driftzeiten einer TPC von $(1 \dots 10) \mu\text{s}$, kann sie zwar nicht zur Erzeugung von Trigger-Signalen dienen, jedoch gibt es drei ausschlaggebende Gründe, weshalb das CBELSA/TAPS-Experiment davon profitieren kann. Diese sind

- neue Messgrößen von Teilchen werden zugänglich, wie die Trajektorie, der spezifische Energieverlust $\langle \frac{dE}{dx} \rangle$ sowie der transversale Impuls¹⁷ p_t und die Ladung q ,
- eine Erweiterung der detektierbaren Zerfallskanäle bisher untersuchter Ausgangszustände,
- die Beobachtung neuer Reaktionen (Ausgangszustände)

Auf Grundlage von [27] wird die Diskussion dieser Punkte in den folgenden Abschnitten rekapituliert. Phasenraumsimulationen im Kontext einer TPC am CBELSA/TAPS-Experiment sind ebenfalls unter der genannten Quellenangabe zu finden und werden hier nicht erneut aufgegriffen.

¹⁵In der ursprünglichen Form von FACE waren es $100 \mu\text{s}$ [56].

¹⁶Vergleich von Siliziumstreifendetektor, Spiralprojektionskammer (*engl. Spiral Projection Chamber, SPC*) und TPC.

¹⁷Bei Vorhandensein eines Magnetfeldes.

Neue Messgrößen

Laut einer Nachforschung in [27] kann mit dem derzeitigen Aufbau des CBELSA/TAPS-Experimentes eine ungefähre Winkelauflösung von $\sigma_\theta = 1.5^\circ$ und $\sigma_\phi = 0.5^\circ$ für geladene Teilchen erreicht werden, wenn eine Gerade zwischen Targetmittelpunkt und Durchstoßpunkt im Innendetektor rekonstruiert wird. Hierbei gilt die Annahme, dass der Primärvertex dem Targetmittelpunkt entspricht, was eine entsprechende Unsicherheit aufgrund der mechanischen Ausdehnung des Targets mit sich bringt.

Mit einem Spurdetektor erhält man eine Vielzahl an Spurpunkten, womit durch Extrapolation eine deutlich bessere Aussage über die Position des Primärvertex gemacht werden kann. Ein weiterer Vorteil der vielen gemessenen Spurpunkte ist, dass sich damit genügend Statistik bietet, um den spezifischen Energieverlust $\langle \frac{dE}{dx} \rangle$ zu bestimmen, wodurch eine Voraussetzung für Teilchenidentifikation geschaffen wird.

Darüber hinaus kann insbesondere beim Zerfall von Hyperonen – d.h. Hadronen mit Strange-Quarks –, ein Sekundärvertex innerhalb des Spurdetektors gemessen werden¹⁸, was eine eindeutige Signatur für *Strangeness* darstellt [27]. In einer *GEANT4*-Simulation im Rahmen von [27] konnte beispielsweise gezeigt werden, dass die Position des Primärvertex entlang der Strahlachse z mit einer Unsicherheit von $\sigma_z = 3.74$ mm bekannt sein muss, um die Reaktion $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$, bei der das Hyperon Σ^0 bei einer Folgereaktion in $\gamma \Lambda$ zerfällt, mit einer Detektionseffizienz von 95 % zu beobachten¹⁹. Durch die Verwendung der FOPI-TPC (*aktuell CB-TPC*) im Rahmen des FOPI-Experimentes konnten nach [57] Vertices im Driftvolumen mit einer Genauigkeit von etwa $\sigma_z = 580$ μ m rekonstruiert werden, welche für den Primärvertex nicht viel größer sein sollte.

Neben den genannten Vorteilen, gibt es Zugang zu weiteren Größen. Durch die Hinzunahme eines Magnetfeldes, was eine größere Umbaumaßnahme erfordern würde, können zudem aus dem Krümmungsradius geladener Teilchen der transversale Impuls p_t sowie die Ladung q (inkl. Vorzeichen) bestimmt werden. Zusammen mit dem spezifischen Energieverlust kann schließlich auch Teilchenidentifikation stattfinden.

Erweiterung detektierbarer Zerfallskanäle

Neben den neu detektierbaren Reaktionen, kann auch die Statistik bisher untersuchter Prozesse erheblich erhöht werden. Vergangene Experimente mit dem CBELSA/TAPS-Aufbau untersuchten die Photoproduktion am Nukleon mit neutralen Mesonen im Endzustand. Diese Mesonen können bisher nur durch Zerfälle in neutrale Zerfallsprodukte, d.h. Photonen, nachgewiesen werden, da geladene Endzustände nicht eindeutig zu identifizieren sind. In Tabelle 1.1 sind Reaktionen mit neutralen Me-

Reaktion	BR (neutral)	BR (geladen)	Faktor
$\gamma p \rightarrow p \omega$	9.3 %	90.7 %	~ 11
$\gamma p \rightarrow p \eta'$	22.8 %	77.2 %	~ 4
$\gamma p \rightarrow p \eta$	71.2 %	28.8 %	~ 1.3

Tabelle 1.1.: Vergleich der Verzweigungsverhältnisse BR mit neutralen und geladenen Endzuständen bei neutralen Mesonen aus Photoproduktion. Aus [27].

sonen im Endzustand aufgeführt, deren Folgereaktionen neutrale und geladene Endzustände enthält. Angegeben sind die entsprechenden relativen Zerfallswahrscheinlichkeiten. Daraus wird ersichtlich, dass die Detektion geladener Endprodukte eine erhebliche Steigerung der Statistik bewirken kann.

¹⁸Aufgrund der Beteiligung der schwachen Wechselwirkung beträgt hier die typische Reichweite $c\tau$ mehrere cm.

¹⁹Angenommen wird ein Bremsstrahlungsspektrum von Photonen im Energiebereich zwischen 1.5 GeV und 3.5 GeV, welches ein Flüssigwasserstoff-Target trifft.

Neue beobachtbare Reaktionen

Ein Spurdetektor am CBELSA/TAPS-Experiment ist nicht zuletzt wegen des Zugangs zu neuen Reaktionen von Interesse. Wie bereits in [27] detaillierter dargelegt, stehen vor allem die Hyperonen Λ und Σ im Fokus, da sie es ermöglichen, die Polarisationsobservablen (s. Abschnitt 1.3) $P, O_{x'}, C_{x'}$ und T zu beobachten. Darüber hinaus könnte, mit den bereits messbaren Polarisationsobservablen σ_0, Σ und G , ein vollständiges Experiment (*engl. complete experiment*, s. [24]) für Hyperonen verwirklicht werden [27]. Dafür wäre es notwendig, Sekundärvertices zu detektieren, wofür sich eine Spurkammer wie die TPC besonders gut eignet.

Um die Massendifferenz $m_d - m_u$ von d - und u -Quark zu bestimmen, wäre es nach [58] erforderlich, das Verzweigungsverhältnis der Zerfälle $\eta' \rightarrow \pi^0\pi^+\pi^-$ und $\eta' \rightarrow \eta\pi^+\pi^-$ genau zu vermessen. Die Massendifferenz ist dabei verantwortlich dafür, dass der Isospin in der QCD leicht gebrochen ist.

Auch die Ortsauflösung kann bei der Unterscheidung von Reaktionen eine wichtige Rolle spielen. So ist es z.B. bei den Reaktionsketten²⁰

$$\begin{aligned}
 \gamma p &\rightarrow K_s^0 \quad \Sigma^+ \\
 K_s^0 &\xrightarrow{69\%} \pi^+\pi^- \\
 K_s^0 &\xrightarrow{31\%} \pi^0\pi^0 \\
 \Sigma^+ &\xrightarrow{52\%} p\pi^0 \\
 \Sigma^+ &\xrightarrow{48\%} n\pi^+
 \end{aligned} \tag{1.7}$$

von Interesse, die Folgezerfälle $K_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ und $\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0$ von dem ω -Zerfall $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ zu unterscheiden, wenn das ω zuvor durch Photoproduktion am Proton entstünde²¹. Neben der Teilchenidentifikation wäre es dafür unerlässlich, die Sekundärvertices der schwach zerfallenden Hyperonen in (1.7) vom Primärvertex zu separieren. Die Reichweiten der Hyperonen K_s^0 und Σ^+ liegen bei $c\tau \approx 2.7$ cm und $c\tau \approx 2.4$ cm [6], welche mit dem aktuellen Setup nicht vom Primärvertex zu unterscheiden wären. Eine TPC liefert an dieser Stelle die notwendige Positionsgenauigkeit, um die Vertices eindeutig trennen zu können.

Weitere Beispiele neu beobachtbarer Reaktionen finden sich darüber hinaus in [27].

1.6. Eine GEM-TPC für das CBELSA/TAPS-Experiment

Eine TPC, mit der bereits am FOPI-Experiment der GSI²² Daten genommen und ausgewertet [1, 57, 59, 60] wurden, konnte im Sommer 2015 zum Helmholtz-Institut für Strahlen- und Kernphysik nach Bonn transportiert werden, um vorbereitende Studien für den Betrieb am CBELSA/TAPS-Experiment durchzuführen. Aufgrund der neuen Experimentzuordnung wird der bisher unter dem Namen FOPI-TPC bekannte Detektor hier als Crystal Barrel TPC bezeichnet oder mit CB-TPC abgekürzt.

Eine mechanische Zeichnung des Detektors ist in Abbildung 1.7 dargestellt. Sie besitzt eine Driftlänge von rund 73 cm, einen Außendurchmesser von 31 cm und einen Innendurchmesser von 10 cm. Durch die Leichtbauweise des *Feldkäfigs* besitzt er ein geringes Materialbudget von $\leq 1\%$ X_0 in Einheiten der Strahlungslänge X_0 . Damit werden nachfolgende Messungen, z.B. durch die Kristalle des Crystal Barrel Kalorimeters, nur minimal verfälscht.

Neben einem Media-Flansch, der u.a. für Gasanschlüsse vorgesehen ist, besitzt der Detektor eine Haltestruktur für GEM-Folien (s. Abschnitt 2.1.1), die zur Verstärkung von Ionisationselektronen eingesetzt werden, sowie eine segmentierte Auslese und zugehörige *Frontend*-Elektronik. Weitere technische

²⁰Nach [6], Zerfallswahrscheinlichkeiten gerundet.

²¹In beiden Fällen hätte man gleiche Endzustände $\gamma p \rightarrow K_s^0 \Sigma^+ \rightarrow p\pi^0\pi^+\pi^-$ und $\gamma p \rightarrow p\omega \rightarrow p\pi^0\pi^+\pi^-$.

²²Gesellschaft für Schwerionenforschung

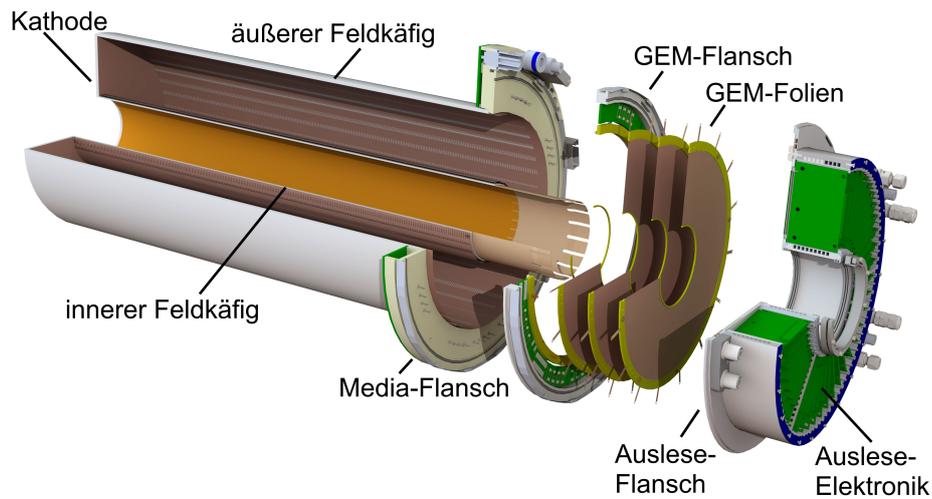


Abbildung 1.7.: Mechanische Zeichnung der FOPI-TPC (aktuell CB-TPC). Aus [59].

Details können den o.g. Quellen entnommen werden. Im Rahmen dieser Arbeit wird der Detektor, einschließlich der vollständigen Ausleseketten, in Betrieb genommen.

Die TPC wurde mechanisch so konzipiert, dass sie mit den inneren Einbaumaßen des Crystal Barrel Kalorimeters kompatibel ist. Damit könnte sie bereits für Testmessungen am Gesamtexperiment genutzt werden. Im Rahmen einer CAD-Zeichnung zeigt Abbildung 1.8 die Positionierung der TPC zusammen mit dem Bonner Target-Kryostaten im Crystal Barrel Kalorimeter. Einige mechanische Betrachtungen zu der TPC im Zusammenhang mit der Position zweier in Bonn eingesetzter Target-Kryostaten sind neben weiteren Themen zum Einsatz der TPC an CBELSA/TAPS in [29] zu finden. Weitere Betrachtungen zu der CB-TPC am CBELSA/TAPS-Experiment finden sich in [27, 61]. Im Rahmen von [62] werden ferner Analyseprogramme für die TPC in die ExPIORA²³-Analyseumgebung implementiert, um einen nahtlosen Betrieb des Detektors am CBELSA/TAPS-Experiment zu ermöglichen.

Da der *Feldkäfig* einige elektrische Kurzschlüsse aufweist, die das Driftfeld im sensitiven Volumen stören [60], ist der Detektor nicht bereit für den Einsatz am CBELSA/TAPS-Experiment. Die Mängel haben signifikante Auswirkungen auf die Ortsmessung und müssten für den Betrieb am Experiment beseitigt bzw. der Feldkäfig mitsamt Kathode erneuert werden. Details zum aktuellen Zustand sind in [29] und [60] zu finden. Im Zuge dieser Revision ist zudem die Integration eines Feldkalibrations-systems vorgesehen, um Inhomogenitäten des elektrischen Feldes korrigieren zu können. Zu diesem Zweck müssten neben der Kathode auch die mechanischen Bauteile der Ausleseseite überarbeitet werden.

²³Extended Plugable Objectoriented Root Analysis.

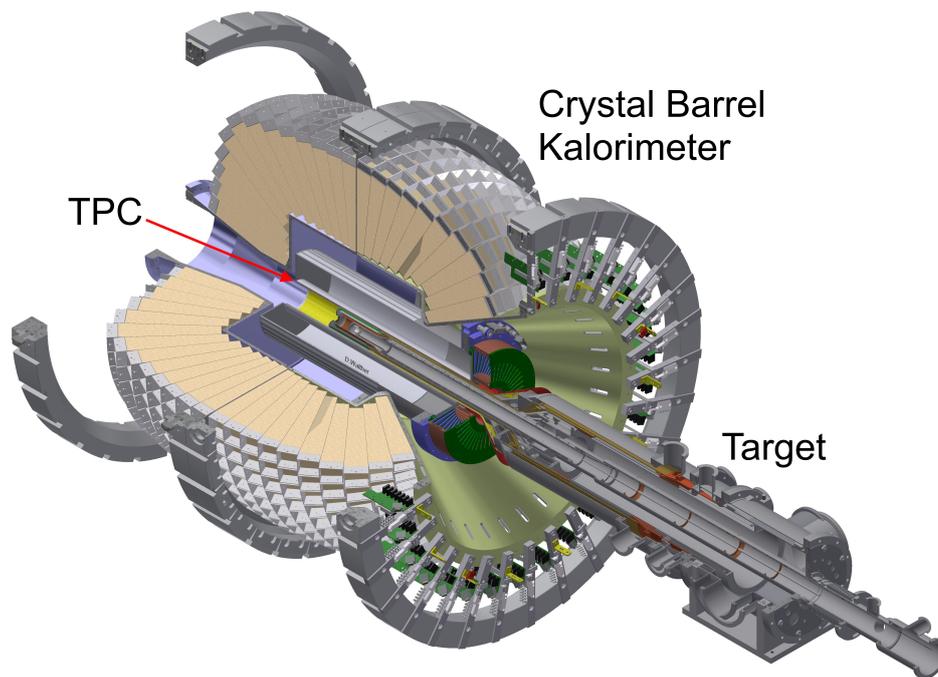


Abbildung 1.8.: Crystal Barrel Kalorimeter mit Target und CB-TPC. Technische Zeichnungen aus [28].

1.7. Motivation dieser Arbeit

Wie oben beschrieben, soll im Zuge einer Revision eines TPC-Prototypen für das CBELSA/TAPS-Experiment ein Kalibrationssystem für das Driftfeld realisiert werden. Ein zentraler Teil dieser Arbeit ist es, das Prinzip des Feldkalibrationssystems an einer neu entwickelten Testkammer (*small TPC*, *sTPC*) zu prüfen. Eine entsprechend herunterskalierte Auslekette wird analog zu dem Datenakquisitionssystem der CB-TPC vorgesehen.

Neben dem mechanischen und elektrischen Entwurf der *sTPC* sowie eines photoelektrischen Kalibrationssystems enthält diese Arbeit einen Recharteil zu Photokathodenmaterialien. Überdies wird ein analytisches Modell zur Beschreibung der Kathodenbeleuchtung durch mehrere Lichtquellen hergeleitet. Für Vorhersagen und Abschätzungen werden die Quanteneffizienzen von Aluminium (Al) und Kupfer (Cu) bei atmosphärischem Druck experimentell bestimmt. Eine Monte-Carlo-Simulation hilft bei dem Entwurf des für die Feldkalibration notwendigen Kontrastmusters und gibt Auskunft über erreichbare Präzisionen in Bezug auf eine Ortsrekonstruktion mithilfe der speziell präparierten Photokathode. Abschließend wird die *sTPC* in Betrieb genommen, um die Funktion des Kalibrationssystems zu bestätigen und grundlegende charakterisierende Messungen durchzuführen.

2. Gasbasierte Detektoren

In Kapitel 1.5 wird die Notwendigkeit einer Zeitprojektionskammer (TPC) für das CBELSA/TAPS-Experiment damit motiviert, dass man Zugang zu weiteren Zerfallskanälen und zu Teilchenidentifikation erhält. Um das Potenzial der TPC aufzuzeigen, wird das allgemeine Funktionsprinzip erläutert und im Weiteren der Einsatz von Gaselektronenvervielfachern (*engl. Gas Electron Multiplier, GEM*) diskutiert. GEMs bieten eine vielseitige Einsetzbarkeit und werden in modernen Spurkammern zur Verstärkung von Ladungen aus Primärionisationen verwendet.

2.1. Prinzip einer TPC

Die TPC beruht auf einem Detektionskonzept, welches darauf ausgelegt ist, die Flugbahnen ionisierender geladener Teilchen und deren spezifischen Energieverlust entlang dieser Trajektorien präzise zu vermessen. Durch den Einsatz von Gas als Detektionsmedium wird die Ausgangsenergie dabei nur minimal verfälscht. TPCs werden üblicherweise in einem homogenen Magnetfeld betrieben, sodass man aus den Krümmungsradien der Flugbahnen den Impuls der zugehörigen Teilchen bestimmen kann. Im Weiteren werden das grundlegende Funktionsprinzip sowie die Einsatzgebiete der TPC thematisiert.

Im Magnetfeld beschreiben geladene Teilchen, im allgemeinen Fall, Flugbahnen in Form einer Helix, wobei der Radius proportional zur Ladung und zum Transversalimpuls des betrachteten Teilchens ist.

Bei der Zeitprojektionskammer handelt es sich um ein Gasvolumen, das im Normalfall von zwei planparallelen Flächen eingeschlossen ist, einer Kathodenfläche und einer Ausleseebene. Zwischen Kathode und Ausleseebene (Anode) liegt optimalerweise ein homogenes elektrisches Feld an. Im Falle eines endlichen Plattenkondensators brechen die Feldlinien zum Rand hin zunehmend aus, weshalb Spurkammern von einem sog. *Feldkäfig* (*engl. field cage*) umschlossen werden. Er hilft dabei, das elektrische Feld TPC weitestgehend homogen zu halten. Im Falle einer zylindrischen TPC, wie der CB-TPC, handelt es sich um Metallringe (*allg.: Feldstreifen*), die entlang der Mantelfläche zwischen Ausleseebene (Anode) und Kathode nebeneinander angeordnet sind. Eine Widerstandskette sorgt dabei für den definierten Spannungsabfall, sodass sich nur kleinskalige Feldinhomogenitäten zwischen den einzelnen Feldstreifen ausbilden. Illustrationen zu den Funktionsweisen von TPC und Feldkäfig sind in Abbildung 2.1 dargestellt. Durchquert ein ionisierendes Teilchen das Detektorvolumen, so ionisiert es die Gasatome, sodass eine Spur von Elektron-Ionen-Paaren gebildet wird. Diese werden wiederum von einem homogenen elektrischen Feld getrennt. Elektronen driften dabei in Richtung der Ausleseebene und die Ionen zur Kathode. Vor dem Erreichen der Anode passieren die Elektronen eine Verstärkungsstruktur (s. Abschnitt 2.1.1), wo sie durch Stoßionisation weitere Elektronen freisetzen, um ein messbares Signal erzeugen zu können. Dieses Signal wird als Spiegelladung auf einer metallischen segmentierten Anodenebene induziert (s. [63]). Damit wird eine zweidimensionale Projektion der Teilchenspur in der Ausleseebene erzeugt, welche häufig in die x - y -Ebene gelegt wird. Da zudem die Driftgeschwindigkeit im Gas idealerweise konstant ist, kann die dazu transversal gemessene z -Komponente in Verbindung mit einer entsprechenden Kalibrationsmessung aus der Driftzeit errechnet werden. Dies setzt eine zeitlich differenzierte Ausleseelektronik voraus, deren *Sampling-Rate* Driftzeiten auflösen kann, welche kleiner sind, als die typischen Elektronendriftzeiten von $< 1 \mu\text{s}$ im Detektor.

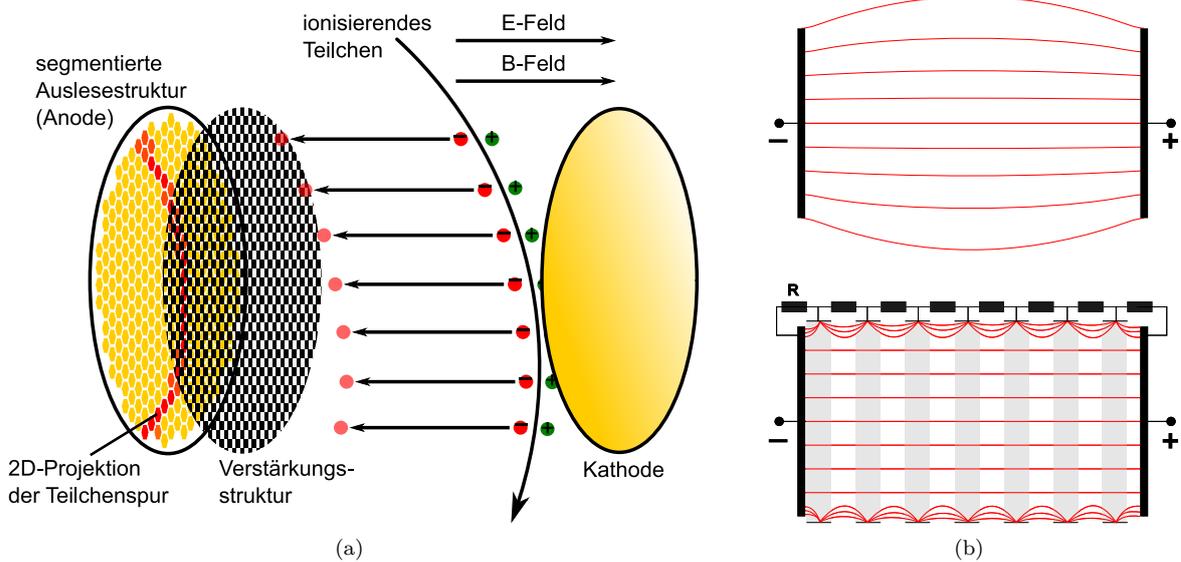


Abbildung 2.1.: (a) Illustration der Funktionsweise einer Zeitprojektionskammer (TPC). Ein geladenes ionisierendes Teilchen im Magnetfeld erzeugt entlang seiner Flugbahn Elektron-Ionen-Paare im Detektorgas, die von einem homogenen elektrischen Feld getrennt werden. Dabei driften die Elektronen zur Ausleseebene und die Ionen zur Kathode. (b) Prinzip eines Feldkäfigs. Die obere Abbildung zeigt eine Illustration der nach außen ausbrechenden Feldlinien im Plattenkondensator. Die untere Abbildung veranschaulicht die Feldlinien bei Vorhandensein eines Feldkäfigs mit einer Widerstandskette. Hier sind zwar lokal deutlich inhomogenere Felder möglich, jedoch begrenzen sich diese auf die Randbereiche.

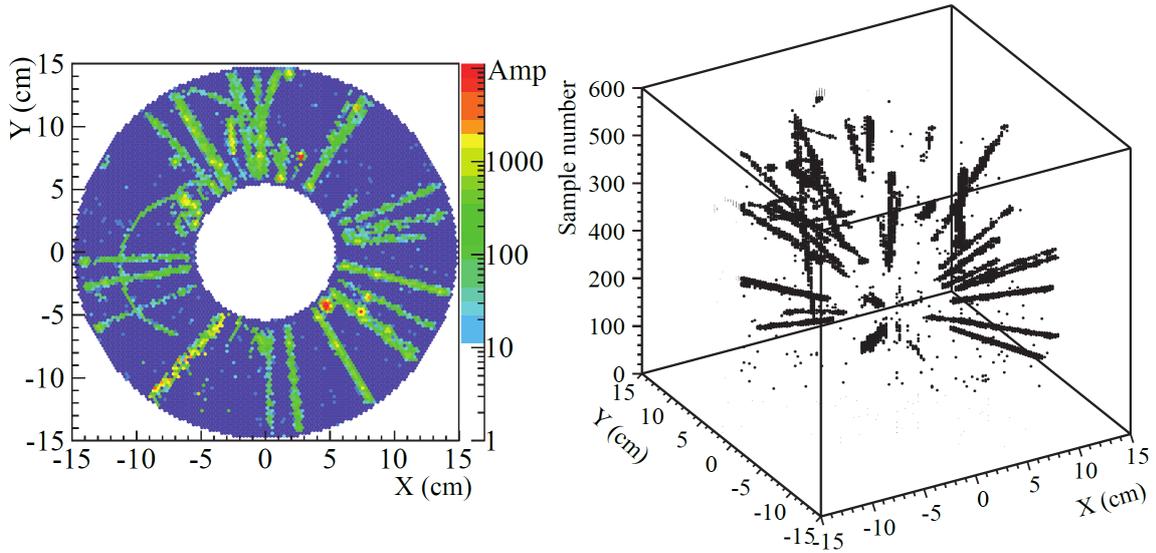


Abbildung 2.2.: Online-Messung (2D-Projektion und 3D-Darstellung) eines Ereignisses beim Beschuss eines Al-Targets mit ^{22}Ne -Ionen bei einer Energie von 1.7 GeV pro Nukleon. Die Samples in der 3D-Darstellung entsprechen einer Driftzeit, die bei der Analyse in die z -Ortskomponente umgerechnet wird. Aufgenommen mit der FOPI-TPC (*aktuell CB-TPC*) am FOPI-Experiment. Aus [59].

TPCs werden sowohl in Kollisionsexperimenten, bei denen zwei Teilchenstrahlen aufeinander treffen, sowie bei Experimenten mit festem Target eingesetzt. Aus Symmetriegründen werden sie häufig zylinderförmig [64, 65, 66] hergestellt. Im zentralen Bereich der TPC wird dafür ein entsprechender Ausschnitt für den Kollisionsspunkt bzw. das Target vorgesehen. Darüber hinaus findet man auch quaderförmige [67, 68] Spurkammern in Vorwärtsrichtung von Experimenten mit ruhendem *Target*. Abbildung zeigt die Online-Messung eines Ereignisses beim Beschuss eines Al-Targets mit ^{22}Ne -Ionen mit der FOPI-TPC (*aktuell CB-TPC*). Neben dem Energieeintrag pro Strecke, können hier Krümmungsradien und eventuelle Sekundärvertices extrahiert werden.

Aufgrund des gasförmigen Detektionsmediums können Zeitprojektionskammern sehr große Volumina abdecken, ohne dass nachfolgende Energiemessungen signifikant verfälscht werden. Gründe dafür sind die geringe Atom- bzw. Moleküldichte und der moderate Energieverlust pro Kollision. Nach der Bethe-Bloch-Formel lässt sich der spezifische Energieverlust geladener Teilchen in Materie durch [69]

$$-\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = 2\pi \cdot N_A \cdot r_e^2 \cdot m_e c^2 \cdot \rho \cdot \frac{Z}{A} \cdot \frac{z^2}{\beta^2} \cdot \left[\ln \left(\frac{2m_e \gamma^2 v^2 W_{\max}}{I^2} \right) - 2\beta^2 - \delta \right]. \quad (2.1)$$

beschreiben¹. Die dabei eingehenden Größen sind

- E : deponierte Teilchenenergie
- x : zurückgelegte Strecke
- N_A : Avogadro-Konstante
- r_e : klassischer Elektronradius
- c : Lichtgeschwindigkeit

¹Die in [69] zusätzlich angegebene *Schalenkorrektur* wurde hier weggelassen.

- v : Momentangeschwindigkeit des Teilchens
- β : relativistischer Faktor $\beta = v/c$
- γ : Lorentz-Faktor $\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$
- Z : Ordnungszahl des Materials
- A : Massenzahl des Materials
- z : Ladungszahl des Teilchens
- m_e : Masse des Elektrons
- ρ : Massendichte des Materials
- W_{\max} : max. Energietransfer in einer Kollision
- I : mittleres Anregungspotenzial des Materials
- $\delta(\beta)$: Dichtekorrektur

Die Formel beschreibt den Energieverlust pro Wegstrecke für schwere geladene Teilchen² mit Geschwindigkeiten $0.1 \lesssim \beta\gamma \lesssim 1000$. Bei kleineren Energien müssen Bindungsenergien von Hüllenelektronen in einer sog. *Schalenkorrektur* berücksichtigt werden und für größere Energien dominieren Strahlungsverluste [6]. Oft wird ρ in (2.1) auf die andere Seite der Gleichung gebracht, sodass der spezifische Energieverlust in der Form

$$-\frac{1}{\rho} \cdot \left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle \quad (2.2)$$

unabhängig von der Materialdichte ist. Die üblicherweise genutzte Einheit ist dabei MeV g cm^{-2} . Neben dem direkten Zusammenhang zur Dichte, skaliert der Energieverlust mit der Anzahl an Elektronen pro Atom, d.h. mit der Ordnungszahl Z . Darüber hinaus gibt es eine starke Geschwindigkeits- bzw. Impulsabhängigkeit, die in Abbildung 2.3 (a) für verschiedene geladene Teilchen gezeigt ist. Teilabbildung (b) zeigt zudem eine entsprechende Auswertung [1] von Teilchenspuren, die infolge von π -C-Kollisionen am FOPI-Experiment mithilfe der FOPI-TPC aufgenommen wurden. Aus den Rohdaten der TPC können sowohl ein Maß für den Energieverlust als auch Impuls extrahiert werden, was die Stärke dieses Detektortyps aufzeigt. Dennoch ist ein Magnetfeld für die Bestimmung des Transversalimpulses p_t vorausgesetzt. Hier folgt für ein Teilchen im homogenen Magnetfeld $B \equiv |\vec{B}|$ aus dem Kräftegleichgewicht zwischen Lorentz- und Zentripetalkraft der Zusammenhang

$$qv_t B = \gamma m_0 \frac{v_t^2}{R}, \quad (2.3)$$

wenn m_0 die Ruhemasse, v_t die Geschwindigkeitskomponente transversal zum Magnetfeld \vec{B} , q die Teilchenladung und R der Bahnradius sind. Mithilfe des relativistischen Transversalimpulses $p_t = \gamma m_0 \cdot v_t$ folgt

$$p_t = q \cdot R \cdot B. \quad (2.4)$$

Der Transversalimpuls ist damit direkt proportional zum Krümmungsradius. Hat man die verschiedenen Bänder in Abbildung 2.3 (b) bestimmten Teilchensorten zugeordnet und statistisch ausgewertet, so kann bei nachfolgender Vermessung einzelner Teilchenbahnen eine Wahrscheinlichkeit dafür gegeben werden, um welches geladene Teilchen es sich handelt. Darüber hinaus ist p_t auf das Vorzeichen

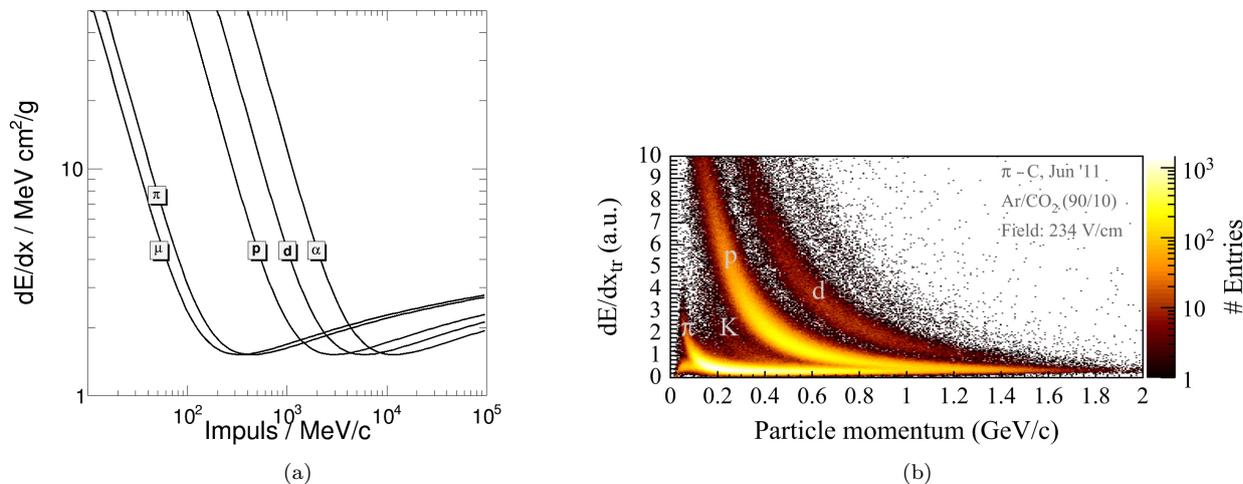


Abbildung 2.3.: (a) Nach Bethe-Bloch-Formel berechneter spezifischer Energieverlust (normiert auf die Dichte, s. Einheiten) gegen Impuls verschiedener Teilchen in Argon bei 1 bar und 293 K aus [29]. (b) Mit der FOPI-TPC (aktuell CB-TPC) am FOPI-Experiment gemessener (mittlerer) Energieverlust pro Strecke aufgetragen gegen Teilchenimpuls. Aus [1].

von q sensitiv, wodurch elektrisch geladene Teilchen grundsätzlich von ihren Antiteilchen unterschieden werden können.

Neben der Identifikation geladener Teilchen über Energieverlust und Impuls können durch die Vermessung von Sekundärvertices auch Teilchen mit *Strangeness* detektiert werden.

2.1.1. Verstärkungsstrukturen

Da die Ionisationselektronen, die infolge vom Durchgang geladener Teilchen im gasgefüllten Driftvolumen erzeugt werden, alleine nicht ausreichen um messbare Signale zu erzeugen, müssen Strukturen zur Verstärkung eingesetzt werden. Diese befinden sich unmittelbar vor der eigentlichen Ausleseebene und sollen gewöhnlicherweise Verstärkungen (*engl. gain*) von $\sim 10^3 \dots 10^4$ erzeugen. Die folgenden Unterabschnitte orientieren sich inhaltlich eng an [60] und beschreiben die bisher eingesetzten Vieldrahtkammern sowie den Vorteil von neuerdings verwendeten Gaselektronenvervielfachern.

Vieldrahtkammern

Wie bereits oben beschrieben, wird zur Messung der Ionisationselektronen im Driftvolumen das Signal der Elektronen verwendet. Bislang wurden TPCs üblicherweise mit Vieldrahtkammern [70] über der Auslesestruktur (*engl. Multi Wire Proportional Chamber, MWPC*) ausgestattet. Hierbei werden zwei Ebenen von parallelen Drähten dicht über den metallischen Auslesepads platziert, um Bereiche hoher elektrischer Feldstärke zu erzeugen. Abbildung 2.4 zeigt hierzu den Potenzialverlauf in der Querschnittsansicht der Drähte. Die zur Kathode gerichtete Drahtebene ist ihr gegenüber positiv geladen, wodurch das Driftfeld zum Trennen von Ionisationsladungen erzeugt wird. Die einige 100 μm darunter platzierte Drahtebene ist positiver geladen, wobei in der Nähe der Drähte ein so hohes elektrisches Feld erzeugt wird, sodass dort eine lawinenartige Gasverstärkung stattfinden kann. Ein im Driftvolumen erzeugtes Elektron würde damit zu den Drähten der unteren Ebene driften und dort weitere

²Elektronen müssen gesondert betrachtet werden. S. [6].

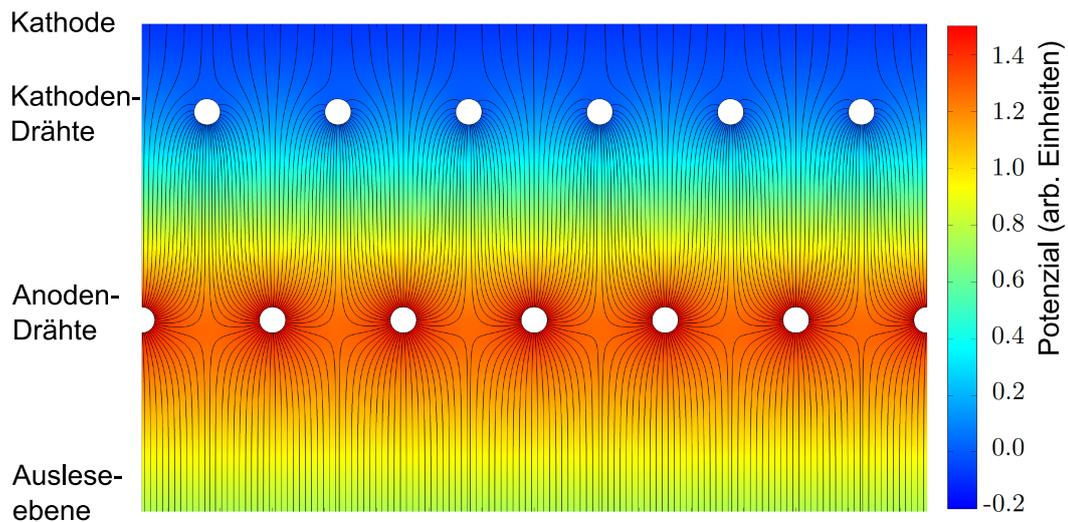


Abbildung 2.4.: Elektrisches Potenzial (Farbskala) und Feldlinien einer Vieldrahtkammer (MWPC) aus [60].

Elektron-Ionen-Paare erzeugen. Durch das Absaugen der Elektronen mithilfe der Anodendrähte, generieren die deutlich langsameren Ionen eine Spiegelladung auf den in der Ausleseebene befindlichen Metallpads während sie zu den Kathodendrähten driften. Das Entstehen und die Neutralisierung der Spiegelladung auf dem Metallpad ist nichts anderes als ein zeitlich begrenzter Strompuls, welcher elektronisch verstärkt und weiterverarbeitet werden kann.

Ein Nachteil beim Einsatz von MWPCs ist die Tatsache, dass ein nicht vernachlässigbarer Anteil der Laweniononen in das Driftvolumen hineindriftet, was zu Feldverzerrungen und damit zu einer Verschlechterung der räumlichen Auflösung in der Größenordnung von 1 cm führen kann [71]. Da es wegen der niedrigen Mobilität der Ionen zu Driftzeiten von $\sim 100 \mu\text{s}$ innerhalb der Verstärkungsstufe kommen kann, würde dies eine enorme Einschränkung für die Trigger-Rate darstellen, wenn man jedes Mal abwarten würde bis die Ionen neutralisiert sind. Um diesen sogenannten Ionenrückfluss (*engl.* Ion Backflow, IB) zu vermindern, wird üblicherweise beim Einsatz von MWPCs ein zusätzliches *Gating Grid* verwendet, welches über der MWPC platziert wird und nach Aufnahme eines Ereignisses kurzzeitig so gepolt wird, dass alle verbleibenden Ionen neutralisiert werden. Dies vermindert die Totzeit um ein Vielfaches, jedoch kommt dieses Verfahren an seine physikalischen Grenzen wenn man zu hohen Luminositäten, d.h. zu hohen Ereignisraten geht, wie z.B. beim ALICE-Experiment. Hier werden nach dem *High Luminosity Upgrade* Raten von bis zu 50 kHz bei Pb-Pb-Kollisionen erwartet [72].

Eine elegante Lösung, um das Gating zu vermeiden ist es, GEM-Systeme zur Verstärkung zu verwenden, da eine GEM von sich aus eine intrinsische Unterdrückung des Ionen-Rückflusses mit sich bringt und in einem System aus mehreren GEMs kann diese Unterdrückung sogar noch weiter optimiert werden. Die Funktionsweise der GEM wird im nächsten Abschnitt thematisiert.

2.1.2. Gaselektronenvervielfacher (GEM)

Der Gaselektronenvervielfacher (*engl.* Gas Electron Multiplier, GEM; auch Abk. für GEM-Folie) löst, technologisch gesehen, die MWPC ab, da er neben eines vergleichsweise einfachen Produktionsverfahrens auch Vorteile hinsichtlich der Performanz mit sich bringt.

Das Konzept der GEM wurde zuerst von Fabio Sauli [73] im Jahre 1997 eingeführt und von der COMPASS-Kollaboration [74, 75, 76, 77] zunächst in Form planarer Detektoren zur zweidimensionalen Punktreakonstruktion von Teilchenflugbahnen eingesetzt. Mithilfe der in Abschnitt 1.6 thematisierten GEM-TPC, konnte erstmals die Einsatzfähigkeit von GEMs in an einer großskaligen Spurkammer

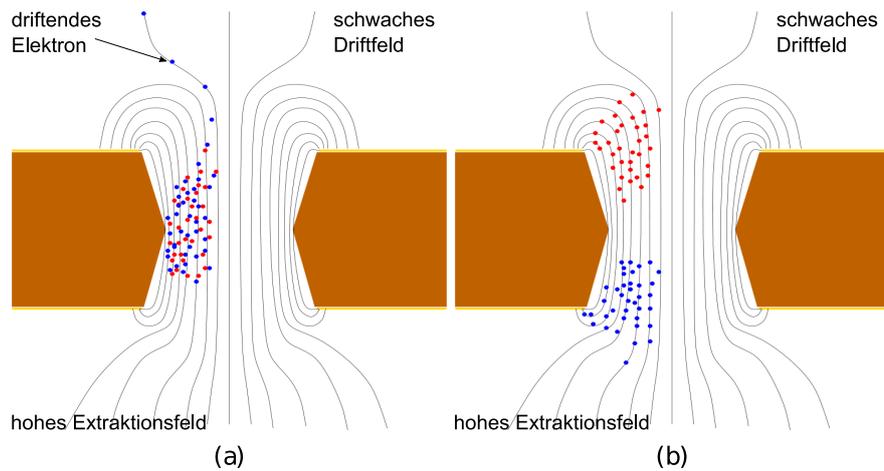


Abbildung 2.5.: Illustration zur Funktionsweise eines Gaselektronenvervielfachers (GEM) aus [59]. (a) Elektronen werden durch das schwache Driftfeld in ein GEM-Loch geführt, wo sie durch ein starkes elektrisches Feld lawinenartig vervielfacht werden. (b) Durch die asymmetrische Feldkonfiguration mit schwachem Driftfeld und hohem Extraktionsfeld können Ionenunterdrückung und Elektronenextraktion optimiert werden.

gezeigt werden [78, 79, 80, 1]. Beispiele aktueller Experimente, die GEMs in Verbindung mit einer TPC verwenden, sind AMADEUS [81], CLAS [82] und nicht zuletzt ALICE [64].

Eine GEM besteht aus zwei parallelen Kupferebenen, die einen Isolator einschließen. Durch einen lithografischen Prozess werden darauf in periodischer Anordnung Löcher hineingeätzt. Üblicherweise dient dabei eine hochisolierende Polyimidfolie als Isolator. Die Löcher in den GEM-Folien erhalten je nach Ätzprozess eine einfach- oder doppelkonische Form, sodass ein innerer und ein äußerer Lochdurchmesser definiert werden können. Sogenannte Standard-GEMs (St-GEM) besitzen doppelkonische Löcher bei einem inneren Durchmesser von $50\ \mu\text{m}$ und einem äußeren von $70\ \mu\text{m}$. Zudem haben sie eine Polyimidstärke von $50\ \mu\text{m}$ und einen Lochabstand von $140\ \mu\text{m}$. Diskussionen weiterer GEM-Geometrien sowie Vorhersagen zu GEMs können u.a. in [29] und [83] gefunden werden. Eine Illustration der Funktionsweise einer GEM ist in Abbildung 2.5 dargestellt. Oberhalb der GEM befindet sich ein vergleichenes moderates Driftfeld, womit Ionisationselektronen aus dem Driftbereich zur GEM befördert werden. Entsprechend der Abbildung driftet ein Elektron zunächst in ein GEM-Loch, wo es durch eine hohe lokale Feldstärke genug Energie gewinnen kann, um andere Atome oder Moleküle des Gases zu ionisieren, was einen lawinenartigen Ionisationseffekt zur Folge hat. Während die vervielfachten Elektronen vom darunterliegenden Extraktionsfeld aus der Verstärkungszone gezogen werden, folgen die schweren Ionenrümpfe den Feldlinien, im besten Fall auf die Oberseite der GEM, wo sie neutralisiert werden können. Diese intrinsische Ionenrückflussunterdrückung kann durch die Wahl der Felder über, unter und in der GEM optimiert werden. Dies ist ein großer Vorteil gegenüber den MWPCs, da hier kein Gating-Grid notwendig ist, um Ionen aus der Verstärkungsregion abzufangen. Eine Totzeit entfällt damit. Da einige Feldlinien zwangsweise auch ins Driftvolumen ragen müssen, gibt es je nach Feldkonfiguration mehr oder weniger starken Ionenrückfluss.

Nach [84] lassen sich mit einem System aus drei Standard-GEMs Ionenrückflüsse von $2..3\%$ erzielen³. Optimiert man das System auf Unterdrückung des Ionenrückflusses, indem Lochdurchmesser und Transferfelder zwischen den GEMs variiert werden, so ist nach [85] ein Wert von $\sim 0.4\%$ zu erreichen. Ausführliche Simulationen und Vergleichsmessungen zur Optimierung und Parametrisierung von GEM-Transfereffizienzen findet man in [29]. Darüber hinaus versucht [83] in diesem Kontext Prognosen auf Grundlage eines analytischen Modells zu geben.

³Verschiedene Gasgemische aus Argon oder Neon mit CO_2 und Stickstoff wurden getestet.

2.2. Drift und Diffusion von Elektronen im Gas

Dieser Abschnitt thematisiert die für diese Arbeit relevanten Grundlagen gasbasierter Teilchendetektoren, welche in Kapitel 7 aufgegriffen werden. Im Hinblick auf den Betrieb einer TPC und die Messung von Feldverzerrungen wird dabei die Drift geladener Teilchen im Gas bei Anwesenheit von elektrischen und magnetischen Feldern betrachtet. Dennoch werden im Rahmen dieser Arbeit nur Messungen ohne magnetische Felder durchgeführt.

Im Folgenden soll die Dynamik geladener Teilchen in Gasen betrachtet werden. Der Fokus liegt dabei auf der Drift und der Diffusion, da diese beiden Prozesse eine wichtige Rolle bei dem Verständnis einer Spurkammer spielen. Die in Kapitel 7 beschriebene Monte Carlo Simulation bezieht sich u.a. auf die hier erörterten Zusammenhänge. In der Simulation werden Ionisationselektronen im Detektormedium bzw. Photoelektronen an der Kathode positioniert, um anschließend Drift, Diffusion und Verstärkung bis hin zur Auslese zu verfolgen. Die so simulierten Detektorsignale dienen als Referenz für anschließende Kalibrationsmessungen. Die Detektionsperformanz einer TPC profitiert enorm durch die Anwesenheit eines zum elektrischen Feld \vec{E} parallelen Magnetfeldes \vec{B} . Zwar werden im Rahmen dieser Arbeit keine Messungen im Magnetfeld durchgeführt, jedoch ist es für anknüpfende Untersuchungen ebenfalls von Interesse, abzuschätzen welchen Einfluss es hat, wenn \vec{E} - und \vec{B} -Felder nicht exakt parallel ausgerichtet sind. Ursachen für Inhomogenitäten des elektrischen Feldes können allgemeine mechanische Deformationen der Detektorgeometrie sowie Randeffekte am *Feldkäfig* sein. Daneben können Feldverzerrungen durch lokale Raumladungen im Detektorvolumen hervorgerufen werden, die bei hohen Ereignisraten und die damit verbundenen Ionenwolken zustande kommen.

Ionisierende Strahlung erzeugt, wie in Abschnitt 2.1 erläutert, Elektron-Ionen-Paare im Detektormedium. Bei geladenen Teilchen, wofür Zeitprojektionskammern üblicherweise ausgelegt sind, können durch Stoßionisation, je nach Energie, ganze Spuren solcher Ladungspaare entstehen. Der mittlere Energieverlust pro Wegabschnitt gehorcht dabei der Bethe-Bloch-Formel (2.1). Da das Gasmedium aus Atomen oder Molekülen besteht, wird die Energie entlang der Teilchenbahn nicht kontinuierlich, sondern an Kollisionspunkten abgegeben, wobei der typische Abstand zweier aufeinanderfolgender Interaktionspunkte durch die mittlere freie Weglänge λ bestimmt wird und von dem entsprechenden Wirkungsquerschnitt des Elektrons in dem Detektormedium abhängt. An einem solchen Kollisionspunkt wird ein Primärelektron mit entsprechender Energie ausgelöst, welches in den meisten Fällen seine gesamte Energie auf einer Strecke verliert, die kleiner ist, als die Detektorauflösung. Dabei werden wiederum Ionisationselektronen freigesetzt, deren Anzahl proportional zu der Energie des Primärelektrons ist.

Der Schwerpunkt dieses Kapitels liegt darauf, Drift und Diffusion der jeweils lokal freigesetzten Ionisationselektronen effektiv zu beschreiben. Die folgende Beschreibung zu Drift und Diffusion ist angelehnt an [86].

2.2.1. Drift

Ohne die Anwesenheit eines externen Feldes würden die lokal erzeugten Elektronen teilweise rekombinieren und ein anderer Teil würde ins thermische Gleichgewicht mit seiner Umgebung treten, was zu einer Diffusion der Ladungen führt. Mit einem externen elektrischen und magnetischen Feld ändert sich die Bewegung entscheidend. Die zugehörige Bewegungsgleichung lautet, ausgedrückt durch die Geschwindigkeit \vec{v} im Vakuum oder zwischen zwei Stößen,

$$m \cdot \frac{d\vec{v}}{dt} = q \left(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B} \right), \quad (2.5)$$

wenn $\frac{d\vec{v}}{dt}$ die Geschwindigkeitsänderung der Masse m und q die entsprechende Ladung ist.

Das Kollidieren der Ladungen mit Gasatomen bzw. Gasmolekülen bewirkt im zeitlichen Mittel eine durchschnittliche Geschwindigkeit $\vec{u} = \langle \vec{v} \rangle$ und eine der Bewegung entgegengesetzte, geschwindig-

keitsabhängige Reibungskraft $K\vec{u}$, womit sich die effektive Bewegungsgleichung

$$m \cdot \frac{d\vec{u}}{dt} = q \left(\vec{E} + \vec{u} \times \vec{B} \right) - K\vec{u} \quad (2.6)$$

ableiten lässt, welche die Form der *Langevin-Gleichung* hat. Die Gleichung gilt auf Zeitskalen, die deutlich größer sind, als die mittlere Zeit τ zwischen zwei aufeinanderfolgenden Kollisionen. Für den Zustand bei Kräftegleichgewicht $\vec{F} = m \cdot \frac{d\vec{u}}{dt} = 0$, der sich nach dieser typischen Zeit τ einstellt, gilt dann

$$q\vec{E} = K\vec{u} - q \left(\vec{u} \times \vec{B} \right), \quad (2.7)$$

mit der konstanten Driftgeschwindigkeit \vec{u} . Die Zeit $\tau = \frac{m}{K}$ entspricht dabei der mittleren Zeit zwischen zwei aufeinanderfolgenden Kollisionen und mit dieser Substitution lautet die Lösung von (2.7) nach der Geschwindigkeit⁴

$$\vec{u} \equiv \vec{v}_{\text{drift}} = \frac{q\tau E}{m} \cdot \frac{1}{1 + (\omega\tau)^2} \cdot \left(\hat{E} + \omega\tau(\hat{E} \times \hat{B}) + (\omega\tau)^2(\hat{E} \cdot \hat{B})\hat{B} \right), \quad (2.8)$$

wobei $E \equiv |\vec{E}|$ der Betrag und $\hat{E} = \vec{E}/E$ der Einheitsvektor des elektrischen Feldes sind. Die Notation gilt entsprechend für das Magnetfeld \vec{B} . Der Ausdruck $\omega = \frac{e}{m} \cdot B$ ist darüber hinaus die Zyklotron-Kreisfrequenz einer Spiralbahn, welche bei Anwesenheit eines Magnetfeldes durch die Ladung beschrieben wird.

Die Zeit τ kann am besten experimentell aus der Driftgeschwindigkeit \vec{u} bestimmt werden, wenn kein Magnetfeld vorhanden ist, weil sich dadurch (2.8) zu

$$\vec{u} = \frac{q\tau}{m} \cdot \vec{E} \quad (2.9)$$

vereinfacht, wobei $\mu = \frac{q}{m}\tau$ als Mobilität bezeichnet wird. Sie ist für Elektronen um mehrere Größenordnungen höher als für Ionen, weshalb sie in Spurkammern, mit vorangehender Verstärkung, zur Auslese genutzt werden. Durch die deutlich niedrigere Mobilität der Ionen, können sich bei Experimenten mit hoher Ereignisrate Raumladungszonen ausbilden, welche die Messung signifikant verfälschen. Um u.a. solche Verzerrungen korrigieren zu können, bedarf es eines Kalibrationssystems, womit diese Inhomogenitäten gemessen werden können. Abschnitt 3.1 befasst sich in diesem Zusammenhang mit der Umsetzung existierender Kalibrationssysteme. Im Weiteren soll die Folge solcher Störungen auf die Driftbewegung thematisiert werden.

2.2.2. Drift bei Störungen des elektrischen Feldes

Bei der gewöhnlichen Anwendung der TPC sind elektrisches und magnetisches Feld parallel $\vec{E} \parallel \vec{B}$, wodurch der Term mit $(\vec{E} \times \vec{B})$ im idealisierten Fall wegfällt. Wie oben geschildert, können jedoch lokale Inhomogenitäten des elektrischen und magnetischen Feldes dennoch für Beiträge dieses Terms sorgen. Die relativen Beiträge der Geschwindigkeitskomponenten in x bzw. y erhält man, wenn angenommen wird, dass $\vec{E} = (E_x, E_y, E_z)$ und $\vec{B} = (0, 0, B_z)$. Zudem ist vorauszusetzen, dass die zur Hauptdriftrichtung transversalen Störungen des elektrischen Feldes klein sind im Vergleich zur longitudinalen Komponente, d.h. $|E_x|, |E_y| \ll |E_z|$. Mithilfe von (2.8) erhält man den genäherten relativen Geschwindigkeitsbeitrag⁵ in x -Richtung

$$\frac{u_x}{u_z} \approx \frac{E_x - \omega\tau E_y}{(1 + \omega^2\tau^2)E_z} = \frac{E_x - \mu B \cdot E_y}{(1 + \mu^2 B^2)E_z}. \quad (2.10)$$

⁴Die Driftgeschwindigkeit wird in den nachfolgenden Kapiteln auch mit v_{drift} bezeichnet

⁵Analog zu einer Abschätzung in [86], bei der das Magnetfeld als Störfeld angenommen wird.

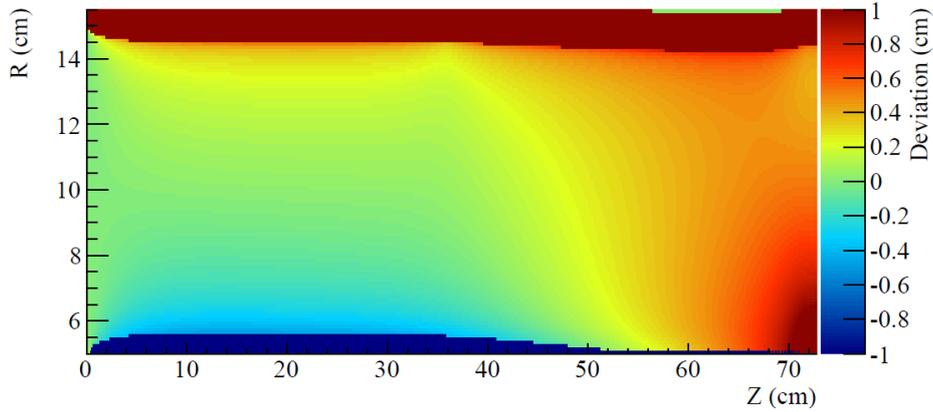


Abbildung 2.6.: Radiale Abweichungen von einer geraden Driftstrecke als Funktion des Startpunktes $(R, Z) =$ Radius und z -Position. Aus [60].

Für das zweite Gleichheitszeichen wurden hier $\tau = \frac{m}{e}\mu$ und $\omega = \frac{e}{m}B$ verwendet, wobei B der Betrag des konstanten Magnetischen Feldes ist. Ein analoges Verhältnis kann auch für u_y hergeleitet werden. Der Ausdruck (2.10) lässt sich verwenden, wenn man die x -Abweichung als Zeitintegral

$$\delta x = \int_{t_0}^{t_d} u_x dt \quad (2.11)$$

mithilfe von $z(t) = u_z t$ zu einem z -Integral

$$\delta x = \int_{z(t_0)}^{z(t_d)} \frac{u_x}{u_z} dz \quad (2.12)$$

parametrisiert. Hier sind t_0 und t_d der Start- bzw. Endzeitpunkt der Drift. Für eine Konfiguration ohne Magnetfeld gilt nach (2.10) $u_x/u_z = E_x/E_z$, wodurch sich eine x -Komponente des elektrischen Feldes direkt auf die Abweichung auswirkt: geht man beispielsweise von einem Verhältnis E_x/E_z über einen begrenzten Driftabschnitt der Ausdehnung Δz aus, so erhält man nach (2.12) eine Ortsverfälschung von

$$\delta x = \frac{E_x}{E_z} \Delta z, \quad (2.13)$$

wobei der Gültigkeitsbereich von Näherung (2.10) zu berücksichtigen ist. Geht man darüber hinaus von einem Magnetfeld der Stärke $B = 2$ T bei einer Elektronenmobilität⁶ von $\mu \approx 8 \times 10^3 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$ aus, so ist $\mu B = 1.6$ und die x -Abweichung verringert sich auf $\delta x \approx 0.28 \cdot E_x/E_z \cdot \Delta z$, jedoch gibt es dadurch auch einen Beitrag $\delta y \approx 0.45 \cdot E_x/E_z \cdot \Delta z$ in der y -Komponente.

Über die oben gezeigten Abschätzungen hinaus, führt [60] ausführlichere Betrachtungen zu Feldverzerrungen auf Grundlage simulierter Feldkonfigurationen durch, wobei zunächst Gleichung (2.6) gelöst und die Abweichungen der Drifttrajektorie von einer direkten Geraden numerisch integriert werden (s. auch [71]). Daraus können die Korrekturen in Form einer Verzerrungskarte (*engl. distortion map*) abgeleitet werden. Aufgrund einiger bekannter elektrischer Kurzschlüsse am *Feldkäfig* der CB-TPC, konnten in [60] mithilfe einer entsprechender elektrostatischer Simulationen und numerischer Berechnungen solche Korrekturen abgeleitet werden. Abbildung 2.6 zeigt die so erarbeiteten

⁶Abgeleitet aus einer Messung der Elektronendriftgeschwindigkeit in ArCO₂(90/10) [87] bei einem Driftfeld von $|\vec{E}| = 400 \text{ V/cm}$.

radialen Abweichungen in Abhängigkeit vom Startpunkt eines Elektrons. Aus der Grafik wird klar, dass man ohne Berücksichtigung einer Korrektur starke Einbußen der Größenordnung ~ 1 cm in der Genauigkeit der Ortsrekonstruktion hat. Aufgrund der Schwere dieser statischen Verzerrungen, wäre eine Reparatur bzw. Revision des Feldkäfigs angemessen.

2.2.3. Druck- und Temperaturabhängigkeit der Driftgeschwindigkeit

Im Rahmen dieser Arbeit wird eine Kalibration der Driftgeschwindigkeit hinsichtlich Temperatur- und Druckschwankungen behandelt, weshalb entsprechende physikalische Zusammenhänge geprüft werden.

Nach [86] gilt für die makroskopische Driftgeschwindigkeit von Elektronen bei Vernachlässigung der thermischen Energie⁷

$$v_{\text{drift}}^2 = \frac{e \cdot |\vec{E}|}{m_e \cdot n \cdot \sigma} \cdot \sqrt{\frac{\Lambda}{2}}, \quad (2.14)$$

wobei e die Elementarladung, $|\vec{E}|$ das Driftfeld, m_e die Elektronenmasse, $n \equiv N/V$ die Anzahldichte der Gasmoleküle, σ der Stoßwirkungsquerschnitt und Λ der mittlere relative Energieverlust pro Stoß sind. Die ideale Gasgleichung lässt sich wie folgt nach der Anzahldichte umformen:

$$\begin{aligned} p \cdot V &= N \cdot k_B \cdot T \\ \Leftrightarrow \frac{N}{V} &= \frac{1}{k_B} \cdot \frac{p}{T} \equiv n. \end{aligned} \quad (2.15)$$

Dabei bezeichnen k_B die Boltzmannkonstante und N die Anzahl der Moleküle im Volumen V . Eingesetzt in (2.14) ergibt sich der Zusammenhang

$$v_{\text{drift}} = f(\Lambda, \sigma) \cdot \sqrt{\frac{|\vec{E}| \cdot T}{p}} \equiv f(\Lambda, \sigma) \cdot \sqrt{\epsilon}. \quad (2.16)$$

Die Driftgeschwindigkeit wird oft als Funktion des Ausdrucks ϵ unter dem Wurzelzeichen bzw. E/p oder T/p dargestellt. Nichtsdestotrotz sei erwähnt, dass sowohl das Maß für den Energieübertrag pro Stoß Λ und der Wirkungsquerschnitt σ , welche in dem Vorfaktor $f(\Lambda, \sigma)$ auftauchen, im Allgemeinen energieabhängig und damit geschwindigkeitsabhängig sind. Aus diesem Grund kann der Zusammenhang $v_{\text{drift}} \propto \sqrt{\epsilon}$ nicht zwingend direkt gemessen werden. Abbildung 2.7 zeigt Elektronendriftgeschwindigkeiten in Abhängigkeit von der sog. reduzierten elektrischen Feldstärke $|\vec{E}|/p$ für Ar/CO₂ bei verschiedenen Anteilen von CO₂. Aus den bei konstanter Temperatur durchgeführten Messungen wird ersichtlich, dass die Zusammenhänge – hier für Elektronen – deutlich von einer Wurzelfunktion abweichen. Des Weiteren ist den Messungen zu entnehmen, dass die Hinzugabe von molekularen Gasen und die Variation des Mischungsverhältnisses markante Veränderungen des Driftverhaltens hervorrufen. Dies hängt u.a. mit den, gegenüber ungebundenen Atomen, zusätzlichen Freiheitsgraden von Molekülen zusammen, die bei einer Kollision angeregt werden können. Eine genauere Erörterung der Ursachen findet sich u.a. in [86].

2.2.4. Diffusion

Ein anderer wichtiger Aspekt bei der Dynamik geladener Teilchen im Gas ist die Diffusion. Sie ist die Folge des Konzentrationsgradienten der Ladungsdichte freigesetzter Elektronen und Ionen im Gas. Dieses Konzentrationsgefälle ist verantwortlich für eine effektive Bewegung, die durch den Fluss \vec{j}

⁷ $E_{\text{kin}} \gg \frac{3}{2} k_B T$

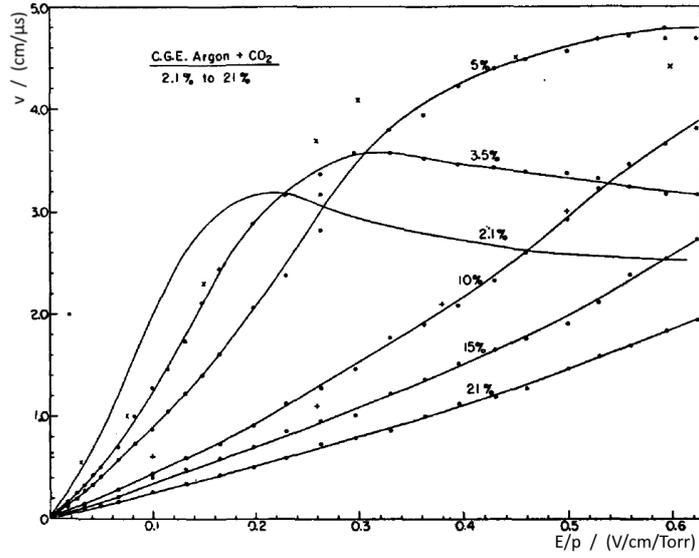


Abbildung 2.7.: Elektronendriftgeschwindigkeiten in Abhängigkeit von der reduzierten elektrischen Feldstärke für Ar/CO₂ bei verschiedenen Anteilen von CO₂. Aus [87], Achsenbeschriftung modifiziert.

quantifiziert wird, welcher der Kontinuitätsgleichung

$$\frac{\partial \rho(\vec{x}, t)}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \vec{j}(\vec{x}, t) = 0 \quad (2.17)$$

genügt, womit die Ladungserhaltung sichergestellt ist. Ergänzt man das *Ficksche Gesetz* der Diffusion $\vec{j} = -D\vec{\nabla}\rho$ um einen Driftbeitrag, so erhält man nach [86] den Ausdruck

$$\vec{j} = \rho\vec{u} - D\vec{\nabla}\rho \quad (2.18)$$

für die Teilchenstromdichte. Neben der makroskopischen Driftgeschwindigkeit \vec{u} (vgl. Abschnitt 2.2.1) enthält die Gleichung nun zusätzlich eine Diffusionskonstante D . Nach [86] ergibt sich schließlich die Diffusionsgleichung

$$\frac{\partial \rho(\vec{x}, t)}{\partial t} = D\vec{\nabla}^2 \rho(\vec{x}, t) - \rho(\vec{x}, t)\vec{\nabla} \cdot \vec{u}, \quad (2.19)$$

welcher die dreidimensionale Gaußsche Dichteverteilung der Form

$$\rho(\vec{x}, t) = \frac{1}{\sqrt{4\pi Dt}^3} \cdot \exp\left(-\frac{x^2 + y^2 + (z - ut)^2}{4D \cdot t}\right) \quad (2.20)$$

genügt. Dabei wurde angenommen, dass die Diffusionskonstante in alle Richtungen den gleichen Wert besitzt. Verallgemeinert man darüber hinaus, dass die Diffusionskonstante aufgrund der elektrischen Anisotropie [88] in longitudinaler und transversaler Richtung unterschiedlich sind, so ergibt sich für die Ladungsdichte

$$\rho(\vec{x}, t) = \frac{1}{(4\pi D_T t) \cdot (4\pi D_L t)^{\frac{1}{2}}} \cdot \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{4D_T \cdot t} - \frac{(z - ut)^2}{4D_L \cdot t}\right), \quad (2.21)$$

wobei hier bereits angenommen wird, dass für die beiden transversalen Richtungen die gleiche Diffusionskonstante D_T gilt. Entlang der Driftrichtung ist D_L die entsprechende Diffusionskonstante.

Betrachtet man die zeitliche Entwicklung von (2.21), so findet man ein stark lokalisiertes Profil (δ -Funktion) zur Zeit $t = 0$, welches sich mit zunehmender Zeit verbreitert. Die Standardabweichungen $\sigma_{T/L}$ der Verteilung folgen dabei dem Zusammenhang $\sigma_{T/L} = \sqrt{2\tilde{D}_{T/L} \cdot t}$. Diese Beziehung lässt sich nach [86] auch durch die gedriftete Strecke L in der Form

$$\sigma_{T/L} = \sqrt{2D_{T/L} \cdot t} = \underbrace{\sqrt{\frac{2D_{T/L}}{\mu|\vec{E}|}}}_{=: \tilde{D}_{T/L}(E,\mu)} \cdot \sqrt{L} \quad (2.22)$$

ausdrücken, womit die Zeitabhängigkeit eliminiert wird. Dabei ist jedoch zu beachten, dass $\tilde{D}_{T/L}$ zusätzlich vom elektrischen Feld abhängen. Die zeitliche Entwicklung der Diffusionsbreite wird in Kapitel 7 im Rahmen einer Monte Carlo Simulation verwendet, um die Antwort eines gasbasierten Detektors vorherzusagen.

3. Methoden der Feldkalibration

Im realen Experiment entsprechen die Gegebenheiten selten den Bedingungen der zugrundeliegenden idealisierten Berechnungen. Dabei stößt man einerseits auf Grenzen der technischen Umsetzung und andererseits auf endliche Fertigungs- und Justage-Toleranzen. Darüber hinaus können die Bedingungen im Verlauf des Experimentes ändern und zu dynamischen Fehlerquellen führen. Dieses Kapitel beschäftigt sich mit dieser Problemstellung im Hinblick auf Verzerrungen des elektrischen und magnetischen Feldes einer TPC. Die Hauptursachen für **statische** Feldverzerrungen (vgl. [65]) in einer TPC sind:

- mechanische Fehler der TPC: lokale Variation der Richtung von \vec{E} , lokaler $\vec{E} \times \vec{B}$ -Effekt
 - Deformation / Neigung der Kathode
 - Deformation / Neigung des Feldkäfigs
- endliche Segmentierung des Feldkäfigs: lokale Störungen des elektrischen Feldes an den Grenzen der TPC
- Fehlausrichtung von \vec{E} - und \vec{B} -Feld (globaler $\vec{E} \times \vec{B}$ -Effekt)
- radiale Inhomogenität von \vec{E} - und \vec{B} -Feld: radiale Abhängigkeit der Driftgeschwindigkeiten.

Ursachen für Verzerrungen **dynamischer** Natur:

- Variation der Driftgeschwindigkeit: falsche Rekonstruktion der z -Koordinate
 - Variation des Gasgemisches
 - Variation von Druck und Temperatur, T/p -Abhängigkeit der Driftgeschwindigkeit
- veränderliche Raumladung durch Ionen, abhängig von Ereignisrate im Experiment: lokale Änderung des \vec{E} -Feldes (lokaler $\vec{E} \times \vec{B}$ -Effekt).

In den folgenden Unterabschnitten wird ein Überblick existierender Feldkalibrationssysteme gegeben sowie die photoelektrische Kalibrationsmethode nach dem Vorbild des T2K-Experimentes umgesetzt. Dazu wird u.a. der Photoelektrische Effekt an Festkörpern genauer betrachtet.

3.1. Übersicht existierender Kalibrationsmethoden

Gängige Feldkalibrationssysteme beruhen auf dem photoelektrischen Effekt, wobei Photoelektronen als Sonden für das elektrische bzw. magnetische Feld fungieren. In vielen solcher Anwendungen wird ausgenutzt, dass Detektorgase praktisch transparent für die dabei infrage kommenden Lichtspektren sind. Das Licht kann ungehindert durch das Detektormedium transportiert und durch Präparation des Detektors an gewünschten Stellen zur Erzeugung von Kalibrationselektronen eingesetzt werden. Ein Beispiel dafür sind die HARP-TPC [66] und die T2K-TPC [67], worauf in Abschnitt 3.1.2 eingegangen wird. Im Gegensatz dazu gibt es Konzepte, bei denen das Gas vom Licht ionisiert wird, wofür lokal hohe Lichtintensitäten vonnöten sind. Diese können von gepulsten Lasern erbracht werden.

In Form einer Übersicht befassen sich die folgenden Unterabschnitte mit diesen beiden Arten der photoelektrischen Kalibrationskonzepte.

3.1.1. Differenzielle Kalibrationsmethode durch Laserspuren

Bei genügend hohen Intensitäten kann Licht in Form von Laserstrahlen genutzt werden, um im Detektor präzise Spuren von Elektron-Ionen-Paaren zu erzeugen. Da die Lichtenergie üblicherweise nicht ausreicht, um Gasatome zu ionisieren, muss die Lichtintensität lokal so hoch sein, dass nichtlineare Effekte im Detektorgas möglich sind. Man nutzt dabei die 2-Photon-Absorption (s. [86]) von Verunreinigungen im Detektorgas, welche üblicherweise in der Größenordnung ~ 1 ppm vorhanden sind. Die Intensität muss also so hoch sein, dass ein Molekül, welches durch ein erstes Photon angeregt wurde, zudem durch ein zweites Photon ionisiert wird. Dies muss geschehen, bevor sich der angeregte Zustand wieder abregt. Da das Laserlicht nicht von elektrischen oder magnetischen Feldern gestört wird, ist der Vorteil dieses Konzeptes, dass perfekt gerade Spuren beliebiger Ausrichtung im Detektor erzeugt werden können. Dies ermöglicht eine differenzielle Messung der Feldinhomogenitäten, da die Spuren durch Spiegelsysteme in unterschiedliche Tiefen des Driftvolumens geleitet werden können. Zudem sind keine zusätzlichen Haltestrukturen entlang der Spuren – d.h. im aktiven Detektorvolumen – notwendig. In diesem Kontext wurden in [89] beispielsweise Drähte im aktiven Volumen getestet, um Elektronen durch UV-Belichtung freizusetzen. Die Nachteile des Konzeptes der Laserspuren sind, dass eine Vielzahl an Optiken sowohl innerhalb als auch außerhalb des Detektors sowie eine präzise Justage dieser notwendig ist.

Das Kalibrationskonzept mit Laserstrahlen im Detektorvolumen wurde beispielsweise in der STAR-TPC [65, 90] und in der ALICE-TPC [91] umgesetzt¹. Bei der STAR-TPC waren die vom Experiment vorgegebene Anforderung eine Auflösung des Impulses von 10 % bei einem Transversalimpuls von $p_t = 10$ GeV. Das erfordert an beliebiger Stelle eines jeden Laserstrahls eine Ortspräzision von weniger als ~ 200 μm in azimuthaler und polarer Richtung sowie eine Präzision von weniger als ~ 700 μm in axialer Richtung [65]. Zudem sollen entlang eines Laserstrahls mehr Elektronen pro Strecke freigesetzt werden, als es bei hochrelativistischen Teilchen der Fall ist [65].

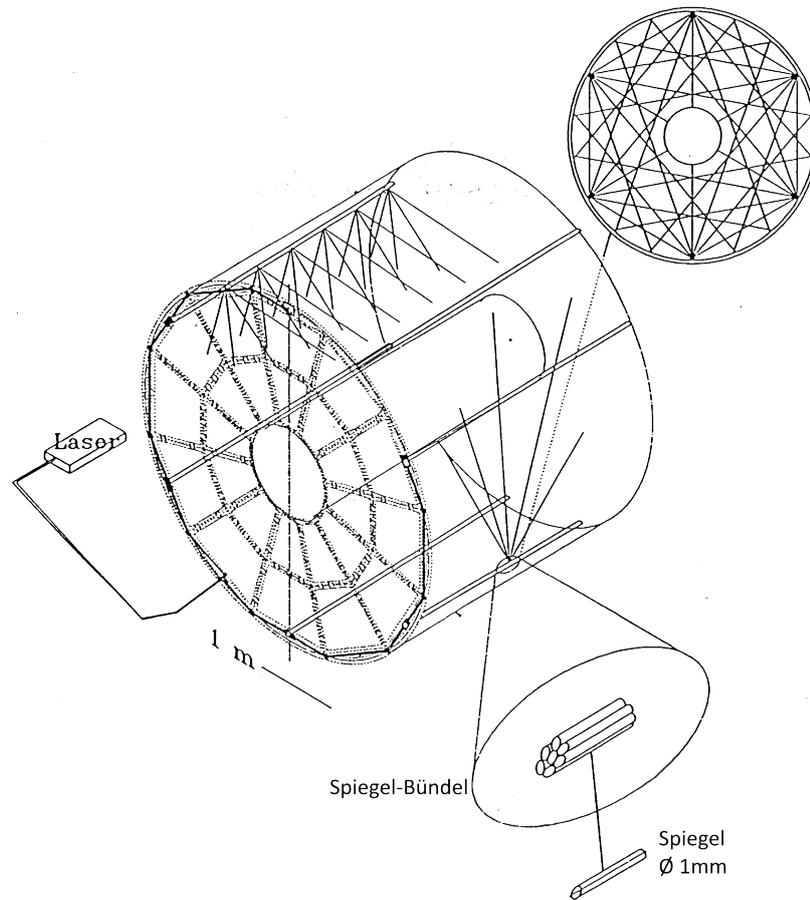
Eine Skizze des Kalibrationssystems auf Grundlage von Laserspuren ist in Abbildung 3.1 dargestellt. Die TPC besitzt entlang der Driftlänge sechs Reihen von Optiken. Dabei handelt es sich um verschieden lange Bündel von Glasstäben die am Ende in einem Winkel von 45° angeschliffen und anschließend mit einer Reflexionsschicht versehen sind, um als Spiegel zu dienen. Jedes Bündel besitzt sieben einzelne Glasstäbe, die individuell um die eigene Achse verdreht und justiert sind. Damit kann ein geweiteter Laserstrahl, der axial auf einen dieser Bündel trifft, in mehrere Richtungen senkrecht zur Achse aufgefächert werden. Da dieses Prinzip, durch Variation der Bündellänge, an verschiedenen z -Positionen realisierbar ist, können Elektronen an beliebigen Positionen in der TPC freigesetzt werden, mit deren Hilfe ein differenzielles Bild des Driftfeldes erstellt werden kann.

In der ALICE-TPC am Beschleuniger LHC (*Large Hadron Collider*) wird ein analoges Kalibrationssystem zur Korrektur von Feldverzerrungen verwendet. In Abbildungen 3.1 (b) und (c) sind das Schema der Laserspuren sowie die erwarteten Messabweichungen bei einer experimentbedingten Raumladungszone gezeigt. Dabei handelt es sich um eine Simulation der erwarteten Pb-Pb-Kollisionsrate von 50 kHz nach der aktuellen Aufrüstung des LHC [72].

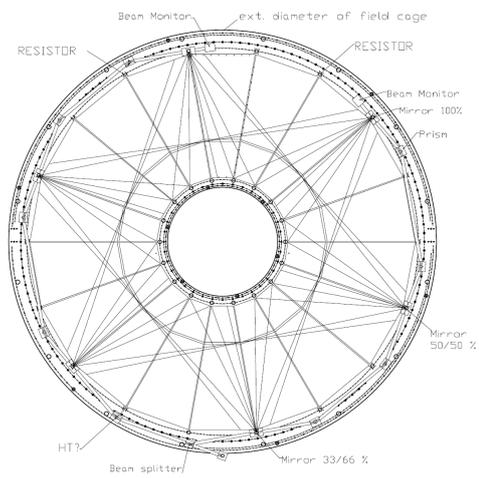
3.1.2. Integrale photoelektrische Kalibrationsmethoden

Neben dem Kalibrationskonzept von STAR und ALICE, gibt es eine vereinfachte Variante, bei denen nur die integralen Inhomogenitäten gemessen werden können. Dabei werden i.d.R. Elektronen in einer einzigen Ebene freigesetzt, nämlich in der Kathodenebene. Hier gibt es zwei unterschiedliche Herangehensweisen, um Elektronen durch den photoelektrischen Effekt herauszulösen: den Transmissionsmodus und den Reflexionsmodus (*engl. transmission mode, reflection mode*). Beim Transmissionsmodus wird eine dünne Schicht des Photokathodenmaterials verwendet. Das Licht wird auf einer Seite der Schicht absorbiert und auf der gegenüberliegenden Seite werden Elektronen emittiert. Die Schichtstärke sollte dabei genügend dünn sein, sodass angeregte Elektronen noch die gegenüberliegende Oberfläche erreichen können, ehe sie ihre zusätzliche Energie durch Stöße mit anderen

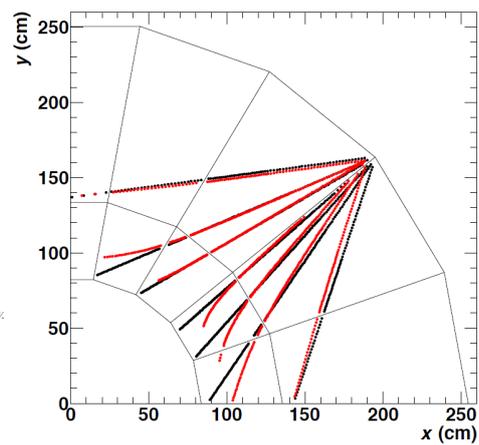
¹vergleichbare Kalibrationssysteme bei OPAL [92], NA49, CERES [93]



(a) STAR-TPC Kalibrationschema



(b) ALICE-TPC Kalibrationschema



(c) ALICE Simulation der Kalibration

Abbildung 3.1.: (a) Schema des Feldkalibrationsystems der STAR-TPC mit Detailansicht eines Spiegel-Bündels. Aus [65], modifiziert. (b) Schema der Laserkalibration in der ALICE-TPC. Aus [91]. (c) Simulation der Elektronensignale von Laserspuren in der ALICE-TPC bei 50 kHz Pb-Pb-Kollisionen. Aus [72].

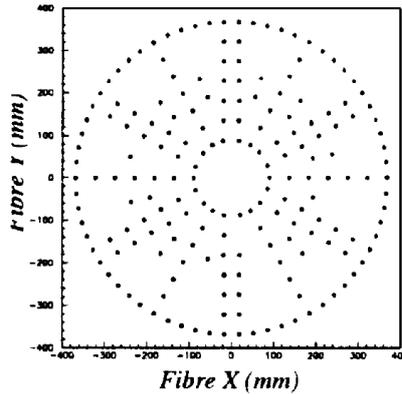


Abbildung 3.2.: Faserpositionen an der Kathode der HARP-TPC. Die Enden der Fasern sind mit Al bedampft, um durch den photoelektrischen Effekt Elektronen freizusetzen, die als Sonden für integrale Feldverzerrungen dienen. Aus [66].

Elektronen verlieren (s. Abschnitt 3.2.4). Die optimale Schichtdicke hängt zudem von der *Eindringtiefe* (s. Abschnitt 3.2.4) des verwendeten Lichtes ab. Für den Reflexionsmodus bestrahlt man das Photokathodenmaterial und extrahiert die Elektronen von derselben Oberfläche. In diesem Fall sollte die Schichtdicke größer sein, als die Eindringtiefe verwendeten Lichtes. In beiden Fällen werden gewöhnlicherweise Lichtintensitäten verwendet, wo nur lineare Effekte bei der Interaktion mit Materie auftreten, sodass der Photoelektronenstrom proportional zur Lichtintensität ist.

Die Kalibrationsmethode der HARP-TPC [66] ist ein Beispiel einer Anwendung im Transmissionsmodus. Hier werden Lichtleiterfasern aus Quarz eingesetzt, um an deren ausgangsseitigen Enden freie Elektronen durch den photoelektrischen Effekt zu erzeugen. Dazu sind die Enden der Ausgangsseite mit $\sim 80 \text{ \AA}$ Al bedampft und auf der Eingangsseite der Fasern wird UV-Licht eingekoppelt. Damit werden durch den photoelektrischen Effekt Elektronen an den Enden der Fasern freigesetzt, wobei die Dicke des Al auf die Quantenausbeute optimiert ist. Mehrere solcher Faserenden werden an präzise bekannte Positionen in der Kathodenebene platziert (s. Abbildung 3.2), sodass die zur Auslese driftenden Elektronen ein Maß für die integralen Feldverzerrungen liefern können. Diese Methode erlaubt es $\vec{E} \times \vec{B}$ -Effekte, Driftgeschwindigkeit sowie Ionenrückfluss und die Zeitstabilität der Spurkammer zu messen.

Die Vorteile dabei sind, dass die optische Energie (geometrisch) sehr effizient genutzt wird, da die volle transportierte optische Leistung direkt am benötigten Ort verwendet werden kann. Ein Nachteil im Zusammenhang mit Experimenten mit festem Target ist, dass in Vorwärtsrichtung, d.h. auf der Seite der Kathode, kein zusätzliches Materialbudget erwünscht ist.

Eine existierende Anwendung eines photoelektrischen Kalibrationssystems im Reflexionsmodus ist die T2K-TPC [67]. Hier befinden sich kleine Scheiben und Streifen aus Al an wohldefinierten Stellen der Kathode, welche von der gegenüberliegenden Ausleseseite der TPC mit tief-UV-Licht bestrahlt werden. In Abbildung 3.3 sind die Optik zur Beleuchtung, ein Kathodensegment mit Kalibrationsstrukturen und das Prinzip der Kathodenbeleuchtung an der vollständigen TPC dargestellt. Da das Aluminium bei der verwendeten Wellenlänge eine geringere Austrittsarbeit hat, als das Trägermaterial der Kathode, werden an entsprechenden Stellen mehr Elektronen pro Fläche extrahiert. Diese durch Photoeffekt herausgelösten Elektronen driften, wie bei der HARP-TPC, zur Auslesestruktur, womit beim Vergleich mit dem bekannten Referenzmuster ein ortsabhängiges Maß (in transversaler Richtung x, y) für die integralen Feldinhomogenitäten bestimmt werden kann.

Im Rahmen dieser Arbeit wird eine Testspurkammer entwickelt und aufgebaut, wobei der Fokus darauf liegt, das Kalibrationsprinzip der T2K-TPC umzusetzen. Dazu ist das zugrunde liegende Konzept in Abbildung 3.4 illustriert. An wohlbekannten Positionen an der Kathode werden, wie oben beschrieben, Elektronen freigesetzt die durch das gesamte Detektorvolumen driften, um an der Ausleseebene

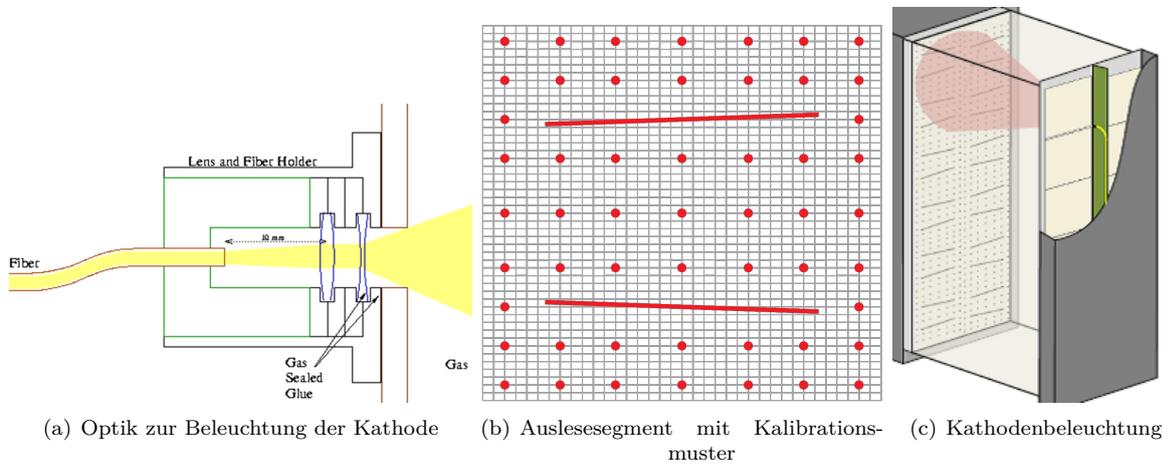


Abbildung 3.3.: Details zum photoelektrischen Kalibrationssystem der T2K-TPC. (a) Linsenoptik zur Aufweitung des aus der Faser ausgekoppelten Laserlichtes, aus [94]. (b) Positionen der Al-Scheiben (rot, 8 mm Durchmesser) und Al-Streifen (rot, 4 mm breit) sowie der Auslesepads (grau, 7×10 mm). Größe des Auslesesegmentes 35×36 cm. Aus [67]. (c) Prinzip der Kathodenbeleuchtung bei der Verwendung mehrerer Auslesesegmente. Aus [95].

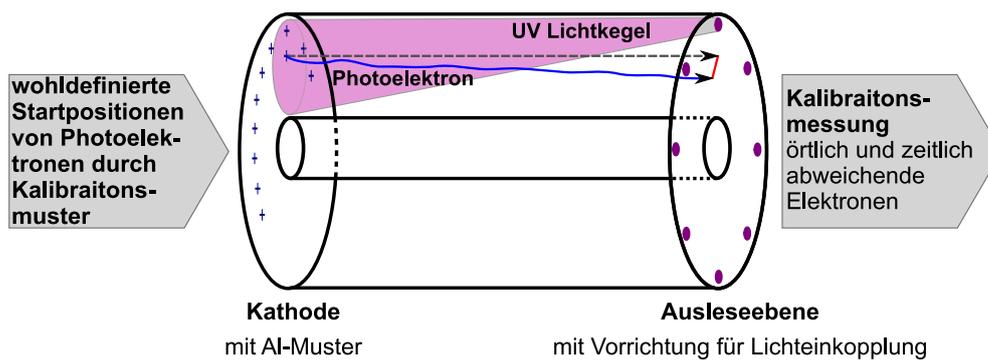


Abbildung 3.4.: Illustration zur integralen photoelektrischen Kalibrationsmethode. Abbildung nach [96].

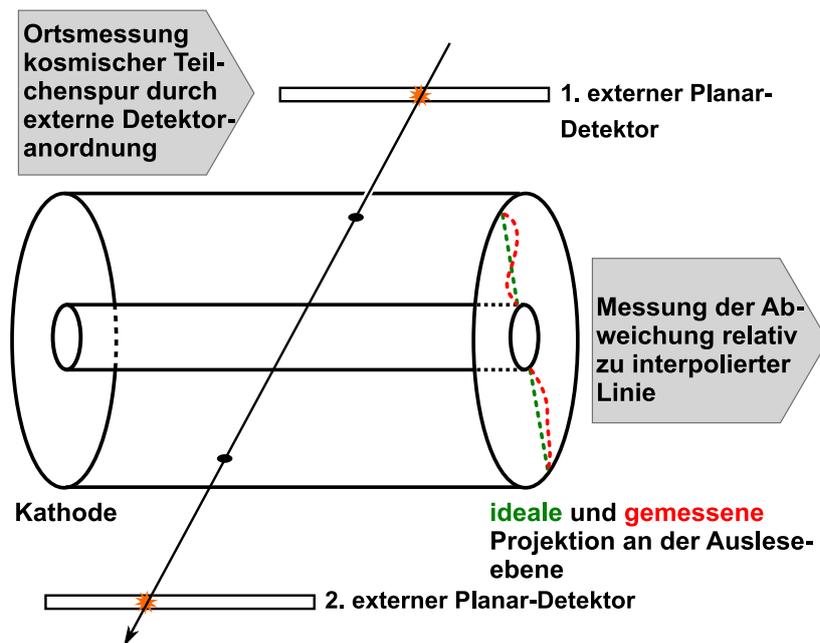


Abbildung 3.5.: Kalibrationsprinzip mithilfe kosmischer Teilchen. Zwei externe Detektoren dienen zur Referenzmessung der geraden Teilchenspuren, welche mit den Spurkammerdaten verglichen werden kann.

die endgültigen Abweichungen aufzuzeigen. Obwohl der genaue Weg zwischen Anfangs- und Endpunkt verschleiert bleibt, kann dennoch mit Annahmen an die zugrunde liegende Feldkonfiguration gearbeitet werden. Simulationen können dabei helfen, die gemessenen Abweichungen richtig zu deuten. Bei bekannten Geometrien und Fehlern des Detektors können z.B. elektrische und magnetische Felder unter Zuhilfenahme einer numerischen Berechnung generiert werden, woraus man Korrekturkarten wie in Abbildung 2.6 ableiten könnte. Simulationen von Raumladungszonen aufgrund hoher Ereignisraten können ebenfalls in dieser Weise genutzt werden, um das Verhalten der integralen Kalibrationsmethode für verschiedene Raumladungsdichten bzw. Ereignisraten vorherzusagen.

Der nächste Abschnitt zeigt darüber hinaus eine Möglichkeit auf, wie mithilfe der integralen Messung, unter gewissen Annahmen an vorhandene Feldinhomogenitäten, eine differenzielle Kalibration realisiert werden könnte.

3.1.3. Kalibration mithilfe kosmischer Teilchen

Mithilfe zweier externer Detektoren und eines geeigneten Triggerkonzeptes könnte eine Spurkammer zusätzlich mit Spuren kosmischer Teilchen kalibriert werden. Kosmische Teilchen erzeugen i.d.R., aufgrund ihrer hohen Energie, gerade Spuren im Detektor. Mit zwei zusätzlichen Detektoren, welche die Durchstoßpunkte ober- und unterhalb der Spurkammer messen, wäre die Flugbahn eindeutig bestimmt, sodass diese mit der Messung des zu kalibrierenden Detektors verglichen werden kann. In Abbildung 3.5 ist das Prinzip dieser Methode illustriert. Die Abweichungen der Spurkammerdaten relativ zu der interpolierten Gerade können Aufschluss über die Feldverzerrungen innerhalb des Detektors geben. Um ein differenzielles Bild der Inhomogenitäten zu bekommen, könnte auf diese Weise der gesamte Detektor abgefahren werden. Aufgrund der geringen Rate kosmischer Teilchen eignet sich das Konzept jedoch vorzugsweise für die Messung statischer Verzerrungen.

Das Konzept soll an dieser Stelle lediglich zur Anregung dienen und nicht weiter vertieft werden.

3.1.4. Konklusion

Ein Kalibrationskonzept in angemessenem technologischen Umfang scheint nach dieser Übersicht die integrale photoelektrische Methode zu sein. Zwar bietet sie nur ein integrales Bild der Feldinhomogenitäten, jedoch ist es denkbar, zusätzliche Methoden zu entwickeln, die mithilfe von gewissen Annahmen und Simulationen ein genügend genaues Bild der differentiellen Feldverzerrungen liefern können. Im Weiteren wird der Fokus auf die photoelektrische Kalibrationsmethode gelegt. Diesbezüglich werden zunächst die Grundlagen des Photoeffektes an Festkörpern erörtert. Abschließend wird in Form einer Recherche geprüft, welche Materialien – und somit auch Lichtquellen – grundsätzlich für die Umsetzung infrage kommen.

3.2. Der photoelektrische Effekt an Festkörpern

Der photoelektrische Effekt ist im Rahmen dieser Arbeit von zweifacher Bedeutung. Zum einen spielt er eine Rolle bei der Konversion von Röntgenphotonen im Detektorgas, z.B. bei der Energiekalibrierung mit einer radioaktiven Quelle oder beim Beschuss mittels Röntgenröhre. Zum anderen beruht das im Kontext dieser Arbeit behandelte Feldkalibrationssystem auf dem äußeren photoelektrischen Effekt an Festkörpern, was das zentrale Thema dieses Abschnittes darstellt. Die Grundlagen der Interaktion von Röntgenphotonen in Gasmedium werden im Rahmen dieser Arbeit nicht behandelt, stattdessen sei auf die Arbeiten [83, 29] verwiesen, die insbesondere das Röntgenspektrum von ^{55}Fe thematisieren. Der Photoeffekt an Atomen soll hier lediglich zur Gegenüberstellung dienen. Kern dieses Abschnittes ist eine Recherche über die Grundlagen von Photokathoden. Sie dient vor allem als Übersicht für folgende Projekte in dem Kontext von Photokathoden bzw. der photoelektrischen Kalibration. Eine zusammenfassende Diskussion auf Grundlage dieser Recherche ist im Abschnitt 3.3 zu finden.

Bei der Betrachtung von Gasen gibt es eine energieabhängige Wahrscheinlichkeitsverteilung dafür, dass ein Röntgenphoton an einem Hüllenelektron eines Gasatoms absorbiert wird und damit nahezu seine gesamte Energie auf das Elektron überträgt. An freien Elektronen kann kein photoelektrischer Effekt stattfinden, da es für diesen Prozess keine Möglichkeit gibt den Impuls zu erhalten. Im Falle von Gasen, d.h. atomar gebundenen Elektronen, wird die Rückstoßenergie vom gesamten Atom übernommen [97], was für die Impulserhaltung sorgt. Nach Angaben von [98], ging man beim photoelektrischen Effekt an Festkörpern zunächst von einem Oberflächeneffekt aus, weshalb der Elektronentransport im Festkörper als Volumeneffekt unbeachtet blieb. Dieses Konzept ist zudem von dem Glauben bestärkt worden, dass der Impuls nur erhalten werden kann, wenn man von einem Oberflächeneffekt ausgeht [99, 100]. Tatsächlich zeigt [101], dass der Impuls auch erhalten werden kann, wenn man den Photoeffekt als Volumeneffekt beschreibt, wonach Anregungen im Kristall möglich sein müssen [98]. Beobachtungen decken sich mit Theorien, die davon ausgehen, dass ein Elektronentransport innerhalb des Festkörpers stattfindet.

Bei der Wechselwirkung von elektromagnetischer Strahlung mit einem Kristallverbund gibt es Effekte zu berücksichtigen, die bei der Wechselwirkung mit einem isolierten Atom nicht auftreten bzw. infrage kommen. Von der Anregung bis zur Beförderung eines Elektrons auf das Vakuumpotential, d.h. bis zur Extraktion eines Elektrons an die Oberfläche, finden i.d.R. Prozesse statt, die mit den Eigenschaften kondensierter Materie einhergehen.

Im Folgenden werden Grundlagen der Festkörperphysik erörtert, welche im Kontext von Photokathoden relevant sind. Die Beschreibung der physikalischen Grundlagen beruht weitestgehend auf [102].

3.2.1. Gitterschwingungen und Phononen im Festkörper

Wie zuvor erwähnt, kann kein Photoeffekt am freien Elektron stattfinden, da es keine Möglichkeit gibt, den Impuls zu erhalten. Um bei der Wechselwirkung von Photonen mit Elektronen eines Festkörpers den Impuls erhalten zu können, muss die Interaktion mit Gitterschwingungen zugelassen

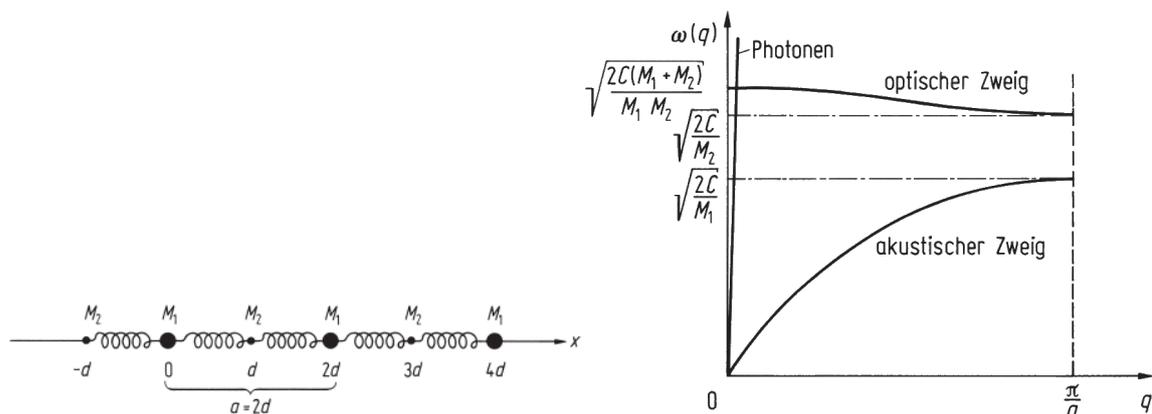


Abbildung 3.6.: Lineare zweiatomige Kette mit Massen M_1 und M_2 sowie die Lösungen der Dispersionsrelation. Der Abstand zweier benachbarter Atome beträgt d und $a = 2d$ die Gitterkonstante. C bezeichnet die Rückstellkonstante und q die Wellenzahl. Grafiken aus [102].

werden. Das grundlegende Verständnis hierfür kann bereits mithilfe der Lösung einer eindimensionalen Problemstellung erlangt werden. Bei der Betrachtung einer zweiatomigen linearen Kette von harmonischen Oszillatoren, erhält man nach [102] für die Kreisfrequenz Lösungen

$$\omega_{\pm}^2(q) = \frac{C(M_1 + M_2)}{M_1 M_2} \cdot \left[1 \pm \sqrt{1 - \frac{4 M_1 M_2}{(M_1 + M_2)^2} \cdot \sin^2(q d)} \right], \quad (3.1)$$

wobei die Extremfälle in Abbildung 3.6 angegeben und die Bedeutung der genannten Größen in deren Unterschrift aufgeschlüsselt sind. Die beiden Lösungen stehen für verschiedene Schwingungsarten: schwingen benachbarte Atome gegeneinander, so spricht man von einer optischen Schwingung, da sich hier Dipole ausbilden, die mit elektromagnetischer Strahlung wechselwirken können. Werden benachbarte Atome in dieselbe Richtung ausgelenkt, liegt eine akustische Schwingung vor. Neben der Interaktionsmöglichkeit mit Photonen ist bei der optischen Oszillation die schwache Abhängigkeit von der Wellenzahl anzumerken.

Photonen folgen im Vakuum einer linearen Dispersionsrelation (Energie-Impuls-Beziehung)

$$E^2 = p^2 \cdot c^2 \Leftrightarrow \omega^2(k) = c^2 \cdot k^2, \quad (3.2)$$

wobei die Steigung gleich der Lichtgeschwindigkeit c ist. Hier bezeichnet $\omega(k)$ die von der Wellenzahl k abhängige Kreisfrequenz des Photons. In Abbildung 3.6 ist die Dispersionsrelation von Photonen eingezeichnet, um zu verdeutlichen, dass bei einfacher Interaktion mit optischen Gitterschwingungen nur ein Energiewert nahe des Maximums infrage kommt. Bei dieser Energie weist die Transmission des Kristalls ein Minimum auf, welches nicht auf Photoelektrizität zurückzuführen ist. Aus der Abbildung ist weiterhin zu schließen, dass akustische Schwingungen auf optischem Wege nicht (direkt) angeregt werden können, da es keinen Schnittpunkt mit dem entsprechenden Zweig gibt. Grundsätzlich kann es, abhängig von der Gitterstruktur und betrachteter Dimension, weitere Dispersionszweige geben. In der dreidimensionalen Verallgemeinerung findet man bei einem Kristall mit s Atomen pro Einheitszelle nach [102] $3s$ Dispersionszweige, wovon $3s - 3$ optischer Art sind.

Die Gitterschwingungen vollziehen recht komplexe Bewegungsabläufe, die auf einem System gekoppelter Gleichungen beruhen, womit die Bewegung eines Gitteratoms von der Bewegung aller anderen Atome abhängt. Ein Weg, das Problem in ein System ungekoppelter harmonischer Oszillatoren zu überführen, ist die Umschreibung der Bewegungsgleichungen in geeignete Normalkoordinaten (s. [102]). Die Normalkoordinaten hängen dann nur noch von den Amplituden verschiedener ebener Wel-

len ab, aber nicht mehr von der Auslenkung einzelner Atome, sodass die zugehörige Hamiltonfunktion eine Summe von Hamiltonfunktionen einzelner harmonischer Oszillatoren darstellt [102]. Betrachtet man darüber hinaus die Gitterschwingungen quantenmechanisch, so findet man nach [102] das äquidistante Energieschema eines harmonischen Oszillators

$$E_{j\vec{q}} = \hbar\omega_j(\vec{q}) \left(n_{j\vec{q}} + \frac{1}{2} \right) \quad \text{mit} \quad n_{j\vec{q}} = 1, 2, 3, \dots, \quad (3.3)$$

wobei j den jeweiligen Dispersionszweig angibt und \vec{q} der Wellenvektor – d.h. die dreidimensionale Verallgemeinerung von q – ist. Energien in Form von Gitterschwingungen können also nur in Einheiten von $\hbar\omega_j(\vec{q})$ zu- oder abgeführt werden, was direkt zu dem Begriff des Phonons führt, dem Quantum der mechanischen Schwingungsenergie.

Der Vorteil dieser Betrachtungsweise ist, dass Energie- und Impulssatz bei der Interaktion mit Elektronen oder Photonen eine einfache Form annehmen. Das makroskopische Ohmsche Gesetz kann man in diesem Bilde so verstehen, dass die Elektronen bei elektrischer Leitung Phononen erzeugen oder absorbieren. Die zugehörigen Erhaltungssätze² lauten hier

$$E = E' + \hbar\omega(\vec{q}), \quad \vec{p} = \vec{p}' + \hbar\vec{q} \quad (3.4)$$

für die Erzeugung eines Phonons durch ein Elektron der Anfangsenergie E und des Anfangsimpulses \vec{p} . Energie und Impuls des Elektrons nach dem Stoß sei durch E' bzw. \vec{p}' gegeben. Bei der Absorption gilt

$$E + \hbar\omega(\vec{q}) = E', \quad \vec{p} + \hbar\vec{q} = \vec{p}'. \quad (3.5)$$

Während bei der elektrischen Leitung vorwiegend Streuprozesse mit akustischen Phononen auftreten, findet man bei der Interaktion mit Photonen den umgekehrten Fall. Durch Absorption eines Photons der Energie $h\nu$, kann ein einzelnes optisches Phonon von gleicher Energie

$$E = h\nu = \hbar\omega(\vec{q}). \quad (3.6)$$

erzeugt werden. Diese Beziehung bedeutet nicht, dass der Kristall Photonen beliebiger Energie immer in Phononen umwandelt. Vielmehr findet man bei kristallspezifischen Energien Transmissionsminima, welche mit den Schnittpunkten der Dispersionskurven von Photonen und Phononen zusammenhängen. Einen solchen Schnittpunkt findet man in Abbildung 3.6 für den optischen Zweig der eindimensionalen Kette.

Für den **photoelektrischen Effekt** ist es nun relevant, wie der Photonenimpuls vom Gitter aufgenommen werden kann und welche Konsequenzen das für die Energie des Elektrons hat. Der Schnittpunkt der Dispersionskurven von Photonen und optischen Phononen in Abbildung 3.6 deutet bereits darauf hin, dass der Photonenimpuls bei infrage kommenden Energien klein ist im Vergleich zu einem typischen Phononenimpuls. Tatsächlich findet man selbst für tief-ultraviolette Photonen der Energie $E = 4.66 \text{ eV}$ eine Wellenzahl $k \approx 2.4 \times 10^5 \text{ cm}^{-1}$, die verglichen mit einer im Kristall typischen Wellenzahl³ $\lesssim \pi/a \approx 6 \times 10^7 \text{ cm}^{-1}$ klein ist. Letztere liegt zwei Größenordnungen höher und aus diesem Grund nähert man bei der Erzeugung von Gitterschwingungen durch Photonen oft

$$\hbar\vec{q} \approx 0. \quad (3.7)$$

In Bezug auf den photoelektrischen Effekt gilt es dennoch, aus Gründen der Impulserhaltung, diesen zwar kleinen, aber von Null verschiedenen, Impuls zu berücksichtigen. Erneut wird aus Abbildung 3.6 ersichtlich, dass optische Phononen beliebige Impulse bei fast gleichbleibender Energie haben

²Zur Vereinfachung werden hier nur Wellenvektoren im sog. *reduzierten Bereich* betrachtet. Siehe [102].

³Angenommen wird die typische Größenordnung einer Gitterkonstante $a \sim 500 \text{ pm}$.

können, was insbesondere für kleine Impulse gilt. Die Energie, welche beim Photoeffekt zusätzlich an das Gitter abzugeben ist, kann also durch den Maximalwert

$$\omega_{\text{opt}}(q \approx 0) = \sqrt{\frac{2C(M_1 + M_2)}{M_1 M_2}} \quad (3.8)$$

abgeschätzt werden. Die Rückstellkonstante C wird aus der Schallgeschwindigkeit mithilfe einer in [102] hergeleiteten Beziehung

$$v = d \sqrt{\frac{2C}{M_1 + M_2}} \quad (3.9)$$

bestimmt. Man erhält schließlich für die Phononenergie

$$E_{\text{phon}} = \hbar \omega_{\text{opt}}(q \approx 0) = \hbar \cdot \frac{v}{d} \frac{1 + M_1/M_2}{\sqrt{M_1/M_2}}, \quad (3.10)$$

die für ein gleichatomiges Al-Kristallgitter ($M_1/M_2 = 1$) mit der longitudinalen Schallgeschwindigkeit von $v = 6300 \text{ m/s}$ [103] und einem Atomabstand von $d \approx a = 0.4049 \text{ nm}$ [104] eine Energie von $E_{\text{phon}} \approx 20 \text{ meV}$ ergibt, die etwa zwei Größenordnungen kleiner ist, als die eines typischen Photons im optischen Bereich. Der Impuls des Photons kann also bei der Photoanregung eines Elektrons durch ein Phonon entsprechender, vernachlässigbarer Energie weggetragen werden. Damit ist es also möglich, dass ein Elektron nahezu die Gesamte Energie des eingestrahnten Photons aufnimmt und der Impuls durch die Beteiligung von Gitterschwingungen erhalten bleibt.

Eine wichtige Rolle spielen Phononen darüber hinaus auch bei sogenannten *indirekten Halbleitern*, worauf im nächsten Abschnitt eingegangen wird.

3.2.2. Die Bandstruktur elektronischer Energieniveaus in Festkörpern

Für die Herleitung elektronischer Niveaus in Festkörpern löst man im einfachsten Fall die Schrödinger-Gleichung in einem Potenzial mit periodischer Randbedingung für ein einzelnes Elektron. Die Periodizität kommt dabei durch die wiederkehrende Struktur des Kristallgitters zustande, d.h. für das Potenzial gilt

$$V(\vec{r}) = V(\vec{r} + \vec{R}), \quad (3.11)$$

wobei \vec{R} ein Gittervektor ist. Der in der Schrödingergleichung

$$H\psi(\vec{r}) = E\psi(\vec{r}) \quad (3.12)$$

auftauchende Hamilton-Operator $H = -\frac{\hbar^2}{2m}\Delta + V$ erbt diese Eigenschaft, weshalb die Lösungen nach dem *Bloch-Theorem* durch sog. Bloch-Funktionen dargestellt werden können:

$$\psi_n(\vec{k}, \vec{r}) = u_n(\vec{k}, \vec{r}) \cdot \exp(i\vec{k} \cdot \vec{r}). \quad (3.13)$$

Hier sind die u_n gitterperiodisch, d.h. $u_n(\vec{k}, \vec{r} + \vec{R}) = u_n(\vec{k}, \vec{r})$. Darüber hinaus zählt $n = 1, 2, \dots$ die Eigenfunktionen bei festem Ausbreitungsvektor.

Aus den periodischen Randbedingungen folgt zudem für die möglichen Impulse bzw. Wellenvektoren, dass sie nur diskrete Werte der Form

$$\vec{k} = \frac{g_1}{N} \vec{b}_1 + \frac{g_2}{N} \vec{b}_2 + \frac{g_3}{N} \vec{b}_3 \quad (3.14)$$

annehmen können, wobei N^3 die Zahl der Elementarzellen im Kristall und $-\frac{N}{2} \leq g_i \leq \frac{N}{2}$ ganze Zahlen

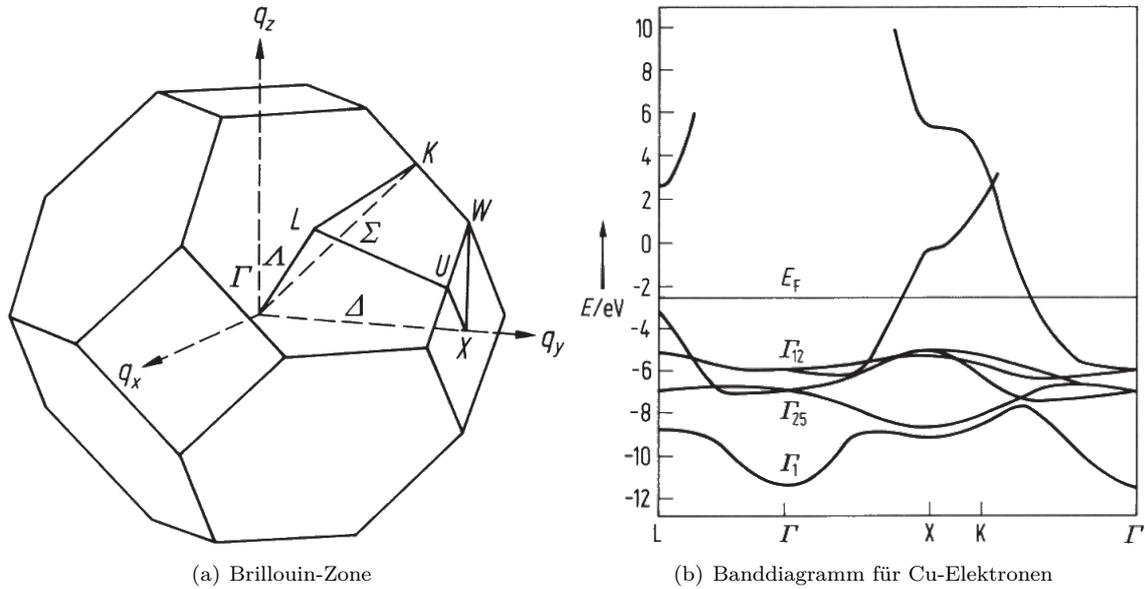


Abbildung 3.7.: (a) Brillouin-Zone eines kubischen Gitters im Raum der Phononwellenvektoren $\vec{q} = (q_x, q_y, q_z)$. Für die Betrachtung von Elektronen kann \vec{q} durch $\vec{k} = (k_x, k_y, k_z)$ ersetzt werden. (b) Energiebänder entlang ausgezeichneter Linien der zugehörigen Brillouin-Zone nach Segall. In Metallen überlappen die Energiebereiche verschiedener Bänder derart, dass keine Bandlücke vorhanden ist. Grafiken aus [102].

darstellen. Die \vec{b}_i sind sog. *reziproke Gittervektoren*, die derart aus den räumlichen Gittervektoren \vec{a}_i einer Elementarzelle konstruiert werden, dass die Bedingung $\vec{a}_i \cdot \vec{b}_i = 2\pi\delta_{ij}$ gilt. Die Botschaft von (3.14) ist, dass die Zahl der möglichen Zustände mit der Anzahl der im Kristall befindlichen Atome skaliert.

Setzt man die Bloch-Funktionen (3.13) in die Schrödingergleichung (3.12) erhält man den Ausdruck

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m} \Delta - i\vec{k} \cdot \frac{\hbar^2}{m} \nabla + \vec{k}^2 \frac{\hbar^2}{2m} + V(\vec{r}) \right] \cdot u_n(\vec{k}, \vec{r}) = E_n(\vec{k}) \cdot u_n(\vec{k}, \vec{r}). \quad (3.15)$$

Aus dieser Form wird ersichtlich, dass die Eigenenergien $E_n = E_n(\vec{k})$ für das Spektrum aller im Kristall möglichen \vec{k} , aufgefächerte Zustände beschreiben, die man als Energiebänder interpretieren kann. Mithilfe der oben eingeführten reziproken Gittervektoren kann im Impulsraum \vec{k} ein reduzierter Bereich oder eine sog. Brillouin-Zone gleichen Volumens konstruiert werden, sodass ein beliebiger Wellenvektor aus Gründen der Periodizität in diesen Bereich überführt werden kann. Deswegen genügt es Impulse innerhalb dieser Zone zu betrachten. In Abbildung 3.7 (a) ist die Brillouin-Zone eines kubischen Gitters gezeigt. Üblicherweise werden ausgezeichnete Punkte (Γ, L, X, K, W, U) und Linien (Λ, Δ, Σ) hoher Symmetrie genutzt, um entlang dieser die Dispersionsrelationen $E_n(\vec{q})$ anzugeben, wie es im rechten Teil (b) der Abbildung für Kupfer getan wurde. Da diese Periodizität gleichermaßen in die Herleitung der Dispersionsrelationen von Elektronen und Phononen eingeht, ist die Brillouin-Zone für den Impulsraum \vec{q} der Phononen von analoger Bedeutung. Die Impulskoordinaten $\vec{q} = (q_x, q_y, q_z)$ in Abbildung 3.7 können für diese Betrachtung durch die der Elektronen $\vec{k} = (k_x, k_y, k_z)$ ersetzt werden.

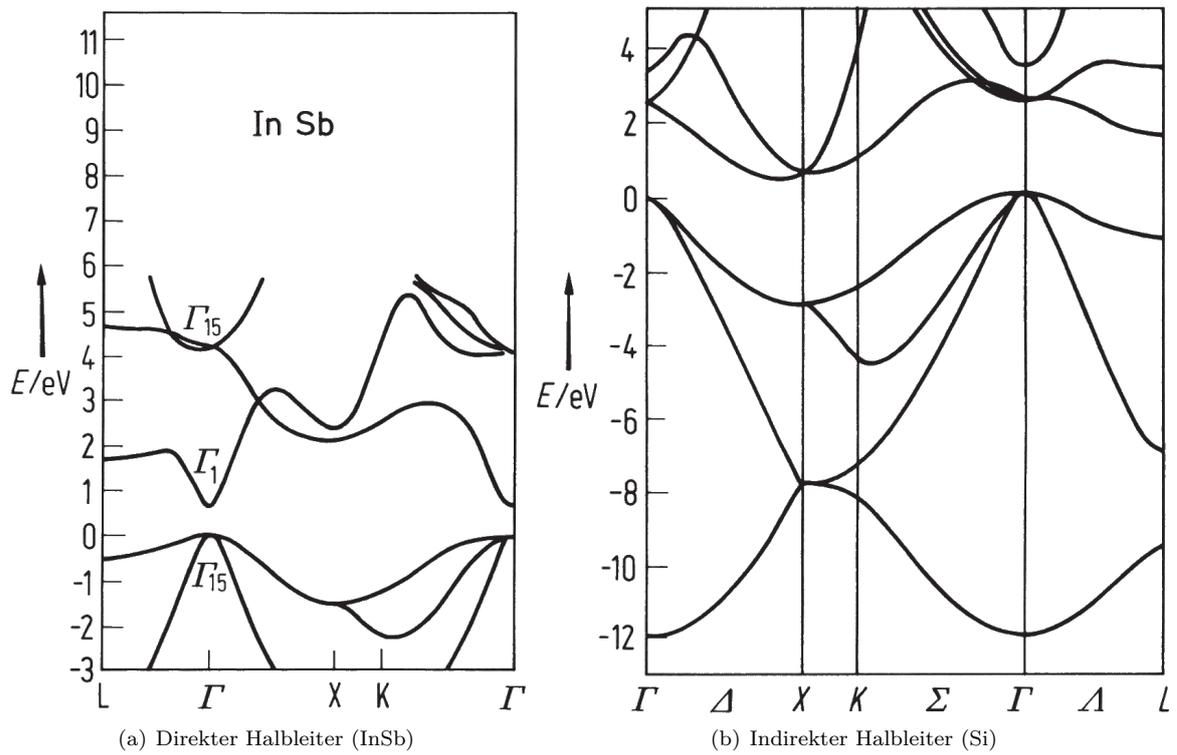


Abbildung 3.8.: Elektronen-Banddiagramme eines direkten Halbleiters (a) und eines indirekten Halbleiters (b). Beide weisen Bandlücken auf, wobei beim indirekten Halbleiter die minimale Energie des Leitungsbandes nicht direkt über der maximalen Energie des Valenzbandes liegt. Teilabbildung (b) zeigt eine Berechnung für Si nach [105]. Grafiken aus [102].

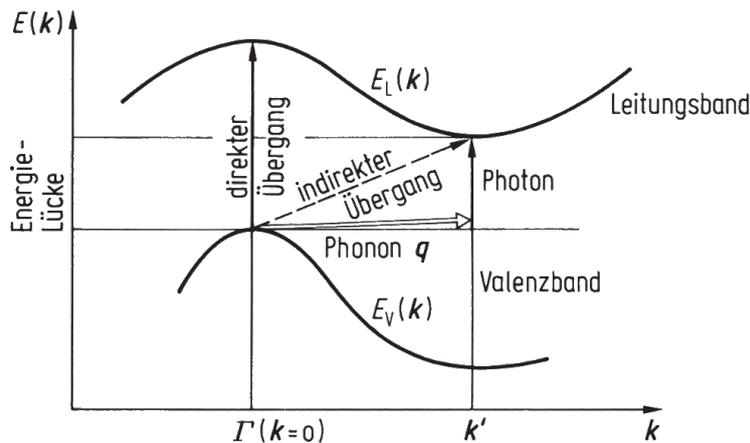


Abbildung 3.9.: Illustration zu Übergängen im indirekten Halbleiter. Grafik aus [102]

Bandübergänge

Während sich beim Metall die Energiebereiche verschiedener Bänder so überschneiden, dass keine Bandlücke zustande kommt, findet man beim Halbleiter einen verbotenen Energiebereich zwischen höchstem Valenzband und Leitungsband. Dabei unterscheidet man direkte und indirekte Halbleiter. Abbildung 3.8 zeigt den Unterschied im Banddiagramm: beim direkten Halbleiter liegt der energetisch niedrigste Zustand des Leitungsbandes direkt über dem höchsten des darunterliegenden Valenzbandes, d.h. bei gleichem Impuls. Für indirekte Halbleiter ist dies nicht der Fall, weshalb der direkte Übergang, mit $\Delta\vec{k} = 0$ unter Umständen viel mehr Energie erfordert, als der indirekte zum Energieminimum des Leitungsbandes. Eine Veranschaulichung zu diesem Umstand zeigt Abbildung 3.9. Hinsichtlich der Impulserhaltung bedeutet ein indirekter Übergang, dass ein Impuls \vec{q} zu- oder abgeführt werden muss, was durch die Absorption oder Erzeugung eines Phonons nach (3.4) und (3.5) möglich ist. Wie im vorigen Abschnitt erkannt wurde, wird für ein Phonon (nahezu) beliebigen Impulses eine Energie der Größenordnung ~ 10 meV benötigt, welche bereits in Form thermischer Gitterschwingungen⁴ aufgebracht werden kann. Dadurch, dass indirekte Übergänge eine Beteiligung mehrerer Phononen erfordern, sind sie unwahrscheinlicher. Diese Tatsache wirkt sich zwar negativ auf die Effizienz im Energiebereich indirekter Übergänge aus, jedoch genügen ggf. kleinere Energien, um die Bandlücke zu überwinden.

Niveaus und Bänder

Für den photoelektrischen Effekt ändert sich mit dem periodischen Potenzial die gesamte energetische Ausgangslage. Während beim einzelnen Atom kernnahe Niveaus bevorzugt werden, finden die relevanten Übergänge beim Festkörper in den höchsten Energiebändern statt. Wie gezeigt wurde, ist die Konsequenz des periodischen Potenzials eine Veränderung der Energieniveaus im Vergleich zum isolierten Atom. Es wurde erkannt, dass die Anzahl der Niveaus mit der Anzahl an Atomen im Kristallgitter skaliert. Zudem findet eine leichte Verschiebung aller dieser Energieniveaus statt, sodass aus einem einzelnen Zustand ein aufgefächertes Band von diskreten Zuständen entsteht, die innerhalb dieses Bandes so dicht beieinander liegen, dass man von einem Kontinuum sprechen kann. So entsteht beispielsweise aus einem 2p-Niveau ein 2p-Band. Die Breite des Bandes ist dabei abhängig von seiner energetischen Lage und dem Abstand der Atomrümpfe im Kristall.

⁴Abschätzung thermische Energie $\sim k_B T \approx 26$ meV, wobei k_B die Boltzmann-Konstante ist und $T = 300$ K eine typische Raumtemperatur darstellt.

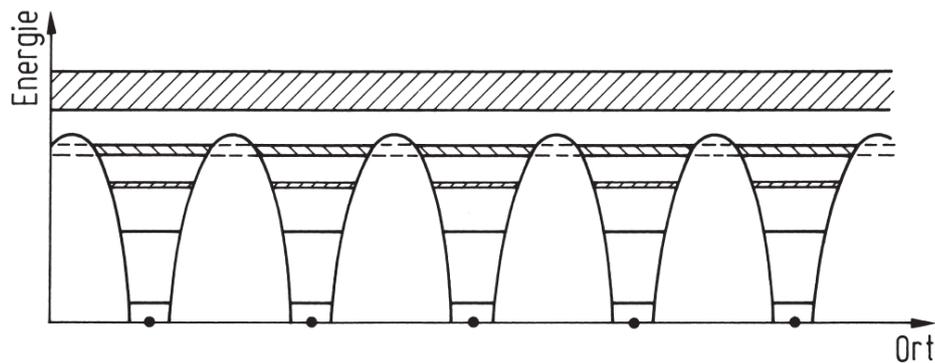


Abbildung 3.10.: Illustration zu Energiebändern in einem periodischen Potenzial, wie es in einem Kristall der Fall ist. Positionen der Atomrümpfe sind durch Punkte im unteren Bereich gekennzeichnet. Die höchsten Energieniveaus werden nicht durch Potenzienschwellen unterbrochen, was bedeutet, dass entsprechende Wellenfunktionen über den gesamten Kristall ausgedehnt sind. Grafik aus [102].

Da eine \vec{k} -differenzierte Betrachtung der Energiebänder für diese Arbeit keine entscheidende Bedeutung hat, wird sich im Folgenden auf eine projizierte Darstellung beschränkt, bei der nicht mehr zwischen Wellenzahlen bzw. Impulsen unterschieden wird. Das hat den Vorteil, dass Bänderschemata einfacher in Abhängigkeit vom Ort dargestellt werden können. Abbildung 3.10 zeigt eine schematische Darstellung von Energiebändern in einem periodischen Potenzial, wobei in diesem Bild nicht zwischen verschiedenen Impulsen bzw. Wellenvektoren differenziert wird. Die tiefen Niveaus in einem solchen Potenzial entsprechen stärker lokalisierten Elektronen, was bedeutet, dass benachbarte Elektron-Wellenfunktionen tiefer Niveaus weniger Überlappung haben. Bezüglich der Energieniveaus hat man hier also eine ähnliche Situation, wie bei räumlich separierten Atomen. Die höheren Niveaus sind zunehmend durch den Einfluss von Nachbaratomen verbreitert [102]. Abbildung 3.11 zeigt hierzu die Energieniveaus von Na in Abhängigkeit vom Abstand benachbarter Atomrümpfe. Hier erkennt man, dass selbst die unteren Energieniveaus bei genügend kleinen Abständen stark auffächern.

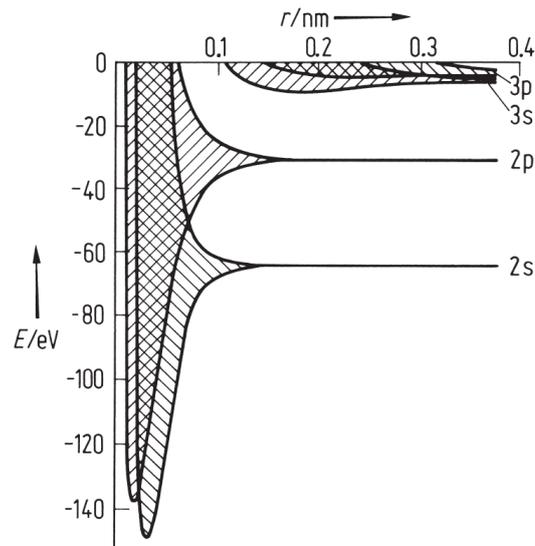


Abbildung 3.11.: Berechnete Energieniveaus E von Natrium in Abhängigkeit vom Abstand r benachbarter Atomrümpfe nach Slater. Der tatsächliche Abstand nächster Nachbarn im Na-Kristall beträgt etwa 0.2 nm [102] (bei einer Gitterkonstante $a = 0.371\text{ nm}$ [106]), wo die kernnahen Bänder sehr schmal sind. Grafik und Teile der Bildunterschrift aus [102].

3.2.3. Charakteristika verschiedener Festkörpertypen

Bei Festkörpern, gilt es zwischen innerem und äußerem photoelektrischen Effekt zu unterscheiden. Der innere Photoeffekt stellt eine Form dar, wobei Elektronen bis weit unterhalb der Oberfläche auf höhere Energieniveaus angehoben werden, was beispielsweise bei der Photovoltaik ausgenutzt wird. Eine Extraktion der Elektronen über die Festkörpergrenze hinweg ist hier i.d.R. nicht erwünscht. Im Kontext dieser Arbeit ist nur der äußere Photoeffekt von Interesse, da Elektronen aus dem Material extrahiert werden müssen. Hierbei findet die Elektronenanregung idealerweise möglichst nahe der Oberfläche statt, sodass eine hohe Wahrscheinlichkeit dafür besteht, dass die optisch angeregten Elektronen den Weg an die Oberfläche finden und dann noch genügend Energie haben, um das Vakuumniveau E_{vac} zu überwinden und damit den Festkörper zu verlassen. Es gelten für beide Arten des Photoeffektes die gleichen Definitionen bezüglich der Energieniveaus im Inneren, jedoch spielt beim äußeren Photoeffekt die Grenzfläche zwischen Kristall und Vakuum eine besondere Rolle. Im Weiteren werden Grundbegriffe definiert und die Besonderheiten verschiedener Arten von Photokathoden herausgestellt.

Ähnlich wie beim Photoeffekt an einzelnen Gasatomen, wobei die atomspezifische Bindungsenergie E_b einer Schale überwunden werden muss, gibt es beim Festkörper die *Austrittsarbeit* W (engl. *work function*), die vom Stoff und von der Oberflächenbeschaffenheit abhängt. Sie beschreibt die zur Extraktion eines Elektrons minimal notwendige Energie und wird bestimmt durch die Lage der Fermi-Energie E_F relativ zum Vakuumniveau E_{vac} , d.h.

$$W = E_{\text{vac}} - E_F. \quad (3.16)$$

Diese Beziehung gilt sowohl für Metalle als auch für Halbleiter. Das Fermi-Niveau gibt das nach Fermi-Statistik höchstmögliche Energieniveau beim absoluten Temperaturnullpunkt an, ohne eventuelle verbotene Bereiche zu berücksichtigen. Wie sich im weiteren Verlauf herausstellen wird, entscheidet die Lage dieses Energieniveaus relativ zu den quantenmechanisch erlaubten Elektronenzuständen über die photoelektrischen Eigenschaften des Kristalls. Abbildung 3.12 zeigt eine Veranschaulichung

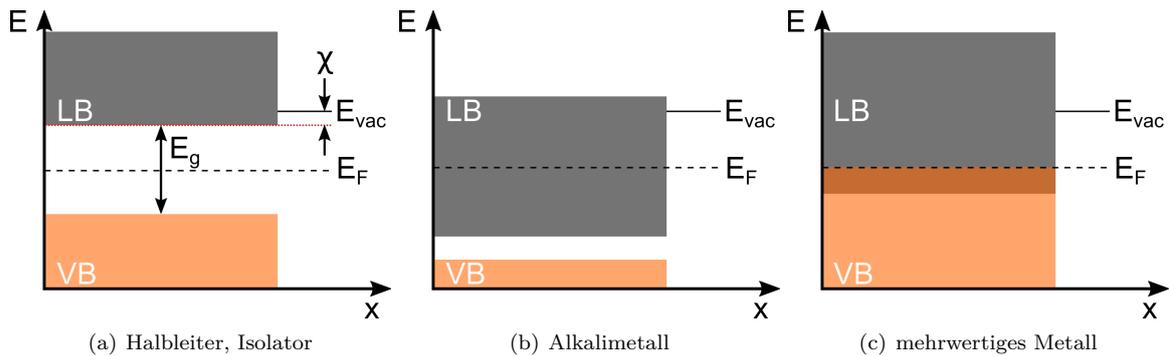


Abbildung 3.12.: Vereinfachte Bänderschemata. (a) Halbleiter und Isolator: VB voll besetzt, LB unbesetzt. (b) Alkalimetall: LB halb besetzt. (c) mehrwertiges Metall: LB und VB überlappen.

von Bandstrukturen verschiedener Leitertypen, wobei E_g für die Bandlückenenergie bei Halbleitern und Isolatoren steht. Eine weitere halbleiterspezifische Definition, die bei der Oberflächenaktivierung eine Rolle spielen wird, ist die sog. Elektronenaffinität $\chi = E_{vac} - E_{LB}$, mit der Energie der unteren Leitungsbandkante E_{LB} . Hierbei ist zu beachten, dass die Elektronenaffinität in der Chemie anders definiert ist und nur unter bestimmten Bedingungen eine Analogie zur Definition aus der Festkörperphysik hat.

Wichtig für den Transport von Ladungsträgern in Festkörpern ist die Lage des Fermi-Niveaus relativ zum Leitungsband. Bänder, die entweder voll besetzt oder leer sind, können, wie im nächsten Unterabschnitt beschrieben wird, nicht zum Ladungstransport beitragen. Die elektrische Leitfähigkeit ist zwar für eine Photokathode nicht von zentraler Bedeutung, jedoch lassen sie sich anhand der Art des Leiters kategorisieren.

Für die Bindungsart des Festkörpers spielt die Anzahl an Valenzelektronen der Kristallatome eine entscheidende Rolle. Bei sogenannten Valenzkristallen, zu denen einige **Halbleiter** zählen, hat jedes Atom so viele Bindungspartner wie es Valenzelektronen besitzt. Hier liegt das zugehörige höchst besetzte Valenzband gerade so hoch, dass zumindest das Tunneln durch die Potenzialbarriere zu benachbarten Atomen noch möglich ist. In Abbildung 3.10 wird dieser Sachverhalt durch gestrichelte Linien in den periodischen Potenzialbarrieren angedeutet. Der Kristall ist in diesem Fall kovalent gebunden, man spricht hier von Elektronenpaarbindungen [102].

Bei **Metallen** liegen die Valenzelektronen energetisch oberhalb der periodischen Potenzialbarrieren, sodass deren zugehörige Wellenfunktionen über das gesamte Gitter verteilt sind. Die Bindung erfolgt hier durch das Elektronengas und der einhergehenden quantenmechanischen Austauschwechselwirkung [102].

Da Alkalihalogenide – als Vertreter der **Halbleiter** – grundsätzlich als Photokathodenmaterial oder als Schutzüberzug infrage kommen, sollen auch ihre Kristalleigenschaften thematisiert werden. Damit kommt neben Elektronengasbindung und der kovalenten Bindung eine weitere Bindung ins Spiel. Alkalihalogenide kondensieren durch ionische Bindungen, indem die Alkaliatome das jeweils äußere Elektron an das Halogen abgeben, wodurch beide Atomsorten Edelgaskonfiguration erreichen. Der entsprechende Kristall nimmt dabei eine Anordnung ein, bei der die nächsten Nachbarn von Ionen der jeweils anderen Atomsorte vertreten werden und damit entgegengesetzte Ladung haben. Da die Atome gleicher Art und Ladung etwas weiter entfernt sind, kann effektiv eine Bindung zustande kommen. Alkalihalogenide bilden eine Bänderstruktur wie es bei Halbleitern oder Isolatoren der Fall ist. Beispiele sind CsI und LiF.

Im nächsten Abschnitt geht es darum, wie die Lage des Fermi-niveaus über die photoelektrischen Eigenschaften eines Festkörpers bestimmt. Der Unterschied von Metallen zu Halbleitern wird am einfachsten am Beispiel von Alkalimetallen klar. Bei Alkalimetallen, d.h. einwertigen Metallen mit

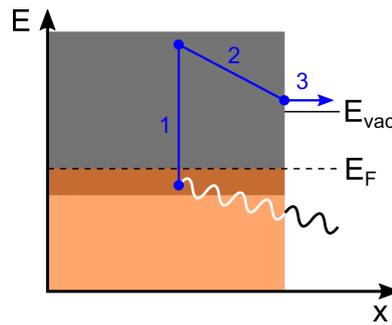


Abbildung 3.13.: Illustration des dreistufigen Modells der Elektronenextraktion nach [107, 108] am Beispiel eines Metalls. Valenz- und Leitungsband sind in orange bzw. grau dargestellt. Schritt 1: Photoanregung, Schritt 2: Streuung (Energieverlust), Schritt 3: Extraktion. Damit das Elektron extrahiert werden kann, muss das Energieniveau des Elektrons noch über dem Vakuumniveau liegen, ehe die Oberfläche erreicht wird.

einem Valenzelektron, liegt das Fermi-Niveau innerhalb eines Bandes, was gleichbedeutend damit ist, dass das höchste noch besetzte Band nicht voll besetzt ist. Da hier eine Elektronenkonfiguration $[X] ns^1$ vorliegt, wobei X eine beliebige Edelgaskonfiguration und n die höchste noch besetzte Hauptquantenzahl bezeichnet, ist das entsprechende Band nur halb besetzt. Dies liegt daran, dass eine s-Unterschale insgesamt 2 Elektronen aufnehmen kann und das Alkaliatom nur eines auf dieser Schale besitzt. Damit ist beispielsweise auch bei Na das $3s^1$ -Band nur halb gefüllt. Wie bei höherwertigen Metallen, gibt es hier also auch höhere benachbarte Energieniveaus, die frei sind. Bei Halbleitern liegt das Fermi-niveau in einer Bandlücke, sodass das darunterliegende Band voll besetzt ist und damit keine Energie von Photonen beliebig großer Wellenlänge aufnehmen kann.

3.2.4. Extraktion von Elektronen aus Metallen und Halbleitern

Die Extraktion von Elektronen lässt sich nach [107, 108] durch ein dreistufiges Modell⁵ (*three-step model*) beschreiben, welches in Abbildung 3.13 am Beispiel einer Metallbandstruktur illustriert ist. Nach diesem Modell werden Elektronen zunächst optisch – d.h. durch Photonen – in höhere unbesetzte Energiezustände angeregt. Bevor diese Elektronen (*hot electrons*) zur Festkörperoberfläche gelangen, können sie mit anderen Elektronen des Festkörpers stoßen. Wenn ein Elektron an der Grenzfläche noch genug Energie hat, um die Oberflächenbarriere in das Vakuum zu überwinden, und der Impuls in den Halbraum des Vakuums gerichtet ist, so wird es extrahiert. In Vakuum gibt es im Gegensatz zu einer Gasumgebung keinen Grund mehr dafür, dass ein extrahiertes Elektron wieder den Weg in den Kristall findet.

Zwei makroskopische Größen, welche die Quantenausbeute von Photokathoden begünstigen, sind ein hoher Absorptionskoeffizient α und ein niedriger Reflexionsgrad R . Ein hoher Absorptionskoeffizient führt dazu, dass Licht nicht tief in das Material eindringt, bevor es absorbiert wird. Es ergibt sich durch die geringere mittlere Strecke der Photoelektronen zur Oberfläche eine geringere Anzahl an potenziellen Stößen. Die Eindringtiefe der elektromagnetischen Strahlung lässt sich nach [110] aus dem Absorptionskoeffizienten oder mithilfe des Imaginärteils des komplexen Brechungsindex $\text{Im}(\bar{n}) = k$ berechnen:

$$\delta_p = \frac{1}{\alpha} = \frac{\lambda}{4\pi k}. \quad (3.17)$$

Diese Beziehung wird in Abschnitt 3.3.2 Anwendung finden, um die minimal notwendige Schichtdicke des auf die Kathode aufzubringenden Materials abzuschätzen. Hierzu sind in Tabelle 3.1 einige Ein-

⁵Veranschaulichung in [109].

Material	$\delta_p(532 \text{ nm})/\text{nm}$	$\delta_p(266 \text{ nm})/\text{nm}$	Grundlage
Al	7	7	[112]
Cu	16	13	[113]
Au	19	12	[114]
Mg	9	10	[115, 116]
K	31	381	[117]
GaAs	126	6	[118]
Fe ₂ O ₃	76	16	[119]
Ge	18	6	[120]
GaN	605	45	[121, 122]

Tabelle 3.1.: Eindringtiefen elektromagnetischer Strahlung in verschiedene Materialien (Metalle oben, Halbleiter unten) bei 532 nm und 266 nm, gerundet auf Nanometer. Berechnet nach (3.17), wobei die Extinktionskoeffizienten k von [123] bereitgestellt sind, die auf Grundlage von Daten aus den angegebenen Quellen berechnet wurden. Daten aus Messungen oder Modellberechnung sind ggf. interpoliert.

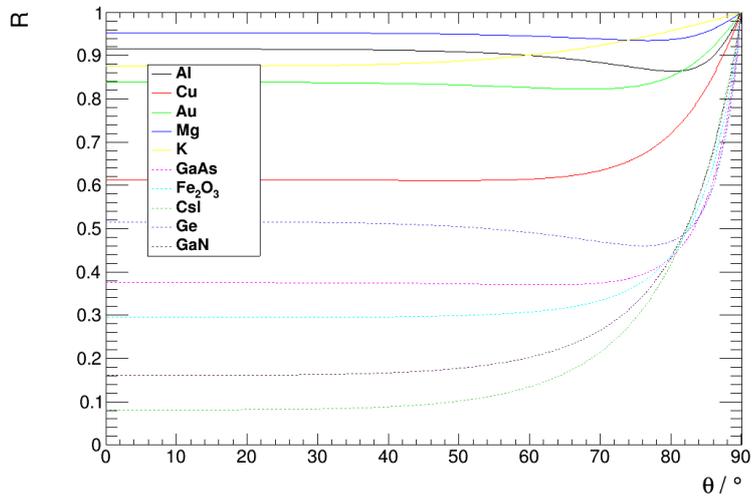
dringtiefen von Metallen und Halbleitern angegeben. Basierend auf diesen Werten, scheinen Halbleiter keinen Vorteil gegenüber Metallen zu haben. Auffällig ist, dass die Eindringtiefen bei Halbleitern von 532 nm zu 266 nm erheblich abnimmt, während sie bei allen hier aufgeführten Metallen außer K fast gleich bleibt. Dies liegt daran, dass der Absorptionskoeffizient bei Halbleitern oberhalb der Bandlückenenergie rapide ansteigt (s. auch [111]). Genau genommen bezieht sich diese Aussage auf direkte Halbleiter und müsste man in diesem Zusammenhang zwischen direkten und indirekten Halbleitern differenzieren, da die Photoanregung bei letzterer Sorte aufgrund der Impulserhaltung ein komplexeres Thema darstellt und die Beteiligung von Phononen erfordert (vgl. Abschnitt 3.2.2, insbesondere Abbildung 3.9).

Bezüglich des Reflexionsgrades stößt man in der Literatur mitunter auf die pauschale Aussage, dass Halbleiter einen wesentlich geringeren Reflexionsgrad haben als Metalle, womit die marginale Quantenausbeute von Metallen begründet wird. Hier muss ergänzt werden, dass es gewiss spektrale Bereiche gibt, in denen das zutrifft, jedoch kann diese Aussage nicht allgemein gelten. Um einige Gegenbeispiele zu finden, sind in Abbildung 3.14 die winkelabhängigen Reflexionsgrade verschiedener Metalle (durchgezogene Linien) und Halbleiter (gestrichelte Linien) für unpolarisiertes Licht gezeigt. Betrachtet man hier die in Tabelle 3.1 angegebenen Halbleiter CsI, GaN, Fe₂O₃, GaAs, und Ge, findet man bei der sichtbaren Wellenlänge 532 nm entsprechende Reflexionsgrade in einem Bereich $R \approx 8..52\%$, wobei die Zahlen in der genannten Aufzählung aufsteigen. Für willkürlich ausgewählte Metalle Cu, Au, K, Al und Mg ist der durchschnittliche Reflexionsgrad in der Tat höher und die Werte liegen in einem Bereich $R \approx 61..95\%$, aber es finden sich auch bei dieser Wellenlänge durchaus auch zu Halbleitern vergleichbare Werte, wie bei Cr und Cu mit $\sim 51\%$ [124] bzw. $\sim 61\%$. Wechselt man zudem noch zur tief-ultravioletten Wellenlänge 266 nm, so steigen die Reflexionsvermögen der genannten Halbleiter auf einen Bereich $R \approx 12..70\%$. Bei den Metallen hingegen, vermindern sich die Werte, sodass man einen Wertebereich von $R \approx 5..92\%$ vorfindet. Das Reflexionsvermögen kann also kein pauschales Hauptkriterium für die hohe Quanteneffizienz von Halbleitern sein.

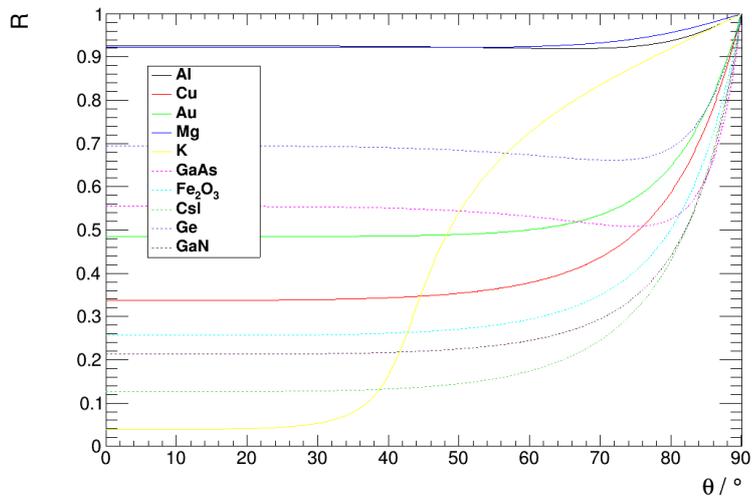
Wie die Beispiele zeigen, sind die Reflexionsvermögen bei **Metallen** zwar i.d.R. größer als bei Halbleitern, jedoch bewegen sie sich durchaus in der selben Größenordnung, sodass ein Unterschied von mehreren Zehnerpotenzen in der Quanteneffizienz nicht alleine dadurch erklärt werden kann. Die Eindringtiefen sind den Beispielen aus Tabelle 3.1 nach auch oberhalb der Bandlückenenergie vergleichbar bzw. bei den Halbleitern nicht eindeutig geringer.

Wie sich im Folgenden herausstellen wird, ist die erheblich geringere Quanteneffizienz auf die fehlende Energielücke zurückzuführen. Aus diesem Grund wird im weiteren Verlauf der Fokus auf die Unterschiede der Bänderschemata gelegt.

Isolatoren und **Halbleiter** besitzen aufgrund ihrer elektronischen Struktur eine Bandlücke E_g , de-



(a) 532 nm



(b) 266 nm

Abbildung 3.14.: Vergleich der Reflexionsgrade einiger Metalle und Halbleiter in Abhängigkeit vom Einfallswinkel (0° ist senkrechter Einfall) bei zwei verschiedenen Wellenlängen. Betrachtet wird unpolarisiertes Licht. Daten nach Fresnelschen Gleichungen, bereitgestellt von [123], beruhend auf Mess- oder Modelldaten aus entsprechenden Quellenangaben in Tabelle 3.1 bzw. [125] für Csl.

ren Größe die beiden Leitertypen unterscheidet. Weit gefasst, könnte man also Isolatoren auch als Halbleiter mit großen Bandlücken sehen. Das Fermi-Niveau liegt hier innerhalb dieser Bandlücke. Wie bereits im vorherigen Abschnitt erläutert, ist somit am thermischen Nullpunkt das höchste noch besetzte Band vollständig besetzt. Da im vollbesetzten Band keine nahegelegenen freien Energiezustände vorhanden sind, können die Elektronen beispielsweise keine Energie durch ein beliebig kleines elektrisches Feld aufnehmen und damit ist der Kristall nichtleitend. Zudem können Photonen, die nicht genug Energie haben, um die Bandlücke zu überwinden, keine Elektronen in das Leitungsband, geschweige denn auf das Vakuumniveau, befördern. Der Nachteil von Halbleiter-Photokathoden ist, dass deren Bandlücken mitunter sehr groß sind und man deshalb hochenergetisches Licht benötigt, um die Austrittsarbeit zu erbringen. Der klare Vorteil von Halbleitern ist, dass Elektronen, die in das praktisch leere Leitungsband befördert werden, eine geringe Wahrscheinlichkeit haben, mit anderen Elektronen zu stoßen, was sich positiv auf die Quanteneffizienz bzw. Extraktionswahrscheinlichkeit auswirkt. So kommt es bei der Beförderung eines Elektrons an die Oberfläche fast ausschließlich zu Elektron-Phonon-Streuungen, die nach der eindimensionalen Phonondispersionsrelation (3.1) für realistische Kristallparameter einen geringen Energieverlust der Größenordnung ~ 10 meV (vgl. (3.10)) pro Stoß bedeuten. Selbst nach einer Vielzahl an Stößen dieser Art, kann immer noch genug Energie übrig bleiben, um das Vakuumpotenzial zu überwinden.

Im Kontrast zu den Halbleitern, können in metallischen Photokathoden Elektronen praktisch durch beliebige Energien auf ein höheres Niveau gehoben werden, da Valenz- und Leitungsband überlappen und damit freie benachbarte Niveaus vorhanden sind, die energetisch höher liegen. Der Nachteil daran ist, dass optisch angeregte Elektronen auch beliebig kleine Energien an andere Elektronen in der Umgebung abgeben können, wodurch sie allmählich ihre Anfangsenergie verlieren. Es fehlt also die schützende Bandlücke, die die Elektron-Elektron-Wechselwirkung unterdrückt. Dieser Umstand wird auch in der Näherung⁶

$$\text{QE}(E_\gamma) \approx \frac{1 - R(E_\gamma)}{1 + \frac{\delta_p(E_\gamma)}{\lambda_{ee}(E_\gamma)}} \cdot \frac{(E_\gamma - W)^2}{8W \cdot (E_F + W)} \quad (3.18)$$

nach [126] berücksichtigt, welche die (Vakuum-)Quanteneffizienz von Metallen in Abhängigkeit von der Photonenenergie E_γ darstellt (s. auch [127]). Hier geht neben dem Reflexionsvermögen R die Eindringtiefe δ_p und insbesondere die mittlere freie Weglänge für Elektron-Elektron-Wechselwirkung λ_{ee} ein. Es wird deutlich, dass λ_{ee} mindestens eine ebenso große Rolle spielt, wie das zuvor diskutierte Reflexionsvermögen.

Die bisherige Erörterung zur Begründung der Quanteneffizienz von Metallen hat sich auf die Streuung an Leitungsbandedelektren beschränkt und Valenzelektronen außen vor gelassen. Nach [98] kann ein angeregtes Elektron zudem einen Großteil seiner Energie durch Streuung an Valenzelektronen in einem Festkörper-Paarbildungsprozess verlieren, wobei ein Elektron-Loch-Paar entsteht. In Halbleitern wird dieser Prozess zumindest für $E_\gamma < 2E_g$ durch die Bandlücke verhindert, denn das angeregte Elektron bräuchte noch zusätzlich mindestens die Bandlückenenergie, um ein (weiteres) Valenzband-Elektron ins Leitungsband zu heben. Wenn χ die Energiedifferenz zwischen Vakuumniveau und unterer Leitungsbandkante ist, spricht man aufgrund der genannten Gegebenheiten bei Photonenergien $E_g + \chi < E_\gamma < 2E_g$ von einem *magischen Fenster* (engl. *magic window*) [98], ein Bereich besonders hoher Quanteneffizienz.

Zusammenfassend findet man in Metallen, durch das Fehlen einer Bandlücke, relativ hohe Wahrscheinlichkeit für Streuung an anderen Elektronen. Zum einen können Stöße mit den umgebenden Leitungsbandedelektren stattfinden und zum anderen sind durch den Festkörper-Paarbildungsprozess sogar Wechselwirkungen mit Valenzbandedelektren möglich. Die e - e -Streuung steht damit aus zwei Gründen im Kontrast zur verlustarmen [98] Elektron-Phonon-Streuung, die in Halbleitern dominiert, und führt mit hoher Wahrscheinlichkeit zum *Thermalisieren* der angeregten Elektronen, ehe sie die Oberfläche erreichen. Diese Umstände erklären schließlich die moderate Quantenausbeute von

⁶Taylorentwicklung um die Photoemissionsschwelle $E_\gamma = W$.

Metallen.

Letztlich gibt es nach einer Erkenntnis von [98] Eigenschaften der Elektron-Phonon-Streuung, welche die Quantenausbeute sogar erhöhen können. Demnach kann die verlustarme und richtungsändernde Natur der Streuung dazu führen, dass sogar optisch angeregte Elektronen, deren zur Oberfläche senkrechten Anteile des Impulses in den Kristall hinein zeigen, extrahiert werden können. Dabei ist es hilfreich, den Photoemissionsprozess als Zufallsbewegung (*engl. random walk*) zu betrachten. Falls außer der in Bezug auf den Energieverlust vernachlässigbaren Elektron-Phonon-Streuung kein Streumechanismus vorhanden ist, gibt es eine hohe Wahrscheinlichkeit dafür, dass Elektronen mit einer anfänglich *falschen* transversalen Impulskomponente extrahiert werden, bevor deren Energie unter das Vakuumniveau fällt. Aus diesem Grund können Halbleiter-Photokathoden wie CsI Quanteneffizienzen erreichen, die über 50% hinausgehen.

3.2.5. Oberflächenbehandlung

Die Austrittsarbeit wird von der energetischen Lage des Vakuumniveaus an der Oberfläche relativ zum Fermi-Niveau bestimmt. In einem vereinfachten quantenmechanischen Modell für Metalle, dem *Jellium-Modell*, geht man von einer uniformen positiven Hintergrundladung aus, die von den Atomrümpfen, bestehend aus Atomkernen und Rumpfelektronen, erzeugt wird [128]. Die periodischen positiven Ladungen werden folglich durch eine entsprechende stufenförmige Ladungsdichtefunktion

$$\rho^+(z) = \begin{cases} \bar{n} & : z \leq 0 \\ 0 & : z > 0 \end{cases}, \quad (3.19)$$

mit der konstanten Ladungsdichte \bar{n} , ersetzt (s. [129, 128]). Dabei ist nach [130] das dadurch erzeugte statische Potenzial $v_{\text{ext}}(z)$ jedoch nur Teil einer selbstkonsistenten Lösung des effektiven Potenzials

$$V_{\text{eff}}[\rho^-, z] = v_{\text{ext}}(z) + v_{\text{es}}[\rho^-, z] + v_{\text{xc}}[\rho^-, z]. \quad (3.20)$$

Abgesehen von $v(z)$ handelt es sich hier um Funktionale, die von der – a priori nicht bekannten – Elektronendichteverteilung $\rho^-(z)$ abhängen. Der Term $v_{\text{es}}[\rho^-, z]$ ist ein elektrostatischer Beitrag und $v_{\text{xc}}[\rho^-, z]$ stellt die Austausch- und Korrelationswechselwirkung zwischen den Elektronen dar. Die Interaktion der Elektronen untereinander wird folglich in diesem Modell berücksichtigt. Abbildung 3.15 zeigt die Auswirkung der Dipolladungsverteilung auf das effektive Potenzial V_{eff} im Jellium-Modell. Der entsprechende Beitrag ist v_{es} und bewirkt den Anteil D zur Austrittsarbeit W .

Ein Satz selbstkonsistenter Gleichungen wird für $\rho^-(z)$ iterativ gelöst, wobei im Kontext dieser Arbeit ein besonderes Augenmerk auf den elektrostatischen Beitrag gelegt sei, da dieser auch im Weiteren eine Rolle beim Verständnis der Senkung der Austrittsarbeit durch Oberflächenaktivierung spielt. Der elektrostatische Term der Wechselwirkung v_{es} führt dazu, dass Elektronen des Metalls, zur Oberfläche hin, eine zunehmend anisotrope Ladungsverteilung sehen, wodurch sich, in der Summe, eine Dipolladungsverteilung an der Oberfläche ausbildet. Die Dichteverteilung der Elektronen ist dabei derart, dass es eine endliche Aufenthaltswahrscheinlichkeit jenseits der definierten Festkörperoberfläche gibt, weshalb man von einem *Auslaufen* (*engl. spill-out electrons*) spricht. Eine vereinfachte, schematische Lösung⁷ der Elektronenladungsdichte $|\rho^-|$ sowie die Ladungsdichte der Ionen ρ^+ ist in Abbildung 3.16 (a) gezeigt. Um den umgekehrten Einfluss einer Dipolladungsverteilung auf ein Potenzial $V(z)$ zu verstehen, bietet es sich an, den idealisierten eindimensionalen Fall zu betrachten, wobei die Ladungsdichteverteilung des Dipols proportional zu der örtlich einfach abgeleiteten δ -Funktion ist. D.h., die Dichteverteilung hat eine Form $\rho_{\text{dipol}} = a\delta'(z)$, wobei a eine Proportionalitätskonstante

⁷Je nach Elektronendichte treten mehr oder minder stark ausgeprägte Oszillationen vor dem Abfall von $|\rho^-(z)|$ auf, die man als Friedel-Oszillationen bezeichnet. Diese sind in der Illustration nicht berücksichtigt.

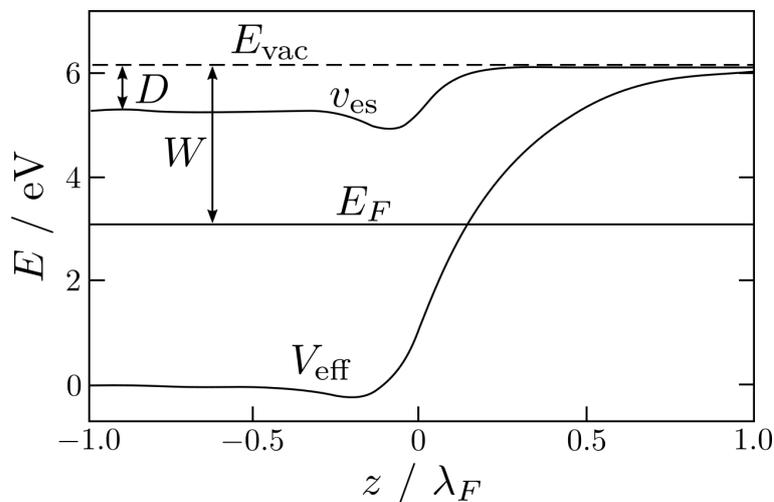


Abbildung 3.15.: Grafik zur Auswirkung der Dipol-Ladungsverteilung auf das effektive Potenzial V_{eff} im Jellium-Modell. Der zugehörige Beitrag ist v_{es} und bewirkt den Anteil D zur Austrittsarbeit W . Distanz in Einheiten der Fermi-Wellenlänge $\lambda_F = 2\pi\hbar/p_F$, wobei p_F der Fermi-Impuls ist. Grafik nach [131], aufbereitet und modifiziert. Quantitative Abweichungen möglich. Siehe auch [130, 128].

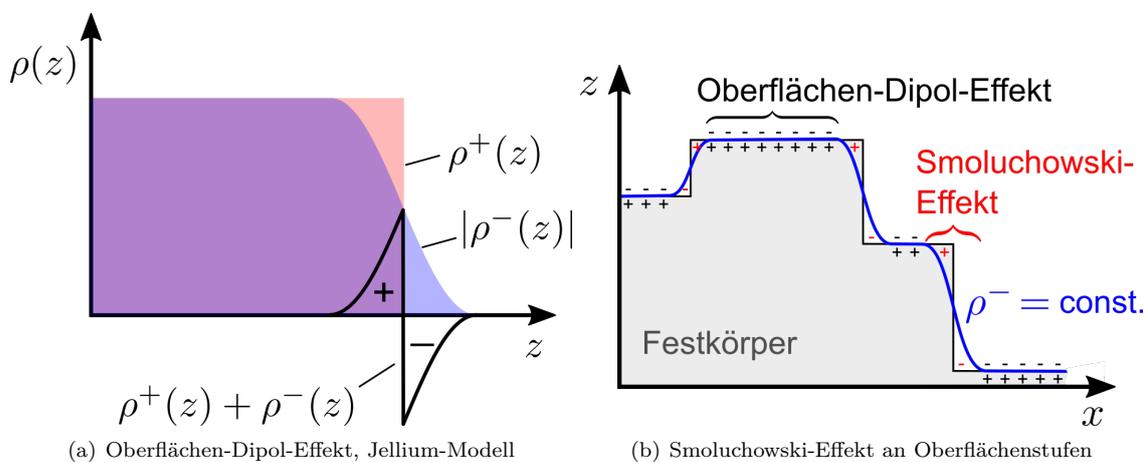


Abbildung 3.16.: (a) Qualitative Illustration zum Dipol-Effekt im Jellium-Modell. Dadurch, dass die Ladungsdichteverteilung der Elektronen ρ^- nicht deckungsgleich ist mit der von den Ionentrümpfen ρ^+ , bildet sich an der Oberfläche nach [128] eine Dipolstruktur aus. (b) Illustration zum Smoluchowski-Effekt an Oberflächenstufen bzw. rauen Oberflächen (nach [132]). Die blaue Kontur beschreibt eine Isolinie der Elektronendichte: in ebenen Abschnitten folgt sie der effektiven Festkörperoberfläche, bei Stufen treten Abweichungen auf, die zu einem entgegengesetzten Dipol-Effekt führen.

darstellt. Dadurch reduziert sich die allgemeine Poisson-Gleichung

$$\Delta V(\vec{r}) = -\frac{1}{\varepsilon} \cdot \rho(\vec{r}), \quad (3.21)$$

mit der dreidimensionalen Ladungsverteilung $\rho(\vec{r})$ und dem Laplace-Operator Δ , auf die eindimensionale Form

$$\frac{d^2}{dz^2} V(z) = -\frac{a}{\varepsilon} \cdot \delta'(z). \quad (3.22)$$

Zweifaches Integrieren dieser Gleichung liefert den Potenzialverlauf des idealisierten Dipols

$$V(z) \propto \Theta(z), \quad (3.23)$$

wobei $\Theta(z)$ die Heaviside-Funktion beschreibt. Anhand dieses einfachen Beispiels lässt sich erkennen, dass eine Dipol-Ladungsverteilung ρ_{dipol} das Potenzial im idealisierten Fall stufenartig anhebt. Die asymptotischen Fälle $z \rightarrow \pm\infty$ von Potenzialen realistischer Ladungsverteilungen sollten dabei mit diesem Beispiel identisch sein.

Im Folgenden werden Methoden zur Senkung der Austrittsarbeit diskutiert. Dazu gehört auch der soeben erklärte Dipol-Effekt, der umgekehrt genutzt werden kann, um das Vakuumpotenzial zu senken.

Smoluchowski-Effekt

Um kostengünstige Lichtquellen für den Photoeffekt nutzen zu können, ist es oft wünschenswert die Austrittsarbeit zu vermindern. Zudem erhöht man dadurch die Energieeffizienz des Photoeffektes, da die einzelnen Lichtquanten weniger Energie haben müssen. Letzteres ist nur von sekundärer Bedeutung, da die Quanteneffizienz in den meisten Fällen eine wichtigere Rolle spielt. Eine Möglichkeit, das Vakuumniveau und damit die Austrittsarbeit von Festkörpern durch Oberflächenbehandlung zu senken, ist das Aufrauen, wodurch mikroskopische Stufen in der Oberfläche entstehen. Durch den sog. *Smoluchowski-Effekt* [132] bilden sich an diesen Stufen Dipole, die den oben beschriebenen Oberflächen-Dipolen entgegenwirken und dadurch die Vakuumenergie effektiv herabsetzen. Der Effekt ist in Abbildung 3.16 qualitativ illustriert. Messungen in [133] bestätigen, dass die gemessene Austrittsarbeit von Pt- und Au-Oberflächen mit der Anzahl an Stufen pro Flächeneinheit abnimmt.

Fremdatome und Fremdmoleküle

Eine andere Methode zur Senkung der effektiven Austrittsarbeit ist die Oberflächenaktivierung durch Fremdatome. In diesem Zusammenhang soll das Verständnis nach [134] im Weiteren erläutert werden: **Metalle**, in denen d-Elektronen keinen wesentlichen Beitrag zur Bindung beitragen (Breite Energiebänder, z.B. Alkalimetalle, Mg, Al), können in dem oben erläuterten Jellium-Modell beschrieben werden. In diesem Fall können die Orbitale der adsorbierenden Teilchen mit den Zuständen des quasi-freien Elektronengases vom Metall wechselwirken. Die zu erwartenden Änderungen der elektronischen Eigenschaften sind in Abbildung 3.17 illustriert. Sowohl die Lage E'_a als auch die Breite $\Gamma(z)$ ändern sich in Abhängigkeit vom Abstand zur Metalloberfläche. Nach Berechnungen in [135] gibt es dabei einen elektrostatischen Gleichgewichtsabstand für Protonen (H^+). Dieser Abstand (s in Abbildung 3.17) kann analog für Kerne höherer Ladungszahl berechnet und zur Bestimmung der veränderten Zustands- und Ladungsdichte verwendet werden, wie es im Kontext von Abbildung 3.18 für Cl, Si und Cl an einem Metall-Jellium (Al) getan wurde. Abhängig von der finalen Position des atomaren Va-

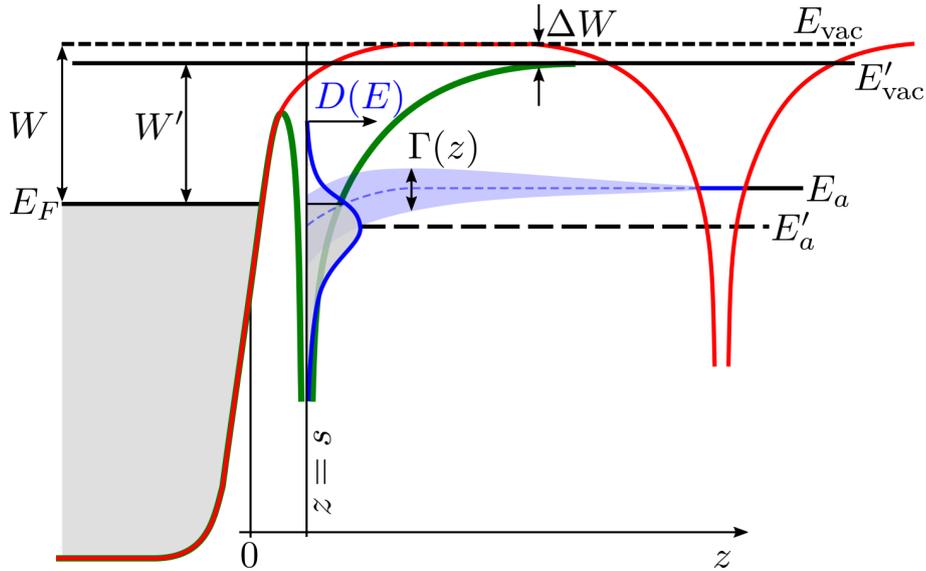


Abbildung 3.17.: Schematische Darstellung der Wechselwirkung eines Atoms mit einer Metalloberfläche nach [134]. Die rote Linie repräsentiert das Gesamtpotenzial von Metall und Fremdatom, wobei das Atom weit von der Metalloberfläche entfernt ist. Im Falle der grünen Linie wurde das Atom adsorbiert, was in einer Verschiebung der Austrittsarbeit ΔW resultiert. Gestrichelte Größen stehen für den adsorbierten Fall und die grauen Flächen deuten besetzte Zustände an. Grafik nach [134] (aufbereitet, Bezeichnungen teilweise modifiziert).

lenzelektronenniveaus⁸ E'_a relativ zur Fermi-Energie E_F wird Ladung entweder vom Adsorbaten oder umgekehrt übertragen. Da nach [131] das Niveau E'_a aus Abbildung 3.17 näherungsweise dem Verlauf des Jellium-Potenzials im Abstand E_a folgt, kann es schließlich auch vom Gleichgewichtsabstand $z = s$ abhängen, in welche Richtung die Ladung übertragen wird.

Um thermodynamisches Gleichgewicht zu erreichen, werden Elektronen vom Substrat an den Adsorbaten abgegeben, wenn sein Valenzelektronenniveau unterhalb von E_F liegt. In diesem Fall wird der Adsorbat negativ geladen, was nach Abbildung 3.18 (a) für Cl der Fall wäre. Umgekehrt werden Elektronen an das Substrat abgegeben, wenn das Energieniveau über E_F liegt, was zu einem positiv geladenen Adsorbaten führt und nach Abbildung 3.18 (a) auf Li zutrifft. Diese Effekte führen schließlich dazu, dass sich an der Oberfläche unterschiedliche Ladungsdichten ausbilden, was in Abbildung 3.18 (b) dargestellt ist. Im Falle von Li werden Substratelektronen zum Adsorbaten hingezogen, bei Cl werden sie, hingegen, abgestoßen. Damit ist für diese zwei Atomsorten die Bindung ionisch. Bei Si bildet sich Ladung auf beiden Seiten des adsorbierten Atoms, weshalb man von einer kovalenten Elektronenpaarbindung ausgehen kann [131]. Nach der in [131] angegebenen mikroskopischen Variante der sog. *Helmholtz-Formel* ist die Änderung der Austrittsarbeit im Dreidimensionalen proportional zu dem Integral

$$\Delta W \propto \int d^3r z \cdot \delta n(\vec{r}), \quad (3.24)$$

wobei $\delta n(\vec{r})$ die totale Elektronendichte minus die Summe der einzeln betrachteten Elektronendichten von Atom und Metall beschreibt. Diese Größe ist in der unteren Zeile von Abbildung 3.18 aufgetragen. Die z -Richtung ist hier senkrecht zur Substratoberfläche, welche die x - y -Ebene darstellt. Abhängig von der Ladungsdichteverteilung entlang von z , kann die Verschiebung der Austrittsarbeit (3.24) also

⁸ E_a ist in der vereinfachten theoretischen Betrachtung das einzige Niveau des Atoms, siehe auch [131] (*resonant level model*).

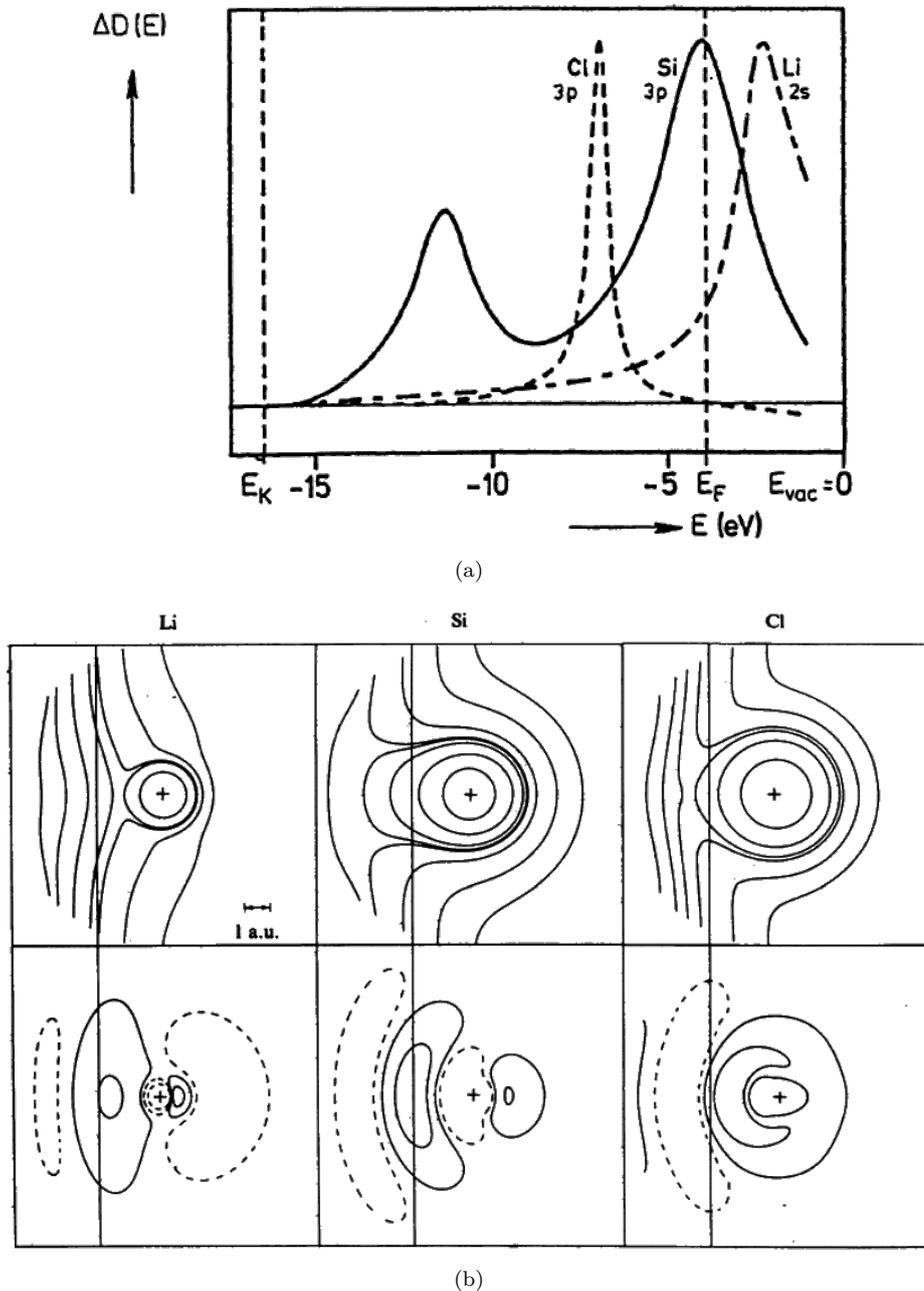


Abbildung 3.18.: (a) Änderung der Zustandsdichte $\Delta D(E)$ als Folge der Chemisorption verschiedener Atome an einem Jellium-Metall mit einer dem Aluminium entsprechenden Elektronendichte. Die Metall/Atom-Abstände sind durch das Minimum der Gesamtenergie bestimmt. E_F ist das Fermineau, E_K die untere Leitungsbandkante. Grafik und Bildunterschrift aus [128] bzw. [134]. (b) Konturen gleicher Elektronendichten (oben) bzw. Differenz zwischen Ladungsdichten vor und nach Chemisorption (unten) für entsprechende Adsorbatenatome auf einem Jellium-Substrat. Gestrichelte Linien stehen für einen Mangel und durchgezogene für einen Überschuss an Elektronen. Aufgetragen gegen Ortskoordinaten; eingezeichnete Länge in Bohrradien $1 \text{ au} \approx 0.52 \text{ \AA}$. Grafik aus [128].

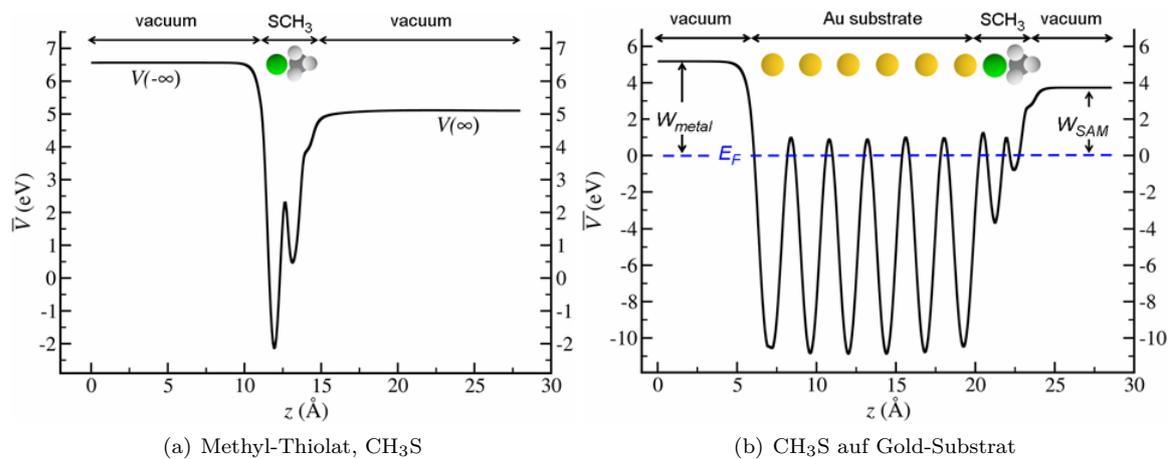


Abbildung 3.19.: Berechnungen zu selbstorganisierten Mono-Lagen. (a) Transversal (x, y) gemittelt elektrostatisches Potenzial $\bar{V}(z)$ von CH_3S (S: grün, C: dunkelgrau, H: hellgrau). (b) Transversal (x, y) gemittelt elektrostatisches Potenzial $\bar{V}(z)$ entlang der (111)-Richtung von Au. Berechnet wurde eine Lage CH_3S auf sechs Lagen Au (gelb). Der Vergleich zwischen nicht-aktivierter und aktivierter Seite zeigt die relative Absenkung der Austrittsarbeit. Die Austrittsarbeit W_{SAM} der durch die sog. selbstorganisierten Mono-Lage (SAM, engl. *self-assembled monolayer*) bezieht sich auf die aktivierte Seite. Aus [137], sprachliche Übersetzung der Beschriftung trivial.

positiv, negativ oder gleich null sein. Durch Li kann man demnach die Austrittsarbeit von Aluminium herabsenken und durch Cl erhöhen.

Analog dazu, zeigen frühe numerische Berechnungen [136], dass das Aufbringen von Cs auf W effektiv die Vakuumenergie senkt. Die Verschiebung des Coulomb-Potentials in der Nähe der W-Atome wird demnach verursacht durch die Änderung der effektiven Dipol-Schicht auf der Oberfläche, was genau den zuvor erläuterten Effekt beschreibt: die Polarisation der Cs-Valenzelektronen hin zu den W-Atomen bewirkt eine Dipol-Barriere, die dem ursprünglichen, in Abbildung 3.16 (a) beschriebenen, Oberflächen-Dipol entgegenwirkt und die Austrittsarbeit herabsenkt.

Aktuelle Ansätze zur Senkung der Austrittsarbeit sind sog. selbstorganisierte Mono-Lagen (engl. *self-assembled monolayer*, SAM), die bereits aufgrund ihrer Molekülstruktur ein Dipolmoment besitzen und deswegen an Oberflächen derart adsorbieren, dass sie dem Oberflächen-Dipol entgegenwirken. Kalkulationen [137] mit CH_3S (Methyl-Thiolat) auf Au zeigen ebenfalls eine Herabsenkung der Austrittsarbeit. In Abbildung 3.19 findet sich eine Berechnung, wobei von einer einlagigen Schicht CH_3S auf sechs atomaren Lagen Gold ausgegangen wird.

Oberflächenaktivierung und Dotierung von Halbleitern

Bei Halbleitern kann mit einer Oberflächenaktivierung die Senkung des Vakuumniveaus so weit geführt werden, dass eine sogenannte *negative Elektronenaffinität* (NEA) erzielt wird. Als Elektronenaffinität bezeichnet man, wie zuvor bereits definiert, die Energiedifferenz zwischen dem Vakuumniveau und unterer Kante des Leitungsbandes

$$\chi = E_{\text{vac}} - E_{\text{LB}}. \quad (3.25)$$

In der Festkörperphysik – d.h. in vorliegendem Fall – ist die Größe anders definiert als in der Chemie, wo die Elektronenaffinität eines Atoms die Energie angibt, welche man benötigt, um ein Elektron aus einem einfach negativ geladenen Ion zu entfernen [138].

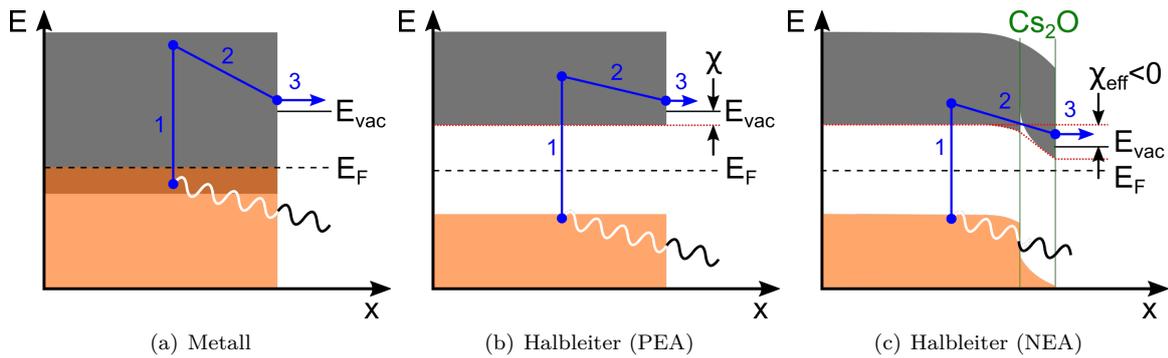


Abbildung 3.20.: Illustration des Drei-Stufen-Modells nach [107, 108] (blau) bei Metallen und Halbleitern. Schritt 1: Photoanregung, Schritt 2: Streuung, Schritt 3: Extraktion. Damit das Elektron extrahiert werden kann, muss in allen drei gezeigten Fällen das Energieniveau des Elektrons noch über dem Vakuumniveau liegen, ehe die Oberfläche erreicht wird. Im Metall (a) muss für die Anregung zwar keine Bandlücke überwunden werden, jedoch ist die $e-e$ -Streuwahrscheinlichkeit sehr hoch, sodass die Energie auf dem Weg zur Oberfläche rasch absinkt. Bei Halbleitern (b) muss eine Bandlücke überwunden werden, dafür ist die Streuwahrscheinlichkeit im thermisch schwach besiedelten Leitungsband gering. Zusätzlich zu diesem Vorteil liegt beim Halbleiter (c) mit negativer Elektronenaffinität (NEA) das Vakuumniveau unterhalb der Leitungsbandkante, was eine Absenkung der Auslösearbeit und eine Erhöhung der Quantenausbeute bewirkt.

Die Oberflächenaktivierung wird durch den Dipol-Effekt der Elektronendichteverteilung erreicht, wie es bereits oben für Metalle beschrieben wurde. Dazu wird i.d.R. Cs [139], O oder eine Kombination aus beiden Elementen auf die Photokathode aufgetragen. Außer der direkten Absenkung des Vakuumniveaus, hat eine solche Aktivierung zur Folge, dass die Bandstruktur an der Oberfläche gekrümmt wird, was das Vakuumniveau effektiv verringert. Der Effekt ist in Abbildung 3.20 (c) illustriert.

Es ist anzumerken, dass eine Bandkrümmung an der Oberfläche bereits durch eine volumenmäßige Dotierung des Substrates erreicht werden kann. Sogenannte *Oberflächenzustände* (engl. *surface states*) führen bei einem dotierten Halbleiter auch ohne Oberflächenaktivierung dazu, dass eine Verarmungszone mit parabolisch nach oben oder unten verzerrten Bändern entsteht. Auf die Ursachen dieses Effektes soll hier jedoch nicht weiter eingegangen werden, stattdessen sei auf [131, 134] verwiesen. Diese Bandkrümmung führt dazu, dass das Vakuumniveau um einen entsprechenden Betrag verschoben wird. Dennoch bewirkt das Aufbringen von O eine erhebliche zusätzliche Absenkung. Weitere Reduktion des Vakuumniveaus, bis unter die Leitungsbandkante des Substrates (unterhalb der Oberfläche), kann ein anschließendes Bedampfen mit Cs bewirken, da sich eine noch stärkere Dipol-Schicht aus Cs_2O bildet. Ein prominentes Beispiel eines Halbleiters, welches alle genannten Effekte vereint, ist p-dotiertes GaAs mit O/Cs-Aktivierung. In Abbildung 3.21 sind die Auswirkungen von entsprechenden Aktivierungsschritten auf das Bandschema illustriert: im Schritt (1) liegt reines p-dotiertes GaAs vor, wobei die Dotierung zur Senkung der Fermi-Energie führt und der thermodynamische Austausch von Elektronen zwischen Oberflächenzuständen und Substratniveaus die anfängliche Bandkrümmung bewirken⁹. Bezieht man die Elektronenaffinität auf die Leitungsbandkante im Inneren des Substrates, dann ist sie um den Betrag der Bandkrümmung kleiner, d.h. es gilt bereits $\chi_{\text{eff}} < \chi$. In Schritt (2) wird eine Senkung von E_{vac} durch Aufbringen von Cs erreicht. Eine weitere Senkung des Vakuumniveaus kann in Schritt (3) durch Aufbringen von O erzielt werden. An der Oberfläche bildet sich eine Cs_2O -Schicht, und damit eine verstärkte Dipol-Ladungsverteilung,

⁹Zum Zeitpunkt der Veröffentlichung von [131] herrscht Unklarheit über die Herkunft der Bandkrümmung bei reinem p-dotierten GaAs, da sie in diesem Falle nicht durch Ladungsaustausch von Substrat-Donor-Niveaus und Oberflächenzuständen erklärt werden können. In diesem Zusammenhang gibt es jedoch Hinweise darauf, dass es sich um Oberflächenzustände durch geringfügig adsorbierten Sauerstoff handelt.

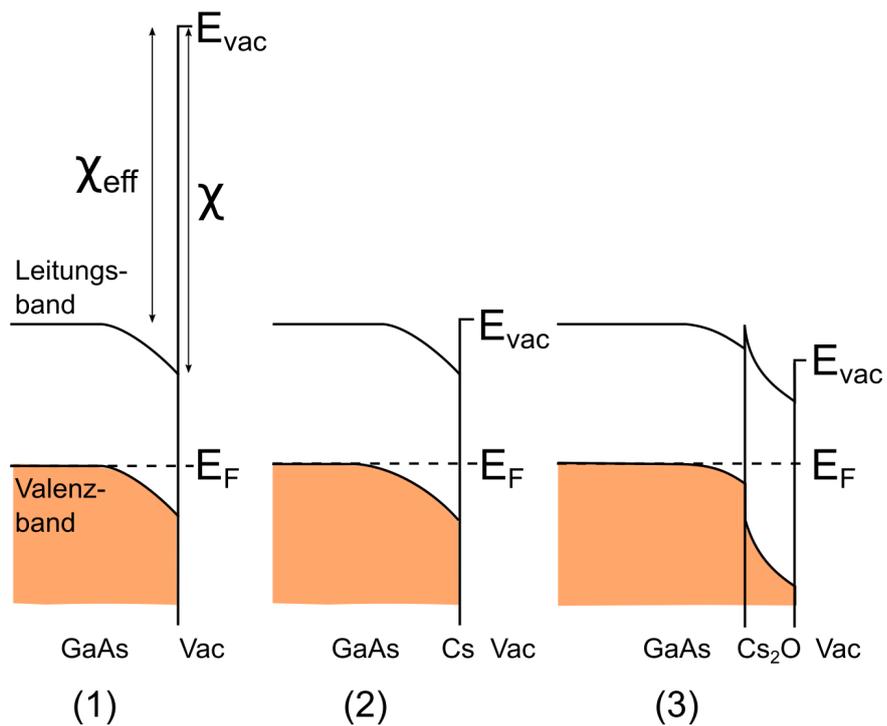


Abbildung 3.21.: Schematische Banddiagramme zur Aktivierung von p-dotiertem GaAs für die Senkung des Vakuumniveaus E_{vac} . (1) Reines p-dotiertes GaAs: die Dotierung führt zur Senkung der Fermi-Energie und Oberflächenzustände zur Bandkrümmung. Bezieht man die Elektronenaffinität auf die Leitungsbandkante im Inneren des Substrates, dann ist sie um den Betrag der Bandkrümmung kleiner, $\chi_{eff} < \chi$. (2) Senkung von E_{vac} durch Aufbringen von Cs. (3) Weitere Reduktion von E_{vac} durch Aufbringen von O, wodurch sich Cs_2O bildet, was zu $\chi_{eff} < 0$ führt. Grafik nach [131], aufbereitet und modifiziert.

was in diesem Beispiel zu einer negativen effektiven Elektronenaffinität $\chi_{\text{eff}} < 0$ führt.

Um die negative Elektronenaffinität zu verstehen, sollte zunächst das Banddiagramm eines herkömmlichen undotierten Halbleiters, wie in Abbildung 3.12 (b), betrachtet werden. Die Elektronenaffinität ist nach (3.25) positiv, wenn das Vakuumniveau energetisch über der unteren Leitungsbandkante liegt, wie in diesem Fall. Aus diesem Grund hat ein Halbleiter im normalen Zustand eine **positive Elektronenaffinität (PEA)**, $\chi > 0$. Bei der durch Dipol-Effekte verursachte Bandkrümmung hat man zwar direkt an der Oberfläche ebenfalls einen positiven Wert. Betrachtet man aber das Vakuumniveau relativ zur unteren Leitungsbandkante im Trägermaterial – d.h. unter der Aktivierungsschicht – so ist die effektive Elektronenaffinität negativ. Das Vakuumniveau liegt also unter der eigentlichen Leitungsbandkante, sodass das Photokathodenmaterial einerseits durch Absenken des Vakuumniveaus eine effektiv geringere Auslösearbeit hat und andererseits eine Erhöhung der Quantenausbeute erfährt. Letzteres kann so verstanden werden, dass ein Elektron auf dem Weg zur Oberfläche öfter stoßen kann, bevor es nicht mehr genug Energie hat, um das Vakuumniveau zu überwinden.

Ein Weg die Quanteneffizienz auf Kosten der Austrittsarbeit zu erhöhen ist es, p-dotiertes Halbleitermaterial als Substrat zu verwenden [140, 141]. Hier liegt das Fermi-Niveau tiefer, als es beim intrinsisch leitenden Halbleiter der Fall ist, wodurch sich statistisch weniger thermisch angeregte Elektronen im Leitungsband befinden.

3.2.6. Schutzschichten

Aus vorherigem Abschnitt kann gelernt werden, dass es durchaus Möglichkeiten gibt, die Austrittsarbeit W von Halbleitern mit großen Bandlücken zu senken, um diese mit günstigeren optischen Quellen geringer Photonenenergie zu verwenden. Für den Einsatz im Detektor muss darüber hinaus eine ausreichende Beständigkeit gegenüber Umgebungsluft vorhanden sein, was bei einigen metallischen Photokathoden gegeben ist, bei infrage kommenden Halbleitern jedoch nicht. Aus diesem Grund widmet sich dieser Abschnitt der Suche nach einfachen Methoden zum chemischen Schutz von Photokathodenoberflächen.

Das zentrale Problem bei hocheffizienten Photokathoden wie CsI ist die schlechte chemische Beständigkeit gegenüber Luft und/oder Luftfeuchte, was ihre Verwendung in vielen Anwendungen nur schwer zugänglich macht. Im Kontext dieser Arbeit wird ein Material gesucht, das eine sehr gute chemische Stabilität aufweist, um der Anforderung zu genügen, bei gelegentlichen Wartungsarbeiten an Umgebungsluft zu gelangen. Da zudem eine möglichst hohe Quanteneffizienz wünschenswert ist, um mit geringen Lichtintensitäten bzw. preisgünstigen Lichtquellen arbeiten zu können, wird im Folgenden das Konzept einer Schutzschicht (*engl. coating*) erläutert. Abschnitt 3.3 wird sich bei der Diskussion des Photokathodenmaterials auf diesen Abschnitt beziehen.

Klassische Schutzfilme

Das Konzept einer Schutzschicht sieht vor, dass ein Film auf die Photokathode aufgetragen wird, der die photoelektrischen Eigenschaften – vor allem die Quanteneffizienz – nicht erheblich verschlechtert und gleichzeitig die chemische Beständigkeit gegenüber Luft und Luftfeuchte deutlich verbessert. Dies impliziert, dass die Schutzschicht sowohl möglichst transparent für die penetrierenden Photonen als auch die daraufhin emittierten Elektronen zu sein hat. Die Kriterien der Transparenz sollten von Dielektrika mit großen Bandlücken erfüllt werden. Der Grund dafür ist, dass die Photonenabsorptionswahrscheinlichkeit unterhalb der Bandlückenenergie sehr gering ist und sich gleichzeitig nur wenige thermisch angeregte Elektronen im Leitungsbandband befinden, womit die ausgelösten Elektronen stoßen können¹⁰.

Nach Erkenntnissen aus [142] sind dielektrische Materialien mit großer Bandlücke, wie die Alkalihalogenide CsI und KCl, sehr transparent für niederenergetische Elektronen. Beispielsweise liegt, den

¹⁰Ein Energieübertrag an ein Valenzelektron ist unwahrscheinlich, da die Bandlückenenergie überwunden werden müsste. Siehe auch Abschnitt 3.2.4 oder [98].

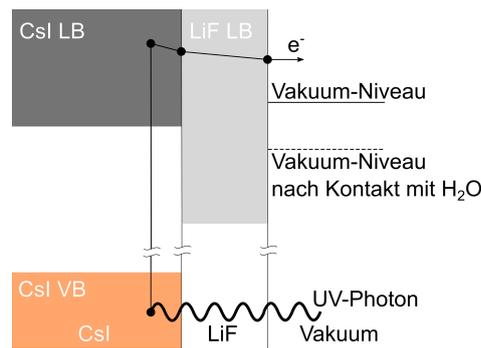


Abbildung 3.22.: Banddiagramm eines mit LiF beschichteten CsI-Kristalls nach [143].

dort getätigten Berechnungen zufolge, bei CsI die Fluchtwahrscheinlichkeit eines Elektrons, welches in einer Tiefe von ~ 6 nm mit der Energie $E_e = 1$ eV startet, immer noch bei $\sim 50\%$ und wird für kleinere Schichtdicken trivialerweise größer. Da die Schutzschichten in der Größenordnung von $\lesssim 1000$ Å liegen, sollte das genannte Beispielmaterial praktisch transparent für Elektronen dieser Energie sein. Bezüglich der Photonentransparenz sind nach [143] die Alkalihalogenide LiF, CsF, NaF, die Erdalkalihalogenide MgF_2 und BaF_2 sowie das organische Material $n\text{-C}_{36}\text{H}_{74}$ im Wellenlängenbereich von (150..250) nm gut geeignet. Die Verbindungen NaI, SiO und Al_2O_3 sind hingegen weniger transparent. Im Rahmen von [144] und [143] wurden die genannten Materialien in verschiedenen Dicken auf den Substraten CsI, CuI und Al getestet. Alle Schutzfilme wurden in gleicher Weise, im Vakuumverdampfungsverfahren, auf die Substrate aufgetragen. In [143] wird u.a. auch herausgestellt, dass die richtige Anpassung des Schutzfilmkristalls an das Gitter des Substrates (*engl. lattice matching*) eine Rolle für die Absorptionslänge von Elektronen spielen könnte.

Die Untersuchungen in [144] und [143] zeigen auf, dass einige Schutzfilme, mit mehr oder weniger großen Einbußen bzw. Verbesserungen der ursprünglichen Quanteneffizienz, zu einer Besserung der chemischen Langzeitstabilität führen könnten. Die Studien beschränken sich jedoch weitestgehend auf Substrate (CsI, CuI), deren Arbeitsbereiche unterhalb von $\sim (150..250)$ nm liegen. Es wird beobachtet, dass es bei den zum Schutz durch verwendete Materialien verschiedene Verhaltensweisen in Bezug auf dünne Schichtdicken ($\lesssim 10$ Å ~ 2 Monolagen) gibt. Hier finden sich Materialien, deren Quanteneffizienz bei dünnen als auch bei dicken Schichten gleichermaßen mit der Schichtdicke abnimmt. Das spricht dafür, dass die Substratstruktur durch die Beschichtung fortgesetzt wird und keine Effekte stattfinden, welche das Vakuumniveau absenken. Auf der anderen Seite gibt es Stoffe, die bei dünnen Beschichtungsdicken zu einem Anstieg (CsF) oder einer stärkeren Abnahme (Al_2O_3 , NaI) der Quanteneffizienz führen. Dies kann dadurch gedeutet werden, dass durch die Fremdatome ein Dipol-Effekt an der Oberfläche verursacht wird, der zu einem Herabsetzen oder Anheben der Vakuumbarriere führt (vgl. Abschnitt 3.2.5). In diesem Zusammenhang wäre es von zweifachem Vorteil, einen Schutzfilm zu verwenden, der gleichzeitig die Quanteneffizienz anhebt. Die Studie eines LiF-Films auf CsI [143] zeigt, dass eine Langzeitexposition von 33 Tagen an der Luftfeuchtigkeit, bei Wellenlängen unterhalb von ~ 180 nm zu einem Einbruch der Quanteneffizienz von etwa einer Größenordnung führt. Durch Heizen und kontrollierte Mengen an feuchter Luft kann die Quanteneffizienz sogar wieder angehoben werden. Wie in Abbildung 3.22 dargestellt, kann eine moderate Menge an Wasser das Vakuumniveau absenken, was dazu führt, dass die Quanteneffizienz angehoben wird. Eindeutige Aussagen bei größeren Wellenlängen sind in Bezug auf den LiF-Film zwar nicht möglich, aber es deutet sich hier ein deutlicher Rückgang der Quanteneffizienz an. Dies hat mitunter mit den photoelektrischen Eigenschaften des Substrates zu tun. Es ist vorstellbar, dass der gleiche Schutzfilm auch auf Substraten erfolgreich ist, dessen Arbeitsbereich bei höheren Wellenlängen liegt.

Untersuchungen weiterer Schutzfilme [144] zeigen mitunter ähnliche Ergebnisse. In Abbildung sind normierte Quanteneffizienzen von verschiedenen Kombinationen aus Substrat und Film, vor und nach

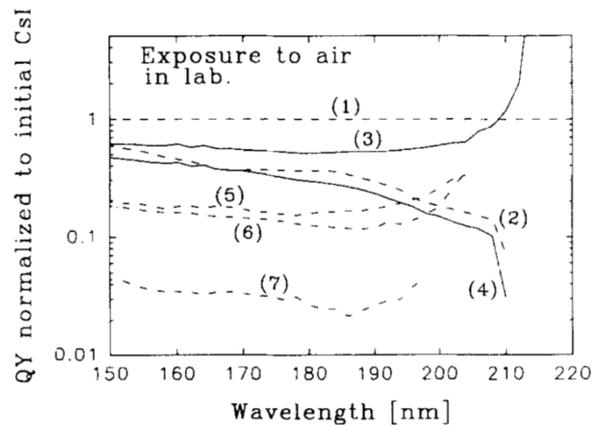


Abbildung 3.23.: Quantenausbeute in Einheiten der unbeschichteten CsI-Photokathode gegen Wellenlänge für verschiedene Schutzfilme und Expositionszeiten an Luft: (1) CsI initial; (2) CsI, 6 h; (3) CsI/LiF(10 Å), 6 h; (4) CsI/LiF(10 Å), 30 h; (5) CsI/MgF₂(22 Å) initial; (6) CsI/MgF₂(22 Å), 20 h; (7) CsI/MgF₂(22 Å), 9 d. Aus [144].

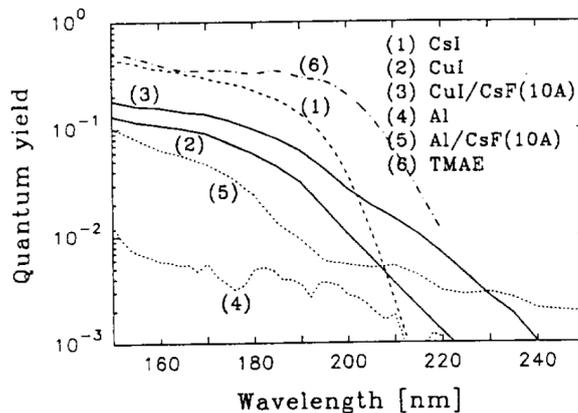


Abbildung 3.24.: Quantenausbeute gegen Wellenlänge für verschiedene Substrate mit und ohne Beschichtung. Dicke der Schutzschicht in Klammern, angegeben in Å. Aus [144].

der Exposition mit feuchter Laborluft, dargestellt. Normiert sind die Daten auf die Messkurve von nicht exponiertem CsI (1). Hier finden sich Messungen zu dem bereits betrachteten LiF-Film (10 Å) auf CsI-Substrat, welcher nach 30 Stunden für Wellenlängen $\lesssim 210$ nm noch eine akzeptable Abweichung von weniger als einer Größenordnung gegenüber reinem CsI hat. Darüber hinaus zeigen die Ergebnisse für den 22 Å starken MgF₂-Film auf CsI, bei vergleichbarer Expositionsdauer, eine etwas größere Abweichung nach unten. Nach neun Tagen liegt die Quanteneffizienz bei grob 4% des nicht exponierten CsI.

Abschließend soll Bezug auf die Beobachtung des quanteneffizienzsteigernden Schutzfilms CsF genommen werden. Wie oben bereits geschildert und in Abschnitt 3.2.5 erklärt wurde, vermutet man hier einen Dipol-Effekt an der Oberfläche, welcher durch die Fremdmoleküle bzw. das Cs hervorgerufen wird. Die in Abbildung 3.24 betrachteten Kombinationen der Substrate CuI und Al mit einem dünnen CsF-Film führen zu einer signifikanten Verbesserung der Quanteneffizienz unter Vakuumbedingungen. Da Aluminium bereits gute Stabilität gegenüber Luft aufweist und eine geringere Austrittsarbeit besitzt, macht es die Quanteneffizienzsteigerung durch CsF zu einem attraktiven Kandidaten.

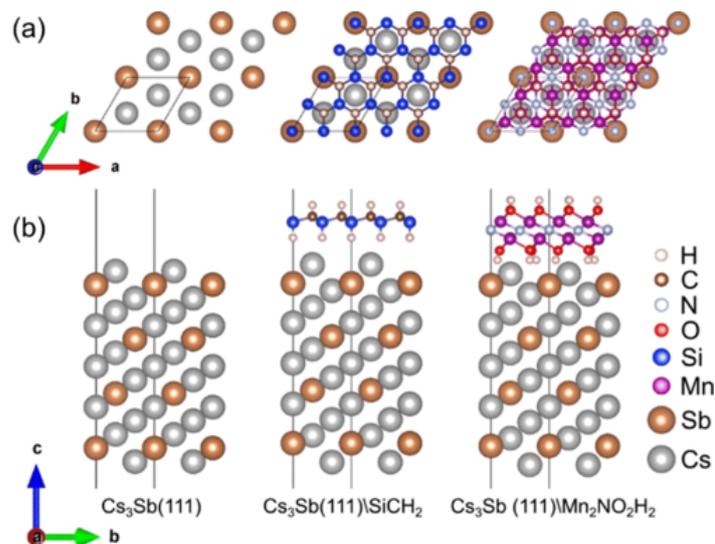


Abbildung 3.25.: Verschiedene zweidimensionale Schutzüberzüge. Draufsicht (a) und Seitenansicht (b) von ungeschützter Cs₃Sb-(111)-Oberfläche, jeweils SiCH₂- und Mn₂NO₂H₂-beschichtete Oberflächen von Cs₃Sb (111). Grafik und Beschreibung aus [147].

In [145] wird, anknüpfend an die o.g. Untersuchungen, die Effektivität von Schutzfilmen auf dem Alkali-antimonid Cs₃Sb getestet, welches oft unter Vakuumbedingungen Verwendung in PMTs findet. Hier kann jedoch nur eine bedingte Stabilität gegenüber trockener Luft und geringen Mengen an Luftfeuchtigkeit gefunden werden.

Moderne Schutzfilme

Ein alternativer Schutzfilm, der Gegenstand aktueller Forschung ist und erheblich mehr Aufwand erfordert, kann durch Graphen realisiert werden [146]. Hier sind u.a. bereits viel höhere Ansprüche an das Substrat (die Photokathode) gestellt, damit das Wachstum des Graphens auf der Oberfläche möglich ist. Zudem gibt es aktuell vielversprechende Berechnungen [147] zu weiteren zweidimensionalen Schutzüberzügen (*engl. two-dimensional coatings*), zu denen Graphen auch zählt. Hier wird u.a. ein SiCH₂-Schutzfilm für Cs₃Sb vorgestellt, wobei wieder hohe Ansprüche an die Oberfläche und Kristallorientierung des Substrats gestellt werden.

Zusammenfassend muss gesagt werden, dass die Aussicht auf einen einfach zu verwendenden Schutzfilm, auf Grundlage der oben getätigten Recherchen, wenig erfolgversprechend ist. Schutzfilme, die auf Halbleitern mit großen Bandlücken basieren, können laut den oben erwähnten Studien keinen andauernden oder wiederherstellbaren Schutz liefern. Bei zweidimensionalen Schutzfilmen, wie Graphen, sind die Anforderungen an das Substrat zu hoch. Damit deutet alles darauf hin, dass auf beständige metallische Photokathoden zurückgegriffen werden muss. Eine weitere Diskussion zu dem Thema der Wahl des Photokathodenmaterials wird in 3.3.1 geführt und knüpft an die oberen Abschnitte.

3.2.7. Konklusion

In der Gesamtheit kann gefolgert werden, dass sich die Auslösearbeit von Metallen und Halbleitern auf verschiedene Weisen verringern lässt. Neben der topologischen Oberflächenbeschaffenheit (Rauigkeit) können Adsorbatenatome und Moleküle mit Dipolmoment sowie Bandkrümmungen und Dotierungen die effektive Auslösearbeit herabsenken. Das kann zum einen die erforderliche Photonenenergie reduzieren und bei gleichbleibender Photonenenergie positive Auswirkung auf die Quanteneffizienz mit sich bringen, da nach der Photoanregung grundsätzlich mehr Energie für die Extraktion verbleibt. Von

besonderem Interesse ist die Verringerung der Auslösearbeit von Halbleitern, da sie zwar die höchsten Quanteneffizienzen haben, aber auch, aufgrund der großen Bandlücken, die höchsten Photonenenergien erfordern. Es ist abschließend zu erwähnen, dass bei den Aktivierungsprozessen erhöhte Sorgfalt sowie entsprechende technische Infrastruktur vonnöten ist. Die Priorität dieser Arbeit liegt darin, ein photoelektrisches Kalibrationssystem aufzubauen und zu testen. Bei angemessenem Arbeitsaufwand soll eine Photokathode hergestellt werden, die chemisch stabil gegenüber Umgebungsluft ist. An dieser Stelle liegen noch keine endgültigen Bewertungen darüber vor, wie gut sich solche Materialien für den Einsatz bei gegebenen Anforderungen im Rahmen dieser Arbeit eignen. Dies soll Gegenstand des nächsten Abschnittes sein. Neben konkreten Zahlen zu Photokathodenmaterialien wird dort eine Abschätzung für die erforderliche Lichtleistung getätigt.

3.3. Realisierbarkeit der photoelektrischen Kalibrationsmethode

Neben der Suche nach einer geeigneten Lichtquelle geht es im Folgenden vor allem darum, ein Photokathodenmaterial zu finden, das den Bedingungen sowohl im Experiment als auch bei der Wartung standhält. Darüber hinaus werden erste Abschätzungen für die Realisierung einer Testkathode gemacht und die Quanteneffizienzen von Aluminium und Kupfer experimentell bestimmt.

3.3.1. Photokathodenmaterial und Lichtquelle

Vor der Festlegung des Photokathodenmaterials wird eine Recherche bezüglich verschiedener Photokathodenmaterialien durchgeführt, wobei der Abschnitt 3.2 als Grundlage dient. Es wird auf drei wesentliche Aspekte fokussiert. Zuerst, ist es bei der Wahl des Materials wichtig, dass zumindest eingeschränkte Beständigkeit gegenüber Luft- und Wasserdampf vorhanden ist, da bei der Wartung eines großvolumigen Detektors keine Schutzatmosphäre sichergestellt werden kann bzw. der Wartungsaufwand unverhältnismäßig wäre. D.h. es muss mindestens über mehrere Tage normalem Klima oder Reinraumklima standhalten können, ohne dass ein wesentlicher irreversibler Einbruch in der Quanteneffizienz stattfindet. Diese Bedingung bildet die Grundvoraussetzung bei der Wahl des Stoffes.

Die zwei weiteren, untergeordneten aber dennoch wichtigen Aspekte sind die Quanteneffizienz QE und die Austrittsarbeit W , welche mit der minimalen Photonenenergie E_{ph} der Lichtquelle zusammenhängt. Sie stellen die Anforderungen an die Lichtquelle hinsichtlich optischer Leistung und Wellenlänge. Von ihnen hängen die Art und Kosten der Lichtquelle ab. Beide haben Einfluss auf die Leistung, doch nur die Austrittsarbeit des Materials legt die minimale Photonenenergie der Lichtquelle fest.

Zusammengefasst sind die folgenden drei Kriterien bei der Wahl der Lichtquelle zu berücksichtigen

- chemische Stabilität,
- Quanteneffizienz QE ,
- minimale Auslösearbeit W ,

wobei die chemische Stabilität als Grundvoraussetzung zu sehen ist. Zur Wahl steht die Beleuchtung mittels gepulst betriebenen LEDs oder mithilfe eines gepulsten Lasers. Methoden, die die Verwendung von Blitzlampen oder anderen Lichtquellen involvieren, werden in dieser Arbeit nicht berücksichtigt. Zudem werden weder ferroelektrische noch thermionische Photokathoden in Betracht gezogen, da sie u.a. zu hohe Ansprüche an die technische Umsetzung der Kathode stellen oder deren Betriebsart im Kontext einer Spurkammer fraglich ist.

Bei der Verwendung eines Lasers müssen zwar, im Grunde, alle Laserlicheigenschaften für die vorliegende Anwendung beseitigt werden, jedoch sind damit hohe Pulsenergien und kurze Pulsweiten realisierbar. Ein anderer Vorteil von Lasern ist, dass sie in einem sehr breiten elektromagnetischen

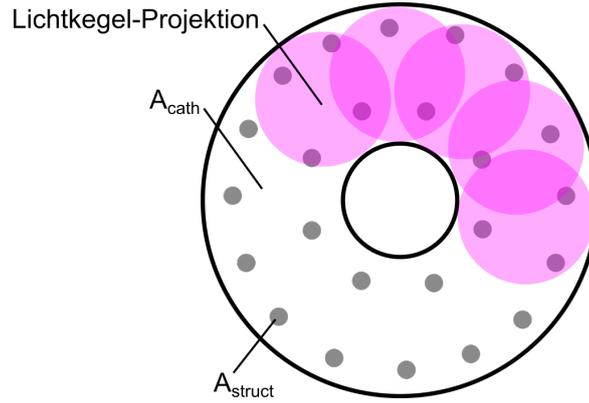


Abbildung 3.26.: Schematische Darstellung der Kathodenbeleuchtung. Der konzentrische Kreisausschnitt repräsentiert die Kathodenfläche der CB-TPC, wohingegen die grauen Kreise für die Strukturen des Photokathodenmaterials stehen. In violett sind Projektionen mehrerer Lichtquellen angedeutet. Der Verlust durch die Überlappungen der Projektionen geht nicht in die Abschätzung ein.

Spektrum vertreten sind. LEDs reizen, hingegen, vor allem durch das vergleichsweise geringe Kostenbudget und kleine Bauformen. Im Bezug auf tief-UV-LEDs ist allerdings zu berücksichtigen, dass die typischen optischen Leistungen $\lesssim 10$ mW der erhältlichen LEDs höchste Anforderungen in Bezug auf die Quanteneffizienz der Photokathode stellen. Im Weiteren muss also ausgearbeitet werden, ob eine Lösung mit LEDs und einer geeigneten Photokathode realistisch ist.

Abschätzung der Lichtquellenleistung

Um eine Abschätzung für die erforderliche optische Leistung der Lichtquelle zu erhalten, werden Abmessungen und andere technische Daten der CBELSA-TPC zur Hilfe gezogen. Zunächst ist es sinnvoll, eine maximale Ausdehnung von Strukturen auf der Photokathode abzuschätzen, die zur photoelektrischen Kalibration dienen sollen. Dazu kann man sich an der transversalen Diffusionsbreite von Elektronen bei gegebener Driftstrecke orientieren. Bei einem Ar/CO₂-Gas des Mischungsverhältnisses 90:10 kann man von einer transversalen Diffusionskonstanten der Größe $D_{\text{trans}} \approx 260 \mu\text{m}/\sqrt{\text{cm}}$ (nach Simulationen im Zuge von [29]) ausgehen. Bei einer Driftstrecke von ca. 70 cm ergibt sich eine transversale Diffusion von $\sigma_{\text{trans}} \approx 2.2$ mm. Der Einfluss der Verstärkungsstufe ist damit noch nicht eingerechnet und liegt nach (B.13) in der Größenordnung $\sim 400 \mu\text{m}$ für insgesamt drei GEMs. Es wäre demnach gerechtfertigt Strukturgrößen von etwa der halben Ausdehnung zu verwenden, weshalb kleine kreisförmige Scheiben aus Al mit einem Radius von $r_{\text{struct}} = 1$ mm angenommen werden. Auf der Kathode bilden sie die Kontraststrukturen für den photoelektrischen Effekt. Nimmt man nun an, $A_{\text{struct}} = \pi r_{\text{struct}}^2 \approx 3.1 \text{ mm}^2$ sei die Fläche einer einzelnen Struktur und $A_{\text{cath}} \approx 0.26 \text{ m}^2$ die auszuleuchtende Kathodenfläche der CB-TPC, dann ist bei einer Anordnung mit insgesamt N_{source} Lichtquellen die erforderliche optische Leistung einer einzelnen Lichtquelle gegeben durch

$$P_{\text{opt}} = \frac{E_{\text{ph}}}{\text{QE}(E_{\text{ph}}) \cdot N_{\text{source}}} \cdot \frac{N_e}{t_{\text{puls}}} \cdot \frac{A_{\text{cath}}}{A_{\text{struct}}}. \quad (3.26)$$

Hier bezeichnen E_{ph} die Photonenenergie, $\text{QE}(E_{\text{ph}})$ die zugehörige Quanteneffizienz, N_e die Anzahl der erforderlichen Photoelektronen pro Lichtpuls und t_{puls} die Dauer des Lichtpulses. Anders als in Abbildung 3.26 angedeutet, geht die Berechnung nicht davon aus, dass die Projektionen verschiedener Lichtquellen überlappen. Darüber hinaus wird angenommen, dass die gesamte optische Leistung der Lichtquelle(n) die Kathode erreicht.

Ausgehend von diesen idealisierten Bedingungen soll die nötige optische Leistung erörtert werden.

Hierfür bleibt es, die Größen N_{source} , N_e und t_{puls} festzulegen. Bei der Anzahl der Lichtquellen wäre $N_{\text{source}} \sim 10$ eine realistische Größenordnung. Die Zahl der ausgelösten Photoelektronen aus einer einzelnen Struktur sollte zum einen nicht den dynamischen Bereich der Auslese überschreiten und sich zum anderen vom Rauschuntergrund abheben. Als Orientierung sollte das Signal eines typischen Detektionsereignisses verwendet werden. Eine Abschätzung in Abschnitt 3.4.2 wird zeigen, dass im $\text{ArCO}_2(90/10)$ -Gas ein minimal-ionisierendes kosmisches Teilchen etwa 93 Elektronen/cm durch Ionisation in der Driftkammer erzeugt. Bei einem Außenradius von $a = 1.5 \text{ mm}$ besitzen die Auslesesegmente (*Pads*) der CB-TPC eine ungefähre Ausdehnung von 3 mm. Über einem Auslese-*Pad* dieser Größe würden etwa

$$N_e = 93 \text{ Elektronen/cm} \cdot 3 \text{ mm} \approx 28 \text{ Elektronen}, \quad (3.27)$$

entstehen, wobei eine Ausdünnung durch Diffusion für diese grobe Abschätzung nicht berücksichtigt ist. Da die beleuchteten Kreisstrukturen eine geringere Ausdehnung haben als die Pads, kann die zu extrahierende Anzahl an Elektronen durch diesen Wert approximiert werden.

Die Pulsdauer sollte weitaus kleiner sein als die Driftzeit ab der Kathode. Im Hinblick auf die Driftzeitkalibration ist eine Pulsdauer erwünscht, die kleiner ist als die Zeitgranularität der Ausleseelektronik (*Sampling-Zeit*). Im Falle der T2K-AFTER-Auslese [148] hat man eine Abtastrate von $f_{\text{samp}} \approx 20 \text{ MHz}$, welche in dieser Überschlagsrechnung die Pulsdauer mit $t_{\text{puls}} \leq f_{\text{samp}}^{-1} = 50 \text{ ns}$ festlegen möge.

Ausgehend von der Wellenlänge $\lambda = 266 \text{ nm}$, welche bereits im tief-UV-Bereich liegt und einer Energie von $\sim 4.66 \text{ eV}$ entspricht, sowie der Al-Quanteneffizienz $\text{QE}_{\text{Al}}(266 \text{ nm}) \approx 2.0 \times 10^{-8}$ [89] bei atmosphärischem Druck¹¹, erhält man für die optische Leistung einer einzigen Lichtquelle einen Wert von

$$P_{\text{opt}} \approx 200 \text{ W}. \quad (3.28)$$

Diese optische Leistung muss also für die Dauer des Lichtpulses im Idealfall abrufbar sein, wenn man von 10 Lichtquellen ausgeht. Dabei sind noch keine geometrischen Verluste durch Überschneidung eingerechnet. Vergleicht man diesen Wert nun mit den typischen Leistungen von DUV-LEDs, so liegen diese mehrere Größenordnungen zu tief. Die LED *VPS131* [149] von Nikkiso bietet mit 12 mW bei 265 nm bereits eine recht hohe optische Leistung pro DUV-LED. Aktuelle Modelle von Roithner besitzen bei ähnlichen Wellenlängen von noch geringere Leistungen von maximal 3.5 mW bei 255 nm [150]. Eine Verwendung von LEDs mit derart geringen Quanteneffizienzen ist bei der gegebenen Strukturgröße nicht ohne Weiteres realisierbar. Um bei den Anforderungen mit einer LED-Leistung von $P_{\text{LED}} = 12 \text{ mW}$ gerecht zu werden, bräuchte man eine atmosphärische Quanteneffizienz von etwa $\text{QE}_{\text{atm}} \approx 2 \times 10^{-4}$. Dabei skaliert die darin betrachtete optische Leistung direkt mit der Photonquantenenergie. Jedoch bewirkt das bei realistischen Austrittsarbeiten $W \sim (2..6) \text{ eV}$ keine erhebliche Änderung, sodass ein entsprechender Bereich von

$$\text{QE}_{\text{atm}} \sim 1..3 \times 10^{-4} \quad (3.29)$$

realistisch ist. Es ist zu hervorzuheben, dass es sich dabei um eine Quanteneffizienz bei atmosphärischem Druck handeln muss. Diese liegt – wie beispielsweise der Vergleich von (3.46) mit (3.49) zeigt – mehrere Größenordnungen unterhalb der Vakuumquanteneffizienz.

Bezüglich der LEDs, ist letztlich nicht zu vernachlässigen, dass jene im sichtbaren Bereich – also bei größeren Wellenlängen – bei deutlich höheren Leistungen erhältlich sind. Um LEDs einsetzbar zu machen, ist demzufolge neben der Erhöhung der Quanteneffizienz eine Senkung der Austrittsarbeit erstrebenswert.

¹¹Gemessen in P-10-Gas und bei einem Extraktionsfeld von 100 V/cm

Li	Be											B	C				
2.9	4.98											4.45	5.0				
Na	Mg											Al	Si	P	S		
2.75	3.66											4.28	4.85	–	–		
K	Ca	Sc	Ti	V	Cr	Mn	Fe	Co	Ni	Cu	Zn	Ga	Ge	As	Se		
2.30	2.87	3.5	4.33	4.3	4.5	4.1	4.5	5.0	5.15	4.65	4.33	4.2	5.0	3.75	5.9		
Rb	Sr	Y	Zr	Nb	Mo	Tc	Ru	Rh	Pd	Ag	Cd	In	Sn	Sb	Te		
2.16	2.59	3.1	4.05	4.3	4.6	–	4.71	4.98	5.12	4.26	4.22	4.12	4.42	4.42	4.95		
Cs	Ba	La	Hf	Ta	W	Re	Os	Ir	Pt	Au	Hg	Tl	Pb	Bi	Po		
2.14	2.7	3.5	3.9	4.25	4.55	4.96	4.83	5.27	5.65	5.1	4.49	3.84	4.25	4.22	–		

Tabelle 3.2.: Elektronenaustrittsarbeiten von polykristallinen Proben einiger Elemente in eV nach [151]; entnommen aus [102].

Material	QE(266 nm)	W/eV
Al	3.2×10^{-5}	4.3
Au	1.3×10^{-5}	5.1
Cu	2.2×10^{-6}	4.6
Stahl, rostfr.	1.6×10^{-4}	-
Y	2.7×10^{-6}	3.1
Y, lasergereinigt	1.8×10^{-4}	3.1
Cs ₃ Sb	2.0×10^{-2}	2.0
K ₃ Sb	1.6×10^{-2}	2.3
Na ₂ KSb	6.1×10^{-2}	2.0
CsI	7.1×10^{-5}	6.5
CsI+Ge	1.3×10^{-3}	5.0
Cs ₂ Te	5.7×10^{-2}	4.5

Tabelle 3.3.: Vakuumquanteneffizienzen QE und Austrittsarbeiten W verschiedener Metalle und Halbleiter nach [153]. Austrittsarbeiten der Metalle aus [151].

Vergleich verschiedener Materialien

Zur Ausarbeitung eines geeigneten Photokathodenmaterials, müssen Austrittsarbeit W sowie die Quanteneffizienz QE berücksichtigt werden. Darüber hinaus spielt bei der Wahl die chemische Beständigkeit gegenüber Umgebungsluft eine entscheidende Rolle. Um die Größenordnungen der geforderten Photonenenergien korrekt einzuschätzen, sind die Austrittsarbeiten einiger Elemente in Tabelle 3.2 angegeben. Den Werten nach, sollte der Photoeffekt bei Alkalimetallen, Alkalierdmetallen sowie der ersten Gruppe der Übergangsmetalle mit den geringsten Photonenenergien realisierbar sein. Tatsächlich reichen hier in den meisten Fällen schon sichtbare Wellenlängen¹². Bei Betrachtung von Halbleitern auf Basis von Alkalimetallen in Tabelle 3.3 findet man mitunter noch kleinere Austrittsarbeiten ≥ 2 eV. Man könnte in diesem Fall also kostengünstige, technisch ausgereifte und leistungseffiziente LEDs des sichtbaren Spektrums verwenden. Nichtsdestotrotz kommen die Stoffe nur infrage, wenn es hier chemisch stabile Optionen bzw. Modifikationen gibt. Die Elemente Al und Cu, die als chemisch stabiler Kompromiss gelten, erfordern hingegen Wellenlängen die bei umgerechnet minimal ~ 290 nm bzw. ~ 267 nm, und damit im tief-UV, liegen.

¹²Ausgehend davon, dass die untere Wahrnehmungsgrenze bei 380 nm [152] liegt. Das entspricht einer Photonenenergie von ~ 3.26 eV.

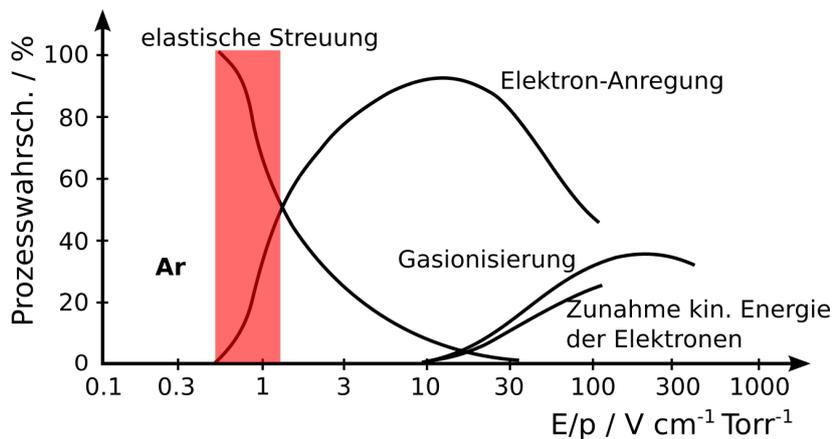


Abbildung 3.27.: Prozesswahrscheinlichkeiten für Elektronen in Ar-Gas für verschiedene Werte des reduzierten elektrischen Feldes E/p . Rot gekennzeichnet ist der Bereich von 400 V/cm bis 1 kV/cm bei einem Druck von 1 atm. Grafik aufbereitet, nach [181]. Quantitative Abweichungen zur originalen Abbildung möglich.

Neben den in Tabelle 3.3 angegebenen Werten findet man in Tabelle 3.4 eine erweiterte Zusammenstellung [154] von Vakuumquanteneffizienzen verschiedener Photokathoden. Hier sind ebenfalls Austrittsarbeiten und zudem Lebensdauern bei genannter Vakuumatmosphäre angegeben.

In Gas verschlechtert sich die Quanteneffizienz und ist stark abhängig vom äußeren reduzierten elektrischen Feld $|\vec{E}|/p \equiv E/p$ an der Kathode. Abbildung 3.27 zeigt diesbezüglich die Prozesswahrscheinlichkeiten für Elektronen in Ar-Gas abhängig vom reduzierten Feld. Bei Spurrkammern mit atmosphärischen Drücken verwendet man für gängige Ar- und Ne-Gasgemische üblicherweise Driftfelder von ~ 400 V/cm. Bei Feldern weit über ~ 1 kV/cm kommt Gasverstärkung hinzu, womit der Detektor nicht mehr linear arbeitet. Diese Einschränkung führt dazu, dass Spurrkammern nur in einem Bereich betrieben werden können, wo die Wahrscheinlichkeit für elastische Streuung und Elektronanregung besonders hoch ist. Dies hat zur Folge, dass aus der Kathode extrahierte Elektronen wieder zurückgestreut werden können. Dieser Effekt kann die Quanteneffizienz um Größenordnungen verringern, was beispielsweise der Vergleich der Al-Quanteneffizienzen in Vakuum 3.2×10^{-5} [153] und in Gas 2.0×10^{-8} [89] zeigt.

Im Folgenden werden ausgehend von gesammelten Informationen u.a. aus Tabellen 3.4 sowie 3.2 die Eigenschaften verschiedener Metalle und Halbleiter zusammengefasst, wobei die Stabilität jeweils bei der angegebenen Vakuumatmosphäre und die Vakuumquanteneffizienz bei gegebener Wellenlänge gültig ist. Vorab kann schon gesagt werden, dass in der reinen Form nur einige metallische Photokathoden den Ansprüchen der Anwendung genügen. Dennoch soll eine Übersicht der erarbeiteten Erkenntnisse gegeben werden. Zudem ist es nicht ausgeschlossen, dass in Zukunft Materialien gefunden werden, die die Lebensdauer bestimmter Photokathoden erheblich verlängern können. Die Einsatzfähigkeit von Schutzfilmen wird im nächsten Abschnitt diskutiert.

Zu der folgenden Zusammenfassung muss hinzugefügt werden, dass die Quellen keine Angaben über die Quanteneffizienzen von vollständig degradierten Photokathoden machen. Da es kein Zentrales Thema dieser Arbeit ist, werden auch hier diesbezüglich keine weiteren Investigationen getätigt.

- Erdalkalimetalle, Übergangsmetalle und Metalle (Mg, Ba, Cu, Au, Al,...)
 - + mittlere bis hohe chemische Stabilität gegenüber Luft und Luftfeuchte
 - ~ mittlere bis hohe Austrittsarbeiten nach Angaben in Tabelle 3.2:
 - Erdalkalimetalle $2.6 \text{ eV} \leq W \leq 5.0 \text{ eV}$ (Sr/Be),

Metalle und Alkalierdmetalle						
Material	W/eV	QE(λ)/%	λ /nm	Stabilität bei p	p /Torr	Referenz
Cu	4.3..4.7	0.014	266	sehr lang	1×10^{-7}	[155]
Mg	3.66	0.06	266	5000h	1×10^{-7}	[155]
Mg, lasergereinigt		0.027	266			[154]*
		0.2	266	lang	$1 \times 10^{-9}..1 \times 10^{-8}$	[156]
Y	2.9	0.05	266	lang	1×10^{-7}	[155]
Sm	2.7	0.07	266	lang	1×10^{-7}	[155]
Ba	2.5	0.1	337	kurz - lang	1×10^{-7}	[155]
Nb	4	0.01	266			[157]
Ca	2.9	0.05	248			[154]*
Mg-Ba	niedrig	0.1	266			[158]
Halbleiter: Alkali-Telluride						
Cs ₂ Te	3.5	4..20	251..266	~h - mon	$1 \times 10^{-10}..1 \times 10^{-9}$	[154]
CsTe+CsBr	4.1	5.6		> 2 h		[159]
		1.2	266	> 2 h	1×10^{-8}	[160]
CsKTe	4.0..4.5	22.5	259	$T_{1/2} = 1 + 12$ h	1×10^{-9}	[161], [162]
		2 (Sättigung)		$T_{sat} = 20$ h, $T_{stor} = 100$ h		[163]
K ₂ Te	4.5	1.6	266			[154]*
		1	262			[164]
		2.6	254		1×10^{-11}	[165]
		4.75	259	lang	$1 \times 10^{-10}..1 \times 10^{-9}$	[166]
		8.3				[167]
		8.9				[161]
Rb ₂ Te	4.1	4.5	266			[154]*
RbCsTe		7.7	266			[154]*
Halbleiter: Alkali-Antimonide						
K ₂ CsSb	~ 2	8	527	$T_{1/2} < 4$ h	$1 \times 10^{-10}..1 \times 10^{-9}$	[155]
		3	532	$T_{1/2} > 1$ h	1×10^{-10}	[168]
		4	534	$T_{1/2} < 2$ h	1×10^{-9}	[168], [163]
		6	543		$1 \times 10^{-11}..1 \times 10^{-10}$	[168]
KC ₃ Sb+CsBr		5	312		150	[169], [170]
		10		0.1		
Cs ₃ Sb	2	4	527	$T_{1/2} < 4$ h	$1 \times 10^{-10}..1 \times 10^{-9}$	[155], [168]
		2	266	sehr kurz		[154]*
		0.38	532	~ h	1×10^{-9}	[168]
		1.3	532		1×10^{-10}	[168]
		1.2	527			[163]
		9	543		$1 \times 10^{-10}..1 \times 10^{-9}$	[168]
Cs ₃ Sb+NaI/CsI/HTC		1	312			[145], [171]
K ₃ Sb	2.3	1.6	266	sehr kurz		[154]*
		0.023	523	~ h		
		< 1	527	kurz		[163]
Na ₂ KSb	2	6.1	266	sehr kurz		[154]*
		0.02	532	~ h		
Li ₂ CsSb		100	alle Farben			[172]
Halbleiter: Alkali-Halogenide						
CsI	6.3	2	209	$T_{1/2} > 150$ h	$1 \times 10^{-10}..1 \times 10^{-9}$	[155], [154]*
		0.007	262			
		20	180			[173]
CsI-Ge	5	0.73	213			[164]
		0.13	262	$T_{1/e} > 1$ a		
Halbleiter: negative Elektronenaffinität (NEA)						
DC GaAs		5	527	$T_{1/e} = 58$ h	$\sim 5 \times 10^{-11}$	[174]
GaAs (Cs)		1.5..6	750	kurz	1×10^{-11}	[155]
GaN (CsO)	3.4	20	300		1×10^{-10}	[175], [176]
GaN (Cs)	< 3.4	30	200			[177]
Diamant	groß	> 1	< 210	sehr lang		[155]
Diamant, polykrist.		1×10^{-6}	266	lang		[178]
Diamant, hydriert		0.08	213		1×10^{-8}	[179]
Halbleiter: mit Feldunterstützung (engl. internal field-assisted)						
Ag-O-Cs, Ag-BaO		15.7	510		1×10^{-8}	[180]
Cu-O-Cs		> 15.7				

Tabelle 3.4.: Übersicht der Quanteneffizienzen, Austrittsarbeiten und Lebensdauern verschiedener Metall- und Halbleiter-Photokathoden. Quanteneffizienz und Lebensdauer verstehen sich bei angegebenem Vakuum. Zusammenstellung und Referenzen übernommen aus [154], wobei auf thermionische und ferroelektrische Materialien verzichtet wurde. Primärquellen angegeben. Die Angabe [154]* (mit Stern) bedeutet, dass in [154] keine Referenz angegeben wurde.

Übergangsmetalle $3.1 \text{ eV} \leq W \leq 5.7 \text{ eV}$ (Y/Pt),

Metalle $3.8 \text{ eV} \leq W \leq 4.4 \text{ eV}$ (Tl/Sn).

→ Mittlere bis hohe Quantenenergie bzw. tief-ultraviolette DUV-Lichtquelle und dadurch höhere Laserleistung notwendig

- abgesehen vom chemisch weniger stabilen Ba ($\text{QE}(337 \text{ nm}) = 10^{-3}$ [182][155]), niedrige Quanteneffizienzen $\text{QE} \sim 10^{-6} \dots 10^{-4}$ (Vakuum) [153][155] aufgrund hoher e - e -Streuwahrscheinlichkeit und Festkörper-Paarbildung (s. Abschnitt 3.2) → hohe Intensität und Laserleistung erforderlich

- Alkalimetalle (Na, K, Cs,...)
 - ⇒ stark reaktiv gegenüber Sauerstoff und Wasser, Verwendung in elementarer Form ausgeschlossen
- Halbleiter: Alkalitelluride (Cs_2Te , K_2Te ,...)
 - ~ mittlere bis hohe Austrittsarbeiten $3.5 \text{ eV} \leq W \leq 4.5 \text{ eV}$
 - + hohe QE $\sim 0.01 \dots 0.2$
 - instabil bei atmosphärischen Drücken, bei Vakuumdrücken teilweise nur kurze Stabilität
- Halbleiter: Alkaliantimonide (Cs_3Sb , K_3Sb ,...)
 - + sehr niedrige Austrittsarbeiten $2 \text{ eV} \leq W \leq 2.3 \text{ eV}$ → sichtbare Wellenlängen ausreichend, geringe optische Leistung der Lichtquelle erforderlich
 - + hohe bis sehr hohe QE $\sim 0.0038 \dots 1$ aufgrund Halbleiterbandstruktur geringe Wahrscheinlichkeit für e - e -Streuung → geringerer Anspruch an optische Leistung der Lichtquelle
 - selbst bei Vakuumdrücken geringe Lebensdauern von maximal einigen Tagen
- Halbleiter: Alkalihalogenide (CsI , LiF ,...) und CuI
 - hohe bis sehr hohe Austrittsarbeiten $\gtrsim 5 \text{ eV}$ → DUV-Wellenlängen und damit höhere optische Leistung der Lichtquelle erforderlich
 - + hohe Quanteneffizienzen $\text{QE} \sim 10^{-3} \dots 0.2$ aufgrund Halbleiterbandstruktur geringe Wahrscheinlichkeit für e - e -Streuung → geringere Ansprüche an optische Leistung erforderlich
 - hygroskopisch → nicht stabil gegenüber Wasserdampf bzw. Luftfeuchtigkeit
- Halbleiter mit Oberflächenaktivierung (GaAs (Cs), GaN (CsO), ...)
 - + mittlere effektive Auslösearbeit $W \lesssim 3.4 \text{ eV}$ → durch Oberflächenaktivierung: sehr hohe Bandlückenenergie E_{gap} wird an Oberfläche durch *negative Elektronenaffinität* (NEA) umgangen → je nach Halbleiter sichtbares Licht möglich (s. Abschnitt 3.2)
 - + hohe bis sehr hohe QE $\sim 0.01 \dots 0.3$ aufgrund Halbleiter Bandstruktur, niedrige Wahrscheinlichkeit für e - e -Streuung
 - aufwendige und sorgfältige Oberflächenaktivierung notwendig: meist durch Cäsiation und Oxidation
 - keine Stabilität an atmosphärischer Umgebung, selbst in Vakuum nur einige Stunden bis Tage

Die Zusammenfassung in Tabelle 3.4 zeigt also, dass alle nicht-metallischen Photokathoden bereits unter Vakuum-Bedingungen sehr begrenzte Stabilitäten aufweisen und deshalb in einer unbehandelten Form nicht infrage kommen. An diesem Punkt stehen also nur ineffiziente metallische Photokathoden mit hoher Auslösearbeit zur Wahl. Im nächsten Abschnitt wird geprüft, ob es Möglichkeiten gibt, hocheffiziente Photokathoden mit einer elektronen- und photonentransparenten Schutzschicht zu überziehen, die für eine ausreichende chemische Stabilität der Photokathode sorgt, ohne deren Qualität deutlich zu vermindern.

Realisierung von Schutzschichten

Auf die Grundlagen in Abschnitt 3.2.6 Bezug nehmend, soll hier der Einsatz von Schutzfilmen für Photokathoden diskutiert werden. Die Erkenntnisse des vorigen Abschnittes legen nahe, dass man sich zwischen hoher Quanteneffizienz bei geringer chemischer Stabilität oder niedriger Quanteneffizienz bei hoher Stabilität entscheiden muss, wenn es darum geht, ein Photokathodenmaterial zu wählen. Ein denkbarer Ansatz wäre es, geeignete Schutzfilme für hocheffiziente Photokathoden zu finden, um diese chemisch stabil gegenüber Luft zu machen. Zudem ist eine Bedingung im Kontext dieser Arbeit, dass das Herstellen des Schutzfilms keine hohen Anforderungen an die technische Infrastruktur stellt. Zur Herstellung von Kathoden und Schutzfilmen steht lediglich eine Vakuum evaporationskammer zur Verfügung. Damit kommen die in Abschnitt 3.2.6 erläuterten *zweidimensionalen Schutzüberzüge* wie Graphen zunächst nicht infrage. Im Hinblick auf die Verwendung von (UV-)LEDs seien überdies Wellenlängen $\gtrsim 250$ nm gerechtfertigt, da mit deutlich kleineren Wellenlängen kürzere Lebensdauern und höhere Kosten einhergehen.

Einige Schutzfilme, wie LiF oder MgF₂ scheinen grundsätzlich erfolgversprechend zu sein, jedoch werden diese im Rahmen von [144] und [143] vorwiegend auf Substraten (Kathodenmaterialien) getestet, deren Arbeitsbereich bei Wellenlängen $\lesssim 200$ nm liegt. Anknüpfende Untersuchungen in Kombination mit anderen Substraten werden im Rahmen dieser Arbeit nicht durchgeführt.

Es wurde überdies gefunden, dass CsF auf CuI- oder Al-Substrat zu einer merklichen Erhöhung der Quanteneffizienz führt [144]. Dieser Umstand wird aus der in Abschnitt 3.2.6 gezeigten Messung in Abbildung 3.24 ersichtlich. Grundsätzlich würde es aus technischer Sicht keinen großen Aufwand bedeuten, diesen Schutzfilm auf Al zu testen, jedoch handelt es sich hierbei um einen sowohl ätzenden als auch giftigen Stoff, der die Evaporationskammer kontaminieren würde. Aus diesem Grund wird hier ebenfalls auf weitere Investigation verzichtet.

Letztendlich kann hier keine Lösung gefunden werden, die den gesetzten Anforderungen genügt. Für die Realisierung einer Photokathode, wird aus diesem Grund das Material Aluminium in Kombination mit einem gepulsten Laser gewählt.

3.3.2. Aluminium als Photokathodenmaterial

Aluminium bildet bei der Exposition durch Sauerstoff ein Oxid an der Oberfläche, was nach [183] ab gewissen Dosen für eine Erhöhung Austrittsarbeit sorgt. Schließlich formiert sich eine stabile Oxidschicht [184] an der Oberfläche, sodass eine Al-Photokathode nach kurzer Zeit an Umgebungsluft keine starken Veränderungen mehr aufweisen sollte.

Mit der in Abschnitt 3.2 angegebenen Beziehung (3.17) für die Eindringtiefe elektromagnetischer Strahlung in Materie, lässt sich die minimale Schichtdicke des Aluminiums abschätzen, welche bei gegebener Wellenlänge auf die Kathode aufzubringen ist. Mit dem Imaginärteil des komplexen Brechungsindex von Aluminium $k_{\text{Al}} = (266 \text{ nm}) \approx 3.1371$ [123, 112] ergibt sich so eine Tiefe von

$$\delta_{p,\text{Al}}(266 \text{ nm}) = \frac{266 \text{ nm}}{4\pi \cdot 3.1371} \approx 6.7 \text{ nm}. \quad (3.30)$$

Um eventuelle Effekte an der Grenzfläche zwischen Kathoden-Trägermaterial (Cu) und dem aufgebrauchten Aluminium auszuschließen, wird die Zielschichtdicke mit 500 nm zwei Größenordnungen höher gewählt. Das Aufbringen des Materials erfolgt durch das Verfahren der Vakuum evaporations, wobei die minimale Masse M des zu verdampfenden Materials vorher bekannt sein muss. Für diese Abschätzung wird angenommen, dass die vom Verdampferschälchen evaporierten Al-Atome isotrop in den oberen Halbraum von $\Omega_0 = 2\pi \text{sr}$ emittiert werden. D.h. auf einer gedachten Hemisphäre mit Radius z und Fläche $A = 2\pi z^2$ würde sich eine homogene Schichtdicke Δx aus Aluminium aufbauen. Platziert man nun die plane Kathode in der Entfernung z , so findet man darauf näherungsweise die gleiche Schichtdicke, wenn die Kathode nicht zu groß im Vergleich zu z ist. Da die genaue Schichtdicke des aufzubringenden Aluminiums im gegebenen Falle keine entscheidende Rolle spielt, wird die sphä-

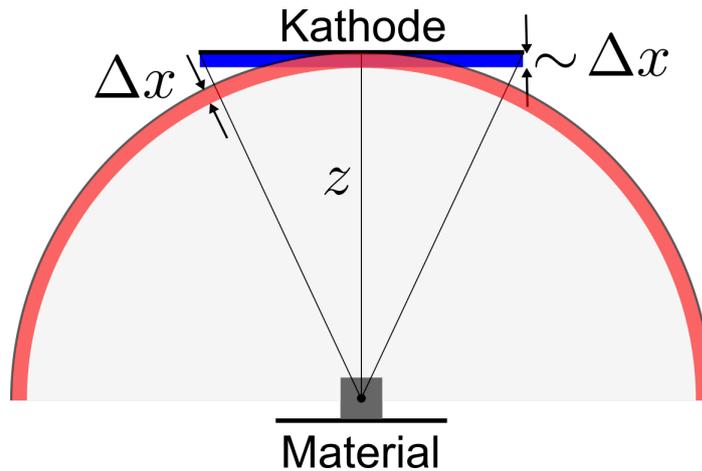


Abbildung 3.28.: Illustration zur Bedampfung der Kathode. In rot ist die durch Vakuumevaporation deponierte Schicht auf einer imaginären Halbsphäre angedeutet. In blau ist die tatsächlich aufgebrauchte Schicht dargestellt.

rische Verzerrung für die Berechnung auf der planen Kathode vernachlässigt. Die zu verdampfende Masse an Aluminium kann schließlich durch

$$\begin{aligned}
 M &= \rho_{\text{Al}} \cdot V & (3.31) \\
 &\approx \rho_{\text{Al}} \cdot A \cdot \Delta x \\
 &= \rho_{\text{Al}} \cdot 2\pi z^2 \cdot \Delta x \approx 1.4 \text{ g}
 \end{aligned}$$

näherungsweise beschrieben werden. Die Größe $\rho_{\text{Al}} \approx 2.7 \text{ g cm}^{-3}$ bezeichnet dabei die Dichte von Aluminium. Für die Distanz zur Kathode werden $z = 400 \text{ mm}$ gewählt, was etwa der maximalen Höhe der Vakuumlöcke entspricht.

3.4. Messung der Quanteneffizienzen von Al und Cu

Nach der Wahl des Photokathodenmaterials¹³, sollte die Quanteneffizienz unter den gleichen Bedingungen gemessen werden, die später bei dem Betrieb des Detektors herrschen. Quanteneffizienzen werden gewöhnlich in Vakuum gemessen bzw. angegeben, da diese Größe druckabhängig ist. Eine Erhöhung des Gasdruckes verringert die Wahrscheinlichkeit dafür, Elektronen aus der Photokathode zu extrahieren. Eine Größe, die dem entgegenwirkt, also die Extraktion von Elektronen begünstigt, ist das elektrische Feld an der Photokathode. Die Wahrscheinlichkeit bestimmter Prozesse bei der Drift von Elektronen in Gasen werden aus diesem Grund oft in Abhängigkeit der reduzierten elektrischen Feldstärke $|\vec{E}|/p$ angegeben. Durch die Erhöhung des Druckes, wird die Wahrscheinlichkeit größer, ein aus dem Kathodenmaterial extrahiertes Elektron wieder in das Material zurück zu streuen. Die Erhöhung der Feldstärke reduziert wiederum die Wahrscheinlichkeit für elastische Streuung. Zudem begünstigen hohe Feldstärken den Schottky-Effekt, was zu einer Verringerung der Austrittsarbeit an der Kathodenoberfläche führt. Dieser Effekt ist jedoch bei infrage kommenden (Drift-)Feldstärken von $\lesssim 1000 \text{ V cm}^{-1}$ unbedeutend.

Bei der Bestimmung der Quanteneffizienz dient eine AlGaIn-basierte UV-LED vom Typ *UVTOP260-HL-TO39* [185] als Lichtquelle. Sie wird in einen gasbasierten Detektor des Typs CDV1.1 unterge-

¹³Aluminium

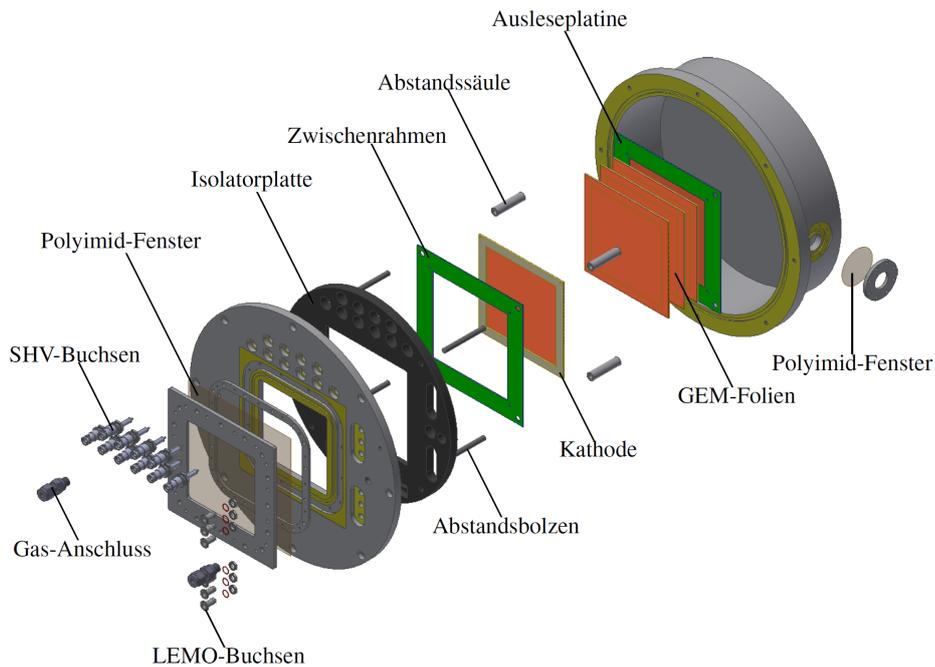


Abbildung 3.29.: CAD-Zeichnung des CDV1.1-Detektors. Konzept und CAD-Zeichnung im Zuge dieser Arbeit entworfen. Die LED-Anordnung ist hier nicht abgebildet. Abbildung übernommen aus [29].

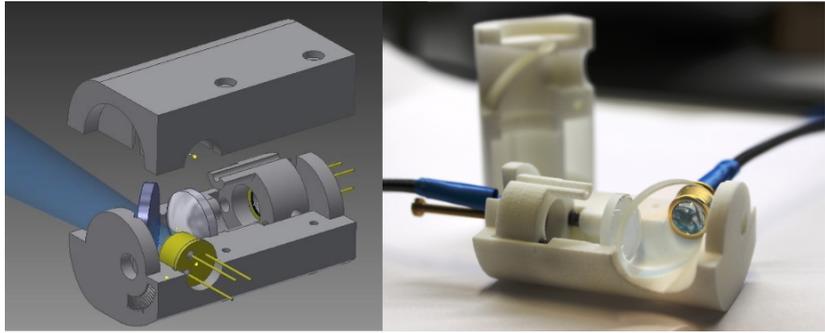
bracht¹⁴, welcher in Abbildung 3.29 als CAD-Zeichnung dargestellt ist. Die LED selbst befindet sich in einer optischen Anordnung, um ihre Intensität überwachen zu können. Diese Anordnung besteht, abgesehen von der UV-LED, aus einem Strahlteiler mit einem Transmissions-Reflexions-Verhältnis von 70:30 und einer GaP-basierten Photodiode *FGAP71* [187], die den reflektierten Anteil der LED misst. Die Halterung dafür wurde im 3D-Druckverfahren hergestellt. Abbildung 3.30 zeigt hierzu eine CAD-Zeichnung, ein Foto sowie eine Skizze. Damit die LED-Anordnung mechanisch in den Detektor passt, wird für diese Messung der Driftabstand auf 40 mm gesetzt. Verwendet wird eine Kupferkathode mit einer großen aufgedampften Aluminiumfläche, sodass die gesamte Intensität der LED-Anordnung auf dem Zielmaterial ankommt. Da die Oberflächenbeschaffenheit bei dem photoelektrischen Effekt an Festkörpern eine Rolle spielt, sei an dieser Stelle erwähnt, dass es sich bei dem Kupfersubstrat um das Flex-PCB-Material vom CERN handelt, welches u.a. zur Herstellung der ALICE-GEMs [64] verwendet wurden. Es besitzt eine spiegelnde Oberfläche, worauf unter Vakuumbedingungen ca. 900 nm reines Aluminium durch eine Maske aufgedampft¹⁵ wurden. Ein Lichtbild der Kathode findet sich in Abbildung 3.31. Darüber hinaus beträgt der Einstrahlwinkel, gemessen vom senkrechten Lot der Kupferfläche, $(70 \pm 5)^\circ$, wo das Reflexionsvermögen von Al nach Abbildung 3.14 (b) noch näherungsweise dem Minimalwert entspricht.

Um die Photodiode zur Intensitätsüberwachung zu kalibrieren, wird der transmittierte Anteil der UV-LED mit dem geeichten Leistungssensor *S120VC* [188] gemessen, während der Photostrom I_d des reflektierten Anteils mit einem pA-Meter [189, 190, 191] direkt an der Photodiode gemessen wird. Für verschiedene LED-Spannungen wird die Intensität gegen den Strom an der Photodiode aufgetragen, um diesen in optische Leistung umrechnen zu können.

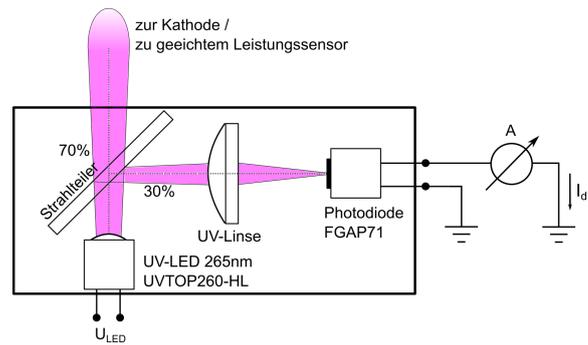
Als funktionalen Zusammenhang zwischen optischer Ausgangsleistung der LED-Anordnung in Ab-

¹⁴Cylindric Detector Vessel (CDV), *auch: CD*. Zylindrisches Detektorkonzept, welches im Zuge dieser Arbeit entworfen und umgesetzt wurde. Mitunter verwendet in [29] und [186].

¹⁵Lt. Angabe von Bert Kann, HISKP Bonn. Messverfahren: piezoelektrisch

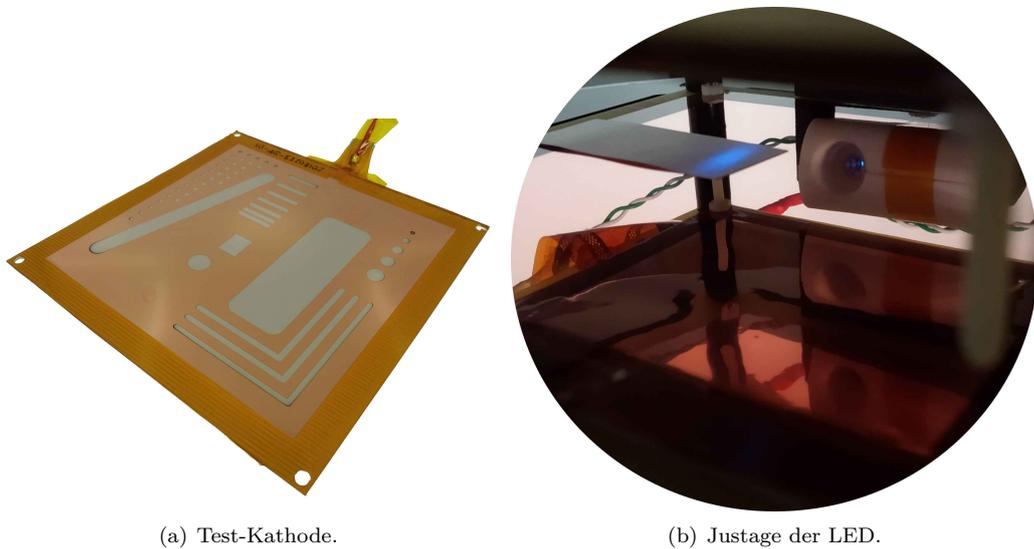


(a) CAD-Zeichnung und Fotografie



(b) Anordnung zur LED-Überwachung

Abbildung 3.30.: (a) CAD-Zeichnung und Fotografie der Andordnung zur Überwachung der LED-Leistung. (b) Illustration zur Funktionsweise.



(a) Test-Kathode.

(b) Justage der LED.

Abbildung 3.31.: Fotografien der Testkathode (Kupferfläche $10 \times 10 \text{ cm}^2$) zur Bestimmung der Quanteneffizienz von Al. Beleuchtet wird der große helle Bereich in (a), sodass die gesamte LED-Leistung auf dem Zielmaterial ankommt. (b) zeigt die Fluoreszenz des UV-Lichtes auf einem Stück gebleichtem Papier.

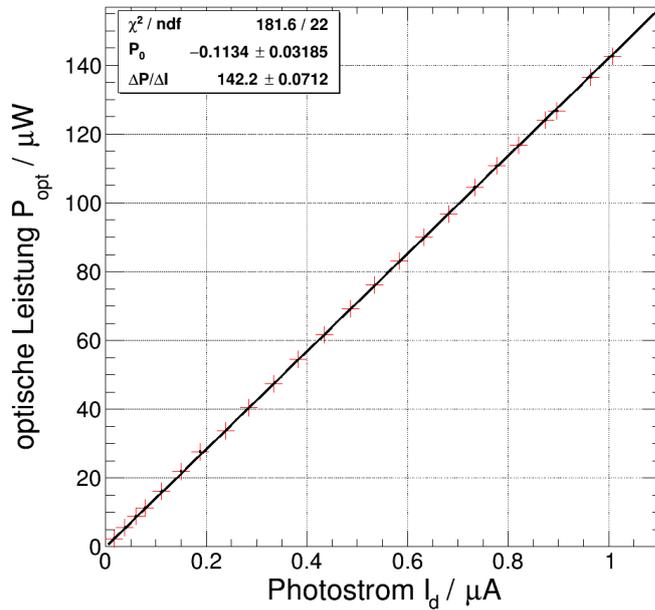


Abbildung 3.32.: Kalibrationskurve der Überwachungsphotodiode. Aufgetragen ist die optische Ausgangsleistung der LED-Anordnung gegen den Photostrom an der Photodiode. Anordnung nach Abbildung 3.30 (b). Die Transmittierte Leistung wird mit dem von Werk aus kalibrierten Sensor *S120VC* gemessen. Fehlerbalken können in der Darstellung möglicherweise nicht aufgelöst werden.

hängigkeit von dem Photostrom an der Überwachungsdiode erhält man

$$P_{\text{opt}} = (142.225 \pm 0.008) \frac{\text{W}}{\text{A}} \cdot I_d + (-0.11 \pm 0.04) \mu\text{W}. \quad (3.32)$$

Es ist anzumerken, dass hierbei nur statistische Messfehler berücksichtigt werden und die Stromwerte auf den Offset korrigiert sind (s. Anhang F). Die Kalibrationskurve in Abbildung 3.32 wird über zwei Messbereiche eines pA-Meters [189, 190, 191] aufgenommen, wobei die Offset-Ströme für beide Messbereiche im Vorhinein ermittelt werden. Zur Bestimmung der Quanteneffizienz gibt es bei vorliegendem Detektor grundsätzlich zwei Möglichkeiten. Eine Möglichkeit ist es, bei ausgeschalteter Verstärkung, den Strom der Photoelektronen auf der Oberseite der ersten GEM zu messen. Zum anderen kann bei eingeschalteter Verstärkung ein entsprechender Strom an der Ausleseebene gemessen werden. Mit letzterer Methode können kleinere Ströme bestimmt werden, jedoch muss die Verstärkung des Detektors bekannt sein. Da nach [89] bei gegebener LED-Leistung an der GEM-Oberseite ein Photoelektronenstrom im pA-Bereich erwartet wird, was im Bereich der absoluten und relativen Unsicherheit des pA-Meters läge, wird die Methode mit Verstärkung gewählt.

Die Verstärkung des Detektors wird bestimmt, indem zunächst die im Detektor verursachte Ereignisrate einer ^{55}Fe -Quelle ermittelt wird. Dazu ist es notwendig, ein Spektrum mit einem Vielkanal-Analysator (*engl. Multi Channel Analyzer, MCA*) und die zugehörige *Live time*¹⁶ T_{live} aufzunehmen. Aus dem Integral der Anteile des Spektrums, welche mit Röntgenphoton-Konversionen¹⁷ im Detektor zu assoziieren sind, kann die Gesamtzahl der konvertierten Photonen bestimmt werden. Bei dem

¹⁶Effektive Messzeit, in der der Detektor Ereignisse detektieren kann. Hierfür wird die Totzeit (*engl. dead time*) des Detektionssystems von der tatsächlichen Messzeit abgezogen.

¹⁷Gemeint sind die Konversionen von Röntgenphotonen im Detektorgas, die die Freisetzung von Primärelektronen durch den photoelektrischen Effekt zur Folge haben.

vorliegenden Detektorgas Ar muss zusätzlich zum Photo-Peak ein sog. *Escape-Peak* berücksichtigt werden, da es passieren kann, dass nur ein bestimmter Bruchteil der Photonenenergie an das Primärelektron übertragen wird und die restliche Energie den sensitiven Bereich des Detektors in Form eines Röntgenphotons kleinerer Energie verlässt (detaillierte Betrachtung z.B in [29]). Da es sich bei der Energiedifferenz zwischen den beiden Röntgenphotonen aus quantenmechanischen Gründen um einen festen Betrag handelt, schlägt sich ein solches Ereignis in einem weiteren Peak im Spektrum nieder. Da dieser Escape-Peak ebenfalls zur Ladungsfreisetzung im sensitiven Volumen des Detektors führt, muss das entsprechende Integral zur Bestimmung der Ereigniszahl berücksichtigt werden. Um auf den Ionisationsstrom zu schließen, wird davon ausgegangen, dass alle im Spektrum befindlichen Peaks von Konversionen im sensitiven Bereich des Driftvolumens stammen. Mit dieser Annahme kann jedem Zählereignis, das einem Peak zugeschrieben ist, eine gewisse mittlere Ionisationsladung zugeordnet werden. Diese ist proportional zu der Energie des einfallenden Röntgenphotons. Für das verwendete Gasgemisch ArCO₂(90:10) wird das entsprechende *Ionisationspotenzial* – wie später in Abschnitt 3.4.2 – auf Grundlage von [192] zu

$$W_{\text{eff}} = 26.7 \text{ eV} \quad (3.33)$$

berechnet. An das Spektrum wird eine Gesamtfunktion nach [83] angepasst, wobei u.a. die Substruktur der beiden Spektrallinien, in Form einer K_{α} - und einer K_{β} -Linie, hier mit einfließt. Die Zahl der Detektionsereignisse N durch die Radioaktive Quelle setzt sich zusammen aus

$$N = \sum_i N_i \quad (3.34)$$

$$N_i = \left\{ N_{K_{\alpha}}^{\text{esc}}, N_{K_{\beta}}^{\text{esc}}, N_{K_{\alpha}}^{\text{ph}}, N_{K_{\beta}}^{\text{ph}} \right\}. \quad (3.35)$$

Um den Gesamtstrom der Quelle zu erhalten, müssen die einzelnen Beiträge zunächst separat betrachtet werden. Eine Einzelrate berechnet sich zu

$$R_i = \frac{N_i}{T_{\text{lIVE}}}. \quad (3.36)$$

Somit ergeben sich mit den jeweiligen Linienenergien E_i die einzelnen Ionisationsströme und der Gesamtstrom

$$I_i^{\text{ioniz}} = e \cdot R_i \cdot \frac{E_i}{W_{\text{eff}}} \quad (3.37)$$

$$I^{\text{ioniz}} = \sum_i I_i^{\text{ioniz}}, \quad (3.38)$$

wobei e die Elementarladung darstellt. Setzt man nun den gemessenen Strom I^{det} an der Auslese des Detektors ins Verhältnis mit dem Ionisationsstrom I^{ioniz} , so erhält man die Gesamtverstärkung

$$G = \frac{I^{\text{det}}}{I^{\text{ioniz}}}. \quad (3.39)$$

Der verstärkte Strom wird hierfür auf einer Fläche von $6 \times 6 \text{ cm}^2$ mit einem weiteren pA-Meter ausgelesen. Mit der Kalibration der Überwachungsdiode und durch Kenntnis der Detektorverstärkung sind alle nötigen Parameter vorhanden, um den Strom der Photoelektronen zu ermitteln, der durch die UV-LED hervorgerufen wird. Die Auswertung des gemessenen ⁵⁵Fe-Spektrums (s. Anhang F.2.1)

ergibt bei einer *Live Time* von 100 s die folgenden nach Spektrallinie differenzierten Raten:

$$\begin{aligned}
R_{K_\alpha}^{\text{ph}} &= (2873 \pm 7) \text{ s}^{-1} \\
R_{K_\beta}^{\text{ph}} &= (314 \pm 5) \text{ s}^{-1} \\
R_{K_\alpha}^{\text{esc}} &= (174.1 \pm 2.5) \text{ s}^{-1} \\
R_{K_\beta}^{\text{esc}} &= (62.4 \pm 2.2) \text{ s}^{-1}.
\end{aligned} \tag{3.40}$$

Hier werden die Fehler auf die Raten nach F.2.2 mithilfe der Fehlerfortpflanzung des allgemein bekannten Gaußintegrals berechnet. Zusammen mit den bekannten Röntgenemissionsenergien der ^{55}Fe -Quelle und dem mittleren Ionisationspotenzial (3.33) des Arbeitsgases, kann nach (3.38) der Ionisationsstrom berechnet werden:

$$I^{\text{ioniz}} = (0.118\,33 \pm 0.000\,29) \text{ pA}. \tag{3.41}$$

Der zugehörige gemessene verstärkte Strom an der Ausleseebene beträgt

$$I^{\text{det}} = (637 \pm 5) \text{ pA}, \tag{3.42}$$

womit schließlich die Verstärkung des Detektors ermittelt werden kann. Dieser beträgt in der vorliegenden Konfiguration nach (3.39)

$$G = (5390 \pm 50). \tag{3.43}$$

Um letztendlich die Quanteneffizienz des auf der Kathode befindlichen Materials zu ermitteln, wird die radioaktive Quelle entfernt und die UV-LED im kontinuierlichen Modus betrieben. Während die Photodiode in der optischen Anordnung den Photostrom überwacht, wird der verstärkte Strom wieder an der Auslese des Detektors gemessen. Mit dem Strom $I_d = (633.5 \pm 1.5) \text{ nA}$ an der Photodiode erhält man unter Zuhilfenahme der Kalibration (3.32) eine Leistung an der Kathode von $P_{\text{opt}} = (89.99 \pm 0.22) \text{ }\mu\text{W}$. Division der optischen Leistung durch die Photonenenergie der LED gibt den Photonenstrom

$$i_{\text{ph}} = \frac{P_{\text{opt}}}{E_{\text{ph}}^{\text{LED}}} = \frac{P_{\text{opt}} \cdot \lambda_{\text{LED}}}{h \cdot c} = (120.0 \pm 2.2) \times 10^{12} \text{ s}^{-1}, \tag{3.44}$$

mit $E_{\text{ph}}^{\text{LED}} = h \cdot c / \lambda_{\text{LED}}$. Für die Wellenlänge der LED wird $\lambda_{\text{LED}} = (265 \pm 5) \text{ nm}$ angesetzt. Der Fehler entspricht dabei der Standardabweichung der im Datenblatt [185] angegebenen spektralen Verteilung der LED. Die Quanteneffizienz gibt an, wie viele Elektronen im Mittel pro auftreffendem Photon aus dem Photokathodenmaterial herausgelöst werden. Demzufolge ergibt sich für Aluminium ein Wert von

$$\text{QE}_{\text{Al}}(\lambda = 265 \text{ nm}, |\vec{E}_{\text{drift}}| = 400 \text{ V cm}^{-1}) = \frac{I_{\text{LED}}^{\text{det}}}{e G \cdot i_{\text{ph}}} = (6.15 \pm 0.13) \times 10^{-9}. \tag{3.45}$$

Die Messung erfolgt bei einem leichten Überdruck von $(9.0 \pm 0.5) \text{ mbar}$, womit im Detektor der absolute Druck $p = (1025.4 \pm 0.6) \text{ mbar}$ herrscht. Die (Raum-)Temperatur beträgt während der Messung $T = (21.58 \pm 0.15) \text{ }^\circ\text{C}$. Es wird zudem eine Gasverunreinigung von $34 \text{ ppmV H}_2\text{O}$ und 29.9 ppmV O_2 verzeichnet. Bezüglich der Qualität der Kathode ist anzumerken, dass die Kathode nach der Bedampfung mit Aluminium im Vakuum evaporationsverfahren mehrere Monate bei unkontrollierten Bedingungen gelagert wurde. D.h. sie hatte über lange Zeit Kontakt mit normaler Umgebungsluft und Luftfeuchtigkeit. Folglich kann davon ausgegangen werden, dass sich die Degradation des Photokathodenmaterials in einem Sättigungszustand befindet. Es sei außerdem angemerkt, dass lediglich statistische Fehler betrachtet wurden. Jegliche systematischen Abweichungen, die z.B. auf örtliche Schwankungen der Verstärkung oder Feldverzerrungen zurückzuführen sind, fließen nicht in die Unsicherheit von (3.45) ein. Das hier verwendete Verfahren zur Bestimmung der Verstärkung – über die Strommessung – wird in Abschnitt 8.1, im Rahmen der Messungen mit der sTPC, geprüft.

In der Literatur [89, 193] findet man Messungen unter vergleichbaren Bedingungen bei $\lambda = 266 \text{ nm}$

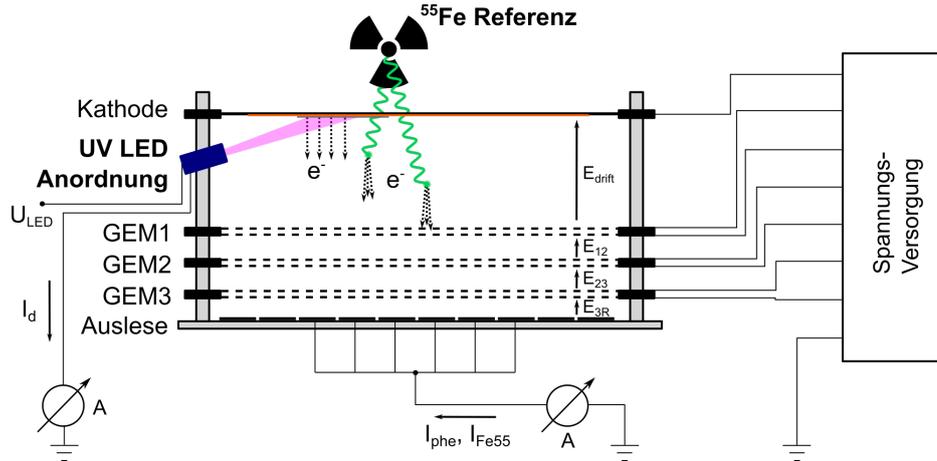


Abbildung 3.33.: Skizze der gesamten Messanordnung zur Bestimmung der Quanteneffizienz von Al und Cu.

in P10-Gas¹⁸. Die entsprechenden Messwerte für Al sind

$$QE_{Al}(\lambda = 266 \text{ nm}, |\vec{E}_{\text{drift}}| = 100 \text{ V cm}^{-1}) \approx 2.0 \times 10^{-8} \quad (3.46)$$

$$QE_{Al}(\lambda = 266 \text{ nm}, |\vec{E}_{\text{drift}}| = 150 \text{ V cm}^{-1}) \approx 3.0 \times 10^{-8} \quad (3.47)$$

$$QE_{Al}(\lambda = 266 \text{ nm}) \approx 1.2 \times 10^{-7}. \quad (3.48)$$

aus [89], [89] und [193] in entsprechender Reihenfolge. Für letzteren Messwert ist seitens der Quelle kein Driftfeld angegeben. Zudem wird in beiden Quellen nicht auf den Zustand des Photokathodenmaterials eingegangen. Die Diskrepanz zu der im Rahmen dieser Arbeit ermittelten Quanteneffizienz lässt sich möglicherweise damit erklären, dass das Aluminium in der vorliegenden Arbeit der Luft länger ausgesetzt war und dadurch etwas stärker degradiert ist. Nichtsdestotrotz liegen die Werte keine Größenordnung auseinander. In Vakuum findet man nach [194] eine Quanteneffizienz von

$$QE_{Al}^{\text{vac}}(\lambda = 266 \text{ nm}) \approx 3.2 \times 10^{-5}, \quad (3.49)$$

was die Druckabhängigkeit dieser Größe betonen soll. Nach dem gleichen Verfahren wird die Quanteneffizienz von Kupfer bestimmt. Die Zwischenschritte der Herleitung finden sich in Anhang F.2.1. Da die Auswertung analog zu der Bestimmung der Quanteneffizienz von Al ist, soll hier nur das Endergebnis

$$QE_{Cu}(\lambda = 265 \text{ nm}, |\vec{E}_{\text{drift}}| = 400 \text{ V cm}^{-1}) = (8.66 \pm 0.24) \times 10^{-11} \quad (3.50)$$

angegeben werden. Die äußeren Bedingungen wie Druck, Temperatur und Gasverunreinigung sind vergleichbar mit jenen, die bei vorangegangener Messung vorlagen.

3.4.1. Photoelektrischer Kontrastwert

Da Cu das Trägermaterial der Photokathode darstellt, ist in diesem Zusammenhang der zu erwartende Elektronenkontrastwert

$$K_{Al/Cu} = \frac{QE_{Al}}{QE_{Cu}} = (71.0 \pm 2.5) \quad (3.51)$$

von Interesse. Er gibt an in welchem Verhältnis die Photoelektronendichten von Al- und Cu-Flächen zueinander stehen.

¹⁸ArCH₄(90:10), Argon/Methan-Gasgemisch

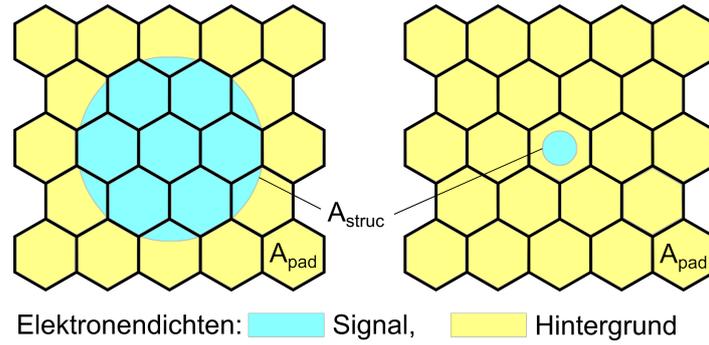


Abbildung 3.34.: Illustration zur Beeinflussung des Kontrastwertes durch die endliche Auflösung der Padplane. Links: Kreisfläche überdeckt mehrere Pads, womit näherungsweise das entsprechende Elektronen-Kontrastverhältnis K wie in (3.51) zu berechnen ist. Rechts: Kreisfläche kleiner als Pad-Fläche $A_{\text{struc}} < A_{\text{pad}}$. Bei ausreichend großem K ist das geometrisch korrigierte Kontrastverhältnis $K' \approx \frac{A_{\text{struc}}}{A_{\text{pad}}} \cdot K$.

Es ist zu beachten, dass der Kontrastwert um einen geometrischen Faktor korrigiert werden muss, falls die Fläche der abzubildenden Struktur die darunterliegenden Padflächen nur teilweise überdeckt wird. Dies ist gegeben, wenn das Muster der Photokathode nicht vollständig von der abbildenden Padplane aufgelöst werden kann. Der Grund dafür ist, dass Photoelektronendichten des Hintergrundes vollständige Padflächen belegen, wohingegen kleinere Kontraststrukturen nur Bruchteile ausfüllen und damit zu einem geringeren Signal beitragen. Abbildung 3.34 zeigt eine Illustration zu dieser Problemstellung. Für genügend große Kontrastwerte $K \gg 1$ kann, im Falle kleiner Strukturen $A_{\text{struc}} < A_{\text{pad}}$, das Kontrastverhältnis auf der Padplane durch

$$K' \approx \frac{A_{\text{struc}}}{A_{\text{pad}}} \cdot K \quad (3.52)$$

abgeschätzt werden. Dabei sind A_{struc} die Fläche der betrachteten Kontraststruktur über einem Pad und A_{pad} die Fläche eines Pads. Bei dieser Abschätzung wird der Anteil des Untergrundes auf dem Pad (den Pads) unter der Kontraststruktur vernachlässigt. Ein Kalibrationspunkt vom Radius $r_{\text{dot}} = 1.0 \text{ mm}$ ergibt einen geometrischen Faktor

$$\frac{A_{\text{struc}}}{A_{\text{pad}}} = \frac{\pi r_{\text{dot}}^2}{\frac{3}{2} \sqrt{3} a^2} \approx 0.63, \quad (3.53)$$

Hier ist $a \approx 1.39 \text{ mm}$ der Außenradius eines hexagonalen Pads der sTPC-Padplane. Für einen reduzierten Radius von $r_{\text{dot}} = 0.8 \text{ mm}$ erhält man nach (3.53) den Geometriefaktor 0.4, was eine Verringerung des Kontrastwertes um rund $1/3$ bedeutet. Diese Tatsache muss u.a. beim Entwurf der Photokathode, im folgenden Abschnitt, berücksichtigt werden. Der Geometriefaktor wird überdies im Rahmen der einer Monte-Carlo-Simulation in Kapitel 7 Verwendung finden.

3.4.2. Layout und Realisierung der Photokathode

Da das Kathoden-Trägermaterial leitend (metallisch) sein muss und damit im Vergleich zum Photokathodenmaterial Aluminium eine nicht zu vernachlässigende Quanteneffizienz aufweist, wird es bei der Abbildung der Photokathode auf der Auslesestruktur zu einem gewissen Kontrast der Elektronendichte kommen. Aus diesem Grund wird das Kalibrationsmuster im Folgenden auch als Kontrastmuster bezeichnet. Mithilfe dieses Kontrastmusters sollen zum einen Feldverzerrungen im Driftvolumen und zum anderen die Ortsauflösung studiert werden. Dabei sollten die beim Photoeffekt herausgelösten Elektronensonden für die Untersuchung der Feldverzerrung möglichst aus einer Punktquelle generiert

werden, um die örtlichen Abweichungen eindeutig in beide transversale Richtungen¹⁹ rekonstruieren zu können. Zudem sollte genügend Abstand zu benachbarten Quellen eingehalten werden, damit die Elektronenwolke nach Drift und Diffusion nicht mit anderen überlappt. Zur Studie der Ortsauflösung des Detektors bieten sich linienförmige Elektronenquellen (Streifen) an. So können zwei Linien entweder überkreuzt oder V-förmig zusammenlaufend angeordnet werden, um den Abstand zu bestimmen, bei dem die Abbildung der Linien noch voneinander trennbar sind. Dabei spielen Diffusion sowie die Geometrie und Größe der Auslesestruktur eine entscheidende Rolle.

Da das Muster mittels Vakuumevaporation auf die Kathode aufgebracht werden soll, muss eine Maske hergestellt werden, welche die Stellen bedeckt, wo kein Aluminium hingelangen soll. Aus Gründen der Stabilität sowie der Verarbeitbarkeit wird hierfür Messingblech als Ausgangsmaterial gewählt. Um Schatteneffekte zu vermindern, wird die Stärke des Bleches mit 300 μm gerade so gewählt, dass die Stabilität noch gewährleistet ist. Ein Durchbiegen der Maske aufgrund der Schwerkraft ist also bei gegebenen Umständen vernachlässigbar. Zudem ist im Hinblick auf Schatteneffekte bei der Vakuumevaporation darauf zu achten, dass das Verhältnis zwischen Maskendicke und den (kleinsten) freigelassenen Strukturen klein genug ist. Dies ist auch abhängig von dem Abstand zum Verdampfer. Bei gegebenen Umständen befindet sich der Verdampfer bis zu ca. 20 cm von der zu bedampfenden Kathode entfernt, was die Wahl der kleinsten Strukturen auf 1 mm rechtfertigt. Größer als 1 mm sollten die Strukturen nicht sein, da man ansonsten die Ausdehnung der Diffusion überschreiten würde. Nachstehend soll unter Berücksichtigung dieser mechanischen Einschränkungen die Wahl des Kontrastmusters – und damit der Bedampfungsmaske – begründet werden.

Es ist sinnvoll die photoelektrische Kalibration im selben dynamischen Bereich der Ausleseelektronik zu betreiben, in dem Signale typischer Detektionsereignisse liegen. Zu diesem Zweck können kosmische minimalionisierende Teilchen (*engl: Minimum Ionizing Particles, MIPS*) verwendet werden, die lineare Signale im Detektor erzeugen. Auf der Photokathode werden Linien als Streifen (Kalibrationsstreifen) endlicher Breite repräsentiert. Um eine Vergleichbarkeit zu der Signatur eines kosmischen Teilchens zu erhalten, sollte die mittlere Zahl der Elektronen pro Längeneinheit übereinstimmen. Eine Abschätzung hierfür, erhält man mithilfe des spezifischen Energieverlustes eines minimalionisierenden Teilchens in dem vorgesehenen Detektorgas $\text{Ar}/\text{CO}_2(90/10)$. Nach [192] liegt der Wert für Ar bei 2.44 keVcm^{-1} , der von CO_2 beträgt 3.01 keV cm^{-1} , was bei gegebenem Mischungsverhältnis in einem Wert von 2.50 keVcm^{-1} resultiert und hier als Grundlage der Abschätzung dienen soll. Mit einem mittleren Ionisationspotenzial von $W_{\text{Ar}} = 26 \text{ eV}$ [192] und $W_{\text{CO}_2} = 33 \text{ eV}$ [192] erhält man einen nach Gasanteil gewichteten Mittelwert von $W_{\text{eff}} \approx 27 \text{ eV}$. Demnach gilt für die Zahl der durch kosmische Teilchen freigesetzten Elektronen pro Strecke

$$\frac{\langle \frac{dE}{dx} \rangle}{W_{\text{eff}}} = \frac{2.50 \text{ keVcm}^{-1}}{27 \text{ eV}} \approx 93 \text{ e}^-/\text{cm}, \quad (3.54)$$

was bei einem 1 mm breiten Streifen und der ermittelten Al-Quanteneffizienz von $\sim 6.1 \times 10^{-9}$ (s. (3.45)) eine optische Energieflächendichte von etwa $7 \text{ GeV}/\text{mm}^2$ erfordert. Dabei wird mit einer Photonenenergie von $E_{\text{ph}} = 4.66 \text{ eV}$ gerechnet, was einer Lichtwellenlänge $\lambda = 266 \text{ nm}$ entspricht. Für die Abschätzung der Beleuchtungsstärke wird an dieser Stelle vorgegriffen und auf Messungen des Abschnittes 6.5 Bezug genommen. Dort wird das Beleuchtungsprofil eines Laser-Versuchsaufbaus vermessen, welcher mithilfe von optischen Fasern die Kathode des geplanten Testdetektors ausleuchten soll. Je nach Konfiguration wird eine mittlere Energie pro Fläche von bis zu $60 \text{ GeV}/\text{mm}^2$ bzw. $30 \text{ GeV}/\text{mm}^2$ erwartet. Die unterschiedlichen Werte kommen durch die Verwendung verschiedener optischer Diffusoren, welche wahlweise im Strahlengang verwendet werden können. Dabei stehen ein sandgestrahlter und ein holografischer Diffusor zur Wahl. Da die kleinsten Strukturen auf 1 mm festgelegt sind, kann die Zahl der herausgelösten Elektronen (pro Strecke) nur noch über den Abschwächer des optischen Aufbaus geregelt werden. Um auf den Wert von (3.54) zu kommen benötigt

¹⁹Bezüglich der Driftrichtung.

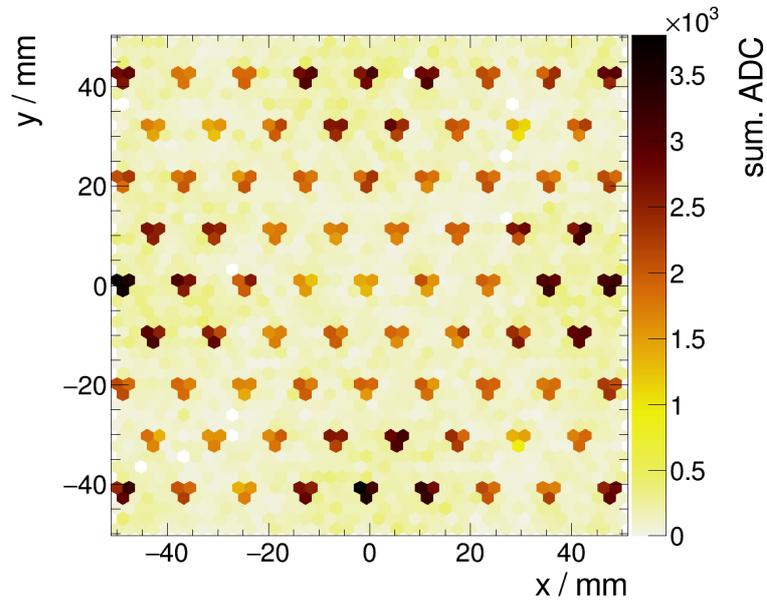


Abbildung 3.35.: Simuliertes Ereignis einer Photokathode mit Kalibrationspunkten auf einer $10 \times 10 \text{ cm}^2$ großen hexagonalen Padplane. Der Außenradius der Pads beträgt $a = 1.39 \text{ mm}$. Die Punkte besitzen einen Abstand von $5\sqrt{3}a$, welcher nach qualitativer Beurteilung den besten Kompromiss darstellt.

man folglich mit dem sandgestrahlten Diffusor rund 10 % der Laserleistung und 20 % bei Verwendung des holographischen Diffusors. Hierbei wird von der in Abschnitt 3.4 gemessenen Al-Quanteneffizienz ausgegangen. Punktquellen (Kalibrationspunkte) müssen in diesem Zusammenhang als endlich große Kreisflächen realisiert werden, wobei die Fläche die mittlere Zahl der Photoelektronen nach einem Lichtpuls festlegt. Hier gilt es, den Radius möglichst kleiner als die transversale Diffusion des gesamten Detektors bei voller Driftlänge zu wählen, d.h. $r_{\text{dot}} < \sigma_{\text{T}}^{\text{tot}}$. Auf der anderen Seite sollte der Radius groß genug sein, um genügend Elektronen herauszulösen, sodass das zugehörige Signal über dem Rauschpegel des Detektors liegt und vor allem genügend Kontrast zum Trägermedium aufweist. Eine Simulation verschiedener Muster wird unter Berücksichtigung von Pad-Geometrie, Antwort der Ausleseelektronik und Rauschen in Abschnitt 7.3 durchgeführt. An dieser Stelle wird vorgehend Bezug darauf genommen, um das Kalibrationsmuster und die Maße der Padplane festzulegen, die im Umfang eines Testdetektors (s. Kapitel 5) umgesetzt werden sollen. Abbildung 3.35 zeigt das simulierte Detektionssignal eines Kalibrationsereignisses. Ausgangspunkt ist eine Photokathode mit Kalibrationspunkten, welche auf einer $10 \times 10 \text{ cm}^2$ großen hexagonalen Padplane abgebildet wird. Der Außenradius der Pads beträgt ca. $a = 1.39 \text{ mm}$ und soll in Abschnitt 5.5 begründet werden. Die Kalibrationspunkte sind in einem Abstand von $5\sqrt{3}a$ angeordnet, welcher, nach qualitativer Beurteilung, den besten Kompromiss aus Punktdichte und Spielraum darstellt (s. Abschnitt 7.3).

Damit bei gegebener örtlicher Auflösung der Kontrast der detektierten Elektronen aus den Punktquellen vergleichbar ist mit dem der Elektronen aus Streifenquellen, wird nach qualitativer Beurteilung der Simulationsdaten der Radius auf $r_{\text{dot}} = 1.0 \text{ mm}$ festgelegt. Die Position der Punkte wird so gewählt, dass sie jeweils über einem Stoßpunkt von je drei Pads liegen. So werden gleiche geometrische Ausgangsbedingungen für alle Punkte geschaffen. Die Positionen der Punkte folgen einer Anordnung, die einer skalierten Geometrie der Padplane entspricht. Dabei wird zugelassen, dass einige Punkte auch außerhalb der aktiven Fläche liegen, um ggf. Randeffekte besser quantifizieren zu können.

Das finale Layout der Photokathode und deren Lage relativ zur Padplane sowie das zugehörige Detektorsignal sind in Abbildung 3.36 dargestellt. Hier findet sich eine Kombination von Kalibra-

tionspunkten und Linienstrukturen, deren Anordnung und Abmessungen oben diskutiert wurden.

Um das Layout im Vakuum-Evaporationsverfahren zu realisieren, muss eine entsprechende Bedampfungsmaske – als Negativ – hergestellt werden. Technische Zeichnungen der Maske für das erarbeitete Kontrastmuster sind in Abbildung 3.37 zum einen als CAD-Zeichnung und zum anderen als Gerber-Datei²⁰ dargestellt. Die zusätzlichen Bohrungen dienen zur korrekten Ausrichtung der Maske auf der Kathode. Der Hintergrund der Gerber-Datei ist der, dass die Maske prinzipiell als zweckentfremdete Lotpastenschablone hergestellt werden könnte, was ein Standardverfahren in der Leiterplattenindustrie darstellt. Aus technischen Gründen können die Streifen der Maske weder durch Laserschneiden noch durch Fräsen in einem Standardprozess einer Leiterplattenfirma umgesetzt werden. Letztenendes wird das Werkstück aus 300 µm starkem Messingblech gefräst. Um Stabilität bei der Verarbeitung zu gewährleisten, wird das Blech vor der Zerspannung zwischen zwei stärkere Platten eingespannt oder auf einem Vakuumentisch platziert. Das Resultat ist in Abbildung 3.38 als Fotografie zu sehen.

²⁰Gerber-Dateien werden in der Leiterplattenindustrie zum Herstellen von Platinenlagen oder Schablonen verwendet.

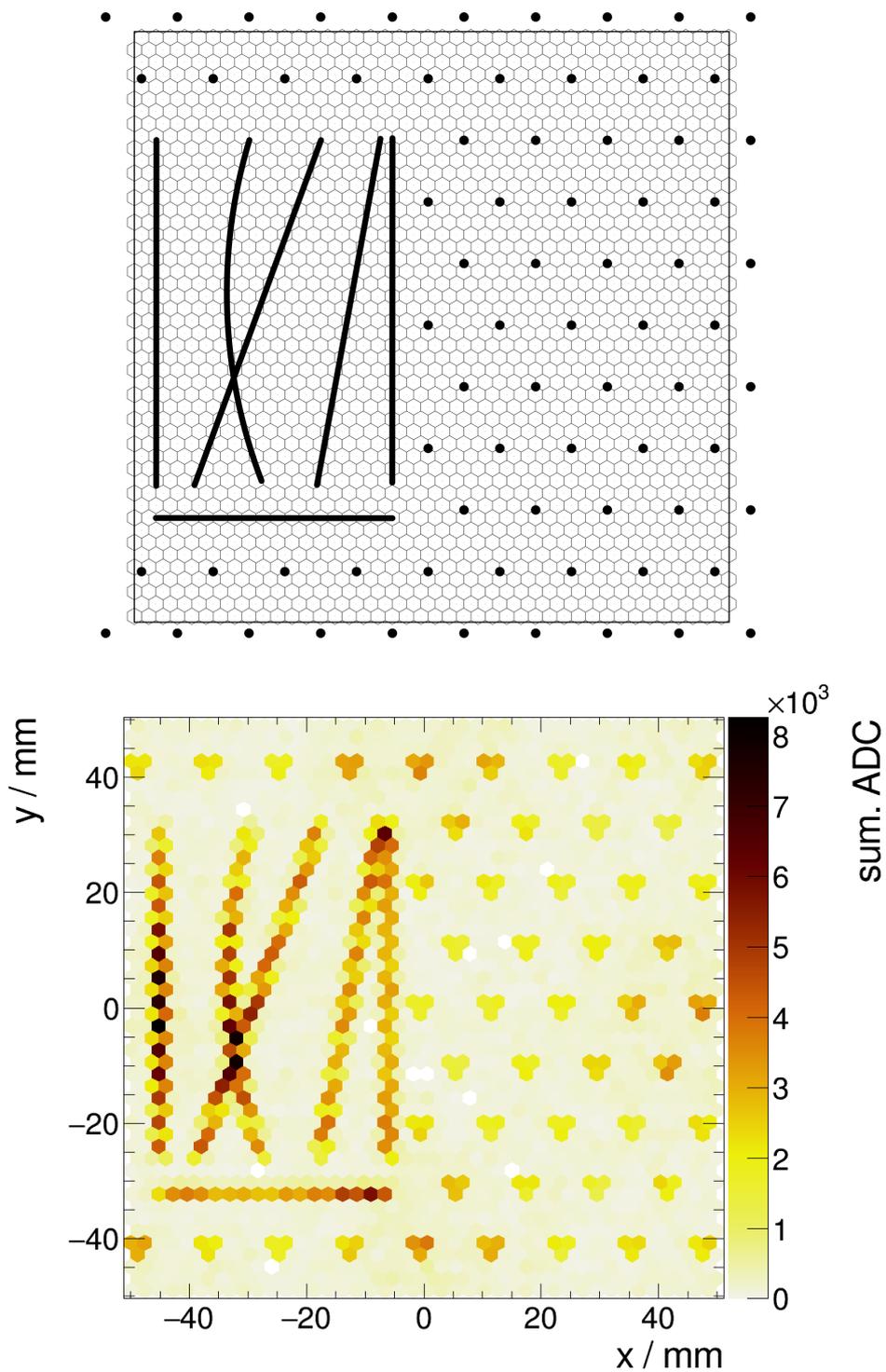
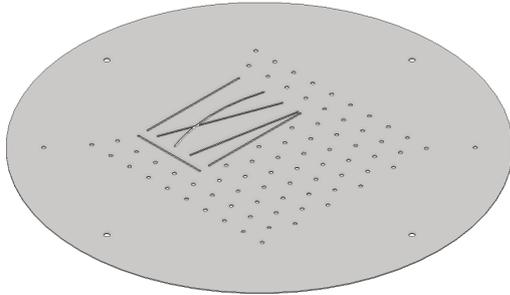
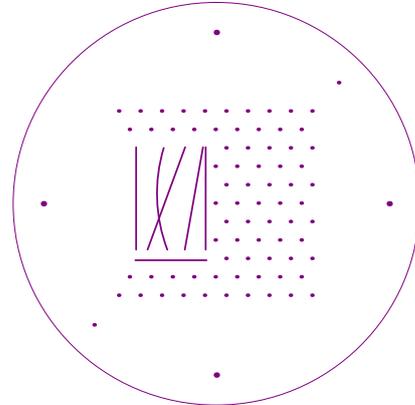


Abbildung 3.36.: Skizze des verwendeten Photokathodenkontrastmusters relativ zur Padplane und entsprechendes Detektorsignal basierend auf einem Ereignis. Die Punktpositionen folgen einer fünffach skalierten Geometrie der Padplane und liegen (im Bereich der Padplane) jeweils exakt über dem Stoßpunkt dreier Pads.



(a) CAD-Zeichnung



(b) Gerber-Repräsentation

Abbildung 3.37.: Technische Zeichnungen der Bedampfungsmaske.

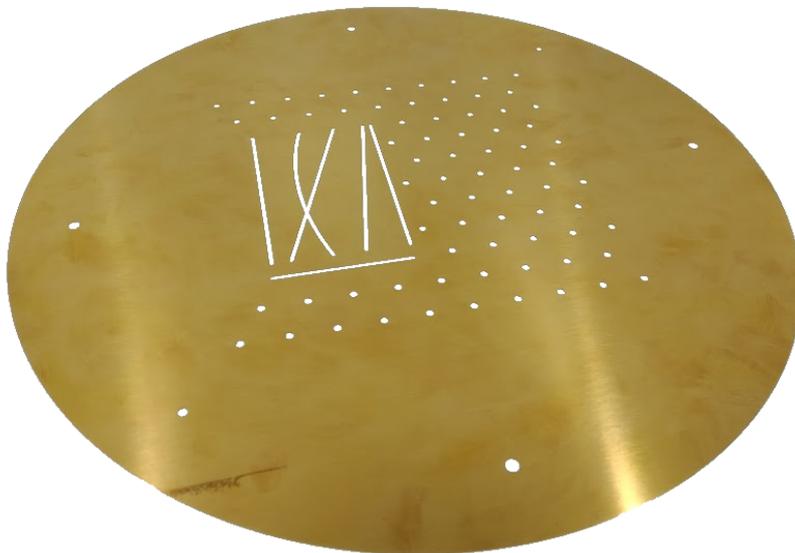


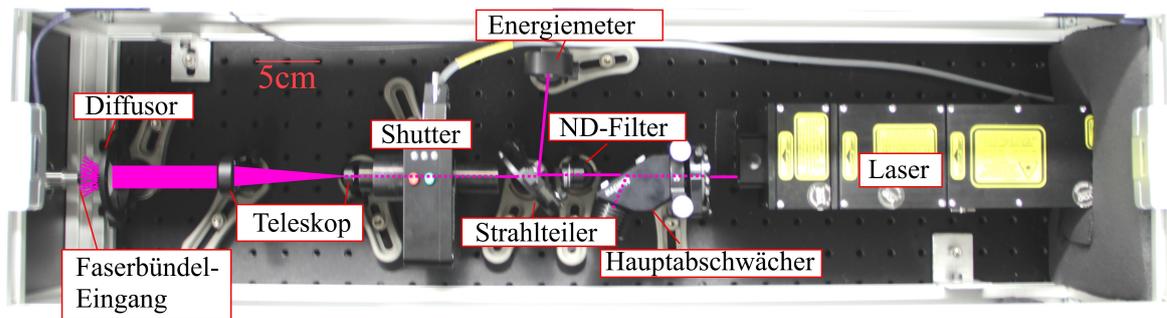
Abbildung 3.38.: Lichtbild der Bedampfungsmaske.

4. Laser-Versuchsaufbau

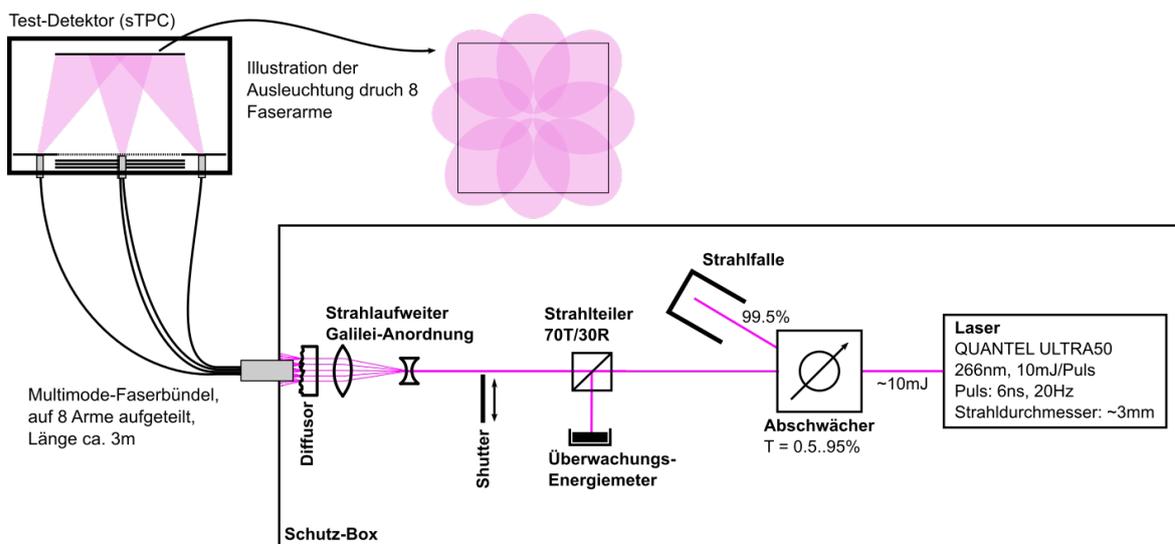
Auf der Grundlage vorangegangener Recherchen und Berechnungen in Abschnitt 3.3 konnte keine einfache Möglichkeit gefunden werden, ein photoelektrisches Kalibrationssystem mit Lichtquellen moderater Intensität – wie LEDs – zu vereinen. Grund dafür ist, dass hocheffiziente Photokathodenmaterialien bei Kontakt mit Umgebungsluft stark degradieren. Nach einer Exposition sinkt die Quantenausbeute drastisch ab, sodass anschließend ein Betrieb bei geringen Lichtintensitäten nicht mehr möglich ist. Dies stellt insofern ein Ausschlusskriterium dar, als dass die Wartung eines entsprechenden Detektors nur unter erschwerten Bedingungen möglich wäre.

Die Verwendung stabilerer Photokathodenmaterialien, wie Aluminium, erfordert deutlich höhere Lichtintensitäten, weshalb ein gepulster UV-Laser gewählt wird, um ein photoelektrisches Kalibrationssystem zu realisieren (vgl. Abschnitt 3.1.2). Das grundsätzliche Prinzip der Lichterzeugung und Kathodenbeleuchtung soll zwar einem entsprechenden Vorgehen in [67] folgen, jedoch werden sich bei der technischen Umsetzung Unterschiede hinsichtlich des Transports und der Aufbereitung des Lichtes finden. Das Konzept des Kalibrationssystems inklusive der Laser-Anordnung ist in Abbildung 4.1 (a) zu sehen. Ein UV-Laserlichtpuls wird durch mehrere optische Komponenten über einen Diffusor in ein Lichtleiterfaserbündel eingekoppelt, um schließlich eine speziell präparierte Photokathode gleichmäßig zu beleuchten und damit Photoemission zu bewirken.

Im Folgenden werden alle optischen Komponenten ab der Entstehung des Laserlichtes bis zu der Einkopplung in ein Lichtleiterfaserbündel diskutiert. Die Konstruktion der Testspurkammer sTPC sowie die Auslegung des Faserbündels werden gesondert in den Kapiteln 5 bzw. 6 abgehandelt. Eine ergänzende Beschreibung und die Charakterisierung der Laser-Versuchsanordnung finden sich in [195]. Abbildung 4.1 zeigt vorab eine Fotografie als Übersicht der für dieses Kapitel relevanten optischen Anordnung, worin der Lichtweg illustriert ist. Die Anordnung befindet sich aus Gründen der Lasersicherheit in einer rundum verschließbaren Schutzkiste. Deren Konstruktion und die Charakterisierung der externen optischen Komponenten sowie die Entwicklung einer *LabView*-basierten Steuerungssoftware sind hierbei Gegenstand der Arbeit [195].



(a)



(b)

Abbildung 4.1.: (a) Fotografie des Laser-Setups (aus [195], modifiziert) mit Demonstration des Lichtweges. Die Anordnung befindet sich aus Gründen der Lasersicherheit in einer rundum verschließbaren Schutzkiste. (b) Illustration des optischen Aufbaus inklusive technischer Umsetzung des Kalibrationssystems.

4.1. Laser

Verwendet wird der Laser *Quantel Ultra50*¹ [196], dessen Spezifikationen in Tabelle 4.1 aufgelistet sind. Dabei handelt es sich um einen Nd:YAG-Laser, der über zweifache Frequenzverdopplung eine Zielwellenlänge von $\lambda = 266$ nm besitzt. Die Wellenlänge der Grundschiwingung ist 1064 nm und

Lasertyp	Nd:YAG, 2×Freq.verdopplung
Zielwellenlänge λ	266 nm
Parasitäre Wellenlängen (niedrigere Moden)	532 nm, 1064 nm
Laserklasse	4B
Pulsweite t_{pulse} (Betriebsart)	6 ns (R)
Pulsenergie Nutzwellenlänge* $E_{\text{spec}}^{\lambda}$	12 mJ
Pulsenergie Nutzwellenlänge $E_{\text{meas}}^{\lambda}$	(10.950 ± 0.005) mJ
totale Pulsenergie $E_{\text{meas}}^{\text{tot}}$	(22.922 ± 0.011) mJ
Strahldurchmesser* d_{beam} (86.5 % Gesamtenergie)	2.48 mm
Strahldivergenz* (86.5 % Gesamtenergie)	4.08 mrad
Wiederholfrequenz (max.) f_{max}	20 Hz
Mittlere opt. Nutzleistung nach $E_{\text{spec}}^{\lambda}$ und f_{max}	240 mW
Mittlere opt. Nutzleistung nach $E_{\text{mess}}^{\lambda}$ und f_{max}	(87.6 ± 1.2) mW

Tabelle 4.1.: Spezifikationen und Messangaben des verwendeten Lasers *Quantel Ultra50*. (*Individuelle Messung des Herstellers, s. auch [196])

die der ersten Harmonischen 532 nm. Bedingt durch seine Bauweise, emittiert der Laser einen nicht vernachlässigbaren Anteil dieser parasitären Wellenlängen. Nähere technische Details finden sich in der Arbeit [195], die sich u.a. mit dem Aufbau des Lasers beschäftigt.

Die Pulsenergie in Tabelle 4.1 wird bei der Nutzwellenlänge $E_{\text{meas}}^{\lambda}$ berechnet. Ferner basiert die totale Pulsenergie $E_{\text{meas}}^{\text{tot}}$ auf einer Messung aus [195]. Die Energie $E_{\text{meas}}^{\lambda}$ ist hinter einem variablen Abschwächer bei maximaler Transmission $T_{\text{atten}} = 95$ % messbar. Die parasitären Wellenlängenanteile werden bereits durch diesen Abschwächer herausgefiltert. Die variabel einstellbare optische Energie hinter dem Hauptabschwächer wird im nächsten Abschnitt thematisiert.

4.2. Abschwächende Elemente

Um die Energie der Laserpulse an die Anforderungen des photoelektrischen Kalibrationssystems anzupassen und eine Justage zu ermöglichen, sind optisch abschwächende Elemente erforderlich. Dieser Abschnitt zeigt die wichtigsten Eigenschaften der eingesetzten abschwächenden Elemente auf.

Hauptabschwächer

Für Intensitätskontrolle des Laserlichtes wird direkt hinter dem Ausgang der Abschwächer *Altechna 2-EWP-T-266* mit einem Transmissionsvermögen von $T = (0.5..95)$ % eingesetzt. Er ist auf die Nutzwellenlänge des Lasers von $\lambda = 266$ nm ausgelegt und filtert die parasitären Wellenlängen von 532 nm und 1064 nm heraus. Zur Abschwächung wird hierbei die lineare Polarisierung des Lasers ausgenutzt. Dazu wird die Polarisationsrichtung zunächst durch eine $\lambda/2$ -Platte um das Doppelte des eingestellten Winkels φ_{rot} gedreht, d.h. $\Delta\varphi_{\text{pol}} = 2\varphi_{\text{rot}}$. Dahinter passiert das Licht Anschließend einen Polarisator, der nur eine Richtungskomponente herausfiltert.

¹Produkt Nummer U0266E010R020HN mit Option U-OPT-WS2-0266

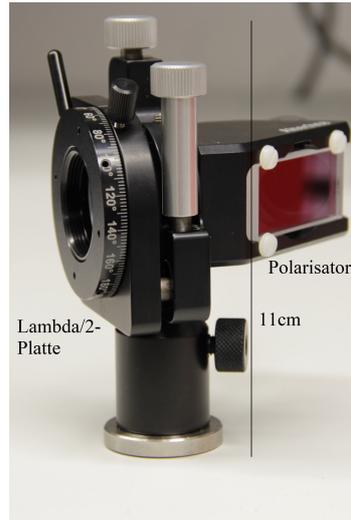


Abbildung 4.2.: Optischer Hauptabschwächer des Laser-Setups *Altechna 2-EWP-T-266*. Aus [195].

Die Winkelabhängigkeit von Transmission T bzw. transmittierter Energie E_{opt} kann hier mithilfe des Gesetzes von Malus beschrieben werden und lautet

$$T = (T_{\text{max}} - T_{\text{min}}) \cdot \cos^2(2\varphi_{\text{rot}} - 2\varphi_0) + T_{\text{min}} \quad (4.1)$$

$$E_{\text{opt}} = E_0 \cdot \cos^2(2\varphi_{\text{rot}} - 2\varphi_0) + E_{\text{min}}, \quad (4.2)$$

wobei φ_{rot} der am Abschwächer eingestellte Winkel und $\varphi_0 = +(43.5 \pm 0.1)^\circ$ der Winkel-Offset² ist. Die minimale bzw. maximale Transmission T_{min} und T_{max} sind demnach bei $\varphi_{\text{rot}}(T_{\text{max}}) = \varphi_0 (+n \cdot 90^\circ)$ und $\varphi_{\text{rot}}(T_{\text{min}}) = \varphi_0 + 45^\circ (+n \cdot 90^\circ)$ zu finden. Als Gegenprüfung der Herstellerangaben, wird, basierend auf Messdaten und Auswertung³ von [195], das Verhältnis

$$\frac{T_{\text{max}} - T_{\text{min}}}{T_{\text{min}}} = \frac{E_0}{E_{\text{min}}} = (169 \pm 26) \quad (4.3)$$

berechnet, wobei E_0 die Amplitude und E_{min} die minimale Transmission angibt. Der aus den Herstellerangaben berechnete Wert $(95 - 0.5)\%/0.5\% = 189$ liegt damit in den Fehlergrenzen der Messung. Mithilfe von Mess- und Analysedaten⁴ aus [195] wird ein logarithmisch skaliertes Graf erstellt, der die transmittierte Energie in Abhängigkeit vom Drehwinkel des Abschwächers angibt. Diese Transmissionskurve des Lasers ist in Abbildung 4.3 dargestellt. Eine zweite Skala gibt die zudem die optische Energie hinter dem Hauptabschwächer an.

Die Energieamplitude sowie minimale und maximale Energie hinter dem Abschwächer sind demnach

$$E_0 = (9550 \pm 830) \mu\text{J} \quad (4.4)$$

$$E_{\text{min}} = (56 \pm 10) \mu\text{J} \quad (4.5)$$

$$E_{\text{max}} = E_0 + E_{\text{min}} \quad (4.6)$$

$$= (9610 \pm 830) \mu\text{J}. \quad (4.7)$$

²Man beachte die zu [195] abweichende Festlegung von φ_0

³Hier wird transmittierte Energie gegen Winkel gemessen und eine Entsprechende Anpassung vorgenommen. Das Verhältnis aus transmittierter Energieamplitude und Offset $E_0/\text{const.}$ ist gleich dem Verhältnis $(T_{\text{max}} - T_{\text{min}})/T_{\text{min}}$

⁴Energieamplitude und minimale Energie gemessen als Reflex des Strahlteilers: $E_0^r = (2210 \pm 110) \mu\text{J}$, $E_{\text{min}}^r = (13.0 \pm 2.1) \mu\text{J}$. Strahlteiler Reflexionsanteil $R = (23.1 \pm 1.6)\%$. Werte berücksichtigen den Fehler des Energiesensors. Winkel-Offset: $\varphi_0 = (43.5 \pm 0.1)^\circ$.

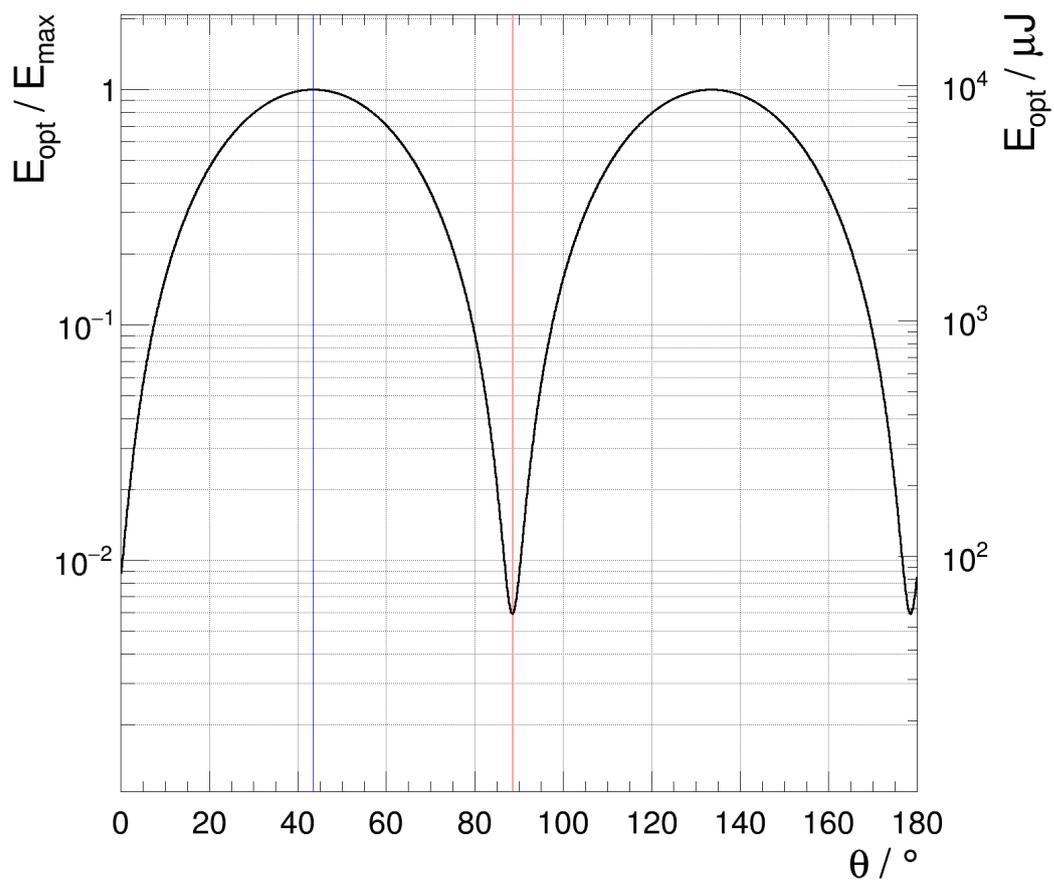


Abbildung 4.3.: Normierte und absolute optische Pulsenergie des Lasers hinter dem Abschwächer in Abhängigkeit vom Justagewinkel. Die Normierung erfolgt mithilfe der maximal transmittierten Energie E_{max} . Funktion nach (4.2). Nach Messungen und Datenanpassung aus [195].

Hierbei wurden die rein statistisch ermittelten Energiefehler aus [195] jeweils um den systematischen Messfehler des Energiesensors [197] von 5% ergänzt. Darüber hinaus werden E_0 und E_{\max} zur Unterscheidbarkeit mit einer Stelle mehr gerundet, als es üblich ist.

Zur Berechnung der normierten Ausgangsenergie, wird (4.2) durch die maximale Energie $E_{\max} = E_0 + E_{\min}$ geteilt, woraus sich mit $E_{\max} \approx E_0$ näherungsweise der Zusammenhang

$$\frac{E_{\text{opt}}}{E_{\max}} \approx \cos(2\varphi_{\text{rot}} - 2\varphi_0) - \frac{E_{\min}}{E_{\max}} \quad (4.8)$$

ergibt. Für die transmittierte Energie hinter dem Strahlteiler ist mit $T_{\text{split}} = (0.75 \pm 0.05)$ zu multiplizieren, sofern seine Ausrichtung nicht verändert wird. Minimale und maximale Transmission sind bei Justierwinkeln von $\sim 88^\circ$ bzw. $\sim 44^\circ$ zu finden.

4.3. Strahlteiler und Strahlaufweiter

Zur Überwachung wird ein Strahlteiler der Firma *Edmund Optics* im weiteren Strahlverlauf platziert, um $\sim 30\%$ der Laserintensität auf ein Energiemeter *Thorlabs ES111C* [197] zu lenken. Je nach Justierung, kann das Reflexions-Transmissions-Verhältnis abweichen, wenn der Winkel zwischen Strahlteiler und Strahlachse von 45° abweicht. Bei aktueller Justage betragen der reflektierte Energieanteil $E_R^\lambda = (2.4072 \pm 0.0004)$ mJ und das Reflexionsvermögen von $R_{\text{split}} = (23.1 \pm 1.6)\%$.

Der transmittierte Anteil trifft im Weiteren auf einen Strahlaufweiter. Im Versuchsaufbau wird er benötigt, um den Laserstrahldurchmesser in die Größenordnung des Eingangs eines optischen Faserbündels zu bringen, welches für den Weitertransport des Lichtes in die Testspurkammer sTPC sorgt. Um für eine genügend gleichmäßige Aufteilung auf alle Fasern zu sorgen, sollen möglichst alle Einzelfasern mit ähnlich hoher Intensität beleuchtet werden.

Der Strahlaufweiter besteht aus Streu- und Sammellinse in einer *Galilei-Anordnung*, wobei der Abstand der beiden Linsen durch $d_{\text{Galilei}} = f_{\text{konvex}} - f_{\text{konkav}}$ gegeben ist. Die Anordnung und der Weg zweier Achsenparalleler Strahlen sind in Abbildung dargestellt. Der Vorteil einer Galilei-Anordnung ist, dass sie keinen reellen Fokus besitzt. Das ist insbesondere bei hohen Lichtintensitäten von Interesse, da die umliegende Luft ionisiert werden kann, was zu einer Verringerung der transmittierten Energie führen würde [198].

Durch die Kombination der verwendeten Linsen, erreicht man einen Vergrößerungsfaktor [195] von

$$V = \frac{f_{\text{konvex}}}{|f_{\text{konkav}}|} = (5.56 \pm 0.08) \quad (4.9)$$

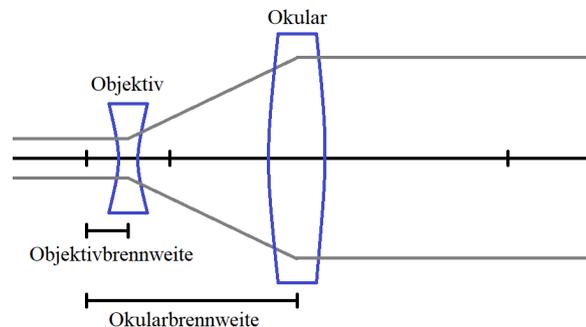


Abbildung 4.4.: Streu- und Sammellinse in Galilei-Anordnung. Aus [195].

Nach der Herstellerangabe in Tabelle 4.1 sollte dieser durch die Aufweitung

$$d_{\text{beam}}^{\text{final}} = (13.79 \pm 0.20) \text{ mm} \quad (4.10)$$

betragen. Da bei der herstellereitigen Messung kein Fehler angegeben ist, wird hier lediglich die Unsicherheit von V fortgepflanzt. Der genaue Durchmesser ist für die Anwendungen im Zuge dieser Arbeit nicht relevant.

4.4. Diffusoren

Die Einkopplung in das Faserbündel geschieht über einen Diffusor, um das Laserlicht unter verschiedenen Winkeln in ein *Multimode-Faserbündel* einzukoppeln, welches schließlich zur Beleuchtung der Photokathode des Testdetektors sTPC dient. Die Winkelverteilung des ausgekoppelten Lichtes einer Multimode-Faser maßgeblich von der Winkelverteilung des eingekoppelten Lichtes ab. Im Hinblick auf eine hinreichend gleichmäßige Beleuchtung durch optische Fasern, macht dieser Umstand den Diffusor zu einer wichtigen Komponente des Aufbaus. Abbildung 4.5 zeigt eine Veranschaulichung der Funktionsweise anhand eines Laserstrahls. Das Licht wird hinter dem Diffusor in verschiedene Richtungen gestreut und hat eine charakteristische Winkelverteilung, die mit einem optischen Sensor gemessen werden kann (Messungen s. Abschnitt 6.2.3).

Im Versuchsaufbau stehen zwei verschiedene Typen zur Verfügung. Neben einem sandgestrahlten Diffusor (Edmund Optics #49-157, Körnung 220) kann alternativ ein holografischer Diffusor (Edmund Optics #48-511, 50° FWHM) mit einem höheren Diffusionswinkel eingesetzt werden. Beide basieren auf UV-durchlässigem Quarzglas. Die Winkelabhängigkeiten beider Diffusoren werden in [195] vermessen und hier, im Rahmen der Charakterisierung eines Lichtleiterfaserbündels, erneut ausgewertet. Es sei dazu auf Abschnitt 6.2.3 und insbesondere auf die Messkurven in Abbildung 6.13 verwiesen.

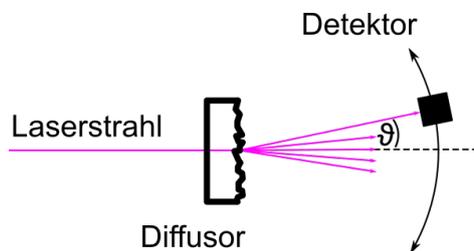


Abbildung 4.5.: Veranschaulichung der Funktionsweise eines Diffusors anhand eines Laserstrahls. Das Licht wird hinter dem Diffusor in verschiedene Richtungen gestreut. Die Winkelverteilung kann mit einem optischen Sensor gemessen werden.

4.5. Optisches Faserbündel

Für den Transport des Laserlichtes in die Testspurkammer sTPC wird ein Bündel aus 624 einzelnen *Multimode-Fasern* eingesetzt, welches sich auf acht Arme mit je einem Achtel der Gesamtzahl aufteilt. Abbildung 4.6 zeigt (links) vorgreifend das Faserbündel und einen einzelnen Arm sowie (rechts) den Eingang des Bündels. Technische Zeichnungen des dazu finden sich darüber hinaus in Abbildungen E.1 und E.2. Die technische Auslegung der genauen Designparameter wird später im Kapitel 6 behandelt. Wie der Name bereits andeutet, ermöglicht eine Multimode-Faser den Transport des Lichtes bei verschiedenen Moden des elektromagnetischen Feldes. Bedingung dafür ist, dass der Faserkerndurchmesser d_{Kern} deutlich größer ist, als die zu transportierende Wellenlänge (genaue Bedingung s. [199]). In diesem Fall muss die Ausbreitung des Lichtes nicht zwingend wellenmechanisch⁵ betrachtet werden [199]. Stattdessen genügt eine Betrachtung auf Grundlage der geometrischen Strahlenoptik. Welleneffekte werden dabei vernachlässigt. Eine optische Faser ist im Normalfall zylindrisch aufgebaut und besitzt einen radialabhängigen Brechungsindex. Sogenannte *Stufenindexfasern* (vgl. *Gradientenindexfaser*) [110, 199] haben einen Kern mit dem Brechungsindex n_1 . Umhüllt wird der Kern von einem Mantel des Brechungsindex $n_2 < n_1$. Abbildung 4.7 zeigt einen Strahl der unter einem Winkel ϑ in die Faser hineingebrochen wird und sich anschließend unter dem Winkel θ weiter ausbreitet. Durch Totalreflexion kann er in der Faser gehalten werden. Getreu dem Brechungsgesetz von Snellius [200] und den Winkelbezeichnungen in Abbildung 4.7, bricht der Strahl bei der Einkopplung nach der Beziehung

$$n_1 \sin \vartheta = n_2 \sin \theta \quad (4.11)$$

Für den Grenzwinkel der Totalreflexion innerhalb der Faser gilt entsprechend $\gamma_{\text{lim}} = \arcsin\left(\frac{n_2}{n_1}\right)$. Darüber hinaus ist die sogenannte numerische Apertur [110]

$$\text{NA} = n \sin \vartheta_{\text{max}} \quad (4.12)$$

definiert über den maximalen Einkopplungswinkel ϑ_{max} , der noch zur Totalreflexion innerhalb der Faser beiträgt. Die Größe n ist der Brechungsindex des Mediums, welches die Faser umgibt, und kann für Gase oft mit $n \approx 1$ genähert werden. Schlussendlich kann man mithilfe geometrischer Überlegungen zu Abbildung 4.7 die numerische Apertur einer Stufenindexfaser durch die Brechungsindices ausdrücken [110]:

$$\text{NA} = \sqrt{n_1^2 - n_2^2}. \quad (4.13)$$

Durch Gleichsetzen von (4.13) mit (4.12) kann der maximal mögliche Einkopplungswinkel mithilfe der Brechungsindices berechnet werden.

Singlemode-Fasern unterscheiden sich vor allem von Multimode-Fasern dadurch, dass sich die Abstrahlcharakteristik einer Singlemode-Faser nicht verändert, wenn sich der Einkopplungswinkel ändert, da sie nur die Ausbreitung einer Mode zulässt. Was bei einer Singlemode-Faser bei gleichbleibender Abstrahlcharakteristik nur die Intensität des ausgekoppelten Lichtes ändert, resultiert bei einer Multimode-Faser ebenfalls in einer Änderung der Winkelverteilung des abgestrahlten Lichtes. Aus diesem Grund ist die Winkelabhängigkeit stark gekoppelt daran, in welcher Weise Licht in eine Multimode-Faser eingekoppelt wird. Verschiedene Moden entsprechen im Bilde der Strahlenoptik unterschiedlichen Einkopplungswinkeln in die Faser. Ausführliche theoretische Betrachtungen zu Multimode-Lichtwellenleitern finden sich in [199].

Die Einkopplung des Laserlichtes in das Faserbündel geschieht über einen Diffusor (s. Abschnitt 4.4). Messungen von Auskopplungsprofilen mit dem optischen Faserbündel in Verbindung mit Diffusoren werden ausführlich in Kapitel 6 behandelt.

⁵Mithilfe der Maxwell-Gleichungen.



Abbildung 4.6.: Fotografie des Faserbündels (links) sowie des Faserbündeleingangs (rechts). In dem Bild leuchtet etwa ein Achtel aller vorhandenen Fasern.

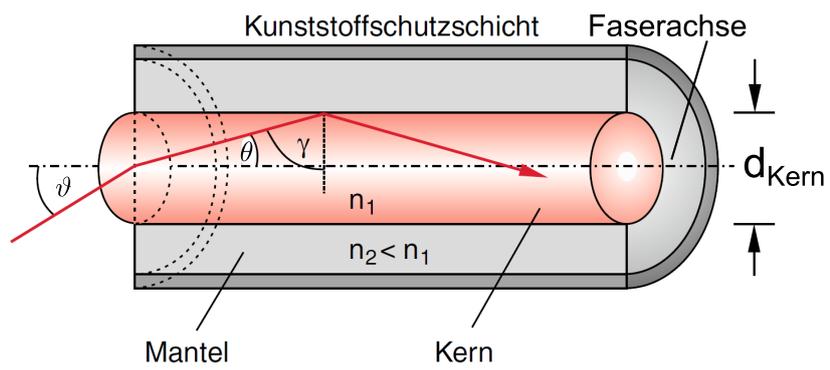


Abbildung 4.7.: Einkopplung eines Lichtstrahls in eine optische Faser. Aus [110], Beschriftungen modifiziert.

4.6. Neutraldichtefilter und Vermessung abschwächender Komponenten

Für extrem kleine Transmissionen kann ein Neutraldichtefilter (ND-Filter) ND520A eingesetzt werden. Da seine Transmission mit den gegebenen Sensoren nicht auf optischem Wege zu bestimmen ist, wird diese mithilfe des Testdetektors sTPC und eines Picoamperemeters [189, 190, 191] (pA-Meter) bestimmt⁶. Dazu wird an dieser Stelle auf das fertige Setup der sTPC vorgegriffen. Der Messaufbau entspricht dabei prinzipiell der Illustration in Abbildung 4.1 (b). Gemessen wird das photoelektrische Signal, welches das Laserlicht an der Kathode des Detektors hervorruft. Dazu dient der verstärkte Strom an der Auslese des Detektors, der durch das pA-Meter erfasst wird. Für die Bestimmung der Transmission wird mit und ohne ND-Filter im Strahlengang des Laseraufbaus gemessen. Es ist anzunehmen, dass der durch das GEM-System verstärkte Photostrom I_{det} proportional zur mittleren eingespeisten optischen Leistung P_{opt} und zur Transmission T ist, d.h.

$$I_{\text{det}} \propto P_{\text{opt}} \cdot T. \quad (4.14)$$

Um den Strom gering zu halten wird bei der Strommessung ohne ND-Filter bei einer zuvor gering eingestellten Transmission $T_a(\varphi_{\text{rot}})$ des Hauptabschwächers gemessen. Die Transmission T_{ND} ist dann durch die Verhältnisgleichung

$$\frac{I_{\text{det,ND}}}{I_{\text{det,0}}} = \frac{T_{\text{ND}}}{T_a(\varphi_{\text{rot}})}, \quad (4.15)$$

gegeben, wenn $I_{\text{det,ND}}$ und $I_{\text{det,0}}$ die gemessenen Detektorströme mit und ohne ND-Filter sind. Die untergrundkorrigierten Ströme betragen

$$\begin{aligned} I_{\text{det,ND}} &= (1.06 \pm 0.15) \text{ pA} \\ I_{\text{det,0}} &= (1.077 \pm 0.032) \text{ nA}. \end{aligned} \quad (4.16)$$

Die Transmission des Hauptabschwächers ergibt $T_a(85.4^\circ) = (0.0190 \pm 0.0014)$ und wurde mithilfe eines pyroelektrischen Sensors ES111C [197] gemessen. Der nach (4.15) bestimmte Wert für T_{ND} findet sich in Tabelle 4.2. Zum Vergleich werden außerdem die Transmissionen eines UV-Bandpassfilters (T_{band}) und des Altechna-Abschwächers (s.o.) bei $\varphi_{\text{rot}} = (13.6 \pm 0.2)^\circ$ vermessen. Zu diesen Elementen liegen Messwerte vor, welche auf herkömmlichem Wege, mit dem Energiesensor, gemessen wurden. Darüber hinaus wird Transmission und Reflexion des im Aufbau permanent verwendeten Strahlteilers mithilfe des Energiesensors gemessen, sodass alle abschwächenden Komponenten charakterisiert sind.

Messmethode	Sensor (pyroelektrisch)	Photokathode / pA-Meter (photoelektrisch)
T_{split}	(0.76 ± 0.04)	-
R_{split}	(0.238 ± 0.018)	-
T_{band}	(0.505 ± 0.036)	(0.496 ± 0.020)
$T_a((13.6 \pm 0.2)^\circ)$	(0.275 ± 0.020)	(0.294 ± 0.006)
T_{ND}	-	$(0.000\,018\,6 \pm 0.000\,003\,0)$

Tabelle 4.2.: Transmissionsmessungen: Vergleich der photoelektrischen Messmethode mit Energiesensor-Messungen und Ergebnis für die Transmission T_{ND} des Neutraldichtefilters ND520A. Darüber hinaus wurden die Transmission und Reflexion des verwendeten Strahlteilers mithilfe des Energiesensors ES111C [197] vermessen.

⁶Der Pad-Bereich einer einzelnen Frontend-Karte mithilfe einer speziellen Karte kurzgeschlossen und das verstärkte photoelektrische Stromsignal des eingespeisten Laserlichtes im entsprechenden Bereich gemessen. Um das angrenzende Areal auf der Padplane auf ein definiertes Potenzial zu bringen, werden die Pads der direkt benachbarten Frontend-Karten mit dem Massepotenzial verbunden. Zum Aufbau der sTPC s. Kapitel 5.

Die Ergebnisse finden sich gesammelt in Tabelle 4.2.

5. Design und Aufbau der Testspurkammer sTPC

Da die CB-TPC in der derzeitigen Revision (vgl. Abbildung 1.7) keine modulare Kathode besitzt und die Realisierung dessen in einer höheren Massenbelegung im vorwärtigen Halbraum resultieren würde, bietet es sich an, das photoelektrische Kalibrationssystem an einem kleineren und leichter manipulierbaren Detektor zu testen. Dazu wird im Rahmen dieser Arbeit eine Spurkammer mit dem aktiven Volumen von $10 \times 10 \times 10 \text{ cm}^3$ vollständig geplant und umgesetzt. Dabei geht es vor allem um die Harmonisierung von mechanischen, elektrischen, elektronischen und optischen Designkriterien. Der Detektor erhält den Namen *small Time Projection Chamber* (sTPC) aufgrund seiner vergleichsweise kleinen Bauform und ist für die von der CERN GDD¹ standardisierten $10 \times 10 \text{ cm}^2$ -GEM-Folien ausgelegt. Mithilfe eines Faserbündels soll das Licht des in Kapitel 4 thematisierten Laser-Versuchsaufbaus zur Kathode der sTPC geleitet werden, um dort eine speziell präparierte Photokathode (s. Abschnitt 3.4.2) zu beleuchten.

Dieses Kapitel beschäftigt sich ausschließlich mit den mechanischen und elektrischen Problemen bei der Auslegung der Testspurkammer sowie ihrem Zusammenbau. Die detaillierte technische Umsetzung der Kathodenausleuchtung, die im Rahmen der photoelektrischen Kalibration notwendig ist, wird in Kapitel 6 behandelt. Neben den im Weiteren dargestellten dreidimensionalen Zeichnungen finden sich in Anhang A.1 einige technische Skizzen sowie die wichtigsten Bemaßungen der sTPC.

5.1. Rahmenbedingungen

Für die Umsetzung sollen einige Rahmenbedingungen an das Design gesetzt werden:

- modularer Aufbau
 - unkompliziertes Auswechseln von Bauteilen
 - einfache Modifikation
 - vielseitige Verwendbarkeit
- orts aufgelöste Auslesestruktur
- Kompatibilität zur CB-TPC
 - Anschlüsse für Ausleseelektronik
 - Gas und elektrische Felder
 - Geometrie der Auslesestruktur
- Auslegung für $10 \times 10 \text{ cm}^2$ -GEM-Folien
- Möglichkeiten für kontrollierte Feldverzerrungen.

¹Gas Detector Development Group, die Entwicklergruppe für gasbasierte Detektoren des CERN

5.2. Übersicht der Detektorkomponenten

Da die sTPC aus mehr als 20 Teilen (exklusive Verbindungselemente) besteht, sind aus Gründen der Übersichtlichkeit in Tabelle 5.1 alle anzufertigenden bzw. angefertigten Teile aufgelistet. Nicht enthalten sind Bestückungsteile wie Schrauben, O-Ringe sowie Anschlüsse. Dennoch werden ihre Herstellernummern bzw. Bezeichnungen in den nächsten Abschnitten angegeben. Nummern bezeichnen in Tabelle 5.1 Bauteile der sTPC, wohingegen sich Großbuchstaben auf Teile von Hilfswerkzeugen beziehen. Abbildung 5.1 zeigt zwei Perspektiven eines Dreiviertelschnittes des gesamten Detektors, wobei die Nummern aller Teile, ausgenommen einer, angegeben sind. Teilenummer 4a fehlt in der Abbildung, da es durch andere Bauteile verdeckt ist, jedoch taucht es in der Explosionsansicht in Abbildung 5.4 auf. Die alphanumerischen Bezeichnungen werden in den folgenden Unterkapiteln verwendet, um auf die entsprechenden Bauteile in der genannten Tabelle und den Konstruktionszeichnungen Bezug zu nehmen.

Neben den Referenznummern sind in der Tabelle die benötigte (bereits vorhandene) Anzahl, das Material, der Herstellungsprozess sowie der Speicherort des zugehörigen Bauteils angegeben. Dabei ist zwischen CAD-Dateiformaten von *Autodesk Inventor* und Platinendesign-Formaten von *Altium Designer* zu unterscheiden.

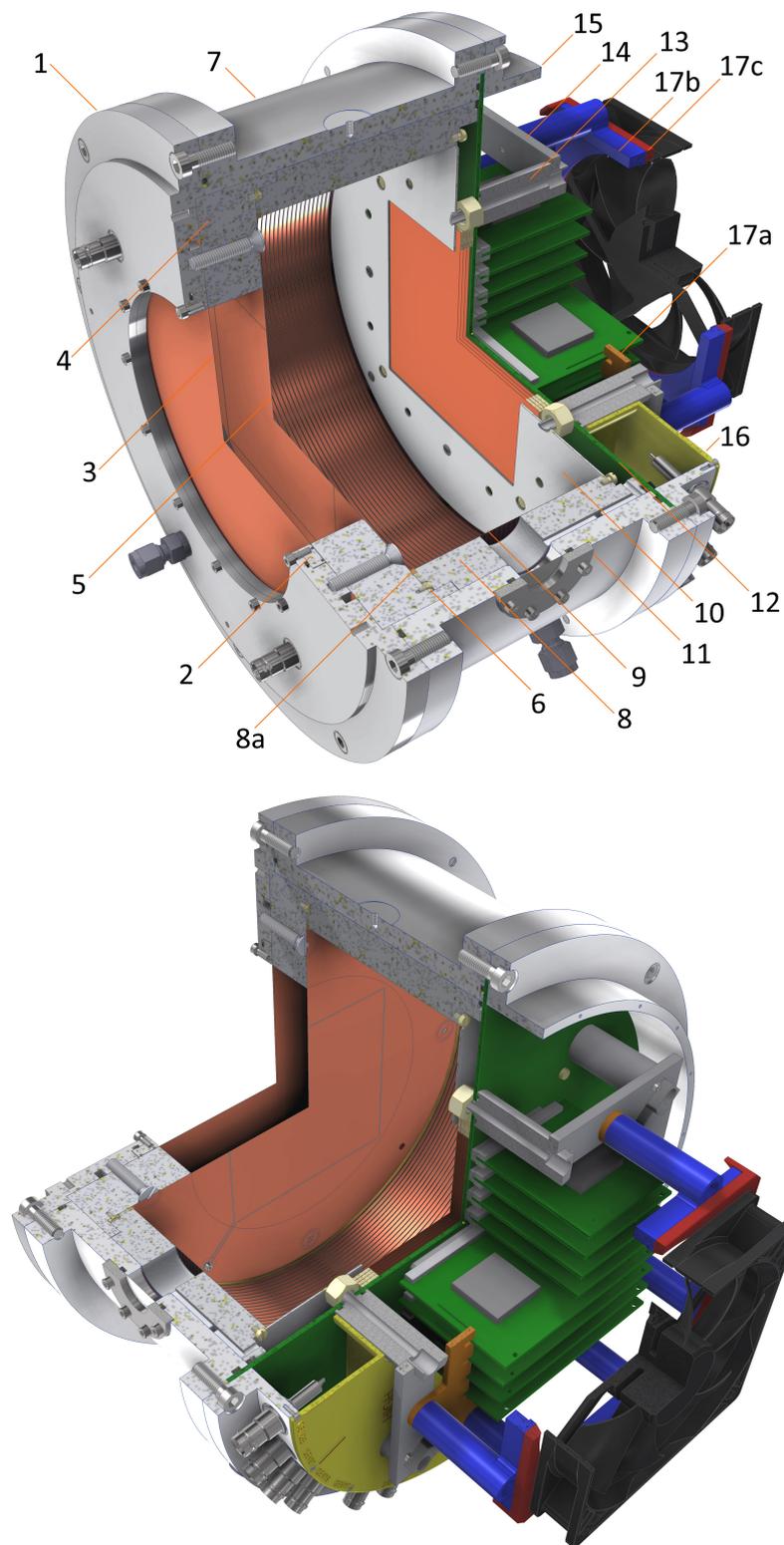


Abbildung 5.1.: Gesamtzeichnungen (CAD) der sTPC. Der zentrale, quadratische Teil der Kathode (untere Abbildung) hat die Maße $100 \times 100 \text{ mm}^2$. Die Driftlänge ist ebenfalls auf $\sim 100 \text{ mm}$ festgelegt, wodurch ein kubisches sensitives Volumen zustande kommt. Der Durchmesser des Feldkäfigs beträgt 214 mm und der Außendurchmesser des gesamten Detektors 300 mm . Technische Skizzen mit Maßen siehe Anhang A.1.

Gruppe	Nr.	Bezeichnung	Anz.*	Material	Herstellg.	Ordner/Pfad/	Datei
Spannr. Fenster	A	Spannrahmen	1	PMMA	FM	sTPC/stretchingframe/window/	stpc_stretchingframe-window_base.ipt
	B	Spannrahmen	1	PMMA	FM	sTPC/stretchingframe/window/	stpc_stretchingframe-window_top.ipt
	C	Gewicht	1	VA	FM	sTPC/stretchingframe/window/	stpc_stretchingframe-window_plate.ipt
	A..C	<i>gesamte Baugruppe</i>	1	<i>divers</i>	FM	sTPC/stretchingframe/window/	stpc_stretchingframe-window.iam
Spannr. Kathode	D	Spannrahmen	1	PMMA	FM	sTPC/stretchingframe/cathode/	stpc_stretchingframe-cath_base.ipt
	E	Spannrahmen	1	PMMA	FM	sTPC/stretchingframe/cathode/	stpc_stretchingframe-cath_top.ipt
	F	Gewicht	1	VA	FM	sTPC/stretchingframe/cathode/	stpc_stretchingframe-cath_plate.ipt
	D..F	<i>gesamte Baugruppe</i>	1	<i>divers</i>	FM	sTPC/stretchingframe/cathode/	stpc_stretchingframe-cath.iam
Verschluss (Kath.)	1	Deckelplatte	1(2)	Al	FM	sTPC/	stpc_top.ipt
	2	Anpressring, Fenster	1(2)	Al	FM	sTPC/	stpc_glueframe.ipt
	3	Fensterfolie	1(2)	PI, Cu	PL, ext	sTPC/assembly_parts/ PCB/stpc_window/	stpc_window.ipt stpc_window.PrjPcb (.PcbDoc)
	4	Distanzring	1(2)	PTFE	FM	sTPC/	stpc_windowspacer.ipt
	4a	HV-Kontakt (Stopfen)	3(6)	Al	FM	sTPC/	stpc_hv-pin.ipt
	5	Kathodenfolie	1(2)	PI, Cu	PL, ext	sTPC/assembly_parts/ PCB/stpc_cathode/	stpc_cathode.ipt stpc_cathode.PrjPcb (.PcbDoc)
	6	Kathodenring	1(2)	GFK	FM	sTPC/	stpc_glueframe_cathode.ipt
	7	Korpus	1(2)	Al	FM	sTPC/	stpc_body.ipt
Korpus	8	Feldkäfig-Träger	1(2)	PC (hier: POM)	FM	sTPC/	stpc_fieldcage_base.ipt
	8a	Kontaktring	1(2)	CuZn	FM	sTPC/	stpc_contactring_cathode.ipt
	9	Feldkäfig-Folie	1(2)	PI, Cu	PL, ext	sTPC/ PCB/stpc_fieldcage/	stpc_fieldcagefoil.ipt stpc_fieldcage.PrjPcb (.PcbDoc)
	10	Skirt	1(2)	VA, Blech	FM	sTPC/	stpc_skirt.ipt
	11	Anpressring, Seitenfenster	1(2+)	VA	FM	sTPC/	stpc_bullseye.ipt
Auslese	12	Ausleseplatine	1(3)	FR4, Cu etc.	PL, ext	sTPC/assembly_parts/ PCB/hexagonal_padplane/	Board.ipt hexagonal_padplane.PrjPcb (.PcbDoc)
	13	Faserbündel-Ferrule	8	POM	FM, ext	sTPC/fiber_bundle_ferrules/	stpc_ferrule_corner.ipt
		Faserb.-Platzhalter (altern.)	8(16)	POM	FM	sTPC/assembly_parts/	stpc_hole_dummy.ipt
	14	Orientierungsrahmen	1(2)	Al	FM	sTPC/	stpc_ferrule_frame.ipt
	15	Anpressring, Auslese	1(2)	Al	FM	sTPC/	stpc_ring.ipt
	16	Hochspannungs-Schutz	1(2)	3D-Druck	3D	sTPC/	stpc_hvcover.ipt
	17a	Führung Frontend	1	3D-Druck	3D	sTPC/fan_holder/	stpc_fan_holder_comb.ipt
	17b	Lüfter-Abstandhalter	1	3D-Druck	3D	sTPC/fan_holder/	stpc_fan_holder_base.ipt
17c	Lüfter-Befestigung	1	3D-Druck	3D	sTPC/fan_holder/	stpc_fan_holder_top.ipt	
Gesamt	1..17c	sTPC	1(2)	<i>divers</i>		sTPC/	stpc.iam

Tabelle 5.1.: Teileliste der sTPC. Schrauben, O-Ringe und Anschlüsse nicht aufgeführt, jedoch in nachfolgenden Abschnitten angegeben. Teilenummern: nicht zu verbauende Teile mit Großbuchstaben gekennzeichnet, nummerierte Teile sind Bestandteil der sTPC. Abk. der Materialien: PMMA = Polymethylmethacrylat (Acrylglas), VA = Austinitischer Stahl (Edelstahl), PTFE = Polytetrafluorethylen, Al = Aluminium, PI = Polyimid, Cu = Kupfer, GFK = glasfaserverstärkter Kunststoff, PC = Polycarbonat, CuZn = Messing, FR4 = glasfaserverstärkter Kunststoff (Platinenmaterial), POM = Polyoxymethylen. Abk. der Herstellungsverfahren: FM = Feinmechanik/Zerspanung, PL = Photolithographie, 3D = 3D-Druck, ext = extern beauftragt (Folien: CERN GDD, Platine: Multi-CB, Faserbündel-Ferrule: Ceramoptec). Dateiendungen .ipt und .iam: Autodesk Inventor. Dateiendungen .PrjPcb und .PcbDoc: Altium Designer.

Das Konzept der Detektorhülle folgt aus mehreren Gründen einer zylindrischen Grundform. Der Erste Schritt der Fertigung kann aufgrund der Zylindersymmetrie für fast alle Teile auf der Drehbank erfolgen, was viele praktische Vorteile gegenüber der Zerspanung durch Fräsen hat. Darüber hinaus können O-Ringe in ihrer trivialen, natürlichen Form verbaut werden, d.h. man muss sie nicht um Ecken verlegen. Bei Wartungsarbeiten erleichtert es beispielsweise das Verschließen des Detektors. Auch der Feldkäfig ist mit einer zylindrischen Form am einfachsten zu realisieren.

Der zylindrische Korpus (7) besitzt neben den zwei Flanschen an den Enden, einen seitlichen Gaseinlass und ein Fenster aus aluminisiertem Mylar zum Einschließen von ionisierender Strahlung.

Um der Geometrie der standardisierten CERN-GEMs zu genügen, wird die sensitive Auslesefläche des Detektors quadratisch ausgelegt. Die dadurch entstehende überschüssige, auf die Endkappen projizierte Fläche (um die Auslesefläche herum) kann damit für Anschlüsse und Durchführungen genutzt werden. So ist es möglich im kathodenseitigen Deckel (1), über dem sensitiven Volumen, ein strahlungsdurchlässiges Fenster zu realisieren, ohne dass es mechanische Konflikte mit Hochspannungsanschlüssen gibt. Anschlüsse für Hochspannung und Gas können bei gegebener Geometrie um das Fenster herum untergebracht werden. Das größere Volumen des Detektors hat darüber hinaus den Vorteil, dass das sensitive Volumen nicht durch die kurzreichweitigen Inhomogenitäten gestört wird, die sich in der direkten Nähe des Feldkäfigs (9) bilden.

Die gesamte Hülle des Detektors wird aus Aluminium gefertigt, wobei der zentrale zylindrische Korpus an beiden Enden nach dem Prinzip der Flanschdichtung (s. [201]), mithilfe eines O-Rings, verschlossen wird. Auf der Kathodenseite befindet sich ein Deckel mit Hochspannungsanschlüssen für die Kathodenebene sowie ein Gasauslass. Er wird durch acht Schrauben mit dem zylindrischen Korpus verbunden, was gleichzeitig für den Anpressdruck am O-Ring sorgt. Die Fensterebene wird aus hochspannungstechnischen Gründen vollständig galvanisch von der Kathodenebene getrennt. Dies wird durch einen entsprechenden Distanzring aus Polytetrafluorethylen (PTFE) realisiert. Konstruktionstechnisch gesehen, gehört die Kathodenebene zum Deckel des Detektors und wird mit dem Distanzstück verbunden, noch bevor der Deckel mit dem Korpus verschraubt wird.

Die Seite der Auslese wird direkt mit der Ausleseplatine verschlossen. Um den Anpressdruck am O-Ring zu gewährleisten, wird zur Dichtung ein Anpressring mit acht Schrauben zur Hilfe genommen.

Zwischen Ausleseplatine und Kathode sitzt der Feldkäfig auf seinem zylindrischen Träger aus Polyoxymethylen-Copolymer (POM-C), der vor der Installation der Ausleseplatine in den Korpus eingelassen und durch das seitliche Fenster ausgerichtet wird. Über einen zur Kathode gewandten, im Feldkäfig-Träger eingelassenen, metallischen Kontaktring wird die Verbindung zwischen Kathode und Feldkäfig sichergestellt. Dieser Ring stellt den ersten Streifen des Feldkäfigs dar und muss über einen entsprechenden Widerstand mit dem ersten Streifen der Feldkäfig-Folie verbunden werden.

Für die Homogenisierung des Feldes, ein wenig oberhalb der Ebene der ersten GEM-Folie (zum Driftfeld gewandte GEM), ist ein Edelstahlblech in den Träger des Feldkäfigs eingelassen. Da der Bereich der GEM auf diesem Werkstück ausgespart ist, erinnert die Form an eine Jupe (*engl. skirt*), weshalb sich der englische Fachbegriff *Skirt* etabliert hat und hier im Weiteren verwendet wird.

Die Ausleseplatine sieht bis zu vier GEMs vor und besitzt eine hexagonal segmentierte metallische Auslesefläche aus 2016 einzelnen Hexagonen (*Pads*) mit einem Außenradius von $a = 1.39$ mm. Dazu kommen Veto-Pads, die um die Ausleseebene angeordnet sind. Sie sorgen zum einen für eine Reduktion von Feldverzerrungen von Leitungen, die in der Nähe verlegt sind, und zum anderen können sie für Veto-Signale verwendet werden, um unvollständig detektierte Cluster am Rand der Ausleseebene zu erkennen. Die Signalleitungen aller Pads werden auf die Rückseite der Platine geführt, wo sie auf einem Stecker abgegriffen werden können. Dieser ist beispielsweise kompatibel mit den *Frontend*-Karten der CB-TPC.

In der Platine befinden sich acht 8.1 mm-Bohrungen, die als mechanische Durchführung für optische Faserbündel dienen. Es ist vorgesehen, dass diese durch einen O-Ring mit der Rückseite der Platine abschließen und auf der Innenseite mit einer Mutter angezogen werden. Die Ausrichtung

der Lichtleiter-Faserbündel erfolgt außerhalb des Detektors durch einen Orientierungsrahmen, wo die Geometrie der Faserbündel-Ferrulen exakt hineinpasst. Es ist erforderlich die Faserbündel zu montieren und auszurichten, noch bevor der Detektor verschlossen wird, da die Muttern ansonsten von außen nicht mehr erreicht werden können.

5.3. Verschluss der Kathodenseite

In den folgenden Unterabschnitten werden die Teile der kathodenseitigen Verschlusskappe betrachtet. Sie ist im Wesentlichen zusammengesetzt aus einer Deckelplatte, einem Fenster, bestehend aus einer metallbeschichteten Polyimid-Folie, die auf einen Metallring geklebt wird, einer Kathodenfolie sowie einem Distanzstück u.a. zur Verhinderung unkontrollierter Gasentladungen. Vorbereitende Maßnahmen für Fenster- und Kathodenfolie (3, 5) sind in Anhang A.3 ausgeführt. Dort findet sich eine Anleitung zum Spann- und Klebverfahren.

Deckel

Der Deckel (1) besteht aus einer kreisförmig gedrehten Grundplatte mit acht außen platzierten Bohrungen für M6-Schrauben zur Verbindung zum zylindrischen Korpus (7), in dem der O-Ring versenkt wird, um eine Flanschdichtung zwischen den beiden Teilen zu erreichen. Die Fläche im Bereich des O-Rings wird speziell poliert, da sie als Dichtfläche dienen muss. Im inneren Bereich der Deckelplatte befinden sich zum einen Kanäle für die Gasspülung der Einbauräume von Hochspannungsdurchführungen und zum anderen Nuten für O-Ring sowie eine Aussparung für den Anpressring des Fensters (2) im zentralen Bereich. Wie in 5.3 genauer beschrieben wird, besteht das Fenster aus dem Anpressring (2) im inneren Bereich und einer darauf aufgeklebten isolierenden Folie (3), die über den gesamten inneren Querschnitt der sTPC ausgedehnt ist.

Auf der Außenseite der Grundplatte finden sich drei gasdichte SHV-Anschlüsse der Firma *Radiall* vom Typ R317580000. Das Montageloch ist mithilfe eines Wasserschneiders derart geformt, dass sich die Hochspannungsdurchführungen beim Anziehen der Muttern nicht mitdrehen können. Der ebenfalls am Deckel befindliche Gasauslass wird eingeschraubt und gasdicht verklebt. Hierbei handelt es sich um einen Anschluss der Firma *Swagelok*. Er ist passend für 6 mm-Rohre und besitzt ein M10×1.0-Gewinde. Die Teilenummer ist SS-6M0-1-M10X1.0RS.

Auf der Innenseite findet man eine umlaufende Abstufung, die dem Innendurchmesser des Korpus entspricht. Hier wird die Fensterfolie (3) gemeinsam mit einem aufgeklebten Metallring (2) eingelassen. Hochspannungsanschlüsse und Schraubendurchgänge bleiben dabei ausgespart.

Fenster

Der Anpressring (2) wird mit der Fensterfolie (3) gasdicht verklebt. Die Folie ist hierbei als Hochspannungsschutz über die gesamte innere Querschnittsfläche des Detektors ausgedehnt. Sie ist exakt so zugeschnitten, dass alle notwendigen Hochspannungsanschlüsse nicht behindert werden. Der Anpressring (2) wird durch mehrere Schrauben von der Außenseite angezogen, wodurch der dazwischenliegende O-Ring komprimiert wird und für Dichtigkeit sorgt. Damit schließt die nach innen gekehrte Oberfläche der Deckelplatte (1) bündig mit der Fenster- und Isolationsfolie (3) ab. Es ragen nur noch die nach innen gekehrten Kontakte der SHV-Durchführungen heraus. Die zur Folie zeigende innere Kante des Anpressringes (2) ist abgerundet, um eine Perforation des Fensters bei Überdruck des Detektors zu vermeiden.

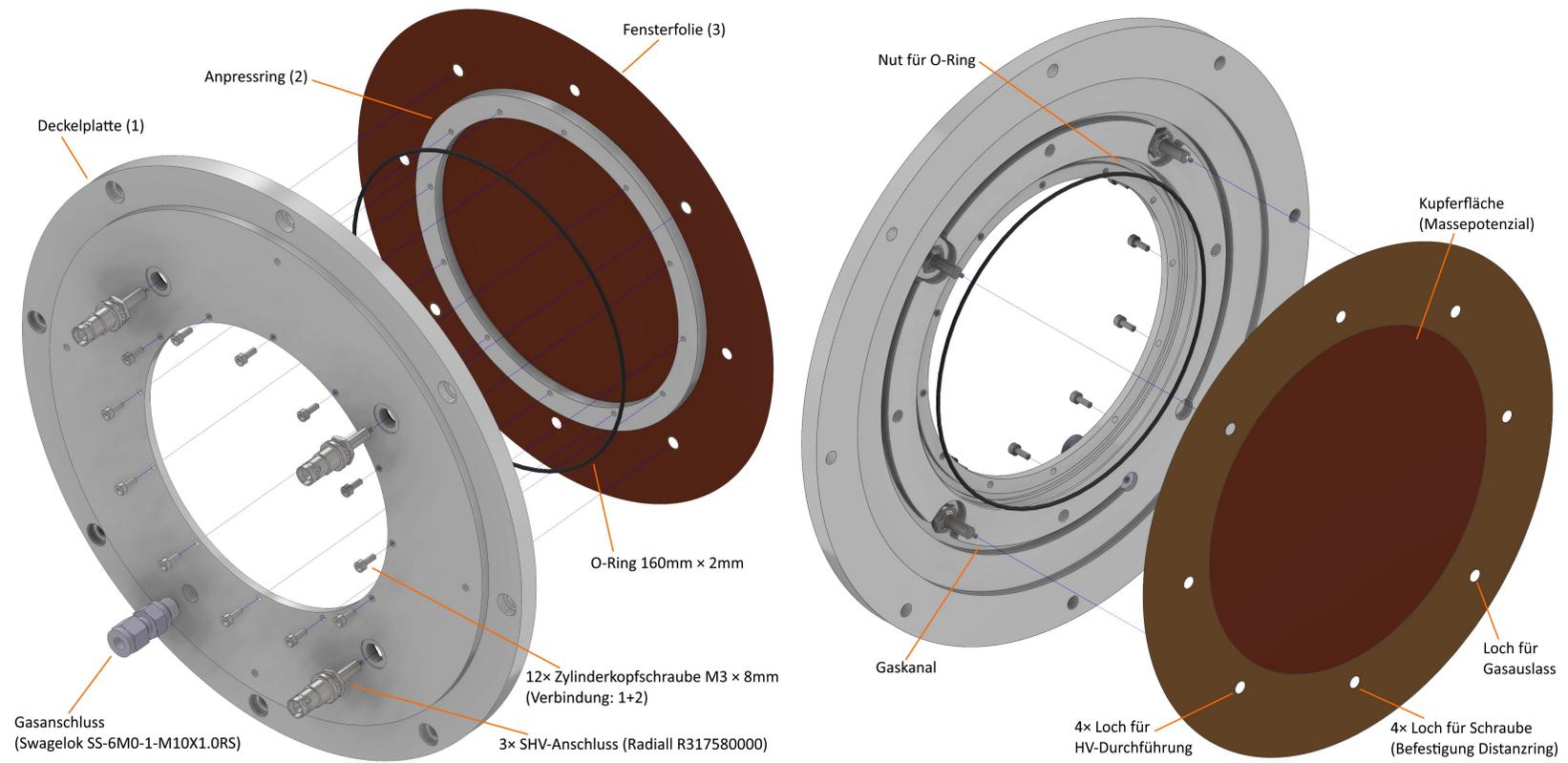


Abbildung 5.2.: Zeichnung zur Installation der Fensterfolie an der Deckelplatte. Die Orientierung ist durch den Versatz des Loches für die Gaszufuhr eindeutig.

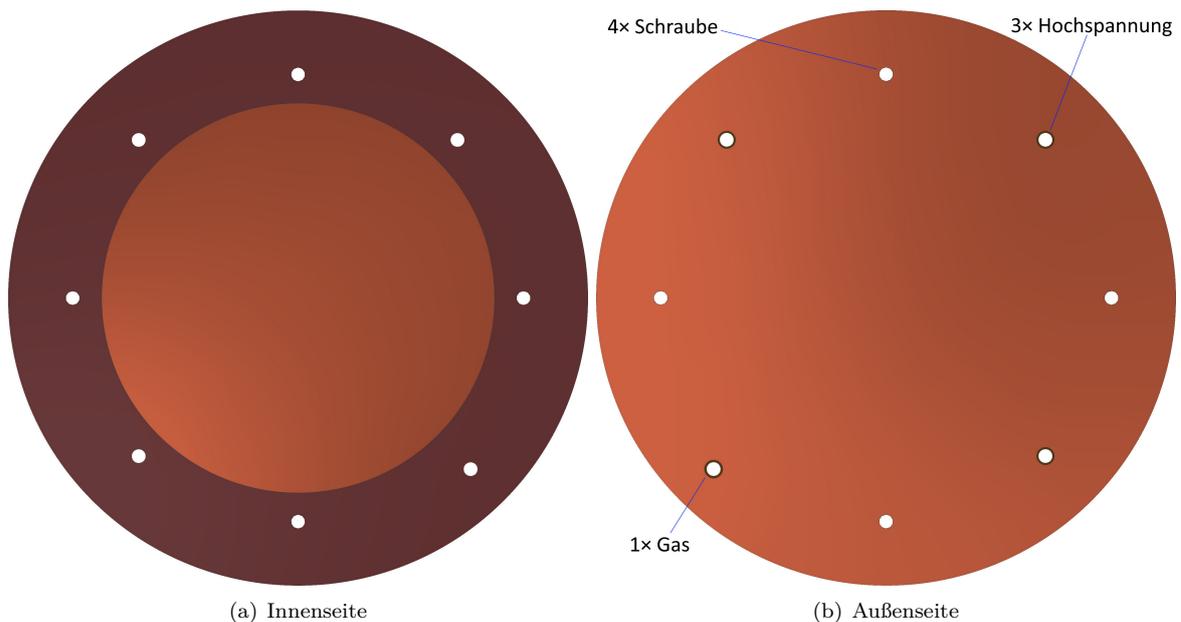


Abbildung 5.3.: CAD-Modell der Fensterfolie (3). Durchkontaktierungen nicht eingezeichnet. Dunkelbraun: Polyimid, hellbraun: Kupfer auf Polyimid.

Die Fensterfolie (3) wurde im lithografischen Verfahren aus herkömmlichem GEM-Material am CERN hergestellt, d.h. es handelt sich um 50 μm Polyimid zwischen zwei Kupferlagen der Stärke 5 μm . Alternativ kann das von einer Leiterplattenfirma als sogenanntes *Flex-PCB* hergestellt werden. Abbildung 5.3 zeigt das CAD-Modell der Folie von der zur Auslese (a) und zum Deckel (b) gekehrten Seite. Durchkontaktierungen werden hier nicht gezeigt, sind jedoch in den Gerber-Dateien (s. Tabelle 5.1) berücksichtigt. Beide Seiten der Polyimid-Folie besitzen unterschiedlich ausgedehnte Kupferflächen. Auf der zum Deckel gerichteten Fläche ist das Kupfer fast bis zum Rand ausgedehnt und hat im zusammengebauten Zustand leitenden Kontakt zum Deckel, welches auf Massepotenzial liegt. Um die Hochspannungsanschlüsse herum ist das Kupfer ebenfalls nicht vollständig bis zur Kante gezogen, um die Überschlagswahrscheinlichkeit ausgehend vom freiliegenden Lötkontakt der SHV-Durchführung zu vermindern. Diese zum Deckel gekehrte Kupferfläche dient darüber hinaus als elektrostatische Ausgleichsfläche, um die scharfen Fräskanten im Deckel zu verdecken, wo sich ansonsten hohe Feldstärken ausbilden würden.

Auf der nach innen gerichteten Seite der Folie befindet sich hingegen nur eine Kupferfläche im zentralen Bereich des Fensters und ist zur Oberseite durchkontaktiert, womit sie ebenfalls mit dem Massepotenzial verbunden ist. Sie dient lediglich dazu, dass ggf. Ladungen abfließen können, die durch Strahlung zwischen Fenster und Kathode entstehen. Dies verhindert das Aufladen des Dielektrikums, was auf der Kathodenseite eine größere Rolle spielt, weshalb sich dort ebenfalls flächendeckend Kupfer befindet.

Theoretisch könnte die Fensterfolie gleichzeitig als Kathode genutzt werden, da das verwendete Polyimid (APICAL) mit einer elektrischen Durchschlagsfestigkeit von $\sim 0.25 \text{ V}/\mu\text{m}$ [202] bei gegebener Stärke von 50 μm einer Spannung von etwa 12 kV standhalten sollte. Da jedoch ohnehin Spannungsdurchführungen durch die Deckelplatte gelegt werden müssen, bietet es sich an, ein isolierendes Distanzstück zwischen Fenster und Kathode zu verwenden, wo diese Spannungsdurchführungen eingelassen werden und dadurch vor Gasentladungen geschützt sind. Darüber hinaus wäre die Position einer Kathode, die gleichzeitig als Fenster fungiert, druckabhängig. Diese Tatsache würde damit zu einem systematischen Fehler der Driftzeitkalibration führen.

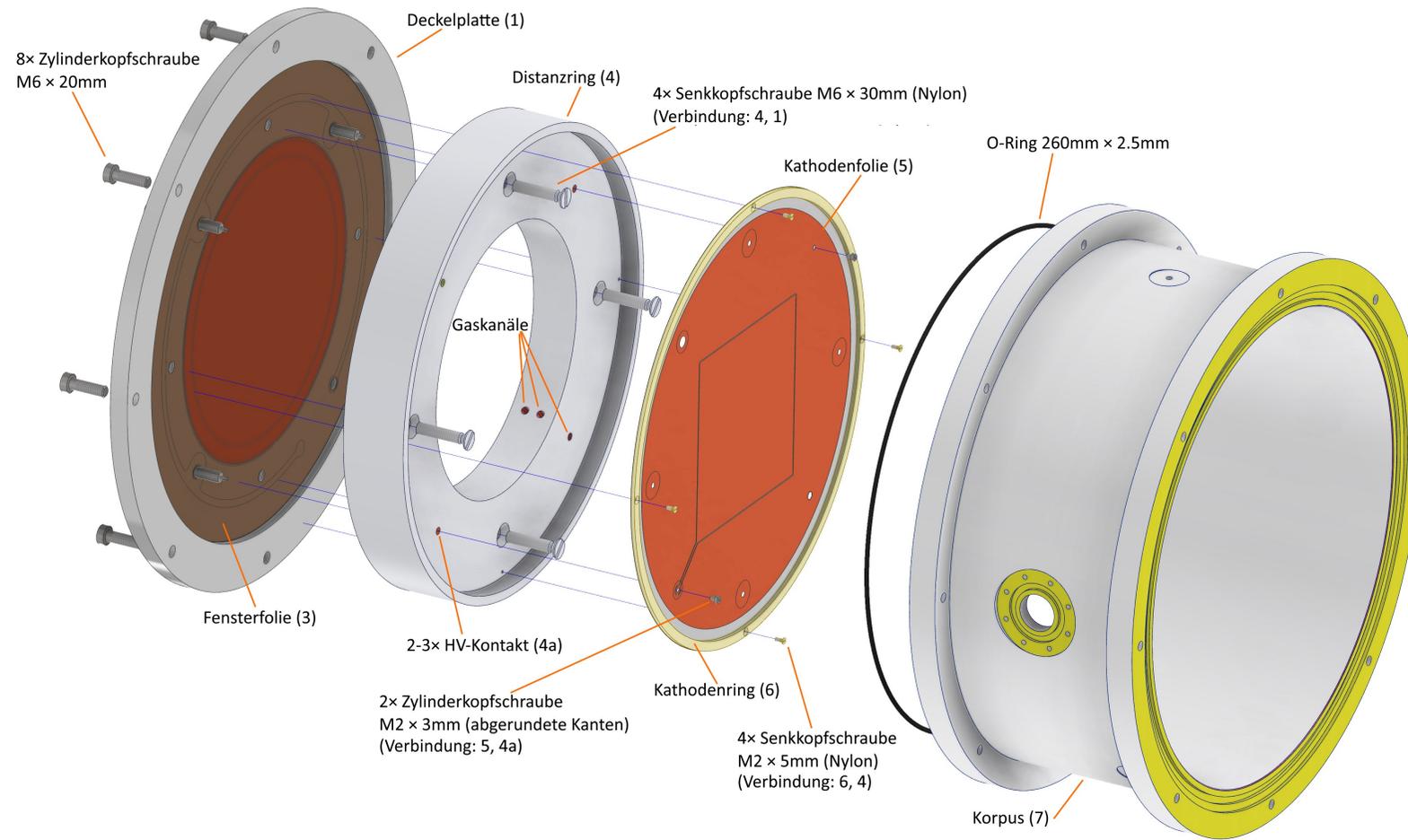


Abbildung 5.4.: Zeichnung zur Installation des Deckels der Kathodenseite.



Abbildung 5.5.: Gasdichter SHV-Stecker mit angelötetem Federkontaktstift.

Distanzring

Um die Kathode (5, 6) räumlich von der auf Massepotenzial liegenden Fensterfolie (3) und Deckelplatte (1) zu trennen, wird ein Distanzstück (4) aus hoch isolierendem Polytetrafluorethylen (PTFE) verwendet, dessen Außendurchmesser, bis auf ein Toleranzmaß, dem Innendurchmesser des Korpus (7) entspricht. Hier befinden sich zum einen Durchgangslöcher für die Befestigung an der Deckelplatte (1) durch Kunststoffschrauben und zum anderen Einlässe für die SHV-Durchführungen. Diese Einlässe sind exakt auf die Positionen der SHV-Durchführungen und deren Durchmesser ausgelegt. Auf der Kathodenseite sind sie jeweils mit einem Aluminiumstopfen (4a) terminiert, sodass die Hochspannung automatisch durch einen eingelöteten Federkontakt am SHV-Stecker (s. Abbildung 5.5) bis zur Kathode (5) durchgeführt wird, wenn man den Distanzring (4) an der Deckelplatte (1) montiert. Die Stopfen sind in das PTFE eingepresst und besitzen auf der Kathodenseite ein Gewinde, sodass sie über eine kleine Schraube mit Kupfersegmenten der Kathodenfolie kontaktiert werden können.

Um unnötige Gasverstärkung in dem Volumen zwischen Fensterfolie (Massepotenzial) und Kathodenfolie ($\lesssim |-8\text{ kV}|$) gering zu halten, wird die Distanz so gewählt, dass der *Townsend-Koeffizient* α bei resultierender Feldstärke selbst in dem ALICE-TPC-Gas $\text{NeCO}_2(90:10)$ nicht größer ist als 1 cm^{-1} . Nach [203] wird dieser Wert bei einem Feld von etwa $|\vec{E}| = 2700\text{ V/cm}$ erreicht, was einer Distanz von grob 3 cm entspricht, wenn man von einer maximalen Kathoden-Hochspannung von 8 kV bei atmosphärischem Druck ausgeht. In gängigen ArCO_2 -Gemischen, die auch für die CB-TPC vorgesehen sind, ist der Townsend-Koeffizient bei diesem Feld noch erheblich kleiner, d.h. es findet praktisch keine Gasverstärkung statt. Die sTPC soll jedoch auch für andere Studien verwendet werden können. Die Auslegung ist dennoch nur als Sicherheitsmaßnahme zu sehen, um Störeinflüsse auszuschließen. Da sowohl Fenster als auch die Oberseite der Kathode metallisiert sind, sollten auch höhere Ströme keinen Einfluss – z.B. durch Aufladung eines Dielektrikums – auf die eigentlichen Messungen zwischen Driftkathode und Auslese haben.

Außer den Durchkontaktierungen und Durchgangslöchern besitzt das Distanzstück (4) mehrere Bohrungen, um den Gasfluss vom Sensitiven Volumen zur entsprechenden Öffnung in der Fensterfolie und dem darunterliegenden Kanal in der Deckelplatte zu führen. Die Gaskanäle berücksichtigen dabei, das eingeschlossene Volumen zwischen Fenster (3) und Kathode (5). Der genaue Gasfluss wird in 5.6 behandelt.

Um Entladungen vorzubeugen, wurde beim Entwurf darauf geachtet, dass keine durchgehenden Spalte zwischen Bauteilen hoher Potenzialdifferenz entstehen, wenn die Feldlinien parallel zum Spalt verlaufen. Der Distanzring erhält kathodenseitig eine umlaufende Stufe, da sonst in der Kathodenebene ein durchgehender Spalt zwischen Feldkäfig und Distanzring nicht vermeidbar wäre. Dieser Spalt würde eine ununterbrochene Verbindung zwischen Kathode ($\sim -8\text{ kV}$) und Korpus (Masse) darstellen, bei der es zu Gasentladungen kommen könnte.

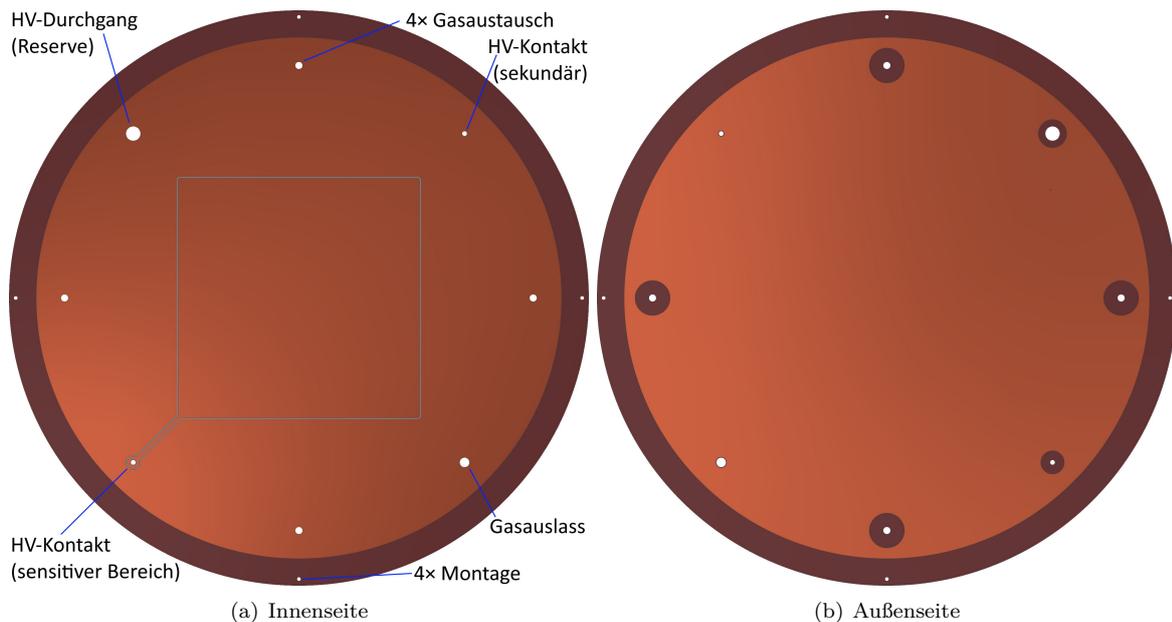


Abbildung 5.6.: CAD-Modell der Kathodenfolie (5). Dunkelbraun: Polyimid, hellbraun: Kupfer auf Polyimid.

Kathode

Die Kathode (5) ist, genau wie die Fensterfolie (3) aus einer doppelseitig kupferbeschichteten, flexiblen Polyimidfolie gefertigt. Für den Einbau in die sTPC wird sie in einer dafür hergestellten Vorrichtung (Teile D bis F) thermo-mechanisch vorgespannt und anschließend mit einem dünnen Ring aus GFK (6) verklebt. Die Aushärtung erfolgt bei der Vorspanntemperatur. Da das GFK einen erheblich kleineren Ausdehnungskoeffizienten besitzt als der Spanrahmen, bleibt auch nach dem Auskühlen eine mechanische Restspannung. Das genaue Vorgehen beim Kleben wird oben in dem Unterkapitel *Vorbereitung: Kleben der Fenster- und Kathodenfolie* behandelt.

Zusammen mit dem Montagering wird die Kathode in den Distanzring (4) aus PTFE eingelassen und mithilfe von vier Nylon-Senkkopfschrauben befestigt bzw. ausgerichtet. Abbildung 5.6 zeigt die zur Ausleseebene zugewandte Seite (a) und die entsprechend abgewandte Seite (b). Man findet eine Vielzahl von Löchern in der Folie, die verschiedene Funktionen haben. Neben den äußersten Löchern zur Montage der Kathode (5, 6) am Distanzring (4), findet man Löcher zur Kontaktierung von Hochspannungsanschlüssen sowie Gasaustauschlöcher. Der Kontakt zu den am Distanzring (4) befindlichen Hochspannungskontakten (4a) wird mithilfe von M2-Schrauben realisiert. Dabei ist darauf zu achten, dass die Schrauben keine scharfen Kanten besitzen. Im vorliegenden Fall wurden entsprechende Innensechskant-Schrauben verwendet. Die Kathodenfolie besitzt eine große Fläche auf der zum Fenster gerichteten Seite, um durch Strahlung hervorgerufene Ladungen abzufangen. Das soll Aufladungseffekte verhindern, die dynamischen Einfluss auf die gemessenen Ströme auf dem Kathodensegment im sensitiven Bereich des Detektors haben können. Das umliegende Flächensegment (sekundärer Bereich) erhält einen gesonderten Hochspannungsanschluss, damit beispielsweise differenzierte Ionenrückfluss-Messungen möglich sind. Es ist jedoch zu beachten, dass dieses Segment durch Anbringen der Kontaktschraube automatisch mit der zum Fenster gewandten Kupferfläche verbunden ist. Ein weiteres Loch (Reserve) sieht vor, dass hier beispielsweise, auf kontrollierte Weise, ein Körper mit Störpotenzial in das Detektorvolumen gebracht wird.

5.4. Korpus und Feldkäfig

Dieser Abschnitt behandelt den Korpus der sTPC, d.h. den zylindrischen Teil der Außenhülle (7), sowie den Feldkäfig, der aus einem Trägerzylinder (8) und einer mit Kupferstreifen versehenen Polyimid-Folie (9) besteht. Die Folie soll dabei auf die Innenseite des Trägers aufgeklebt werden.

Korpus und Seitenfenster

Der mittlere, zylindrische Teil (Innendurchmesser 250 mm) der Außenhülle aus Aluminium (7) besitzt an beiden Enden jeweils acht M6-Gewindebohrungen, die zirkular und in gleichen Abständen am jeweiligen Rand des Flansches angeordnet sind. Auf der Kathodenseite findet man eine Nut, die für einen O-Ring ausgelegt ist. Die Abmessungen der Nut werden dabei nach den Vorgaben für eine Flanschdichtung nach [201] dimensioniert. Die Deckelplatte schließt nach Anziehen der Schrauben bündig mit der Flanschoberfläche ab. Der O-Ring wird dabei entsprechend der Angaben des Herstellers zusammengedrückt.

Etwas anders ist die Seite der Auslese konzipiert: hier soll das Gasvolumen direkt mit der Ausleseplatine abgeschlossen werden, was bedeutet, dass der O-Ring hier Kontakt zur Platine (12) haben und von ebendieser komprimiert werden muss. Dafür befindet sich eine rotationssymmetrische Versenkung (Stufe) in dem Flansch, deren Tiefe der Stärke des Platinenmaterials von (2.0 ± 0.1) mm entspricht, sodass Platine und Flanschoberfläche auf gleicher Höhe sind. Ein ausleseseitiger Anpressring (15), der in 5.5 beschrieben wird, übt schließlich durch Anziehen von acht M6-Schrauben – analog zu der Gewindevorrichtung des anderen Flansches – den Druck auf die Platine aus, was den dahinterliegenden O-Ring komprimiert.

Neben drei M4-Montagegewinden an den Seiten des Korpus (7), findet man ein Fenster (11) für den seitlichen Einschuss von Strahlung. Realisiert wird das Fenster durch einen Ring mit einseitiger Dichtfläche, der durch acht M3-Schrauben auf eine in den Korpus gefräste ebene Fläche geschraubt wird. Hier befindet sich ebenfalls eine Nut, in dem ein dafür passender O-Ring sitzt. Die Dimensionierung der Nut orientiert sich hier wieder an den Vorgaben für eine Flanschdichtung nach [201]. Zwischen Fensterring und O-Ring wird eine aluminisierte Mylarfolie platziert, die passend zugeschnitten werden muss. Die zur Folie gerichtete, innere Kante des Fensterrings ist abgerundet, damit die Folie bei Überdruck des Detektors keine Perforation bildet.



Abbildung 5.7.: Zusammensetzung des Feldkäfigs.

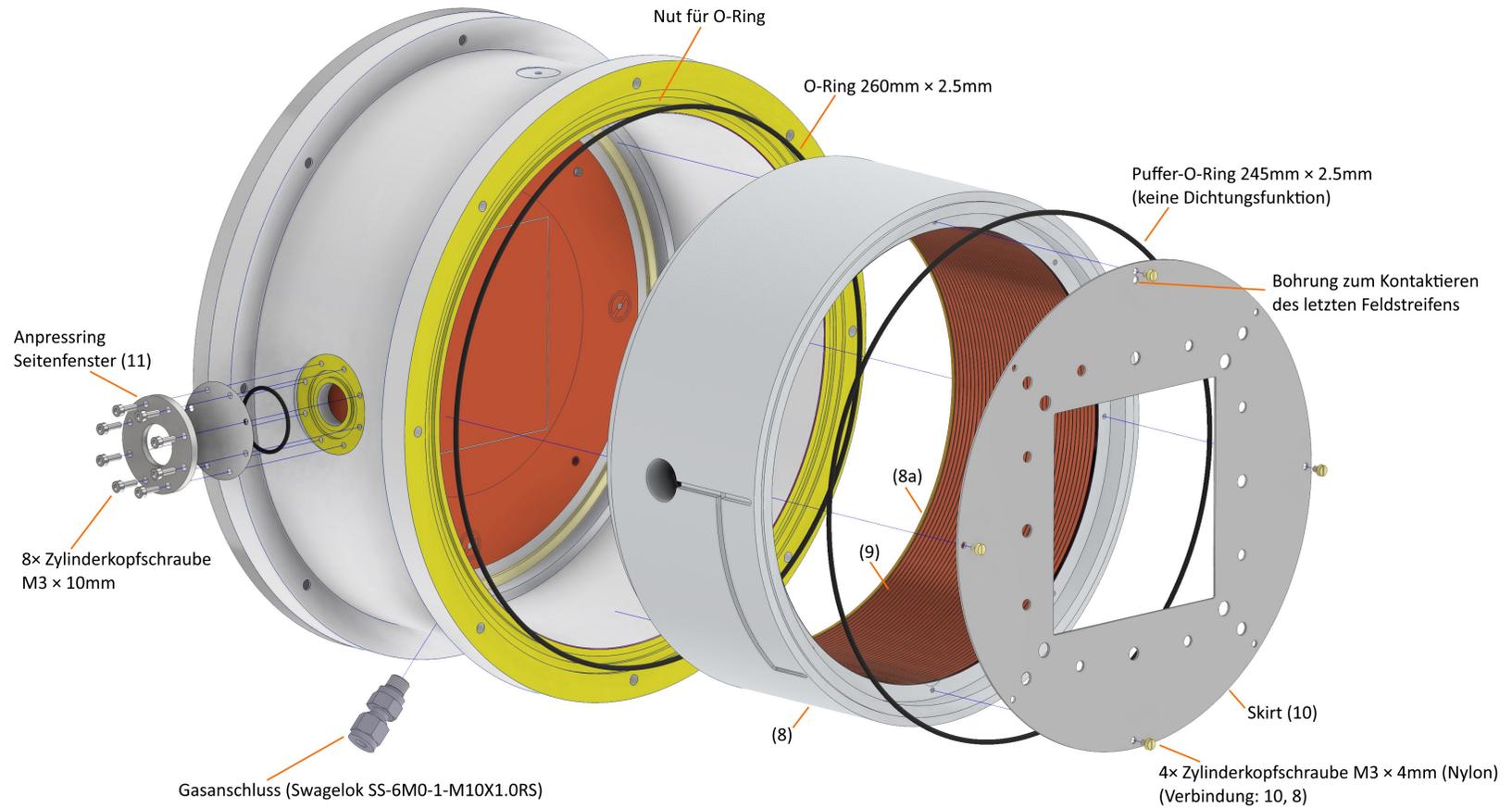


Abbildung 5.8.: Zeichnung zur Zusammensetzung von Korpus, Feldkäfig und Seitenfenster.

Träger des Feldkäfigs

Der Träger des Feldkäfigs (8) dient als Isolator und Abstandhalter für die Feldkäfig-Folie (9) und hat die Grundform eines Hohlzylinders. Da der Feldkäfig nicht mit der Außenhülle direkt verbunden werden muss, bleibt der Detektor darüber hinaus durch dieses Konzept modular. Auf die Innenseite des Zylinders (8) wird der eigentliche Feldkäfig (9) geklebt. Der Träger sollte ursprünglich aus Polycarbonat (PC) gefertigt werden, da es einen guten Kompromiss hinsichtlich der Verarbeitung mit Klebstoffen und seinem Verhalten bezüglich des Ausgasens darstellt. Zwar ist PC bekannt für die Sorption von Wasser, jedoch kann dieses vor dem Einbau in den Detektor in einer trockenen Umgebung wieder desorbiert werden. Heizen beschleunigt diesen Prozess zusätzlich. Laut [204] gibt es keine Bedenken bezüglich des Ausgasverhaltens von PC, welche zu einer Beeinträchtigung eines gasbasierten Detektors führen würde. Aus hochspannungstechnischer Sicht hätte der Innendurchmesser des Trägers deutlich größer bzw. die Wandstärke deutlich kleiner dimensioniert werden können, da die Durchschlagsfestigkeit von PC 34 kV/mm [205] beträgt. Vorrangig aus mechanischen Gründen wurde dennoch eine größere Wandstärke gewählt. Ein anderer Grund ist, dass im Vorfeld keine Abschätzung für Kriechströme auf den Oberflächen gemacht wurde. Darüber hinaus sollte eventuelle Gasverstärkung zwischen Feldkäfig-Folie (9) und Korpus (7) im Bereich des Seitenfensters vermieden werden, da dies zu einem Aufladungseffekt des Polyimids und damit zu einem zeitlich abhängigen Strom auf entsprechenden Feldstreifen führen könnte. Hinweise auf einen solchen Effekt wurden in [206] gefunden. Da das Angebot an *Halbzeugen* in entsprechender Geometrie nicht verfügbar ist, wird stattdessen Polyoxymethylen-Copolymer (POM-C) verwendet, welches i.d.R. eine Vorbehandlung der Oberfläche benötigt, um diese klebefähig zu machen.

Der Außendurchmesser des Trägers (8) entspricht dem Innendurchmesser der Außenhülle (7). In der Praxis muss berücksichtigt werden, dass Kunststoffe i.d.R. einen erheblich höheren Temperaturexpansionskoeffizienten besitzen als Metalle, weshalb entsprechende Toleranzen berücksichtigt werden müssen. Um praxisnah zu bleiben, sollte man von Temperaturschwankungen von mindestens 10 °C ausgehen und den Außenradius des Trägers entsprechend reduzieren. Es sollte zusätzlich darauf geachtet werden, dass die Verarbeitung bei Temperaturen stattfindet, die etwa den Laborbedingungen entsprechen. Andernfalls ist die Differenz zwischen Verarbeitungs- und Labortemperatur entsprechend zu berücksichtigen.

Der Innendurchmesser wird auf 216 mm festgelegt. Damit hat der Feldkäfig genügend Abstand zur leitenden Außenhülle und reduziert zusätzlich das Gasvolumen, was den Gasverbrauch bei einem offenen Gassystem vermindert.

Feldkäfig

Der eigentliche Feldkäfig (9) wird, wie bereits das Fenster (3) und die Kathode (5) aus beidseitig kupferbeschichtetem Polyimid geätzt. Dabei werden die zur Driftrichtung transversal angeordneten Kupferstreifen an einem Ende der Folie mit SMD-Resistoren des Formats 0805 verwendet. Es handelt sich um Bauteile mit einer Toleranz von 1 % und einer maximal zulässigen Spannung von 400 V. Die einzelnen Streifen haben einen minimalen Abstand von 0.5 mm und der Abstand zwischen den Mittelpunkten beträgt 2.5 mm. Wenn das Feld im Driftbereich 400 V/cm betragen soll, so hat man zwischen zwei Streifen einen Spannungsabfall von 100 V. Die Feldstärke zwischen zwei Streifen liegt damit geschätzt bei $100 \text{ V}/0.5 \text{ mm} = 2 \text{ kV}/\text{mm}$, was die Verwendung in NeCO₂ nicht ausschließt.

Die Widerstände werden mithilfe eines präzisen Multimeters im aufgelöteten und mit Isopropanol gereinigten Zustand vermessen. Hierbei wird ein Vierpunktmessverfahren verwendet, um auf den Leitungswiderstand der Messspitzen zu korrigieren. Die Messergebnisse sind in Tabelle A.1 aufgelistet. Der Mittelwert und die Summe betragen

$$\langle R \rangle = (10.051 \pm 0.020) \text{ M}\Omega \quad (5.1)$$

$$R_{\text{tot}} = (371.903 \pm 0.020) \text{ M}\Omega, \quad (5.2)$$

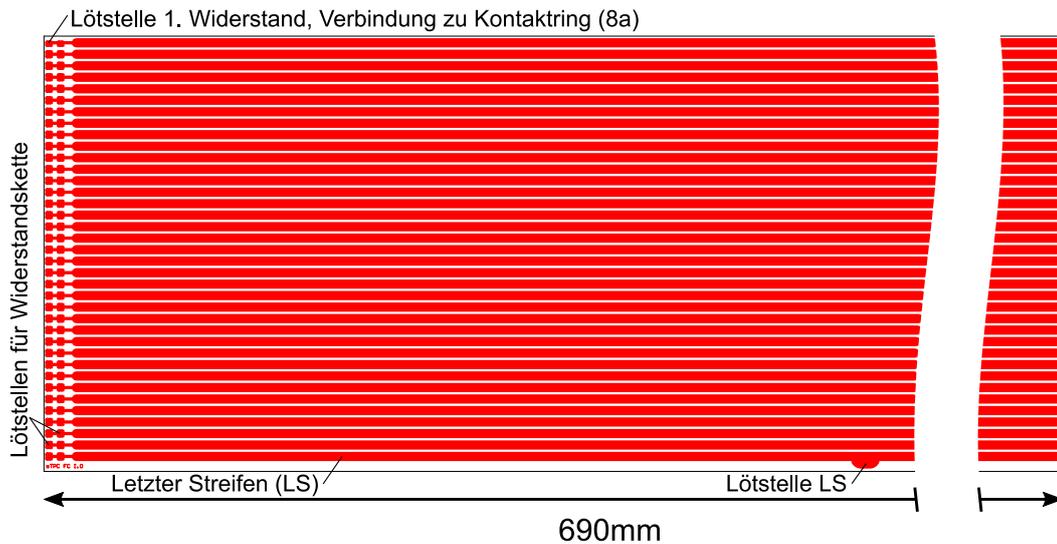


Abbildung 5.9.: Darstellung der Gerber-Datei der Feldkäfig-Folie (9).

wobei jeweils die Standardabweichung aller Widerstände als Fehler angegeben ist. Die Auswirkungen der Widerstandstoleranzen und der Abstände zwischen den Feldstreifen auf das Feld sind zu vernachlässigen, da sich der Feldkäfig in relativ großer Entfernung zum sensitiven Detektorvolumen befindet.

Vor dem Einkleben der Folie ist es ratsam, den zu beklebenden Träger, falls erforderlich, entsprechend vorzubehandeln. Bei PC ist dies, im Gegensatz zu POM, nicht notwendig. Der zur Kathode am nächsten liegende Widerstand sollte (einseitig) so auf die vorgesehene Stelle des ersten Streifens gelötet werden, dass er mit dem Rand der Folie abschließt. Aus der Vertiefung des Trägers heraus muss dieser Widerstand leitend mit dem Kontaktring (8a) verbunden werden, wie es in Abbildung 5.10 gezeigt ist.

Der Kleber wird dünn auf die Außenseite der Feldkäfig-Folie aufgetragen, wobei die Überlappung ab der Vertiefung für die Widerstandskette unbedingt frei gelassen werden sollte, um nach dem Aushärten des Klebers den ersten Widerstand mit dem Kontaktring verbinden zu können. Beim Einkleben der Folie ist mit der Vertiefung für die Widerstandskette zu beginnen. Ist der Feldkäfig in Position gebracht, können Luft einschüsse anschließend mit einem Reinraumtuch herausgedrückt werden. Nach Aushärten des Klebers kann der, im Vorhinein speziell positionierte, kathodenseitige Widerstand mit leitendem Kleber an den Kontaktring befestigt werden. Die Überlappung wird anschließend mit Polyimid-Klebestreifen fixiert.

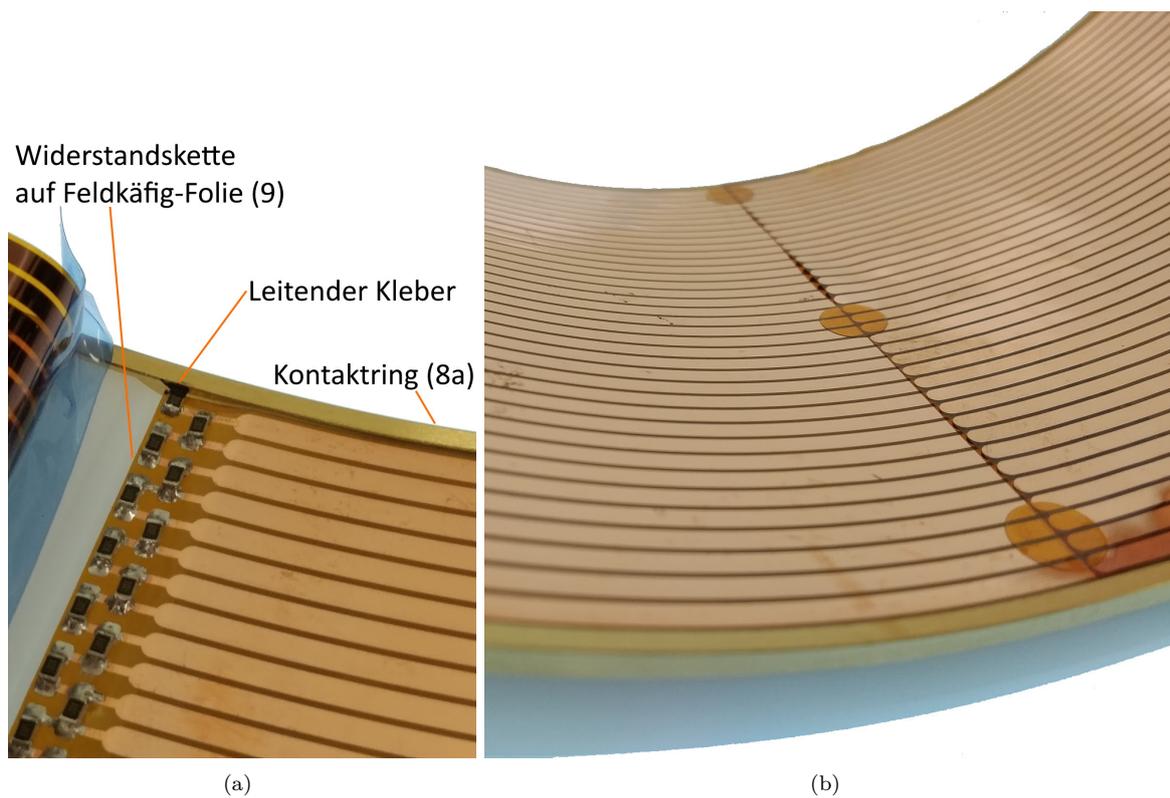


Abbildung 5.10.: (a) Elektrische Verbindung von Kontaktring (8a) und Feldkäfig (9) mithilfe von leitendem Kleber. (b) Das überstehende Ende des Feldkäfigs wird mit Polyimid-Klebepads fixiert, was die darunterliegende Widerstandskette abdeckt.

5.5. Ausleseseitige Komponenten

Dieser Abschnitt thematisiert das Design und die Anordnung von Komponenten der sTPC, die sich auf der Seite der Ausleseelektronik befinden. Neben dem Entwurf der Padplane wird hier u.a. erklärt, wie die Durchführungen der optischen Fasern für das Feldkalibrationssystem umgesetzt sind.

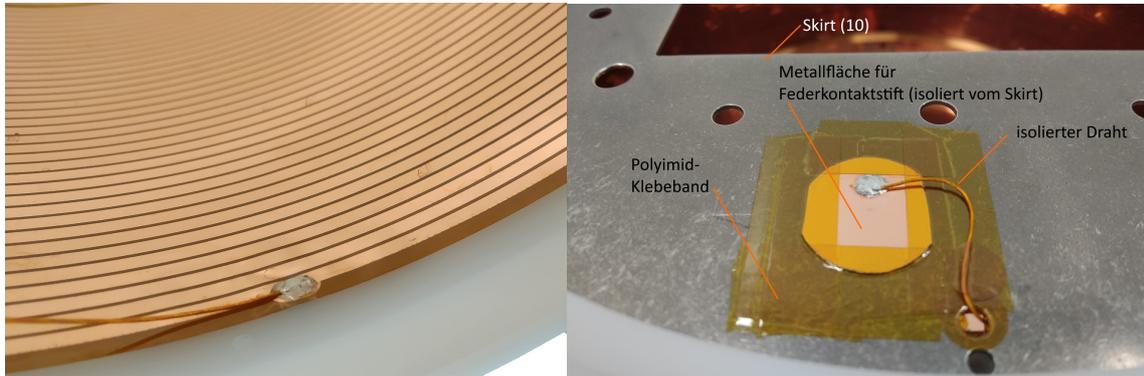
Anpressring der Ausleseplatine

Um die Ausleseplatine gasdicht mit dem Flansch abzuschließen, wird ein Ring verwendet, der acht Schraubendurchgangslöcher zur Montage besitzt. Durch Anziehen der Schrauben wird die Platine in der vorgesehenen Vertiefung an einen O-Ring gedrückt, der seinerseits in einer darauf angepassten Nut sitzt. Die Abmessungen von O-Ring und Nut sind identisch mit denen der Kathodenseite. Der Ring ist so entworfen worden, dass man ihn mit allen ausleseseitigen Hochspannungsanschlüssen bestücken kann. Man findet acht Montagelöcher für die SHV-Anschlüsse der GEMs und zwei weitere für das Skirt und den letzten Streifen des Feldkäfigs – von der Position der Kathode ausgehend. Weiterhin gibt es rundherum angeordnete M2-Gewindebohrungen, die für verschiedene Zwecke verwendet werden können. Im aktuellen Aufbau werden einige dieser Gewinde verwendet, um eine speziell für die sTPC angefertigte Schutzschale aus 3D-gedrucktem Kunststoff (16) zu befestigen. Damit ist sichergestellt, dass ein versehentliches Berühren der an die Ausleseplatine zu lötenden Hochspannungsanschlüsse ausgeschlossen ist.

Skirt

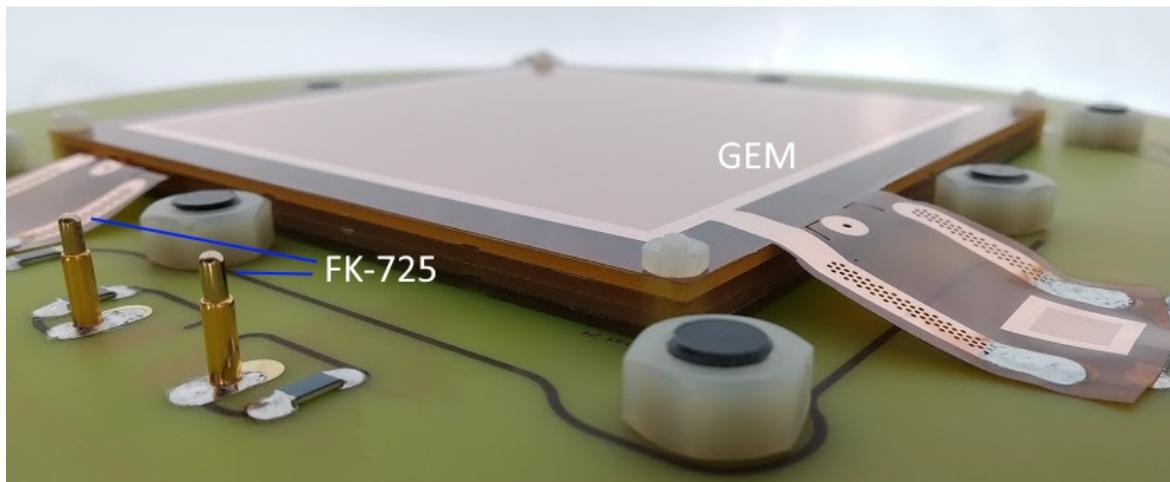
Das Skirt (10) sorgt dafür, dass die Feldlinien im Bereich des sensitiven Detektorvolumens möglichst homogen bleiben. In vorliegendem Fall ist die Grundfläche des sensitiven Volumens quadratisch, entsprechend der Geometrie einer $10 \times 10 \text{ cm}^2$ -GEM. In Gegensatz zum Feldkäfig, der über die gesamte Driftstrecke ausgedehnt ist, definiert das Skirt im Idealfall eine einzige transversale Ebene gleichen Potentials direkt über der ersten (zur Kathode zeigenden) GEM. Es dient vor allem dazu, die zur GEM-Folie transversalen Feldlinien über das gesamte Detektorvolumen fortzusetzen, um Randeffekte innerhalb des sensitiven Bereiches zu unterdrücken. Das Skirt schirmt das genutzte Feld von den darunter liegenden Leitungspotenzialen ab, die in einen Bereich von Massepotenzial bis hin zu mehreren kV liegen.

Für die sTPC wird das Skirt aus einem 1 mm-starken Edelstahl-Blech gefertigt und anschließend sorgfältig in einem Rüttler entgratet, sodass die Gefahr durch Corona-Entladungen an scharfen Kanten reduziert wird. In Abbildung 5.8 ist das Skirt in einer Explosionszeichnung der sTPC gezeigt. Es wird in diesem Aufbauschnitt zuletzt montiert, bevor es zusammen mit dem gesamten Feldkäfig (8, 8a, 9) in den Korpus eingelassen wird. Minimum vier Nylon-Schrauben werden benötigt, um es zu befestigen und entsprechend auszurichten. Dabei ist darauf zu achten, dass die zusätzliche Bohrung zum Kontaktieren des letzten Feldstreifens in der Nähe der entsprechenden Lötstelle am Feldkäfig (9) liegt. Das isolierte Kabel sollte vor dem Anbringen des Skirts einseitig angelötet und dessen freies Ende durch diese Bohrung gefädelt werden. Bei marginaler Klebung der Feldkäfig-Folie (9) ist darauf zu achten, dass beim Einbau die Klebung nur minimal belastet wird, weshalb ein eher flexibles Kabel bevorzugt werden sollte. Dennoch sind dabei die Hochspannungsspezifikationen zu berücksichtigen. Den elektrischen Kontakt zur Platine erhält man durch einen Federkontakt FK-725, der direkt auf eine dort vorgesehene Metall-Fläche gelötet wird. Durch den Einbau der Platine wird das Skirt automatisch mit dem richtigen Hochspannungskontakt verbunden. Analog ist es für die Hochspannung des letzten Feldstreifens umgesetzt, wobei dieser Kontakt im Vorhinein galvanisch vom Skirt getrennt werden muss. In vorliegendem Fall wird eine mehrere cm^2 große Fläche an entsprechender Kontaktstelle mit Polyimid-Klebeband abgeklebt, worauf anschließend eine Kupferfläche angebracht werden kann. Das freie Ende des durch das Skirt gefädeltens Kabels kann nun auf diese Kupferfläche gelötet werden. In Abbildung 5.11 sind die oben beschriebenen Kontakte dargestellt.



(a)

(b)



(c)

Abbildung 5.11.: Vorbereitende Maßnahmen zur Verbindung des letzten Feldstreifens (LS) mit der Ausleseplatine. (a) Ein isolierter Draht wird am Lötkontakt des LS verbunden. (b) Das lose Ende des Drahtes wird bei der Installation des Skirts (10) durch ein entsprechendes Loch geführt. Eine vom Skirt isolierte Metallfläche ist auf der zur Ausleseplatine (12) gerichteten Seite so anzubringen, dass sie oberhalb des LS-Federkontaktstiftes positioniert ist. Gleichzeitig ist darauf zu achten, dass die Isolation nicht den Federkontakt behindert, der für die Kontaktierung des Skirts vorgesehen ist. (c) An der Platine angebrachte Federkontaktstifte FK-725 ermöglichen die elektrischen Verbindungen (LS und Skirt) zur Ausleseplatine.

Ausleseplatine und Entwurf der Padplane

Um die sTPC mit einer Auslesestruktur auszustatten, wird mithilfe der Software *Altium Designer* eine Platine konzipiert, die den speziellen Anforderungen einer GEM-basierten TPC genügt. Dazu gehört, neben dem Organisieren der Singal- und Hochspannungsleitungen, dass die Platine gasdicht ist. Aus diesem Grund wird ein vierlagiger Aufbau gewählt, sodass für Durchkontaktierungen (Vias) die Platine nicht vollständig durchgebohrt werden muss, wie es bei einem zweilagigen Aufbau der Fall wäre. Hierbei können zwei innere Lagen verwendet werden, um Leitungen schrittweise von der Detektorinnenseite, wo sich die Auslesestruktur befindet, auf die Detektoraußenseite zu führen. Für jedes einzelne Pad wird zunächst eine partielle Durchkontaktierung (*tech. engl. partial via, blind via*) in die darunterliegende innere Lage platziert. In dieser ersten inneren Lage wird, versetzt, eine weitere Durchkontaktierung zur nächsten inneren Lage (*tech. engl. buried via*) platziert. Prinzipiell würde eine innere Lage vom Aspekt der Gasdichtigkeit ausreichen. Da die Pads im Vergleich zur CB-TPC noch kleiner gewählt wurden, und damit die Leitungsdichte höher ist, kann es in manchen Fällen hilfreich sein, eine weitere Lage zum Ausweichen zu haben. Analog zum bisherigen Vorgehen, wird also von der zweiten inneren Lage eine finale Kontaktierung zur Außenseite platziert.

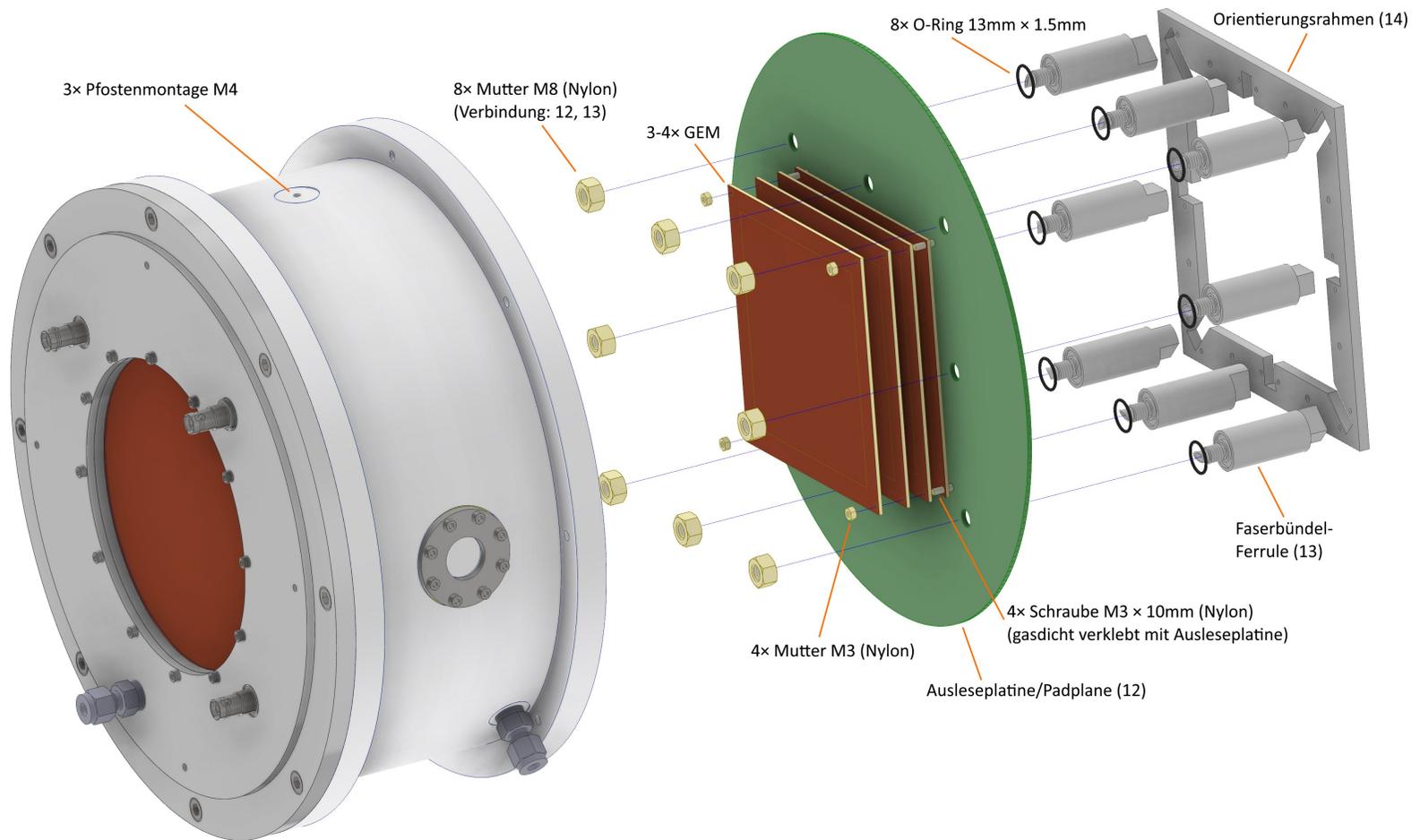


Abbildung 5.12.: Zeichnung zur Installation der Ausleseplatine. Die Orientierung ist im Vorhinein zu bestimmen. In der ersten Version der sTPC existieren weder am Korpus noch an der Platine Markierungen zur Ausrichtung. In den Dateien wurde dies jedoch bereits nachgearbeitet. Bei der Platine handelt es sich hierbei um die Version 1.1.

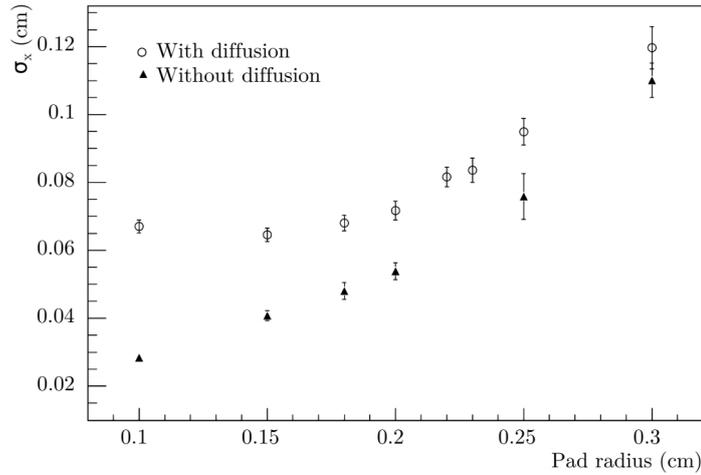


Abbildung 5.13.: Simulierte Rekonstruktionsgenauigkeit (Standardabweichung der Residuen) einer hexagonal segmentierten Padplane gegen Pad-Radius mit (Kreise) und ohne (Dreiecke) Diffusion im Driftvolumen bei einem Magnetfeld von 2 T und einem Gasgemisch von NeCO₂ (90/10). Verwendet werden hexagonale Pads. Aus [59].

Zusammenfassend wird das Signal eines jeden Pads durch zwei innere Lagen und drei partielle Vias auf die Rückseite der Platine geführt. Dort wird es an einem 300-poligen Stecker der Firma *Samtec*² zur Verfügung gestellt. Es besteht damit eine Kompatibilität mit den Auslesekarten vom Typ T2K-AFTER V7.15, welche auch derzeit für die CB-TPC eingesetzt werden. Insgesamt werden acht solcher Karten benötigt, um 2016 *Tracking*-Pads und 32 Veto-Pads der zugrundeliegenden *Padplane* auszulesen. Das Design dieser Padplane, d.h. die Geometrie und Anordnung sowie die elektrische Kontaktierung der Auslese-Pads, soll im Weiteren beschrieben werden.

Die **Padplane** wird so gewählt, dass sie mit gewöhnlichen 10 × 10 cm²-GEMs betrieben werden kann. Diese legen damit einen quadratischen Querschnitt für das sensitive Volumen fest, welcher durch die Padplane abgedeckt werden muss. Aus Gründen der Auflösungsperformanz werden hexagonale Pads eingesetzt. Im Bezug auf die Padgröße dient das Design der CB-TPC zur Orientierung, deren hexagonale Auslese-Pads einen effektiven Radius von $a = 1.5$ mm besitzen. In [59] wird gezeigt, dass der Pad-Radius für das Gasgemisch von NeCO₂ (90/10)³ ab $r_{\text{pad}} \lesssim 1.5$ mm bei der mittleren Driftstrecke⁴ der CB-TPC keinen großen Einfluss auf die Ortsgenauigkeit hat (vgl. 5.13). Da die mittlere Driftstrecke der sTPC jedoch etwa eine Größenordnung kleiner und demzufolge die Diffusion geringer ist, wird der Paddradius tendenziell kleiner gewählt, wenn es die mechanischen Umstände zulassen. Zur anfänglichen Konstruktion wird das Koordinatensystem so ausgesucht, dass das Zentrum des unteren linken Pads – auf die Padplane blickend – bei den Koordinaten $x = y = 0$ zu finden ist. Hiervon ausgehend wird eine Reihe hexagonaler Pads in positiver x -Richtung fortgesetzt, sodass der rechte Rand des letzten Pads, entsprechend der Zielgeometrie, bei $y = 100$ mm liegt. Die Pads sind dabei so ausgerichtet, dass deren linke und rechte Ränder parallel zur y -Achse liegen.

Der entsprechende Abstand beträgt formal $\Delta x = \sqrt{3}a$, wenn a der Außenradius des Hexagons ist. Um die Padplane in y -Richtung fortzusetzen, wird eine Kopie dieser Pad-Zeile bei $x = \frac{\Delta x}{2}$ und $y = \Delta y = \frac{3}{2}a$ positioniert. Dadurch wird erreicht, dass die Geometrien bündig ineinander greifen und alle Zeilen die gleiche Anzahl an Pads haben. Im Gegensatz zur ersten Zeile ist nun der linke Rand

²Samtec BTH-150-XX-X-D-X

³Ein ursprünglich für das PANDA-Experiment ausgewähltes Gasgemisch mit zu ArCO₂ (90/10) vergleichbaren Diffusionseigenschaften bei $|\vec{E}_{\text{drift}}| \sim 400$ V/cm.

⁴Maximale Driftstrecke ~ 70 cm.

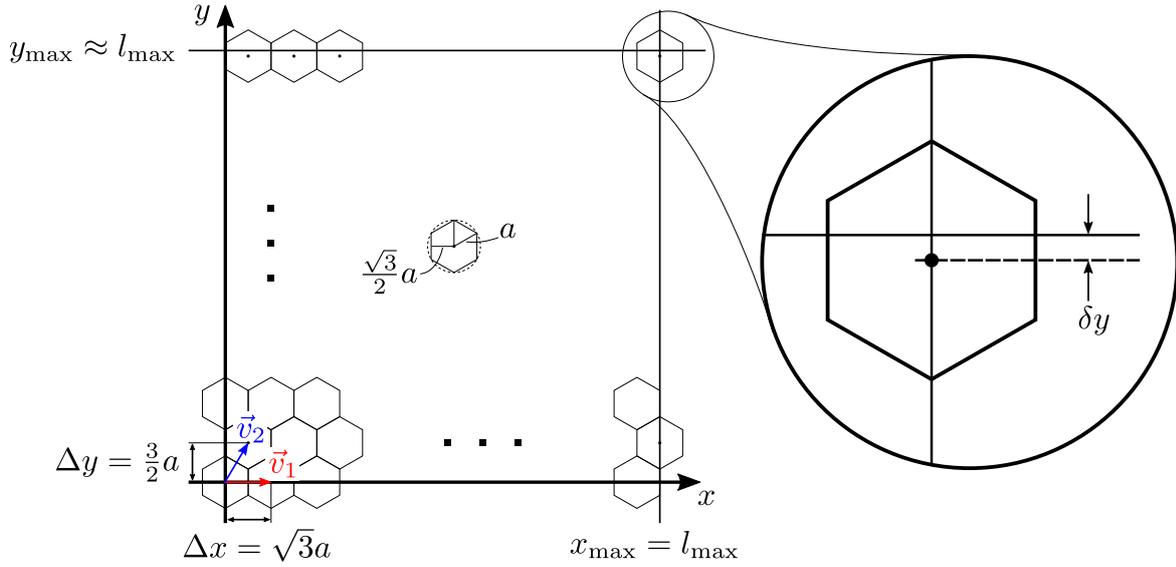


Abbildung 5.14.: Illustration zur Konstruktion der Padplane: vorläufiges Koordinatensystem, Grenzen der Padplane und Geometrie der Pads. Nicht maßstabsgetreu. Der Koordinatenursprung wird nachträglich in den Schwerpunkt der Padplane gelegt (s. Gleichung (5.10)). Je nach Wahl des Koordinatensystems, muss zudem anschließend um $x = 0$ gespiegelt werden.

des ersten Pads deckungsgleich mit $y = 0$ und der Mittelpunkt des letzten Pads liegt bei $y = 100$ mm. Ausgehend von diesen zwei Zeilen ließe sich eine Padplane beliebig weit in y -Richtung fortsetzen, indem die Struktur, vom (vorläufigen) Ursprung ausgehend, $2\Delta y$ -periodisch vervielfacht wird. Da jedoch auch die Begebenheiten der Ausleseelektronik zu berücksichtigen sind, werden zunächst nur so viele Zeilen erstellt, dass sie einer einzigen Auslesekarte zugeordnet werden können. Die Anzahl verfügbarer Auslesekanäle liegt bei $N_{\text{FE}}^{\text{max}} = 4 \times 64 = 256$. Kurzgefasst lauten die Rahmenbedingungen wie folgt:

1. Größe der Padplane $x_{\text{max}} = l_{\text{max}}$, $y_{\text{max}} \approx l_{\text{max}} = 100$ mm
2. Pad-Radius $a \leq 1.5$ mm
3. Abstand der Mittelpunkte zweier benachbarter Pads: $\Delta x = \sqrt{3}a$ oder $\Delta y = \frac{3}{2}a$
4. Pad-Mittelpunkte müssen sich innerhalb der Intervalle $x = [0, x_{\text{max}}]$, $y = [0, y_{\text{max}}]$ befinden
5. Zahl der Auslesekanäle pro Karte $N_{\text{FE}} \leq 256$, nicht erheblich kleiner als 256.

Geometrisch bedingt und unter Berücksichtigung von Punkt 4., ist die maximale Zahl Pads in einer Zeile $n = \lfloor \frac{x_{\text{max}}}{\Delta x} \rfloor + 1$. Zudem ist es wünschenswert, dass in der ersten Zeile der rechte Rand des letzten Pads bei $x = l_{\text{max}}$ liegt, woraus der Zusammenhang

$$\begin{aligned}
 \left(n - \frac{1}{2}\right) \cdot \Delta x &\stackrel{!}{=} l_{\text{max}} &\Leftrightarrow & \left(n - \frac{1}{2}\right) \cdot \sqrt{3}a = l_{\text{max}} \\
 & &\Leftrightarrow & a = \frac{l_{\text{max}}}{\sqrt{3} \cdot \left(n - \frac{1}{2}\right)}
 \end{aligned} \tag{5.3}$$

folgt. Mit der Zahl $n = 42$ kommt man auf einen im Vergleich zur CB-TPC reduzierten Pad-Radius von

$$a \approx 1.3912 \text{ mm.} \tag{5.4}$$

Für die Berechnung der Zeilenzahl wird geprüft, in wie viele Abschnitte \tilde{m} von der Größe eines Zeilenabstandes $\Delta x = \frac{3}{2}a$ die Länge $y_{\max} = l_{\max}$ unterteilt werden kann. Man erhält zusammen mit der bisherigen Berechnung

$$\begin{aligned} \left(n - \frac{1}{2}\right) \cdot \sqrt{3}a &= x_{\max} \\ \tilde{m} \cdot \frac{3}{2}a &= y_{\max} \end{aligned} \quad \xrightarrow{y_{\max}=x_{\max}} \quad \tilde{m} = \frac{2n-1}{\sqrt{3}}. \quad (5.5)$$

Für $n = 42$ ergibt sich eine Unterteilung in $\tilde{m} \approx 47.9$ Abschnitte der Größe Δy . Wählt man die Zahl der Zeilen zu $m = 48$, so ergibt sich eine Gesamtzahl von 2016 Pads, welche durch $N_{\text{FE}} = 252$ teilbar ist. Damit würde man insgesamt $2016 : 252 = 8$ Auslesearten benötigen. Pro Karte sind folglich noch 4 Kanäle frei, die für insgesamt 32 Veto-Pads verwendet werden können.

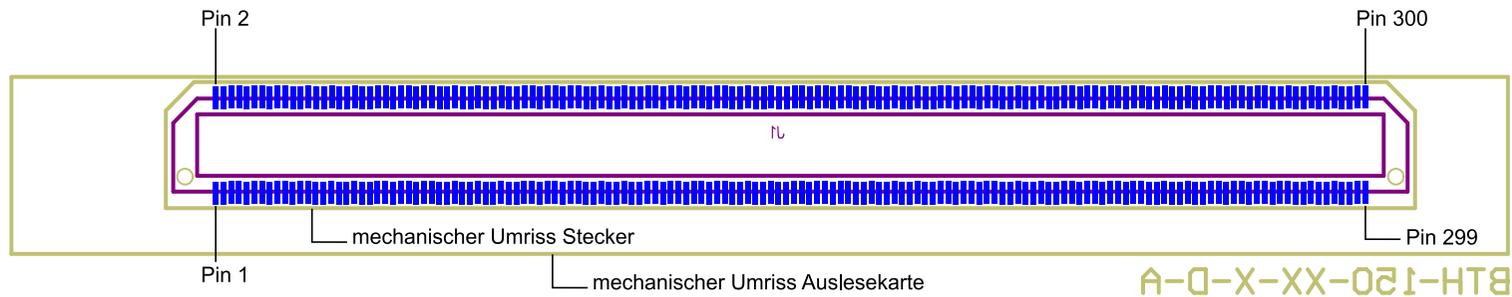
Zur vektoriellen Beschreibung der Pad-Mittelpunkte lassen sich zwei elementare Vektoren

$$\vec{v}_1 = \begin{pmatrix} \sqrt{3}a \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \vec{v}_2 = \begin{pmatrix} \frac{\sqrt{3}}{2}a \\ \frac{3}{2}a \end{pmatrix} \quad (5.6)$$

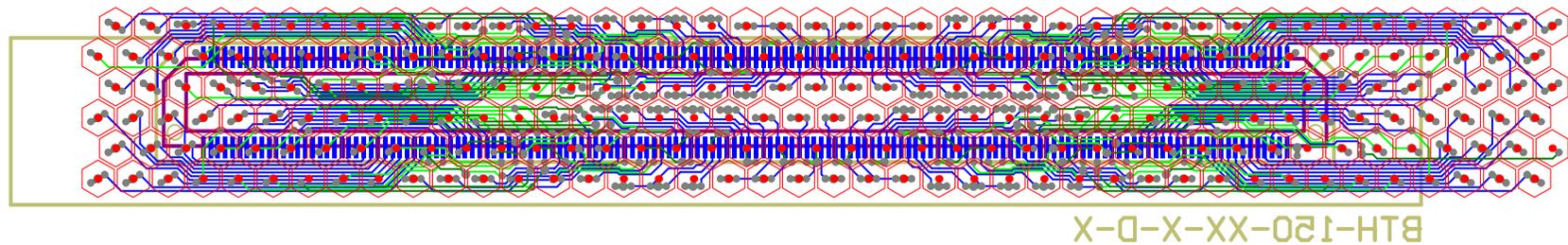
definieren. Sie werden u.a. in einem Programm benutzt, um eine Liste mit allen Pad-Mittelpunkten zu erstellen oder um die wiederkehrenden Pad-Strukturen im Platinendesign effizient zu implementieren. Jede Pad-Position lässt sich als diskrete Linearkombination der beiden Vektoren in (5.6) beschreiben, d.h.

$$\vec{v}_{kl} = k \cdot \vec{v}_1 + l \cdot \vec{v}_2 \quad \text{mit } k, l \in \mathbb{Z}. \quad (5.7)$$

Schließlich wird ein Design-Prototyp erstellt, der 252 Pads der nach innen gekehrten Oberfläche (**top**) mit dem sog. *Footprint* des Samtec-Steckers auf der nach außen gekehrten Oberfläche (**bottom**) verbindet. Dabei werden, wie bereits oben beschrieben, Umwege über die zwei inneren Lagen (**internal top**, **internal bottom**) gemacht, um die Gasdichtigkeit der Platine zu gewährleisten. Abbildung 5.15 zeigt die verschiedenen Lagen der Platine in unterschiedlichen Farben, wobei die Kupferflächen der zur Detektorinnenseite gewandten Schicht nur als Umriss (mit zentralem Punkt) dargestellt sind. Dieses Padplane-Segment aus 252 Pads (6 Zeilen à 42 Pads) wird durch Translation in y acht Mal nach dem Schema $y_i = i \cdot 6 \cdot \Delta y$ erstellt bzw. kopiert, wobei $i = 0, \dots, 7$.



(a) Spiegelverkehrter Footprint des Steckers BTH-150-X-D-X (X=beliebige Option) mit mechanischem Umriss der Auslesekarte



(b) Vollständig geroutete Mustervorlage für eine Auslesekarte, bestehend aus 252 Pads

Abbildung 5.15.: Footprint einer Frontend-Steckverbindung und zugeordnete Auslesepads. Vier Lagen Kupfer: obere Lage (**top**), innere Lage oben (**internal top**), innere Lage unten (**internal bottom**), untere Lage (**bottom**). Hexagonale Pads aus Gründen der Übersichtlichkeit nur als Umriss dargestellt. Das Rechteck mit der darunter stehenden Teilenummer visualisiert den ungefähren physischen Raum, die eine entsprechende Auslesekarte einnimmt. Der Footprint des Steckers ist spiegelverkehrt dargestellt, da er sich auf der Rückseite der Platine befindet.

Bei dem Design wurde neben den mechanischen Gegebenheiten der Auslesekarte darauf geachtet, dass der Stecker vertikal sowie horizontal (x) so positioniert ist, dass der genutzte Pin-Bereich zentral unter den zugehörigen 252 Pads liegt. Mit dieser Vorarbeit muss aufgrund der Symmetrieeigenschaften des Musters nur etwa ein Viertel aller gezeigten Leitungen und Kontaktierungen manuell verlegt werden. Der Großteil der restlichen Strukturen ist durch Rotation, Spiegelung und Translation der Kopiervorlage realisierbar. Pins 1..44 der Frontend-Karten sind nicht belegt, weshalb die entsprechenden Pins des Steckers ebenfalls nicht mit Auslese-Pads verbunden werden dürfen. Als Kopiervorlage muss die Seite mit der höheren Obstruktion durch nicht gebrauchte Pin-Footprints verwendet werden, damit keine Kollisionen mit den kopierten Leiterbahnen auftreten. Um Übersprechen von Signalen (*engl. cross talk*) zu minimieren, wird darauf geachtet, dass auf verschiedenen Lagen befindliche Leitungen, nach Möglichkeit, nicht direkt übereinander verlaufen (s. beispielsweise [blaue](#) und [hellgrüne](#) Leitungen in Abbildung 5.15).

Da der Koordinatenursprung im Zentrum der Padplane liegen soll, muss abschließend eine Koordinatentransformation durchgeführt werden. Aufgrund der hexagonalen Geometrie können die Mittelpunkte der obersten Pad-Zeile (höchstes y) nicht exakt bei $y_{\max} = l_{\max}$ abschließen. Diese Forderung kann nur näherungsweise erfüllt werden, wie es bereits in Abbildung 5.14 (Versatz δy) angedeutet ist. Um der Padplane also möglichst viele Symmetrien bezüglich des neuen Ursprungs zu verleihen, muss eine *Offset*-Korrektur in y berücksichtigt werden. Die Abweichung lässt sich durch

$$\begin{aligned}\delta y &= l_{\max} - (m - 1) \cdot \Delta y \\ &= 100 \text{ mm} - 47 \cdot \frac{3}{2} a \approx 1.9200 \text{ mm} \\ &\equiv 2y_0\end{aligned}\tag{5.8}$$

berechnen, womit die Offset-Korrektur $y_0 = \delta y/2$ ist. Damit liegt der neue Ursprung im vorläufigen Koordinatensystem bei der Position

$$\vec{O}' = \begin{pmatrix} x_{\max}/2 \\ y_{\max}/2 \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} 0 \\ y_0 \end{pmatrix}, \quad \text{mit} \quad x_{\max} = y_{\max} = l_{\max} = 100 \text{ mm},\tag{5.9}$$

womit aus Sicht des neuen Koordinatensystems die Pad-Koordinaten, mithilfe von (5.6), durch

$$\vec{V}_{kl} = \vec{v}_{kl} - \vec{O}'\tag{5.10}$$

auszudrücken sind. Um den neuen Ursprung ist die gesamte Padplane 180° -rotationssymmetrisch. Je nach Wahl des Koordinatensystems, muss zudem anschließend um $x = 0$ gespiegelt werden. Im Rahmen dieser Arbeit wird das Koordinatensystem der sTPC so festgelegt, dass das Driftvolumen bei negativen z bezüglich der Padplane (x - y) liegt.

Die gesamte Padplane ist in Abbildung 5.16 als Platinenlayout dargestellt. Hier werden die hexagonalen Strukturen durch einen Ring von Veto-Pads umschlossen. Pro Auslesekarte stehen vier Kanäle – d.h. insgesamt 32 – zur Verfügung, die für Veto-Pads genutzt werden können. Damit deren Ansprechverhalten in Bezug auf Signalamplituden vergleichbar groß sind, sollten sie ähnliche Kapazitäten und damit ähnlich große Flächen haben. Die Anordnung mit maximaler Symmetrie ist realisierbar, indem vier gewinkelte Pads an den Ecken und je sieben rechteckige dazwischen platziert werden. Die Breite der umlaufenden Begrenzung orientiert sich an der Breite eines entsprechenden GEM-Rahmens $b = 10.25 \text{ mm}$. Die Anordnung soll eine 90° -Drehsymmetrie aufweisen, was die gegebene Problemstellung vereinfacht. Abbildung 5.17 zeigt eine Illustration der Anordnung mit entsprechender Benennung

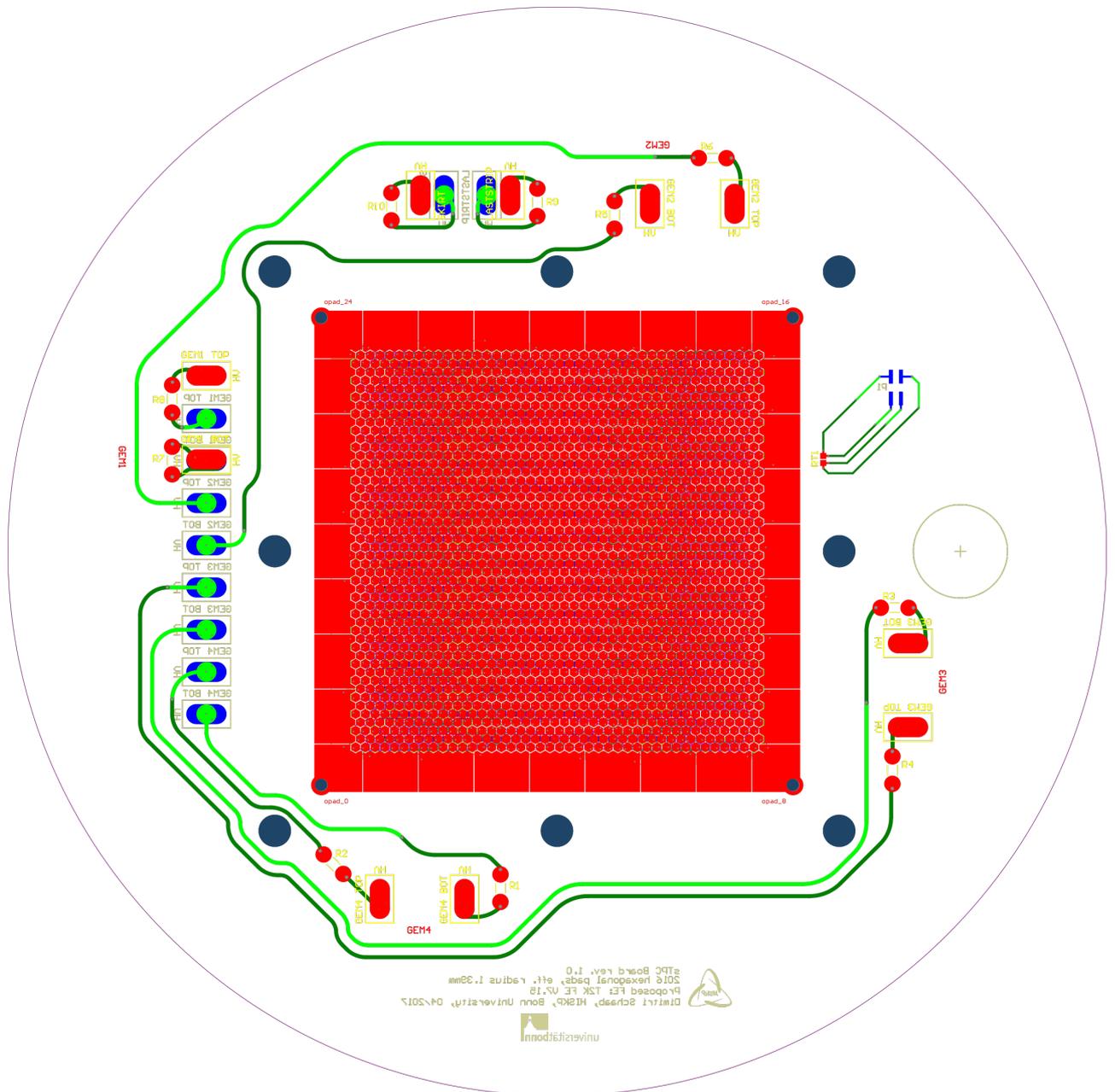


Abbildung 5.16.: Vollständige Darstellung der Gerber-Dateien zur Ausleseplatte, wobei die Kupferleitungen der Innenlagen (grün/hellgrün) und der Rückseite (blau) im Bereich der Auslesesegmente weitestgehend verdeckt sind. Für die Führung der Leiterbahnen und die genaue Farbaufschlüsselung sei auf 5.15 verwiesen.

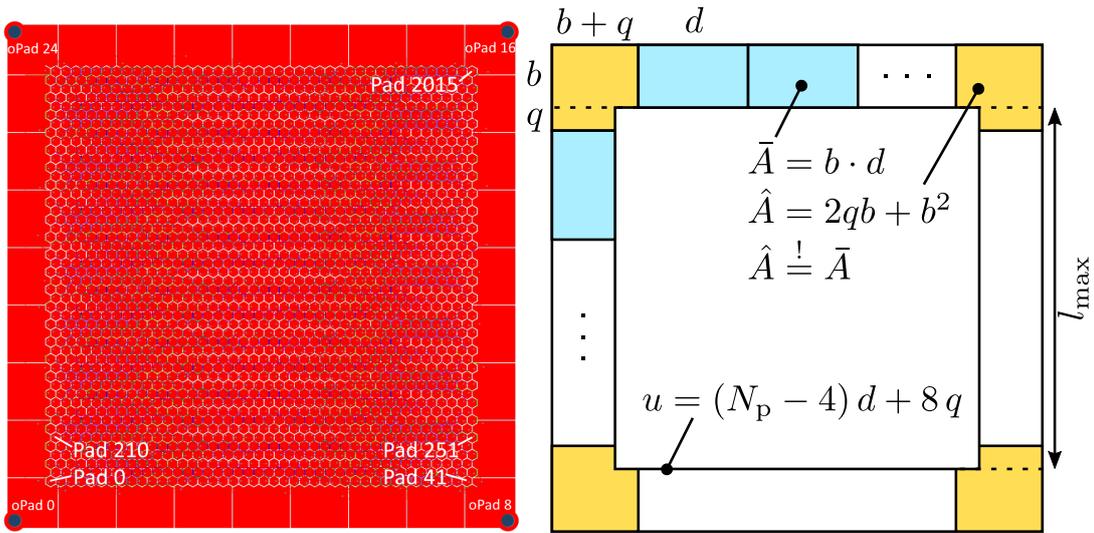


Abbildung 5.17.: Numerierung von Auslese- und Veto-Pads (links) sowie Illustration zur Bestimmung der Geometrie der Veto-Pads (rechts). Die Flächen \hat{A} und \bar{A} sollen gleich sein. Die Größe u bezeichnet den inneren Umfang und damit den effektiven Umfang der Padplane.

von wesentlichen Längen. Es lassen sich geometrisch folgende Zusammenhänge herleiten

$$\bar{A} = b \cdot d \quad (5.11)$$

$$\hat{A} = 2qb + b^2 \quad (5.12)$$

$$u = (N_p - 4) \cdot d + 8 \cdot q, \quad (5.13)$$

wobei \bar{A} und \hat{A} die Flächeninhalte der rechteckigen bzw. gewinkelten Pads, u der innere Umfang der Anordnung und $N_p = 32$ die Gesamtzahl der Pads ist. Voraussetzung hierbei ist, dass alle Pads gleicher Sorte die gleichen Abmessungen haben. Aus der Forderung gleicher Flächen $\bar{A} \stackrel{!}{=} \hat{A}$ folgt, mithilfe von (5.11) und (5.12), der Ausdruck

$$d = 2q + b. \quad (5.14)$$

Setzt man diesen in (5.13) ein, so folgt daraus

$$q = \frac{u - 28b}{64} \approx 1.7656 \text{ mm}, \quad (5.15)$$

wobei der Umfang $u = 4 \cdot 100 \text{ mm}$ und das oben erwähnte Maß $b = 10.25 \text{ mm}$ benutzt wurde. Damit das Problem vollständig numerisch bestimmt ist, wird der Zahlenwert von q schließlich in (5.14) eingesetzt, um das letzte fehlende Maß

$$d \approx 13.7813 \text{ mm} \quad (5.16)$$

zu erhalten. Da die quadratische Begrenzung der hexagonalen Padplane teilweise überschritten wird, müssen die Veto-Pads entsprechend manuell angepasst werden. Auf der Platine sind die Veto-Pads mit `opad_0` bis `opad_31` gekennzeichnet, welche aufsteigend gegen den Uhrzeigersinn angeordnet sind. Abschließend zeigt Abbildung 5.18 die fertige Padplane-Platine mit Kennzeichnung von Lötkontakten und anderen Komponenten.

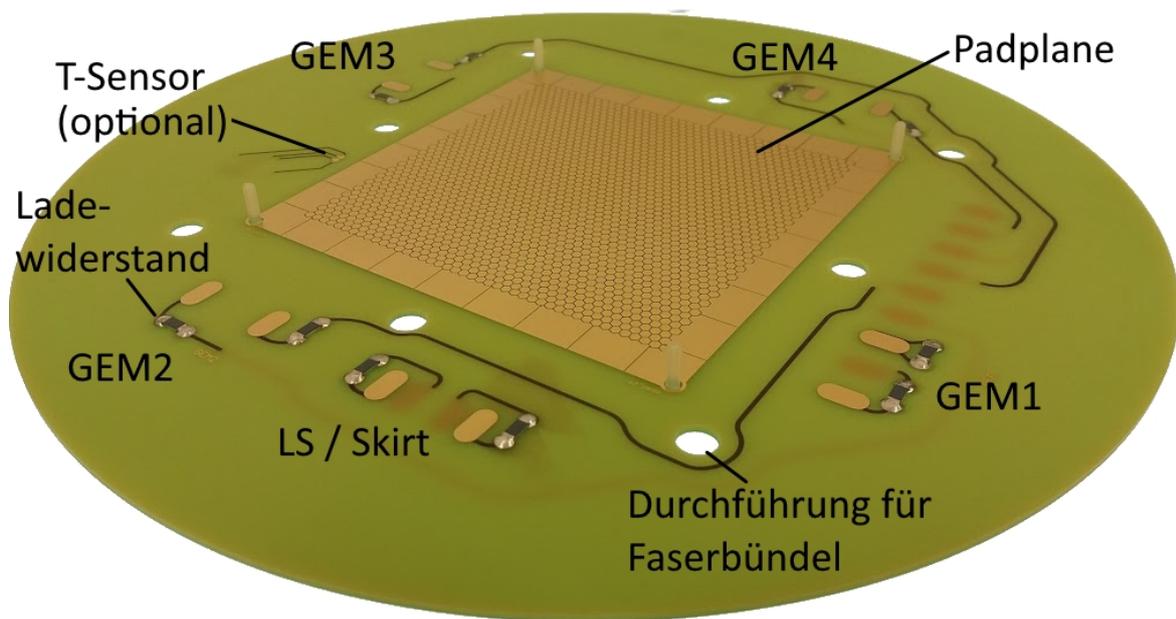


Abbildung 5.18.: Fotografie der Ausleseplatine. Gekennzeichnet sind hier u.a. die Lötstellen für GEM-Folien. Optional kann ein Temperatursensor (z.B. Pt100) auf der nach innen gerichteten Platineseite angebracht werden.

Hochspannungsversorgung

Um Grenzwerte für Oberflächenkriechströme zwischen Hochspannungsleitungen und die Überschlagswahrscheinlichkeit zu minimieren, wird viel Wert auf die Einhaltung von Mindestabständen gelegt, was in die sog. *Design-Regeln* im Platinen-Entwurfsprogramm einfließt. Benachbarte Lötstellen und Leitungen für die Hochspannungen werden so platziert, dass dazwischen, im Normalbetrieb, stets die geringst mögliche Potenzialdifferenz zu erwarten ist. Die Mindestabstände werden gemäß IEC Norm 60950 (teilweise linear extrapoliert) eingehalten, wobei Isolierstoffklasse und Verschmutzungsgrad konservativ abgeschätzt sind. Die Anpassung einer linearen Funktion an die Daten der IEC Norm 60950 bei Verunreinigungsstufe 2 ergibt

$$d_{\min}(\Delta U) = (3.40 \pm 0.06) \text{ mm/kV} \cdot \Delta U - (0.303 \pm 0.032) \text{ mm} \quad (5.17)$$

Obwohl hier die CTI-Klasse sowie die Klasse der Verunreinigung konservativ abgeschätzt sind, werden bei der Berechnung der endgültigen Abstände je 10 % auf den ermittelten Mindestabstand aufgeschlagen. Die zugehörige Abstandsmatrix für die Kombination verschiedener Potenzial-Stufen ist in Tabelle 5.2 angegeben. Dabei wird pauschal pro Transferfeld eine Potenzialdifferenz von 500 V und pro GEM 400 V angenommen.

Nach Untersuchungen in [29] gibt es aus geometrischen Gründen Vorteile bei der Blockierung von Ionen⁵, wenn zwei übereinander liegende GEM-Folien um 90° versetzt positioniert werden. Dieser Winkelversatz ist auch aus mechanischen Gründen von Vorteil, da die zugehörigen Lötstellen in größtmöglichem Abstand um die Padplane angeordnet werden können.

Aus Platzgründen muss bei der Führung von Hochspannungsleitungen strengstens auf die Potenzialunterschiede zwischen verschiedenen Potenzialen geachtet werden. Unter Berücksichtigung der Mindestabstände, verlaufen lediglich Leitungen benachbarter GEMs nebeneinander. Darüber hinaus ist, je nach erwartetem Potenzial, ein angemessener Abstand vom Rand der Platine einzuhalten, da

⁵Zurückdriftende Ionenwolken aus der Gasionisation in GEMs können unerwünschte Raumladungszonen im Driftbereich von Spurkammern erzeugen.

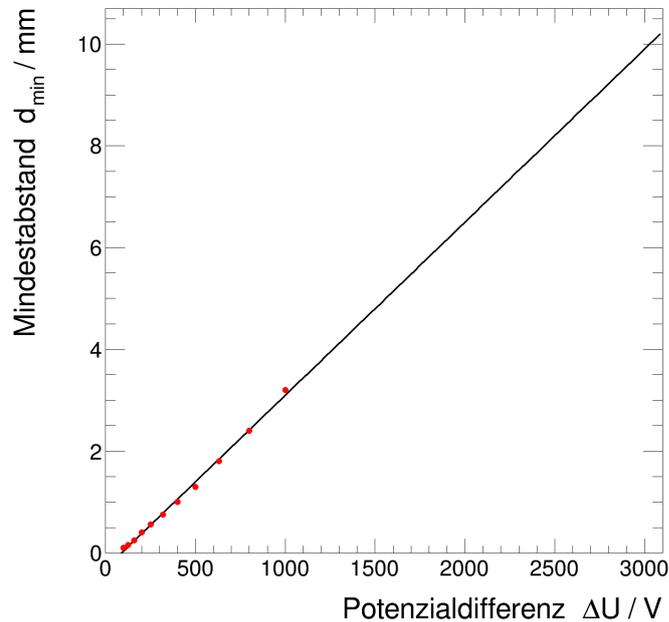


Abbildung 5.19.: Minimaler Leiterbahnabstand d_{\min} , in Anlehnung an IEC Norm 60950–1 [207] bei Verunreinigungsgrad 2, gegen Potenzialdifferenz ΔU dargestellt als Datenpunkte. Interpolation und Extrapolation durch lineare Anpassung.

d_{\min}/mm	Stufe \rightarrow	GND	G4B	G4T	G3B	G3T	G2B	G2T	G1B	G1T
\downarrow Stufe	$\downarrow U/\text{V} \rightarrow$	0	500	900	1400	1800	2300	2700	3200	3600
GND	0	0	1.5	3.0	4.9	6.4	8.3	9.8	11.6	13.1
G4B	500		0	1.2	3.0	4.5	6.4	7.9	9.8	11.3
G4T	900			0	1.5	3.0	4.9	6.4	8.3	9.8
G3B	1400				0	1.2	3.0	4.5	6.4	7.9
G3T	1800					0	1.5	3.0	4.9	6.4
G2B	2300						0	1.2	3.0	4.5
G2T	2700							0	1.5	3.0
G1B	3200								0	1.2
G1T	3600									0

Tabelle 5.2.: Matrix für den Mindestabstand d_{\min} zwischen Leiterbahnen verschiedener Potentiale (in mm) angelehnt an IEC Norm 60950 für Grenzwerte von Oberflächen-Kriechströmen. Für das Platinenmaterial (FR4) wird von einer Isolierstoffklasse IIIa nach EN 50124 / DIN EN 60664-1 (VDE 0110-1) bei der Verunreinigungsstufe 2 ausgegangen, was eine konservative Abschätzung darstellt. Werte inter- und extrapoliert durch Geradenanpassung. Auf jeden Abstandswert sind zudem 10% aufgeschlagen. Keine Garantie für Richtigkeit der Angaben. Legende: GND=Masse, G(1..4)=GEM(1..4), T=Oberseite, B=Unterseite. Für Transferfelder (zwischen zwei GEMs) wird von einer Potenzialdifferenz von 500 V ausgegangen. Zwischen Ober- und Unterseite einer GEM werden maximal 400 V angenommen.

hier eine gewisse mechanische Überlappung mit dem leitenden Gehäuse (GND-Potenzial) vorgesehen ist.

Kupferleitungen für die Hochspannungsversorgung werden, wie bei den Signalleitungen, durch die beiden Innenlagen der Platine geführt, damit keine Durchkontaktierungen gemacht werden müssen, was die Gasdichtigkeit gewährleisten soll. Um die Wahrscheinlichkeit für Corona-Entladungen zu minimieren, werden Richtungsänderungen von Leitungen ausschließlich über Rundungen mit relativ großen Radien realisiert.

Auf der zur Innenseite gekehrten Platinenfläche werden auf allen Hochspannungsleitungen SMD-Widerstände von $10\text{ M}\Omega$ vorgesehen. Die zugehörigen Footprints (2010-Bauform) erhalten runde Grundflächen, um Gasentladungen an Metallspitzen vorzubeugen. Beim Auflöten der Widerstände wird zudem darauf geachtet, dass keine Spitzen im Lötzinn entstehen, was häufig durch unsauberes Arbeiten auftreten kann. Neben den Widerständen werden passende Federkontaktstifte für den letzten Streifen des Feldkäfigs (LS) sowie das Skirt angebracht. Diese sind auf die dafür vorgesehenen Metall-Flächen zu löten. Die verwendeten Federkontaktstifte FK-725 der Firma *Fixtest* haben eine Gesamtlänge von 11.30 mm und einen Pin-Durchmesser von 2.00 mm. Sie lassen sich bei dem Hub von maximal 3.9 mm auf eine Länge von 7.4 mm reduzieren. Damit sind die Federkontakte bei dem vorliegenden Abstand von 9.6 mm zwischen Platine und Skirt gut geeignet. Um den Kontakt zum letzten Feldstreifen herzustellen, muss das Skirt vorab präpariert werden, was in entsprechendem Abschnitt beschrieben wird. Durch die abgerundeten Formen eignen sie sich gut für den Einsatz bei hohen Spannungen.

Abschließende Bestückung und Montage

Die vorgesehenen Steckverbinder der Firma Samtec werden mithilfe von Lötpaste und eines Löt-Ofens auf die vorgesehenen Footprints angebracht, wobei vereinzelte Kurzschlüsse benachbarter Pins mit Flussmittel und Entlötlitze beseitigt werden. Eine Überprüfung aller 2016 Pins erfolgt unter dem Mikroskop. So können alle Pins, unter Zuhilfenahme eines Multimeters, auf nicht offensichtliche Kurzschlüsse geprüft werden.

Bevor die GEMs auf der Platine befestigt werden können, sind vier Nylon-Schrauben gasdicht in die dafür vorgesehenen Bohrungen der Platine einzukleben. Die GEMs können nach dem Aushärten des Klebers mithilfe von Nylon-Muttern auf die frei stehenden Gewindestangen montiert werden. Dabei sind idealerweise GEM-Rahmen der Stärke 1.75 mm zu verwenden, um die Designhöhe zu erreichen. Andernfalls können Distanzscheiben verwendet werden. Es ist jedoch anzumerken, dass die Distanz zwischen GEM1 und Skirt nicht allzu groß sein sollte, da sonst stärkere Randeffekte zu erwarten sind. Die Gesamthöhe des GEM-Systems ist auf vier GEMs ausgelegt. Im Kontext dieser Arbeit werden lediglich drei GEMs verwendet, weshalb zwischen letzter und vorletzter GEM ein leerer Rahmen eingesetzt wird. Dadurch kann zum einen die Designhöhe erreicht werden und zum anderen wird die Signalformung⁶ dadurch nicht beeinträchtigt.

In Abbildung 5.21 ist die Rückseite der Ausleseplatine mit eingeklebten Nylon-Schrauben sowie den Faserbündel-Platzhaltern (13*) gezeigt.

Um die Platine ordnungsgemäß einzubauen, sind an Platine (12) und Korpus (7) im Vorhinein Markierungen zur korrekten Ausrichtung angebracht worden. Dies sollte in Zukunft in das mechanische Design des Detektors eingebaut werden, beispielsweise durch eine eindeutige Bohrung durch Deckel, Korpus und Platine, sodass alle Teile mithilfe eines Bolzens korrekt ausgerichtet werden können.

⁶Ein Leerrahmen zwischen letzter GEM und Ausleseebene würde bei gleichbleibendem elektrischen Feld die Dauer des induzierten Signals erhöhen.

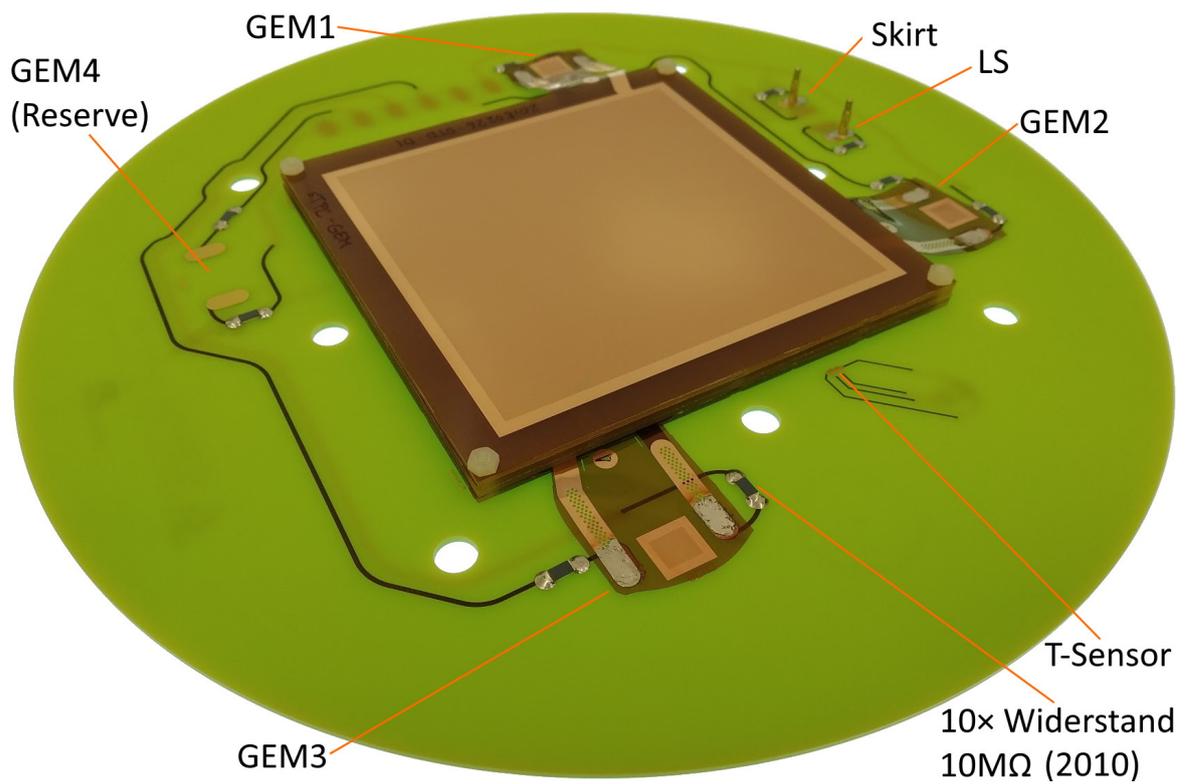


Abbildung 5.20.: Ausleseplatine bestückt mit 3 Std-GEMs. Da die sTPC für bis zu 4 GEMs ausgelegt ist, befindet sich in gegebener Konfiguration ein leerer Rahmen zwischen GEM2 und GEM3, um auf die korrekte Höhe relativ zur Skirt-Ebene (10) zu kommen. Ein Leerrahmen zwischen letzter GEM und Ausleseebene sollte vermieden werden, da die Signalanstiegszeit von der Distanz abhängt.

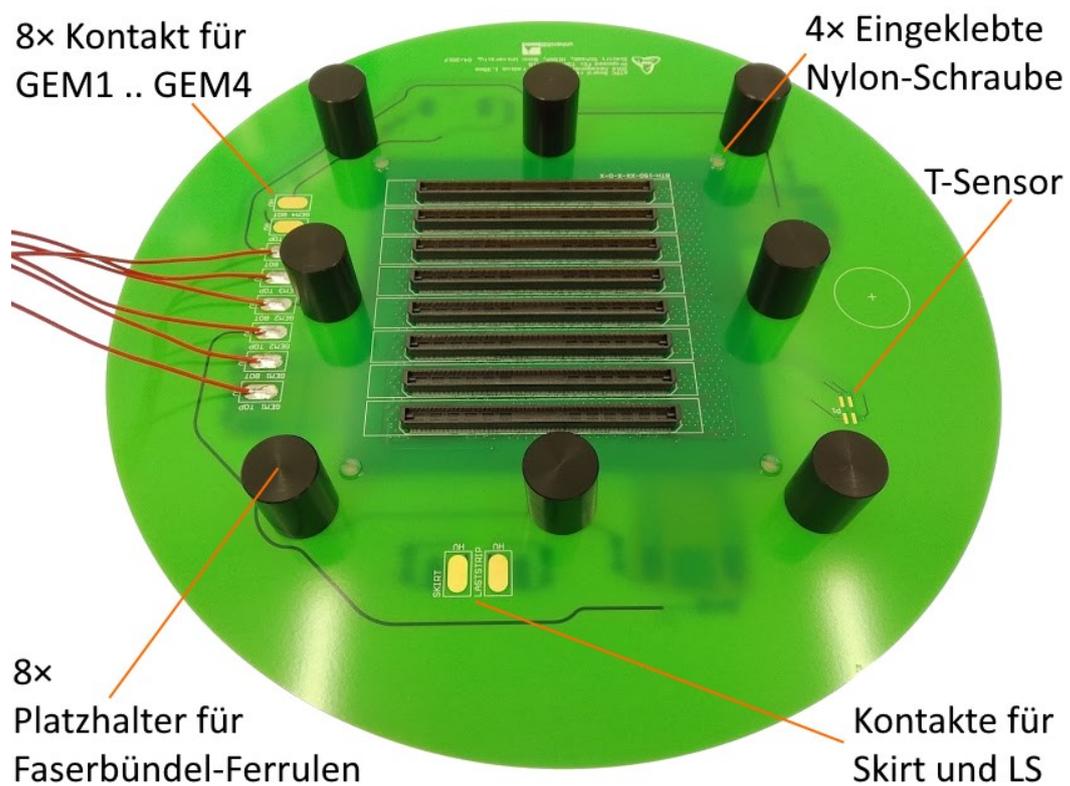


Abbildung 5.21.: Fotografie der Padplane-Rückseite.

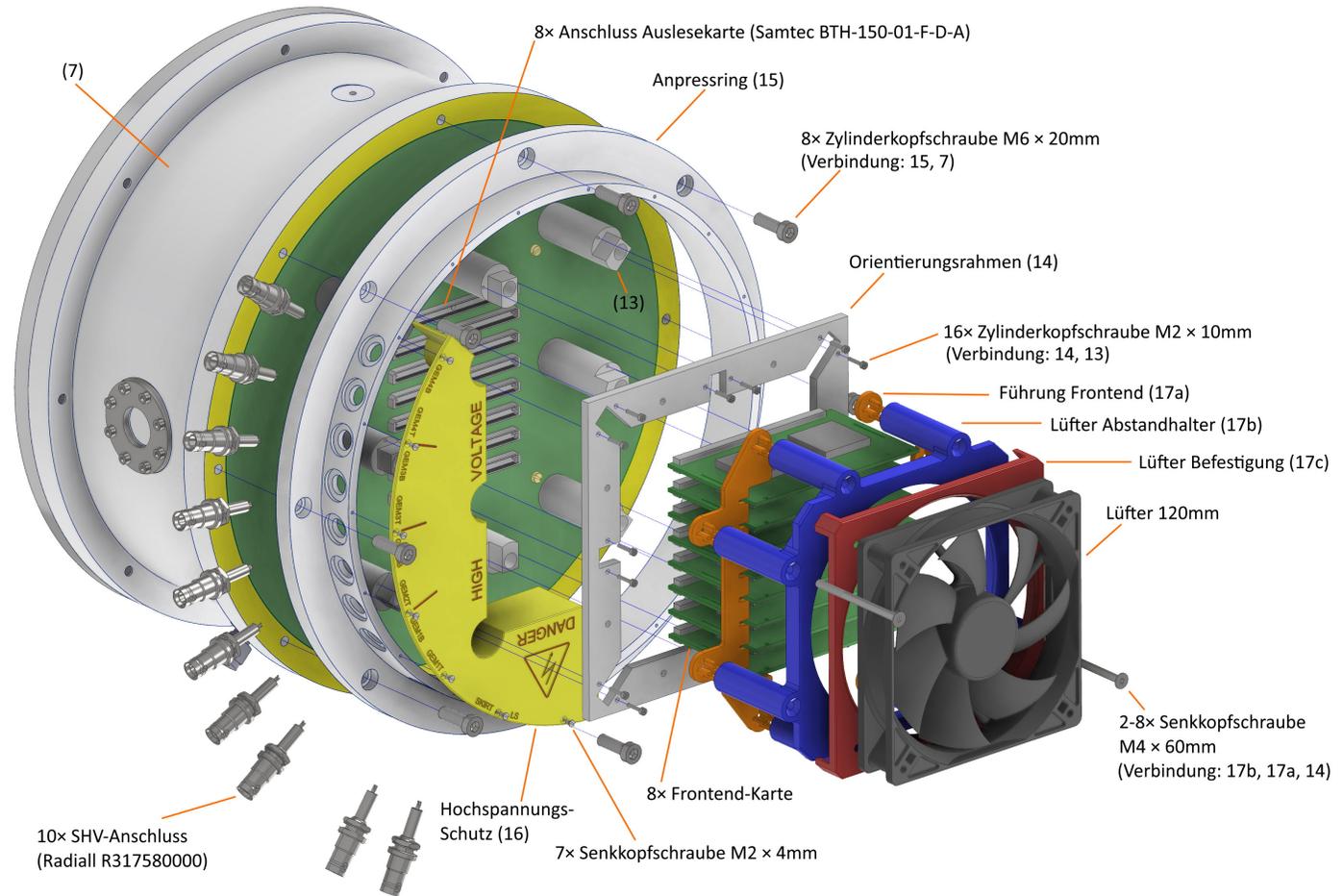


Abbildung 5.22.: Zeichnung zur Anbringung der Auslesekarten sowie zur Befestigung des Orientierungsrahmens (14). Voraussetzung ist, dass der Orientierungsrahmen bei der Montage der optischen Ferrulen bereits zur Ausrichtung benutzt wurde.

Ausleseseitiger Verschluss

Um die Platine letztendlich gasdicht mit dem Korpus zu verbinden, wird der Anpressring (15) mithilfe von acht M6-Schrauben angezogen. Voraussetzung ist, dass zuvor ein passender O-Ring in die vorgesehene Nut des Korpus (7) platziert wurde.

Zuvor sollten die SHV-Hochspannungsstecker am Ring angebracht worden sein, wobei die zugehörigen Muttern mit relativ großem Drehmoment befestigt sein sollten, um zu vermeiden, dass sich die Stecker beim anbringen von Hochspannungskabeln mitdrehen⁷.

Ist der Anpressring (15) montiert, können die Innenleiter der SHV-Stecker mit den entsprechenden Lötflächen verbunden werden. Dafür wird PTFE-isolierter Draht verwendet. Beim Lötten ist, wie bereits auf der Innenseite der Platine, darauf zu achten, dass sich keine Spitzen aus Lötzinn bilden. Anschließend kann der Hochspannungsschutz (16) mithilfe von M2-Schrauben am Ring befestigt werden, sodass ein versehentliches Hineingreifen in die Hochspannung ausgeschlossen ist. Bei Verwendung der Faserbündel-Ferrulen sei darauf hingewiesen, dass der Hochspannungsschutz vor dem Orientierungsrahmen (14) anzubringen ist, da es sonst zu einem mechanischen Konflikt kommt.

Ausrichtung der optischen Faserbündel

Für die im Kontext dieser Arbeit geplanten Messungen müssen Bündel optischer Lichtleiterfasern gasdicht in den Detektor geführt werden. Dazu wird ein maßgeschneidertes Bündel bei der Firma *Ceramoptec* in Auftrag gegeben. Das Bündel fächert vom Eingang in acht einzelne Faserbündel-Arme auf, sodass diese um die Auslesestruktur herum angeordnet werden können (s. Abbildung 5.24 unten). Ziel dabei ist, dass die Kathode hinreichend homogen ausgeleuchtet wird. Die genauen Hintergründe und die experimentelle Umsetzung sind in Kapitel 6 thematisiert. Dieser Abschnitt behandelt primär die mechanische Einordnung in den Gesamtaufbau der sTPC.

Damit die Faserbündel (13) korrekt ausgerichtet sind, musste der Orientierungsrahmen (14) bereits in einem vorhergehenden Schritt (s. Abbildung 5.12) eingesetzt werden. Das liegt daran, dass die Muttern zur Befestigung auf der Innenseite des Detektors liegen und nach dem Einbau der Ausleseplatine nicht mehr erreichbar sind.

Der Orientierungsrahmen (14) wird an die acht Ferrulen befestigt, wofür M2-Zylinderkopfschrauben vorgesehen sind. Anschließend können die vorgesehenen AFTER-Auslesekarten eingesteckt werden. Dabei ist jede Karte mit einem individuellen Kabel am Gehäuse zu erden. Für die Stromversorgung und Datenübertragung werden Stecker⁸ der Firma *ERNI* verwendet. An den Rahmen wird die aus drei Teilen (17a, 17b, 17c) bestehende Lüfterhalterung und ein 120 mm-Lüfter mit Vibrationsdämpfung montiert.

Bei Verwendung der Platzhalter (13*), anstelle der Faserbündel, ist bei aktuellem Design das Anbringen des Orientierungsrahmens, und damit auch der Lüfterhalterung, nicht möglich. Es können dieselben Dichtungsringe verwendet werden, wie bei den optischen Faserbündeln.

5.6. Gasführung

Um den Detektor nach einer Wartung oder längerer Lagerung ohne Gasspülung möglichst schnell wieder in Betrieb zu nehmen, sollten langsam ausgasende Hohlräume im Inneren vermieden werden. Diese würden lediglich durch Spalte mithilfe der Diffusion mit dem frischen Detektorgas in Austausch treten. Deshalb wird die Gasführung so gewählt, dass potenzielle Luftpfeifen vom Detektorgas durchspült werden. Davon betroffen sind insbesondere der Hohlraum zwischen Fenster- und Kathodenfolie (3, 5) und die Einbauräume der Hochspannungsanschlüsse in der Deckelplatte (1). Abbildung

⁷Im Falle des Anpressrings (15) wäre die Realisierung eines verdrehungssicheren Montageloches mit hohem Aufwand verbunden.

⁸ERNI Teilenummer: 024403

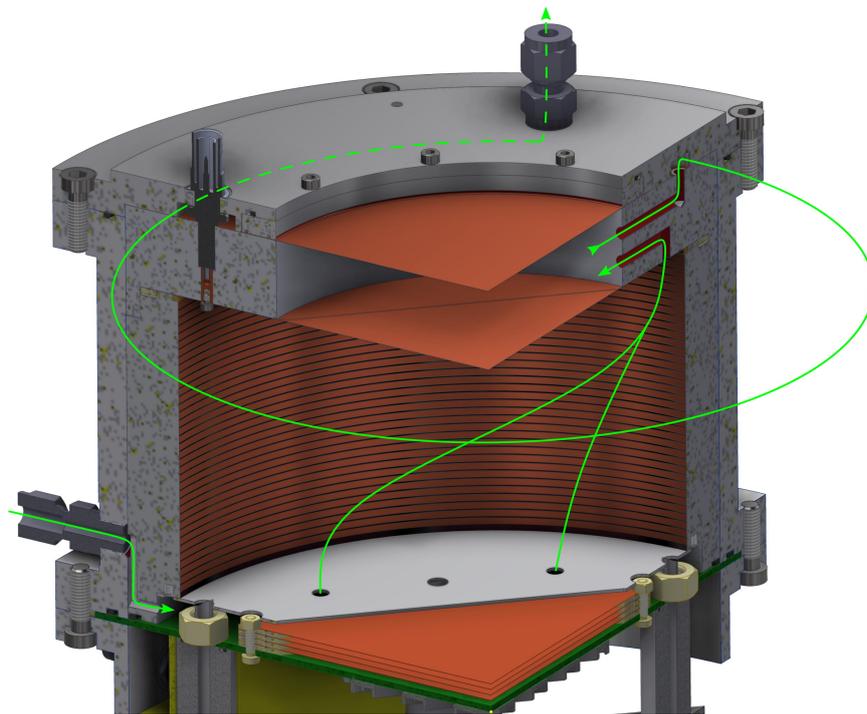


Abbildung 5.23.: Illustration der Gasführung in der sTPC.

5.23 zeigt eine Illustration dazu, wie die Gasführung umgesetzt ist. Am Gasanschluss für 6 mm-Rohre tritt das Detektorgas seitlich durch den Korpus (7) in einen Kanal, der in die Außenseite des Feldkäfig-Trägers (8) gefräst ist. Durch zwei Bohrungen (nur eine gezeigt) gelangt das Gas zwischen Ausleseplatine und Skirt. Hier befinden sich die GEMs, die auf gasdurchlässigen Rahmen sitzen. Das trockene Detektorgas sollte hier rasch dafür sorgen, dass die Verstärkungsstufe stabil arbeitet. Durch Spalte und Löcher gelangt das Gas als nächstes über die Driftregion und ein spezielles Loch in der Kathodenfolie (5) in den Distanzring (4). Von hier aus gelangt es in den Hohlraum zwischen Kathode und Fenster und strömt an anderer Stelle wieder in den Distanzring in Richtung Deckelplatte. Durch ein Loch in der Fensterfolie gelangt es schließlich zum Gasausgang, nachdem es einen rundlaufenden Kanal in der Deckelplatte passiert hat. Der Kanal sieht vor, dass die Einbauräume der Hochspannungskontakte gespült werden. Um weitere Gaseinschlüsse zu vermeiden, befinden sich Diffusionslöcher in der Kathodenfolie (5), um darunterliegende Einbauräume von Schraubverbindungen zu berücksichtigen (s. Abbildung 5.6). Zudem ist ein Diffusionskanal an der Außenseite des Feldkäfig-Trägers zum Hohlraum des Seitenfensters vorgesehen (s. Abbildung 5.7).

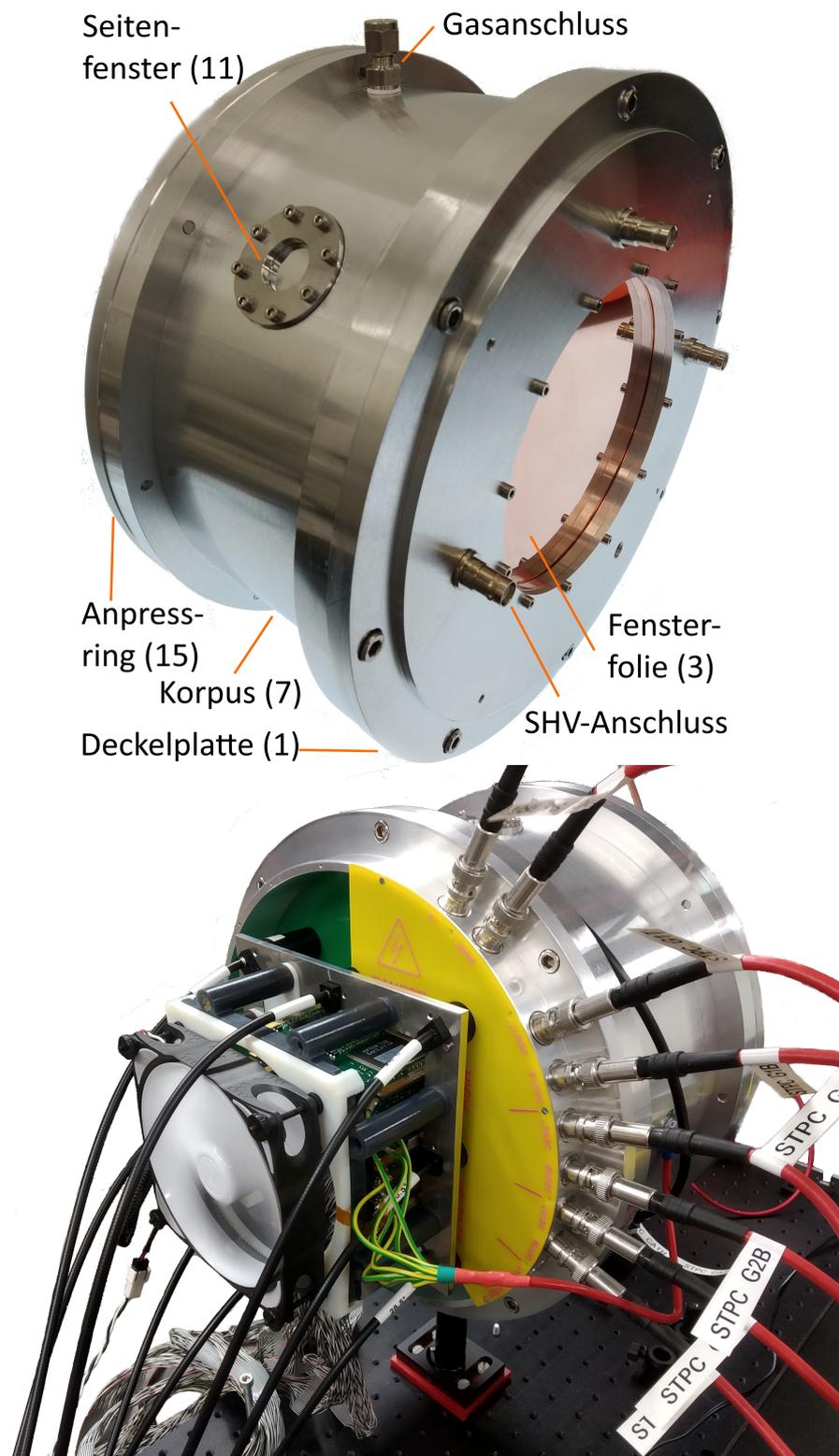


Abbildung 5.24.: Frontansicht der sTPC ohne Anschlüsse (oben) und Rückansicht während des Betriebs (unten).

6. Ausleuchtung der Kathode

Zur Realisierung eines (integralen) photoelektrischen Kalibrationssystems (s. Abschnitt 3.1.2) wurde in den Kapiteln 4 und 5 bereits die infrastrukturelle Vorarbeit in Form eines Laser-Setups und eines geeigneten Testdetektors geleistet. Das vorliegende Kapitel setzt sich damit auseinander, wie das Licht des Laser-Setups in den Testdetektor transportiert wird und schließlich die Kalibrationsphotokathode (s. Abschnitt 3.4.2) erreicht.

Um die Photokathode homogen auszuleuchten, wird sowohl für die finale Version der CB-TPC als auch für die Testkammer (sTPC) eine dedizierte Optik benötigt. Da die Testkammer sich technisch möglichst nah an der CBELSA-TPC orientieren soll, wird die Kathode der sTPC durch mehrere Lichtquellen ausgeleuchtet. Eine vollständige Ausleuchtung ohne Segmentierung ist bei der CBELSA-TPC aus mechanischen Gründen nicht möglich, da der innere Feldkäfig bei dem Versuch die Kathode mit einer Lichtquelle auszuleuchten einen Schatten erzeugen würde. Dieses Kapitel setzt sich mit Realisierungsmöglichkeiten der kombinierten Ausleuchtung durch mehrere Lichtquellen auseinander. Der naive Ansatz einer direkten Linsenabbildung wird in C.1 geprüft, wobei sich herausstellt, dass eine Umsetzung mit gewöhnlichen Optiken – bei den mechanischen Gegebenheiten der sTPC – nicht möglich ist. In diesem Zusammenhang wurde eine umfangreiche Berechnung durchgeführt. Die technisch umgesetzte Lösung, welche in den weiteren Abschnitten thematisiert wird, verwendet schräg geschliffene Bündel aus Multimode-Fasern. Dazu wird in dem Abschnitt 6.1 ein semi-empirisches, analytisches Modell hergeleitet, womit die auf der Kathode projizierte Intensitätsverteilung berechenbar ist. Ferner behandelt Abschnitt 6.2 die konkrete technische Umsetzung dessen. Vorhersagen auf Grundlage des analytischen Modells und einer Referenzmessung sind dazu in Abschnitten 6.3 und 6.4 zu finden. In Abschnitt 6.5 wird das Beleuchtungsprofil vermessen und Abschließend mit dem theoretischen Modell in Abschnitt 6.6 verglichen. Die Erzeugung und Aufbereitung des Lichtes erfolgt mithilfe des in Kapitel 4 beschriebenen Laser-Versuchsaufbaus.

6.1. Theoretische Betrachtung zum Lichtleiter als Lichtquelle

Nach den Berechnungen zu Linsenabbildungen in C.1 und den daraus folgenden Resultaten, gibt es keine praktikable Lösung

Dieser Abschnitt behandelt den Ausgang einer Lichtleiterfaser als richtungsabhängige Lichtquelle, wobei die transportierte Leistung in Form der radiometrischen Größe der *Strahlstärke* (auch *Strahlungsstärke*, engl. *radiant intensity*) S ausgedrückt werden soll. In der gewöhnlichen Definition sphärischer Winkelkoordinaten lautet die doppelt-differenzielle Form

$$S(\Theta, \Phi) = \frac{dP}{d\Omega} = \frac{dP}{d\Phi d\Theta \sin \Theta}(\Theta, \Phi), \quad [S] = 1 \frac{\text{W}}{\text{sr}}. \quad (6.1)$$

Hier beschreibt der infinitesimale Ausdruck $d\Omega = d\Phi d\Theta \sin \Theta$ das Raumwinkelement in der Richtung, die durch Polar- und Azimutalwinkel, also Θ bzw. Φ vorgegeben ist. Die physikalische SI-Einheit der Strahlstärke ist 1 W sr^{-1} , also wird in diesem Fall eine optische Leistung pro Raumwinkeleinheit beschrieben. Integration über den gesamten Raumwinkelbereich 4π liefert die Gesamtleistung der Lichtquelle.

Die Problemstellung im Zusammenhang dieser Arbeit ist, dass mithilfe mehrerer *Multimode*-Faserbündel eine ebene Kathodenfläche vollständig ausgeleuchtet werden muss. Aus mechanischen Gründen (Obstruktion durch Auslesestruktur) können die Faserbündel nicht frontal vor der Kathode platziert

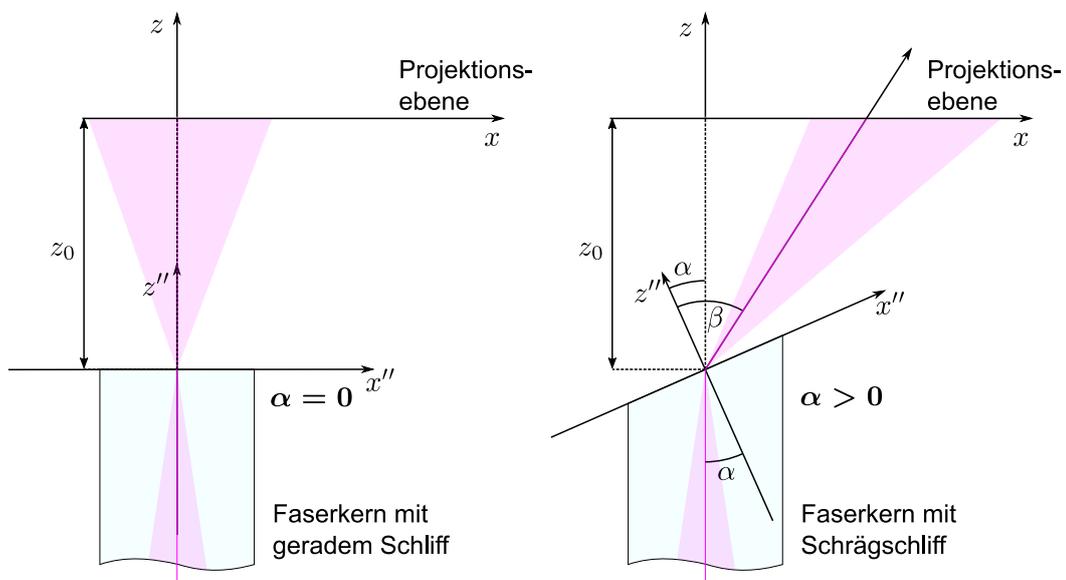


Abbildung 6.1.: Illustration zum Einfluss des Schleifwinkels α , der relativ zum Axialstrahl gemessen wird. Die Brechung des Axialstrahls lässt sich mithilfe des Snelliusschen Brechungsgesetzes kalkulieren. Rechte Skizze verdeutlicht den nicht-linearen Zusammenhang dadurch, dass der gebrochene Lichtkegel nicht mehr symmetrisch um die Fortsetzung des Axialstrahls ist. Für die Beschreibung eines dreidimensionalen Lichtkegels und dessen Projektion ist eine Verallgemeinerung des Brechungsgesetzes notwendig.

werden, sodass eine optische Methode zur Richtungsmanipulation vonnöten ist. Dies kann u.a. durch den Effekt der optischen Brechung erreicht werden, was einen gewissen Neigungswinkel α – im Folgenden Schleifwinkel genannt – an den Enden der einzelnen Lichtleiter-Fasern erfordert. Abbildung 6.1 zeigt qualitativ, wie sich die Auskopplung des Lichtes ändert, wenn ein Schrägschliff verwendet wird.

Der Schleifwinkel α muss bei der Fabrikation des Faserbündels bekannt sein, was das Problem mit sich bringt, dass die Form der ausgekoppelten Strahlstärke a priori nicht bekannt ist. Folglich wird eine Vorhersage benötigt, die die Projektion zumindest näherungsweise beschreibt. Diesbezüglich liegt lediglich die Messung eines Testfaserbündels mit geradem Schliff, also $\alpha = 0$, und ansonsten ähnlichen technischen Spezifikationen vor. Infolgedessen ist das Ziel der nächsten Unterabschnitte, einen analytischen Ausdruck zu finden, der die Überführung einer Strahlstärke (6.1) in eine zweidimensionale Projektion dessen beschreibt. Dabei ergibt sich, wie oben genannt, die Schwierigkeit, dass im Vorhinein nur die Messung einer Projektion des Spezialfalls $\alpha = 0$ durchgeführt werden kann. Dementsprechend muss für diesen Spezialfall zunächst eine umgekehrte Transformation von der Projektion zur ausgekoppelten Strahlstärke erfolgen. Von dem Ergebnis ausgehend, wird eine weitere Transformation durchgeführt, um an die Strahlstärke innerhalb der Faser zu gelangen. Nach dieser Vorbereitung geht man die beschriebenen Schritte in umgekehrter Reihenfolge, wobei ein arbiträrer Schleifwinkel $\alpha > 0$ angenommen werden muss. Die notwendigen Schritte seien aus Gründen der

Übersichtlichkeit nochmals zusammengefasst:

$$\begin{array}{l}
 \text{Referenzfaser: } \alpha = 0 \left\{ \begin{array}{l} \text{Intensität als Projektion } I_{\text{ref}}(x, y) \\ \downarrow \\ \text{Strahlstärke im Gas } S_{\text{ref}}(\theta') \\ \downarrow \\ \text{Strahlstärke in Faserkern } S_{gf}(\theta) \\ \downarrow \end{array} \right. \\
 \\
 \text{Vorhersage: } \alpha > 0 \left\{ \begin{array}{l} \text{Strahlstärke im Gas } S_{fg}(\vartheta, \varphi) \\ \downarrow \\ \text{Intensität als Projektion } I(x, y). \end{array} \right.
 \end{array} \tag{6.2}$$

Hier fällt bereits auf, dass bis zur Transformation an der geeigneten Grenzschicht keine Abhängigkeit vom Azimutalwinkel gegeben ist. Im Rahmen dieser Arbeit kann idealisiert angenommen werden, dass die Strahlstärke im Fasermaterial als azimutalsymmetrische Funktion vorliegt und alle Strahlen durch einen einzigen Punkt an der Grenzfläche ausgekoppelt bzw. gebrochen werden. Dieser Punkt sei zugunsten der Einfachheit dort, wo der Axialstrahl¹ auf die Grenzfläche trifft. Für eine präzisere Beschreibung müsste man über ortsabhängige Strahlstärken der gesamten Grenzfläche (Fasermantel eingeschlossen) integrieren, was zudem einen Flächenstrahler implizieren würde. Da der Faserkern von einigen 100 μm Durchmesser mehrere Größenordnungen vom Projektionsabstand ~ 100 mm entfernt ist, kann in guter Näherung ein Punktstrahler angenommen werden. Aus technischen Gründen werden Faserbündel statt Einzelfasern verwendet, was den effektiven Durchmesser auf ~ 1 mm erhöht. Die Approximation ist in diesem Zusammenhang dennoch gerechtfertigt.

6.1.1. Empirische Beschreibung der Abstrahlcharakteristik von Faserenden

In [208] werden Funktionen $I(R) : R \in \mathbb{R}_0^+$ diskutiert, die eine radialsymmetrische Plateau-Struktur besitzen und sich damit zur Beschreibung von speziellen, optisch geformten Intensitätsprofilen eignen. Darin wird u.a. die Endlichkeit des Integrals in der Form

$$2\pi \int_0^\infty I(R) R dR = 1, \quad \text{mit } I > 0, \tag{6.3}$$

gefordert. In einem leicht abweichenden Kontext findet diese Problemstellung in dieser Arbeit Anwendung, denn gesucht ist eine Funktion $S(\theta)$ auf der Winkeldomäne, die es näherungsweise vermag eine azimutalsymmetrische Lichtquelle mit endlichem Lichtkegel, d.h. einen Raumwinkel $\Omega < 2\pi$ sr, zu beschreiben. Dies wird im Zusammenhang mit der winkelabhängigen Strahlungsintensität in 6.1 Anwendung finden, um das ausgekoppelte Licht einer Lichtleiterfaser zu beschreiben. Im Vergleich zu [208] wird hier auf einer endlichen Winkeldomäne $\theta \in [0, \frac{\pi}{2}]$ statt mit der unendlichen radialen Domäne $R \in [0, \infty)$ gearbeitet. Da daraus in diesem Zusammenhang keine physikalischen Erkenntnisse gewonnen werden müssen, genügt diese empirische Herangehensweise an die Problemstellung. Damit reicht die schwächere Forderung

$$\int_0^{\theta_{\max}} S(\theta) d\theta \approx \int_0^\infty S(q) dq < \infty, \quad \theta, \theta_{\max}, q \in \mathbb{R}_0^+, \quad \theta, \theta_{\max} \leq \frac{\pi}{2}, \tag{6.4}$$

¹Gemeint ist jener Strahl, der relativ zur Faser axial verläuft. Allgemein betrachtet, sind alle Strahlen gemeint, die parallel zur Faserachse verlaufen.

aus d.h. S soll vor Erreichen der oberen Integrationsgrenze genügend schnell abfallen, sodass das endliche Integral näherungsweise dem uneigentlichen Gesamtintegral gleicht. Die Endlichkeit des Integrals folgt bereits aus 6.3, da sie in jenem Fall die trotz des zusätzlichen divergenten Faktors R unter dem Integralzeichen gegeben ist. Physikalisch wäre im Bilde der Strahlenoptik eine Forderung $S(-\frac{\pi}{2}) = S(\frac{\pi}{2}) \stackrel{!}{=} 0$ notwendig, da die Lichtquelle im Kontext dieser Arbeit von dem Ende eines Lichtleiters repräsentiert wird, welches transversal und bei Winkeln größer 90° kein Licht abstrahlen kann.

In [208] werden insgesamt vier Profile vorgestellt. Aufgrund der Auswertung von Messungen projizierter Profile, die als Vorarbeit im Rahmen von [195] aufgenommen wurden, fällt die Wahl auf das Produkt aus einem sogenannten Super-Gauß-Profil und einer Super-Lorentz-Funktion, um das Gesamtprofil näherungsweise beschreiben zu können. Diese Wahl soll im Weiteren begründet werden. Die einfachste Annahme wäre, dass die Winkelabhängigkeit der optischen Leistung pro Raumwinkel-element am Ausgang des Lichtleiters der eingekoppelten entspricht. Im Rahmen dieser Arbeit wird ein transversal aufgeweiteter Laserpuls verwendet, der über einen Diffusor in die Faser einkoppelt. Naiv würde man also die Winkelabhängigkeit des Diffusors am Ausgang der Faser erwarten. Gleichwohl gibt es eine Grenze für Einkopplungswinkel, die im Profil beachtet werden muss. Um den Einfluss des Lichtleiters auf die von ihm durch Totalreflexion transportierte *Strahlstärke* $S_{gf}(\theta)$ – d.h. die winkelabhängige Leistung pro Raumwinkel-element – zu quantifizieren, wird die einfache Annahme gemacht, dass ein Multimode-Lichtleiter im Falle eines herkömmlicher Faserenden nur Strahlen mit Einkopplungswinkeln bis zum Grenzwinkel $\vartheta_{\max} = \arcsin(\text{NA})$ transmittiert. Dies bedeutet bei Betrachtung der ausgekoppelten Strahlstärke $S_{\text{ref}}(\theta')$, dass ein Produkt aus zwei Profilen zu erwarten ist. Eines der beiden Profile spiegelt die Verteilung des Diffusors wider, die andere Profilform soll das Abschneiden für Winkel $\vartheta > \vartheta_{\max}$ beschreiben. Die Winkelverteilung des Diffusors sei durch das Super-Gauß-Profil

$$G(\vartheta) := \exp\left(-\left(\frac{\vartheta^2}{2\sigma_\vartheta^2}\right)^b\right). \quad (6.5)$$

beschrieben und der Einfluss der Faser durch das Super-Lorentz-Profil

$$L(\vartheta) := \frac{1}{1 + \left(\frac{\vartheta^2}{\vartheta_{\max}^2}\right)^p}, \quad (6.6)$$

verkörpert². Hierbei gibt ϑ_{\max} den Winkel an, bei dem das Profil auf die Hälfte des Maximums abgefallen ist und praktischerweise als Maß für den maximalen Transmissionswinkel des Lichtleiters angenommen wird. Damit kann im Nenner direkt die Definition der numerischen Apertur

$$\vartheta_{\max} = \arcsin(\text{NA}) \quad (6.7)$$

verwendet werden, um an entsprechender Stelle eine Ersetzung durchzuführen, wodurch man einen direkten Vergleich zur numerischen Apertur des Herstellers hat.

6.1.2. Einfluss des Snelliusschen Brechungsgesetzes an Faserenden

In Kapitel 5 geht es u.a. um die Ausleuchtung der Detektorkathode mittels *Multimode*-Lichtleiterfasern. Dabei handelt es sich um *tief ultraviolettes Licht* (*engl. deep ultraviolet, DUV*), welches zum Herauslösen von Photoelektronen genutzt wird. Um das austretende Licht ohne zusätzliche Optiken in den gewünschten Bereich der Projektionsfläche zu lenken, müssen die Faserenden in einem bestimmten Winkel α angeschliffen werden. Dies bewirkt beim Übergang vom Lichtleitermaterial zum

²Als Modifikation zu [208] geht hier das Argument zum Quadrat ein und wird erst nachträglich mit dem jeweiligen Exponenten (b oder p) potenziert. Das Quadrieren hat zur Folge, dass z.B. auch ungerade Exponenten zu einem symmetrischen Profil führen. Das hat die im Rahmen von [195] getätigte eindimensionale Analyse erleichtert, wobei, aus Gründen der Symmetrie, negative Winkel zugelassen wurden.

Detektorgas eine Brechung, wodurch die Richtung des austretenden Lichtes manipuliert werden kann. Um die Verzerrung einer optischen Strahlstärke (6.1) durch den Einfluss der Brechung vorhersagen zu können, sollte zunächst festgestellt werden, wie ein einzelner beliebig orientierter Lichtstrahl an einer fixen Grenzfläche gebrochen wird. Die y'' -Achse liege o.B.d.A in dieser Grenzfläche. Zudem sei das Medium mit Brechungsindex n_1 im Bereich $z \leq 0$ und das Medium mit Brechungsindex n_2 für $z'' > 0$ festgelegt. Im Rahmen dieser Arbeit sind das Faserkernmedium des Lichtleiters und Detektorgas. Abbildung 6.2 dient im Weiteren als grafische Unterstützung für die Erläuterung geometrischer Zusammenhänge in beiden Medien.

Für ein tieferes Verständnis wird das Brechungsgesetz nach Snellius [200] auf ein dreidimensionales Problem angewendet. Die Formulierung der Verallgemeinerung in Zusammenhang mit der konkreten Problemstellung soll die Verzerrung der Strahlstärke durch den Übergang vom Fasermaterial ins Gas beschreiben. Für Strahlstärken innerhalb des Lichtleiters werden ausschließlich azimutalsymmetrische Profile wie (6.5) und (6.6) angenommen, was in sphärischen Koordinaten vorteilhaft ist. Aus Gründen der Anschaulichkeit wird die Symmetrieachse der Strahlstärke z' antiparallel statt parallel zur Ausbreitungsrichtung des Axialstrahls gewählt. Sie ist Teil des orthogonalen Koordinatensystems (x', y', z') und in dem damit assoziierten sphärischen Koordinatensystem ist θ der Polar- und ϕ der Azimutalwinkel. In Abbildung 6.2 ist das betroffene Koordinatensystem blau gefärbt und der zugehörige Polarwinkel θ aus Gründen der Übersichtlichkeit nicht explizit eingezeichnet. Lichtstrahlen mit gleichem ϕ spannen einen Kegel auf und treffen sich an der Grenzfläche. Auch wenn das für die Herleitung des verallgemeinerten Brechungsgesetzes irrelevant ist, sei an dieser Stelle wiederholt vermerkt, dass der Schnittpunkt in allen folgenden Betrachtungen näherungsweise als gemeinsamer Austrittspunkt aller aus der Faser austretenden Strahlen gesehen wird³.

Die Achse z' und liegt in der x'' - z'' -Ebene und bildet zusammen mit z'' den Winkel α : dieser als Schleifwinkel des Faserendes zu interpretieren und lässt sich damit auch zwischen den Ebenen x'' - y'' und x' - y' finden. Als Koordinatensystem im Gasmedium eignen sich die Kugelkoordinaten (ϑ, φ) , welche mit dem kartesischen Referenzsystem (x'', y'', z'') assoziiert sind.

Der Unterschied zum zweidimensionalen Brechungsgesetz liegt darin, dass ein zusätzlicher Winkel δ zugelassen werden muss, der die Orientierung der Einfallsebene relativ zur x'' - z'' -Ebene beschreibt. In der Einfallsebene gilt wieder das zweidimensionale Gesetz, welches durch Einfallswinkel $\alpha_{\theta\phi}$ im primären Medium bzw. Ausfallswinkel $\beta_{\vartheta\varphi}$ im sekundären Medium definiert wird. Hier deuten die Indizes an, in welchen Koordinaten sie für die Verallgemeinerung ausgedrückt werden müssen. Die Grenzfläche wird gemäß Abbildung 6.2 durch x'' und y'' aufgespannt und der Winkel eines Strahls in der Einfallsebene wird jeweils relativ zur z'' -Achse gemessen. Die Beschreibung eines beliebigen gebrochenen Strahls gestaltet sich so besonders einfach, da der Polarwinkel direkt mit dem verallgemeinerten Ausfallswinkel identifiziert werden kann, d.h.

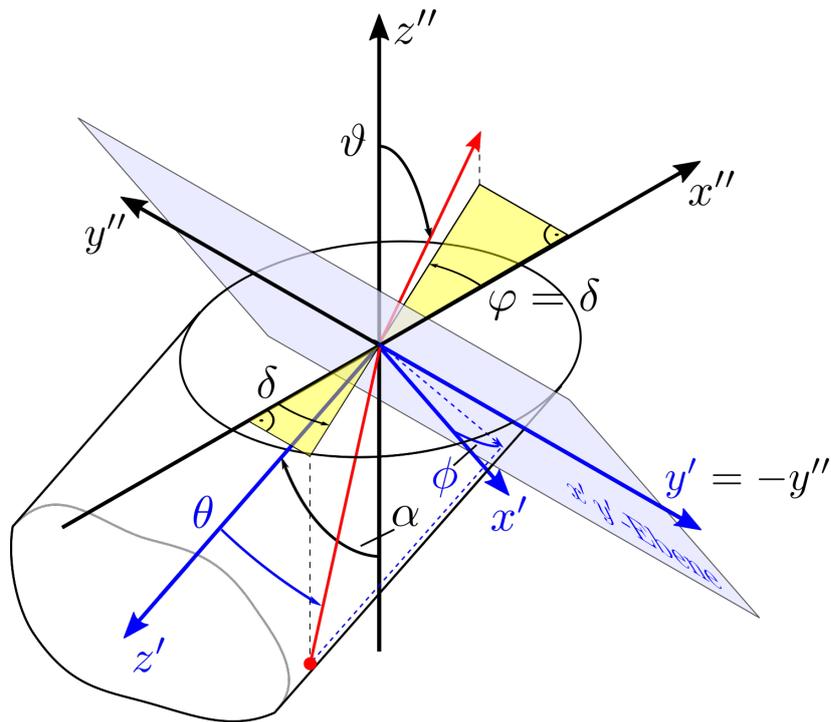
$$\beta_{\vartheta\varphi} \equiv \vartheta. \quad (6.8)$$

Eine Abhängigkeit von φ ist an dieser Stelle nicht gegeben, worauf später Bezug genommen wird. Um im Folgenden die Verallgemeinerung des Brechungsgesetzes zu formulieren, wird der Spezialfall für den Axialstrahl betrachtet. Dieser ließe sich auch mit dem zweidimensionalen Brechungsgesetz

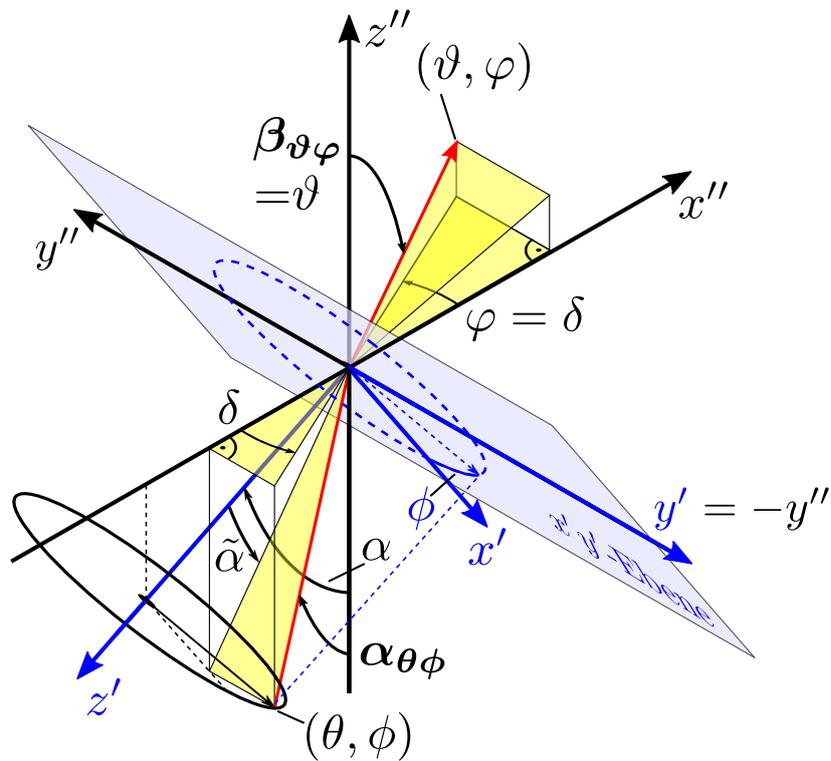
$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{n_2}{n_1} \quad (6.9)$$

berechnen, wobei n_1 und n_2 die Brechungsindizes seien. Für die Herleitung Verallgemeinerung kann von der selben äußeren Form ausgegangen werden, jedoch ist die Gleichung wesentlich komplexer, wenn man $\alpha_{\theta\phi}$ in θ und ϕ ausdrückt. Im jeweiligen System \mathbb{S}' bzw. \mathbb{S}'' gilt die gewöhnliche Koordi-

³Genau genommen sind die Austrittspunkte über die gesamte Grenzfläche des Faserendes verteilt. Da im Rahmen dieser Arbeit nur das Fernfeld von Interesse ist, kann diese Vereinfachung gemacht werden.



(a) Skizze eines Faserendes (ohne Mantel) und damit verbundene Koordinatensysteme



(b) Koordinatensysteme am Faserende und relevante geometrische Größen

Abbildung 6.2.: Zur Verallgemeinerung des Snelliusschen Brechungsgesetzes. Die Grenzfläche wird von x und y aufgespannt. Ebene $x'-y'$ bildet lediglich eine Hilfsebene für die Winkelkoordinaten im Fasermedium. Lichtstrahl in rot dargestellt. Die gelb markierten Dreiecke in (a) sind kongruent.

natentransformation für sphärische Koordinaten

$$\begin{aligned} x' &= r' \sin \theta \cos \phi & x'' &= r'' \sin \vartheta \cos \varphi \\ y' &= r' \sin \theta \sin \phi & y'' &= r'' \sin \vartheta \sin \varphi, \end{aligned} \quad (6.10)$$

$$(6.11)$$

was essenziell für die Herleitung ist. Hierbei stehen auf den linken Seiten der Gleichungen die kartesischen Raumkoordinaten im jeweiligen Bezugssystem. Die Winkel (ϕ, θ) werden demnach dem System S' und (φ, ϑ) dem System S'' zugeordnet. Nach den Überlegungen von Anhang D und durch Anwendung des zweidimensionalen Brechungsgesetzes erhält man

$$\begin{aligned} \frac{\sin \alpha_{\theta\phi}}{\sin \beta_{\vartheta\varphi}} &= \frac{n_2}{n_1} \\ \sin \alpha_{\theta\phi} &= \sqrt{(1 - \sin^2 \theta \sin^2 \phi) \cdot \sin^2(\alpha - \tilde{\alpha}(\theta, \phi)) + \sin^2 \theta \sin^2 \phi} \\ \sin \beta_{\vartheta\varphi} &= \sin \vartheta. \end{aligned} \quad (6.12)$$

Zwecks Übersichtlichkeit wird die Substitution

$$\tilde{\alpha}(\theta, \phi) := \arcsin \left(\frac{\sin \theta \cos \phi}{\sqrt{1 - \sin^2 \theta \sin^2 \phi}} \right) \quad (6.13)$$

eingeführt. In Abbildung 6.2 ist die entsprechende Größe als Winkel in der x'' - z'' -Ebene zu finden. Die Herleitung des Ausdrucks erfolgt im Anhang D. Gleichung (6.12) verbindet zunächst (nur) die sphärischen Koordinaten (θ, ϕ) und ϑ über die Zwangsbedingung des zweidimensionalen Snelliusschen Brechungsgesetzes. Da φ in (6.12) nicht auftaucht, bedarf es einer weiteren Gleichung, um den Azimutalwinkel im sekundären Medium zu beschreiben und damit das verallgemeinerte Gesetz zu komplettieren. Die Formulierung dieser Gleichung soll das abschließende Ziel des Abschnittes sein.

Die Anwendung des zweidimensionalen Brechungsgesetzes zur Herleitung von (6.12) ist legitim, da die Einfallsebene auch im dreidimensionalen Fall erhalten bleibt, d.h. dass sich der gebrochene Strahl in derselben Ebene befindet, wie der einfallende. Dieselbe Tatsache kann verwendet werden um einen weiteren Zusammenhang zwischen Koordinaten des ursprünglichen und sekundären Koordinatensystems zu finden. Die geometrische Schlussfolgerung ist, dass der Azimutalwinkel im angestrebten System direkt mit der Orientierung der Einfallsebene identifiziert werden kann, d.h.

$$\delta \equiv \varphi, \quad (6.14)$$

woraus die Gleichung

$$\sin \theta \sin \phi = \frac{n_2}{n_1} \cdot \sin \vartheta \sin \varphi \quad (6.15)$$

mit der gewünschten φ -Abhängigkeit folgt. Eine Herleitung dazu ist in Anhang D zu finden. Nach θ bzw. ϕ umgestellt, eliminiert die gefundene Gleichung jeweils eine ursprüngliche Variable in (6.12), was für die Transformation einer Strahlstärke S von einem Medium in ein anderes gefordert ist. Die Strahlstärke (6.38) wird in 6.1.5 näher erläutert. Für die Koordinatentransformation müssen die ursprünglichen Koordinaten (θ, ϕ) jeweils durch die des Zielsystems (ϑ, φ) ausgedrückt werden. Verwendet man (6.15), um θ oder ϕ in (6.12) zu eliminieren, so kann für die jeweils andere Variable ein Ausdruck gefunden werden. Dieser Schritt sei aufgrund der Komplexität einem Computeralgebra-Programm wie *Mathematica* oder *Maple* überlassen. Es ergeben sich schließlich die folgenden zwei

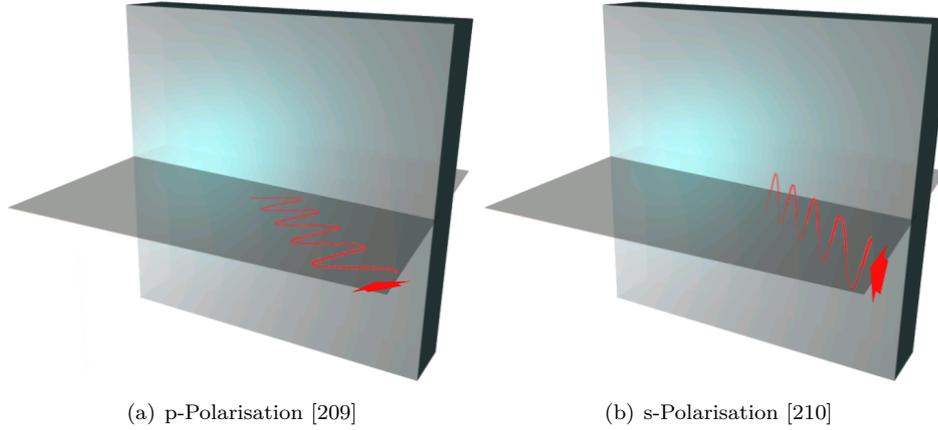


Abbildung 6.3.: Veranschaulichung der Polarisation. Dargestellt ist das elektrische Feld einer einfallenden Lichtwelle. Bei der p-Polarisation schwingt das Feld parallel zur Einfallsebene, im Falle der s-Polarisation senkrecht dazu.

Ausdrücke in Abhängigkeit von den Koordinaten des Zielkoordinatensystems:

$$\theta(\vartheta, \varphi) = \arcsin \sqrt{\cos^2 \left(\alpha + \arcsin \left(\frac{n_2 \sin \vartheta \cdot \sqrt{(n_1^2 - n_2^2 \sin^2 \vartheta \sin^2 \varphi) \cos^2 \varphi}}{n_2^2 \sin^2 \vartheta \sin^2 \varphi - n_1^2} \right) \right) \cdot \left(\frac{n_2^2 \sin^2 \vartheta \sin^2 \varphi}{n_1^2} - 1 \right) + 1} \quad (6.16)$$

$$\phi(\vartheta, \varphi) = -\arctan \left(\frac{n_2 \sin \vartheta \sin \varphi}{\cos \alpha \cos \varphi \sin \vartheta n_2 - \sin \alpha \sqrt{n_1^2 - n_2^2 \sin^2 \vartheta}} \right). \quad (6.17)$$

Diese zwei Gleichungen – insbesondere der Ausdruck für θ – liefern die Abhängigkeit der einfallenden Strahlen von ausfallenden, womit eine Grundlage für die explizite Beschreibung optischer Größen im Koordinatensystem der gebrochenen Strahlen geschaffen wurde. Verwendung findet es in 6.1.3, wo das Transmissionsvermögen in Abhängigkeit der Strahlrichtung im Gas hergeleitet wird, sowie in 6.1.4 für die explizite Koordinatentransformation von Strahlstärken beim Wechsel des Mediums.

6.1.3. Einfluss der Grenzfläche auf die Transmission

Da letztlich nicht nur einzelne Strahlen betrachtet werden, sondern Lichtintensitätsverteilungen über große Winkelbereiche, muss eine Funktion hergeleitet werden, die die Transmission in Abhängigkeit der Lichtaustrittsrichtung, vorgegeben durch ϑ und φ (vgl. 6.1.2), beschreibt.

Aus den Stetigkeitsbedingungen bestimmter Feldkomponenten an der Grenzfläche, in diesem Fall der Übergang von Faserkern zu Detektorgas, folgen die Fresnelschen Formeln [110] für den Spezialfall idealer dielektrischer Materialien

$$\begin{aligned} \left(\frac{E_{0t}}{E_{0e}} \right)_s &= t_s = \frac{2n_1 \cos \alpha}{n_1 \cos \alpha + n_2 \cos \beta} = \frac{2 \sin \beta \cos \alpha}{\sin(\alpha + \beta)} \\ \left(\frac{E_{0t}}{E_{0e}} \right)_p &= t_p = \frac{2n_1 \cos \alpha}{n_2 \cos \alpha + n_1 \cos \beta} = \frac{2 \sin \beta \cos \alpha}{\sin(\alpha + \beta) \cos(\alpha - \beta)} \end{aligned} \quad (6.18)$$

Für das zweite Gleichheitszeichen wurde jeweils das Brechungsgesetz (6.9) verwendet. Da nur der

transmittierte Anteil, und nicht der reflektierte, von Interesse ist, sind auch nur entsprechende Formeln für die Amplitudenverhältnisse angegeben. Dabei steht E_{0e} für die einfallende und E_{0t} für die transmittierte Amplitude des elektrischen Feldes. Zudem bezeichnen die Indizes s und p die senkrechte bzw. parallele Feldkomponente bezüglich der Einfallsebene. Die Größe t_i ist eine Abkürzung für das jeweilige Amplitudenverhältnis, wobei $i = \{s, p\}$ die entsprechende Komponente indiziert.

In diesem Zusammenhang möchte man des Weiteren das *Transmissionsvermögen*

$$T_i = \frac{\text{transmittierte Leistung}}{\text{eingestrahle Leistung}} = \frac{dP_t}{dP_e} \quad (6.19)$$

$$T_i = \frac{n_2 \cos \beta}{n_1 \cos \alpha} \left| \left(\frac{E_{0t}}{E_{0e}} \right)_i \right|^2 = \frac{n_2 \cos \beta}{n_1 \cos \alpha} t_i^2 \quad (6.20)$$

betrachten, welches den Bruchteil der transmittierten Intensität eines Lichtstrahls widerspiegelt (Gleichung (6.20) nach [110]). Im Zusammenhang dieser Arbeit muss ein Ausdruck gefunden werden, der in den Koordinaten (ϑ, φ) beschrieben ist (s. 6.1.2). Um dies zu erreichen, müssen in (6.18) die Ersetzungen

$$\alpha \mapsto \alpha_{\vartheta, \varphi} \quad (6.21)$$

$$\beta \mapsto \beta_{\vartheta, \varphi} \quad (6.22)$$

vorgenommen werden. Einen Ausdruck für $\beta_{\vartheta, \varphi}$ liefert (6.12) direkt, da er bereits in Abhängigkeit der gewünschten Winkeln vorliegt. Um den Einfallswinkel $\alpha_{\vartheta, \varphi}$ in Abhängigkeit von ϑ und φ zu erhalten, kann zunächst entsprechende Gleichung aus (6.12) nach $\alpha_{\theta, \phi}$ umgestellt werden. Im nächsten Schritt quadriert man (6.15), sodass damit die in $\alpha_{\theta\phi}$ auftretenden quadrierten Doppelsinus-Terme durch

$$\sin^2 \theta \sin^2 \phi = \frac{n_2^2}{n_1^2} \cdot \sin^2 \vartheta \sin^2 \varphi \quad (6.23)$$

ersetzt werden können. Letztlich eliminiert (6.16) die verbleibende θ -Abhängigkeit.

Die finale Funktion für das polarisationsgewichtete *Transmissionsvermögen* lautet

$$T(\vartheta, \varphi) = \frac{n_2}{n_1} \cdot \frac{\cos \beta_{\vartheta\varphi}}{\cos \alpha_{\vartheta\varphi}} \cdot (\pi_p \cdot t_p^2(\vartheta, \varphi) + (1 - \pi_p) \cdot t_s^2(\vartheta, \varphi)), \quad \pi_p : p\text{-Polarisationsgrad.} \quad (6.24)$$

Für unpolarisiertes Licht, welches hier a priori angenommen wird, ist der Polarisationsgrad $\pi_p = \frac{1}{2}$ einzusetzen. Der Ausdruck für $\alpha_{\vartheta\varphi}$ ist umfangreich und wie oben beschrieben herzuleiten. Dazu empfiehlt sich – wie für bisherige Berechnungen – eine Computeralgebra-Software. Aus Gründen der Übersichtlichkeit wird ferner auf die explizite Form von T verzichtet.

6.1.4. Koordinatentransformation von Strahlstärken

Wie in 6.1 einleitend beschrieben, kann die radiometrische Größe der *Strahlstärke* in der doppeltdifferenziellen Form

$$\frac{dP}{d\Phi d\Theta \sin \Theta}(\Phi, \Theta), \quad (6.25)$$

in sphärischen Koordinaten angegeben werden, wobei Θ der Polar- und Φ der Azimutalwinkel ist. Das Ziel dieses Abschnittes ist es, eine Vorschrift zum Überführen einer Strahlstärke von einem sphärischen Koordinatensystem in ein anderes zu finden. Die beiden Koordinatensysteme seien dabei nichtlinear miteinander verknüpft. Im Rahmen dieser Arbeit geht es konkret darum, Strahlstärken von einem Medium in ein anderes zu transformieren, wobei die Verknüpfung der beiden zugrundeliegenden Koordinatensysteme durch das verallgemeinerte Brechungsgesetz (6.12) gegeben ist. Die Abhängigkeit

der ursprünglichen Koordinaten (θ, ϕ) von den angestrebten ist durch (6.16) und (6.17) gegeben. Die Problemstellung im vorliegenden Kontext ist, dass ausgehend von der Strahlstärke eines gerade geschliffenen *Multimode*-Faserbündels das entsprechende Strahlstärkeprofil und, schließlich, die Projektion auf einer Ebene bei beliebigem Schleifwinkel vorhergesagt werden kann. Dazu soll im Vorhinein die Strahlstärke mithilfe eines gerade geschliffenen⁴ Referenzfaserbündels vermessen werden (s. Abschnitt 6.3).

Um vorherzusagen, wie die entsprechende Strahlstärke bei einem beliebigen Schleifwinkel α erscheint, muss zunächst eine Transformation bei $\alpha = 0^\circ$ vom Umgebungsgas in die Faser erfolgen. Anschließend kann das Ergebnis verwendet werden, um bei $\alpha > 0$ eine Transformation vom Faserkernmedium in das jeweilige Umgebungsgas durchzuführen. Eine Veranschaulichung dazu wurde bereits in Abbildung 6.1 gezeigt.

Um das Problem wieder allgemeiner zu formulieren, ist eine Transformation

$$\frac{dP_e}{d\Phi d\Theta \sin \Theta}(\Phi, \Theta) \rightarrow \frac{dP_t}{d\psi d\xi \sin \xi}(\xi, \psi) \quad (6.26)$$

von einfallender zu transmittierter Strahlstärke gewünscht, wobei ξ und ψ das angestrebte Koordinatensystem in der Rolle des Polar- bzw. Azimutalwinkels beschreiben. Nach der Differentialgeometrie lässt sich das infinitesimale Element

$$d\Phi d\Theta = \underbrace{\left| \det \frac{\partial(\Theta, \Phi)}{\partial(\xi, \psi)} \right|}_{=: J_{\xi\psi}} d\xi d\psi \quad (6.27)$$

mit der entsprechenden Jacobi-Determinante $J_{\xi\psi}$ formulieren. Führt man mit diesem Ausdruck eine Ersetzung in der Strahlstärke im ursprünglichen Koordinatensystem (Θ, Φ) durch, so erhält man

$$\frac{dP_e}{d\Phi d\Theta \sin \Theta}(\Phi, \Theta) = \frac{dP_e}{d\psi d\xi J_{\xi\psi} \sin \Theta}, \quad (6.28)$$

woraus deutlich wird, dass die Strahlstärke – zunächst ohne Berücksichtigung des Transmissionsvermögens – im Ziel-Koordinatensystem folgendermaßen berechnet werden kann⁵:

$$\frac{dP_e}{d\psi d\xi \sin \xi}(\xi, \psi) = \frac{dP_e}{d\Phi d\Theta \sin \Theta}(\Phi(\xi, \psi), \Theta(\xi, \psi)) \cdot J_{\xi\psi} \cdot \frac{\sin \Theta(\xi, \psi)}{\sin \xi}. \quad (6.29)$$

Instruktiv formuliert, drücke man ausgehend von (6.28) die Strahlstärke zunächst durch die neuen Koordinaten aus und multipliziere sie mit der Jacobi-Determinante $J_{\psi\xi}$. Anschließend ersetzt man $\sin \Theta$ im Nenner durch beidseitige Multiplikation mit $\sin \Theta(\xi, \psi) / \sin \xi$, wodurch die Strahlstärke im Ziel-Koordinatensystem die korrekte differentielle Form bekommt.

Die transformierte Strahlstärke berücksichtigt bislang nur die geometrisch bedingte Verzerrung, aber nicht das winkelabhängige *Transmissionsvermögen* der vorliegenden Konfiguration. Mithilfe von (6.19) folgt

$$dP_e = \frac{1}{T(\xi, \psi)} dP_t, \quad (6.30)$$

⁴Es ist ein zur Faserachse senkrechter Schliff gemeint. Der Schleifwinkel wäre in diesem Fall $\alpha = 0$.

⁵In [211] werden nach vergleichbarer Vorschrift mehrfachdifferenzielle Wirkungsquerschnitte ineinander transformiert, was die Richtigkeit der Herleitung stützt.

womit sich der finale Ausdruck für die transmittierte Strahlstärke im Ziel-Koordinatensystem

$$\frac{dP_t}{d\psi d\xi \sin \xi}(\xi, \psi) = \frac{dP_e}{d\Phi d\Theta \sin \Theta}(\Phi(\xi, \psi), \Theta(\xi, \psi)) \cdot J_{\xi\psi} \cdot \frac{\sin \Theta(\xi, \psi)}{\sin \xi} \cdot T(\xi, \psi). \quad (6.31)$$

ergibt. Für bestimmte Fälle mit kleinen Brechungswinkeln und Schleifwinkeln kann die Näherung $T_0 \approx T(\xi = 0)$ genutzt werden, da T dann für gewöhnliche Glas-Gas-Übergänge über einen weiten Bereich des Polarwinkels annähernd konstant ist.

Das Hergeleitete kann nun dazu genutzt werden konkrete Problemstellungen dieser Arbeit zu lösen. Die **gemessene Strahlstärke** bei $\alpha = 0$ – d.h. gerader Schliff – sei hierbei

$$S_{\text{ref}}(\theta') = \frac{dP'}{d\phi' d\theta' \sin \theta'}(\phi', \theta'). \quad (6.32)$$

Im Folgenden soll ein Ausdruck für eine Strahlstärke bei $\alpha > 0$ gefunden werden, wofür man zunächst die Strahlstärke im Faserkernmaterial bestimmt, indem man sich die Umkehrbarkeit des Lichtweges zunutze macht. Für die Transformation vom Umgebungsgas in das Faserkernmaterial sei (θ', ϕ') das ursprüngliche Koordinatensystem im Gas und (θ, ϕ) jenes im Faserkernmedium. Nach (6.31) gilt in den neuen Koordinaten

$$S_{gf}(\theta, \phi) = \left[S_{\text{ref}}(\theta'(\theta, \phi)) \cdot J_{\theta\phi} \cdot \frac{\sin \theta'(\theta, \phi)}{\sin \theta} \right]_{\substack{n_1=n_g \\ n_2=n_f \\ \alpha=0}} \cdot [T^{-1}(\theta'(\theta, \phi), \phi'(\theta, \phi))]_{\substack{n_1=n_f \\ n_2=n_g \\ \alpha=0}} \quad (6.33)$$

mit dem Brechungsindex vom Umgebungsgas n_g und dem des Faserkerns n_f . Die Strahlstärke wird zwar in Luft gemessen, welches offensichtlich nicht dem Detektorgas entspricht, jedoch ist nach [212] und [213] der Unterschied in den entsprechenden Brechungsindizes unwesentlich⁶. Die Brechungsindizes beider Gase, Luft und Ar, wird also fortan als praktisch gleich angesehen. Einen deutlich größeren Unterschied im Brechungsindex findet man beim Vergleich beider Wellenlängen im Faserkernmedium (s. Tabelle 6.1), doch sogar dieser Umstand hat keinen wesentlichen Einfluss auf das vorhergesagte Intensitätsprofil.

Für das Transmissionsvermögen gilt in diesem Fall die Umkehrbarkeit des Lichtweges insofern, dass die Reziproke Funktion T^{-1} verwendet werden muss, wobei T das Transmissionsvermögen von Faserkernmaterial nach Gasmedium ist. Die Begründung liegt darin, dass hier in zeitlich umgekehrter Reihenfolge gearbeitet wird und impliziert ein Transmissionsvermögen größer 1.

Bei genügend kleinen Einkopplungswinkeln bzw. Ausbreitungswinkeln innerhalb der Faser θ ist bei geradem Schliff ($\alpha = 0$) eine Kleinwinkelnäherung für das Brechungsgesetz (6.12) gerechtfertigt⁷, was die Beziehung linearisiert. Diese Approximation ist sich im Zusammenhang großer Einkopplungswinkel bewusst zu halten: der Vergleich von Messung und Vorhersage in Abschnitt 6.6 wird tatsächlich merkliche Diskrepanzen zeigen, wenn breitere Winkelverteilungen bei der Lichteinkopplung verwendet werden. Damit gelten nach (D.11) und (D.12) die vereinfachten und wohlgeordnet linearen Koordinatenabhängigkeiten

$$\begin{aligned} \theta' &\approx \frac{n_f}{n_g} \cdot \theta \\ \phi' &\approx \phi, \end{aligned} \quad (6.34)$$

⁶Die Referenzmessung erfolgt bei $\alpha = 0$ in Luft mithilfe eines 532 nm-Lasers. Im Folgenden seien entsprechende Brechungsindizes angegeben: $n_{\text{Ar}}(266 \text{ nm}) \approx 1.00030$ nach [212], $n_{\text{Luft}}(532 \text{ nm}) \approx 1.00028$ nach [213]

⁷Beim gewöhnlichen Brechungsgesetz (6.9) wäre das die entsprechende Näherung $\sin \alpha \approx \alpha$ und $\sin \beta \approx \beta$.

wodurch die approximierte Funktionaldeterminante eine Konstante ergibt:

$$J_{\theta\phi} \approx \tilde{J}_{\theta\phi} = \frac{n_f}{n_g}. \quad (6.35)$$

Eine ausführliche Berechnung und Herleitung ist in D.2 zu finden. Die approximierte Strahlstärke, welche die winkelabhängige optische Leistungsverteilung in der Lichtleiter-Faser beschreibt, lautet damit⁸

$$S_{gf}(\theta) \approx S_{\text{ref}}\left(\frac{n_f}{n_g}\theta\right) \cdot \frac{n_f^2}{n_g^2} \cdot \left[\frac{1}{T_0}\right]_{\substack{n_1=n_f \\ n_2=n_g \\ \alpha=0}} \quad (6.36)$$

Hier manifestiert sich der genäherte Term

$$\frac{\sin \theta'}{\sin \theta} \approx \frac{n_f}{n_g}$$

als zusätzlicher n_f/n_g -Faktor. Die oben bereits diskutierte Kleinwinkelnäherung für das *Transmissionsvermögen* T_0 ergibt ebenfalls einen konstanten Term. Aus praktischer Sicht können die Konstanten in der Gleichung auf 1 gesetzt werden, da im Kontext dieser Arbeit das Endresultat durch eine Messung kalibriert wird. Der Formalität wegen wird der Faktor beibehalten. Effektiv ist zur Berechnung nur eine Ersetzung $\theta' = n_f/n_g \cdot \theta$ in $S_{\text{ref}}(\theta')$ vorzunehmen. Der Winkel θ' bzw. ϕ taucht hier nicht auf, da die angenommene azimutale Symmetrie von S_{ref} bei dem Spezialfall der betrachteten Transformation im neuen Koordinatensystem erhalten bleibt.

Da nun bekannt ist, wie die Strahlungsintensität in der Lichtleiterfaser herzuweisen ist, kann das eigentliche Problem angegangen werden, nämlich die Transformation dieser Größe ins Detektorgas bei einem Schiefwinkel $\alpha > 0$. Die Prozedur läuft analog zu letzterer Transformation ab, wobei die Brechungsindizes zu vertauschen sind, also $n_1 = n_f$ und $n_2 = n_g$, und das angestrebte Koordinatensystem durch neue Koordinaten ϑ, φ beschrieben werden muss (die Variablen entsprechen nun Abbildung 6.2). Selbstverständlich darf für ein allgemeines $\alpha > 0$ die Kleinwinkelnäherung (6.34) nicht mehr verwendet werden, auch wenn der Öffnungswinkel des Lichtkegels beliebig klein ist. Unter Berücksichtigung von (6.36) lautet die die neue Strahlstärke formal

$$\begin{aligned} S_{fg}(\vartheta, \varphi) &= S_{gf}(\theta) \cdot J_{\vartheta\varphi} \cdot \frac{\sin \theta(\vartheta, \varphi)}{\sin \vartheta} \cdot T(\vartheta, \varphi) \Big|_{\substack{n_1=n_f \\ n_2=n_g}} \\ &\stackrel{(6.36)}{=} \underset{\uparrow}{S_{\text{ref}}\left(\frac{n_f}{n_g}\theta(\vartheta, \varphi)\right)} \cdot \frac{n_f^2}{n_g^2 \cdot T_0} \cdot J_{\vartheta\varphi} \cdot \frac{\sin \theta(\vartheta, \varphi)}{\sin \vartheta} \cdot T(\vartheta, \varphi) \Big|_{\substack{n_1=n_f \\ n_2=n_g}}. \end{aligned} \quad (6.37)$$

Für $\theta(\vartheta, \varphi)$ ist (6.16) einzusetzen, was hier aufgrund des Umfangs unterlassen wird. In diesem Fall sind Jacobi-Determinante $J_{\vartheta\varphi}$ sowie Transmissionsvermögen $T(\vartheta, \varphi)$ wesentlich komplexer und aufgrund der nichtlinearen Beziehung zwischen den beiden Koordinatensystemen abhängig von den angestrebten Variablen ϑ und φ .

Zum jetzigen Zeitpunkt liegt die von der Faser emittierte Strahlstärke in Winkelkoordinaten vor, wohingegen in der Anwendung eine Intensitätsverteilung als Projektion dieser Größe auf einer Ebene vorliegen wird. Aus diesem Grund behandelt der folgende Abschnitt die Koordinatentransformation von sphärischen Winkelkoordinaten (ϑ, φ) zu den kartesischen Koordinaten (x, y) . Für die Strahlstärke bedeutet dieser Koordinatenwechsel eine Transformation zu einer physikalischen Intensität, d.h. einer optischen Leistung pro Flächenelement.

⁸Die Klammer in $S_{\text{ref}}(\cdot)$ ist als Abhängigkeit der Funktion S_{ref} zu verstehen.

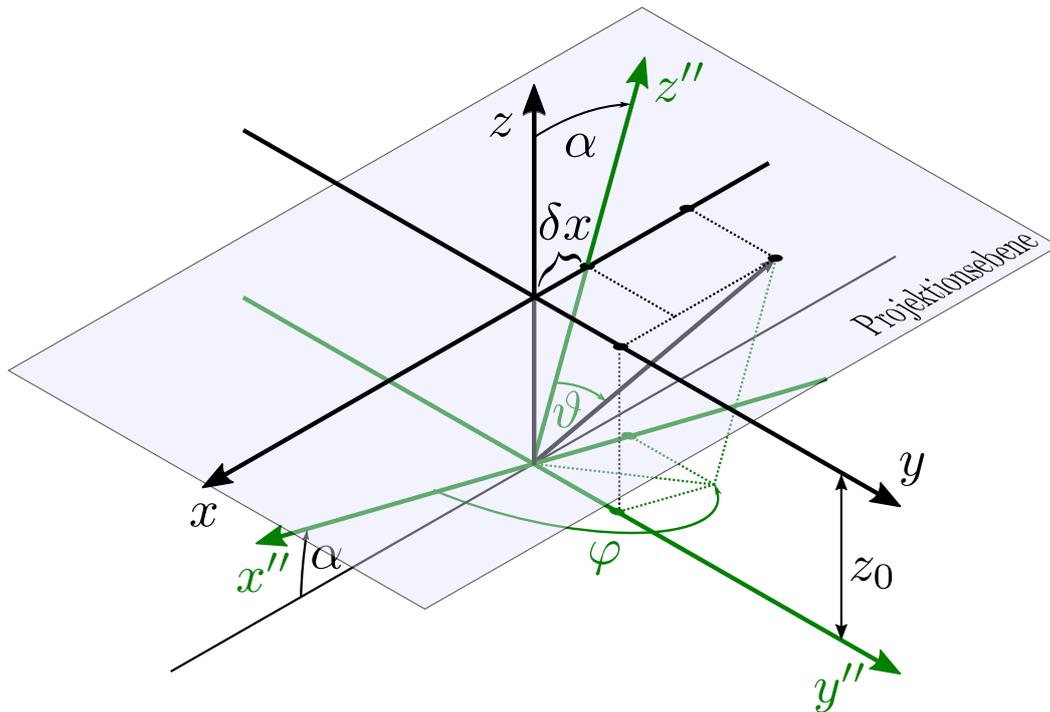


Abbildung 6.4.: Illustration der beteiligten Koordinatensysteme im Zusammenhang mit der Transformation einer Strahlstärke in kartesische Koordinaten. Das grün gefärbte Koordinatensystem liegt in der Grenzfläche zwischen den Medien.

6.1.5. Projektion einer Lichtquelle auf eine Ebene

Im praxisbezogenen Abschnitt 6.2 geht es darum, das Licht eines Faserbündels auf einem planen Schirm abzubilden, weshalb sich dieser Abschnitt der mathematischen Beschreibung dessen widmet. Es sei eine Lichtquelle gegeben, die an dieser Stelle als Strahlstärke (*engl. radiant intensity*) der doppelt-differenziellen Form

$$S(\varphi, \vartheta) = \frac{dP}{d\varphi d\vartheta \sin \vartheta}(\varphi, \vartheta), \quad (6.38)$$

vorliegt. Ziel ist es, diese Größe auf eine plane Ebene, beschrieben durch kartesische Koordinaten (x, y) , abzubilden bzw. transformieren. Folglich ist die allgemeine Beschreibung einer Lichtprojektion auf eine Ebene gesucht. Im Kontext dieser Arbeit soll eine plane Kathodenfolie durch mehrere Lichtleiterfaserbündel ausgeleuchtet werden. Entsprechend der Reihenfolge der Kalkulation liegt an diesem Punkt eine Strahlstärke $S_{fg}(\vartheta, \varphi)$ vor, die ihrerseits aus einer Koordinatentransformation stammt, bei der zwei Strahlstärken ineinander überführt werden (s. 6.1.4). Bei vorliegender Transformation findet zudem eine Änderung der Einheit statt: die physikalische Einheit der Strahlstärke ist, wie bereits zu Beginn von 6.1 genannt,

$$\left[\frac{dP}{d\varphi d\vartheta \sin \vartheta} \right] = 1 \frac{\text{W}}{\text{sr}} \quad (6.39)$$

und entspricht die einer optischen Leistung pro Raumwinkeleinheit. Integration über den gesamten Raumwinkelbereich 4π liefert die Gesamtleistung der Lichtquelle. Die physikalische Projektion auf eine Ebene impliziert die Transformation

$$\frac{dP_t}{d\varphi d\vartheta \sin \vartheta}(\varphi, \vartheta) \rightarrow \frac{dP_t}{dx dy}(x, y) \equiv I(x, y), \quad (6.40)$$

wobei die Zielgröße auf der rechten Seite die Einheit einer Intensität haben soll:

$$[I] = 1 \frac{\text{W}}{\text{m}^2}. \quad (6.41)$$

Formal bedingt wird hier bereits von der transmittierten Leistung dP_t ausgegangen, d.h. jener aus dem Lichtleiter ausgekoppelten (Vgl. 6.1.4, insbesondere Gleichung 6.31).

Analog zur Herleitung der Transformation in 6.1.4 lässt sich eine Vorschrift

$$\frac{dP_t}{dx dy}(x, y) = \frac{dP_t}{d\varphi d\vartheta \sin \vartheta}(x, y) \cdot J_{xy} \cdot \sin \vartheta(x, y), \quad (6.42)$$

finden, um die gewünschte Projektion in kartesischen Koordinaten zu erhalten. Als Ausgangsgröße der Strahlungsintensität wird die Strahlstärke S_{gf} aus (6.37) verwendet, die den Lichtkegel einer geneigten⁹ Lichtquelle repräsentiert. Darüber hinaus ist an dieser Stelle bereits von der transmittierten Leistung dP_t auszugehen, da das Transmissionsvermögen in der Strahlstärke implizit berücksichtigt wird.

Aus mathematischer Sicht müssen die ursprünglichen Winkelkoordinaten (ϑ, φ) durch die angestrebten kartesischen Koordinaten (x, y) parametrisiert werden, was hier in zwei Schritten erfolgt. Im ersten Schritt bietet es sich an, von den Kugelkoordinaten zurück in das triviale kartesische System (x'', y'', z'') zu wechseln. Hier definiert die z'' -Achse die Grenzflächennormale. Im zweiten Schritt muss das zweifach gestrichene System wiederum durch x und y ausgedrückt werden, um die gewünschte Abhängigkeit zu erlangen. In Abbildung 6.4 sind alle involvierten Koordinatensysteme illustriert, was bei der Herleitung der geometrischen Zusammenhänge als Hilfestellung dienen soll.

Die Rücktransformation von sphärischen zu kartesischen Koordinaten kann durch

$$\vartheta = \arctan \left(\frac{\sqrt{x''^2 + y''^2}}{z''} \right) \quad (6.43)$$

$$\varphi = \begin{cases} \arctan \left(\frac{y''}{x''} \right) & : x'' > 0 \\ \arctan \left(\frac{y''}{x''} \right) + \text{sgn}(y'') \cdot \pi & : x'' < 0 \\ \pi & : y'' = 0 \\ \text{sgn}(y'') \cdot \frac{\pi}{2} & : x'' = 0 \end{cases}. \quad (6.44)$$

erfolgen, wobei für den Azimutalwinkel aufgrund von Uneindeutigkeiten eine stückweise definierte Funktion erforderlich ist. Für den zweiten Schritt müssen die Hilfskoordinaten x'' , y'' und z'' durch die finalen kartesischen Koordinaten (x, y, z) ausgedrückt werden, mithilfe dessen schließlich eine Parametrisierung von (6.43) und (6.44) erfolgen kann. In diesem Zusammenhang ist anzumerken, dass die z -Abhängigkeit durch die Zwangsbedingung $z = z_0$ eliminiert wird, da die Transformation ansonsten überbestimmt wäre. Mithilfe von Abbildung 6.5 lassen sich folgende Beziehungen ableiten

$$x''(x) = (\delta x + x) \cdot \underbrace{\cos \left(\arctan \left(\frac{\delta x}{z_0} \right) \right)}_{\gamma} = \frac{\delta x + x}{\sqrt{1 + \frac{\delta x^2}{z_0^2}}} \quad (6.45)$$

$$y''(y) = y \quad (6.46)$$

$$z''(x) = \sqrt{\delta x^2 + z_0^2} - \underbrace{x''(x) \cdot \frac{\delta x}{z_0}}_{\delta z} = \sqrt{\delta x^2 + z_0^2} - \frac{\delta x + x}{\sqrt{\frac{z_0^2}{\delta x^2} + 1}}. \quad (6.47)$$

Damit können ϑ und φ abhängig von den kartesischen Koordinaten der Projektionsebene gemacht

⁹Der Neigungswinkel der Lichtquelle wird in Abbildung 6.5 mit γ bezeichnet.

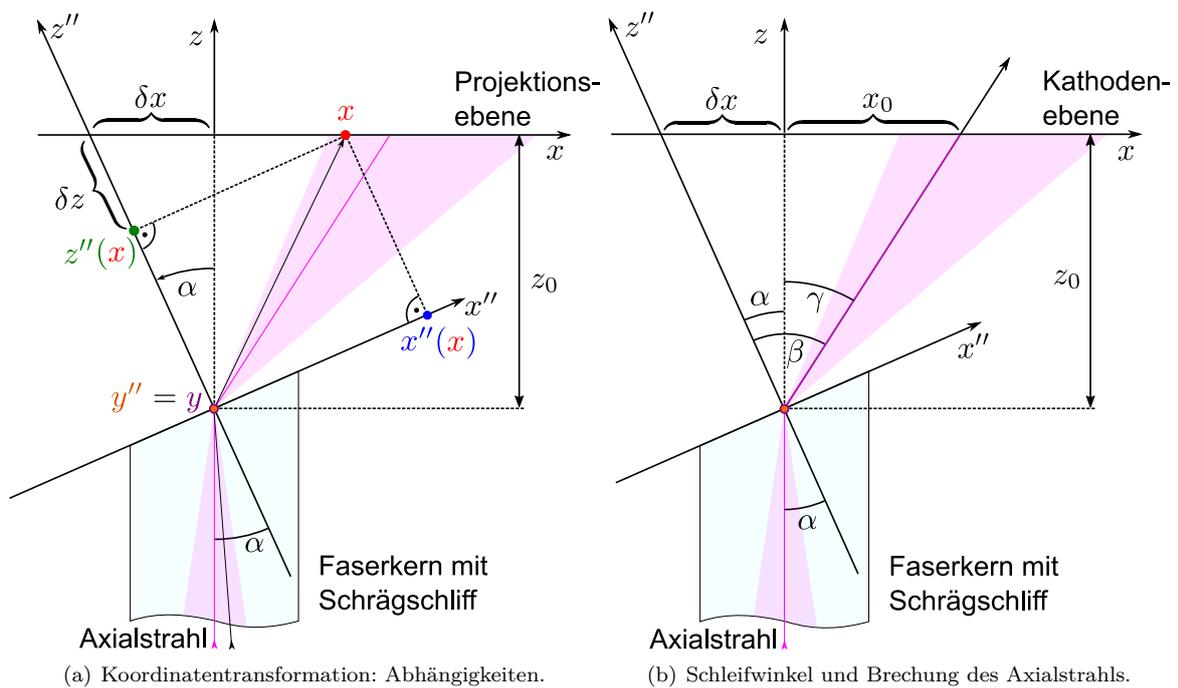


Abbildung 6.5.: (a) Grafik zur Beschreibung der Koordinaten (x'', y'', z'') in den finalen Koordinaten (x, y, z) , mit dem Ziel dass die Koordinaten der Strahlstärke ϑ und φ in (6.43) bzw. (6.44) damit parametrisiert werden können. Die Achsen y'' und y sind parallel zueinander und senkrecht zur Bildebene. (b) Illustration zum Zusammenhang zwischen Schleifwinkel und Richtung des gebrochenen Axialstrahls, sowie den Hilfsgrößen δx und x_0 .

und die Jacobi-Determinante der Koordinatentransformation $(\vartheta, \varphi) \rightarrow (x, y)$ bestimmt werden. Wie erwartet, liegt in keinem der drei Ausdrücke eine z -Abhängigkeit vor.

Schlussendlich liegen alle Koordinatenabhängigkeiten vor, um in (6.42) zum einen die Ersetzungen der alten Koordinaten durch die neuen durchzuführen, zum anderen kann die Jacobi-Determinante

$$J_{xy} = \left| \det \frac{\partial(\vartheta, \varphi)}{\partial(x, y)} \right| \quad (6.48)$$

ermittelt werden, womit alle notwendigen Größen formal bestimmt wären, um die Projektion zu konkretisieren. Im Weiteren wird nur das Produkt aus Jacobi-Determinante und Sinus-Term

$$J_{xy} \cdot \sin \vartheta(x, y) = \frac{z_0}{(z_0^2 + x^2 + y^2)^{3/2}}. \quad (6.49)$$

angegeben, da der Ausdruck direkt in (6.42) ersetzt werden kann und überdies eine deutlich kompaktere Form hat, als die Jacobi-Determinante alleine. Die Intensitätsverteilung hat damit schließlich die Form

$$I(x, y) = \frac{dP_t}{dxdy}(x, y) = S_{\text{ref}} \left(\frac{n_f}{n_g} \theta(\vartheta, \varphi) \right) \cdot \frac{n_f^2}{n_g^2 \cdot T_0} \cdot J_{\vartheta\varphi} \cdot \frac{\sin \theta(\vartheta, \varphi)}{\sin \vartheta} \cdot T(\vartheta, \varphi) \Bigg|_{\substack{n_1=n_f \\ n_2=n_g \\ \vartheta=\vartheta(x,y) \\ \varphi=\varphi(x,y)}} \cdot \frac{z_0}{(z_0^2 + x^2 + y^2)^{3/2}} \quad (6.50)$$

und sollte nach korrekter Ersetzung aller Variablen nur noch von x und y abhängig sein. Es hätte keinen Mehrwert $\theta(\vartheta(x, y), \varphi(x, y))$ in expliziter Form, d.h. (6.16) in Abhängigkeit von x und y , anzugeben. Auf die Angabe der davon abhängigen Funktionen $J_{\vartheta\varphi}$ und S_{ref} wird ebenfalls verzichtet. Auswertungen diesen Umfangs werden nach wie vor von einem Computeralgebra-Programm vorgenommen.

Ein Zusammenhang zwischen Schleifwinkel α und der Distanz x_0 in der Projektionsebene lässt sich mithilfe von Abbildung 6.5 finden. Hier gelten die beiden Relationen

$$\frac{x_0}{z_0} = \tan \gamma = \tan(\beta - \alpha) \quad (6.51)$$

$$\beta = \arcsin \left(\frac{n_1}{n_2} \cdot \sin \alpha \right), \quad (6.52)$$

mit $n_1 = n_f$ und $n_2 = n_g$. Ineinander eingesetzt, kann, je nach dem welche Abhängigkeit gewünscht ist, ein analytischer Ausdruck für x_0 oder α gefunden werden:

$$x_0 = z_0 \tan \left(\arcsin \left(\frac{n_1 \sin \alpha}{n_2} \right) - \alpha \right) \quad (6.53)$$

$$\Rightarrow \alpha = -\arctan \left(\frac{n_1 x_0}{n_1 z_0 + n_2 \sqrt{x_0^2 + z_0^2}} \right) - \arctan 2 \left(\frac{x_0}{\sqrt{x_0^2 + z_0^2}} \Bigg| \frac{z_0}{\sqrt{x_0^2 + z_0^2}} \right) \quad (6.54)$$

6.1.6. Translation und Drehung der Lichtquelle

In den vorherigen Abschnitten wird auf formaler und instruktiver Ebene ein analytischer Ausdruck für eine Projektion $I(x, y)$ einer Lichtquelle hergeleitet, wobei bisher kein Freiheitsgrad für die Positionierung und Drehung dieser auftauchte. Um die Lichtquelle mathematisch versetzen und um die eigene Achse drehen zu können, bedarf es entsprechend zweier Operationen. Die Drehung erhält man

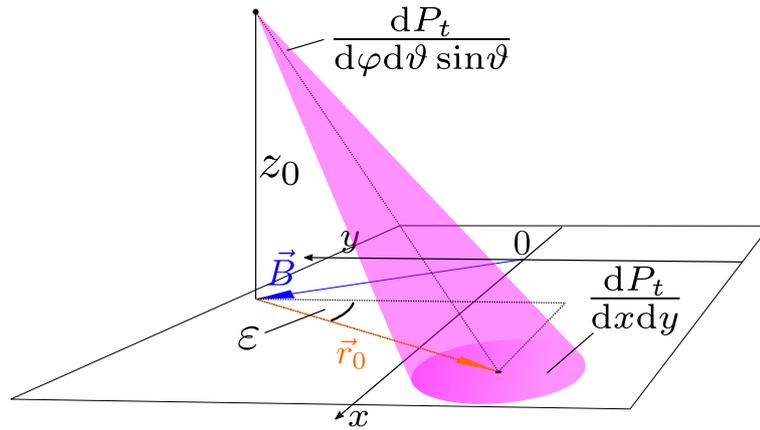


Abbildung 6.6.: Veranschaulichung der benötigten Freiheitsgrade für die Berechnung einer Projektion eines Lichtkegels auf einer ebenen Ebene im Abstand z_0 . Angenommen wird eine Dezentrierung, Neigung und Drehung der Lichtquelle bezüglich des kartesischen Koordinatensystems in der Ebene. Die Neigung kommt im Kontext dieser Arbeit durch den schrägen Anschluss der Lichtleiter(-Bündel).

durch die **R**otationsmatrix für 2 Dimensionen

$$\begin{pmatrix} x_R \\ y_R \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \varepsilon & -\sin \varepsilon \\ \sin \varepsilon & \cos \varepsilon \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} \quad (6.55)$$

und die Translation wird durch die Ersetzung

$$x \mapsto x - B_x \quad (6.56)$$

$$y \mapsto y - B_y \quad (6.57)$$

verwirklicht, wobei der Translationsvektor

$$\vec{B} = \begin{pmatrix} B_x \\ B_y \end{pmatrix} \quad (6.58)$$

die Position der Lichtquelle relativ zum Koordinatenursprung $(x|y) = (0|0)$ des Detektors angibt. In Abbildung 6.6 ist dieser Zusammenhang illustriert. Zusammenfassend ist für Translation und Drehung die Ersetzung

$$x \mapsto (x - B_x) \cos \varepsilon - (y - B_y) \sin \varepsilon \quad (6.59)$$

$$y \mapsto (x - B_x) \sin \varepsilon + (y - B_y) \cos \varepsilon \quad (6.60)$$

$$(6.61)$$

in der Ortsabhängigen Intensität $I(x, y)$ vorzunehmen, was im Rahmen dieser Arbeit (6.50) beträfe.

6.1.7. Spezialfall der Projektion

In 6.1.4 wird u.a. erwähnt, dass eine gemessene Strahlstärke einer gerade geschliffenen Faser ($\alpha = 0$) verwendet werden soll, um eine Vorhersage für Strahlstärken bei beliebigen Schleifwinkeln machen zu können. Die Referenzstrahlstärke sei durch das Produkt aus (6.5) und (6.6) zu beschreiben, was

mit der Proportionalitätskonstante C in explizierter Form

$$S_{\text{ref}}(\theta') = C \cdot G(\theta') \cdot L(\theta') = C \cdot \frac{\exp\left(-\left(\frac{\theta'^2}{2\sigma_{\theta'^2}}\right)^b\right)}{1 + \left(\frac{\theta'^2}{\theta_{\text{max}}^2}\right)^p}, \quad (6.62)$$

ergibt. Dabei ist die Benennung $S_{\text{ref}}(\theta')$ konsistent mit (6.32). In 6.2 wird aus zweckdienlichen Gründen $\theta_{\text{max}} = \arcsin \text{NA}$ gesetzt. Nun ist lediglich eine zu (6.43) äquivalente Transformation

$$\theta' = \arctan\left(\frac{\sqrt{x^2 + y^2}}{z_0}\right) \quad (6.63)$$

von sphärischen zu kartesischen Koordinaten notwendig, wobei x und y bereits die Koordinaten in der Projektionsebene sind, da die Projektion in diesem Fall senkrecht ist (Vgl. Abbildung 6.1 links). Mit der effektiven Jacobi-Determinante 6.49 lautet die explizite Form der Projektion

$$\begin{aligned} I_{\text{ref}}(x, y) &= C \cdot G(\theta'(x, y)) \cdot L(\theta'(x, y)) \cdot \sin \theta'(x, y) \cdot J_{xy} \\ &= C \cdot \frac{\exp\left(-\left(\frac{\arctan^2\left(\frac{\sqrt{x^2+y^2}}{z_0}\right)}{2\sigma_{\theta'^2}}\right)^b\right)}{1 + \left(\frac{\arctan^2\left(\frac{\sqrt{x^2+y^2}}{z_0}\right)}{\arcsin^2 \text{NA}}\right)^p} \cdot \frac{z_0}{(z_0^2 + x^2 + y^2)^{3/2}}. \end{aligned} \quad (6.64)$$

Eine sinnvolle Normierung ist $I_{\text{ref}}(x = 0, y = 0) = 1$, woraus $C = z_0^2$ folgt. Eine Anpassung dieser Funktion an gemessene Daten (s. Abschnitt 6.3) liefert die Grundlage für die Vorhersage beliebig geschliffener Faserenden. Damit kann der optimale Schleifwinkel individueller Fasern einer Faseranordnung ermittelt werden. Bezogen auf die Problemstellung vorliegender Arbeit, widmet sich Abschnitt 6.4 dieser Aufgabe. Beispiele Referenzstrahlstärke (6.62) und deren Projektion (6.64) sind in Abbildung 6.14 zu finden.

6.2. Ausleuchtung durch Lichtleiterfasern

Anhang C.1 betrachtet die Ausleuchtung der Kathode mithilfe einer Linsenabbildung. Dabei wird ermittelt, ob es bei gegebenen mechanischen Voraussetzungen des Testdetektors möglich ist, eine Kombination aus Blendenposition und Linsenkrümmungsradius zu finden, sodass eine ganzflächige (hinreichend homogene) Ausleuchtung stattfinden kann. Das Ergebnis davon ist, dass man eine Linse mit extrem hohem Brechungsindex benötigte, um dies zu realisieren, was aus praktischer Sicht nicht möglich ist. Dieser Abschnitt behandelt die Methode der direkten Ausleuchtung, die im Rahmen dieser Arbeit umgesetzt wird. Begriffe und mathematische Grundlagen zur Beschreibung der Abstrahlcharakteristik werden in 6.1.1 behandelt. Darüber hinaus wurde das Multimode-Faserbündel in 4.5 thematisiert.

Bei dem vorliegenden Ansatz gilt es, eine geschickte Anordnung von Lichtleiterfasern so zu dimensionieren und manipulieren, dass sie auf der Kathode des Testdetektors ein hinreichend homogenes Intensitätsprofil projizieren. Abbildung 6.7 zeigt eine Illustration des Problems in zwei Dimensionen. Durch die Überlagerung mehrerer Einzelprofile entstehen Minima und Maxima, deren Differenz hinreichend gering zu halten ist. In diesem Zusammenhang wird, mithilfe von Messdaten eines einzelnen Lichtleiterfaserbündels und eines analytischen Modells, eine Vorhersage des gesamten projizierten Intensitätsprofils berechnet, welches von acht einzelnen Bündeln ausgeht. Durch optimieren der Vorhersage hinsichtlich der Homogenität, können schließlich die entsprechenden optischen und mechani-

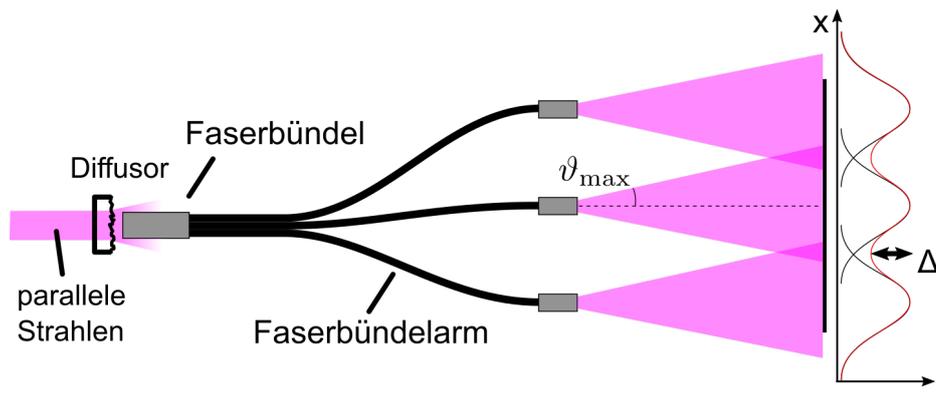


Abbildung 6.7.: Veranschaulichung des Lichttransportes zur Ausleuchtung der Kathode. Parallele Strahlen werden durch einen Diffusor geleitet und in das Faserbündel eingekoppelt. Dabei sorgt der Diffusor dafür, dass höhere transversale Moden einkoppeln und die Lichtkegel den maximalen Öffnungswinkel ϑ_{\max} der Fasern erreichen.

schen Parameter extrahiert werden, um sie in den Fertigungsprozess des Faserbündels¹⁰ einfließen zu lassen.

Eine Illustration zu der Methode zeigt Abbildung 6.8. Hier sind, exemplarisch, individuelle geometrische Parameter von einzelnen Lichtquellen angegeben: \vec{B}_i beschreibt die Positionen des jeweiligen Faserbündels in der x - y -Ebene, wohingegen $\vec{r}_{0,i}$, ausgehend von dieser Position, den Punkt des projizierten gebrochenen *Axialstrahls* definiert. Die individuelle Neigung der Lichtkegel wird durch schräges Anschleifen der Faserenden erreicht, was einen Vorteil bei der mechanischen Auslegung verschafft, da hier im Zusammenspiel mit dem Testdetektor auf Gasdichtigkeit geachtet werden muss. Auf der anderen Seite wird dadurch die mathematische Vorhersage des finalen Intensitätsprofils komplexer. In der Berechnung des vollständigen gesamten Intensitätsprofils haben aus Gründen der Symmetrie alle seitlich positionierten und alle an Ecken der Auslese platzierten Faserbündelarme jeweils denselben Schleifwinkel. Damit gibt es nur zwei verschiedene Beträge der Vektoren $\vec{r}_{0,i}$, sodass

$$\begin{aligned}
 |\vec{r}_{0i}| &= x_{0s} \text{ für } i \text{ gerade} \\
 &\text{und} \\
 |\vec{r}_{0i}| &= x_{0t} \text{ für } i \text{ ungerade.}
 \end{aligned}
 \tag{6.65}$$

Als Vorausschau zeigt Abbildung 6.9 die Fotografie einer der acht Ferrulen. Technische Detailzeichnungen des endgültigen Entwurfs sind in Abbildungen E.1 und E.2 zu finden. Um das Licht auf dem Projektionsschirm – d.h. der Kathode – abzubilden werden parallele Strahlen durch einen Diffusor geleitet und in das Faserbündel eingekoppelt. Dabei sorgt der Diffusor dafür, dass höhere transversale Moden, d.h. größere Winkel, in die Fasern einkoppeln. Der Einkopplungswinkel hat bis zur optischen Grenze ϑ_{\max} direkten Einfluss auf den Auskopplungswinkel und damit auf die projizierte Profilform.

Zusammenfassend ist das Ziel eine Vorhersage für ein projiziertes Intensitätsprofil zu finden, welches die folgenden Freiheitsgrade besitzt:

- Abstand zum Projektionsschirm z_0 (mechanisch festgelegt)
- 2-dimensionale Versatzvektoren \vec{B}_i der Lichtquellen in der Ebene der Auslesestruktur (mechanisch festgelegt)
- Drehung des Lichtkegels ε nach durchgeführter Neigung (beschrieben durch s)

¹⁰Die Herstellung wird von der Firma Ceramoptec vorgenommen.

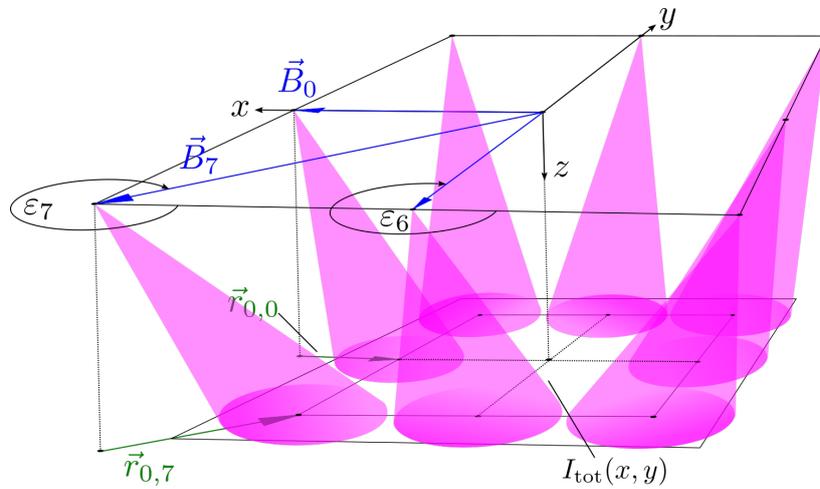


Abbildung 6.8.: Veranschaulichung der Kathodenausleuchtung durch die Lichtkegel von acht Faserbündeln. Der Vektor \vec{B}_i beschreibt die Position des i -ten Faserbündels in der x - y -Ebene. Von dieser Position ausgehend zeigt der jeweilige Vektor $\vec{r}_{0,i}$ auf den Punkt des gebrochenen projizierten Axialstrahls. Für die Orientierung der Faserbündel werden die Winkel ε_i eingeführt.



Abbildung 6.9.: CAD-Modell und Fotografie einer der acht Ferrulen, wobei der Schleifwinkel 28.5° beträgt. Die rote Markierung zeigt den Bereich der Fasern.

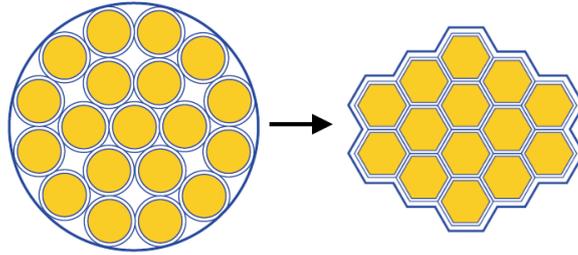


Abbildung 6.10.: Verklebte Faserbündel (links) weisen stets „blinde“ Faserzwischenräume auf. Dadurch gehen je nach Bündelungsweise zwischen 25 und 50 Prozent des eingekoppelten Lichts verloren. Bei Bündeln aus endverschmolzenen Fasern (rechts) entfallen sämtliche Faserzwischenräume, da die Fasern im Zuge der Verschmelzung eine hexagonale Außenform annehmen. Bild und Beschreibung aus [214].

- Brechungsindex des Faserkerns n_f zur Berücksichtigung der Snelliusschen Brechung am Fasende
- Schleifwinkel α_s , α_t und den daraus folgenden Parameter x_{0s} und x_{0t} , d.h. den Beträgen von \vec{r}_{0s} und \vec{r}_{0t} . Index s : seitlich positionierte Lichtquellen, Index t : an den Ecken positionierte Lichtquellen (zu bestimmende Parameter)
- Azimutalsymmetrische Strahlstärke $S'(\theta)$, welches die winkelabhängige Leistung pro Raumwinkelelement innerhalb der Faser beschreibt (durch Fasereigenschaften, Diffusor und optische Justage festgelegt, durch Messung zu bestimmen)

6.2.1. Allgemeine Eigenschaften des Multimode-Faserbündels

Ein Lichtleiterfaserbündel besteht aus mehreren Fasern, die im vorliegenden Fall gleichmäßig auf Faserbündelarme aufgeteilt werden sollen. Das mechanische Design des Testdetektors sieht maximal 8 Faserarme vor. Bei voller Ausschöpfung enthält jeder Arm $1/8$ der Gesamtfasern des Bündeleingangs. Bei den verwendeten Fasern handelt es sich um sogenannte *Multimode*-Fasern, welche im Gegensatz zu *Singlemode*-Wellenleitern außer der Grundmode, je nach Kerndurchmesser und Wellenlänge, auch höhere transversale Moden zulassen. Singlemode-Fasern werden realisiert, indem der Durchmesser des lichtführenden Kerns so klein gewählt wird, dass sich darin aufgrund von Randbedingungen der Wellenoptik nur eine transversale Mode ausbreiten kann. Größere Durchmesser lassen im Bilde der Strahlenoptik größere Einkopplungswinkel und damit mehr Moden zu, was die Einkopplung in Multimode-Fasern viel effizienter und toleranter gegenüber Fehljustage macht. Des Weiteren ist es sinnvoll, ausgangsseitig Bündelarme zu verwenden, die mehrere Fasern führen, da die Positionen der Einzelfasern am Bündeleingang herstellereitig randomisiert werden können, wodurch im Mittel jeder Faserarm – auch bei marginaler Justage der Optiken – etwa die gleiche Leistung transportiert wird. Eingangsseitige örtliche Schwankungen des Intensitätsprofils werden damit herausgemittelt. Des Weiteren hat es keine gravierenden Auswirkungen, wenn einzelne Fasern beschädigt sind und damit nicht zur Beleuchtung beitragen.

Ein weiterer Vorteil gegenüber der Singlemode-Faser ist, dass beim Einkoppeln nicht auf eine einzelne Faser fokussiert werden muss. Stattdessen kann man großflächig diffuses Licht einkoppeln. Dabei geht nur ein geringer Anteil im verhältnismäßig kleinen Mantelquerschnitt verloren. Um Einkopplungsverluste zwischen den runden Einzelfasern zu vermindern, wird das Faserbündel eingangsseitig vom Hersteller unter Druck verschmolzen, was zu einem hexagonalen Faserquerschnitt führt und damit diese Zwischenräume verschwinden lässt. Abbildung 6.10 zeigt eine Illustration hierzu.

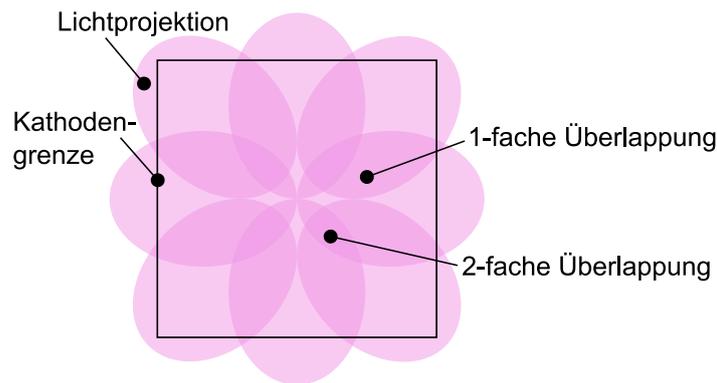


Abbildung 6.11.: Illustration zur Ausleuchtung einer Fläche durch 8 (radial) stufenförmige Beleuchtungsprofile. Gekennzeichnete überlappende Bereiche führen zu lokalen Intensitätsschwankungen. Die Ellipsenform ist bedingt durch den mechanischen Umstand, dass die Lichtquellen nicht direkt gegenüber der Kathode positioniert werden können, da dieser Bereich durch die Verstärkungs- und Auslesestruktur belegt ist. Damit ist eine gewisse Neigung der Lichtkegel bezüglich der Kathodenebene erforderlich. Die neigungsbedingte Abnahme der Intensitäten ist in dieser Illustration nicht berücksichtigt

6.2.2. Einfluss optischer Eigenschaften auf die Ausleuchtung

Da reale Ausleseelektronik einen endlichen dynamischen Bereich besitzt, ist es wichtig, dass Intensitätsschwankungen an der Kathode nicht allzu groß und damit die Anzahlen der durch Photoeffekt herausgelösten Elektronen aller Kalibrationspunkte in der selben Größenordnung liegen. Abschätzungen bezüglich der Photoelektronenzahl werden in 3.4.2 gemacht. Eine wichtige Eigenschaft des Faserbündels in diesem Zusammenhang ist die *numerische Apertur*

$$NA = \sin \vartheta_{\max}, \quad (6.66)$$

welche den maximalen Akzeptanzwinkel am Eingang und gleichzeitig den maximalen Öffnungswinkel am Ausgang festlegt. Die physikalische Bedingung hierfür ist die Totalreflexion zwischen Kern und Mantel der Einzelfaser (s. beispielsweise [199]). Ist die NA zu klein, so kann die Kathode nicht flächendeckend und damit nicht gleichmäßig durch die zur Verfügung stehende Anzahl an Faserarmen ausgeleuchtet werden.

Offenbar ist nicht nur die NA entscheidend für eine homogene Ausleuchtung, sondern auch die Profilform der Intensitätsverteilung eines Faserarms. Bei einer radial stufenförmigen Winkelverteilung der Intensität, hätte man Bereiche, wo sich die einzelnen Lichtprojektionen lokal zu einem Vielfachen überschneiden, was sich negativ auf die Homogenität auswirkte. Abbildung 6.11 zeigt dieses Problem qualitativ auf. Um das tatsächliche Intensitätsprofil zu quantifizieren, wird im Rahmen einer Bachelorarbeit [195] die Projektion eines Musterfaserbündels gemessen, wobei es sich um gerade geschliffene Multimode-Fasern der Firma Ceramoptec handelt. Da die gleichen Fasern auch für das Faserbündel im Messaufbau eingesetzt werden sollen, bildet diese Messung die Datengrundlage für die Vorhersage der finalen Intensitätsverteilung.

Eine Besonderheit speziell dieser Fasersorte ist, dass sie zur Erweiterung der NA einen Doppelmantel (*engl. double cladding*) mit verschiedenen Brechungsindizes besitzen.

In Tabelle 6.1 sind die wichtigsten Eigenschaften der Einzelfasern des Faserbündels aufgelistet. Zusätzlich ist angegeben welches Material für die Faserkomponenten eingesetzt wird. Beim Faserbündel findet man die Maße beider Mäntel, welche sich jeweils auf den Außendurchmesser beziehen. Der Brechungsindex des Faserkerns ist für die Zielwellenlänge 266 nm und die sichtbare Justierwellenlänge von 532 nm angegeben. Letztere wird für die Justierung des Laseraufbaus und zur Vermessung des

d_{Kern}	185 μm (SiO_2)
$d_{\text{Mantel 1}}$	200 μm (SiO_2 , F-dotiert)
$d_{\text{Mantel 2}}$	235 μm (SiO_2)
$n_{\text{Kern}}(266 \text{ nm})$	1.4996835(16)
$n_{\text{Kern}}(532 \text{ nm})$	1.4607071(14)
NA (lt. Hersteller)	0.26/0.37 \pm 0.02

Tabelle 6.1.: Optische Eigenschaften der Einzelfasern des Multimode-Faserbündels. Die Durchmesser verstehen sich jeweils als Außendurchmesser. Brechungsindizes stammen aus Interpolation der Anpassung von (6.67) an Daten aus [215]. Bei den Fehlern der Brechungsindizes handelt es sich um Werte, die auf dem Konfidenzniveau (1σ) der Anpassungsstatistik beruhen.

Faserbündelprofil verwendet. Hierzu dient ein herkömmlichen Laserpointer. Die Brechungsindizes sind aufgrund einer Messreihe aus dem Datenblatt [215] des Faserkernmaterials durch eine Anpassungskurve interpoliert worden. Hierbei dient die Sellmeier-Gleichung [216]

$$n^2(\lambda) = 1 + \frac{B_1\lambda^2}{\lambda^2 - C_1} + \frac{B_2\lambda^2}{\lambda^2 - C_2} + \frac{B_3\lambda^2}{\lambda^2 - C_3} \quad (6.67)$$

zur Beschreibung der Daten. Daten sowie Anpassung sind in Abbildung 6.12 dargestellt. Zugehörige Ergebnisse der Anpassungskurve sind in Tabelle 6.2 zu finden. Da das Datenblatt keine Fehler zur Verfügung stellt, wird der Einzelfehler anhand der letzten Nachkommastelle geschätzt, sodass $\Delta n = 0.000005$ und $\Delta \lambda = 0.005 \text{ nm}$. Dies erweist sich zwar der Größe des reduzierten χ^2 nach als leichte Überschätzung (s. Tabelle 6.2), jedoch kann in diesem Fall keine bessere Abschätzung der Einzelfehler gemacht werden.

χ^2/ndf	0.35
B_1	0.701716(15)
B_2	0.402392(15)
B_3	0.946(6)
C_1/nm^2	4723.5(15)
C_2/nm^2	136559.6(16)
C_3/nm^2	$1.03154(7) \times 10^3$

Tabelle 6.2.: Parameter der Anpassung von (6.67) an Daten aus [215].

6.2.3. Einkopplung, Auskopplung und Profilformen

Zur Vermessung relativer Strahlstärken der in Tabelle 6.1 angegebenen Lichtleiter werden im Rahmen der Bachelorarbeit [195] die Verteilungen zweier Diffusoren abhängig vom Winkel gemessen, durch die in den jeweiligen Lichtleiter eingekoppelt werden soll. In Abbildung 6.13 sind hierzu Messanordnung skizziert und die zugehörigen Messdaten abgebildet. An die Daten werden Super-Gauß-Funktionen der Form (6.5) angepasst.

Der Diffusor sorgt im finalen Aufbau dafür, dass nicht nur parallele Strahlen in eine Faser einkoppeln, sondern eine gewisse Winkelverteilung vorliegt. Diese Winkelverteilung nimmt Einfluss auf die Strahlstärke innerhalb und am Ausgang der Faser, wodurch sich letztendlich auch das projizierte Intensitätsprofil ändert. Um den Einfluss des Lichtleiters auf die Strahlstärke $S(\vartheta)$ zu quantifizieren, wird die einfache Annahme gemacht, dass ein Multimode-Lichtleiter nur Strahlen mit Einkopplungswinkeln bis $\vartheta_{\text{max}} = \arcsin(\text{NA})$ durchlässt. Einige qualitative Messungen hierzu können zwar diese Annahme nicht vollständig bestätigen, dennoch werden die Freiheitsgrade dieses Modells verwendet,

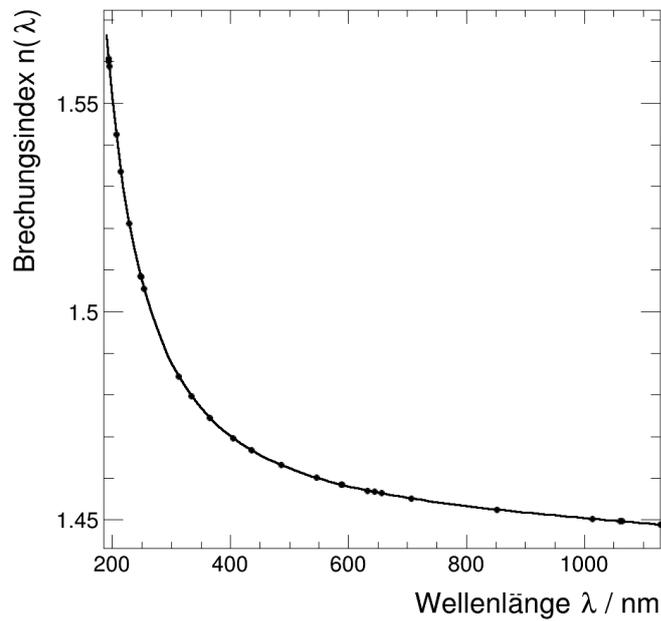


Abbildung 6.12.: Zur Bestimmung vom Brechungsindex des Faserkerns wird eine Anpassung an Daten des Materialherstellers [215] vorgenommen. Es handelt sich dabei um das Faserkern-Material Spectrosil 2000 der Firma Heraeus. Da der Hersteller keine Fehler angibt, werden sie anhand der letzten angegebenen Nachkommastelle geschätzt. Bei der Anpassung handelt es sich um die Sellmeier-Gleichung (6.67)

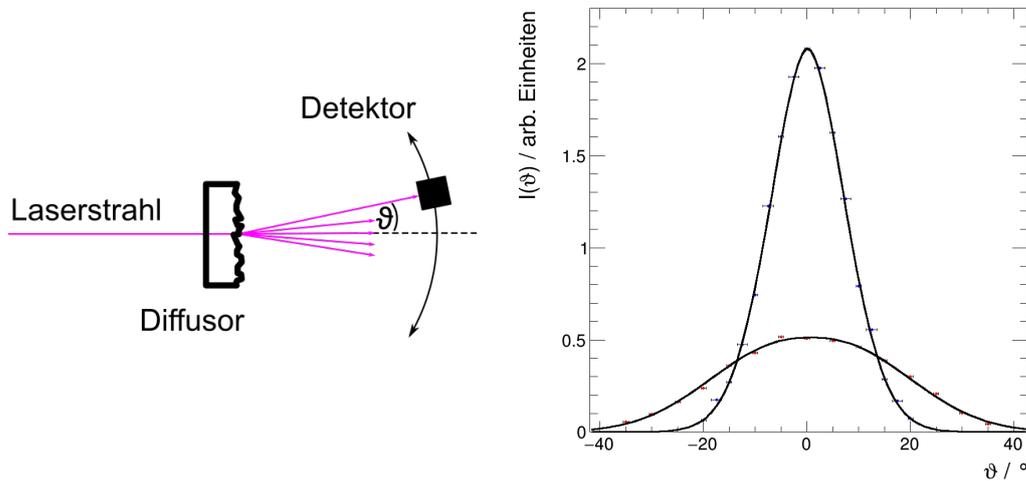


Abbildung 6.13.: Messanordnung und Untergrundbereinigte Messung der Winkelabhängigkeit von sandgestrahltem (blau) und holografischem (rot) Diffusor. In der Messanordnung wird ein Laserpointer der Wellenlänge $\lambda = 532$ nm verwendet, der direkt auf den Diffusor strahlt. Mit einem Leistungssensor werden bei festem Abstand unterschiedliche Winkel eingestellt. Daten im Rahmen von [195] aufgenommen. Super-Gauß-Profile werden zur Anpassung verwendet.

Diffusor	sandgestrahlt	holografisch
$\sigma_{\vartheta}/^{\circ}$	7.29(18)	17.3(6)
b	0.92(6)	1.17(6)
A/A_{sand}	1.000(19)	0.246(10)

Tabelle 6.3.: Parameter der Anpassungskurven beider Diffusoren. Bei zugrundeliegenden Funktion handelt es sich um das Super-Gauß-Profil (6.5). Die Amplituden wurden auf die des sandgestrahlten Diffusors normiert.

um Anpassungen an Daten vorzunehmen¹¹. Entsprechend wird am Ausgang eines Lichtleiters für die Intensitätsverteilung auf der Winkeldomäne ein Produkt aus zwei Profilformen angenommen: eine Profilform soll die Intensitätsverteilung des Diffusors widerspiegeln, die andere das Abschneiden für Winkel $\vartheta > \vartheta_{\text{max}}$. Da die Profile der Diffusoren bereits durch (6.5) beschrieben werden, ist am Ausgang einer Faser das Produkt aus die Super-Gauß-Funktion

$$G(\vartheta) := \exp\left(-\left(\frac{\vartheta^2}{2\sigma_{\vartheta}^2}\right)^b\right).$$

und der Super-Lorentz-Funktion (6.6)

$$L(\vartheta) := \frac{1}{1 + \left(\frac{\vartheta^2}{\arcsin^2(\text{NA})}\right)^p},$$

zu erwarten, wobei der Winkel ϑ_{max} , bei dem das Profil auf die Hälfte des Maximums abgefallen ist, bereits durch $\vartheta_{\text{max}} = \arcsin(\text{NA})$ ersetzt wurde, um ein direktes Maß für die Numerische Apertur zu erhalten und diese mit der Herstellerangabe vergleichen zu können. Beide Profile sind größer 0 für beliebige Argumente, weshalb gefordert werden muss, dass ihre Funktionswerte für $\pm\frac{\pi}{2}$ genügend stark abgefallen sind, d.h. $G(\vartheta)(\pm\frac{\pi}{2}), L(\vartheta)(\pm\frac{\pi}{2}) \ll 1$. Eine endliche Transmission bei entsprechenden Winkeln und gegebener optischer Anordnung wäre im Bild der Strahlenoptik nicht möglich. Darauf wird bereits in der Einleitung von 6.1.1 eingegangen.

In [195] werden zum einen Projektionen vereinfacht durch ein einziges Super-Gauß-Profil beschrieben. Zum anderen wird auf diese Weise die Koordinatentransformation von Winkelkoordinaten (ϑ, φ) zu kartesischen Koordinaten (x, y) nicht berücksichtigt. Um die Verzerrung der gemessenen Lichtprojektionen auf einer planen Ebene korrekt zu beschreiben, muss die entsprechende Jacobi-Determinante berücksichtigt werden. Im Falle des geraden Schliffs ($\alpha = 0$) ist sowohl die Strahlstärke als auch die senkrechte Projektion dessen azimuthal-symmetrisch. Die Strahlstärke des Referenzbündels sei

$$S(\vartheta) = \frac{dP}{d\varphi d\vartheta \sin \vartheta} := A \cdot G(\vartheta) \cdot L(\vartheta) \quad (6.68)$$

Sie besitzt die Einheit Leistung pro Raumwinkelelement. A stellt dabei eine Proportionalitätskonstante dar. Die projizierte Intensitätsverteilung für den Spezialfall eines geraden Schliffs wird in 6.1.7 hergeleitet und wird formal wie folgt beschrieben

$$\begin{aligned} \frac{dP}{dx dy}(x, y) &= \frac{dP}{d\varphi d\vartheta \sin \vartheta}(x, y) \cdot J_{xy} \cdot \sin \vartheta(x, y) \\ &= A \cdot G(\vartheta(x, y), \varphi(x, y)) \cdot L(\vartheta(x, y), \varphi(x, y)) \cdot J_{xy} \cdot \sin \vartheta(x, y), \end{aligned}$$

wobei die Parametrisierung $\varphi = \varphi(x, y)$ und $\vartheta = \vartheta(x, y)$ durchgeführt werden muss. Zudem ist

¹¹Es zeigt sich, dass die Faser auch Einfluss auf die Form des Super-Gauß-Anteils hat, die nach naiver Annahme erhalten bleiben sollte.

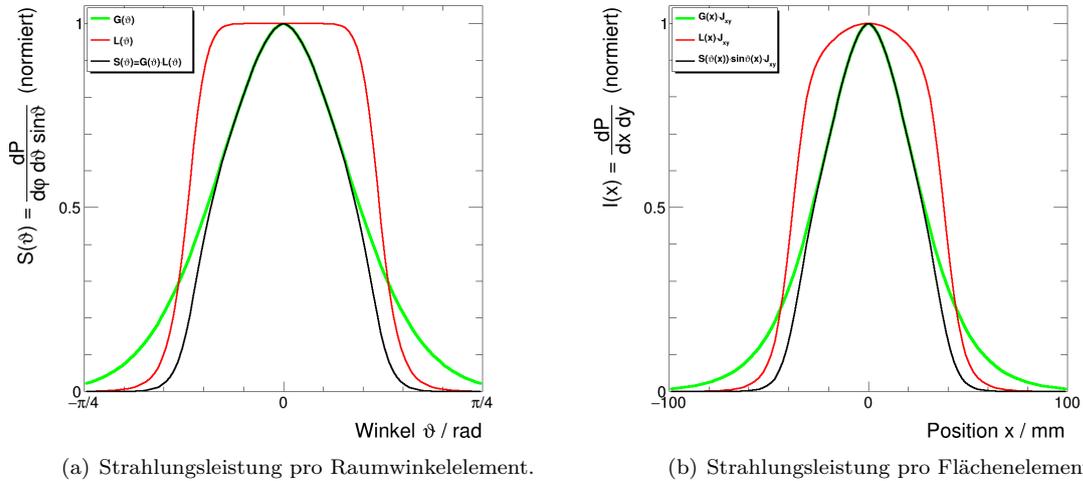


Abbildung 6.14.: Exemplarisches Eingangs-, Cutoff- und Gesamtprofil auf der Winkeldomäne (a) und als Projektion auf eine senkrechte Ebene in 100 mm Entfernung (b). Die Super-Gauß-Funktion beschreibt das Intensitätsprofil des Diffusors vor dem Fasereingang, die Super-Lorentz-Funktion das naiv angenommene abschneidende Verhalten des Lichtleiters. Das Produkt aus beiden Profilen ergibt das hypothetische Intensitätsprofil am Ausgang des Lichtleiters. Der Achsenbereich von (b) entspricht umgerechnet dem von (a), bedingt durch den Projektionsabstand.

die Multiplikation mit der effektiven Jacobi-Determinante $J_{xy} \cdot \sin \vartheta(x, y)$ notwendig, um die Koordinatenverzerrung korrekt zu beschreiben. In Abschnitt 6.1.7, Gleichung (6.64) ist diesbezüglich die explizite Form dargelegt. Die Funktionen in Abbildung 6.14 zeigen zum einen die exemplarische azimutal-symmetrische Strahlstärke auf der Winkeldomäne und zum anderen einen entsprechenden Schnitt bei $y = 0$ durch deren Projektion im Abstand von 100 mm, wobei alle dargestellten Funktionen jeweils auf deren Funktionswert bei $\vartheta = 0$ bzw. $x = 0$ normiert sind. Der x -Achsenbereich ist entsprechend des Projektionsabstandes gewählt. Hier soll zum einen deutlich gemacht werden, wie das angenommene abschneidende Verhalten auf das Intensitätsprofil wirkt. Zum anderen zeigt es die Verzerrung des Intensitätsprofils bei Projektion auf einen planen Schirm. Im Rahmen von [195] gemessene Projektionen von den beiden in Tabelle 6.1 aufgelisteten Lichtleitern werden mit der nun mit dem hergeleiteten transformierten Intensitätsprofil beschrieben, um damit eine Vorhersage für die überlagerte Projektion von 8 geneigten und dezentrierten Lichtquellen machen zu können.

6.3. Vermessung des Referenzprofils

Im Folgenden soll die Messung des zuvor beschriebenen Referenz-Faserbündels ausgewertet werden, um im nächsten Abschnitt 6.4 eine Grundlage für die analytische Vorhersage der Kathodenausleuchtung zu schaffen. Jene Daten, woraus die Schleifwinkel für das Faserbündel errechnet wurden, beruhen auf Daten, die im Rahmen von [195] aufbereitet wurden. Die Daten werden im Kontext dieser Arbeit neu verarbeitet, um eine Gegenprobe zu erhalten. Hier wird nachträglich gefunden, dass der blaue Kanal von Pixeln im Bereich des Maximums in Sättigung ist¹². Dies hat nur einen geringfügigen Einfluss auf den in [195] zur Auswertung verwendeten *Grauwert*. Abgesehen davon musste festgestellt werden, dass die im Bereich der Fotografie bekannte *Gamma-Korrektur* in keiner Messung berücksichtigt wurde, was einen viel massiveren Einfluss auf die extrahierten Daten hat. Die Gamma-Korrektur soll

¹²Intensitätsprofile werden durch Fotografie auf einem CMOS-Chip abgebildet, s. [195]

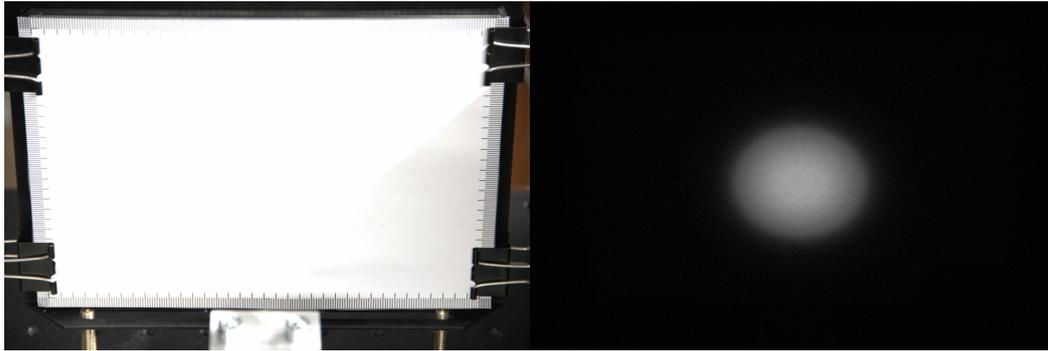


Abbildung 6.15.: Fotografie des Projektionsschirms und der Referenzmessung mit sandgestrahltem Diffusor im Rahmen von [195]. Hier wird der blaue Kanal des Bildes abgebildet, da dieser zur Auswertung genutzt wird. Kleinste Einteilung der Skala: 1 mm. Intensitäten im Bild sind für eine bessere Darstellung Gamma-korrigiert.

das Helligkeitsprofil eines Bildes i.d.R. so anpassen, dass auf Monitoren und Fotos abgebildete Bilder natürlich wirken. Dies steht im Zusammenhang mit der nichtlinearen Wahrnehmung des menschlichen Sehapparates bezüglich Lichtintensitäten. Bei der Korrektur werden Helligkeiten nichtlinear (potenziell) skaliert, was die getätigten Vorhersagen für die optimalen Schleifwinkel verfälscht. Es sei nochmals darauf hingewiesen, dass die in [195] importierten Daten fälschlicherweise einer Gamma-Korrektur¹³ unterzogen wurden. Da die Schleifwinkel für möglichst homogene Ausleuchtung seinerzeit mit den verfälschten Daten ermittelt wurden, entsprechen sie nicht dem Optimum. Im Folgenden werden die physikalisch korrekten Daten verwendet, um die optimalen Schleifwinkel bei gegebener Detektorgeometrie zu bestimmen.

Abbildung 6.16 zeigt Daten und Anpassung basierend auf dem senkrechten Spezialfall (6.64) des hergeleiteten Modells der Intensitätsverteilung.

In der Versuchsanordnung wird ein einzelner Arm des Faserbündels in einem Halter befestigt, sodass der Projektionsabstand $z_0 = (97 \pm 2)$ mm beträgt. Eine Kamera *Canon EOS 600D* wird so justiert, dass innerhalb einer Pixel-Zeile, d.h. horizontal, keine perspektivischen Verzerrungen auftreten (s. Abbildung 6.15). Eine frontale Aufstellung ist aus mechanischen Gründen in diesem Falle nicht möglich. Im abgedunkelten Raum wird eine Aufnahme gemacht, wobei die Kamera-Einstellungen – insbesondere Belichtungszeit – so gewählt werden, dass keine Sättigung des dynamischen Bereiches auftritt. Mit dem Bildbearbeitungsprogramm *ImageJ* können die einzelnen Farbkanäle (R,G,B) separat analysiert werden. Histogrammierung von Pixeln im grünen Farbkanal zeigt, dass teilweise Sättigung stattgefunden hat¹⁴. Aus diesem Grund wird hier ausschließlich der blaue Kanal analysiert. Durch die Anpassung einer Gauß-Kurve an eine Pixel-Spalte wird die vertikale Position des Intensitätsmaximums ermittelt. Auf entsprechender Höhe wird eine horizontale Positionskalibration mithilfe der Skala des Projektionsschirms vorgenommen. Aufgrund der Verzerrung ist diese Kalibration nur für die betrachtete Höhe gültig. Im Falle des sandgestrahlten Diffusors werden 20 vertikal benachbarte Pixel zur Mittlung eines einzelnen Messwertes entlang einer horizontalen Linie verwendet. Der statistische Fehler der Intensität eines einzelnen Pixels $\sigma_{1\text{px}}$ wird aus der Streuung in einem kleinen Bereich konstanter Intensität, abseits des Profils, ermittelt. Für die Mittlung über $N = 20$ Einzelpixel erhält man durch Fortpflanzung den reinen Kamera-Fehler $\sigma_{N\text{px}} = \sigma_{1\text{px}}/\sqrt{N} \approx 60$ Kanäle, was für Werte abseits des Maximums gilt. Aufgrund von *Speckle*-Effekten kommt es im Bereich des Profils zu deutlich höheren Fluktuationen. Aus diesem Grund wird für jeden Intensitätswert eine gleitende

¹³Wenn I die Intensität eines Pixels repräsentiert, so sind die in [195] betrachteten Daten $I_\gamma = I^{\frac{1}{\gamma}}$, mit $\gamma = 2.2$.

¹⁴Die Kamera besitzt eine Funktion, die Sättigung erkennt, jedoch bezieht sich diese auf den Grauwert, der die Summe aller Farb-Kanäle abbildet. Sättigung einzelner Farbkanäle wird – zumindest bei verwendeter Konfiguration – nicht erkannt

Parameter	Wert	syst. Fehler
NA	0.3011(13)	0.006
p	7.62(32)	0.016
σ_θ	0.16210(29)	0.0034
b	1.203(8)	0.0018

Tabelle 6.4.: Ergebnisse der Anpassung an die gemessenen Daten bei Verwendung des **sandgestrahlten Diffusors**. Statistische Fehler in Klammernotation angegeben. Systematische Fehler abgeschätzt durch Variation von z_0 . Güte der Anpassung: $\chi^2/\text{ndf} = 2.1$

Standardabweichung über jeweils 21 (Nachbar-)Werte berechnet. Da das empirische Anpassungsmodell gewisse qualitative Schwächen hat, was die Beschreibung der Daten angeht, sollen die durch Speckles stärker geprägten Bereiche nicht benachteiligt werden. Aus diesem Grund wird für jeden Messwert der Gleiche Fehler von 230 Kanälen angenommen, was dem Mittelwert der gleitenden Standardabweichung beim sandgestrahlten Diffusor entspricht. Mit dieser Herangehensweise erhält man zumindest eine sinnvolle Abschätzung für die Güte χ^2 . Beim holografischen Diffusor wurden 40 vertikale Pixel zur Mittlung verwendet, weshalb hier der einzelne Messwert-Fehler abseits des Maximums mit ~ 50 Kanälen kleiner ausfällt. Hier ergibt der Mittelwert der gleitenden Standardabweichung einen Wert von 120 Kanälen. Durch Annahme eines konstanten Fehlers werden hier *Speckle*-geprägte Bereiche, die um das Maximum herum am größten sind, ebenfalls nicht durch Fehlergewichtung benachteiligt.

Die wesentlichen Ergebnisse der Anpassung an Messdaten, die mit sandgestrahltem Diffusor aufgenommen wurden, sind in Tabelle 6.4 zusammengefasst. Zusätzlich zu den statistischen Fehlern der Anpassung sind systematische Fehler angegeben. Die Abschätzung dieser erfolgt durch zwei weitere Anpassungen bei $z_0 \pm \Delta z_0$, wobei $\Delta z_0 = 2$ mm der geschätzte Fehler des Projektionsabstandes in dem zugehörigen Versuchsaufbau ist. Die angegebenen systematischen Fehler verstehen sich als halbe Differenz der so gewonnenen Anpassungsergebnisse. Da der Parameterraum sonst unterbestimmt wäre, kann der Projektionsabstand z_0 nicht als freier Parameter in die Anpassung eingehen. Dadurch würde man einen großen Spielraum für die formgebenden Parameter schaffen, was zu arbiträren Ergebnissen führte.

Beim holografischen Diffusor wird analog vorgegangen, wobei der Parameter p fixiert wird. Lässt man den Parameter frei, so wird der Bereich um das Maximum qualitativ falsch beschrieben, wenngleich sich die Güte der Anpassung verbessert. Der festgelegte numerische Wert $b = (1.17 \pm 0.06)$ orientiert sich dabei an dem Ergebnis der Diffusor-Messungen in Tabelle 6.3. In diesem Zusammenhang wird beobachtet, dass das einfache Modell des abgeschnittenen Diffusorprofils (6.68) für den holografischen Diffusor – mit hohem Diffusionswinkel – erheblich besser passt. Dies könnte damit erklärt werden, dass die Multimodefaser zu einer moderaten Verbreiterung des Öffnungswinkels führt, die bei großen Diffusionswinkeln nur einen geringen relativen Beitrag hat. Dieser Umstand wird zudem dadurch bestätigt, dass die aus der Anpassung gewonnene Breite $\sigma_\theta^{\text{fib}} = (17.11 \pm 0.11)^\circ$ nach Durchlaufen von Diffusor und Faser in sehr guter Übereinstimmung mit der ursprünglichen Diffusionsbreite $\sigma_\theta^{\text{diff}} = (17.3 \pm 0.6)^\circ$ ist (s. Tabelle 6.3).

Die Parameter der Anpassung sind in 6.5 zusammengefasst, wobei der systematische Fehler direkte Korrelation zu jenem aus voriger Messung hat, d.h. der Projektionsabstand z_0 wurde vor der Messung nicht erneut justiert. Obwohl sie nicht innerhalb ihrer Fehler übereinstimmen, scheint die numerische Apertur – wie sie im Rahmen dieser Arbeit anhand der Profilform (6.6) mithilfe von (6.6) definiert wurde – für beide Messungen einen sehr ähnlichen Wert wiederzugeben. Diese Tatsache spricht dafür, dass der Parameter einen Bezug zur theoretischen numerischen Apertur hat, der nach

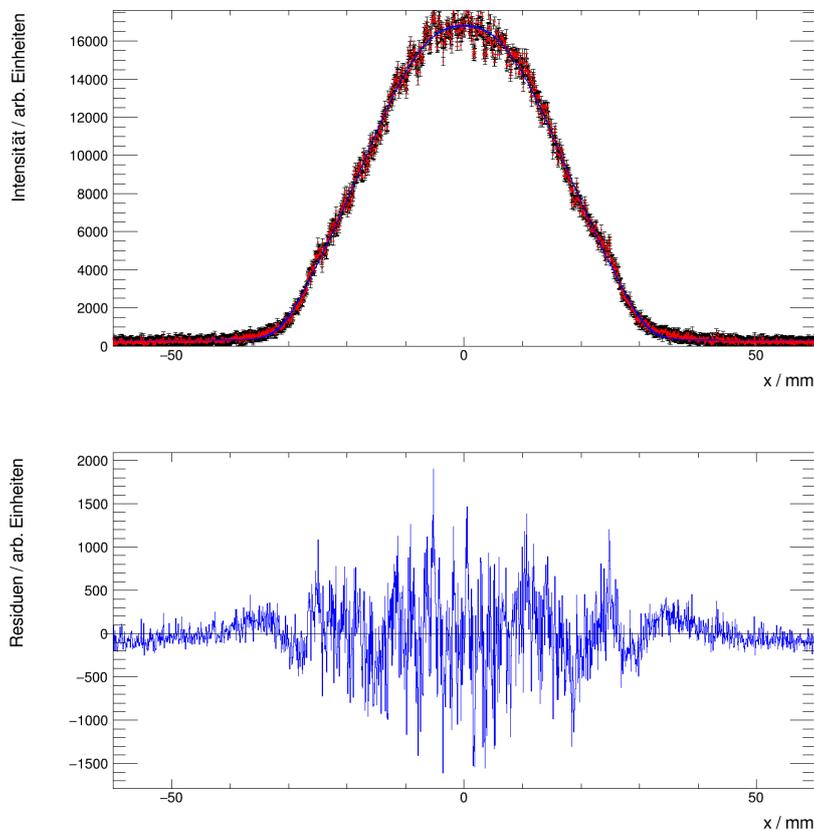


Abbildung 6.16.: Referenzmessung mit Referenzfaserbündel bei Verwendung des sandgestrahlten Diffusors. Messung durchgeführt mithilfe eines CMOS-Chips im Rahmen von [195]. Der Fehler der Einzelwerte wird statistisch ermittelt und beträgt 60 Kanäle. *Speckle*-basierte Unsicherheiten werden nicht berücksichtigt. Die Anpassungskurve ist als 95%-Konfidenzband dargestellt.

Parameter	Wert	syst. Fehler
NA	0.2897(4)	0.005
p	6.33(9)	0.013
σ_θ	0.2987(19)	0.008

Tabelle 6.5.: Ergebnisse der Anpassung an die gemessenen Daten bei Verwendung des **holografischen Diffusors**. Statistische Fehler dargestellt durch Klammernotation. Systematische Fehler abgeschätzt durch Variation von z_0 . Für die Anpassung wird ebenfalls ein Produkt aus Super-Gauß- und Super-Lorentz-Profil verwendet. Der Parameter b wird hier fixiert, da ansonsten der Bereich um das Maximum qualitativ falsch beschrieben wird. Der Zahlenwert $b = 1.17$ orientiert sich dabei an dem Ergebnis der Diffusor-Messungen in Tabelle 6.3. Güte der Anpassung: $\chi^2/\text{ndf} = 2.6$.

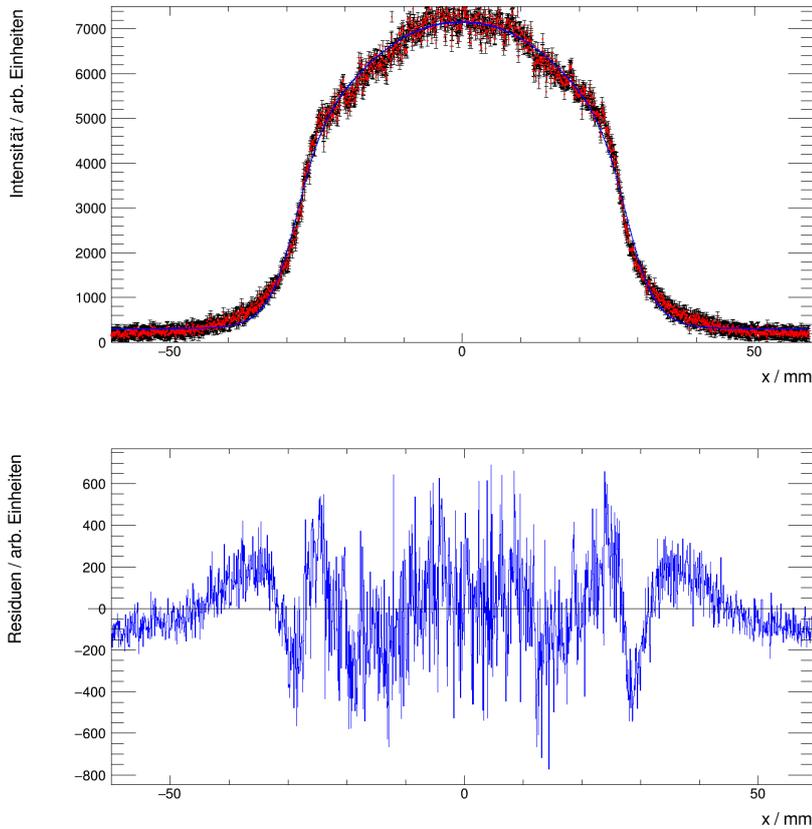


Abbildung 6.17.: Referenzmessung des Referenzfaserbündels bei Verwendung des holografischen Diffusors. Durchgeführt im Rahmen von [195]. Der Fehler der Einzelwerte wird statistisch ermittelt und beträgt 50 Kanäle. Die Anpassungskurve ist als 95 %-Konfidenzband dargestellt.

rein strahlengeometrischer Betrachtung¹⁵ laut Hersteller maximal $NA_{\text{theo}} = 0.37$ betragen soll. Mit der hier beschriebenen Methodik erhält man schließlich einen fehlergewichteten Mittelwert von

$$NA_{\text{meas}} = 0.2907 \pm 0.0004 \text{ stat.} \pm 0.006 \text{ syst.} \quad (6.69)$$

Mit $\chi_{\text{sand}}^2 = 2.1$ und $\chi_{\text{holo}}^2 = 2.6$ sprechen die Güten beider Anpassungen dafür, dass das einfache Modell (6.68) die Daten eher pragmatisch beschreibt und Feinheiten nicht berücksichtigt, wovon im Vorhinein bereits ausgegangen wurde. Die Abweichungen der Messwerte zum Modell zeigen die Residuen-Grafen in Abbildungen 6.16 und 6.17. Hier treten lokal Abweichungen von bis zu $\sim 3\%$ bzw. $\sim 7\%$ des jeweiligen Maximalwertes auf. Die Anpassung ist nicht in der Lage das relativ abrupte Abschneiden und gleichzeitig die verglichen langen Ausläufer zu beschreiben, auch wenn bei der Wahl der Cutoff-Funktion – das Super-Lorentz-Profil – im Vorhinein qualitativ auf diese Eigenschaft geachtet wurde. Möglicherweise könnte dies durch eine Art symmetrische Stufenfunktion mit exponentiellen Ausläufern am besten beschrieben werden.

¹⁵Die NA ist in diesem Fall nur abhängig von den Brechungsindizes von Kern und Mantel. Im vorliegenden Kontext muss zudem ein zweiter Mantel berücksichtigt werden.

6.4. Vorhersagen der Kathodenausleuchtung und optimaler Schleifwinkel

Mit den Anpassungsergebnissen des vorhergehenden Abschnittes und dem analytischen Modell zur Beschreibung projizierter *Strahlstärken*, kann eine idealisierte Vorhersage der Kathodenausleuchtung erfolgen. Die wesentlichen Parameter zur Beschreibung der Strahlstärke für den Fall eines geraden Faserschliffs sind in Tabelle 6.4 zusammengefasst und dienen hier als numerische Grundlage für die Vorhersage des Intensitätsprofils bei Schleifwinkeln $\alpha > 0$, beruhend auf dem in 6.1 hergeleiteten analytischen Modell. Ziel ist es eine Konfiguration von Schleifwinkeln α_i zu finden, bei dem die Gesamtintensität – bei Verwendung aller acht Faserbündel – am homogensten ist. Der Index $i = 0..7$ nummeriert dabei diese im Vorhinein mechanisch festgelegten acht Faserbündel, die im Rahmen des Modells als punktförmige Lichtquelle idealisiert werden.

Um zunächst das gesamte Intensitätsprofil zu berechnen, wird im Umfang eines C++-Programms¹⁶ die Gesamtintensität bei gegebenen mechanischen Bedingungen für verschiedene Schleifwinkel berechnet. Aufgrund der 90°-Rotationsymmetrie der Lichtquellen-Anordnung, bezogen auf die x - y -Ebene, muss nicht jedes Faserbündel einen individuellen Schleifwinkel erhalten. Es genügt lediglich insgesamt zwei verschiedene Parameter für alle acht Arme zu betrachten. Wenn man sich die Faserbündel-Arme auf einem Quadrat angeordnet vorstellt, so liegen vier dieser Lichtquellen auf den Seiten und weitere vier sind an den Ecken des Quadrats. Entsprechend der Symmetrie erhalten die seitlichen Lichtquellen den einheitlichen Parameter $s \equiv x_{0s}$ und die restlichen den Parameter $t \equiv x_{0t}$ nach der Definition (6.65), bezogen auf Abbildung 6.8. Die Parameter beschreiben jeweils die kürzeste Distanz zwischen Lichtquelle und dem Auftreffpunkt des gebrochenen Axialstrahls in der Kathodenebene. Bezogen auf Abbildung 6.8 handelt es sich um den Vektor zwischen Lichtquelle und Kathodenmittelpunkt – d.h. dem Koordinatenursprung der x - y -Ebene. Durch Erhöhen dieser Parameter bewegen sich die zugeordneten Projektionen demzufolge in Richtung Mittelpunkt. Mit Gleichung (6.54) lassen sich $s \equiv x_{0s}$ und $t \equiv x_{0t}$ in einen Schleifwinkel umrechnen.

Nun können verschiedene Kombinationen von s und t durchgeführt werden, um die dabei resultierenden Intensitätsprofile zu bewerten. Das Qualitätskriterium der Homogenität ist dabei das Integral der absoluten Abweichung der Intensitätsverteilung zum Mittelwert im gewählten Bereich von $x, y \in [-45 \text{ mm}..45 \text{ mm}]$, was fast die gesamte Kathode von $100 \times 100 \text{ mm}^2$ abdeckt. Ein Umlaufender Rahmen von 5 mm bleibt für die Optimierung unberücksichtigt, da an den Rändern mit Feldverzerrungen aufgrund des *Skirts* gerechnet wird. Voraussichtlich soll der Detektor in diesem Randbereich nicht ausgelesen werden.

Mathematisch wird auf dem festgelegten Bereich der Kathodenfläche die Qualitätsgröße

$$Q = \frac{1}{A} \cdot \int_{x_{\min}}^{x_{\max}} dx \int_{y_{\min}}^{y_{\max}} dy \frac{|I(x, y) - \langle I \rangle|}{\langle I \rangle}$$

mit

$$\langle I \rangle = \frac{1}{A} \cdot \int_{x_{\min}}^{x_{\max}} dx \int_{y_{\min}}^{y_{\max}} dy I(x, y)$$

$$A = (x_{\max} - x_{\min}) \cdot (y_{\max} - y_{\min})$$
(6.70)

für verschiedene Kombinationen von s und t berechnet. Dabei spielt I die Rolle der Intensität und $\langle I \rangle$ ist deren Mittelwert auf der betrachteten Kathodenfläche A . Im Falle einer numerischen Berechnung¹⁷ ist die Formel zu diskretisieren, es folgt die Form

$$Q = \frac{1}{N} \cdot \sum_{i=1}^N \frac{|I_i - \langle I \rangle|}{\langle I \rangle},$$
(6.71)

¹⁶fibercalc, Quelldatei: fibercalc.cpp

¹⁷Eine analytische Form des Integrals ist nicht bekannt.

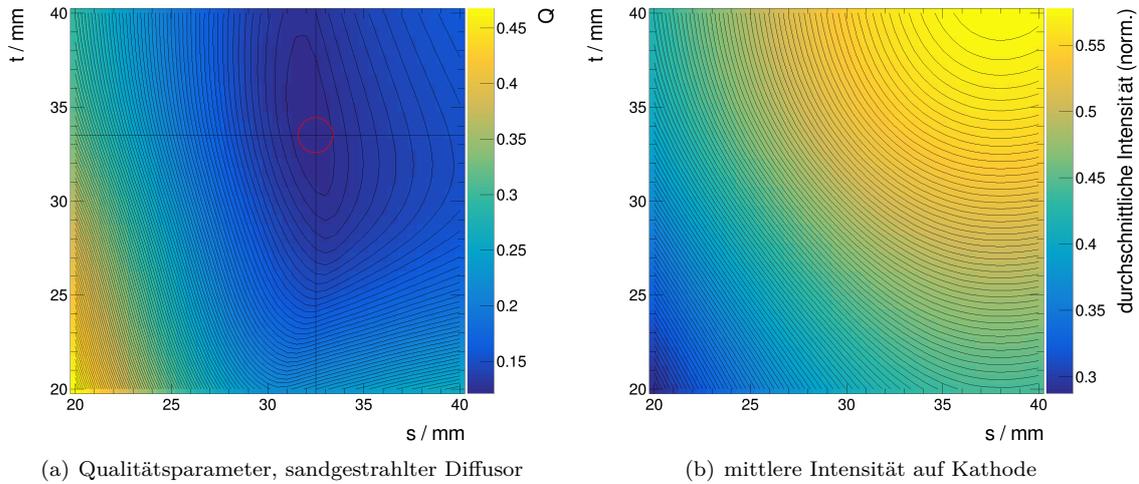


Abbildung 6.18.: Qualitätsparameter Q in einem sinnvoll gewählten Bereich von s und t basierend auf der Vorhersage des analytischen Modells für die Kathodenausleuchtung mit sandgestrahltem Diffusor. Datengrundlage ist Tabelle 6.4. Der rechte Graph zeigt die mittlere Intensität auf der Kathode und damit die Ausbeute des zur Verfügung stehenden Lichtes im gewünschten Bereich. Intensität normiert auf Maximalwert einer Lichtquelle bei geradem Schliff.

wobei N die Gesamtzahl aller Intensitätswerte und I_i den i -ten diskreten Wert angibt. Die Größe $\langle I \rangle$ ist in diesem Fall durch den arithmetischen Mittelwert darzustellen. Anschaulich betrachtet spiegelt das Qualitätskriterium Q die mittlere absolute Abweichung vom Mittelwert der Betrachteten Werte wider. Da die zugrundeliegenden Daten von einer analytischen Berechnung stammen, kann Q nicht durch statistische Schwankungen verfälscht werden, wie es bei einer auf Messung beruhenden Datenmenge der Fall wäre. Dies würde einen konstanten *Offset* bedeuten, der allerdings keine Auswirkung auf die Position eines Minimums hätte.

Die Auswertung der Homogenität wird automatisch mit einem weiteren Programm¹⁸ ausgeführt. In Verbindung mit einem *Shell*-Skript¹⁹ wird für beide Diffusoren jeweils ein sinnvoller Parameterraum von s und t abgefahren, um ein lokales Minimum der Qualitätsgröße Q zu finden. Die Schrittgröße beträgt bei der vorliegenden Auswertung $\Delta s = \Delta t = 0.5$ mm. Abbildungen 6.18 und 6.19 zeigen die damit verbundenen Graphen der Optimierung. Zusätzlich zur Homogenität wird im jeweils rechten Plot die durchschnittliche Intensität im gewählten Bereich der Kathode gezeigt, was die Lichtausbeute widerspiegelt. Auch wenn die Intensität der Lichtquelle (Laser) mindestens eine Größenordnung über der notwendigen liegt, sollte, im Hinblick auf zukünftige Modifikationen, die Ressourcensparsamkeit nicht vollständig außer Acht gelassen werden. Die Vorhersage mit dem sandgestrahlten Diffusor ergibt ein Minimum von $Q_{\text{sand}}^{\text{min}} \approx 12\%$ bei

$$s_{\text{sand}}^{\text{opt}} = (32.5 \pm 0.5) \text{ mm}$$

$$t_{\text{sand}}^{\text{opt}} = (33.5 \pm 0.5) \text{ mm},$$

wobei der Fehler die Diskretisierung der Simulation widerspiegelt. Herstellerseitig²⁰ kann für den Schleifwinkel eine Abstufung von $\Delta\alpha = 0.5^\circ$ realisiert werden, was auf s und t fortgepflanzt $\Delta s =$

¹⁸chkhom, Quelldatei: chkhomogeneity.cpp

¹⁹Skriptdatei: exec_fibercalc.sh

²⁰Ceramoptec

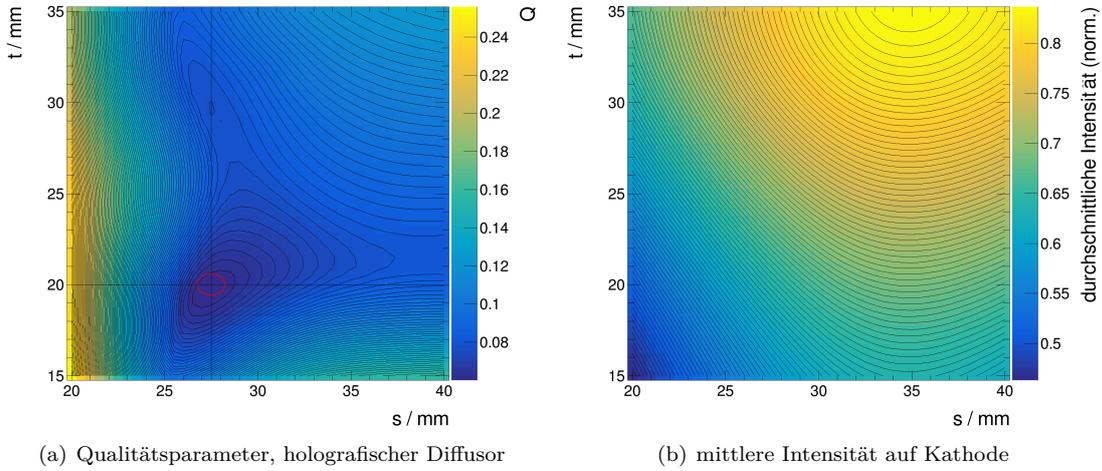


Abbildung 6.19.: Qualitätsparameter Q in einem sinnvoll gewählten Bereich von s und t basierend auf der Vorhersage des analytischen Modells für die Kathodenausleuchtung mit holografischem Diffusor. Datengrundlage ist Tabelle 6.5.

$\Delta t = 0.9 \text{ mm}$ ergibt. U.a. aus diesem Grund genügt es, die Simulation bei gegebener Granularität durchzuführen. Rechnet man s und t in Schleifwinkel um, so sind

$$\begin{aligned}\bar{\alpha}_{\text{sand}}^{\text{opt}} &= (30.0 \pm 0.5)^\circ \\ \hat{\alpha}_{\text{sand}}^{\text{opt}} &= (30.5 \pm 0.5)^\circ\end{aligned}$$

die optimalen Designparameter und deren mögliche Fertigungstoleranz²¹. Hier steht $\bar{\alpha}$ für die Schleifwinkel der seitlich platzierten Faserbündel, $\hat{\alpha}$ hingegen für die Schleifwinkel der Faserbündel an den Ecken. Auffällig ist, dass Q bei in einem Umkreis von 2.5 mm nur langsam ansteigt, was eine gewisse Toleranz bietet. Mit dem holografischen Diffusor befindet sich das Minimum von $Q_{\text{min}} \approx 6\%$ mit entsprechendem Diskretisierungsfehler bei

$$\begin{aligned}s_{\text{holo}}^{\text{opt}} &= (27.5 \pm 0.5) \text{ mm} \\ t_{\text{holo}}^{\text{opt}} &= (20.0 \pm 0.5) \text{ mm}\end{aligned}$$

in Einheiten des Schleifwinkels erhält man hier

$$\begin{aligned}\bar{\alpha}_{\text{holo}}^{\text{opt}} &= (27.0 \pm 0.5)^\circ \\ \hat{\alpha}_{\text{holo}}^{\text{opt}} &= (21.3 \pm 0.5)^\circ\end{aligned}$$

Offensichtlich liegen die lokalen Minima in den betrachteten Parameterbereichen weit auseinander. Für den holografischen Diffusor ist zudem bei minimalem Q eine relativ schwache Ausbeute zu erwarten.

²¹Toleranz des Schleifwinkels nach Angabe der Firma CeramOptec

6.4.1. Finale Schleifwinkel und Vorhersagen

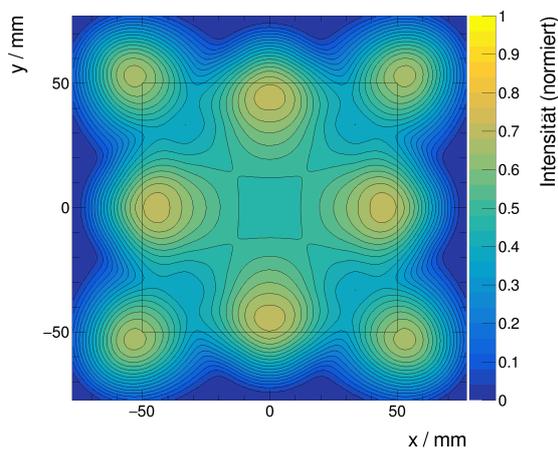
Aufgrund einer fälschlichen Datenverarbeitung im Rahmen von [195] wurde das Faserbündel mit den einheitlichen Schleifwinkeln

$$\bar{\alpha} = \hat{\alpha} = (28.5 \pm 0.5)^\circ \quad (6.72)$$

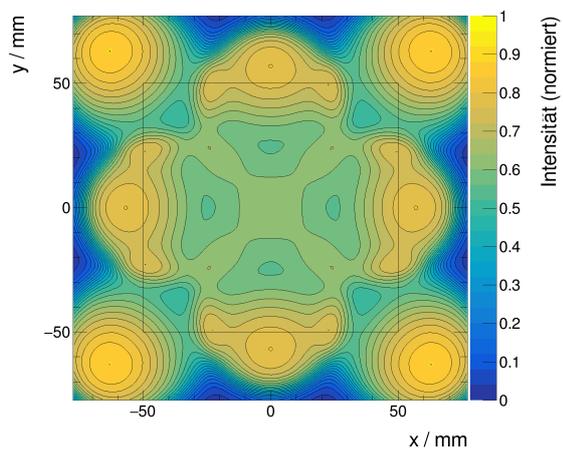
beauftragt, was den Parametern $s = t = 30.0$ mm entspricht und einen Kompromiss bezüglich der Qualitätsparameter beider Diffusoren darstellen sollte. Auch wenn sich mit der korrekten Auswertung ein besserer Kompromiss finden ließe, liegt der Wert tatsächlich in einem akzeptablen Bereich. Mit den umgesetzten Parametern verschlechtert sich die durchschnittliche Intensität im sensitiven Bereich des Detektors um ca. 8 % beim sandgestrahlten Diffusor. Beim holografischen Diffusor hingegen, verbessert sie sich um rund 23 %, was dem jeweils rechten Graph von Abbildungen 6.18 und 6.19 entnommen werden kann. Hier sind die dargestellten Werte auf die maximale Intensität eines einzelnen Faserbündels bei geradem Schliff normiert. Für den holografischen Diffusor findet man einen Wert von 0.64 bei minimalem Q und 0.78 bei der endgültigen Konfiguration, was im Hinblick auf diesen Aspekt eine Verbesserung bedeutet. Analog dazu hat man beim sandgestrahlten Diffusor eine leichte Verschlechterung von 0.55 zu 0.49. Für den holografischen Diffusor bedeutet dies beispielsweise, dass der durchschnittliche Wert im sensitiven Bereich praktisch 78 % des Maximalwertes eines einzelnen Intensitätsprofils entspricht. Die zugehörigen Qualitätsparameter sind im Falle der umgesetzten Schleifwinkel nach der Simulation

$$\begin{aligned} Q_{\text{sand}}(s = 30 \text{ mm}, t = 30 \text{ mm}) &\approx 14 \% \\ \text{und} & \\ Q_{\text{holo}}(s = 30 \text{ mm}, t = 30 \text{ mm}) &\approx 8 \%. \end{aligned} \quad (6.73)$$

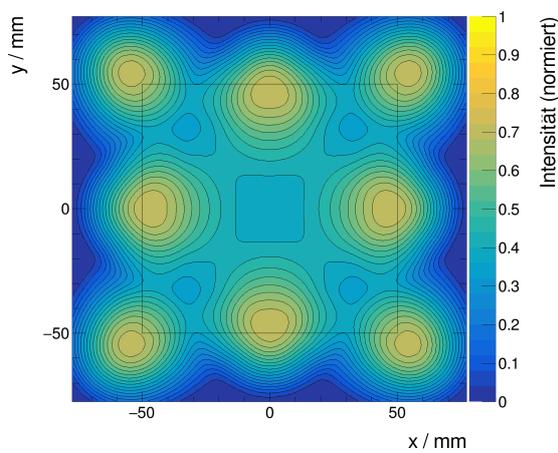
Anschaulich ausgedrückt, ist bei beiden Diffusoren im Bereich der Kathode mit einer durchschnittlichen Abweichung von rund 14 % vom Mittelwert der betrachteten Kathodenfläche zu rechnen. Die Minima in den untersuchten Bereichen liegen, wie zuvor angegeben, bei ~ 12 % bzw. ~ 6 %. Die zugehörigen vorhergesagten Intensitätsprofile zu den minimalen und umgesetzten Qualitätsparametern sind in Abbildungen 6.20 dargestellt. Bei Betrachtung der Profile, sind erwartungsgemäß keine starken Abweichungen zu bemerken.



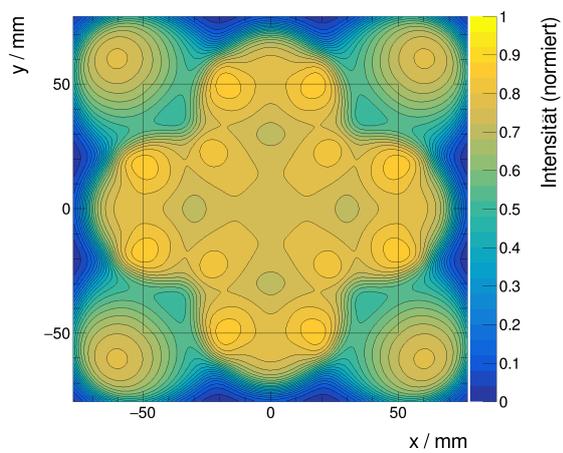
(a) sandgestrahlter Diffusor, $Q = \min$.



(b) holografischer Diffusor, $Q = \min$.



(c) sandgestrahlter Diffusor



(d) holografischer Diffusor

Abbildung 6.20.: Oben: Vorhersage der jeweils optimalen Intensitätsprofile mit $s = 32.5$ mm und $t = 33.5$ mm beim sandgestrahlten Diffusor. Im Falle des holografischen Diffusors sind die Parameter $s = 27.5$ mm und $t = 20.0$ mm. Unten: Vorhersage für realisierte Schleifwinkel $\bar{\alpha} = \hat{\alpha} = 28.5^\circ$, d.h. $s = t = 30.0$ mm.

6.5. Vermessung der Kathodenausleuchtung

Wie in Abschnitten 6.2 beschrieben, werden Faserbündel eingesetzt, um das UV-Licht eines gepulsten Lasers auf eine Photokathode zu führen. Nach einer kurzen Erläuterung des Messprinzips werden im Weiteren die optischen Messungen ausgewertet und in Abschnitt 6.6 mit der Vorhersage verglichen. Sie dienen u.a. auch als Grundlage für die Monte Carlo Simulation in Kapitel 7.

6.5.1. Verfahren zur Messung von Beleuchtungsprofilen

Die ortsaufgelösten Messungen der Intensitätsprofile²² werden mithilfe eines Projektionsschirms und einer digitalen Spiegelreflex-Kamera *Canon EOS 600D* durchgeführt. Dazu wird das auf den Schirm projizierte Bild von einer festen Position aus abfotografiert. Die Abmessung des Kamera-Sensors²³ ist $22.3 \text{ mm} \times 14.9 \text{ mm}$ und besitzt 5184×3456 quadratische Pixel. Der sensitive Bereich der Kamera liegt im sichtbaren Spektrum. Durch die Verwendung von gebleichtem Papier, welches bei Bestrahlung mit UV-Licht fluoresziert, kann die Intensitätsverteilung des projizierten Laserlichtes dennoch vermessen werden. Allerdings ist zu bedenken, dass auf diese Weise prinzipiell auch die unerwünschten höheren Vielfachen der Laser-Zielwellenlänge zum gemessenen Profil beitragen können.

In Abbildung 6.21 ist die dazugehörige Messanordnung als CAD-Zeichnung und als Fotografie mit allen acht Faserbündelarmen dargestellt. Orts- und Energiekalibrierung in Bezug auf die Messungen mit dem Projektionsschirm werden in E.3 abgehandelt. Überdies wird das Messverfahren in E.1 bezüglich der Vergleichbarkeit verschiedener Diffusoren geprüft. Dazu wird ermittelt, ob bedingt durch die Messanordnung andere Wellenlängen als die Zielwellenlänge auf dem Projektionsschirm abgebildet werden.

6.5.2. Messung und Auswertung der Beleuchtungsprofile

Um einen physikalischen Bezug für die Ortsaufgelöste Messung zu erhalten, wird die Gesamtenergie am Ausgang eines Faserarms mithilfe eines geeichten pyroelektrischen Energiesensors gemessen. Es handelt sich dabei um das Energiemeter *ES111C* [197] der Firma *Thorlabs*. Die Messungen ergeben gemittelt über alle acht Faserarme, abhängig vom verwendeten Diffusor, die Werte

$$E_{\text{sand}} = (24.706 \pm 0.012 \text{ stat.} \pm 5 \% \text{ sys.}) \mu\text{J} \quad (6.74)$$

$$E_{\text{holo}} = (13.721 \pm 0.011 \text{ stat.} \pm 5 \% \text{ sys.}) \mu\text{J}, \quad (6.75)$$

wobei der Abschwächer auf maximale Transmission eingestellt ist (vgl. Abbildung 4.3 bzw. Gleichung 4.1). Des Weiteren befindet sich vor der Einkopplung in das Faserbündel ein Strahlteiler (s. Abschnitt 4.2) im Strahlengang, sodass (lt. Hersteller) nur ca. 70% der vollen Energie transmittiert werden. Bei den Ergebnissen handelt es sich um Mittelwerte die jeweils aus der Messung aller acht Faserbündel-Arme zustande kommen. Der angegebene systematische Fehler ist dem Datenblatt [197] und versteht sich als maximal mögliche Abweichung vom angegebenen Messwert. Es ist zudem davon auszugehen, dass der systematische Fehler beide Messungen gleichermaßen betrifft, da die Messwerte in der selben Größenordnung liegen.

Bei den Messungen befindet sich der Laser in einem Gleichgewichtszustand, d.h. vor der Datennahme wurde gewartet, bis die extrahierte optische Energie nahezu konstant ist. Das Einschaltverhalten wurde dazu in [195] gemessen.

Hintergrund vorliegender Messung ist es, aus den unkalibrierten Kameraaufnahmen ein kalibriertes ortsabhängiges Intensitätsprofil zu erhalten – genauer gesagt, ist die optische Energie pro Kathoden-Flächenelement eines Laserpulses von Interesse, woraus die Photonenflächendichte bestimmt werden kann. Diese findet Verwendung bei weiteren Abschätzungen und Simulationen.

²²Der Begriff Intensitätsprofil wird hier gleichbedeutend mit Energieflächendichte verwendet. Sie besitzt die Einheit Energie pro Fläche und bezieht sich auf einen einzelnen Laserpuls.

²³Sensor vom Format APS-C

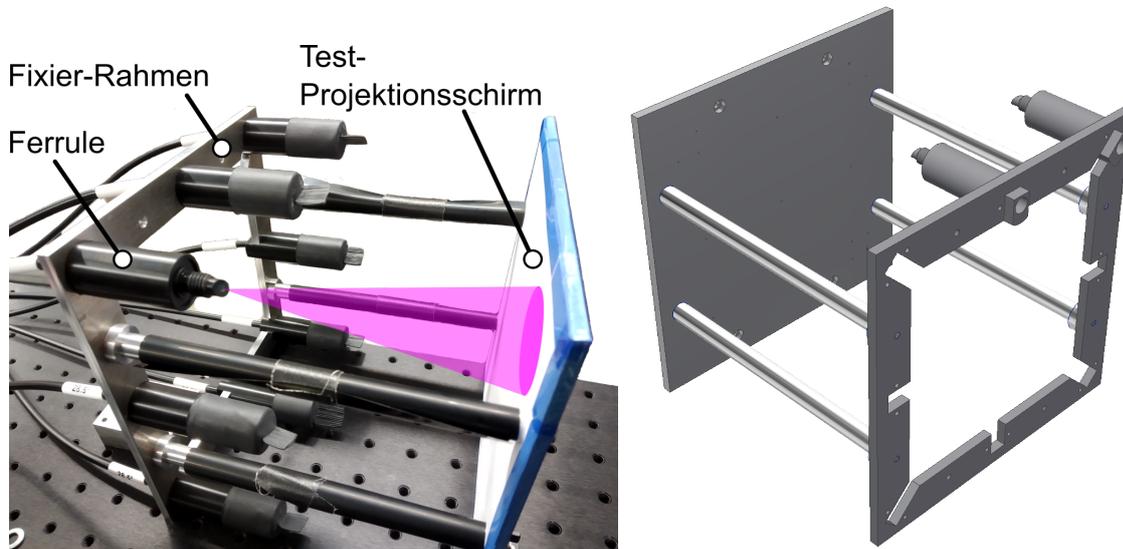


Abbildung 6.21.: Testschirm zur Anordnung und Orientierung der Ferrulen sowie zur Messung der Intensitätsprofile. Auf die Platte wird ein Schirm aus gebleichtem Papier befestigt, um die UV-Wellenlängen durch Fluoreszenz ins sichtbare Spektrum zu schieben

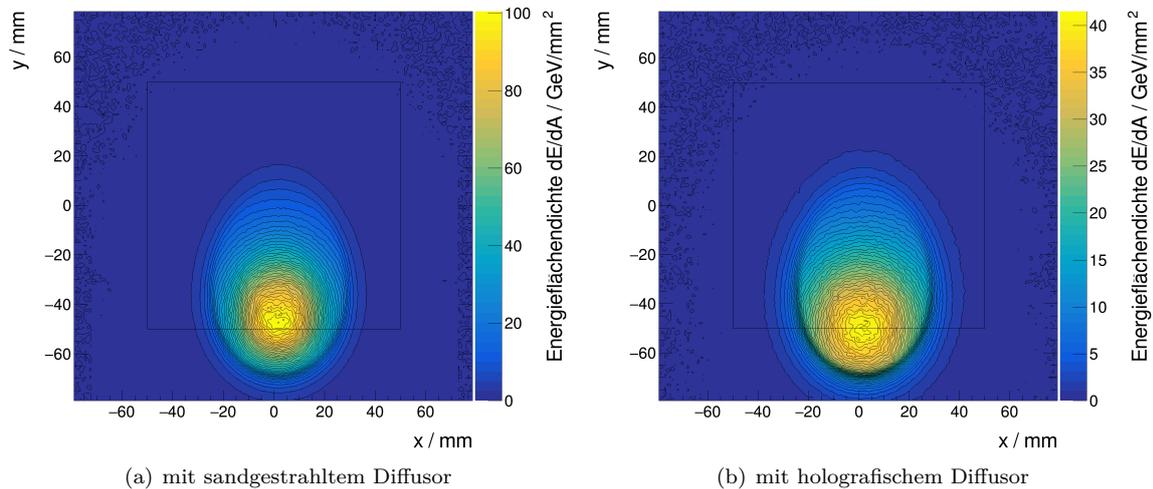


Abbildung 6.22.: Intensitätsprofil eines einzelnen Faserarms auf der Kathodenebene. Der im sensitiven Bereich liegende Teil der Kathode ist durch das schwarze Quadrat gekennzeichnet.

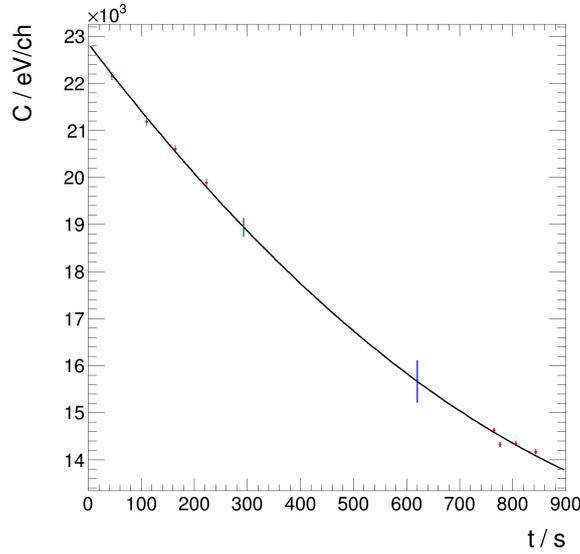


Abbildung 6.23.: Zur Zeitabhängigkeit des Kalibrationsfaktors C . Mit der Anpassungskurve kann ein Kalibrationsfaktor für die Intensitätsprofile bei Verwendung aller acht Fasern berechnet werden. Die mit der Anpassungsfunktion bestimmten Werte sind durch eine blaue (sandgestrahlter Diffusor) bzw. grüne (holografischer Diffusor) Linie dargestellt. Die Länge der Linie repräsentiert die durch Fehlerfortpflanzung bestimmte Unsicherheit.

Um das kalibrierte Intensitätsprofil einer Aufnahme mit allen acht Lichtquellen zu erhalten, sollte es bei konstanter Laserleistung normalerweise genügen das Profil einer einzelnen Lichtquelle zu vermessen. Wie sich herausstellen wird, ist dies hier nicht der Fall, weshalb zusätzlich die Zeitabhängigkeit des zu ermittelnden Kalibrationsfaktors bestimmt werden muss. Nichtsdestotrotz soll zunächst das Kalibrationsverfahren erklärt werden.

Aus den Messungen (6.74) und (6.75) ist bekannt wieviel Energie pro Puls in dem Ortsintegral des einzelnen Profils enthalten ist. Nun kann darauf basierend die Kalibrierung der Kamera-Pixel erfolgen, deren Werte jeweils in einem Digitalwert vorliegen. Rechnerisch gilt

$$E_{\text{opt}}^{\text{tot}} = \int \frac{dE_{\text{opt}}}{dA}(x, y) dx dy. \quad (6.76)$$

Im vorliegenden Fall gilt es eine Konstante C zu finden, um die Kanäle der Kamerapixel damit zu kalibrieren. Zudem muss mit diskreten Datenpunkten gearbeitet werden, was zu der Umschreibung

$$E_{\text{opt}}^{\text{tot}} = C \sum_i \frac{e_i}{\Delta A} \cdot \Delta A = C \sum_i e_i, \quad (6.77)$$

führt. Die e_i stehen dabei für den unkalibrierten Wert des i -ten Pixels und ΔA für die Fläche, die ein Pixel auf der Ebene der Kathode repräsentiert²⁴. Die Energie pro Fläche in dem i -ten Flächensegment ist damit durch $\Delta E_{\text{opt}}^i / \Delta A = C \cdot e_i / \Delta A$ gegeben. Wie in [195] gezeigt wird, ist die Schwankung der Pixelsensitivitäten genügend klein, um einen konstanten Kalibrationsfaktor innerhalb einer Aufnahme

²⁴Durch die Abbildung der Kathode auf dem CMOS-Chip (Complementary Metal Oxide Semiconductor) der Kamera ist eine Ortskalibrierung notwendig. Die Hilfsmittel dafür werden im Rahmen dieser Arbeit entwickelt, die Ortskalibrierung selbst wird in [195] beschrieben.

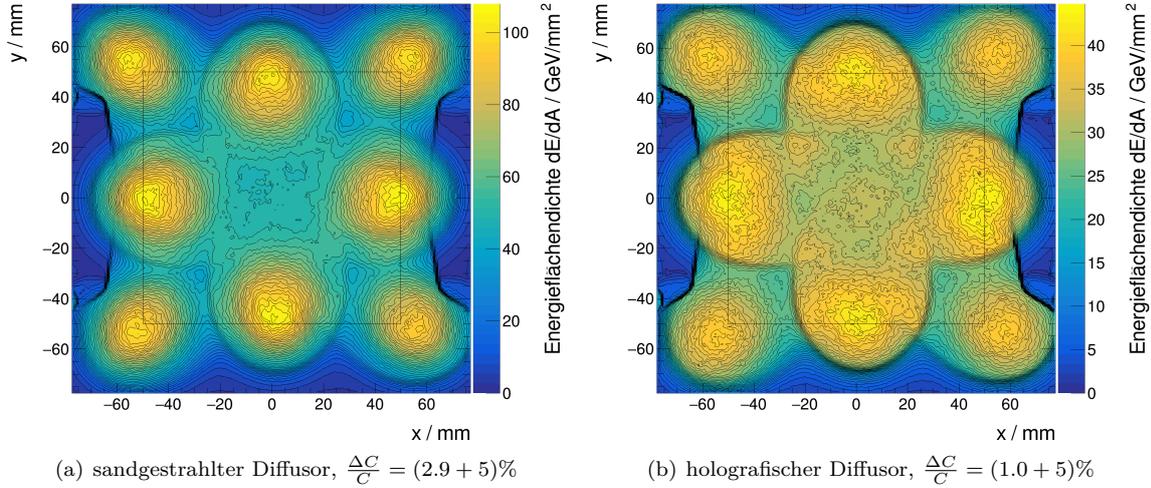


Abbildung 6.24.: Kalibrierte ortsaufgelöste optische Energiefächendichte auf der Kathodenebene. Für die Berechnung der Photonen pro Flächenelement, muss durch die Photonenenergie geteilt werden. Eine Fehlerfortpflanzung ergibt die angegebenen relativen Unsicherheiten der Kalibrationsfaktoren, die hier als systematischer Skalierungsfehler zu verstehen sind. Die zusätzlichen 5 % repräsentieren den (maximal möglichen) systematischen Fehler des Energiesensors [197], was womöglich beide Messungen gleichermaßen betrifft, da Energien in der derselben Größenordnung liegen. Es ist davon auszugehen, dass die beiden Fehleranteile unkorreliert sind.

zu verwenden. Folglich ergibt sich der Kalibrationsfaktor zu

$$C = \frac{E_{\text{opt}}^{\text{tot}}}{\sum_i e_i}. \quad (6.78)$$

Abbildung 6.22 zeigt die bereits kalibrierten Messungen der Einzelprofile bei jeweiligem Diffusor. Die Messungen sind als zweidimensionale Histogramme dargestellt, wobei die Zahl der *Bins* nicht der Auflösung der Kamera entspricht. Hier wurden mehrere *Bins* zu Gruppen zusammengefasst, um sogenannte *Speckles*²⁵ herauszumitteln, die u.a. aufgrund der Rauigkeit des Beobachtungsschirmes gegeben sind.

Mit dem gewonnenen Kalibrationsfaktor kann nun der Eintrag e_i eines beliebigen *Bins* durch

$$\frac{dE}{dA}(x_i, y_i) = C \cdot e_i / \Delta A \quad (6.79)$$

in Energie pro Fläche (Energiefächendichte) umgerechnet werden. Die Koordinaten x_i und y_i beziehen sich hier auf den Mittelpunkt des i -ten *Bins*. Zusammenfassend benötigt man also die gemessene optische Energie eines Laserpulses und ein zugehöriges Profilintegral aus der Kameraaufnahme.

Da sich der Laser während der Messungen noch in der Aufwärmphase befand und er damit keine konstante optische Ausgangsleistung geliefert hat, kann eine Aufnahme nicht mithilfe eines Kalibrationsfaktors einer beliebigen anderen Profilmessung kalibriert werden. Die Messungen sind also untereinander nicht direkt vergleichbar. Dies stellt für die Aufnahmen mit allen acht Faserbündel-Armen insofern ein Problem dar, als dass die zur Abbildung gehörende Gesamtenergie nicht bekannt ist. Grund dafür ist, dass Haltestrukturen in bestimmten Bereichen unbekannte Schatteneffekte verursachen. Die vier einzelnen Arme, die nicht an den Ecken positioniert sind, betrifft das nicht, sodass

²⁵Interferenzphänomen, welches u.a. bei Beobachtung bzw. Messung von diffus gestreutem Laserlicht auftritt.

immer mit dem aktuellen Profintegral kalibriert werden kann.

Um die Aufnahmen mit allen acht Faserbündel-Armen dennoch zu kalibrieren, wird die Zeitliche Abhängigkeit des Kalibrationsfaktors bestimmt und je ein Wert für die Aufnahme mit sandgestrahltem bzw. holografischem Diffusor interpoliert. Dazu werden die Kalibrationsfaktoren C aus den acht verschiedenen Aufnahmen mit einzelnen Faserbündel-Armen (je vier pro Diffusor) berechnet. Anschließend werden diese Faktoren zeitlich aufgetragen, wobei auf den Zeitstempel zurückgegriffen wurde. An die Daten wird ein Polynom zweiten Grades angepasst, woraus die Kalibrationswerte zum Zeitpunkt der beiden Gesamtprofile extrahiert werden können. Eine detaillierte Beschreibung des dieser Auswertung ist in E.3 zu finden. Abbildung 6.23 zeigt Daten, Anpassungsfunktion sowie die zwei interpolierten Werte. Die Anpassung der Form

$$C(t) = a_0 + a_1 \cdot t + a_2 \cdot x^2 \quad (6.80)$$

liefert die Parameter

$$\begin{aligned} a_0 &= (2.2850 \pm 0.0080) \text{ eV/ch}, \\ a_1 &= (-14.9 \pm 0.6) \text{ eV/ch/s}, \\ a_2 &= (0.0053 \pm 0.0006) \text{ eV/ch/s}^2, \end{aligned} \quad (6.81)$$

wobei der (maximale) systematische Fehler des Energiesensors $\frac{(\Delta E)_{\text{sys}}}{E_{\text{tot}}} = \frac{(\Delta C)_{\text{sys}}}{C(t)} \leq 5\%$ hier nicht berücksichtigt ist. Die so kalibrierten Messungen der Intensitätsprofile aller acht Lichtquellen sind in Abbildung 6.24 dargestellt. Im relevanten Bereich der $100 \times 100 \text{ mm}^2$ -Kathode erhält man bei aktueller optischer Konfiguration einen mittleren Wert von

$$\left\langle \frac{dE}{dA} \right\rangle_{\text{cath}} = (63.3 \pm 1.8) \text{ GeV/mm}^2 \quad (6.82)$$

mit dem sandgestrahlten Diffusor und

$$\left\langle \frac{dE}{dA} \right\rangle_{\text{cath}} = (32.76 \pm 0.33) \text{ GeV/mm}^2 \quad (6.83)$$

mit holografischem Diffusor. Darüber hinaus ist ein maximaler systematischer Fehler von 5% zu berücksichtigen, der auf die Präzision des Energiesensors zurückzuführen ist.

Der Grund für den Unterschied der beiden Werte erklärt sich dadurch, dass die Einkopplung in das Faserbündel mit holografischem Diffusor weniger effizient ist. Das spiegelt bereits die Messung der Pulsenergien (6.74) und (6.75) wider: hier findet man bei dem Vergleich von sandgestrahltem zu holografischen Diffusor ein Verhältnis von ca. 1.8. Die mittleren Energieflächendichten weisen mit etwa 1.9 ein etwas größeres Verhältnis auf, was mit der stärkeren Auffächerung des holografischen Diffusors erklärt werden kann. Hier liegt ein größerer Anteil außerhalb der $100 \times 100 \text{ mm}^2$ -Kathodenfläche und trägt damit nicht zum betrachteten Mittelwert bei.

Die getätigten Abschätzungen dienen als Referenz für die Justage der optischen Anordnung in Abschnitt 3.4.2 und zur Berechnung der erwarteten Photoelektronen bei der Monte Carlo Simulation in Kapitel 7. Weitere Details zu der hier beschriebenen Kalibration des Intensitätsprofils finden sich in Anhang E.3.

6.6. Vergleich von Messung und Vorhersage

Abschließend sollen die gemessenen Intensitätsprofile quantitativ mit den analytischen Vorhersagen verglichen werden, um das Modell zu prüfen und dabei Stärken und Schwächen herauszustellen. Wie die vorigen Abschnitte darlegen werden, basiert das Vorhersagemodell dieser Arbeit nicht auf den grundlegenden optischen Mechanismen einer Faser. Stattdessen basiert sie auf einer differenti-

Parameter	1D		2D	
	Vorhersage	korr. Vorh.	Vorhersage	korr. Vorh.
$\varepsilon/^\circ$	0, 90, 180, 270			
B_x/mm	-70, 0, 70, 0	*	-70, 0, 70, 0	~
B_y/mm	70, 0, -70, 0	*	70, 0, -70, 0	~
n_f	1.49968			
x_0/mm	30			
z_0/mm	97.6			
NA	0.3011 (sand.) / 0.2897 (holo.)			
p	7.62 (sand.) / 6.33 (holo.)			
$\sigma_\vartheta/\text{rad}$	0.16210 (sand.) / 0.2987 (holo.)			
b	1.203 (sand.) / 1.17 (holo.)			
A	~	~	Randbed.	~
I_0	~	~	~	~
π_p	$1/2$			

Tabelle 6.6.: Feste und freie Parameter bei der Anpassung der **Vorhersage** an die Messdaten mit **sandgestrahltem** bzw. **holografischem** Diffusor. Bei der korrigierten Vorhersage werden in diesem Fall lediglich die Positionsparameter im Vorhinein aus der 2D-Anpassung ermittelt und fixiert, um mechanische Toleranzen auszuschließen. Die Vorhersage der 2D-Daten wird so skaliert, dass die Integrale von Daten und Vorhersage übereinstimmen. Dennoch ist die Amplitude der korrigierten Vorhersage frei. (~): freier Parameter, (*): fester Parameter, der vorher aus 2D-Anpassung ermittelt wurde.

geometrischen Berechnung kombiniert mit einer vorangehenden Referenzmessung unter bekannten Bedingungen. Die hier genutzten Funktionen, die an die Referenzdaten angepasst werden, sind empirischer Natur und haben bereits im Vorhinein gewisse systematische Abweichungen.

Es ist außerdem möglich, dass sich die Fasereigenschaften des Referenzbündels von denen des finalen Bündels aufgrund von Herstellungstoleranzen unterscheiden. Die Überprüfung ist in diesem Fall nicht möglich, da alle Faserbündelarme des finalen Bündels mit entsprechendem Schrägschliff produziert wurden. Damit entfällt der direkte Vergleich von gerade geschliffenen Fasern. Zudem ist anzumerken, dass die Faserbündel-Arme der Referenz mehr Fasern enthalten, wodurch die transversale Ausdehnung der Lichtquelle größer ist. Damit wird die Breite des Referenzprofils im Vergleich zu den Daten des finalen Faserbündels leicht überschätzt. Ebenso kann es sein, dass das Modell unvollständig ist und, aufgrund dessen, zusätzliche Abweichungen entstehen.

Sowohl für den sandgestrahlten als auch für den holografischen Diffusor werden, aufgrund der besseren Analysierbarkeit, eindimensionale Schnitte durch die Spiegelsymmetrieachse der Profile betrachtet. Da die Datengrundlage der vollständigen zweidimensionalen Messung offensichtlich wesentlich größer und die Anwendbarkeit des Modells im Zweidimensionalen entscheidend ist, wird eine entsprechende Analyse vorgenommen.

Die zweidimensionale Analyse ist so gestaltet, dass das Integral des Intensitätsprofils – was der jeweiligen Pulsenergie (6.74) bzw. (6.75) gleichen sollte – als Randbedingung in die Normierung der Vorhersage eingeht. In ähnlicher Weise wurden bereits die Messdaten energiekalibriert. Das Integral der Daten ist damit gleich dem der analytischen Funktion. Die freien Parameter der Anpassung sind lediglich der *Offset* I_0 und die Amplitude A . Dies liefert den direkten Vergleich von Daten und Vorhersage. Für die Prüfung des analytischen Modells, ist es außerdem sinnvoll eine Anpassung durchzuführen, wobei zusätzlich die Positionsparameter B_y und B_x frei sind, da mechanische Toleranzen durch Herstellung und Montage nicht ausgeschlossen werden können.

Im Folgenden findet ein Vergleich von Vorhersage und Messdaten nach der oben erläuterten Vorgehensweise statt. Eine Übersicht der Handhabung von Funktionsparametern ist in Tabelle 6.6 zusammengefasst.

Abbildung 6.25 zeigt die eindimensionalen Schnitte von Vorhersage und Anpassung für die Projektion des Faserbündels bei den angegebenen Positionen. Dazu muss gesagt werden, dass bei der Vorhersage ein leichter Versatz ~ 1 mm aufgrund mechanischer Toleranzen vorliegen kann. Für die Neuanpassung wird dieser im Vorhinein korrigiert, jedoch gehen entsprechende Größen nicht als Anpassungsparameter ein.

In allen vier Fällen gibt es eine Übereinstimmung zwischen Daten und Vorhersage. Das Maß der Asymmetrie und der steilere Flanke scheint von dem Modell recht gut beschrieben zu werden. Doch bereits hier sind zwei qualitative Merkmale zu verzeichnen: zum einen wird das Abflachen der steileren Flanke vor dem Maximum anders beschrieben und zum anderen gibt es einen zusätzlichen Einbruch in dem Ausläufer des Profils. Letzteres könnte man durch einen toleranzüberschreitenden Schleifwinkel in Kombination mit einem steileren Referenzprofil realisieren, jedoch wird dadurch die andere Seite des Profils wesentlich schlechter beschrieben. Die Neuanpassung zeigt, basierend auf der Variation formgebender Parameter des Referenzprofils, keine wesentliche Verbesserung gegenüber der Vorhersage. Die fehlenden qualitativen Merkmale, die zuvor diskutiert wurden, können von der Neuanpassung nicht erfüllt werden, was für die Unvollständigkeit des Modells spricht. Hätte das Faserbündel nur eine abweichende intrinsische *Strahlstärke*-Verteilung, so sollte die Neuanpassung diese höchstwahrscheinlich beschreiben können, da das Referenzprofil sehr gut formbar ist. Eine Diskussion zu dem Modell selbst erfolgt am Ende dieses Abschnitts.

Betrachtet man den zweidimensionalen Vergleich zwischen Daten und Modell, so fallen noch weitere qualitative Unterschiede auf. Zur Diskussion wird repräsentativ die Messung des Faserbündels bei $\varepsilon = 90^\circ$ betrachtet, die in Abbildung 6.27 mit der Vorhersage verglichen wird. Weitere Messungen und Vorhersagen sind in Abbildungen E.14, E.15 sowie E.16 zu finden.

Ein qualitativer Unterschied der Daten zu der Vorhersage ist ein etwas schärferer Rand um das Profil herum, besonders an der zur Lichtquelle gekehrten Flanke. In der Residuen-Grafik erkennt man in diesem Bereich zudem, dass die Vorhersage die Daten in Richtung Lichtquelle unterschätzt. Auf der abgekehrten Seite ist zu sehen, dass die Daten ebenfalls im Durchschnitt größer sind.

Bei Betrachtung des Gesamtprofils aller acht Faserbündel-Arme können sich die Absoluten Abweichungen stellenweise vervielfachen. Die mittlere Integrale Abweichung vom Mittelwert, d.h. der in (6.71) definierte Qualitäts-Parameter Q , liegt hier bei rund 11 %, was 4 Prozent-Einheiten höher ist als bei der Vorhersage.

Eine analoge Analyse wird mit den Daten gemacht, die mit dem holografischen Diffusor aufgenommen wurden. Bereits beim eindimensionalen Schnitt (Abbildung 6.26) fällt auf, dass die prozentualen Abweichungen höher sind als bei dem Vergleich mit sandgestrahltem Diffusor, was ein Hinweis darauf sein könnte, dass die Modellabweichungen sensitiv auf den Strahlaustrittswinkel sind, da der Lichtkegel hier – aufgrund der Plateau-Form – verhältnismäßig mehr Energie bei höheren Winkeln transportiert.

Auch bei der zweidimensionalen Betrachtung in Abbildung 6.28 sind die maximalen absoluten Abweichungen, durch die Normierung des Integrals auf durchschnittliche der Pulsenergie eines Faserarms, enorm. Dies schlägt sich teilweise durch ein Vielfaches in der totalen Intensitätsverteilung (Abbildung 6.29) nieder. Nichtsdestotrotz liegt der Qualitäts-Parameter mit $Q = 6\%$ unterhalb der Vorhersage, was eine bessere Homogenität bedeutet.

Letztlich sind die bei den Messungen erreichten Homogenitäten gut genug, da die Intensitätsverteilung im Bereich der Kathode keine Intensitätsschwankungen von Größenordnungen aufweist, sondern in jedem Fall kleiner als 50 % des Maximalwerts sind, was mit dem dynamischen Bereich einer Ausleselektronik bewältigbar sein sollte.

6.6.1. Einfluss der Polarisation

Da der Laser polarisiertes Licht emittiert und dies grundsätzlich eine Rolle bei den Fresnelschen Transmissionsamplituden beim Austritt aus der Faser spielt, soll der Einfluss im gegebenen experimentellen Aufbau diskutiert werden. Dabei macht es Sinn alle optischen Komponenten im Strahlengang

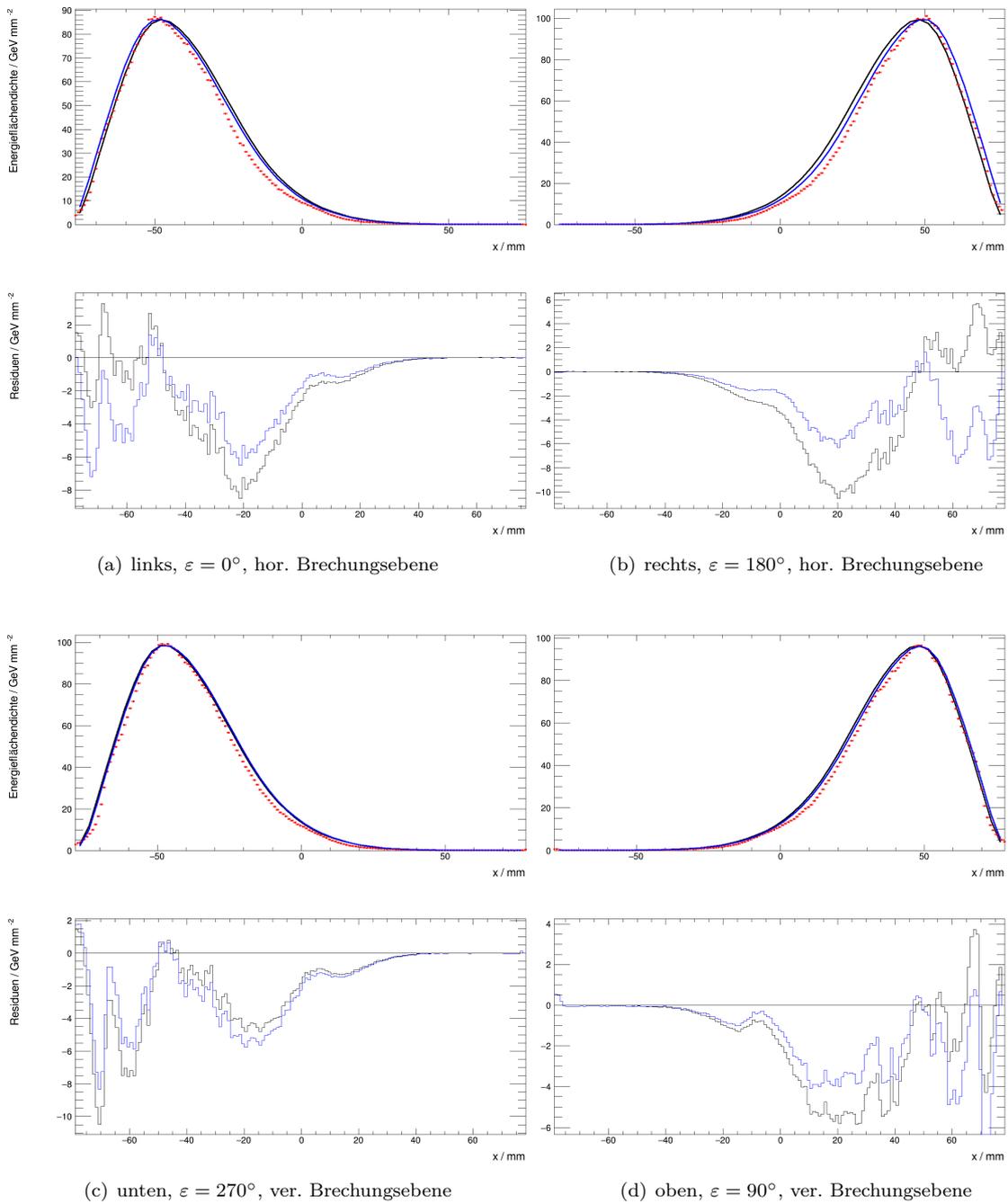


Abbildung 6.25.: Vergleich von Fasern mit horizontaler und vertikaler Brechungsebene relativ zum Koordinatensystem des Testschirms. Mit **sandgestrahltem Diffusor** durchgeführt. Eindimensionale Profilschnitte bei $y = 0$ (a,b) bzw. $x = 0$ (c,d), Schwarz: Vorhersage, Anpassungsparameter sind A und I_0 . Blau: Vorhersage mit Positionskorrektur. Zwischen den Faserarm-Bündeln mit horizontaler und vertikaler Brechungsebene ist kein eindeutiger Unterschied verzeichnen – dies entspricht der Erwartung, dass es sich um unpolarisiertes Licht handelt.

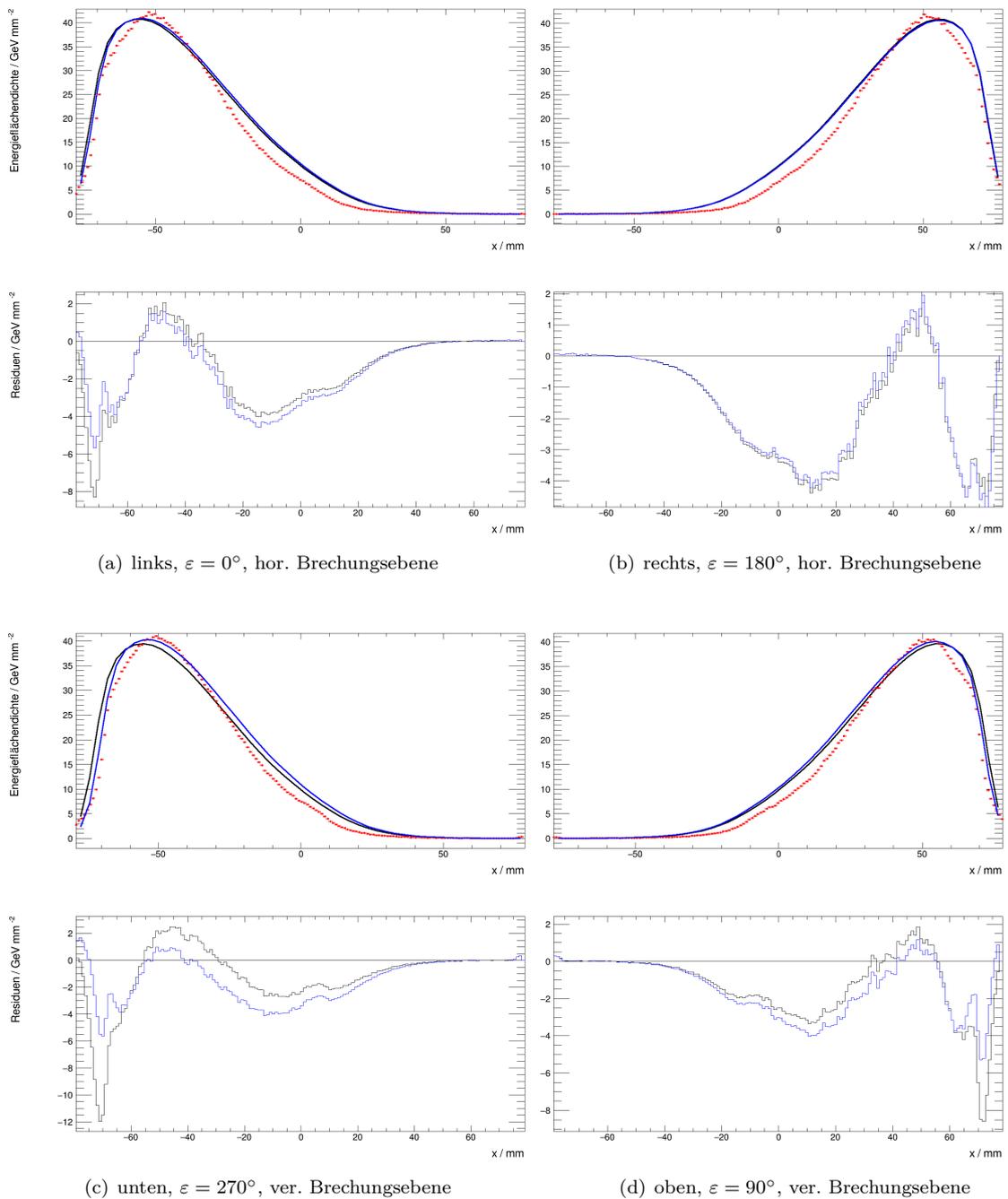


Abbildung 6.26.: Vergleich von Fasern mit horizontaler und vertikaler Brechungsebene relativ zum Koordinatensystem des Testschirms. Mit **holografischem Diffusor** durchgeführt. Eindimensionale Profilschnitte bei $y = 0$ (a,b) bzw. $x = 0$ (c,d), Schwarz: Vorhersage, Anpassungsparameter sind A und I_0 . Blau: Vorhersage mit Positionskorrektur. Zwischen den Faserarm-Bündeln mit horizontaler und vertikaler Brechungsebene ist kein eindeutiger Unterschied verzeichnen – dies entspricht der Erwartung, dass es sich um unpolarisiertes Licht handelt.

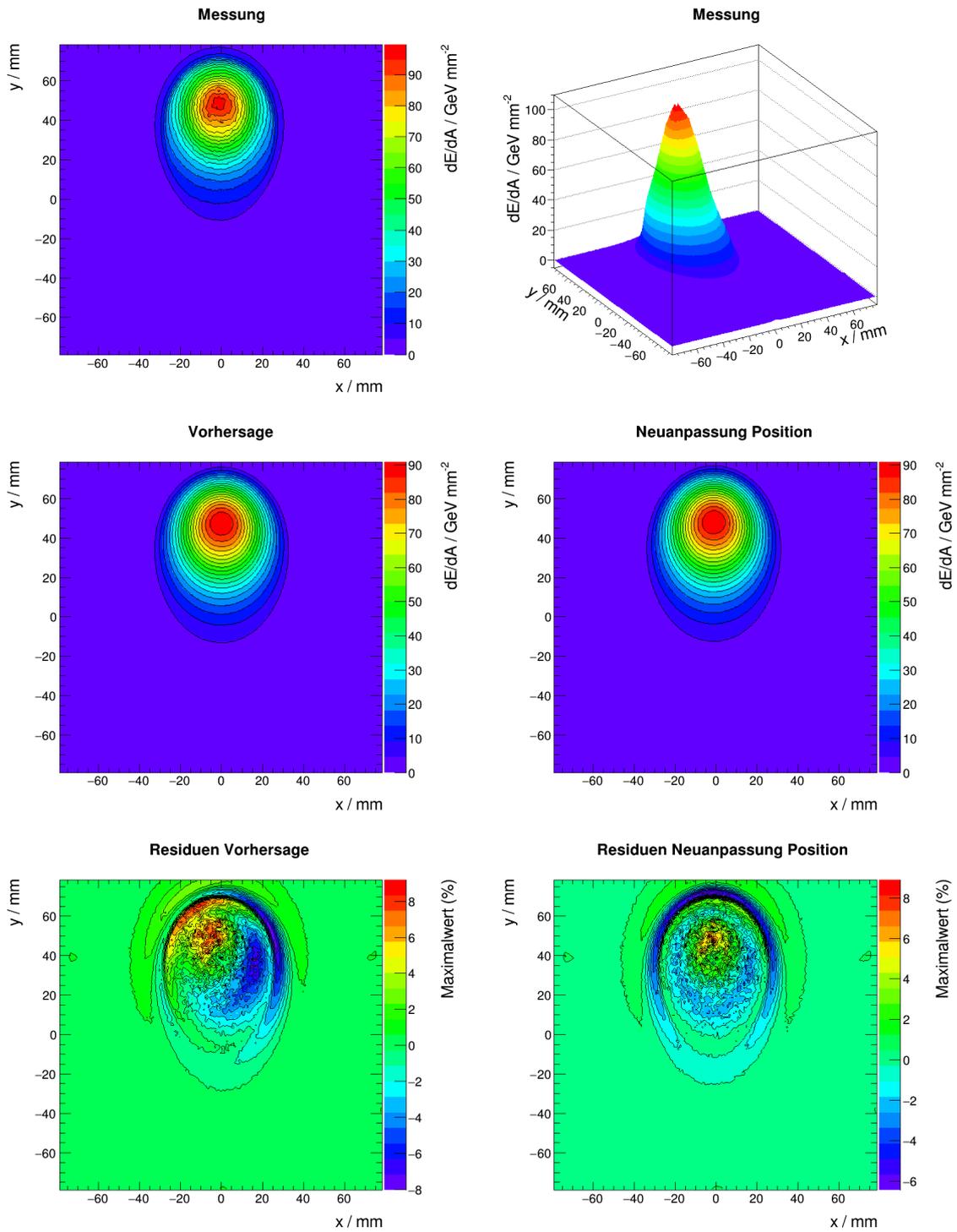


Abbildung 6.27.: Messung, Vorhersage, örtliche Neuanpassung und Residuen. Zum Faserarm bei Position 90° , mit sandgestrahltem Diffusor.

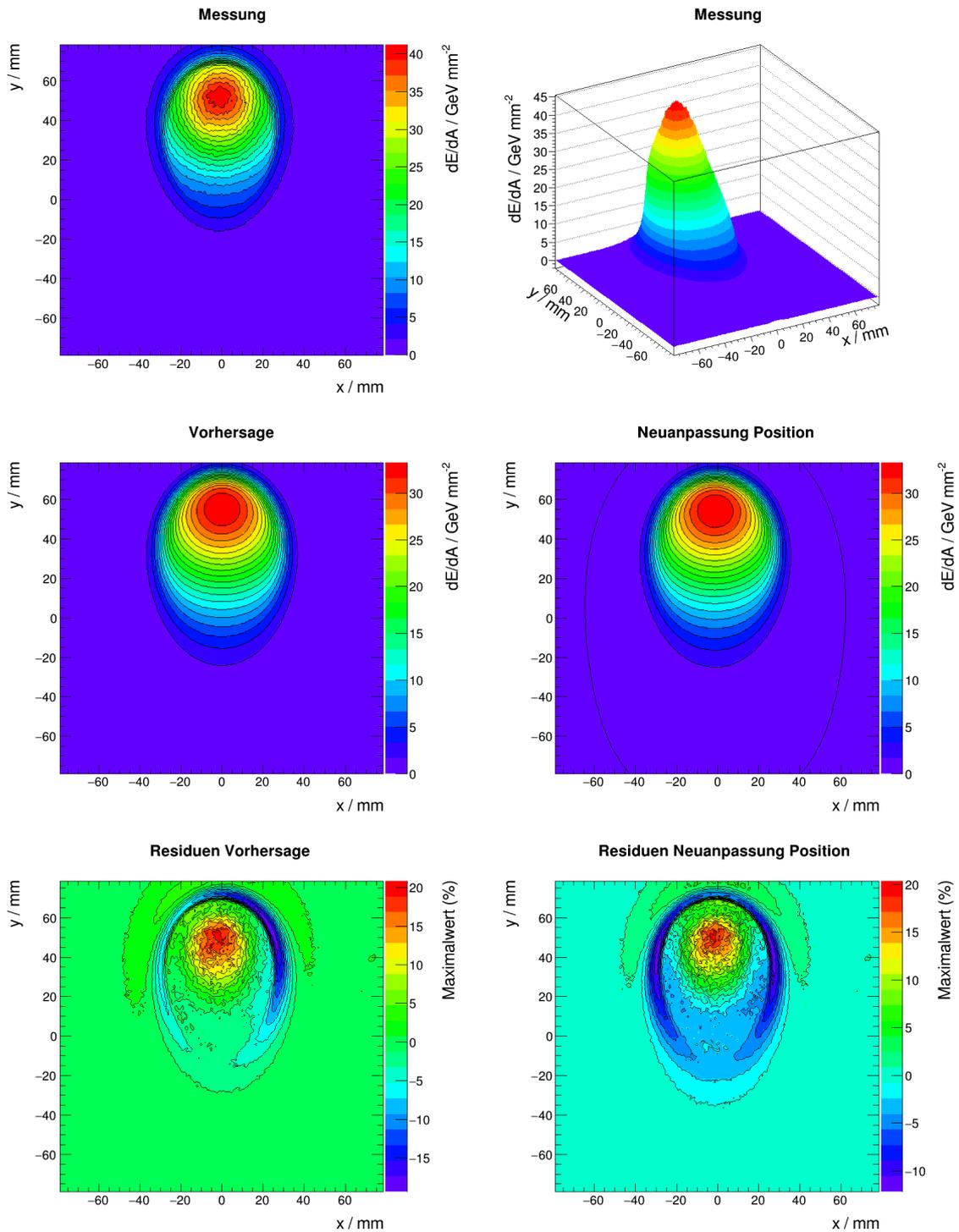


Abbildung 6.28.: Messung, Vorhersage, örtliche Neuanpassung und Residuen. Zum Faserarm bei Position 90° , mit holografischem Diffusor.

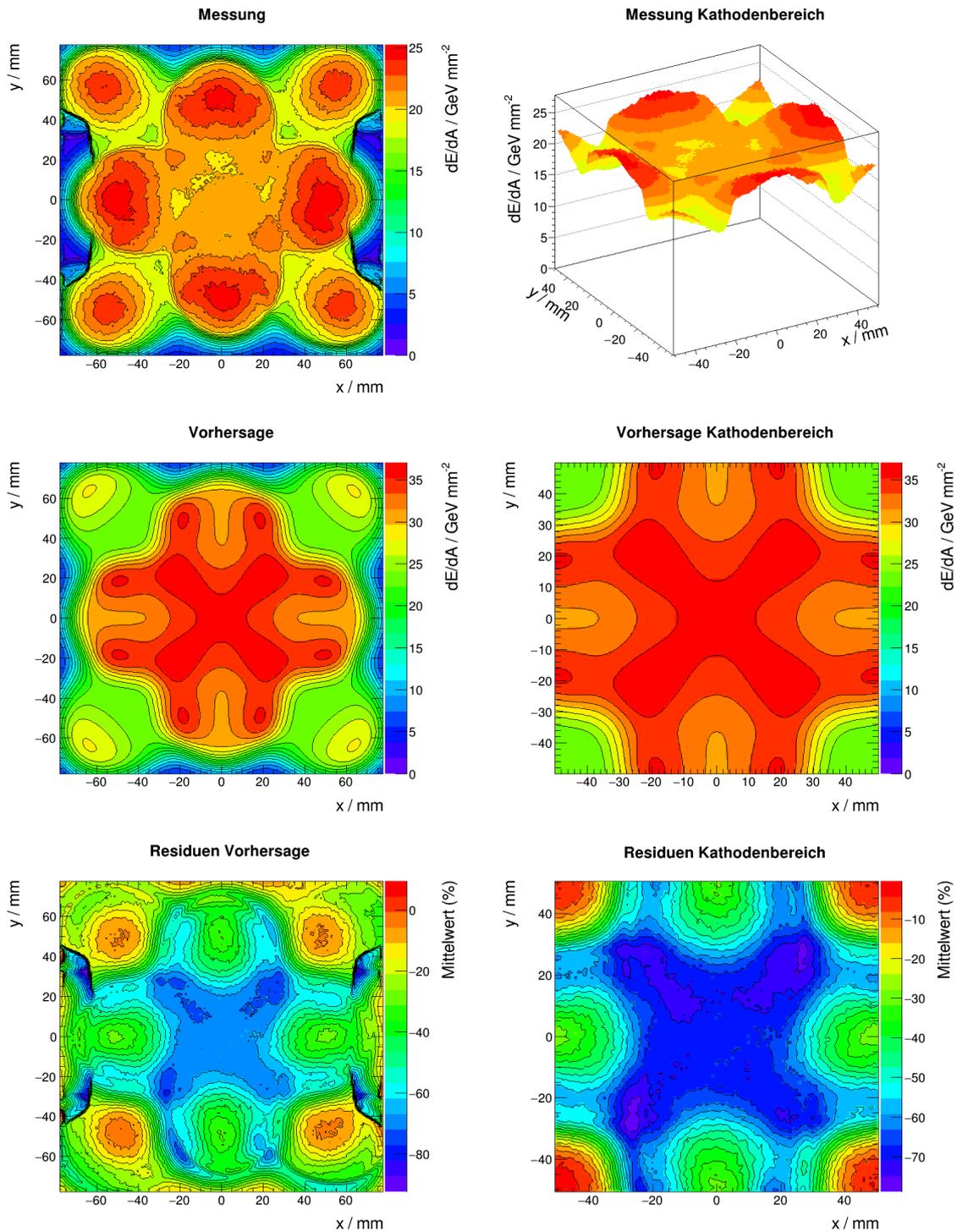


Abbildung 6.29.: Vergleich von Messung und Vorhersage für die Summe aller Faserbündel-Arme mit holografischem Diffusor: die linke Spalte zeigt den gesamten Messbereich und die rechte nur den Bereich der Kathode. Residuen sind in Einheiten des Mittelwerts der Daten im Kathodenbereich angegeben. Der Mittelwert liegt bei 21.

zu betrachten. Nach Verlassen des Lasers liegt eine zur Experimentierebene parallele Polarisation vor, die vom nachfolgenden Abschwächer ausgenutzt wird, um deren Orientierung durch eine $\lambda/2$ -Platte um einen beliebigen Winkel zu drehen und anschließend wieder nur die horizontale Komponente des elektrischen Feldes herauszufiltern. Letzteres wird durch einen *Brewster*-Polarisator realisiert, womit letztlich die ursprüngliche Orientierung wiederhergestellt wird. Nachfolgender Strahlteiler und die Linsenordnung haben ebenfalls keinen wesentlichen Einfluss auf die Polarisation.

Die erste Komponente mit möglicher depolarisierender Wirkung ist der Diffusor, wobei zwischen sandgestrahltem und holografischem zu unterscheiden ist. In [217] wird dargelegt, dass holografische Diffusoren aufgrund von fehlender Mehrfachstreuung kaum depolarisierend wirken. Anders ist es beim sandgestrahlten Diffusor, wo mit zufälliger Mehrfachstreuung gearbeitet wird, was die örtliche Kohärenz vermindert und damit zur Depolarisation führt [218].

Die letzte und dominierende Komponente ist die Glasfaser selbst. Nach Aussage von [217] findet man für *Multimode*-Glasfasern eine nahezu vollständige Depolarisation nach ~ 5 m Länge, was in der Größenordnung der verwendeten Glasfaserlänge von ~ 3 m liegt. Hier folgt ebenfalls die Dekohärenz aus der Depolarisation des transportierten Lichtes. Es sollte folglich in den Messungen kein prominenter Polarisationseffekt zu beobachten sein, d.h. es wird von unpolarisiertem Licht ausgegangen und bezogen auf (6.18) bedeutet dies einen Polarisationsparameter $\pi_p = \frac{1}{2}$. Gibt man den Parameter bei der Anpassung frei, so läuft er in allen Fällen an die Parametergrenze $\pi_p = 1$, was jedoch an einer Unvollständigkeit des Modells liegt, die u.a. im nächsten Unterabschnitt thematisiert wird. Damit sind die Voraussetzungen nicht geeignet, um aus den Daten eine Vorzugsrichtung der Polarisation zu extrahieren.

6.6.2. Asymmetrie-Effekt und Diskussion des Modells

Wie in 6.6 herausgestellt wurde, weist das hier hergeleitete Modell (6.50) zur Vorhersage von Beleuchtungsprofilen gewisse Schwächen auf. Abgesehen von der nicht exakten empirischen Beschreibung von *Strahlstärken*, gibt es mindestens zwei Effekte, die in dem Modell unberücksichtigt sind. Zum einen wird für den Faserschliff $\alpha > 0$ nicht separat berücksichtigt, wie sich Strahlen verhalten, die beim Austritt aus dem inneren, lichtführenden Mantel gebrochen werden. Bezogen auf die Querschnittsfläche der Einzelfaser macht der lichtführende Mantel nach den Herstellerangaben in Tabelle 6.1 immerhin etwa 14 % aus. Die Messung des Referenzprofils bezieht zwar alle Strahlen im Falle des geraden Schliffs mit ein, jedoch wird für den Fall $\alpha > 0$ der gleiche Brechungsindex wie für den Kern angenommen und dadurch vernachlässigt, dass ein entsprechender Anteil an Lichtstrahlen eine etwas abweichende Brechung erfährt.

Ein weiterer Effekt ergibt sich ebenfalls durch den Schliff und erhält hier den Namen *Asymmetrie-Effekt*. Die Benennung kommt daher, dass, aufgrund des Schliffs, ein gewisser Anteil der in der Faser geführter Strahlen gleichen Reflexionswinkels θ , durch den Schliff, die Grenzfläche mit entgegengesetztem Winkel $-\theta$ erreichen. Wenn man in einer zweidimensionalen Betrachtung negative Polarwinkel zulässt, kommt es dadurch zu einer θ -abhängigen Asymmetrie, die im Falle eines geraden, d.h. symmetrischen Schliffs, nicht auftaucht. Im Folgenden wird der Effekt zunächst für den Fall einer zweidimensionalen Faser hergeleitet, um seinen Einfluss auf die Lichtextraktion zu verstehen. Anschließend wird eine unvollständige Verallgemeinerung für dreidimensionale Fasern gemacht, um die damit korrigierte Vorhersage mit den Messdaten zu vergleichen. Allgemein – bei Betrachtung eines dreidimensionalen Lichtleiters – ist eine Funktion $A_{\text{asym}}(\theta, \phi, \alpha)$ gesucht, sodass eine Multiplikation mit der azimuthal-symmetrischen faserinternen Strahlstärke $S_{gf}(\theta)$ eine korrigierte Strahlstärke

$$S_{\text{asym}}^{3d}(\theta) = A_{\text{asym}}(\theta, \phi, \alpha) \cdot S_{gf}(\theta), \quad \text{mit} \quad 0 \leq \theta < \frac{\pi}{2} - \alpha, \quad (6.84)$$

bzw.

$$S_{\text{asym}}^{2d}(\theta) = A_{\text{asym}}(\theta, \alpha) \cdot S_{gf}^{2d}(\theta), \quad \text{mit} \quad |\theta| < \frac{\pi}{2} - \alpha, \quad (6.85)$$

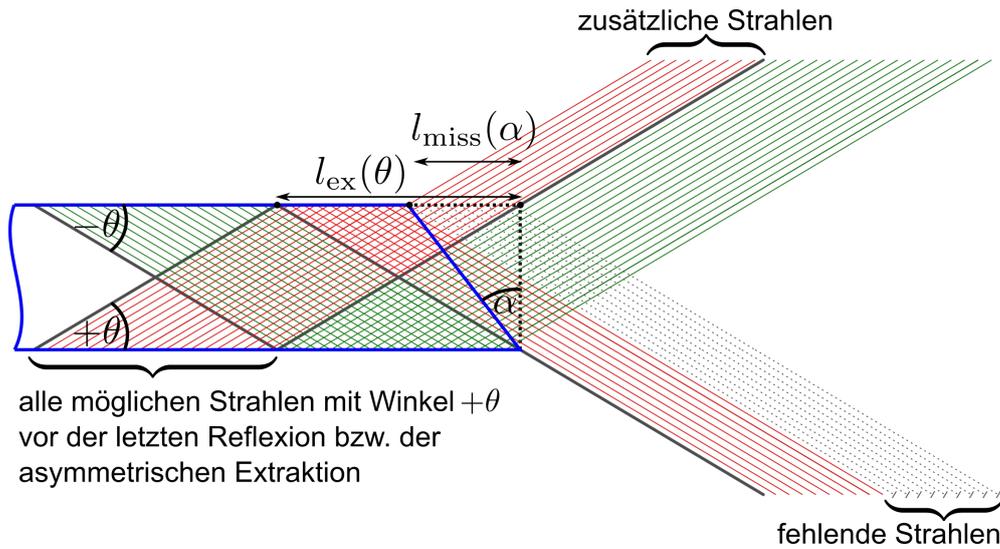


Abbildung 6.30.: Illustration zum Asymmetrie-Effekt durch den Schleifwinkel α . Zur Übersichtlichkeit wird der Fasermantel nicht dargestellt und Brechung beim Austritt nicht berücksichtigt bzw. Faserkern- und Gasmedium haben für diese Veranschaulichung, aus Gründen der Übersichtlichkeit, denselben Brechungsindex.

gesucht, wobei für den zweidimensionalen Lichtleiter negative Winkel θ zugelassen seien, da der Azimutalwinkel entfällt. Die Benennung der Ursprungsstrahlstärke entspricht (6.2). Für den oberen, dreidimensionalen Fall ist A_{asym} sind keine negativen Winkel θ zugelassen; dafür gibt es eine zusätzliche Abhängigkeit vom (faserinternen) Azimutalwinkel ϕ .

Abbildung 6.30 zeigt eine Illustration, in der nur die Strahlen gleichen Reflexionswinkels $\pm\theta$ dargestellt sind, die im Falle eines geraden Schliffs, nach einer letzten Reflexion die Faser verlassen würden. Jeder weitere parallele Strahl würde mindestens eine zusätzliche Reflexion bedeuten und damit automatisch zum entgegengesetzten Strahlenbündel zugeordnet werden. D.h., dass z.B. ein in der Abbildung rot markierter Strahl zu einem grünen wird und umgekehrt. Fügt man nun die Asymmetrie durch den Faserschliff $\alpha > 0$ hinzu, so wird, abhängig von θ , ein gewisser Anteil der roten Strahlensorte der grünen zugeordnet und verlässt die Faser unter entgegengesetztem Winkel. Den Anteil dieser *fehlenden Strahlen* (oder falsch zugeordneten) Strahlen kann man in diesem zweidimensionalen Fall durch geometrische Überlegung wie folgt ausdrücken

$$\begin{aligned}
 l_{\text{ex}} \tan \theta &= \frac{l_{\text{miss}}}{\tan \alpha} \\
 \Leftrightarrow \frac{l_{\text{miss}}(\alpha)}{l_{\text{ex}}(\theta)} &= \tan \alpha \cdot \tan \theta.
 \end{aligned} \tag{6.86}$$

D.h. für Strahlen, die zur Kathode (im Bild: nach unten) gebrochen werden, ist der Term positiv und muss von der bisherigen Vorhersage abgezogen werden. Für Strahlen, die von der Kathode weg gebrochen werden (im Bild: nach oben) ist der zu subtrahierende Term negativ, sodass die Asymmetrie diese Richtung begünstigt. Die zugehörige Asymmetriekorrektur für zweidimensionale Fasern lautet dann

$$A_{\text{asym}}(\alpha, \theta) = 1 - \tan \alpha \cdot \tan \theta \quad \text{mit } |\theta| < \frac{\pi}{2} - \alpha, \tag{6.87}$$

wobei in diesem Fall negative Polarwinkel zugelassen werden, was für dreidimensionale Fasern anders zu handhaben ist. Im Fall $\theta_{\text{lim}} \equiv \frac{\pi}{2} - \alpha$ würde man alle Strahlen verlieren, d.h. $A_{\text{asym}}(\alpha, \theta_{\text{lim}}) = 0$ und

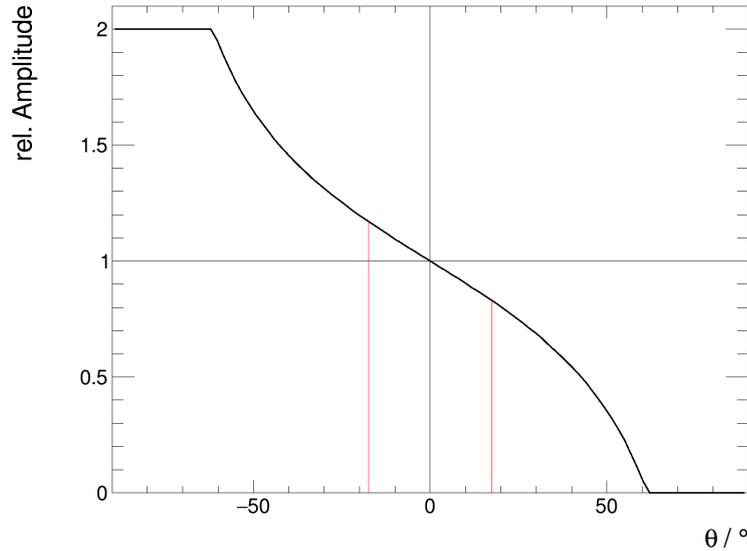


Abbildung 6.31.: Asymmetriekorrektur eines zweidimensionalen Stufenindex-Lichtleiters. Die Funktion wird mit der *Strahlstärke* im Inneren der Faser multipliziert, um die korrigierte Strahlstärke zu erhalten. Der (rot) eingegrenzte Bereich entspricht der hier gemessenen numerischen Apertur $NA \approx 0.296$, s. (6.69).

dafür $A_{\text{asym}}(\alpha, -\theta_{\text{lim}}) = 2$. Für achsenparallele Strahlen erhält man, wie erwartet, die Gewichtung $A_{\text{aniso}}(\alpha, 0) = 1$. Der hier hergeleiteten Korrekturfaktor ist mit der Strahlstärke $S(\theta)$ zu multiplizieren, wobei darauf zu achten ist, dass die Ränder konstant fortgesetzt werden, da die Funktion divergiert. Für die dreidimensionale Verallgemeinerung muss l_{miss} eine ϕ -Abhängigkeit haben, was in Abbildung 6.33 dargestellt wird. Für $\phi = 0$ und $\phi = \pi$ ist $l_{\text{miss}}(\phi)$ betragsmäßig maximal, weshalb $l_{\text{miss}}(0) = l_{\text{miss}}(\pi) = 2l_{\text{max}}$. Der Faktor zwei kommt daher, dass das Referenzsystem hier anders gewählt ist, als im zweidimensionalen Fall: man muss abgesehen von den zusätzlich direkt extrahierten Strahlen auch die von der gegenüberliegenden Seite reflektierten Strahlen berücksichtigen. Die geometrischen Zusammenhänge liefern, im Hinblick auf die Korrektur, die dreidimensionale Verallgemeinerung von (6.87)

$$A_{\text{asym}}(\alpha, \theta, \phi) = 1 + \tan \alpha \cdot \tan \theta \cdot \cos \phi \quad \text{mit } 0 \leq \theta \leq \frac{\pi}{2} - \alpha, \quad (6.88)$$

mit der Beschränkung auf nicht-negative Winkel. Der Maximalwert l_{max} ist dabei identisch mit $l_{\text{miss}}/2$ des zweidimensionalen Falles.

Für die weitere Analyse wird das korrigierte Modell mit den Daten verglichen. Dabei ist anzumerken, dass die Vorhersage nicht vollständig ist, da in einer dreidimensionalen Faser neben den *meridionalen*, d.h. zickzackförmigen, auch *schiefe Strahlen* (*engl. skew rays*) vorkommen, die sich helixförmig in der Faser ausbreiten (s. [199]). Der Unterschied dieser Strahlensorten ist in Abbildung 6.32 dargestellt. Für schiefe Strahlen gilt die Gleichung (6.88) nicht, dennoch trägt sie zu den beobachteten Messdaten bei. Die Modellkorrektur wurde hingegen nur für meridionale Strahlen hergeleitet. Tatsächlich bilden meridionale Strahlen nur einen Spezialfall der schiefen Strahlen, weshalb sie bei unkontrollierter Einkopplung, streng genommen, in der Unterzahl sind. Dennoch ist der Übergang von einer Strahlensorte in die andere fließend und die hergeleitete Gleichung ist für einen gewissen Bereich näherungsweise korrekt. Einige Vergleiche von korrigierten und unkorrigierten Modellprofilen sowie den zugehörigen Messdaten sind in Abbildung 6.34 für beide Diffusoren dargestellt. Man erkennt eine Annäherung der

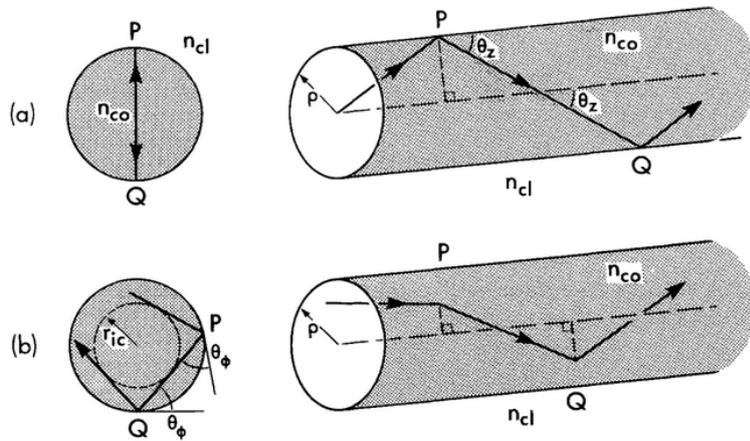


Abbildung 6.32.: (a) Meridionale und (b) schiefe Strahlen bei der Ausbreitung in einem Faserkern. Die Brechungsindizes n_{co} und n_{cl} beziehen sich auf Faserkern und Fasermantel. Schiefe Strahlen breiten sich in der Faser helixförmig aus. Grafik und Bezeichnung der Strahlenarten aus [199].

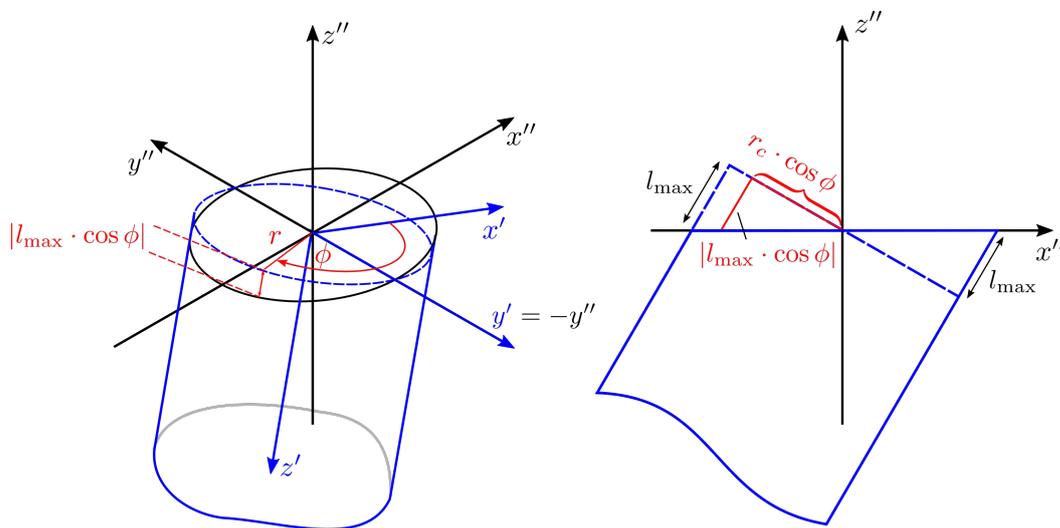
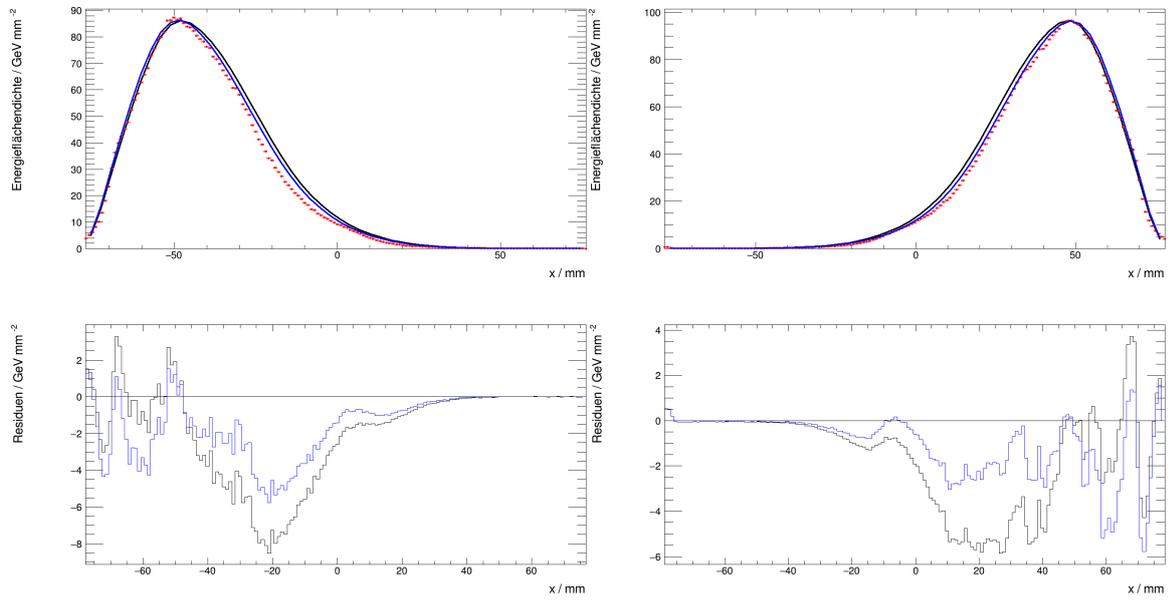


Abbildung 6.33.: Koordinatensysteme am Faserkernende. Die z' -Achse des blauen Koordinatensystems liegt anti-parallel in der Faserachse.

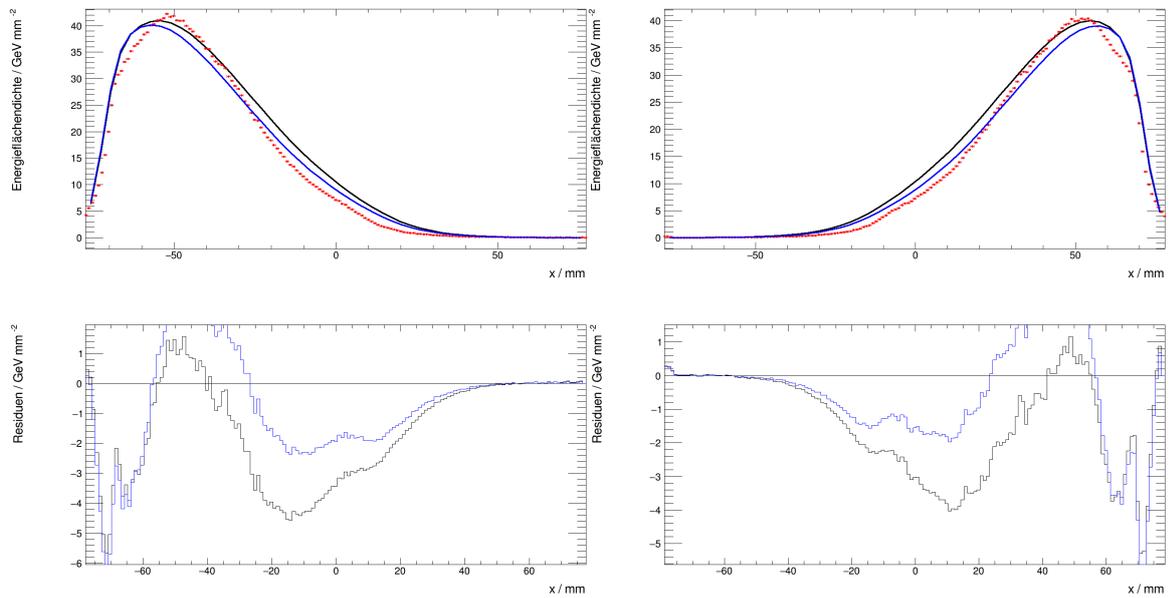
Profilform hin zu den Messdaten, was für die Modellkorrektur spricht. Eine quantitative Verbesserung wird bei Betrachtung der zugehörigen Residuen deutlich. Beim holografischen Diffusor scheint es trotz der Korrektur keine eindeutige quantitative Verbesserung zu geben. Zwar wird der Ausläufer jeweils besser beschrieben, die Abweichungen zu den Daten sind hier dennoch deutlich. Dies liegt mit Bestimmtheit zum einen daran, dass bereits das Referenzprofil gewisse systematische Abweichungen zu den Daten hat. Zum anderen wurde der Einfluss des zweiten Fasermantels nicht in dem Modell berücksichtigt, welcher im Falle des holografischen Diffusors, aufgrund der größeren Einkopplungswinkel, größer sein sollte. Nichtsdestotrotz, ist auch bei der Betrachtung des zweidimensionalen Modells für beide Diffusoren eine Verbesserung zu verzeichnen. Die Anpassungen finden sich in Abbildungen 6.35 und 6.36, welche mit 6.27 und 6.28 zu vergleichen sind.

Abschließend sollte in diesem Zusammenhang nicht unerwähnt gelassen werden, dass in das betrachtete Modell eine Kleinwinkelnäherung (6.34) eingeht, die möglicherweise merkliche Beiträge zu den gemessenen Diskrepanzen erklärt. Die Auswirkungen der erwarteten Abweichungen durch diese Approximation bleibt es zu klären.



(a) Faserbündelposition $\varepsilon = 0^\circ$, sandgestr. Diff.

(b) Faserbündelposition $\varepsilon = 90^\circ$, sandgestr. Diff.



(c) Faserbündelposition $\varepsilon = 0^\circ$, hologr. Diff.

(d) Faserbündelposition $\varepsilon = 90^\circ$, hologr. Diff.

Abbildung 6.34.: Daten und Vorhersagen zum Asymmetrie-Effekt durch den Schrägschliff der Fasern. (a,b) sandgestrahlter Diffusor. (c,d) holografischer Diffusor. Schwarz: unkorrigierte Vorhersage. Blau: Vorhersage mit Asymmetriekorrektur bei der Annahme von ausschließlich meridionalen Strahlen.

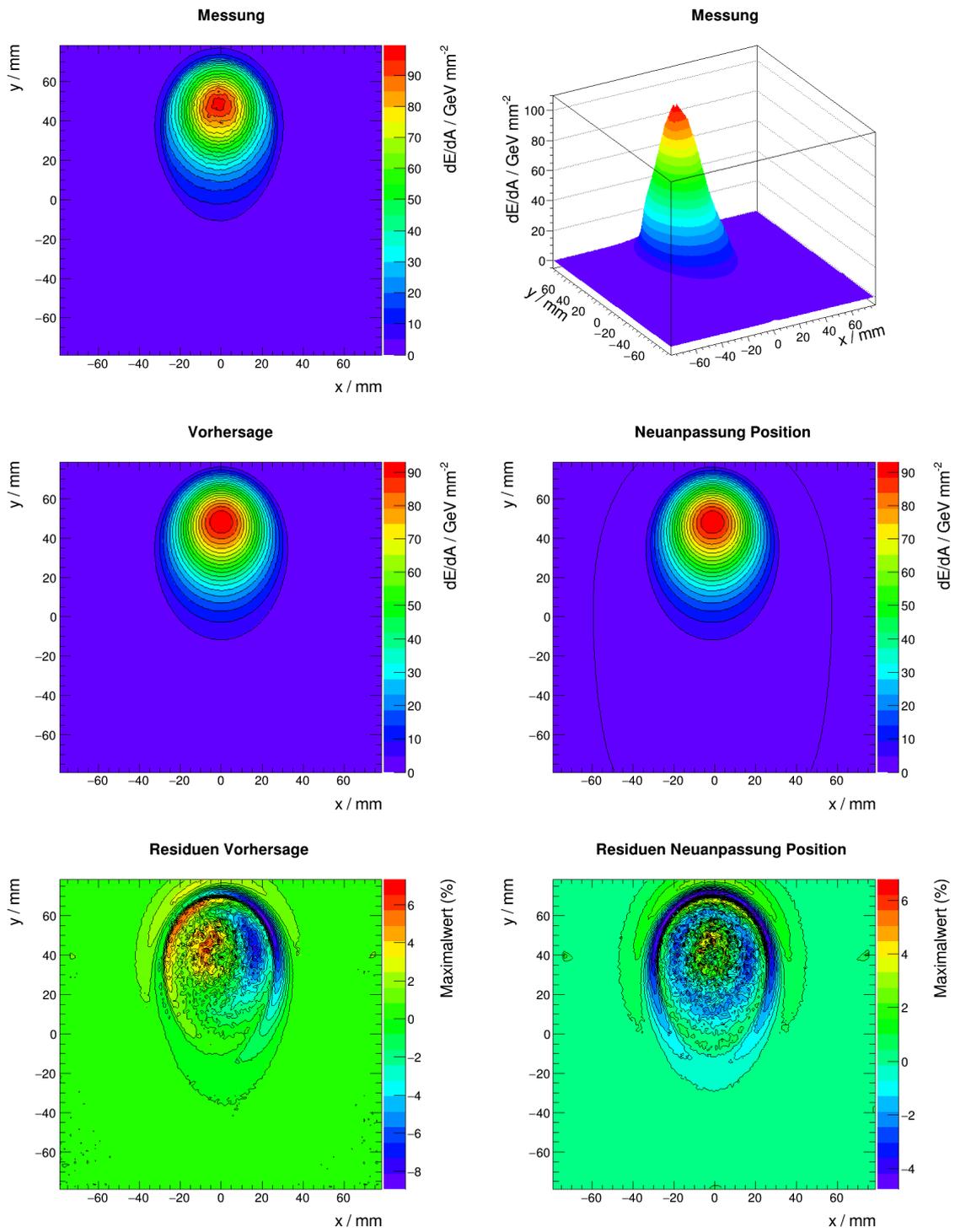


Abbildung 6.35.: Anpassung des asymmetriekorrigierten Modells an die Daten mit sandgestrahltem Diffusor.

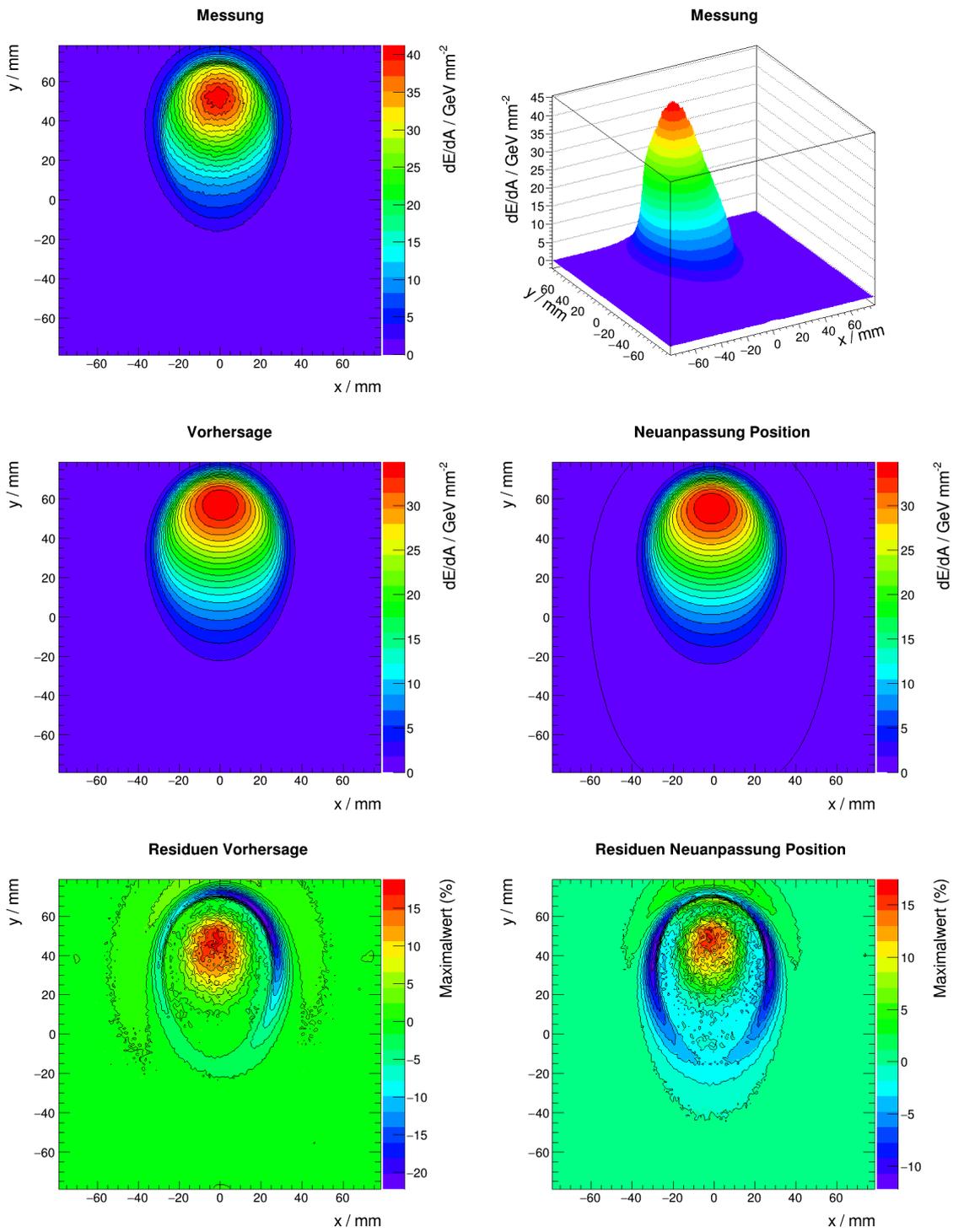


Abbildung 6.36.: Anpassung des asymmetriekorrigierten Modells an die Daten mit **holografischem Diffusor**.

6.7. Zusammenfassung

Das Ziel des Kapitels war es, im Kontext eines photoelektrischen Kalibrationssystems, eine Möglichkeit zu finden, die Kathode einer Spurkammer hinreichend homogen auszuleuchten. Die Untersuchungen beschränken sich dabei auf die Geometrie der Testspurkammer sTPC. Nach einer Untersuchung der Realisierbarkeit mit Linsen, konnte diese für die vorliegende Anwendung ausgeschlossen werden. Stattdessen soll ein Multimode-Faserbündel mit mehreren Faserbündelausgängen (Arme) für die benötigten Anforderungen konditioniert werden, was das weitere Vorgehen motiviert hat.

Ausgehend von einer Anwendung des Brechungsgesetzes nach Snellius in drei Dimensionen, konnte ein analytisches Modell zur Beschreibung von Beleuchtungsprofilen, als Projektion winkelabhängiger Strahlstärken $S = dP/d\Omega(\vartheta, \varphi)$, in einer umfangreichen Kalkulation hergeleitet werden (s. Abschnitt 6.1). Durch Koordinatentransformationen (s. Abschnitte 6.1.4 und 6.1.5) wurde ein Ausdruck für das Intensitätsprofil $I(x, y)$ in einer planen Ebene erarbeitet, wobei die winkelabhängige Transmission nach Fresnel (s. Abschnitt 6.1.3) berücksichtigt werden konnte. Als einzige Eingabe erfordert das Modell ein Winkelprofil der Faser bei geradem Faserschliff, was durch die Vorabvermessung eines Referenzfaserbündels geliefert werden kann (s. Abschnitte 6.1.1, 6.2.3 und 6.3). Hier ist zu berücksichtigen, dass wahlweise zwei verschiedene Diffusoren zur Einkopplung des Laserlichtes in das Faserbündel eingesetzt werden. Von ihnen hängt maßgeblich die Form des ausgekoppelten Lichtes ab.

Im Kontext dieser Arbeit sollte das Modell dazu dienen, die Schleifwinkel von Ausgängen optischer Fasern vorherzusagen, um dies bei der extern beauftragten Produktion eines Faserbündels zu berücksichtigen. In Zuge einer Simulationsreihe mit verschiedenen Kombinationen von Schleifwinkeln zur Optimierung der Homogenität des Beleuchtungsprofils (s. Abschnitt 6.4), wurden die Winkel aller Faserbündelenden auf $\alpha = 28.5^\circ$ festgelegt²⁶. Dabei ist zu bemerken, dass das Referenzprofil auf moderat verfälschten Daten aus [195] beruht. Nach der Herstellung des Faserbündels konnten dennoch die zugrundeliegenden Rohdaten korrekt ausgewertet und auf deren Grundlage die optimalen Schleifwinkel ermittelt werden.

Ein Vergleich von Messung und Modell (s. Abschnitt 6.6) zeigt bei Verwendung des sandgestrahlten Diffusors, mit kleinerem Diffusionswinkel, eine gute Übereinstimmung. Bei Verwendung des holografischen Diffusors mit größerem Diffusionswinkel scheinen Effekte aufzutreten, die für eine signifikante Diskrepanz sorgen. Ein Effekt der Polarisation kann hierbei ausgeschlossen werden (s. Abschnitt 6.6.1). Die Berücksichtigung eines Asymmetrie-Effektes, der durch den Schrägschliff zustande kommt, zeigt eine Verbesserung (s. Abschnitt 6.6.2). Die restliche Diskrepanz kann womöglich auf die Tatsache zurückzuführen sein, dass in vereinfachte Asymmetriekorrektur nur meridionale Strahlen angenommen werden. Als weitere Ursache steht eine Kleinwinkelnäherung bei der Herleitung des Modells im Verdacht, welche jedoch nicht weiter untersucht wird.

Schlussendlich sind die bei den Messungen erreichten Homogenitäten gut genug, da die Intensitätsverteilung im Bereich der Kathode keine Intensitätsschwankungen in jedem Fall kleiner als 50 % des Maximalwerts sind, dies sollte problemlos mit dem dynamischen Bereichen der Ausleseelektronik bewältigbar sein.

²⁶Als Kompromiss für beide Diffusoren.

7. Detektorsimulation zur photoelektrischen Kalibration

Um eine Abschätzung dafür zu bekommen, welches Detektionssignal von einer photoelektrischen Kalibrationsmessung zu erwarten ist und damit ein geeignetes Testmuster zu finden, bietet es sich an, dieses Problem in einer numerischen Simulation zu betrachten. Zu diesem Zweck wird eine erweiterbare, modulare Monte-Carlo-Simulation entwickelt, welche Drift, Verstärkung, Diffusion und Auslese von Photoelektronen in einem idealisierten Testdetektor – ohne Feldverzerrungen – vorhersagt. Im Hinblick auf das genannte Ziel sollen sich damit prinzipiell alle relevanten physikalischen Prozesse in einem gasbasierten Detektor simulieren lassen. Da man durch eine detaillierte mikroskopische Simulation – d.h. auf atomarer oder molekularer Ebene – in diesem Fall keinen Mehrwert hätte, arbeitet die Monte Carlo Simulation im Hinblick auf Drift, Diffusion und Verstärkung mithilfe effektiver Modelle. Zudem würde eine mikroskopische Beschreibung unnötig viel Rechenkapazität und Zeit in Anspruch nehmen. Nichtsdestotrotz wird jedes erzeugte Elektron einzeln betrachtet und dessen Dynamik durch Wahrscheinlichkeitsverteilungen bestimmt. Hierbei ist zu erwähnen, dass die Interaktion zwischen den Elektronen untereinander – und grundsätzlich zwischen allen anderen Ladungen – nicht berücksichtigt wird. Da im vorliegenden Kontext nur die Dynamik und das Signal der Elektronen von Interesse sind, wird die Erzeugung von Ionen im Rahmen dieser Simulation ebenfalls nicht berücksichtigt.

Zusammengefasst soll es Ziel des Programms sein, Vorhersagedaten zur photoelektrischen Kalibration, im Idealfall eines homogenen Driftfeldes, zu erzeugen. Auf Grundlage der Simulation wurde u.a. in Abschnitt 3.4.2 das Kalibrationsmuster für die Photokathode festgelegt. Es soll darüber hinaus als Referenz für erste Messungen mit der Testspurkammer sTPC dienen. Die Simulation bietet abschließend eine theoretisch kalkulierte Referenz für Größen wie Auflösungsvermögen und die Rekonstruierbarkeit im Idealfall eines nichtverzerrten Feldes.

Eine umfangreiche Beschreibung des Programms sowie seine physikalische Begründung findet sich in Anhang B.

7.1. Aufbau des Programms

Die Simulation betrachtet zwar jedes Elektron von der Erzeugung bis zur Detektion einzeln, jedoch wird Diffusion und Verstärkung dabei nur effektiv betrachtet, d.h. es findet keine Simulation auf mikroskopischen Skalen statt. Statistische Verteilungen dienen hier zur örtlichen Verschmierung bzw. zur Vervielfachung von Elektronen. In Bezug auf die Diffusion wird der transversale Versatz eines Elektrons nach einer gewissen Driftstrecke als Zufallswert aus einer Verteilung bestimmt, welche die transversale Diffusion einer Ladungswolke beschreibt (s. Abschnitt 2.2.4). Die einzelnen statistischen Prozesse zwischen Start- und Endpunkt müssen auf diese Weise nicht betrachtet werden. Analog gilt dies für die Verstärkung, wobei, statt der Wahrscheinlichkeiten einzelner Atomionisationen, eine entsprechende Verteilung der Elektronenvervielfachung nach dem Durchqueren einer Verstärkungsebene betrachtet wird.

Das Programm ist in der Lage eine Pad-Antwort zu simulieren, jedoch wurde in den meisten Fällen, aufgrund des hohen Rechenaufwandes, auf eine einfache zweidimensionale Histogrammierung zurückgegriffen. Dennoch wird die Struktur des Histogramms an die der Padplane angepasst. Die elektronische Antwort des AFTER-Chips [219] inklusive des *Samplings* ist in der Simulation implementiert, um das zeitlich aufgelöste Signal der sTPC korrekt wiederzugeben.

Für die genaue Struktur und Umsetzung des Programms sei auf eine umfassende Beschreibung in Anhang B verwiesen. Im Weiteren werden einige Ergebnisse der Simulation thematisiert.

7.2. Gain-Simulation

In einer simulierten Messung der Detektorverstärkung (Gain) soll der exponentielle Zusammenhang zwischen Spannungskonfiguration der Verstärkungsstufe und der Verstärkung geprüft sowie mithilfe einer bekannten Messung kalibriert werden. Variiert wird der Anteil der nominellen Spannungseinstellungen der Standardkonfiguration nach [59] (s. Tabelle 7.1). Als Gasgemisch dient dabei Ar/CO₂ (90/10). Die simulierten Daten sowie eine angepasste exponentielle Verstärkungskurve ist in Abbildung 7.1 (b) dargestellt (schwarze Punkte und Linie). Gezeigt sind die entsprechenden simulierten Daten inkl. des statistisch bestimmten Fehlers und eine exponentielle Anpassung, womit die erwartete Abhängigkeit bestätigt werden kann, auch wenn lokale systematische Abweichungen zu der Anpassungsfunktion zu erkennen sind. Darüber hinaus zeigt sich eine Abweichung von etwa 30 % zu der blau dargestellten Messkurve. Aufgrund der vorliegenden Diskrepanz wird die Simulation auf den Gain $G(83\%) \approx 2215$ bei 83 % der Standardkonfiguration nach [59] kalibriert. Dafür wird der in Anhang B.1 thematisierte Simulationskorrekturfaktor p_{sim} variiert und die Differenz zur Messung betrachtet, welche in Abbildung 7.1 (a) gezeigt ist. Der optimale Simulationsparameter für den Gain von 83 % wird aus der linearen Anpassung extrahiert und beträgt $p_{\text{sim}} = (1.4225 \pm 0.0024)$. Dieser optimierte Wert wird für nachfolgende Simulationen verwendet. Abschließend wird für den simulierten Gain ein realistischer Fehler abgeschätzt.

Relativ zur Messung aus [59] liegt die mittlere prozentuale Abweichung der Anpassung nach der Kalibration bei 1.7 %. Hierfür wurde das quadratische Mittel der prozentualen Abweichungen im Bereich $G = 10^3 \dots 10^4$ betrachtet. Dazu kommen die mittlere systematische Abweichung¹ der Datenpunkte relativ zur Anpassungsfunktion von 6.1 % und der gemittelte prozentuale Fehler der Referenzmessdaten [59] von geschätzt² 8.4 %. Für den o.g. Gain-Bereich beträgt der mittlere systematische Fehler somit

$$\frac{\Delta G_{\text{sim}}}{G} = 16.2\%. \quad (7.1)$$

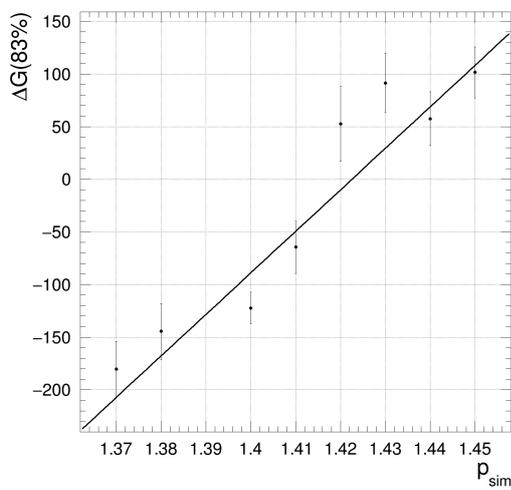
Auch wenn das Ergebnis der Simulierten Daten scheinbar gut mit der Messung aus [59] übereinstimmt, ist die Simulation in dieser Hinsicht mit Vorsicht zu betrachten, da sich das Produktionsverfahren

	Standard Setting	
Drift Field	400	V cm ⁻¹
ΔU_{GEM1}	400	V
E_{trans1}	3750	V cm ⁻¹
ΔU_{GEM2}	365	V
E_{trans2}	3750	V cm ⁻¹
ΔU_{GEM3}	325	V
E_{Ind}	3750	V cm ⁻¹

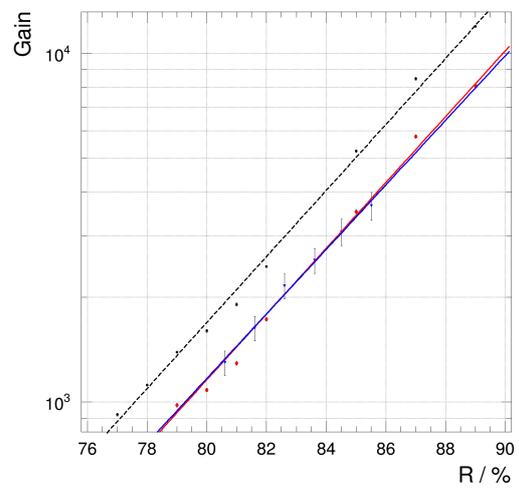
Tabelle 7.1.: Standard GEM-Konfiguration der FOPI-TPC aus [59]. Die Simulation wird, ausgenommen des Driftfeldes, entsprechend der Einstellungen für Physik-Datennahme bei 81 % dieser Einstellungen durchgeführt.

¹Quadratische Mittelung.

²Da für die Fehlerbeiträge (s. entsprechende Fehlerbalken in Abb. 7.1) in [59] keine Aufschlüsselung vorliegt, wird von einer systematischen Unsicherheit ausgegangen und der Beitrag linear addiert.



(a)



(b)

Abbildung 7.1.: (a) Abweichung ΔG des simulierten Gains relativ zu dem Gain bei $R = 83\%$ der Standardkonfiguration nach [59] (s. Tabelle 7.1) für verschiedene Korrekturparameter p_{sim} . (b) Simulierter und gemessener Gain gegen den Anteil R der Spannungseinstellungen der Standardkonfiguration nach [59]. **Schwarze** Punkte: unkalibrierte Simulation bei dem Startwert $p_{\text{sim}} = 1.63$. **Blaue** Punkte: Messdaten nach [59] für Ar/CO₂(90/10). **Rote** Punkte: durch Messung kalibrierte Simulation bei $p_{\text{sim}} = 1.42$. Ergebnis der optimierten Anpassung $G(R) = (3.28 \pm 0.29) \times 10^{-5} \cdot \exp((0.2173 \pm 0.0011) \frac{1}{\%} \cdot R)$.

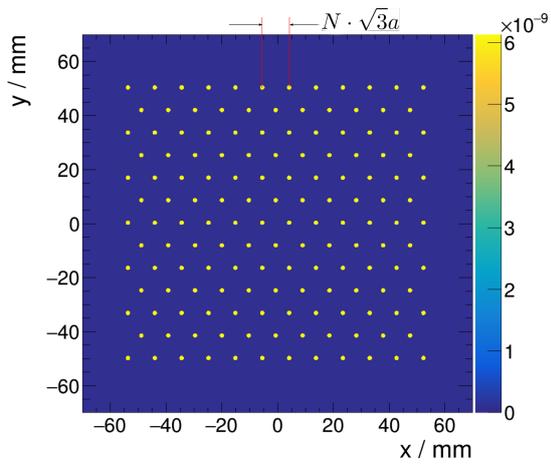
von GEMs stets weiterentwickelt und dadurch das Verstärkungsverhalten einzelner GEMs sowie von GEM-Systemen ändern kann. Hier knüpft Abschnitt 8.1 an, wo u.a. zum Vergleich der Gain bei gegebener GEM-Spannungskonfiguration mit der sTPC gemessen wird.

7.3. Simulation von Kalibrationsmustern

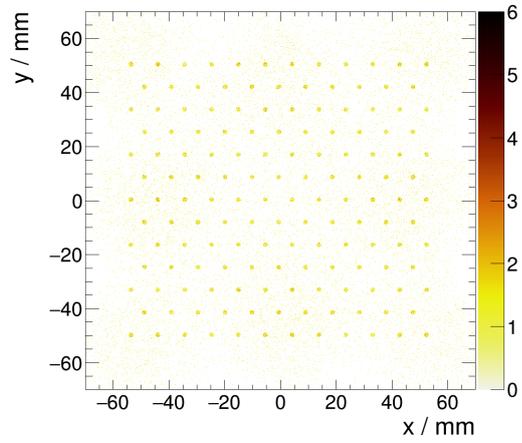
Mit der oben beschriebenen Monte-Carlo-Simulation werden verschiedene Testmuster erzeugt. Bei der Definition des Musters wird insbesondere darauf geachtet, dass Punkte so weit auseinander liegen, dass zugehörige Signale, bei gegebener Padplane-Geometrie und Elektronendiffusion, einerseits nicht überlappen und andererseits Spielraum für Abweichungen durch Feldverzerrungen haben. Es werden Photokathoden mit Kalibrationspunkten bei verschiedenen Abständen simuliert. Die Kalibrationspunkte sind Scheiben mit einem Radius von 1.0 mm und die Abstände benachbarter Punkte sind ganzzahlige Vielfache von $\sqrt{3}a$. Abbildung 7.2 zeigt in (a) exemplarisch die örtlich aufgelöste Quanteneffizienz der Kathode auf Grundlage der Quanteneffizienz-Messungen (3.45) und (3.50) sowie in (b) die dazugehörigen simulierten Photoelektronpositionen, wie es in Anhang B.1 diskutiert wird. Teilabbildungen (c), (d), (e) und (f) zeigen die simulierte zeitlich integrierte Antwort bei Verwendung der sTPC-Geometrie. Hierzu wurde u.a. eine Driftstrecke von $d_{\text{drift}} = 100$ mm und ein Padradius von $a \approx 1.39$ mm eingestellt. Die Verstärkung liegt dabei in der Größenordnung von mehreren 1000.

Abbildung (c) zeigt die dichteste simulierte Konfiguration des Musters. Hier können noch die Signale der Kalibrationspunkte voneinander separiert werden, jedoch gibt es keinen Spielraum für Verschiebung und Stauchung durch Feldverzerrungen. Zudem ist anzumerken, dass die Al-Scheiben bei dieser Simulation immer exakt über dem Stoßpunkt dreier Pads platziert sind, womit das Signal hauptsächlich auf drei Pads verteilt wird. Platziert man die Scheiben zentraler über den Pads, so könnten sich bereits die Signale benachbarter Scheiben beeinflussen. Bei einem Abstand von $4\sqrt{3}a$, wie in Teilabbildung (d), wäre die Messung kleinerer Feldverzerrungen denkbar.

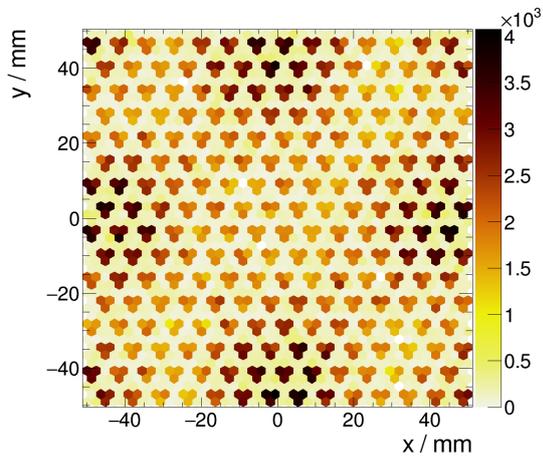
Als Kompromiss aus Verschiebungstoleranz und Dichte der Kalibrationspunkte wird für die sTPC eine Anordnung mit einem Abstand von $5\sqrt{3}a$ gewählt. Die finale Kalibrationskathode erhält, wie in 3.4.2 beschrieben, neben dem Punktmuster einige Linienstrukturen für entsprechende Analysen. Eine simplifizierte *Occupancy* eines einzelnen Kalibrationsereignisses ist in Abbildung 7.3 dargestellt. Das finale Testmuster wurde u.a. im Abschnitt 3.4.2 diskutiert. Die Photokathode wird dabei um einige Liniengeometrien ergänzt, um Spuren kosmischer Teilchen und gekrümmte Teilchenspuren nachzuahmen. Auch wenn sich diese Arbeit nur auf die Analyse der Punktstrukturen beschränkt, können die Liniengeometrien in anknüpfenden Arbeiten, z.B. zum Studium der Auflösung von übereinanderliegenden Spuren, Verwendung finden. Die simulierte Detektorantwort des finalen Testmusters ist in Abbildung 7.3 dargestellt.



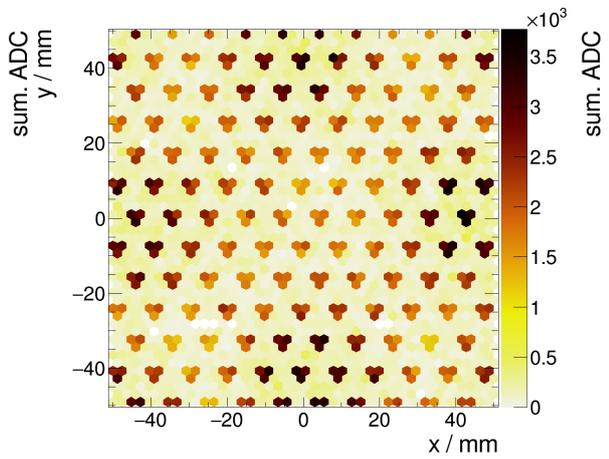
(a) Quanteneffizienz bei Punktabstand $4\sqrt{3}a$



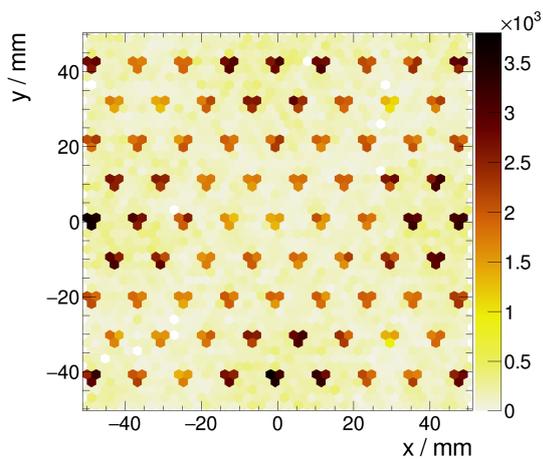
(b) Ausgelöste Eletkronen bei Abstand $4\sqrt{3}a$



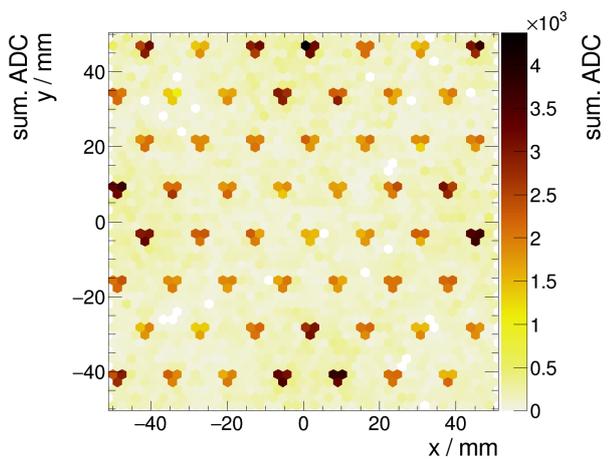
(c) Abstand $3\sqrt{3}a$



(d) Abstand $4\sqrt{3}a$



(e) Abstand $5\sqrt{3}a$



(f) Abstand $6\sqrt{3}a$

Abbildung 7.2.: Simulation einer Photokathode mit Kalibrationspunkten bei verschiedenen Abständen in Vielfachen des Hexagon-Außenradius $a \approx 1.39$ mm eines sTPC-Pads. Bei (c) bis (d): Angabe in integrierten ADC-Kanälen bei einem Laserpuls.

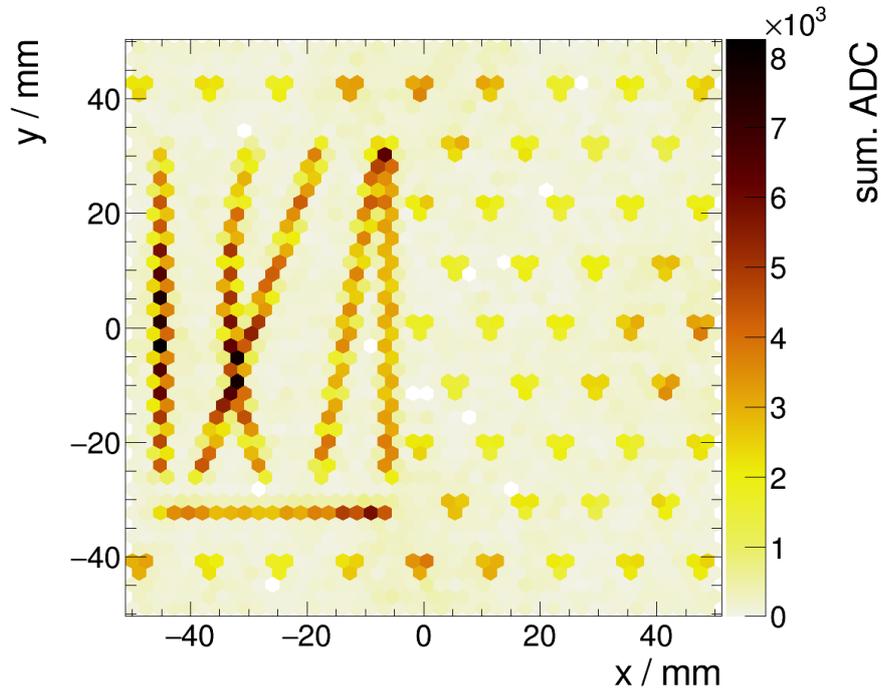


Abbildung 7.3.: Vereinfachte *Occupancy* eines einzelnen Kalibrationsereignisses.

7.4. Rekonstruktionsfehler der sTPC

Um die Größenordnung des Rekonstruktionsfehlers bei Verwendung einer Kalibrationsphotokathode abzuschätzen, wird eine Cu-Kathode mit regelmäßig angeordneten Al-Kreisscheiben simuliert. Die Anordnung der Scheiben entspricht der in Abbildung 7.2 (e), womit die Abstände zu den Nachbarn jeweils $5\sqrt{3}a$ betragen und demnach so gewählt sind, wie bei der Kalibrationsphotokathode der sTPC. Die Simulation geht von einem früheren Entwurf der Kathode aus, bei dem die Radien der Kalibrationspunkte $r_{\text{dot}} = 0.8$ mm betragen. Die finale Kathode wurde zwar letztendlich mit $r_{\text{dot}} = 1.0$ mm umgesetzt, jedoch können Grenzwerte und qualitative Aussagen aus den durchgeführten Simulationen abgeleitet werden.

Simuliert wird eine Spannungskonfiguration, wie sie bei der FOPI-TPC für die Physik-Datennahme³ verwendet wurde. Für die Spannungen und Felder des GEM-Systems werden 81 % der Einstellungen in Tabelle 7.1 verwendet. Das Driftfeld ist davon nicht betroffen. Als Gasgemisch kommt Ar/CO₂ (90/10) zum Einsatz.

Für die Fehlerbetrachtung wird jeweils die transversale Abweichung (d.h. in x und y) zum jeweiligen Kalibrationspunkt betrachtet. Abbildung 7.4 soll bei dem Verständnis der in diesem Zusammenhang definierten Größen helfen. Befindet sich der Kalibrationspunkt i bei $(x_{\text{dot},i}, y_{\text{dot},i})$ und die entsprechende rekonstruierte Position eines einzelnen Kalibrations-Events j bei $(x_{\text{reco},ij}, y_{\text{reco},ij})$, dann ist die entsprechende Abweichung $(\Delta x_{ij}, \Delta y_{ij})$ relativ zur tatsächlichen Position. Um den Anteil der statistischen Abweichung von der systematischen zu entkoppeln, werden mehrere Events $j = 1..n_{\text{evts}}$

³Im vorgesehenen Experimentbetrieb am Beschleuniger.

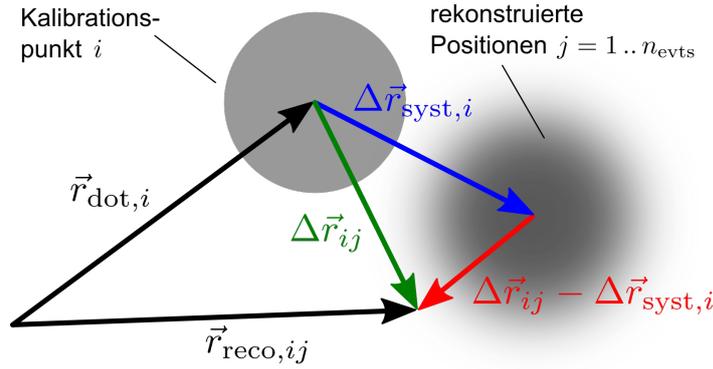


Abbildung 7.4.: Veranschaulichung zum Verständnis der systematischen und statistischen Abweichung. Der Kalibrationspunkt ist als graue Kreisscheibe und die statistisch verteilten, rekonstruierten Punkte als diffus graue Fläche dargestellt. Der Vektor $\vec{r}_{\text{dot},i}$ ist die rekonstruierte Position des Ereignisses j zum Kalibrationspunkt i . Dabei ist noch eine zufällige statistische Abweichung der systematischen überlagert.

betrachtet und die jeweils mittlere systematische Abweichung des jeweiligen Kalibrationspunktes i

$$\Delta x_{\text{syst},i} = \frac{1}{n_{\text{evts}}} \sum_{j=1}^{n_{\text{evts}}} \Delta x_{ij}, \quad \Delta y_{\text{syst},i} = \frac{1}{n_{\text{evts}}} \sum_{j=1}^{n_{\text{evts}}} \Delta y_{ij} \quad (7.2)$$

bestimmt. Der statistische Fehleranteil⁴ kann dabei als mittlere quadratische Abweichung der Streuung von Einzelrekonstruktionen um die mittlere rekonstruierte Position berechnet werden:

$$\sigma_{x_{\text{stat},i}}^2 = \frac{1}{n_{\text{evts}}} \sum_{j=1}^{n_{\text{evts}}} (\Delta x_{ij} - \Delta x_{\text{syst},i})^2, \quad \sigma_{y_{\text{stat},i}}^2 = \frac{1}{n_{\text{evts}}} \sum_{j=1}^{n_{\text{evts}}} (\Delta y_{ij} - \Delta y_{\text{syst},i})^2. \quad (7.3)$$

Mithilfe dieser Größen können nun systematische und statistische Abweichungen für eine bestimmte Position eines Kalibrationspunktes getrennt voneinander bestimmt werden. Um systematische Effekte berücksichtigen zu können, die durch ein inhomogenes Beleuchtungsprofil zustande kommen, sind insbesondere Größen von Interesse, die über alle Kalibrationspunkte der gesamten Auslesefläche gemittelt sind. Dabei wird für die mittlere systematische Abweichung der quadratische Mittelwert aller positionsbezogenen systematischen Abweichungen gebildet:

$$\langle \Delta x_{\text{syst}} \rangle = \sqrt{\frac{1}{n_{\text{dots}}} \sum_{i=1}^{n_{\text{dots}}} |\Delta x_{\text{syst},i}|^2}. \quad (7.4)$$

Die Einzelbeiträge sollten bis auf Schwankungen, die aufgrund der inhomogenen Beleuchtung zustande kommen, gleich sein. Der Ausdruck ist durch die quadratische Mittelwertbildung sensitiv auf Beiträge, die sich andernfalls durch die Beleuchtungssymmetrie systematisch kompensieren würden. Die statistische Unsicherheit, gemittelt über alle Kalibrationspunkte der Kathode, wird (7.3) im selben Zuge um eine entsprechende Summe erweitert und lautet dann

$$\langle \sigma_{x_{\text{stat}}} \rangle^2 = \frac{1}{n_{\text{evts}} \cdot n_{\text{dots}}} \sum_{j=1}^{n_{\text{evts}}} \sum_{i=1}^{n_{\text{dots}}} (\Delta x_{ij} - \Delta x_{\text{syst},i})^2. \quad (7.5)$$

⁴Gemeint ist der residuale Anteil relativ zur Position der systematisch fehlerhaft rekonstruierten Kalibrationspunkte $(x_{\text{dot},i} + \Delta x_{\text{syst},i} \mid y_{\text{dot},i} + \Delta y_{\text{syst},i})$.

Dies entspricht einer quadratischen Mittelwertbildung der statistischen Beiträge über alle Kalibrationspunkte. Die Größe kann als statistischer Fehlerbeitrag bei Zugrundelegung eines einzelnen Kalibrationsereignisses betrachtet werden. Zu (7.4) und (7.5) analoge Formeln gelten jeweils für die y -Komponente.

Die radiale Abweichung $\Delta r_{\text{syst},i} = \sqrt{\Delta x_{\text{syst},i}^2 + \Delta y_{\text{syst},i}^2}$ kann als kombinierte Größe ebenfalls von Interesse sein. Der quadratische Mittelwert über die systematischen radialen Abweichungen aller Kalibrationspunkte ist

$$\langle \Delta r_{\text{syst}} \rangle = \sqrt{\frac{1}{n_{\text{dots}}} \sum_{i=1}^{n_{\text{dots}}} \underbrace{\Delta x_{\text{syst},i}^2 + \Delta y_{\text{syst},i}^2}_{\Delta r_{\text{syst},i}^2}} \quad (7.6)$$

Die Streuung, d.h. der statistische Anteil der radialen Abweichung, wird ebenfalls als quadratischer Mittelwert über die einzelnen Streuungen berechnet:

$$\langle \sigma r_{\text{stat}} \rangle^2 = \frac{1}{n_{\text{dots}}} \sum_{i=1}^{n_{\text{dots}}} \sigma r_{\text{stat},i}^2 \quad (7.7)$$

$$\sigma r_{\text{stat},i}^2 = \left(\frac{\Delta x_{\text{syst},i}}{\Delta r_{\text{syst},i}} \sigma x_{\text{stat},i} \right)^2 + \left(\frac{\Delta y_{\text{syst},i}}{\Delta r_{\text{syst},i}} \sigma y_{\text{stat},i} \right)^2 + 2 \cdot \frac{\Delta x_{\text{syst},i} \cdot \Delta y_{\text{syst},i}}{\Delta r_{\text{syst},i}^2} \sigma_{\text{stat},i}^{xy} \quad (7.8)$$

Dabei wird die Kovarianz $\sigma_{\text{stat},i}^{xy}$ der statistischen Unsicherheiten x und y berücksichtigt⁵. Für die Berechnung von statistischen Größen, die mit einem einzelnen Kalibrationspunkt verbunden sind, wird eine Statistik von $n_{\text{evts}} = 100$ simulierten Kalibrationsereignissen zugrunde gelegt.

7.4.1. Auswahlalgorithmus und Schwellenwerte

Für die Rekonstruktion eines Punktes werden bei den hier getätigten Analysen zunächst die Pads mit den drei höchsten Einträgen in einem angemessen gewählten Umkreis um die erwartete Mittelpunktposition $r_{\text{dot},i}$ bestimmt und deren Einträge aufsummiert. Aufgrund der Geometrie von Kalibrationspunkt und Padplane wird hier davon ausgegangen, dass bei gegebener Diffusion drei oder weniger Pads den Großteil des Signals messen. Dieses aufsummierte Signal sei

$$\tilde{S}_{\text{dot}} = \begin{cases} S_{\text{max}1} + S_{\text{max}2} + S_{\text{max}3}, & n_{\text{pads}} \geq 3 \\ S_{\text{max}1} + S_{\text{max}2}, & n_{\text{pads}} = 2 \\ S_{\text{max}1}, & n_{\text{pads}} = 1 \end{cases} \quad (7.9)$$

wobei $S_{\text{max}1} > S_{\text{max}2} > S_{\text{max}3}$ die drei höchsten Amplituden im Cluster und n_{pads} die Zahl der Pads in der betrachteten Umgebung sind. Aus den Quanteneffizienzmessungen in 3.4 geht hervor, dass der photoelektrische Hintergrund der Kupferkathode zwar, im Vergleich zum Signal der Aluminiumstrukturen, deutlich geringer aber in der Kalibrationsmessung nicht vernachlässigbar ist. Um den Hintergrund in der Analyse von dem Signal eines Kalibrationspunktes zu trennen, ist es hilfreich, einen Schwellenwert einzuführen. Pad-Signale unterhalb dieses Wertes sollen nicht zur Schwerpunktbildung beitragen. Dafür wird die Größe

$$p_{\text{thr}} = \frac{S_{\text{thr}}}{\tilde{S}_{\text{dot}}} \quad (7.10)$$

⁵Die Form von (7.8) ergibt sich durch die allgemeine Beschreibung der Fehlerfortpflanzung $\sigma f^2(x, y) = \left(\frac{\partial f}{\partial x} \cdot \sigma x \right)^2 + \left(\frac{\partial f}{\partial y} \cdot \sigma y \right)^2 + 2 \cdot \frac{\partial f}{\partial x} \frac{\partial f}{\partial y} \cdot \sigma^{xy}$ für die spezielle Funktion $f(x, y) = \sqrt{x^2 + y^2}$.

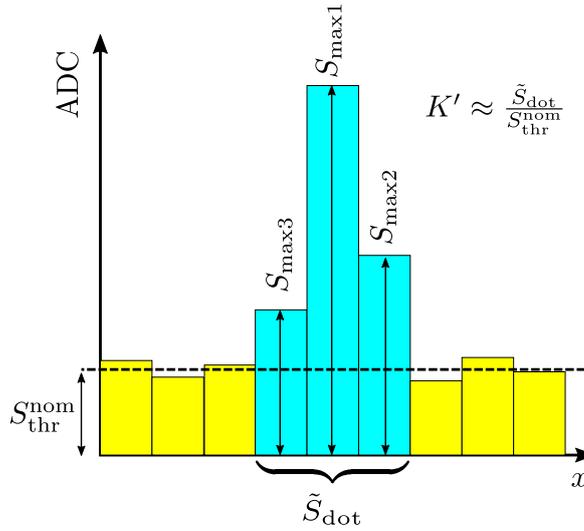


Abbildung 7.5.: Veranschaulichung von Größen im Kontext des Auswahlalgorithmus bei einer Ortsdimension. Aufgetragen ist das Signal (ADC-Kanäle) gegen die Pad-Position. Pad-Signale aufgrund von Hintergrundelektronen sind gelb dargestellt. Signale, die durch Photoelektronen eines Kalibrierungspunktes verursacht wurden, sind türkis dargestellt. Der geometrisch korrigierte Kontrastwert K' ist aus 3.4.1 bekannt und entspricht dem Verhältnis aus Nutzsignal \tilde{S}_{dot} und der Amplitude des Hintergrundes $S_{\text{thr}}^{\text{nom}}$.

definiert, welche den Bruchteil des durch (7.9) abgeschätzten Signals eines Kalibrierungspunktes angibt. Die Größe S_{thr} ist dabei der verwendete Schwellenwert für Pads, die zu dem Signal eines Kalibrierungspunktes beitragen.

Im Weiteren ist es wünschenswert, einen nominellen Referenzwert $S_{\text{thr}}^{\text{nom}}$ zu haben, welcher die Amplitude des Hintergrundsignals abschätzt. In diesem Zusammenhang wurden in 3.4.1 die Kontrastwerte K und K' eingeführt. Während K nur das Verhältnis der Quanteneffizienzen⁶ angibt, berücksichtigt K' zudem die Geometrien der Padplane und der verwendeten Kalibrationsstruktur. Ausgedrückt in den hier definierten Größen, gilt $K' \approx S_{\text{thr}}^{\text{nom}} / \tilde{S}_{\text{dot}}$. Der prozentuale Referenzschwellenwert lässt sich dann mithilfe von (7.10) ausdrücken durch

$$p_{\text{thr}}^{\text{nom}} = \frac{S_{\text{thr}}^{\text{nom}}}{\tilde{S}_{\text{dot}}} \equiv \frac{1}{K'} \quad (7.11)$$

und ist gleich dem Kehrwert des Kontrastwertes, welcher unter gegebenen Simulationsbedingungen $K' \approx 28.4$ beträgt (s. Abschnitt 3.4.1). Die o.g. Grundgrößen sind zur Veranschaulichung in Abbildung 7.5 dargestellt. Mit der Definition (7.11) kann der Schwellenwert p_{thr} auch in Einheiten von $p_{\text{thr}}^{\text{nom}}$ dargestellt werden. Im Beispiel $p_{\text{thr}} = 2 \cdot p_{\text{thr}}^{\text{nom}}$ entspräche der Schwellenwert dem Zweifachen des Hintergrundpegels.

Die Schwellenwertbedingung wird im Auswahlalgorithmus auch für die Pads mit den drei höchsten Einträgen geprüft, da nicht auszuschließen ist, dass im Wesentlichen nur ein oder zwei Pads getroffen werden. Des Weiteren wird, nach dem Vorbild eines realen Detektorsystems, eine Rauschunterdrückung (*Nullunterdrückung*) simuliert, welche *Samples* unterhalb von 9 ADC-Kanälen verwirft.

⁶Hier: das Verhältnis der Quanteneffizienzen von Al und Cu.

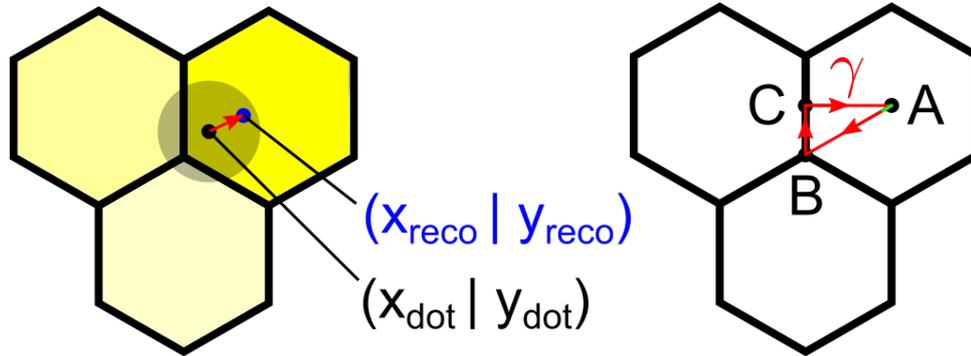


Abbildung 7.6.: Links: Illustration zum Rekonstruktionsfehler. Kalibrationspunkt in grau (Mittelpunkt schwarz) angedeutet, rekonstruierter Punkt in blau dargestellt. Rechts: Ausgezeichnete Symmetriepunkte A, B, C und Pfad $\gamma = \overline{ABCA}$, entlang dessen eine Vorbetrachtung zu systematischen und statistischen Rekonstruktionsfehlern durchgeführt wird. Simuliert werden Positionen von Kalibrationspunkten in Schritten von $a/10$ entlang des Pfades. Die Position wird jeweils anhand des Schwerpunktes der zeitlich integrierten Pad-Einträge rekonstruiert.

7.4.2. Vorbetrachtungen

Um einen Überblick für die Größenordnung der Fehlerbeiträge zu erhalten, werden zunächst die Startpositionen der Kalibrationspunkte in regelmäßigen Abständen entlang eines Pfades $\gamma = \overline{ABCA}$ entsprechend der Abbildung 7.6 betrachtet. Dafür wird ein hexagonal angeordnetes Punktmuster mit dem Punktabstand $5\sqrt{3}a$ verwendet. Für die Position B würde es eine Detektorantwort erzeugen, wie es in Abbildung 7.2 (e) dargestellt ist. Zusätzlich entfallen einige Punkte am Rand der Padplane, damit keine systematische Verfälschung durch Randeffekte auftritt. Der simulierte Scheibenradius der Kalibrationspunkte ist, wie bereits erwähnt, mit $r_{\text{dot}} = 0.8 \text{ mm}$ kleiner, als bei der final umgesetzten Photokathode. Für die nachfolgenden Simulationen wird darüber hinaus von den in Abschnitt 3.4 experimentell bestimmten Quantenausbeuten für Al (Musterflächen) und Cu (Hintergrund) ausgegangen (s. Ergebnisse (3.45) für Al bzw. (3.50) für Cu). Zudem dient das mit sandgestrahltem Diffusor gemessene Beleuchtungsprofil (s. Abbildung 6.24 (a)) als Berechnungsgrundlage für die Anzahl herausgelöster Photoelektronen.

Da der Schwellenwert für Pad-Amplituden einen Einfluss auf die Bestimmung des Positionsschwerpunktes hat, ist es von Interesse die Rekonstruktionspräzision in Abhängigkeit von dieser Größe zu betrachten. Abbildung 7.7 zeigt exemplarisch die Abweichungen entlang des o.g. Pfades γ für $p_{\text{thr}} = 1 \cdot p_{\text{thr}}^{\text{nom}}$ bzw. $p_{\text{thr}} = 2 \cdot p_{\text{thr}}^{\text{nom}}$ in Einheiten des nominellen Schwellenwertes (7.11). Jedem Datenpunkt in Abbildung 7.7 liegt die Simulation einer Padplane mit 67 Kalibrationspunkten à 100 Kalibrationsereignissen zugrunde. Die statistische Grundlage ist damit $N_{\text{stat}} = n_{\text{dots}} \cdot n_{\text{evts}} = 6700$. Die statistischen Unsicherheiten beziehen sich auf die den Fehler der Positionsbestimmung mit einem einzigen Kalibrationsereignis (Laserpuls).

In Abbildung 7.7 ist zu erkennen, dass die systematischen Abweichungen für Punkte hoher Symmetrie bezüglich der Padplane ($A \hat{=} 0$, $B \hat{=} 10 \frac{a}{10}$, $C \hat{=} 15 \frac{a}{10}$) tendenziell die niedrigsten Werte haben. Grund dafür ist, dass in diesen Fällen die Fläche der Kreisscheibe eines Kalibrationspunktes gleichmäßig auf ein, drei und zwei Pad(s) aufgeteilt wird. Darüber hinaus ist anzumerken, dass alle Fehlerbeiträge entlang des gewählten Pfades stark vom Schwellenwert abhängig sind. So findet man beispielsweise im Bereich \overline{AB} für $p_{\text{thr}} = 100\%$ höhere Beiträge, als es für $p_{\text{thr}} = 200\%$ der Fall ist. Mit $\lesssim 0.2 \text{ mm}$ sind die Fehlerbeiträge deutlich kleiner als die Ausdehnung eines Pads $\sim 3 \text{ mm}$. Schließlich sei darauf hingewiesen, dass es Bereiche mit scheinbar mehr oder weniger stark korrelierten systematischen und statistischen Fehlern gibt. Darauf wird nicht eingegangen, da bei einer realen Kalibrationsmessung von einer Statistik auszugehen ist, bei welcher der entsprechende Fehlerbeitrag vernachlässigt werden

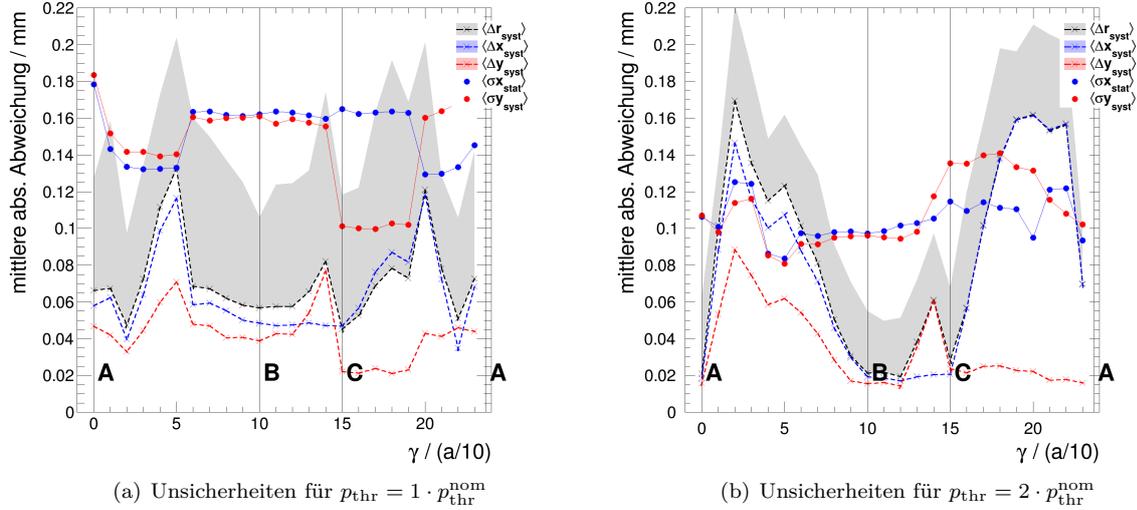


Abbildung 7.7.: Quadratisch gemittelte Unsicherheiten entlang des Pfades γ in Zehntel Schritten des Hexagonradius $a \approx 1.39$ mm für zwei verschiedene Schwellenwerte. Besonderes Augenmerk gilt den Symmetriepunkten A, B, C , an denen die Fläche der Kreisscheibe eines Kalibrationspunktes gleichmäßig auf ein, drei und zwei Pad(s) aufgeteilt wird (vgl. Abb. 7.6: $A \hat{=} 0$, $B \hat{=} 10 \frac{a}{10}$, $C \hat{=} 15 \frac{a}{10}$), wodurch die systematischen Fehlerbeiträge klein sind. Der Rand der grauen Fläche gibt die maximale, auf der Padplane erfasste, radiale Abweichung an.

kann⁷. Im realen Fall sollten nach Möglichkeit nur Pads aus der näheren Umgebung eines Kalibrationspunktes zur Schwerpunktsbestimmung genutzt werden, um mehr Spielraum bei Stauchung des Punktmusters zu haben. Aus diesem Grund ist es sinnvoll, nach Schwellenwerten $\gtrsim 100\%$ zu suchen. Damit sollte das Hintergrundsignal effektiv unterdrückt werden und die Schwerpunktsbestimmung nur anhand einer minimalen Anzahl an Pads erfolgen.

Als abschließende Vorbetrachtung sollen die Einflüsse von Detektorverstärkung (Gain) und Beleuchtungsinhomogenität geprüft werden. Beide Problemstellungen sind in Anhang B.2 ausgeführt. Es stellt sich heraus, dass für Verstärkungen von $\gtrsim 1500$ – bei gegebenen Simulationsvoraussetzungen – keine wesentlichen Änderungen von statistischen oder systematischen Fehlern auftreten. Nachfolgende Simulationen werden aus diesem Grund bei einem Gain von $G = 1700$ durchgeführt, um Rechenressourcen zu sparen. Zudem entspricht das einem gewöhnlichen Arbeitsbereich der CB-TPC (s. [59]).

Da die Kathode, bedingt durch das gegebene Beleuchtungsprofil (s. Abschnitt 6.5), nicht homogen ausgeleuchtet wird, sind für den statistischen Fehler leichte lokale Effekte aufgrund der positionsbedingt unterschiedlichen Anzahlen ausgelöster Photoelektronen zu erwarten. Zudem könnte es aufgrund der Ausdehnung eines Kalibrationspunktes und durch die Anwesenheit der Hintergrundelektronen lokale Beiträge zum systematischen Fehler geben, die mit dem Gradienten des Beleuchtungsprofils zusammenhängen. Nach einer Untersuchung in Anhang B.2.2 stellt sich heraus, dass dieser Effekt mit einer mittleren radialen Abweichung von $\langle \Delta r_{\text{sys}} \rangle \lesssim 0.015$ mm vernachlässigbar sein sollte.

⁷Beispiel am CBELSA/TAPS-Experiment: Kalibration während einer Spill-Pause ~ 1 s bei max. Laser-Pulsfrequenz 20 Hz ergibt 20 Einzelereignisse und damit eine Reduktion des statistischen Fehlers auf den Anteil $1/\sqrt{20} \approx 0.2$ bei Annahme einer Gauß-Verteilung.

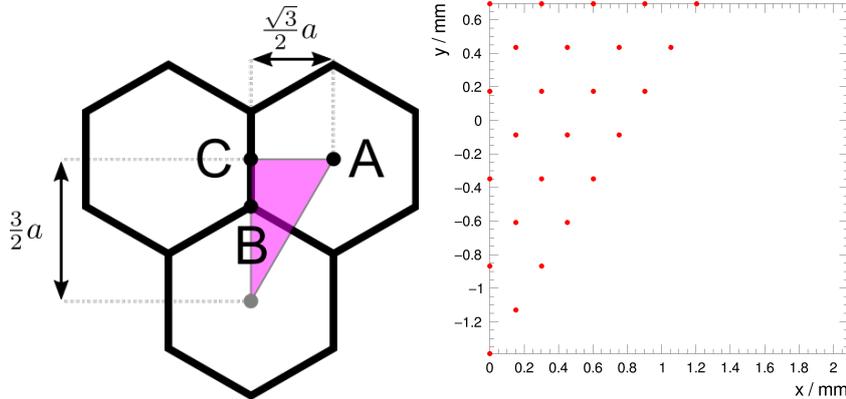


Abbildung 7.8.: Links: repräsentativer Bereich der Padplane, der durch x - und y -Spiegelung sowie diskrete Translation in x und y die gesamte Padplane erzeugt. Alle Positionen der Padplane können gleichwertig in diesen Bereich überführt werden, sodass die Betrachtung der systematischen Abweichungen außerhalb des Bereiches für einen quadratischen Mittelwert redundant sind. Rechts: im Rahmen der Simulation gewählte Positionen der Kalibrationspunkte im repräsentativen Bereich. Ausgangspunkt ist Punkt B .

7.4.3. Rekonstruktionsfehler der Padplane bei Kalibrationsmessungen

Die oben durchgeführte Fehlerbetrachtung entlang des Pfades γ gibt zwar eine erste Abschätzung des Padplane-bedingten systematischen Fehlers und die Abhängigkeit vom Schwellwert, jedoch kann daraus kein mittlerer (systematischer) Fehler für eine zufällige Position abgeleitet werden. Um eine aussagekräftigere Abschätzung für den mittleren Fehler einer Kalibrationsmessung durch einen Kalibrationspunkt der sTPC zu erhalten, muss ein repräsentativer Bereich der Padplane gewählt werden, außerhalb dessen sich das Verhalten der systematischen Abweichungen zumindest betragsmäßig⁸ wiederholt. Ein solcher Bereich und die im Rahmen dieser Arbeit betrachteten Simulationspunkte sind in Abbildung 7.8 dargestellt.

Simuliert wird ein Szenario mit Hintergrundelektronen und ein weiteres ohne. Bei letzterem wird die Annahme gemacht, dass entweder die Quanteneffizienz des Hintergrundes vergleichsweise klein und damit bereits bei der Datennahme vollständig *nullunterdrückt* ist, d.h. unterhalb der eingestellten Detektionsschwelle liegt. Die Abhängigkeit von p_{thr} für die Simulation ohne Hintergrundelektronen dient lediglich als Referenz, da in diesem Fall durch die Nullunterdrückung keine zusätzliche Schwellwertbedingung erforderlich ist.

Als mittlerer Fehler, der durch die Geometrie von Padplane und Kalibrationspunkt sowie die Diffusion zustande kommt, wird als Wurzel der mittleren quadratischen Abweichung auf dem simulierten Bereich definiert

$$\delta x_{\text{sys}} = \sqrt{\frac{1}{N_{\text{sim}}} \sum_{k=1}^{N_{\text{sim}}} \langle \Delta x_{\text{sys}} \rangle_k^2}, \quad (7.12)$$

wobei N_{sim} die Zahl der simulierten Punkte und $\langle \Delta x_{\text{sys}} \rangle_k$ die quadratisch padplanegemittelte systematische x -Abweichung des rekonstruierten Punktes nach (7.4) sind. Der Index $k = 1 \dots 25$ steht dabei stellvertretend für die relative xy -Position eines Kalibrationspunktes in dem repräsentativen Bereich über der Padplane nach Abbildung 7.8. Gleichung (7.12) gilt in analoger Form für die y -Abweichung

⁸Da für eine mittlere Fehlerabschätzung das quadratische Mittel von Abweichungen betrachtet wird, genügt ein Bereich dessen Abweichungsbeiträge die restliche Padplane nur betragsmäßig repräsentieren.

δy_{sys} sowie für die radiale Abweichung δr_{sys} . Die zugehörige Standardabweichung zu dieser Größe ergibt bei der Annahme einer Gaußschen Fehlerfortpflanzung

$$\sigma(\delta x_{\text{sys}}) = \frac{1}{N_{\text{sim}} \cdot \delta x_{\text{sys}}} \sqrt{\sum_{k=1}^{N_{\text{sim}}} \langle \Delta x_{\text{sys}} \rangle_k^2 \cdot \langle \sigma x_{\text{stat}} \rangle_k^2}, \quad (7.13)$$

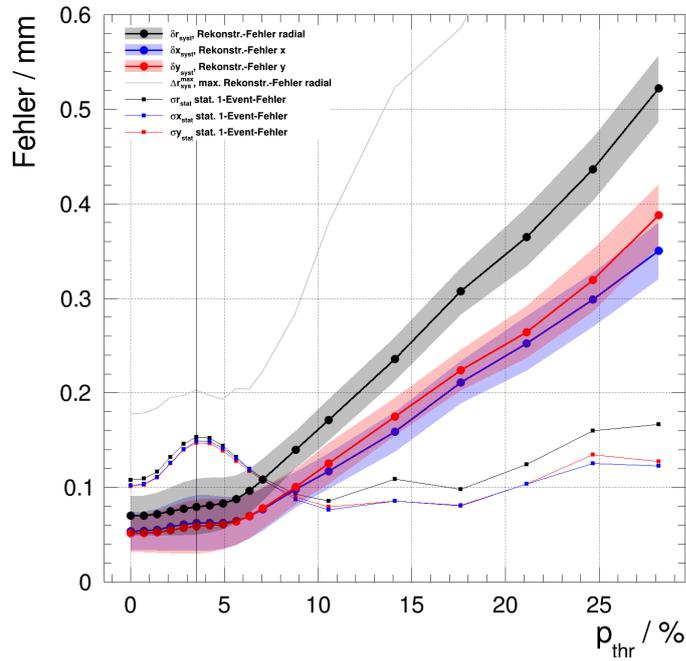
wobei $\langle \sigma x_{\text{stat}} \rangle_k$ der Padplane-gemittelte Anteil der statistischen Unsicherheit bei Betrachtung eines einzelnen Kalibrationsereignisses nach (7.5) ist. Der entsprechende statistische Fehler der Größe δx_{sys} kann abgeschätzt werden, indem man (7.13) durch $\sqrt{N_{\text{stat}}} = \sqrt{n_{\text{evts}} n_{\text{dots}}}$ teilt. Dabei wird eine Gauß-Statistik vorausgesetzt.

Abbildung 7.9 zeigt die, im Rahmen dieser Simulation bestimmten, systematischen und statistischen Fehlerbeiträge für verschiedene Schwellenwerte nach (7.10). Die jeweiligen Abweichungen sind Werte, die über den repräsentativen Bereich der Padplane (s. Abbildung 7.8) gemittelt wurden. Der statistische Anteil ist als mittlere Unsicherheit für ein einzelnes Kalibrationsereignis zu sehen und kann dementsprechend durch Wiederholung der Messung reduziert werden. Dadurch, dass die Gesamtstatistik $n_{\text{evts}} \cdot n_{\text{dots}} = 6700$ beträgt, wirkt sich der statistische Fehler nur gering auf die Bestimmung des systematischen Fehlers aus und liegt in der Größenordnung $\sim 1/\sqrt{6700} \cdot \sigma x_{\text{stat}} \approx 1\% \sigma x_{\text{stat}}$. Damit sollte der systematische Fehler praktisch vom statistischen entkoppelt sein. Der Vergleich zwischen Abbildungen 7.9 (a) und (b) zeigt, dass die mittleren Rekonstruktionspräzisionen δx_{sys} und δy_{sys} (sowie δr_{sys}) ohne Hintergrundelektronen (b) – selbst ohne Schwellenwertselektion – schlechter sind, was der naiven Erwartung widerspricht. Der Grund dafür liegt darin, dass die umgebenden Hintergrundelektronen dafür sorgen, dass Pads mit wenig Eintrag unter Umständen noch über die Detektionsschwelle gehoben werden. Beim Wegfall der Hintergrundelektronen werden deshalb auch Teile des Nutzsignals (von Kalibrationspunkten) herabgesenkt, welche infolgedessen verloren gehen können. In den simulierten Rohdaten werden, nach dem Vorbild einer realen Messung, Signale entfernt, welche unterhalb von $5\sigma_{\text{ADC}}$ liegen (*Nullunterdrückung*), wobei $\sigma_{\text{ADC}} = 1.65$ ch die durchschnittlich gemessene Rauschbreite⁹ eines Frontend-Ausgangs in ADC-Kanälen ist. Nichtsdestotrotz ist die Präzision auch für relativ hohe Schwellenwerte in beiden Szenarien klein im Vergleich zu der Ausdehnung eines Pads. Aufgrund der größeren statistischen Grundlage bleibt der mittlere systematische Fehler im Szenario mit Hintergrundelektronen immer kleiner. In einer Messung mit Nullunterdrückung kann sich also ein messbarer Hintergrund von Photoelektronen leicht vorteilhaft auf die Rekonstruktionspräzision auswirken.

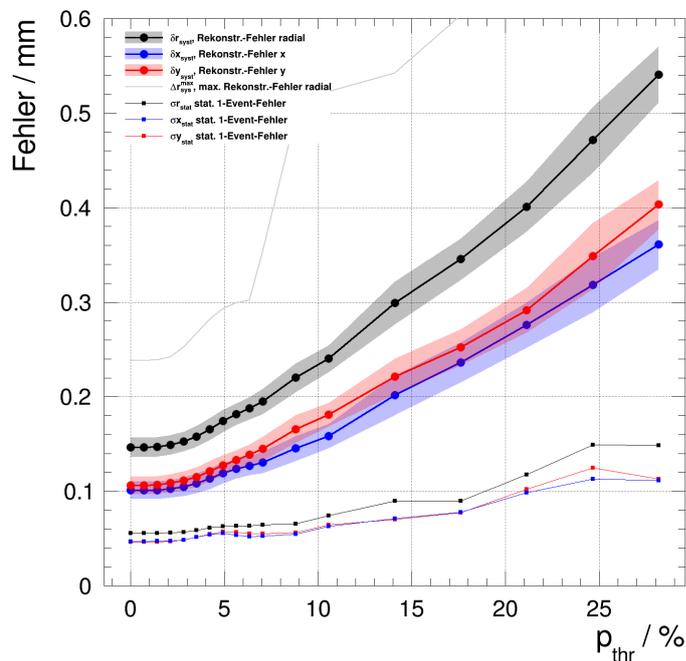
Aus Abbildung 7.9 (a) geht hervor, dass die mittleren Rekonstruktionsfehler δx_{sys} und δy_{sys} für Schwellenwerte $p_{\text{thr}} \lesssim 8\%$ unterhalb von 0.1 mm liegen. Ohne Hintergrundelektronen startet man mit ~ 0.1 mm bereits bei 0%. Neben der Abhängigkeit vom Schwellenwert ist es von Interesse, welche mittlere Anzahl an Pads $\langle n_{\text{pads}} \rangle$ benötigt wird, um diese Präzision zu erreichen. Aus diesem Grund wird $\langle n_{\text{pads}} \rangle$ in Abhängigkeit von p_{thr} ermittelt und in Abbildung 7.10 (a) dargestellt. Der Mittelwert ist als Durchschnitt über den gesamten repräsentativen Bereich zu verstehen. Aus dieser Grafik kann gefolgert werden, dass man bereits mit einer geringen Anzahl an Pads hohe Rekonstruktionspräzisionen erreichen kann. Teilabbildung (b) zeigt darüber hinaus die radiale Rekonstruktionspräzision in Abhängigkeit von der mittleren Anzahl an Pads. Die simulierte Kurve für den Fall ohne Hintergrundelektronen dient erneut zum Vergleich. Hier hat die Nullunterdrückung bereits dafür gesorgt, dass die maximale mittlere Anzahl unter vier liegt, weshalb keine weitere Schwellenwertbedingung notwendig ist. Es genügt durchschnittlich eine Padanzahl von $\gtrsim 2.2$, um eine radiale Präzision besser als ~ 0.2 mm zu erreichen.

Abschließend werden alle Fehlergrößen aus Abbildung 7.9 in gleichem Umfang abhängig von der mittleren Anzahl der Pads dargestellt. Die zugehörigen Grafiken finden sich in Abbildung 7.11.

⁹In der Simulation wurde für alle Pads ein gleicher Rauschbeitrag angesetzt, wodurch die Detektionsschwelle aller Pads gleich ist. Eine Fluktuation wurde in diesem Zusammenhang nicht berücksichtigt.



(a) Mit Hintergrundelektronen.



(b) Ohne Hintergrundelektronen

Abbildung 7.9.: Systematische und statistische Abweichungen für verschiedene Schwellenwerte nach (7.10) ohne Berücksichtigung einer realistischen Padantwort. Die jeweiligen Abweichungen sind Werte, die über den repräsentativen Bereich der Padplane (s. Abbildung 7.8) gemittelt wurden. Der statistische Anteil ist als mittlere Unsicherheit für ein einzelnes Kalibrationsereignis zu sehen und kann durch Wiederholung der Messung vermindert werden. Nomineller Schwellenwert p_{thr}^{nom} durch vertikale Linie in (a) markiert.

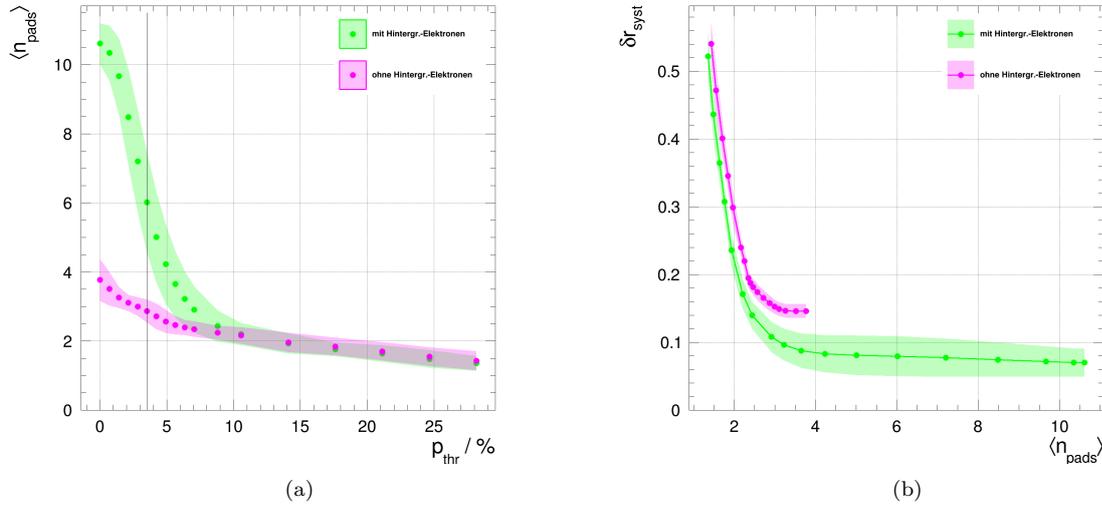


Abbildung 7.10.: (a) Mittlere Zahl der zur Schwerpunktsbestimmung verbleibenden Pads $\langle n_{\text{pads}} \rangle$ gegen Schwellenwert p_{thr} mit und ohne Hintergrundelektronen. Nomineller Schwellenwert $p_{\text{thr}}^{\text{nom}}$ durch vertikale Linie markiert. Ab $p_{\text{thr}} \gtrsim 10\% \approx 3p_{\text{thr}}^{\text{nom}}$ scheinen sich beide Verläufe anzugleichen. (b) Gegenüberstellung der mittleren radialen Abweichungen in Abhängigkeit von $\langle n_{\text{pads}} \rangle$.

Der Fehler der Simulation selbst, welcher dadurch zustande kommt, dass der gewählte Bereich diskret abgetastet wird, kann mithilfe der bereits durchgeführten und feiner abgetasteten (~ 0.14 mm) Simulation entlang des Pfades γ erfolgen. Dazu wird der Pfad zweimal versetzt mit einer Distanz abgetastet, die dem Abständen zwischen zwei Punkten der hier betrachteten Simulation entspricht (~ 0.3 mm). Die Differenz der auf dieser Grundlage bestimmten quadratischen Mittelwerte liegt in der Größenordnung $\lesssim 10\%$ bezogen auf den quadratischen Mittelwert, der auf Grundlage der feineren Abtastung zustande kommt.

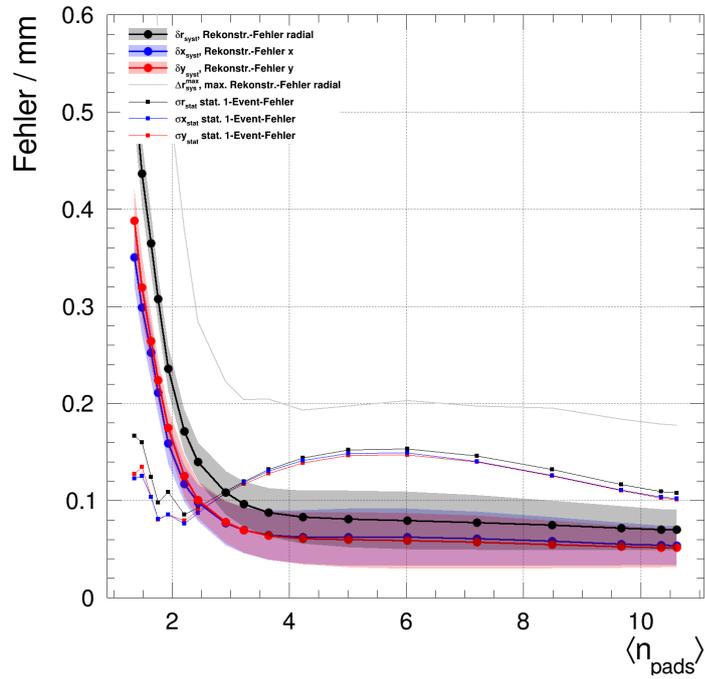
7.4.4. Abschätzung des Rekonstruktionsfehlers mit Pad-Antwort

Um den Einfluss einer realistischen Pad-Antwort auf den Rekonstruktionsfehler zu prüfen, wird in der abschließenden Betrachtung eine elektrodynamisch simulierte Antwortfunktion nach dem Shockley-Ramo-Theorem verwendet. Dazu wird die in [60] berechnete Pad-Antwort der CB-TPC verwendet, welche in Abbildung 7.12 (a) gezeigt ist (s. auch Anhang B.1, Abschnitt *Ausleseebene*). Für eine qualitative Auswertung genügt es, die dort hergeleitete Antwortfunktion¹⁰ auf die Ausdehnung der sTPC-Padgröße ($a = 1.39$ mm) herunter zu skalieren. Bei Berücksichtigung einer kontinuierlichen Antwortfunktion müsste genau genommen jedes Elektron, das die Padplane erreicht, einen ortsabhängigen Signalbeitrag auf jedem einzelnen Pad induzieren. Aus Performanzgründen werden in der vorliegenden Simulation jeweils nur Elektronen berücksichtigt, die auf dem aktuell betrachteten Pad enden oder auf einem, welches direkt daran grenzt.

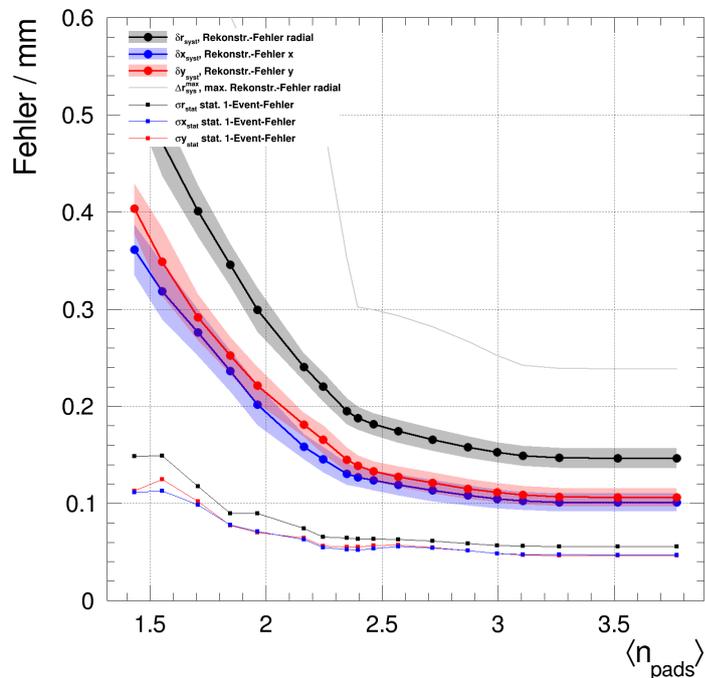
Der Vergleich von Rekonstruktionsfehlern mit und ohne Berücksichtigung einer (realistischen) Antwortfunktion findet sich in Abbildung 7.12 (b).

Besonders beim Vergleich der Kurven ohne Hintergrundelektronen zeigt sich, dass die Antwortfunktion durchaus einen Unterschied ausmacht. Hier treten deutliche Diskrepanzen von bis zu einem Faktor

¹⁰Diese liegt in Form eines *Look-up-Tables*, d.h. in tabellarischer Form, vor. Der Radius eines CB-TPC-Pads beträgt $a = 1.5$ mm.



(a) Mit Hintergrundelektronen.



(b) Ohne Hintergrundelektronen, gleicher nom. Schwellenwert

Abbildung 7.11.: Darstellung der Ergebnisse von Abbildung 7.9 in Abhängigkeit von der mittleren Anzahl beteiligter Pads $\langle n_{\text{pads}} \rangle$.

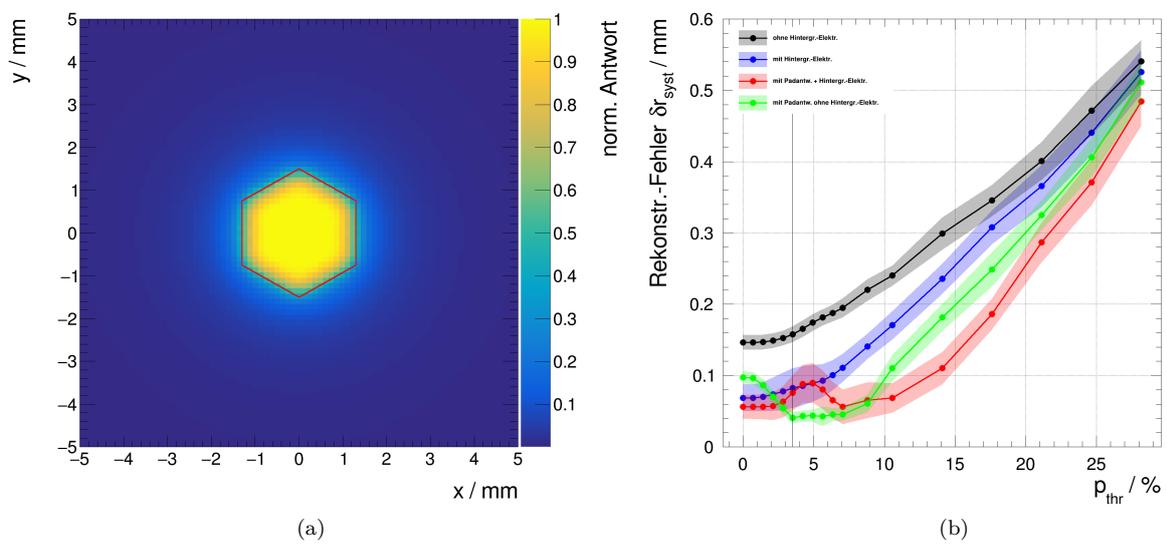


Abbildung 7.12.: (a) Simulierte Pad-Antwort einer Punkt-Ladung (normiert) nach dem Shockley-Ramo-Theorem im homogenen Induktionsfeld der CB-TPC. Der Pad-Außenradius beträgt in diesem Fall 1.5 mm und die Grenzen des Pads sind rot eingezeichnet. Reproduzierte Grafik nach [60]. (b) Vergleich radialer Rekonstruktionsfehler (mit und ohne Pad-Antwort) in Abhängigkeit des Schwellenwertes p_{thr} nach (7.10). Nomineller Schwellenwert $p_{\text{thr}}^{\text{nom}}$ durch vertikale Linie markiert und nur relevant für Szenarien mit Hintergrundelektronen. Legende: (schwarz) ohne Hintergrundelektronen; (blau) mit Hintergrundelektronen; (rot) mit Hintergrundelektronen und Padantwort; (grün) mit Padantwort und ohne Hintergrundelektronen.

von ~ 4 auf. Ferner ergeben sich durch Einbeziehung der Pad-Antworten auch qualitativ abweichende Kurvenverläufe. Im Szenario mit Hintergrundelektronen bildet sich eine Erhebung oberhalb des nominellen Schwellenwertes. Das Maximum wird bei etwa 4.5 % von \tilde{S}_{dot} erreicht und entspricht dort dem Rekonstruktionsfehler ohne Pad-Antwort. Bei größeren Schwellen wird der Rekonstruktionsfehler im Vergleich wieder kleiner.

Betrachtet man nun den Fall bei Berücksichtigung der Pad-Antwort, jedoch ohne Hintergrundelektronen, dann findet man zunächst einen fallenden Verlauf und anschließend einen ansteigenden. Man erkennt eine ähnliche Kurve wie im Szenario mit Hintergrundelektronen, bloß dass diese um den Betrag des nominellen Schwellenwertes in negativer Richtung verschoben vorzufinden ist. Dies ist plausibel, da der nominelle Schwellenwert eine Abschätzung des Hintergrundniveaus darstellt: das Vorhandensein von Hintergrundelektronen verursacht einen Offset der Signale von Kalibrationspunkten. Bisher, d.h. ohne realistische Antwortfunktion, war ein solcher Effekt nur durch Diffusion möglich. Nun kommt es durch die Pad-Antwort zu einer zusätzlichen Signalaufteilung (*Verschmierung*), sodass der Gesamt-Offset in der Größenordnung des nominellen Schwellenwertes zu liegen scheint.

Bei dem lokalen Maximum scheint es sich nicht um einen Effekt statistischer Natur zu handeln. Durch Verdopplung der zugrundeliegenden Statistik, konnte dahingehend keine Veränderung festgestellt werden. Weitere Ursachen für das lokale Maximum werden im Rahmen dieser Arbeit nicht erörtert. Ein Zusammenhang mit einer Eigenschaft der Simulation kann an dieser Stelle nicht ausgeschlossen werden.

7.4.5. Zusammenfassung

Auf Grundlage von simulierten Daten wurde der mittlere systematische Rekonstruktionsfehler für einen zufällig über der Padplane positionierten Kalibrationspunkt der radialen Ausdehnung $r_{\text{dot}} = 0.8 \text{ mm}$ bestimmt. Bei der Simulation der Daten wurden Diffusionsbeiträge berücksichtigt, die durch Drift und Verstärkungsstrukturen zustande kommen. Zudem wurde das inhomogene Beleuchtungsprofil nach Abbildung 6.24 (a) verwendet, um einen eventuellen Einfluss auf den Rekonstruktionsfehler zu überprüfen. Nach dem Vorbild eines realen Detektors, wird in allen Simulationen eine *Nullunterdrückung* berücksichtigt.

Für die Auswertung dienten 67 Kalibrationspunkte, die gleichmäßig auf einer Ebene über der Padplane der sTPC verteilt waren. Dessen ungeachtet befanden sich alle Kalibrationspunkte jeweils auf einer gleichwertigen Position relativ zur wiederholenden Struktur der Padplane (z.B. alle Kalibrationspunkte an Position *B* in Abbildung 7.8). Um die Abhängigkeit von der Detektorverstärkung zu prüfen, wurde in einem Bereich $G \sim 10^3 \dots 10^4$ der Einfluss mit und ohne Hintergrundelektronen ermittelt. In Beiden Fällen gibt es ab $G \gtrsim 1500$ keine nennenswerten Abhängigkeiten.

Weitere Betrachtungen zum Rekonstruktionsfehler wurden in Abhängigkeit eines Schwellenwertes p_{thr} durchgeführt. Er gibt den Anteil der geschätzten Signalamplitude eines Kalibrationspunktes \tilde{S}_{dot} nach (7.10) an. Darüber hinaus wurde ein nomineller Schwellenwert $p_{\text{thr}}^{\text{nom}}$ eingeführt, der eine Abschätzung der Hintergrundamplitude in Szenarien mit Hintergrundelektronen liefert. Dazu wird der photoelektrische Kontrastwert K' nach Abschnitt 3.4.1 verwendet. Eine Vorbetrachtung, bei der die Startpositionen jeweils entlang eines Pfades γ platziert wurden, zeigt, dass sich der Schwellenwert stark auf die individuellen Beiträge auswirkt. Zudem sind die Beiträge in den Symmetriepunkten *A*, *B* und *C*, wie erwartet, besonders niedrig. Anhand dieser Punkte wird der Einfluss des Beleuchtungsgradienten geprüft (s. Anhang B.2.2). Über den Pfad γ gemittelt, liegen bei genügend hohen Schwellenwerten systematische radiale Abweichungen bei $\langle \Delta r_{\text{sys}} \rangle \lesssim 0.015 \text{ mm}$. Durch einen Vergleich von Messungen bei homogener und inhomogener Beleuchtung kann zudem ausgeschlossen werden, dass das Verhalten bei niedrigeren Schwellen auf einen Beleuchtungsgradienten zurückzuführen ist.

Für die finale Betrachtung der mittleren Rekonstruktionsfehler δx_{sys} und δy_{sys} wurden die relativen Startpositionen innerhalb eines repräsentativen Bereiches (vgl. Abbildung 7.8) gewählt. Um ein aussagekräftiges Ergebnis zu erhalten, als es mit dem Pfad γ der Fall ist, befinden sich die Startpunkte hierbei auf einer speziell gewählten zweidimensionalen Fläche. Aus den Simulationen geht hervor, dass das Vorhandensein von Hintergrundelektronen zu niedrigeren Rekonstruktionsfehlern führt. Bis

zum nominellen Schwellenwert findet man mit Hintergrundelektronen in x und y Rekonstruktionsfehler von $\lesssim 0.06$ mm. Ohne, beginnt die Kurve bereits bei ~ 0.1 mm. Der Grund für den Unterschied könnte dadurch erklärt werden, dass Elektronen des Hintergrundes auch Signale von Pads anheben, welche ansonsten durch die Rauschunterdrückung verloren gehen.

Eine Untersuchung der mittleren zur Rekonstruktion benötigten Pads $\langle n_{\text{pads}} \rangle$ legt nahe, dass bei gegebenen Simulationsbedingungen bereits eine durchschnittliche Padanzahl von $\langle n_{\text{pads}} \rangle \gtrsim 2.2$ genügt, um eine radiale Präzision besser als ~ 0.2 mm zu erreichen.

In den oben beschriebenen Simulationen wurde die Pad-Antwort, aus Gründen der Rechenkapazitäten, durch eine Stufenfunktion genähert. Um den Einfluss einer realistischen Pad-Antwort auf den Rekonstruktionsfehler zu prüfen, wurde in Abschnitt 7.4.4 eine elektrodynamisch simulierte Antwortfunktion nach dem Shockley-Ramo-Theorem [63] verwendet und die radiale systematische Abweichung mit bisherigen Ergebnissen verglichen. Neben qualitativ abweichenden Kurvenverläufen findet man, je nach Schwellenwert, deutliche Diskrepanzen von bis zu einem Faktor von ~ 4 . Am größten ist der Unterschied für ein Szenario ohne Hintergrundelektronen. Die genauen Ursachen für die Unterschiede wurden nicht weiter untersucht. Einflüsse durch die eingebaute Nullunterdrückung oder Vereinfachungen der Simulation wurden nicht überprüft.

Die gewonnenen Ergebnisse liefern einen oberen Schätzwert für die mittleren systematischen Rekonstruktionsfehler. Ausgehend von dem schlechtesten Fall¹¹ sind das $\delta r_{\text{sys}} \lesssim 0.15$ mm für den radialen Fehler und $\delta x_{\text{sys}} \approx \delta y_{\text{sys}} \lesssim 0.11$ mm bei Betrachtung der Komponenten. Dabei werden nur Werte unterhalb des nominellen Schwellenwertes $p_{\text{thr}}^{\text{thr}}$ in Betracht gezogen.

¹¹Keine Hintergrundelektronen, keine realistische Pad-Antwort.

8. Messungen mit der sTPC

Dieses Kapitel behandelt charakterisierende Messungen mit der sTPC, welche im Rahmen der Arbeit als modulare und erweiterbare Testspurkammer entwickelt wurde. Neben der Bestimmung des Gains für zwei verschiedene Spannungs- und Transferfeldkonfigurationen wird eine mechanische Ausrichtungskorrektur mithilfe des orts aufgelösten Signals einer Photokathode (s. Abschnitte 3.4.2 und 7.3) durchgeführt, welche für diverse Kalibrationszwecke angefertigt wurde. Das Verfahren zur Korrektur der Ausrichtung schließt die Optimierung der Skirt-Spannung ein, sodass Feldverzerrungen aufgrund der elektrostatischen Gegebenheiten des Detektors im selben Zuge reduziert werden. Darüber hinaus wird über das Ladungssignal der Photokathode die Quanteneffizienz von Aluminium bestimmt. Zwei unterschiedliche Methoden liefern hier übereinstimmende Ergebnisse, welche mit dem zuvor gemessenen Resultat aus Abschnitt 3.4 verglichen werden. Im letzten Teil des Kapitels wird schließlich das zeitlich aufgelöste Signal der Photokathode für eine Kalibration der Driftgeschwindigkeit genutzt, welche als Referenz für zukünftige Messungen dient, um die z -Komponente des Detektors bei Druck- und Temperaturschwankungen korrigieren zu können.

Abgesehen von dem ersten Teil der Gain-Bestimmung, wird eine herunterskalierte Ausleseketten bzw. Datenakquirierung nach [59] verwendet, wobei in vorliegender Konfiguration acht AFTER-Ausleseketten¹ und zwei ADC-Platinen zum Einsatz kommen.

8.1. Gain-Bestimmung

Die Detektorverstärkung der sTPC wird analog zu dem Vorgehen in Abschnitt 3.4 (Setup ähnlich wie in Abbildung 3.33) mithilfe eines Vielkanalanalysators (*engl. Multi Channel Analyzer, MCA*) sowie eines Picoamperemeters (pA-Meter) bestimmt. Um eine höhere Detektionsrate zu erhalten, wird mit dem Signal von 252 kurzgeschlossenen Pads² gearbeitet. Bevor das Signal den MCA erreicht, wird es durch eine geeignete Ausleseketten verstärkt und elektronisch geformt.

Mithilfe des Setups wird zunächst das Spektrum einer ⁵⁵Fe-Quelle aufgenommen, sodass, anhand der bekannten spektralen Linien, Beiträge zum Ionisationsstrom in der Driftregion des Detektors ermittelt werden können.

Die Spektren sind mit entsprechenden Anpassungen nach [83] in Abbildung 8.1 dargestellt³. Mithilfe

Linie	$E_{\text{peak}} / \text{eV}$	(a) MCA / ch	(b) MCA / ch
K_{α}	5755	(1195.0 ± 0.4)	(2821.1 ± 2.1)
K_{β}	6351	-	-
K_{α}^{esc}	2892	(553.0 ± 2.3)	(1311 ± 9)
K_{β}^{esc}	3488	-	-

Tabelle 8.1.: Energiedepositionen einer ⁵⁵Fe-Quelle in Ar/CO₂(90/10) und Profilpositionen des unkalibrierten Spektrums für zwei verschiedene Konfigurationen: (a) 94% der GEM-Benutzerkonfiguration nach Tabelle 8.2 (ohne Kollimator); (b) 89.5% der GEM-Standardkonfiguration (mit Kollimator). Nur die K_{α} -Beiträge werden zur Energiekalibrierung herangezogen. Energien nach [29], zugrundeliegende Röntgenübergänge aus [220].

¹Eine Abwandlung der in [148] vorgestellten Ausleseketten.

²Anzahl entspricht einer Frontend-Karte.

³Analyseskript nach [29].

der Integrale $N_{\text{peak},i}$ der verschiedenen spektralen Beiträge werden die partiellen Ionisationsströme

$$I_{\text{peak},i} = e \cdot \frac{E_{\text{peak},i}}{W_{\text{eff}}} \cdot \frac{N_{\text{peak},i}}{T_{\text{live}}} \quad (8.1)$$

bei gegebener Energie $E_{\text{peak},i}$ des i -ten Peaks berechnet. Hier ist W_{eff} das anteilmäßig gemittelte Ionisationspotenzial des Gasgemisches Ar/CO₂(90/10) auf Grundlage von [192]. Des Weiteren gibt T_{live} die *Live Time* des Vielkanalanalysators an. Neben den gaußförmigen Photo- und Escape-Peaks ist überdies ein Untergrund in Form einer Fehlerfunktion $A_{\text{bg}} \text{erfc}(x)$ berücksichtigt, welcher auf unvollständige Zählereignisse zurückzuführen ist. Dafür ursächlich sind der endliche Öffnungswinkel der Quellenstrahlung bzw. die begrenzte Auslesefläche. Der exponentielle Rauschbeitrag wurde beim Setzen der MCA-Schwelle weitestgehend abgeschnitten.

Die Energiekalibrierung erfolgt mithilfe der in [29] ausgearbeiteten Energiedepositionen einer ⁵⁵Fe-Quelle in Ar/CO₂(90/10), welche in Tabelle 8.1 zusammengefasst sind. Zur Kalibrierung werden nur die K_{α} - und K_{α} -Escape-Linie verwendet, da die K_{β} -Beiträge nicht auflösbar sind und zudem eine deutlich geringere relative Intensität besitzen. Es wird ein linearer Zusammenhang

$$E(K) = s \cdot K + E_0 \quad (8.2)$$

zwischen Energie und MCA-Kanal angenommen, wobei s die Steigung und E_0 den Energie-Offset darstellen⁴. Unter Vernachlässigung der K_{β} -Beiträge, werden die Positionen durch Anpassen eines Gauß-Profiles in der direkten Umgebung des Maximums ermittelt.

Nach Energiekalibration wird der Untergrund entsprechend seiner breitbandigen Form durch

$$I_{\text{bg}} \approx \frac{e}{W_{\text{eff}} \cdot T_{\text{live}}} \left(\sum_{i=j}^{n_{\text{Bins}}} E(K_j) \cdot A_{\text{bg}} \text{erfc}(K_j) - A_{\text{bg}} \cdot \frac{E_0}{s} \right) \quad (8.3)$$

in einen Ionisationsstrom umgewandelt, wofür die o.g. unvollständigen Zählereignisse ursächlich sind. Der Index j läuft dabei über die MCA-Kanäle bis $n_{\text{Bins}} = 4096$. Der zweite Term der Klammer in Gleichung (8.3) berücksichtigt den Offset der Kalibration. Damit wird angenommen, dass der Untergrund bis $E = 0$ – bzw. bis zum entsprechenden MCA-Kanal $K_0 = -E_0/s$ – konstant fortsetzbar ist. Die Amplitude A_{bg} erhält man aus der o.g. Anpassung.

Aus der Summe der Strombeiträge $I_{\text{peak},i}$ und I_{bg} erhält man abschließend den Ionisationsstrom

$$I_{\text{ioniz}} = \sum_i I_{\text{peak},i} + I_{\text{bg}}. \quad (8.4)$$

Um schließlich die Detektorverstärkung (Gain, G) zu bestimmen, wird für verschiedene Anteile R der beiden GEM-Spannungskonfiguration der verstärkte Strom I_{det} sowie der Dunkelstrom an der Auslese gemessen. Dies ist am Beispiel der GEM-Standardkonfiguration in Abbildung 8.2 gezeigt.

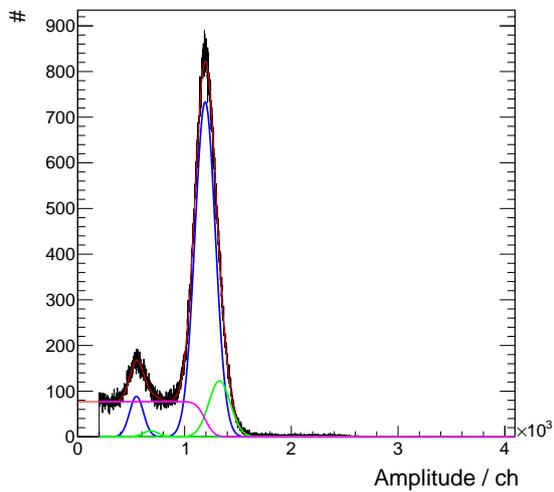
Der Gain lässt sich nun mithilfe des Ionisationsstromes durch

$$G = \frac{I_{\text{det}}}{I_{\text{ioniz}}} \quad (8.5)$$

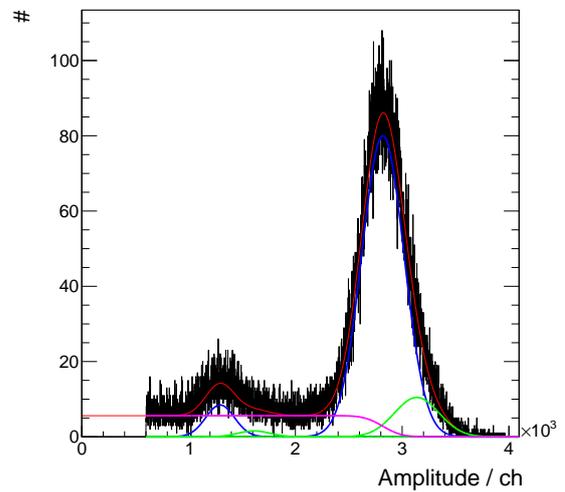
berechnen, wobei I_{det} der vom Detektor gemessene Strom und I_{ioniz} der aus den Spektren abgeleitete Ionisationsstrom nach (8.4) ist. Es soll nicht unerwähnt bleiben, dass die in Abbildung 8.1 gezeigten Messungen (a) **ohne** und (b) **mit** einem Quellenkollimator aufgenommen wurden, weshalb sich die relativen Anzahlen der unvollständigen Ereignisse und damit die Amplituden des Untergründe unter-

⁴(a) ohne Kollimator: $s = (4.460 \pm 0.016) \frac{\text{eV}}{\text{ch}}$, $E_0 = (426 \pm 19) \text{eV}$;

(b) mit Kollimator: $s = (1.896 \pm 0.012) \frac{\text{eV}}{\text{ch}}$, $E_0 = (406 \pm 32) \text{eV}$



(a) ^{55}Fe , 94% der Benutzerkonfiguration



(b) ^{55}Fe , 89.5% der Standardkonf. mit Kollimator

Abbildung 8.1.: ^{55}Fe -Spektren in Ar/CO₂(90/10) bei verschiedenen GEM-Spannungskonfigurationen nach 8.2. Aufgetragen sind Detektionsereignisse gegen MCA-Amplitude in Kanälen (ch).

Konfiguration	Benutzer	Standard
$E_{\text{drift}} / \text{V cm}^{-1}$	400	400
U_{G1} / V	360	400
$E_{\text{TF1}} / \text{V cm}^{-1}$	3113	3750
U_{G2} / V	340	365
$E_{\text{TF2}} / \text{V cm}^{-1}$	3113	3750
U_{G3} / V	300	325
$E_{\text{ind}} / \text{V cm}^{-1}$	3113	3750

Tabelle 8.2.: Standardkonfiguration von GEM-Spannungen und Transferfeldern nach [59] und benutzerdefinierte Konfiguration. Entsprechende Messungen in Abbildungen 8.1 und 8.3 dargestellt.

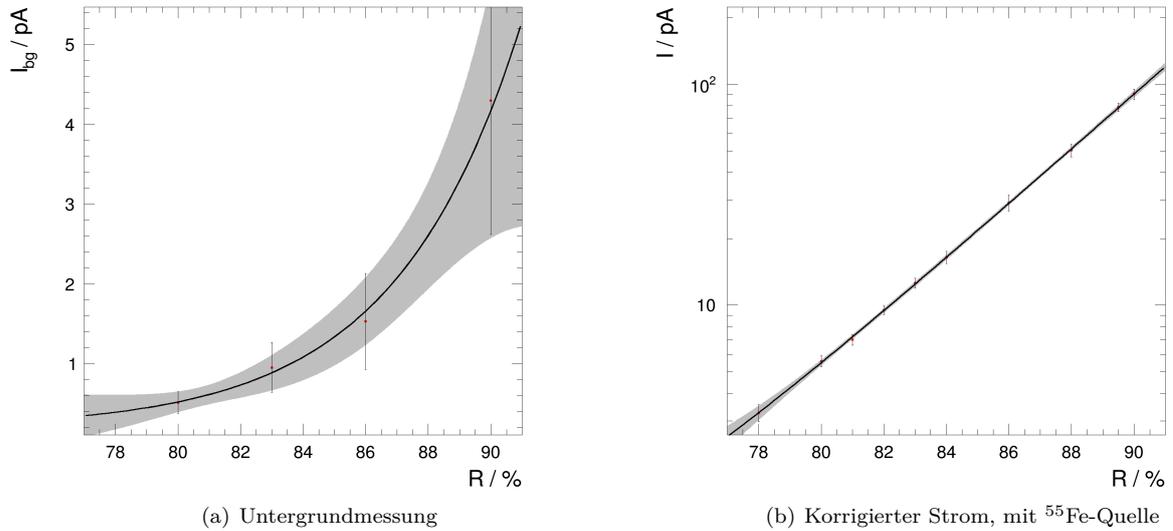


Abbildung 8.2.: Strommessungen an der Auslese in Abhängigkeit vom Anteil R der Standardkonfiguration nach [59] bzw. Tabelle 8.2 als Vorbereitung für die Gain-Bestimmung der sTPC. Die Stromuntergrundmessung zeigt, dass es eine nichtlineare Abhängigkeit zu R gibt. Angepasst wurde eine Exponentialfunktion mit konstantem Offset, um daraus die Korrekturen für die Ströme an der Auslese zu berechnen. Das Driftfeld wird ebenfalls skaliert.

scheiden. Um einen systematischen Einfluss auf die Methode der Gain-Bestimmung zu überprüfen, wird die Messung bei Standardkonfiguration (b) zusätzlich ohne Kollimator wiederholt. Dies verdoppelt näherungsweise den Anteil der unvollständigen Ereignisse. Auf die Angabe der entsprechenden Auswertungsdaten wird dabei verzichtet und, zusammen mit den Ergebnissen der zuvor beschriebenen Messungen, lediglich das Resultat in Form einer Gain-Kurve angegeben. Abbildung 8.3 zeigt dazu die zwei Resultate der bisherigen Messungen bei Standard- und Benutzerkonfiguration nach Tabelle 8.2 in rot bzw. schwarz. Dass die Verwendung eines Kollimators hierbei keinen wesentlichen Einfluss auf die Bestimmung der Verstärkung hat, zeigt die zusätzliche blaue Kurve bei Standardkonfiguration, welche innerhalb der Fehlertoleranzen deckungsgleich mit dem entsprechenden Messergebnis ohne Kollimator ist. Eine relative Halbierung der unvollständigen Ereignisse scheint demnach keinen signifikanten Einfluss zu haben, sofern die entsprechenden spektralen Beiträge korrekt berücksichtigt werden.

Vergleich mit der Simulation

Abschließend sollen die Ergebnisse des letzten Abschnittes den Resultaten der Simulation in Abschnitt 7.2 gegenüber gestellt werden. Dazu wird die oben ermittelte Gain-Abhängigkeit bei Standardkonfiguration mit der Simulation verglichen. In Abschnitt 7.2 zeigte sich, dass die Simulation in guter Übereinstimmung mit der entsprechenden Messung in [59] ist. Abbildung 8.4 zeigt die simulierte Gain-Abhängigkeit sowie die beiden Messungen. Die im Kontext dieser Arbeit durchgeführte Messung offenbart eine signifikante Diskrepanz gegenüber der Simulation, obwohl der gleiche GEM-Typ (3 Standard-GEMs) und gleiche Spannungsconfigurationen verwendet wurden. Neben statistisch bedingten Produktionsschwankungen könnten hier auch grundsätzliche Änderungen des Produktionsverfahrens infrage kommen. Womöglich fließen in die Simulation GEM-Parameter ein, die sich an GEMs aus früheren Produktionsverfahren orientieren. Es ist denkbar, dass GEMs aus dieser Zeit auch in [59] eingesetzt wurden.

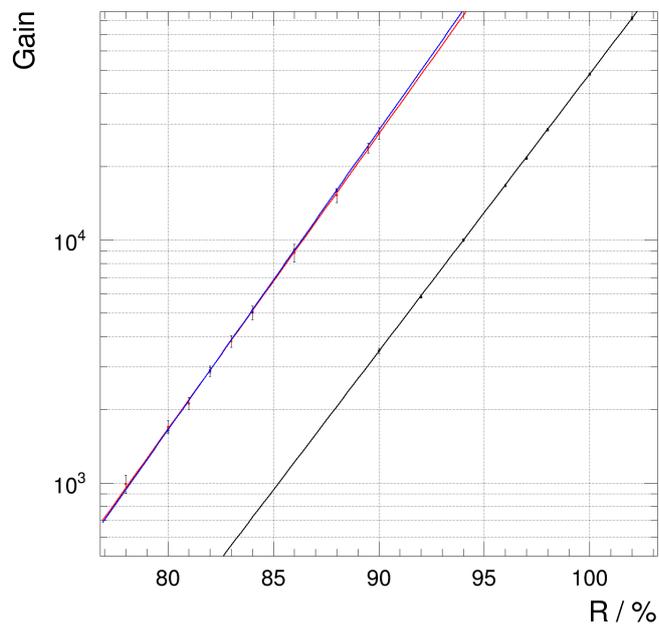


Abbildung 8.3.: Gain-Kurven für zwei verschiedene Spannungs- und Feldkonfigurationen des 3-GEM-Systems der sTPC in Ar/CO₂(90/10). Rot und blau: Standard-Konfiguration nach [59] (s. Tab. Tabelle 8.2). Hierbei wurde der Ionisationsstrom mit (rot) und ohne (blau) Quellen-Kollimator gemessen, um einen eventuellen systematischen Einfluss zu prüfen. Messung bei leicht unterschiedlichen reduzierten Temperaturen von (2.8975 ± 0.0021) mK/Pa bzw. (2.9219 ± 0.0006) mK/Pa. Schwarz: benutzerdefinierte Konfiguration nach Tabelle 8.2, gemessen ohne Kollimator bei (2.9184 ± 0.0008) mK/Pa.

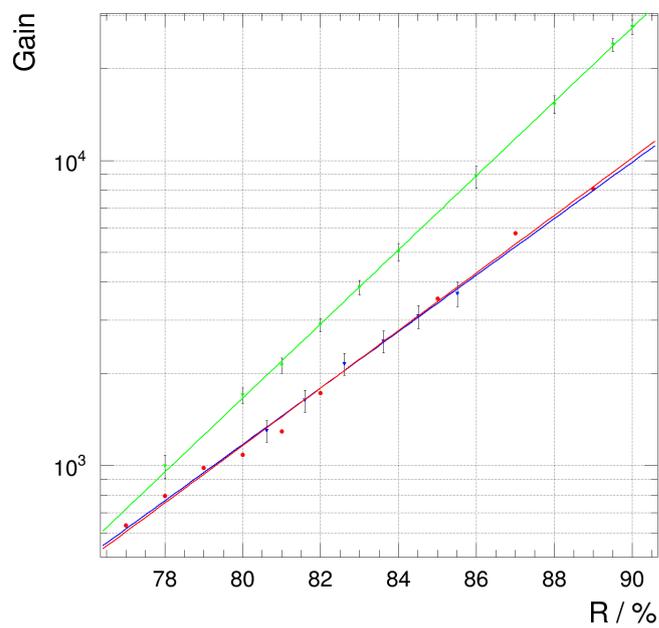


Abbildung 8.4.: Simulation und Messungen bei GEM-Standardkonfiguration. Rot: Simulation, blau: Messung aus [59], grün: Messung mit sTPC. Die Simulation ist (nach Kalibration der Amplitude) in guter Übereinstimmung mit der externen Messung. Eine Überprüfung mittels der sTPC zeigt hingegen eine deutliche Abweichung bezüglich der Steigung. Eine mögliche Begründung dafür könnte sein, dass sich die Simulationsparameter auf GEMs beziehen, welche nach älteren Produktionsverfahren hergestellt wurden.

Das Ergebnis des Vergleichs legt die Vermutung nahe, dass GEM-Parameter, die in die Simulation einfließen, im Vorhinein bekannt sein müssen, falls eine präzise Vorhersage des Gains gefordert ist. Damit sind sowohl die Einzelverstärkung als auch die Transfereigenschaften der GEM bei unterschiedlichen Spannungen bzw. Feldverhältnissen gemeint. Für eine detailliertere Behandlung dieses Themas sei auf [29] und [83] verwiesen.

8.2. Justage der Kathodenabbildung

Auf Grundlage von Ausarbeitungen der Abschnitte 3.4.2 und 7.3 wurde eine Kalibrationsphotokathode entworfen, die in dieser und den nachfolgenden Messungen mit Photoelektronen verwendet wird. Im Rahmen dieser Arbeit werden nur die Punktstrukturen (Kalibrationspunkte) der Kathode betrachtet. Diese dienen in diesem Abschnitt zur Messung von Fehljustagen der Kathode.

Um die bestmöglichen Voraussetzungen für präzise Messungen von Abweichungen mithilfe der Kalibrationskathode zu erzielen, ist es von Vorteil, zunächst mechanische Fehljustagen des Detektors zu korrigieren ebenso wie eine optimale Skirt-Spannung zu finden. Ersteres ist einerseits bedingt durch mechanische Toleranzen der Detektorbauteile sowie durch eine nicht ideal platzierte Bedampfungsmaske bei der Herstellung der Photokathode. Infolgedessen kann es sowohl zur Verdrehung (Rotation) als auch zu einer Verschiebung (Translation) der Kathode kommen. Bedingt durch den Aufbau der sTPC sind Rotationen um die z -Achse φ_{corr} und Translationen in der x - y -Ebene $\vec{r}_{\text{corr}} = (x_{\text{corr}}, y_{\text{corr}})^T$ relativ zur Padplane von Interesse.

Neben der Position spielt bei der Abbildung der Kalibrationskathode die Feldkonfiguration ebenfalls eine wichtige Rolle. Im Falle der sTPC betrifft es insbesondere das elektrische Feld in der Nähe des *Skirts*, welches den Übergangsbereich zwischen der Verstärkungsstruktur und dem Feldkäfig bildet. Erste Schritte zur Optimierung der Feldkonfiguration werden vorgenommen, indem das Skirt-Potenzial variiert und entsprechende Abbildungsverzerrungen quantifiziert werden.

8.2.1. Mechanische Ausrichtungskorrektur

Für die Ausrichtungskorrektur wird von Fehljustagen ausgegangen die sowohl eine Translation als auch eine Rotation zur Folge haben. Da Rotationen und Translationen nicht kommutieren, gelten die hier ermittelten Korrekturen nur in einer festgelegten Reihenfolge. Die hier verwendete Konvention sieht eine Korrektur vor, bei der zunächst um die zur Ausleseebene senkrechte z -Achse gedreht und anschließend in x und y verschoben wird. D.h. die korrigierte Position eines Kalibrationspunktes ist mit der Rotation φ_{corr} sowie den Verschiebungen x_{corr} und y_{corr} durch

$$\vec{r}_{\text{dot}}^{\text{corr}} = \hat{T}(x_{\text{corr}}, y_{\text{corr}}) \cdot \hat{R}(\varphi_{\text{corr}}) \cdot \vec{r}_{\text{dot}} \quad (8.6)$$

gegeben, wobei \hat{T} und \hat{R} die o.g. Abbildungen für Translation bzw. Rotation sind. Zur Quantifizierung der Fehljustage dienen orts aufgelöste Messungen mithilfe der Photokathode. Die Positionen mehrerer Kalibrationspunkte, deren relative Positionen fix sind, werden vermessen und mit den erwarteten Werten verglichen. Eine Illustration des Sachverhaltes ist in Abbildung 8.5 dargestellt. Um die Justageparameter zu finden, werden, ausgehend von den Designpositionen der Kalibrationspunkte, kleinschrittige Variationen der Rotation und Translation durchgeführt. Die Translation wird entsprechend der Konvention nach der Rotation ausgeführt. Auf Grundlage der betrachteten Kalibrationspunkte wird bei jedem Schritt die mittlere radiale Abweichung

$$\langle \Delta r \rangle = \frac{1}{n_{\text{dots}}} \cdot \sum_j^{n_{\text{dots}}} |\Delta \vec{r}_j| \quad (8.7)$$

zum gemessenen Signal der Kathode ermittelt. Die Vektoren $\Delta \vec{r}_j$ geben dabei die Abweichungen der n_{dots} individuellen Kalibrationspunkte relativ zu den erwarteten Koordinaten an.

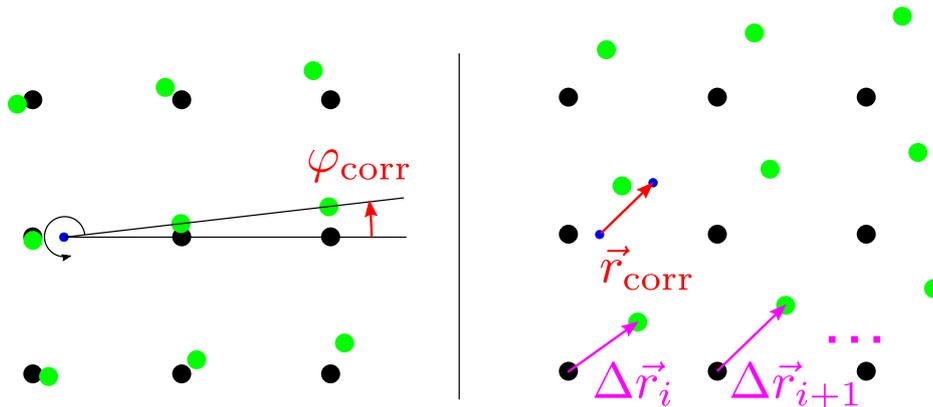


Abbildung 8.5.: Illustration zur Ausrichtungskorrektur. In schwarz dargestellt sind die Positionen nach Design. Durch Rotation um den blau dargestellten Referenzpunkt (links) und anschließende Translation (rechts), erhält man die tatsächlich gemessenen Positionen, welche in grün dargestellt sind. Neben Drehwinkel φ_{corr} und Translationsvektor $\vec{r}_{\text{corr}} = (x_{\text{corr}}, y_{\text{corr}})$ sind die Verschiebungsvektoren $\Delta\vec{r}$ zweier individueller Kalibrationspunkte dargestellt.

Als Qualitätsparameter der Ausrichtung dient also die mittlere radiale Abweichung $\langle\Delta r\rangle$, die es zu minimieren gilt. Nach der Einstellung eines Winkels wird für verschiedene Kombinationen von φ_{corr} , x_{corr} und y_{corr} die mittlere radiale Abweichung bestimmt. Der entsprechende Parameterraum ist also mit zwei Raumrichtungen und einem Rotationsfreiheitsgrad dreidimensional. Bei der Umsetzung – in Form eines Analyseskriptes – wird zunächst φ_{corr} gesetzt und anschließend das Minimum in Abhängigkeit von x_{corr} und y_{corr} numerisch oder analytisch⁵ ermittelt. Die Minimalwerte $\langle\Delta r\rangle_{\text{min}}$ sind für verschiedene φ_{corr} in Abbildung 8.6 (b) dargestellt. Die mittlere radiale Abweichung in Abhängigkeit von den Translationsparametern bei minimalem φ_{corr} zeigt Abbildung 8.6 (a).

Vor der Ausführung der Ausrichtungskorrektur sollte ein optimales Skirt-Potenzial bestimmt werden, da der Qualitätsparameter $\langle\Delta r\rangle$ grundsätzlich nicht zwischen Verschiebungen mechanischer und elektrostatischer Ursache unterscheidet. Die kombinierte Korrektur der mechanischen Ausrichtung und der Skirt-Spannung soll im Weiteren thematisiert werden.

8.2.2. Ausrichtung und Optimierung der Skirt-Spannung

Das *Skirt* bildet eine Ebene im Übergangsbereich zwischen Feldkäfig und Verstärkungsstruktur (s. Abschnitt 5.1, insbesondere Abbildung 5.1). Sie dient dazu, das elektrische Feld in diesem Bereich möglichst homogen zu halten, indem die Geometrie des Feldkäfigs an die der Auslesestruktur angepasst wird. Darüber hinaus schirmt das Skirt Störpotenziale ab, die von Hochspannungszuleitungen in der Nähe der GEMs oder von Masse- und Signalleitungen der Ausleseplatte verursacht werden. Im Falle der sTPC wird ein zylindrischer Feldkäfig an ein quadratisches GEM-System angepasst. Hierfür dient ein Blech der Stärke 1 mm mit einem entsprechenden Ausschnitt im sensitiven Bereich der TPC. Das Potenzial des Skirts liegt gemäß seiner Position zwischen dem des letzten Feldkäfigstreifens (*enlg. last strip, Abk. LS*) und dem Potenzial der ersten GEM-Folie (*GEM1, Abk. G1*). Bei korrekter Konfiguration verbessert es zwar Feldhomogenität in diesem Übergangsbereich, jedoch bleiben gewisse Restverzerrungen, welche in der Nähe des Skirtausschnittes größer sind, als im inneren Bereich der Ausleseebene. Je nach Spannungseinstellung relativ zum LS- bzw. G1-Potenzial erreicht man einen fokussierenden oder defokussierenden Effekt der Feldlinien im Driftbereich. In diesem Zusam-

⁵Für die analytische Bestimmung des Minimums kann dient die Funktion der Form $\langle\Delta r\rangle = \Delta r_{\text{rem}} + \sqrt{q \cdot [(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2] + \langle\Delta r\rangle_{\text{stat}}^2}$. Dabei sind Δr_{rem} und $\langle\Delta r\rangle_{\text{stat}}^2$ und q sowie x_0 und y_0 Anpassungsparameter. Die letzten beiden geben die Position des Minimums an.

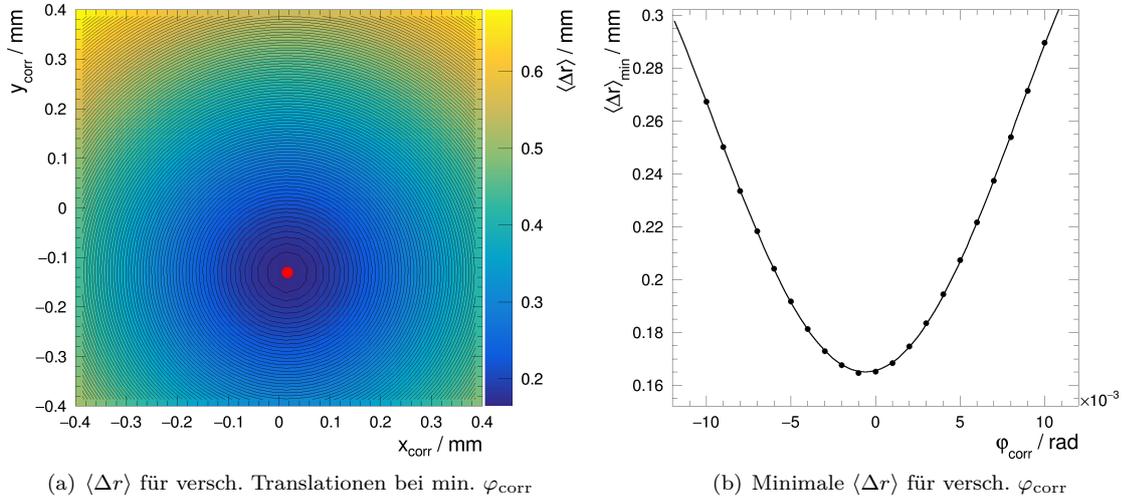


Abbildung 8.6.: Bestimmung der Ausrichtungskorrekturen mithilfe der mittleren radialen Abweichung $\langle r \rangle$. Minima durch Anpassung analytischer Funktionen ermittelt.

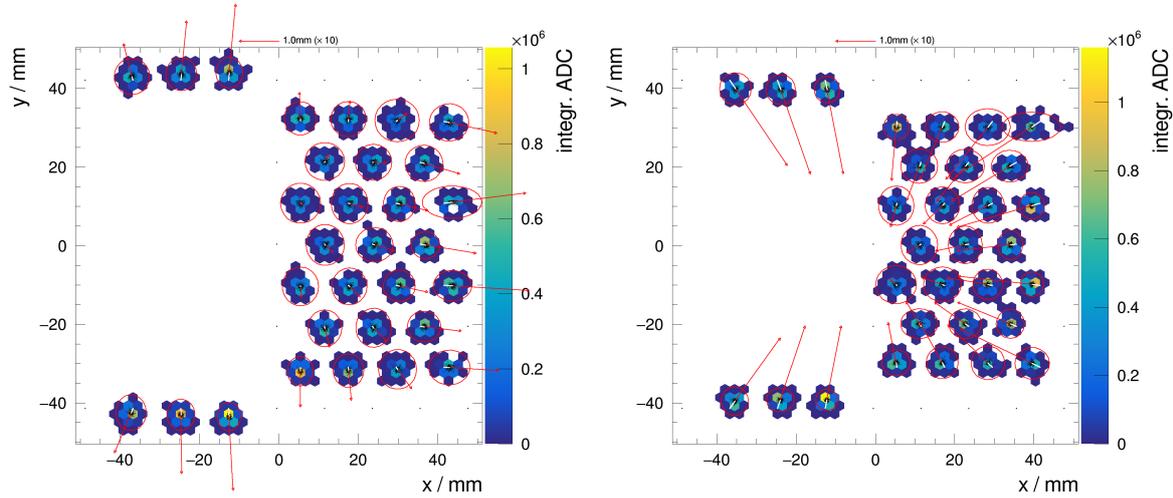


Abbildung 8.7.: Vergleich zweier Occupancies bei den extremen Skirtpotenzialen. Deutlich zu erkennen ist der fokussierende und defokussierende Effekt bei der jeweiligen Polarität. Links: $\Delta U = U_0 - 184$ V, Potenzial Richtung GEM1, Rechts: $\Delta U = U_0 + 165$ V, Potenzial Richtung LS. Systematische Abweichungen (Pfeile) und statistische RMS-Werte (Ellipsen) zehnfach vergrößert (s. Maßstab oben). Auf Grundlage von $n_{\text{evts}} = 500$ einzelnen Kabirations-Ereignissen.

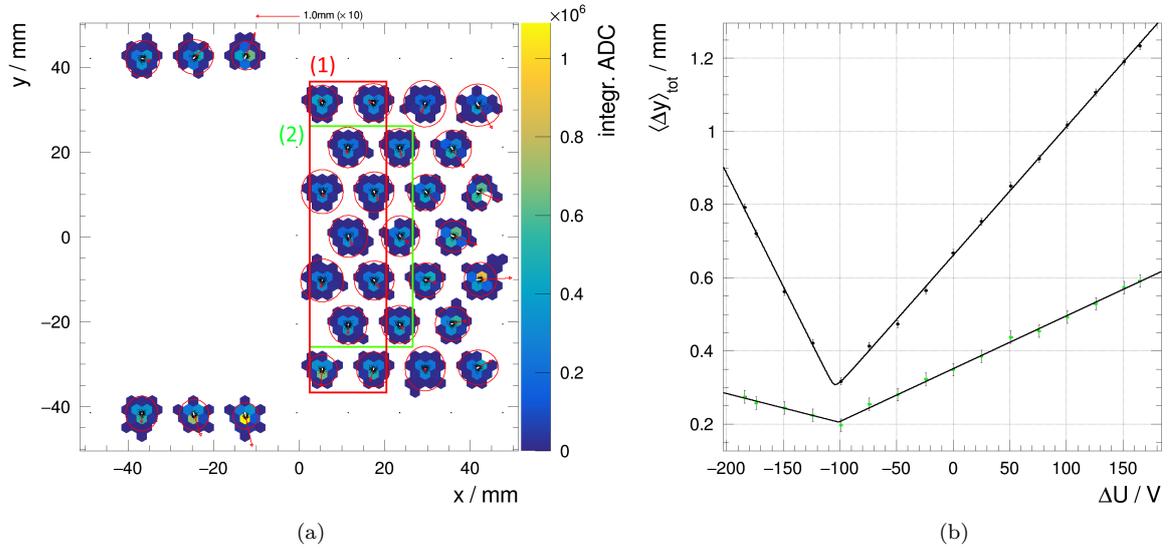


Abbildung 8.8.: (a) Occupancy von $n_{\text{evts}} = 500$ Ereignissen mit Abweichungen bei ungefährender optimaler Skirt-Spannung $\Delta U = -99 \text{ V}$ vor der Ausrichtungskorrektur. Systematische Abweichungen (Pfeile) und statistische RMS-Werte (Ellipsen) zehnfach vergrößert (s. Maßstab oben). Rekonstruierte Positionen einzelner Ereignisse dargestellt als schwarze Punkte. (b) Skirtspannungsoptimierung für alle Kalibrationspunkte (schwarz) und für Bereich 2 (grün), bezogen auf Teilabbildung (a). Diskussion der Fehler in Anhang H.1.

menhang zeigt Abbildung 8.7 die beiden extremen Situationen. Gemessen werden die orts aufgelösten Signale der Kalibrationspunkte als Summe von 500 Ereignissen. Die summierten zweidimensionalen *Cluster* werden mithilfe eines Zuordnungsalgorithmus mit den Referenzpositionen der jeweiligen Kalibrationspunkte verglichen⁶. Hier sind die Abweichungen durch einen roten Pfeil in zehnfacher Vergrößerung dargestellt. Die tatsächliche Abweichung ist in weiß darübergerlegt. Die statistischen Fehlerabschätzungen – ohne Betrachtung von Korrelationen – sind als zehnfach vergrößerte Ellipsen dargestellt.

Für verschiedene Skirt-Spannungen wird der quadratische Mittelwert der systematischen y -Abweichungen

$$\langle \Delta y_{\text{sys}} \rangle = \sqrt{\frac{1}{n_{\text{dots}}} \sum_{i=1}^{n_{\text{dots}}} |\Delta y_{\text{sys},i}|^2} \quad (8.8)$$

von allen in Abbildung 8.8 (a) gezeigten Kalibrationspunkten betrachtet sowie von denen, die sich in Bereich (2) befinden. Entsprechend bezieht sich die Anzahl der betrachteten Punkte n_{dots} auf den jeweiligen Bereich. Da das Punktmuster spiegelsymmetrisch um $y = 0$ ist, wird hier bewusst die y -Abweichung optimiert. Aufgrund der Symmetrie wird die optimale Spannung zum einen nicht durch Fehlausrichtung des Kalibrationsmusters beeinflusst. Zum anderen ist zu erwarten, dass Feldverzerrungen durch das Skirt ebenfalls spiegelsymmetrisch (um $x = 0$ und $y = 0$) sind, was in diesem Fall ebenfalls vorteilhaft ist. Bei der Minimierung von (8.8), wo die Summe der Abweichungsquadrate eingeht, würde demnach eine mechanische Fehljustage nicht zu einer falschen Optimierung des Skirtpotenzials führen. Dieser Umstand ist dem quadratischen Mittelwert zu verdanken, welcher bei

⁶Einige Kalibrationspunkte im rechten Bereich wurden aufgrund eines rauschenden Frontend-Chips nicht berücksichtigt.

betraglich gleichgroßen individuellen Abweichungen kleiner ist als bei unterschiedlich großen, auch wenn das arithmetische Mittel gleiche Werte liefert.

Abbildung 8.8 (b) zeigt, dass die minimale Spannung für zwei verschiedene Bereiche der Kalibrationskathode etwa den gleichen Wert besitzt, wenn entsprechende Symmetrie vorliegt. Für eine analoge Messung in x würden bei gegebenem Kalibrationsmuster verschiedene Positionen für das Minimum herauskommen, wenn eine Fehlausrichtung vorläge.

Sei ΔU die Spannungsdifferenz relativ zur naiven Standardspannung⁷, die aufgrund von Abständen und dem Driftfeld berechnet wird, und U_0 die optimale Spannungskorrektur. Für die Abhängigkeit zwischen Skirtspannungsdifferenz $U \equiv \Delta U - U_0$ und der y -Abweichung $\Delta y_{\text{sys},i}$ eines einzelnen Kalibrationspunkt-Signals wird ein linearer Zusammenhang⁸

$$\Delta y_{\text{sys},i} \approx c_i \cdot U \quad (8.9)$$

mit der Proportionalitätskonstante c_i angenommen. Damit gilt nach (8.8) der Zusammenhang

$$\langle \Delta y_{\text{sys}} \rangle = \sqrt{\frac{1}{n_{\text{dots}}} \sum_{i=1}^{n_{\text{dots}}} |c_i \cdot U|^2} = \sqrt{\frac{U^2}{n_{\text{dots}}} \sum_{i=1}^{n_{\text{dots}}} |c_i|^2} = \frac{C}{\sqrt{n_{\text{dots}}}} \cdot \sqrt{U^2} \Big|_{U=\Delta U - U_0}, \quad (8.10)$$

wobei C^2 die Summe der quadrierten Proportionalitätskonstanten c_i ist. Folglich ist eine Betragsfunktion zu erwarten. Da die Größe $\langle \Delta y_{\text{sys}} \rangle$ jedoch nicht entkoppelt von system- und zufallsbedingten Schwankungen sowie Justagefehlern messen lässt, muss stattdessen eine Größe

$$\begin{aligned} \langle \Delta y \rangle_{\text{tot}} &= \Delta y_{\text{rem}} + \sqrt{\langle \Delta y_{\text{sys}} \rangle^2 + \langle \Delta y \rangle_{\text{stat}}^2} \\ &= \Delta y_{\text{rem}} + \sqrt{\frac{C^2}{n_{\text{dots}}} \cdot (\Delta U - U_0)^2 + \langle \Delta y \rangle_{\text{stat}}^2} \end{aligned} \quad (8.11)$$

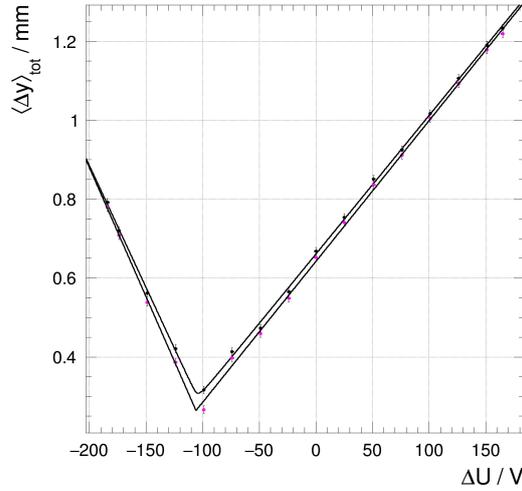
mit den Konstanten $\langle \Delta y \rangle_{\text{stat}}$ und Δy_{rem} betrachtet werden, welche den statistischen Messfehler bzw. die remanente Fehljustage und Abweichungen aufgrund von Feldinhomogenitäten verkörpern. Genau genommen, müsste Δy_{rem} in einen spannungsabhängigen und einen spannungsunabhängigen Term aufgeteilt werden, da er sensitiv auf Systematiken der Padplane sein müsste. Für hohe Anzahlen von Kalibrationspunkten mit unterschiedlichen Abweichungen sollte sich diese Abhängigkeit jedoch herausmitteln. Es zeigt sich darüber hinaus, dass für die Proportionalitätskonstante C eine Fallunterscheidung

$$C = \begin{cases} C^+ : \Delta U \geq U_0 \\ C^- : \Delta U < U_0 \end{cases} \quad (8.12)$$

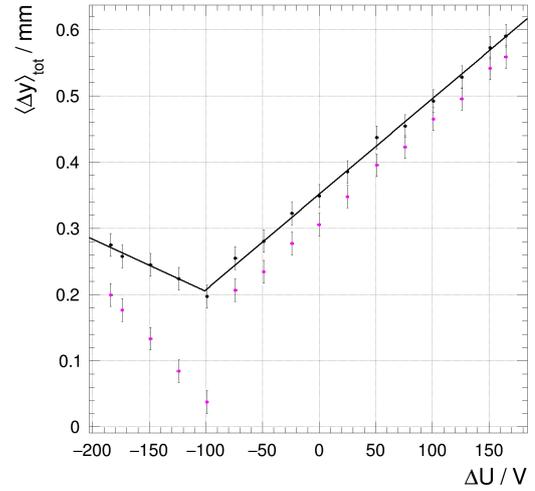
notwendig ist, da sich offenbar bei Umpolung von $\Delta U > U_0$ zu $\Delta U < U_0$ die Feldkonfiguration grundsätzlich ändert. Beispielsweise kehrt sich das Feld nicht zwangsweise in jedem Punkt um 180° um. Darüber hinaus ist eine Asymmetrie auch zu beobachten, wenn auf Grundlage der radialen Abweichungen, d.h. der Beträge, berechnet wird. Ein besseres Verständnis zu diesem Thema erhalte man mithilfe einer elektrostatischen Simulation, was nicht Gegenstand dieser Arbeit ist. Dies ist in den äußeren Bereichen, in der Nähe des Skirt-Randes, deutlicher ausgeprägt, was sich auch in der Spannungsabhängigkeit von $\langle \Delta y \rangle$ bemerkbar macht. Abbildung 8.9 zeigt, dass der Unterschied der Steigungsbeträge links und rechts von U_0 für den inneren Bereich geringer ausfällt als für den gesamten mit 31 Kalibrationspunkten.

⁷Es werden die Beträge der sonst negativen Spannungen im Detektor betrachtet: Ausleseebene $U = 0 \text{ V}$, Kathode $U = |U_{\text{cath}}|$.

⁸Ein polynomialer Zusammenhang zweiten Grades führt zu einem vernachlässigbaren quadratischen Anteil.



(a) Spannungsoptimierung 31 Punkte



(b) Spannungsoptimierung innerste 10 Punkte

Abbildung 8.9.: Optimierung der Skirtspannung: mittlere y -Abweichung gegen Skirt-Spannung ΔU für den gesamten (a) und inneren Bereich (b) des Kalibrationsmusters vor (schwarz) und nach (magenta) der mechanischen Ausrichtungskorrektur. Angepasst sind Funktionen nach (8.11). Beim inneren Bereich werden nach der Ausrichtung offensichtlich systematische Effekte deutlich, die höchstwahrscheinlich auf die Padplane-Geometrie zurückzuführen sind. Auf eine Anpassung wird in diesem Falle verzichtet.

Für die Ausrichtungsoptimierung werden Kalibrationspunkte entsprechend Bereich (1) von Abbildung 8.8 gewählt, welche in der Nähe einer vertikalen ($x = \text{const.}$) Linie im inneren Bereich liegen (s. auch Abbildung 8.10). Die Punkte sind hier aus dem selben Grund wie zuvor symmetrisch um $y = 0$ gewählt. Aufgrund der Symmetrie der Feldverzerrungen haben sie in diesem Fall keinen Einfluss auf die Ausrichtungskorrektur.

Ähnlich wie zuvor wird die mittlere Abweichung in y betrachtet und ein Minimum gesucht. Rein nach dem Anpassungsparameter U_0 in (8.11) ist die vor der Ausrichtung bestimmte Skirt-Spannung $U_0^{\text{vor,alle}} = (104.4 \pm 1.7) \text{ V}$, wenn man $\langle \Delta y \rangle$ auf Grundlage aller 31 Punkte berechnet, und $U_0^{\text{vor,innen}} = (101 \pm 11) \text{ V}$, falls nur die innersten zehn herangezogen werden. Es zeigt sich, dass das Minimum von $\langle \Delta y \rangle$ für beide Fälle etwa an der gleichen Stelle zu finden ist.

Die Ausrichtung wird auf Grundlage der Messung mit der nächstgelegenen Spannung von $\Delta U = -99 \text{ V}$ durchgeführt, wobei nur Kalibrationspunkte des Bereiches (1) nach Abbildung 8.8 (a) betrachtet werden. Der Einfluss verbleibender Verzerrungen durch das Skirt ist hierbei in x -Richtung am geringsten und in y spiegelsymmetrisch, sodass die Ausrichtungskorrektur nur minimal verfälscht werden sollte. Die Parameter der Ausrichtungskorrektur betragen so

$$\begin{aligned} \varphi_{\text{corr}}(-99 \text{ V}) &= (-0.32 \pm 0.07) \text{ mrad}, \\ x_{\text{corr}}(-99 \text{ V}) &= (-0.0006 \pm 0.0011) \text{ mm}, \\ y_{\text{corr}}(-99 \text{ V}) &= (-0.192 \pm 0.005) \text{ mm}. \end{aligned} \tag{8.13}$$

Die Fehler der Ergebnisse (8.13) wurden durch Wiederholung der Messungen mit gleicher Ereigniszahl statistisch ermittelt. Ein Vergleich der Abweichungen vor und nach der Ausrichtung ist in Abbildung 8.10 gezeigt, wo die Korrektur der gleichgerichteten Verschiebung deutlich zu sehen ist.

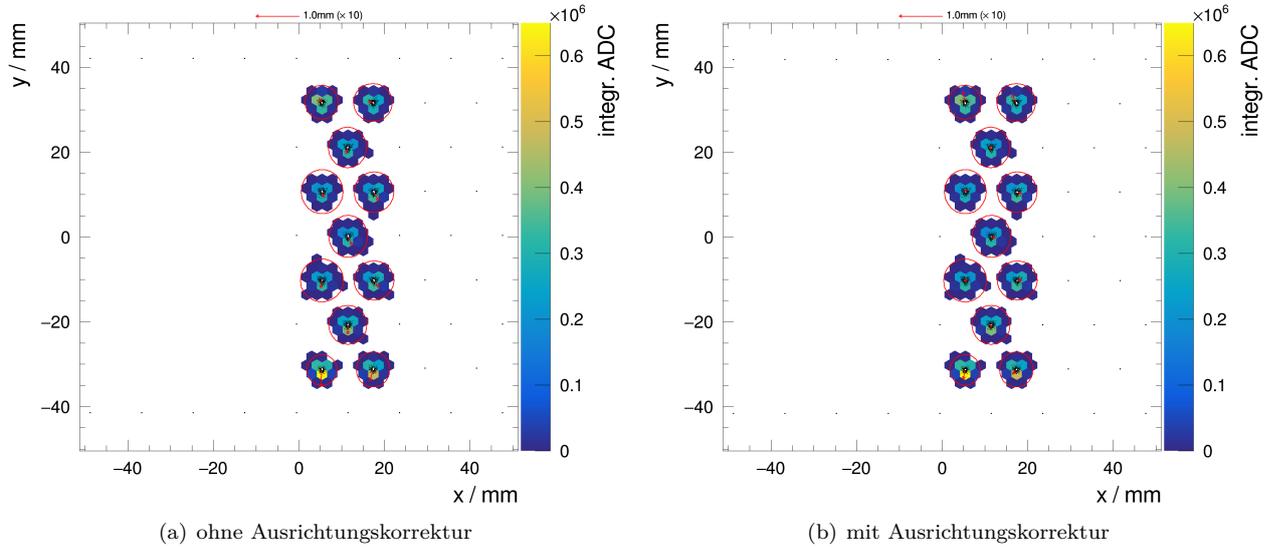


Abbildung 8.10.: Occupancy von 1000 Ereignissen mit Abweichungen vor und nach der Ausrichtungskorrektur bei zuvor ermittelter optimaler Skirtspannung $\Delta U = -74$ V. Systematische Abweichungen (Pfeile) und statistische RMS-Werte (Ellipsen) zehnfach vergrößert (s. Maßstab oben). Auf Grundlage von $n_{\text{evts}} = 500$ einzelnen Kalibrations-Ereignissen.

Da die angegebenen Fehler lediglich statistischer Natur sind, bleibt zu erwähnen, dass, theoretisch, lokale Rekonstruktionsfehler von bis zu ~ 0.1 mm möglich sind. Dies zeigen die Simulationen in Abschnitt 7.4. Dennoch ergeben sich zu (8.13) vergleichbare Korrekturparameter, wenn auf $\Delta U = -74$ V optimiert wird, obwohl die Feldkonfiguration sich hier von der bei $\Delta U = -99$ V deutlich unterscheidet. Letztendlich sind die Korrekturwerte in (8.13) zu verwenden, um eine Abbildung nach (8.6) auf die erwarteten Designpositionen anzuwenden. Die zuerst auszuführende Rotation bezieht sich auf den Bezugspunkt $(x, y) = (0, 0)$.

Eine erneute Analyse der Spannungsabhängigkeit nach der Korrektur zeigt, dass sich der remanente Anteil Δy_{rem} , wie erwartet, verringert. Dies ist auch Abbildung 8.9 zu entnehmen, wo jeweils die mittlere y -Abweichung vor und nach der Korrektur gegen die Spannung aufgetragen sind. Zudem zeigt sich, dass bei Berücksichtigung aller 31 Kalibrationspunkte, in Teilabbildung (a), die Abweichungen aufgrund der Feldinhomogenitäten dominieren. Dadurch fällt hierbei die Verbesserung im Verhältnis klein aus. Anders verhält es sich, wenn man nur die innersten zehn Punkte für die Berechnung von $\langle \Delta y \rangle$ heranzieht. Der Messpunkt minimaler mittlerer Abweichung wird wie erwartet etwa um den Betrag von y_{corr} aus (8.13) kleiner, da die Feldinhomogenitäten am Rand wesentlich weniger Auswirkung haben. Die Korrektur hat hier einen verhältnismäßig großen Einfluss auf den Offset Δy_{rem} .

Dass die Messwerte für $\Delta U < U_0$ kleiner ausfallen als für $\Delta U > U_0$ ist aller Voraussicht nach ein systematischer Effekt, welcher auf die Padplane-Geometrie zurückzuführen ist. Dieser Umstand kann mithilfe von Abbildung 8.11 verstanden werden: ausgehend von der Referenzposition eines Kalibrationspunktes hätte man im Falle einer Verschiebung $+x$ eine spiegelsymmetrische Situation für $-x$. Dies gilt aufgrund Pad-Ausrichtung nicht für Verschiebungen entlang der y -Achse, was sich durch die Schwerpunktsbestimmung in der Ortsrekonstruktion widerspiegeln könnte. Dadurch dass die mittleren Abweichungen im inneren Bereich ohnehin klein ausfallen, wird $\langle \Delta y \rangle$ womöglich sensitiv auf solche Effekte der Padplane-Granularität, was dazu führt, dass das Modell (8.11) als Anpassung ungültig wird. Die individuellen systematischen Rekonstruktionsfehler mitteln sich also nicht mehr

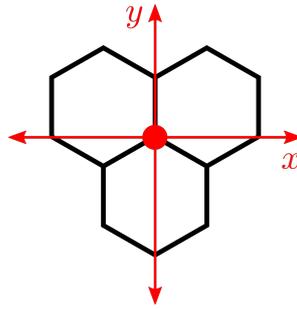


Abbildung 8.11.: Zur Symmetrie einer hexagonal segmentierten Padplane relativ zu der Referenzposition (roter Punkt) eines Kalibrationspunktes. Für Verschiebungen in x lässt sich, im Gegensatz zu Translationen in y , eine spiegelsymmetrische Situation finden. Alle Kalibrationspunkte der Photokathode sind in gleicher Weise über einem Stoßpunkt dreier Pads positioniert.

heraus, da bei $U_0 = 0$ sehr ähnliche Zustände vorliegen. Eine weitere Vermutung ist, dass sich die Anisotropie der Padplane in y , ausgehend von Symmetriepunkt B , in den Messdaten widerspiegelt. Dafür spricht, dass ein entsprechendes Verhalten für $\langle \Delta x \rangle$ nicht erkennbar ist. Dem entgegen steht jedoch die Tatsache, dass eine um $y = 0$ spiegelsymmetrische Anordnung von Punkten verwendet wird, weshalb sich dieser Effekt, zumindest im Idealfall einer 180° -Richtungsumkehrung der Inhomogenitäten, aufheben sollte. Diese Frage wird im Rahmen dieser Arbeit nicht weiter untersucht, jedoch sollte sie für weitere Investigationen nicht unbeachtet bleiben.

Auf Grundlage der Daten in Abbildung 8.9 (b) kann die optimale Skirt-Spannung nicht genauer als auf ein Intervall

$$U_0 = -99 \text{ V} .. -74 \text{ V} \quad (8.14)$$

eingeschränkt werden. Aufgrund systematischer Effekte der Padplane gilt das Modell (8.11) hier nicht mehr.

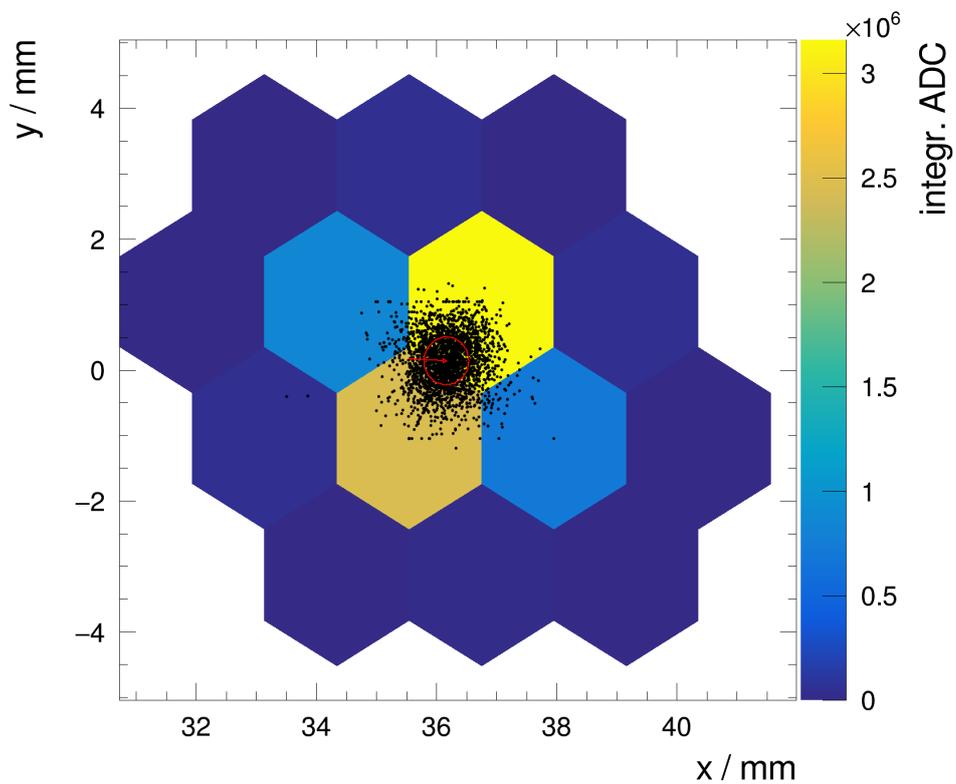
Es ist abschließend zu bemerken, dass die nach der Optimierung verbleibenden Abweichungen durch Feldverzerrungen noch reduziert werden können, indem der Abstand zwischen dem Skirt und der ersten GEM auf ein Minimum verringert wird.

Anhang H.1 prüft, basierend auf den hier durchgeführten Analysen, eine Rechtfertigung der u.a. in Abbildung 8.8 (b) dargestellten systematischen Fehler, welche mithilfe der Simulation in Abschnitt 7.4.3 abgeschätzt wurden. Ferner wird in Anhang H.2 die Gleichung (8.11) genauer untersucht, wobei insbesondere die Rollen des statistischen Terms und des remanenten Anteils geprüft werden.

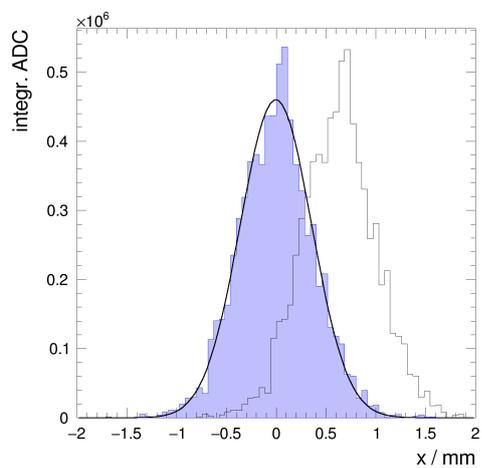
8.3. Abschätzung der statistischen Rekonstruktionsgenauigkeit

Zur Abschätzung des statistischen Fehlers bei der Rekonstruktion eines Kalibrationspunktes wird eine abschließende Analyse von Messdaten bei gegebener Detektorkonfiguration⁹ durchgeführt. Ausgehend von $n_{\text{evts}} = 2500$ Einzelmessungen werden die Positionen eines einzelnen, zufällig gewählten Kalibrationspunktes rekonstruiert und statistisch ausgewertet. Neben der *Occupancy*, auf Grundlage aller Ereignisse, sind die individuellen Schwerpunkte der Einzelmessungen in Abbildung 8.12 (a) dargestellt. Darüber hinaus zeigen die Teilabbildungen (b) und (c) Histogramme der Projektionen in x und y relativ zum Schwerpunkt der jeweiligen Verteilung. In schwarz sind hingegen die Histogramme

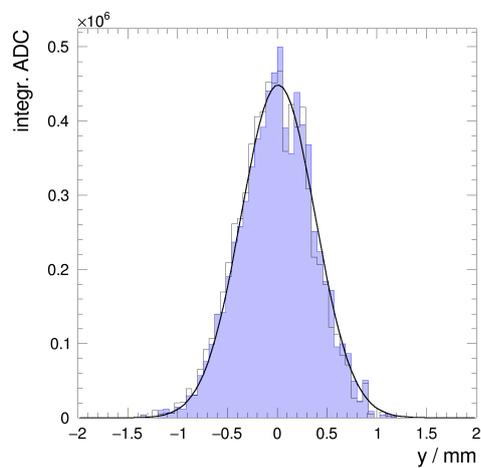
⁹Radius des Kalibrationspunktes $r_{\text{dot}} = 1.0 \text{ mm}$, Padradius $a = 1.39 \text{ mm}$, 97% der benutzerdefinierten Einstellungen nach Tabelle 8.2, Gasgemisch Ar/CO₂(90/10).



(a)



(b)



(c)

Abbildung 8.12.: (a) Occupancy und individuell rekonstruierte Positionen eines willkürlich gewählten Kalibrationspunktes auf Grundlage von 2500 einzelnen Kalibrationsereignissen. Der Versatz zur Referenzposition (roter Pfeil) kommt durch Feldverzerrungen in der Nähe des Skirts und spielt für die statistische Analyse keine Rolle. (b) und (c): Verteilung der rekonstruierten Positionen in x und y .

relativ zur erwarteten Referenzposition angedeutet, welche für diese Auswertung nicht relevant sind. Der quadratische Mittelwert der Abweichungen (RMS) und das Ergebnis der Anpassung einer Gauß-Funktion geben hier die übereinstimmenden Werte

$$\sigma x_{\text{fit}} = (0.359 \pm 0.008) \text{ mm} \qquad \sigma x_{\text{RMS}} = 0.373 \text{ mm} \qquad (8.15)$$

$$\sigma y_{\text{fit}} = (0.372 \pm 0.008) \text{ mm} \qquad \sigma y_{\text{RMS}} = 0.371 \text{ mm}. \qquad (8.16)$$

Dies spiegelt die statistischen Rekonstruktionsfehler für die vorliegende Position wider.

Um ein aussagekräftigeres Ergebnis für den Rekonstruktionsfehler zu gewinnen, werden zudem Positionen an unterschiedlichen Stellen der Padplane rekonstruiert und die Streuung der Abweichungen zu den jeweiligen Schwerpunkten untersucht. Dazu werden die beiden Ausgangslagen in Abbildung 8.7 genutzt. Hier werden die Skirt-Spannungen bewusst so gewählt, dass sie abseits des Optimums liegen. Die dabei entstehenden fokussierenden bzw. defokussierenden Feldkonfigurationen dienen dazu, dass verschiedene Rekonstruktionspositionen bezüglich der wiederkehrenden Padplane-Struktur abgedeckt werden. Die entsprechende Auswertung,

$$\sigma x_{\text{fit}} = (0.3739 \pm 0.0032) \text{ mm} \qquad \sigma x_{\text{RMS}} = 0.4119 \text{ mm} \qquad (8.17)$$

$$\sigma y_{\text{fit}} = (0.388 \pm 0.004) \text{ mm} \qquad \sigma y_{\text{RMS}} = 0.413 \text{ mm}, \qquad (8.18)$$

zeigt eine größere Diskrepanz zwischen Gauß-Anpassung und RMS-Wert, als es bei der zuvor betrachteten einzelnen Positionsrekonstruktion der Fall ist. Auch die Histogramme in Abbildung 8.13 zeigen leichte Abweichungen von einer Gauß-Verteilung. Die Stärken der statistischen Streuung sind nun etwas größer, aber dennoch mit denen des speziellen Falles in Abbildung 8.12 vergleichbar. Das zeigt der Vergleich der Ergebnisse (8.15) und (8.16) mit (8.17) bzw. (8.18). Auf Grundlage dieser Analyse kann der statistische Rekonstruktionsfehler sowohl in x als auch in y folglich mit rund 0.4 mm abgeschätzt werden.

Die Abweichungen der Verteilungen von einer Gaußfunktion sind zum einen auf die Geometrie der Padplane-Struktur und zum anderen auf die endliche Ausdehnung der Kalibrationspunkte zurückzuführen. Letzterer Effekt wird zwar durch die Diffusion weitestgehend verschmiert, jedoch sollten geringe Effekte bemerkbar sein, da die Ausdehnung der Kalibrationspunkte in der Größenordnung der Diffusionsbreite liegt. Genau genommen sollte hier eine Faltung aus einer zweidimensionalen Gauß-Funktion mit einer radialsymmetrischen Stufenfunktion, stellvertretend für die Diffusion und den Kalibrationspunkt, zu erwarten sein.

Ein Vergleich mit dem statistischen Rekonstruktionsfehler, der aus den Simulationen in Abschnitt 7.4.3 hervorgeht, zeigt eine deutliche Diskrepanz. Das Ergebnis der Simulation liegt etwa um einen Faktor vier unter dem hier bestimmten Wert. Einen Beitrag zu der Abweichung liefert ohne Zweifel die Tatsache, dass in der Simulation Kalibrationspunkte mit einem Radius von 0.8 mm verwendet wurden. Tatsächlich wurde die Kathode mit Radien von 1 mm umgesetzt. Diese Gegebenheit alleine erklärt jedoch nur einen Teil. Ein weiterer Beitrag könnte dadurch zustande kommen, dass in der Simulation alle Pads gleiche Schwellenwerte besitzen. Dieser Wert ist zwar auf die tatsächlich gemessene mittlere Rauschbreite aller Pads zurückzuführen, jedoch geht die Streuung der Rauschbreiten unterschiedlicher Pads nicht in die Simulation ein. Dies könnte einen weiteren statistischen Fehlerbeitrag zur Positionsrekonstruktion liefern.

Es sei des Weiteren darauf hingewiesen, dass in den getätigten Analysen Korrelationen zwischen x und y festgestellt werden. Die Kovarianz der in Abbildung 8.12 (a) dargestellten Rekonstruktionspunkte liegt beispielsweise bei $\sigma_{xy} = +0.0048 \text{ mm}^2$ mit einer klar positiven Tendenz. Für die Korrelationen der Messungen in Abbildung 8.13 (s. Bildunterschriften) gibt es hingegen keine eindeutige Tendenz. Möglicherweise spiegeln sich hier u.a. die verschieden ausgerichteten Feldverzerrungen (fokussierende, defokussierende Feldkonfiguration) wider. Welche Rolle die beobachteten Korrelationen für Messungen spielen, wird im Rahmen dieser Arbeit nicht weiter erörtert.

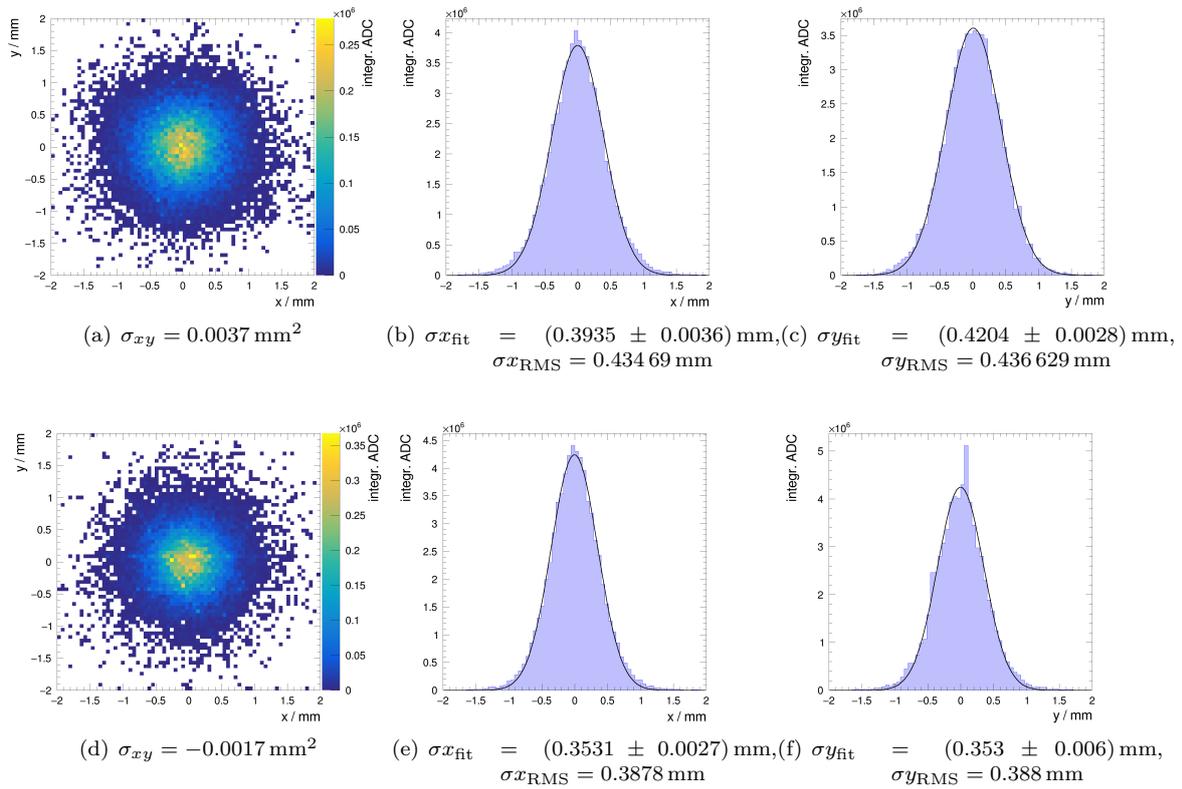


Abbildung 8.13.: Histogramme von Schwerpunktsabweichungen für die Messungen nach Abbildung 8.7. (a) bis (c): defokussierende Feldkonfiguration. (d) bis (f): fokussierende Feldkonfiguration. (a,d) Zweidimensionale Histogramme der Schwerpunktsabweichungen mit Kovarianz σ_{xy} (b,e) x -Projektionen mit Gauß-Anpassung und RMS-Wert der Verteilung. (c,f) y -Projektionen mit Gauß-Anpassung und RMS-Wert der Verteilung.

8.4. Bestimmung der Quantenausbeute

Im Folgenden wird die Quanteneffizienz von Aluminium durch zwei verschiedene Methoden unter Zuhilfenahme der Kalibrationsphotokathode (s. Abschnitte 3.4.2 und 7.3) bestimmt. Wie zuvor, werden auch hier nur die Kalibrationspunkte zur Analyse herangezogen. Bei der ersten Methode wird die mittlere Cluster-Amplitude $\langle A_{cl} \rangle$ aus einer entsprechenden Amplitudenverteilung eines Kalibrationspunktes ermittelt. Diese kann anschließend mithilfe der Empfindlichkeit Q/ADC der Ausleseelektronik und der experimentell bestimmten Detektorverstärkung G in die Anzahl der primär herausgelösten Photoelektronen umgerechnet werden. Mithilfe der gemessenen optischen Energieflächendichte lässt sich daraus die Quanteneffizienz bestimmen. Der zweite Ansatz nutzt die statistische Natur des photoelektrischen Prozesses aus, welcher einer Binomialverteilung folgt. Hier werden solche Messbedingungen gewählt, dass die Wahrscheinlichkeit p_0 , kein Elektron herauszulösen, einen endlichen Wert hat. Mit der optischen Energieflächendichte am Orte des betrachteten Kalibrationspunktes kann daraus ebenfalls die Quanteneffizienz bestimmt werden.

Letztere Methode erfordert eine Messkonfiguration, bei der im Durchschnitt nur einige ($\lesssim 10$) Photoelektronen Herausgelöst werden. Hierfür dient zum einen der Neutraldichtefilter *ND520A*, welcher den zur Beleuchtung verwendeten Laser um einige Größenordnungen abschwächt. Zum anderen wird bei einer hohen Verstärkung von ~ 20000 gemessen, um ein messbares Signal der wenigen Photoelektronen zu erhalten. Beide Methoden werden auf dieselbe Messreihe angewendet.

8.4.1. Abschätzung durch mittlere Cluster-Größe

Im Folgenden wird die Quanteneffizienz mithilfe der Cluster-Größe und der dazu äquivalenten Elektronenanzahl abgeschätzt. Die effektive Verstärkung des Detektors wird mithilfe einer Gain-Messung (vgl. Abschnitt 8.1) bestimmt und beträgt $G = (21\,720 \pm 330)$. Wie oben beschrieben, wird der ungewöhnlich hohe Gain¹⁰ für die in Abschnitt 8.4.2 beschriebene statistische Methode benötigt. Mithilfe der ADC-Ladungs-Kalibration $Q/ADC = (393 \pm 19) e/\text{ch}$ des AFTER-Chips aus [59] kann die Zahl der primären Photoelektronen eines einzelnen Kalibrationspunktes geschätzt werden:

$$N_{\text{phe}}^{\text{prim}} = \frac{\langle N_e^{\text{cl}} \rangle}{G} = \frac{\langle A_{cl} \rangle \cdot Q/ADC}{G} - N_{\text{phe}}^{\text{Cu}} = (3.98 \pm 0.21) \quad (8.19)$$

Dabei ist A_{cl} die Summe der ADC-Amplituden (zeitl. Maximalwerte) in einem Cluster und $\langle A_{cl} \rangle$ steht für den Mittelwert der Verteilung von Cluster-Amplituden. Darüber hinaus ist $N_{\text{phe}}^{\text{Cu}} \approx 0.00034$ die geschätzte Anzahl¹¹ der Hintergrundelektronen pro Laserpuls, welche von der Kupferkathode stammen. Die Korrektur kann in diesem Fall vernachlässigt werden.

Zur Bestimmung der mittleren Cluster-Amplitude wird das entsprechende Histogramm durch eine modifizierte Poisson-Verteilung

$$P_\lambda(x) \mapsto C \cdot P_{\alpha\lambda}(\alpha x), \quad \text{mit } x \equiv A_{cl} \text{ und } \lambda \equiv \langle A_{cl} \rangle, \quad (8.20)$$

angepasst, wobei $P_\lambda(x)$ die kontinuierliche Poissonverteilung des ROOT-Frameworks¹² mit dem Erwartungswert $\lambda \equiv \langle A_{cl} \rangle$ ist. Die Skalierungsfaktoren C sowie α der modifizierten Verteilung werden benötigt, um die Funktion an die gegebenen Daten anpassbar zu machen. Daten und Fit-Funktion sind in Abbildung 8.14 dargestellt. Die Anpassung liefert den Mittelwert

$$\lambda \equiv \langle A_{cl} \rangle = (220.1 \pm 3.4) \text{ ch} \quad (8.21)$$

¹⁰Messungen mit geringer Verstärkung ~ 1000 und höherer optischer Intensität ergeben vergleichbare Endergebnisse.

¹¹Berechnungsgrundlage: Fläche von drei Auslesepedas abzüglich der Fläche des Kalibrationspunktes: $A \approx 41 \text{ mm}^2$, Quanteneffizienz: $QE_{\text{Cu}} \approx 8.60 \times 10^{-11}$ nach Messergebnis (3.50), Energieflächendichte: $\frac{dE}{dA} \approx 86 \times 10^9 \frac{\text{GeV}}{\text{mm}^2}$ entsprechend der Position des Kalibrationspunktes.

¹²TMath::Poisson(), s. <https://root.cern.ch/doc/v608/namespaceTMath.html>

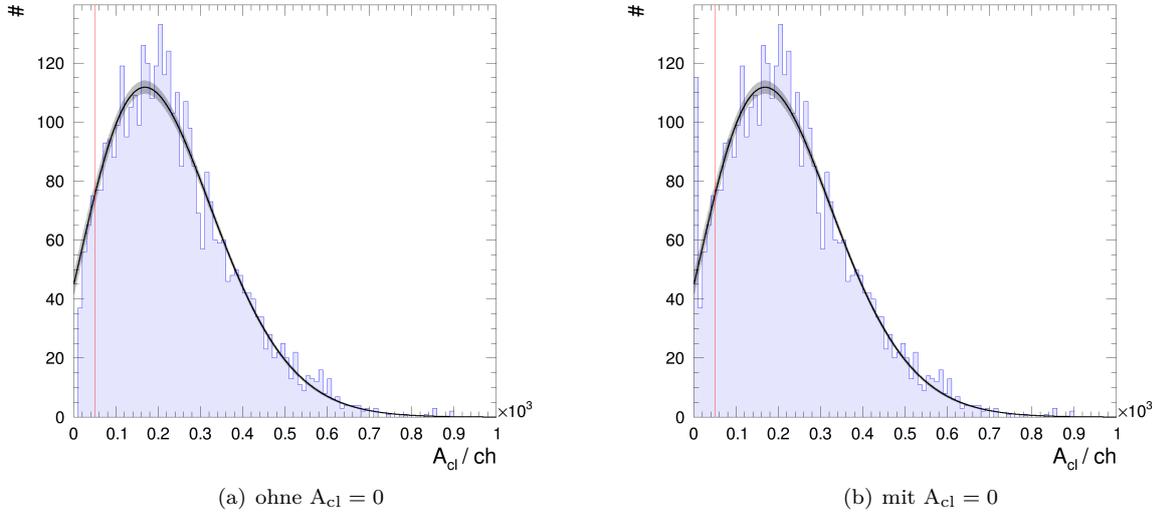


Abbildung 8.14.: Verteilung von Cluster-Amplituden (in ADC-Kanälen) und Anpassung einer modifizierten Poisson-Verteilung zur Abschätzung eines Mittelwertes $\langle A_{cl} \rangle$. Das 1σ -Konfidenzintervall der Anpassung ist als graues Band dargestellt. Bins bei $A_{cl} < 50$ ch (rote Linie) werden bei der Anpassung nicht berücksichtigt, da hauptsächlich hier aufgrund der Detektionseffizienz systematisch kleinere Einträge zu erwarten sind. Die bei $A_{cl} \approx 0$ extrapolierte Anpassung wird für die Abschätzung von Ereignissen mit 0 Elektronen verwendet, welche auf die Detektionseffizienz zurückzuführen sind (s. Abschnitt 8.4.2).

Zum Berechnen der Photonenzahl sind an erster Stelle die Energieflächendichte¹³ am Orte des betrachteten Kalibrationspunktes

$$\begin{aligned} \frac{dE}{dA}(x_{\text{dot}}, y_{\text{dot}}) &= (86 \pm 5) \times 10^9 \frac{\text{GeV}}{\text{mm}^2} \\ (x_{\text{dot}}, y_{\text{dot}}) &= (35.54, 0.17) \text{ mm} \end{aligned} \quad (8.22)$$

sowie die Größe des Kalibrationspunktes $A_{\text{dot}} = \pi r_{\text{dot}}^2 \approx 3.14 \text{ mm}^2$ notwendig. Zudem sind die abschwächenden Elemente zu berücksichtigen. Hier wird ein Neutraldichtefilter ND520A verwendet, der die Lichtintensität so weit abschwächt, dass die richtige Messbedingung für die Auswertungsmethode des nachfolgenden Abschnittes 8.4.2 herrscht. Eine photoelektrische Messung mithilfe der sTPC und einem pA-Meter in Abschnitt 4.2 liefert einen zusätzlichen Faktor $T_{\text{ND}} = (1.86 \pm 0.30) \times 10^{-5}$. Für die Feinabstimmung wird der Hauptabschwächer auf einen zusätzlichen Transmissionswert von $T_a(13.6^\circ) = (0.275 \pm 0.020)$ justiert. Mit der Photonenergie $E_{\text{ph}} = 4.66 \text{ eV}$ des Lasers sowie der Fläche eines Kalibrationspunktes erhält man die geschätzte Zahl der auftreffenden Photonen

$$N_{\text{ph}} = \frac{\left(\frac{dE}{dA}\right)}{E_{\text{ph}}} \cdot A_{\text{dot}} \cdot T_{\text{ND}} \cdot T_a(13.6^\circ) = (3.0 \pm 0.6) \times 10^5 \quad (8.23)$$

Damit kann schließlich die Quanteneffizienz durch

$$\text{QE}_{\text{clust}}^{\text{Al}} = \frac{N_e}{N_{\text{phe}}} = (1.34 \pm 0.26) \times 10^{-5} \quad (8.24)$$

¹³Fehler nach Angabe in Abbildung 6.24 (a) auf 6% geschätzt. Fehlerbeiträge quadratisch addiert.

berechnet werden. Zur Bestätigung des Ergebnisses wird die Quanteneffizienz im nächsten Abschnitt mithilfe eines statistischen Ansatzes bestimmt, wobei die Auswertung auf Grundlage derselben Messreihe stattfindet.

8.4.2. Statistische Abschätzung über die Binomialverteilung

Ergänzend zu der Auswertung wird die Quantenausbeute mithilfe einer statistischen Methode ermittelt. Davon ausgehend, dass der photoelektrische Effekt einer Binomialverteilung unterliegt, wird aus den Messdaten die Wahrscheinlichkeit dafür extrahiert, bei gegebener Anzahl von Photonen, kein einziges Photoelektron zu herauszulösen. Eine hohe Detektorverstärkung $\gtrsim 10000$ ist notwendig, damit das Signal der mittleren Anzahl herausgelöster Photoelektronen oberhalb der Detektionsschwelle liegt.

Da die primären Photoelektronen im GEM-System vervielfacht werden und damit bei der Statistik des auszulesenden Signals eine Faltung mehrerer Verteilungen vorliegt, kann die Binomialverteilung nicht einfach aus den Messdaten des Cluster=Amplitudenspektrums in Abbildung 8.14 abgeleitet werden. Stattdessen kann aus den gemessenen Daten die Wahrscheinlichkeit dafür gewonnen werden, bei gegebener Anzahl auftreffender Photonen, null Photoelektronen aus dem Material zu extrahieren. Diese Größe sei mit p_0 bezeichnet.

Die Binomialverteilung (B.5) besitzt für genügend kleine Erwartungswerte $n \cdot p$ eine endliche Wahrscheinlichkeit bei dem Wert null, was in diesem Zusammenhang bedeutet, dass kein Elektron ausgelöst wird. Der Erwartungswert der Binomialverteilung ist das Produkt aus der Anzahl an auftreffenden Photonen N_{ph} und der Quanteneffizienz QE, d.h. $n \cdot p \equiv N_{\text{ph}} \cdot \text{QE}$. Die Wahrscheinlichkeit dafür, dass kein Elektron ausgelöst wird ist nach (B.5)

$$\begin{aligned} B_{n,p}(0) &= \binom{n}{0} p^0 (1-p)^{n-0} \\ &= (1-p)^n =: p_0. \end{aligned} \quad (8.25)$$

Mit $n \equiv N_{\text{ph}}$ und $p \equiv \text{QE}$ kann die Quanteneffizienz folglich aus dem Wahrscheinlichkeitswert p_0 für 0 Elektronen ermittelt werden

$$\text{QE} = 1 - p_0^{\frac{1}{N_{\text{ph}}}}. \quad (8.26)$$

Die Zahl der Ereignisse N'_0 ohne Detektionssignal kann für einen Kalibrationspunkt durch einfaches Zählen bestimmt werden. Mit der Gesamtzahl gültiger Ereignisse N_{evts} ist $p'_0 = N'_0/N_{\text{evts}}$ die Wahrscheinlichkeit dafür, ein Ereignis ohne Detektionssignal zu finden. Der Wert ist an dieser Stelle jedoch verfälscht durch die Detektionseffizienz des Messsystems. Die Verstärkung eines einzelnen Elektrons unterliegt beim Durchlaufen einer GEM-Folie einer breiten Pólya-artigen Verteilung, welche endliche Werte in der Nähe von null besitzt. Zudem ist aufgrund von GEM-Transfereffizienzen (s. [29]) nicht sichergestellt, dass es jedes primäre Photoelektron bis zur nächsten GEM-Folie bzw. zur Auslese schafft. Diese beiden Gegebenheiten schlagen sich letztendlich in der Detektionseffizienz nieder. Dadurch bedingt besteht eine Wahrscheinlichkeit, dass ein Kalibrations-Ereignis mit einer Photoelektronenzahl $n_{\text{phe}} \equiv k > 0$ kein Detektionssignal erzeugt. Um ein korrektes Ergebnis zu erzielen, müssen die daraus resultierenden Ereignisse ohne Signal von den Ereignissen der Binomialverteilung ohne Photoelektronen unterschieden werden. Eine Abschätzung dafür erhält man mithilfe des Cluster-Amplitudenspektrums. Die entsprechenden Histogramme sind in Abbildung 8.14 mit und ohne signallose Ereignisse ($A_{\text{cl}} = 0$) dargestellt. Bei gegebener Histogrammunterteilung und einer Detektionseffizienz von 100% sei $N_{\text{bin}1}$ die erwartete Anzahl der Einträge im ersten Bin, einschließlich der Ereignisse mit $A_{\text{cl}} = 0$. Da das endliche Bin-Intervall ($0 \dots \Delta A_{\text{bin}}$) nicht nur Ereignisse N_0 ohne Photoelektronen zählt, setzt sich die erwartete Anzahl wie folgt zusammen:

$$N_{\text{bin}1} = N_0 + N_+. \quad (8.27)$$

Dabei repräsentiert N_+ die Ereignisse des ersten Bins mit $A_{\text{cl}} > 0$. Der erwartete Eintrag des ersten Bins wird mithilfe der Anpassung extrapoliert und an der Stelle des Bin-Mittelpunktes ($A_{\text{cl}} = 5$) ausgewertet. Die Anzahl N_+ wird bestimmt, indem Ereignisse mit $A_{\text{cl}} = 0$ nicht histogrammiert werden. Abbildung 8.14 (a) zeigt, dass in vorliegendem Fall keine Ereignisse vorliegen, was statistischen Fluktuationen geschuldet ist¹⁴. Mit den ermittelten Größen

$$N_{\text{bin1}} = (48 \pm 4), \quad (8.28)$$

$$N_+ = 0 \quad (8.29)$$

ist die Wahrscheinlichkeit dafür, kein Photoelektron zu erzeugen

$$p_0 = \frac{N_{\text{bin1}} - N_+}{N_{\text{evts}}} = (0.0120 \pm 0.0010). \quad (8.30)$$

Schließlich kann die Quanteneffizienz nach (8.26) und entsprechender Fehlerfortpflanzung¹⁵ berechnet werden:

$$\text{QE}_{p_0}^{\text{Al}} = (1.49 \pm 0.28) \times 10^{-5}. \quad (8.31)$$

Die Detektionseffizienz des Messsystems liegt unter gegebenen Umständen¹⁶ bei

$$\varepsilon_{\text{det}} = 1 - \frac{N_{\text{bin1}}^{\text{mess}} - N_{\text{bin1}} - N_+}{N_{\text{evts}}} \approx (0.9833 \pm 0.0029). \quad (8.32)$$

8.4.3. Diskussion

Mithilfe zweier verschiedener Ansätze konnte die Quanteneffizienz in den vorangehenden Unterabschnitten übereinstimmend ermittelt werden. Hier wurde zum einen die Methode über den Mittelwert der Cluster-Amplitudenverteilung (spektrale Methode) und zum anderen eine statistisch motivierte Herangehensweise (p_0 -Methode) gewählt. Beide Ansätze liefern mit $(1.34 \pm 0.26) \times 10^{-5}$ und $(1.49 \pm 0.28) \times 10^{-5}$ konsistente Ergebnisse. Abgesehen von der Photonenzahl n_{ph} haben die beiden Herangehensweisen keine direkten Überschneidungen, was sie weitestgehend unabhängig voneinander macht. Dies betrifft insbesondere den Umstand, dass die p_0 -Methode nicht auf den Parameter der ADC-Sensitivität Q/ADC [221, 59] angewiesen ist, welche im Rahmen dieser Arbeit nicht geprüft wurde und in die Berechnung der spektralen Methode eingeht.

Der Vergleich der hier übereinstimmend gefundenen Resultate zu dem Ergebnis in Kapitel 3.4, welches auf einer Messung mit kontinuierlich betriebener UV-LED basiert, zeigt eine unerwartet hohe Diskrepanz von etwa zwei bis drei Größenordnungen. Die erwartete Quantenausbeute bei Atmosphärendruck liegt auch anderen Quellen [89, 193] zufolge mit $\sim 10^{-8} \dots 10^{-7}$ deutlich tiefer¹⁷. Die mit der aktuellen Messanordnung ermittelten Werte sind sogar vergleichbar mit der Vakuumquanteneffizienz von Aluminium [194], was dafür spricht, dass gewisse Umstände die Extraktion von Elektronen begünstigen. Nichtlineare Effekte aufgrund der Laserpulsdauer (~ 6 ns) können weitestgehend ausgeschlossen werden, da sich diese auch bei den photoelektrischen Transmissionsmessungen in 4.2 bemerkbar machen müsste (s. Vergleiche in Tabelle 4.2). Eine mögliche Erklärung ist, dass sich eine Dipolschicht aus H_2O - bzw. O_2 -Molekülen an der Oberfläche gebildet hat, welche das Vakuum-Potenzial an der Oberfläche herabsenkt. Die Grundlagen dieses Effektes werden in Abschnitt 3.2.5 beschrieben. Darüber hinaus gibt es einer anderen Quelle [143] zufolge beobachtete Quanteneffizienzsteigerungen bei

¹⁴Anmerkung: aufgrund der Rauschunterdrückung werden hier per se besonders wenige Einträge erwartet.

¹⁵Durch Fehlerfortpflanzung von (8.26) ergibt sich $\Delta\text{QE} = \frac{1-\text{QE}}{N_{\text{ph}}} \cdot \sqrt{\left(\frac{\Delta p_0}{p_0}\right)^2 + \left(\ln p_0 \frac{\Delta N_{\text{ph}}}{N_{\text{ph}}}\right)^2}$.

¹⁶D.h. 97% der Spannungsconfiguration, $G \approx 22000$, $\text{QE} \approx 1.5 \times 10^{-5}$, $N_{\text{ph}} \approx (3.0 \pm 0.6) \times 10^5$

¹⁷Hier wurde $\text{Ar}/\text{CH}_4(90/10)$ statt $\text{Ar}/\text{CO}_2(90/10)$ verwendet. Der Einfluss verschiedener Gasgemische auf das Extraktionsverhalten von Photoelektronen wurde im Kontext dieser Arbeit nicht untersucht.

geringfügigem Kontakt von Photokathodenmaterial mit Luftfeuchtigkeit. Dieser Effekt wird in Abschnitt 3.2.6 im Zusammenhang mit Photokathodenschutzfilmen erwähnt. Für das weitere Studium des photoelektrischen Effektes, sollte darauf geachtet werden, dass die Exposition der Photokathode bezüglich Sauerstoff und Wasser unter möglichst kontrollierten Bedingungen stattfindet.

Letztendlich sei erwähnt, dass sich die Luftexpositionszeiten der beiden verglichenen Photokathoden unterscheiden. Während es bei der Kathode der sTPC einige Tage bei Reinraumbedingungen waren, wurde die verglichene Photokathode vor der Messung mehrere Monate gewöhnlicher Umgebungsluft ausgesetzt. Dennoch entspricht die Messung der stärker exponierten Photokathode den Literaturwerten.

8.5. Kalibration der Driftgeschwindigkeit

Um die z -Komponente¹⁸ eines Ereignisses in der TPC bestimmen zu können, wird die ab dem Trigger-Zeitpunkt gemessene Driftzeit verwendet. Mithilfe der (konstanten) Elektronendriftgeschwindigkeit v_{drift} kann die Position durch

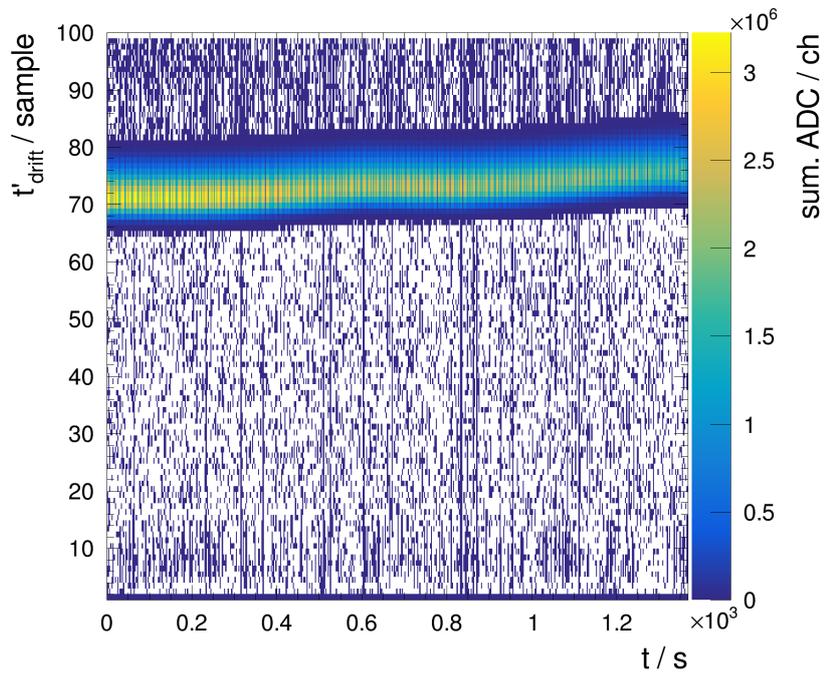
$$z = v_{\text{drift}} \cdot t_{\text{drift}} \quad (8.33)$$

berechnet werden. Voraussetzung für eine genaue Ortsmessung ist dabei eine präzise Kenntnis der Driftgeschwindigkeit des Gases. Sie hängt von der Zusammensetzung sowie von Druck, Temperatur und elektrischem Feld ab (s. Abschnitt 2.2.3).

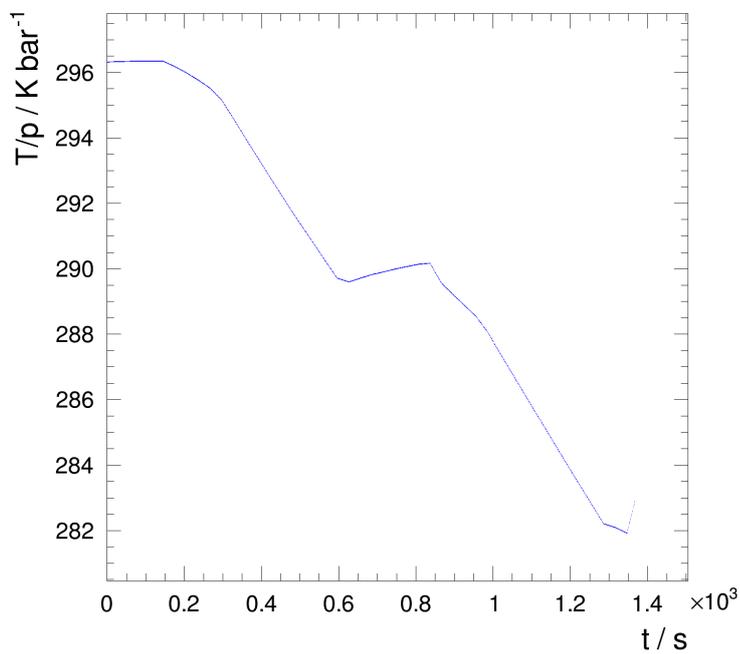
Als abschließende Messung, wird eine Kalibration der Driftgeschwindigkeit mithilfe der sTPC vorgenommen, um druckbedingte Änderungen während einer Messung korrigieren zu können. Dies wird in Form einer Driftzeitmessung von photoelektrisch erzeugter Elektronen umgesetzt, während eine Variation des Druckes erfolgt. Dazu wird der Laser bei einer festen Pulsfrequenz betrieben und zu jedem Puls das zeitlich aufgelöste photoelektrische Signal der Kathode gemessen. Wie zuvor, basiert die Frontend-Elektronik auf dem AFTER-Chip [219, 222], der hier insbesondere für das *Sampling* – d.h. für die zeitliche Auflösung – benötigt wird. Überdies ist das hier verwendete Datenakquisitionssystem analog zu dem in [59]. Das Trigger-Signal des Lasers dient als Zeitreferenz für den Start der Datennahme. Infolge des Trigger-Signals beginnt das Herausschreiben zeitlich aufgelöster TPC-Daten. Nach der Zeit sortiert, liegen die Daten zunächst für jedes Pad in einem *kapazitiven Array* der Frontend-Chips vor und werden daraufhin von einem externen ADC digitalisiert. Durch einen einstellbaren Puffer können auch Daten herausgeschrieben werden, die zeitlich vor der Ankunft des Trigger-Signals liegen. Dies kann genutzt werden, um Verzögerungen, z.B. durch das Trigger-Kabel, zu kompensieren. Die Sampling-Frequenz beträgt bei der Messung $f_{\text{samp}} = 19.44$ MHz, was einer Zeitgranularität von $t_{\text{samp}} = 51.44$ ns entspricht. Als Driftdistanz wird der Designabstand $d_{\text{drift}} = 100$ mm zwischen Kathode und GEM1 verwendet, weshalb die Zeit der zusätzlichen Elektronendrift im GEM-System in Form einer Korrektur berücksichtigt werden muss. In einer Analyse werden die Signale aller Pads ab dem Trigger-Zeitpunkt von der Datenakquirierung (DAQ) aufgenommen und anschließend aufsummiert. Für die Messung wurde ein elektrisches Driftfeld von $|\vec{E}| = (378.7 \pm 0.1)$ V/cm verwendet.

Abbildung 8.15 (a) zeigt ein Histogramm der zeitlich abgetasteten Detektorsignale bei verschiedenen Messzeiten. Aufgetragen sind summierte ADC-Kanäle gegen die unkorrigierte Driftzeit t'_{drift} und den Zeitpunkt der Messung t . Die Zeit ist hier noch in Einheiten von *Samples* angegeben. Bei näherungsweise konstanter Temperatur wurde der Druck während der Messung um etwa 60 mbar erhöht und gleichzeitig wurden sowohl Druck als auch Temperatur unmittelbar am Gasauslass der sTPC gemessen. Das Verhältnis der beiden Größen ist in Teilabbildung 8.15 (b) dargestellt. In der Driftzeitmessung (a) repräsentiert das entstandene Band die Antwortsignale des zum Sampling verwendeten AFTER-Chips zu verschiedenen Messzeitpunkten. Erkennbar ist, dass diese Änderung von

¹⁸Gewöhnlich antiparallel oder parallel zur Driftrichtung.



(a)



(b)

Abbildung 8.15.: (a) Histogrammierte ADC-Kanäle aufgetragen gegen den Zeitpunkt der Messung t und die unkorrigierte Driftzeit t'_{drift} . Bei näherungsweise konstanter Temperatur wurde der Druck während der Messung um etwa 53 mbar erhöht, was direkte Auswirkungen auf die Driftzeit hat. Temperatur und Druck wurden während der Messung für die weiteren Analysen aufgezeichnet. Das Verhältnis ist in (b) dargestellt.

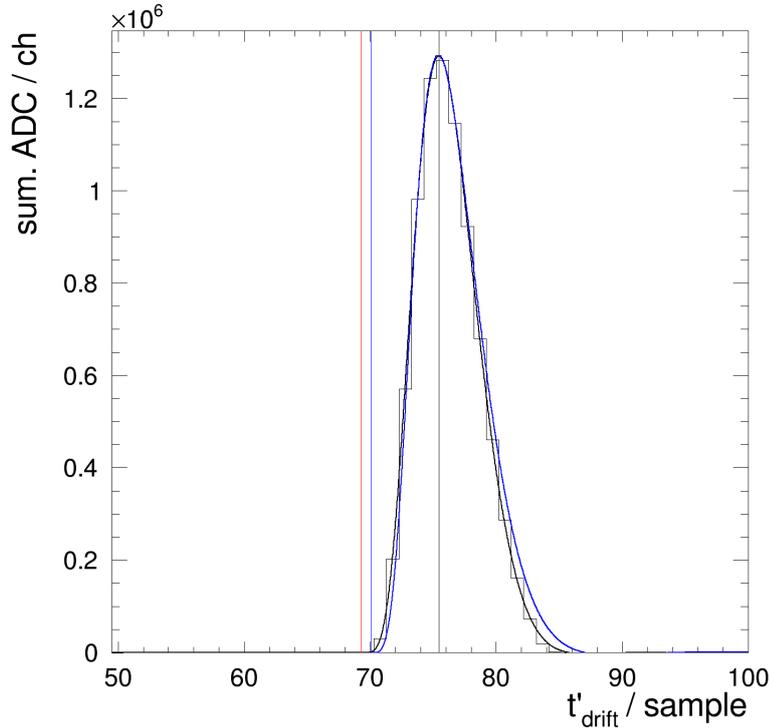


Abbildung 8.16.: Exemplarische Projektion des zehnten t -Bins von Abbildung 8.15 mit Anpassung der Antwortfunktion (schwarz) nach Gleichung (B.17) und simulierter Antwortfunktion (blau) [223] ($\tau_p = 200$ ns, $\tau_i = 50$ ns). Die vertikalen Linien zeigen die Peak-Position (schwarz), den nach Simulation erwarteten Signalbeginn (blau) und den durch Jitter-Effekte verfälschten gemessenen Signalbeginn (rot).

T/p einen direkten Effekt auf die Driftzeit hat. Beispielhaft ist das gemessene Detektorsignal des zehnten Bins der Messzeit t in Abbildung 8.16 dargestellt. Zur weiteren Analyse werden die zeitlich aufgelösten Detektorsignale – d.h. die Profile in t'_{drift} – für jedes Messzeit-Bin durch die analytische Antwortfunktion $H(t - t_0)$ des AFTER-Chips nach Gleichung (B.17) angepasst. Die zusätzliche zeitliche Verschiebung t_0 – in der Abbildung durch eine vertikale rote Linie markiert – ist im Idealfall mit dem Beginn der Signalinduktion auf den Auslese-Pads zu assoziieren.

Dies geschieht sobald Elektronen die letzte Verstärkungsebene (GEM3) verlassen. Da das Trigger Control System (TCS) einen mit 38.88 MHz [224, 225] getakteten Trigger-Eingang besitzt, welcher nicht mit den Laserpulsen synchronisiert ist, kommt es zu einem *Jitter*-Effekt von ~ 26 ns, welcher, neben anderen möglichen Überlagerungseffekten¹⁹, zu einer Verfälschung des Signalbeginns führt. Aus diesem Grund wird eine simulierte Antwortfunktion (blau) [223] entsprechend der verwendeten Signalformungszeit (*engl. shaping time*) von $\tau_p = 200$ ns verwendet²⁰, um eine bessere Abschätzung für den tatsächlichen (mittleren) Signalbeginn zu erhalten. Der korrigierte Zeitpunkt wird ermittelt, indem zunächst die Maximumsposition des Signals bestimmt und anschließend die simulierte Signalanstiegszeit davon subtrahiert wird. Im Unterschied zum Zeitpunkt des Signalbeginns, ist davon auszugehen, dass die Maximumsposition unverfälscht bleibt. Der korrigierte Beginn des Signals

¹⁹Beispielsweise Driftzeitabweichungen am Rand der Padplane durch Feldverzerrungen.

²⁰Da keine Simulation für die tatsächliche Eingangssignalanstiegszeit (Induktionszeit) $\tau_i \sim 35$ ns vorliegt, wird die am nächsten gelegene mit $\tau_i = 50$ ns verwendet und auf Grundlage von Simulationsdaten bei höheren τ_i ein systematischer Fehler von $\Delta t_0 \lesssim 10$ ns auf den Beginn des Signals t_0 abgeschätzt

Verbindung	Medium	v	Δv	d / m	$\Delta d / \text{m}$	$t_{\text{corr}} / \text{ns}$	$\Delta t_{\text{corr}} / \text{ns}$
Ausbreitung Triggersignal							
Laser - TCS	RG58+NIM	-	-	-	-	+162.9	0.7
TCS - ADC	LWL	$c/1.5$	$0.009 c$	5	-	+25.00	0.33
Ausbreitung Laserlicht							
Laser - Fasereingang	Luft	c	-	0.55	0.025	-1.83	0.08
Faser	MM-Faser	$c/1.5$	-	3	0.15	-15.0	0.7
Faser - Kathode	Ar/CO2(90/10)	c	-	0.1	0.005	-0.333	0.017
Elektronendrift							
GEM1 - GEM3 (3020 V/cm)	Ar/CO2(90/10)	49.957 mm/ μs	$1.8 \times 10^{-5} \text{ m}/\mu\text{s}$	$(5.25) \cdot 10^{-3}$	-	+105.09	0.04
Total						275.7	1.2

Tabelle 8.3.: Auflistung der Ausbreitungsdistanzen von Triggersignal und Laserlicht bei gegebenen Ausbreitungsgeschwindigkeiten und daraus resultierende Signalverzögerungen inkl. abgeschätzter Fehler. Die Ausbreitung des Laserpulses vom Laser bis zur Kathode muss in dieser Rechnung negativ gezählt werden. Abkürzungen: c = Lichtgeschwindigkeit, TCS = Trigger Control System (COMPASS DAQ), RG58 = Koaxialkabel 50 Ω , NIM = NIM-Logikmodule, LWL = Lichtwellenleiter, MM = Multimode.

ist in Abbildung 8.16 durch die blaue vertikale Linie gekennzeichnet und kommt, wie erwartet, einige Nanosekunden später. Die vertikalen Linien zeigen die Peak-Position (schwarz), den nach Simulation erwarteten Signalbeginn (blau) und den durch Jitter-Effekte verfälschten gemessenen Signalbeginn (rot).

Das Trigger-Ausgangssignal des Lasers wird aus Gründen der Kompatibilität von TTL- auf NIM-Standard umgewandelt, sodass es von dem TCS des Datennahmesystems weiterverarbeitet werden kann. Dies wird mithilfe von NIM-Modulen realisiert. Um die entsprechende Signallaufzeit des Trigger-Signals zwischen Laser und TCS zu berücksichtigen, wird die gesamte Verzögerung durch Kabel und NIM-Logik mithilfe eines Oszilloskops gemessen. Darüber hinaus wird die darauf folgende Signallaufzeit im Lichtwellenleiter (LWL) zwischen TCS und ADC rechnerisch abgeschätzt. Dem gegenüber steht die Ausbreitung des Laserlichtpulses, welcher ebenfalls eine gewisse Zeit durch Gas und Lichtleiter-Faserbündel benötigt, um die Kathode zu erreichen. Die entsprechende Verzögerungszeit muss bei der Korrektur mit entgegengesetztem Vorzeichen berücksichtigt werden. Alle berücksichtigten Latenzen in diesem Kontext sind in Tabelle 8.3 aufgelistet. Die effektive Korrektur beträgt

$$t_{\text{corr}} = (275.7 \pm 1.2) \text{ ns} \quad (8.34)$$

und muss von der gemessenen Driftzeit t'_{drift} abgezogen werden. Hinzu kommt eine hardwareseitig einstellbare Pufferzeit, die u.a. dafür gedacht ist solche Trigger-Latenzen zu kompensieren. In der gegebenen Konfiguration beträgt diese Zeit effektiv²¹ $t_{\text{buf}} = 2t_{\text{samp}}$, wodurch zwei Samples vor dem Trigger-Ereignis ausgelesen werden. Die korrigierte Driftzeit ist damit durch

$$t_{\text{drift}} = t'_{\text{drift}} - t_{\text{corr}} + t_{\text{buf}} \quad (8.35)$$

gegeben. Der angegebene Korrekturwert für die Driftzeit im GEM-System gilt bei Normaldruck. Er stammt aus einer Interpolation von Daten [226], welche im Rahmen von [29] in einer Garfield++-Simulation generiert [226] wurden. Tatsächlich wurden auch die Auswirkungen der Druckschwankungen auf die Driftgeschwindigkeit für jeden Messwert individuell²² berücksichtigt.

Die beste Abschätzung der Driftgeschwindigkeit v_{drift} in Abhängigkeit von T/p ist in Abbildung 8.17 durch die blauen Datenpunkte dargestellt. Dazu wurde, wie oben beschrieben, eine simulierte Signalanstiegszeit zur Hilfe genommen. Die roten Datenpunkte beziehen sich auf den unkorrigierten Beginn der Signalinduktion. Blaue Punkte repräsentieren den korrigierten Signalbeginn und schwarze sind

²¹Hier sind bereits Chip-interne Timing-Einstellungen miteinander verrechnet worden. Einstellung der ADC-Timing-Register: 0x100D=0x0404, 0x100E=0x061, 0x100F=0x0e.

²²Die simulierte Driftgeschwindigkeiten im GEM-System wurde für jeden Messwert zusätzlich mit dem Faktor $\frac{1}{1 + \frac{\Delta p}{p}}$ multipliziert, um die Druckvariationen zu berücksichtigen. Dabei gibt Δp den Druckunterschied zum Normaldruck von 1013.25 mbar an.

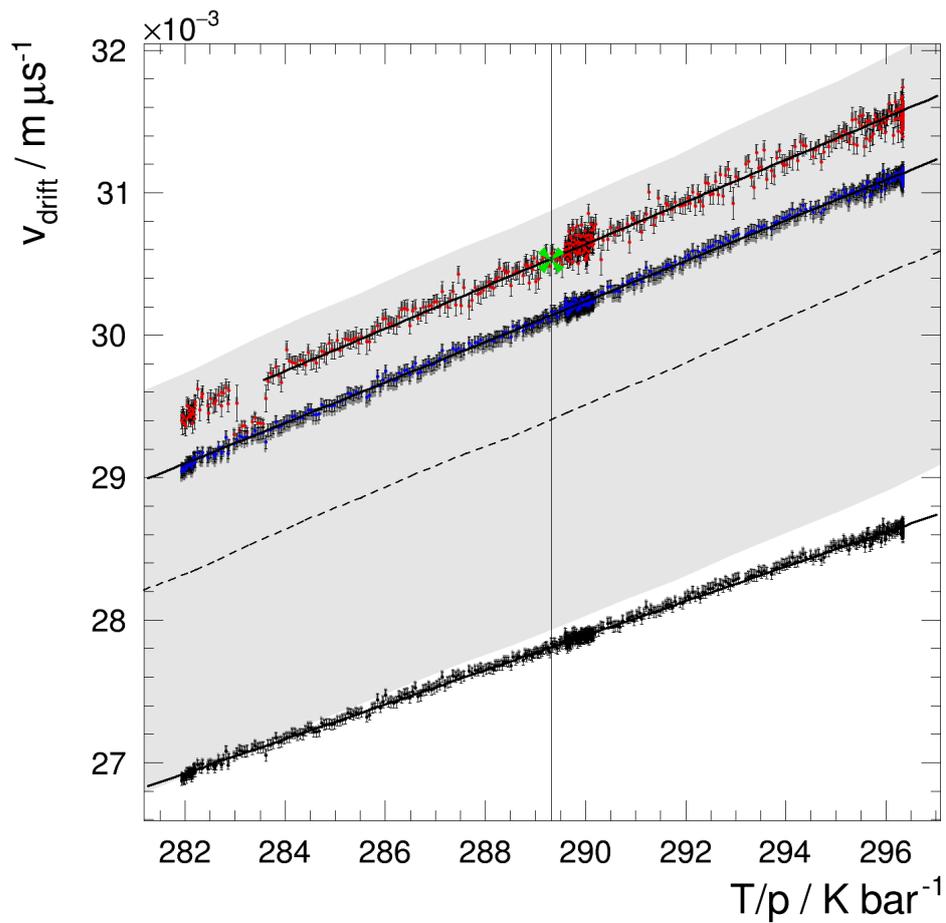


Abbildung 8.17.: Kalibration der Driftgeschwindigkeit. Farben der Datenpunkte entsprechend der vertikalen Positionsmarkierungen in Abbildung 8.16 unten. Die blauen Datenpunkte geben die Abschätzung der tatsächlichen Driftgeschwindigkeit wieder. Geschätzte systematische Fehler sind in grau dargestellt. Senkrechte Linie: Normalbedingungen, grüne Markierung: simulierte Driftgeschwindigkeit, unterbrochene Linie: konvertierte Messung nach [87] mit 5%-Fehler (hellgraue Fläche).

mit der Maximumsposition in Verbindung zu bringen (vgl. Abbildung 8.16). Mögliche systematische Abweichungen, welche alle Datenpunkte gleichermaßen betreffen, sind dunkelgrau hinterlegt. Hier fließen der geschätzte Fehler der Simulation, Toleranzen von Signalleitungen sowie unberücksichtigte Signallaufzeiten ein.

Neben den Datenpunkten finden sich in der Abbildung eine vertikale Linie, welche den Normalbedingungen bei $T = 293.15 \text{ K}$ und $p = 1013.25 \text{ mbar}$ entspricht. Die grüne Markierung gibt die interpolierte Driftgeschwindigkeit nach den o.g. Simulationsdaten [226] wieder. Darüber hinaus findet sich eine gestrichelte Linie in der Grafik. Dabei handelt es sich um aufbereitete Daten nach [87] (auch in [227]), wo die Driftgeschwindigkeit in Abhängigkeit von $|\vec{E}|/p$ experimentell bestimmt und angepasst wurde. Für die Vergleichbarkeit der Daten wurden diese in Abhängigkeit von T/p dargestellt²³. Der Fehler der Referenzdaten wird in [87] mit (5..10) % abgeschätzt.

Es zeigt sich, dass sowohl die korrigierten als auch die unkorrigierten Daten im Fehlerbereich der Referenzkurve nach [87] liegen. Hier werden die korrigierten Daten bevorzugt. Der simulierte Referenzwert scheint hingegen besser mit den unkorrigierten Daten übereinzustimmen. Für eine präzisere Auswertung sollte ein Weg gefunden werden, die geschätzten Latenzen in Tabelle 8.3 durch eine Messung zu ersetzen. Dennoch liefert die Auswertung eine gute Referenz für die Driftgeschwindigkeit bei verschiedenen reduzierten Temperaturen, welche mit den Daten der Literatur übereinstimmt.

Abschließend werden die Daten durch eine lineare Anpassung approximiert und die entsprechenden Geradenparameter ausgewertet. Für die linear genäherte Abhängigkeit der Driftgeschwindigkeit

$$v_{\text{drift}}(T/p) \approx v_0 + \underbrace{a \cdot |\vec{E}|}_{\tilde{a}} \cdot \frac{T}{p} \quad (8.36)$$

ergeben sich die Anpassungsparameter

$$\begin{aligned} v_0 &= (-10.97 \pm 0.13) \text{ mm}/\mu\text{s} \\ \tilde{a} &= (0.1421 \pm 0.0004) \text{ mm bar } \mu\text{s}^{-1} \text{ K}^{-1} \\ a &= (0.003\,752\,3 \pm 0.000\,001\,2) \text{ mm}^2 \text{ bar V}^{-1} \mu\text{s}^{-1} \text{ K}^{-1}. \end{aligned} \quad (8.37)$$

Der Wert für a ergibt sich, wenn man \tilde{a} durch das verwendete Driftfeld $|\vec{E}| = 378.7 \text{ V/cm}$ teilt.

Es sei darauf hingewiesen, dass die lineare Kalibration als Näherung bei dem verwendeten Feld sowie in dem Temperatur- und Druckbereich zu verstehen ist²⁴. Das Messergebnis kann unter genannten Voraussetzungen als Referenz für zukünftige Messungen dienen.

²³Für die Daten aus [87] wird von einer Temperatur $T \approx 20 \text{ }^\circ\text{C}$ ausgegangen. Die Daten wurden darüber hinaus mit dem hier verwendeten Driftfeld $|\vec{E}| = 378.7 \text{ V/cm}$ umgerechnet. Die Originaldaten sind in Abbildung 2.7 dargestellt.

²⁴Die Bereiche für Druck und Temperatur bei der Messung waren $p \sim (997..1050) \text{ mbar}$ bzw. $T \sim (294..295) \text{ K}$

9. Zusammenfassung und Ausblick

Die Hadronenphysik befasst sich mit Systemen, die sich aus Quarks zusammensetzen, den – aus heutiger Sicht – elementaren Bausteinen der Materie. Baryonen, wie das Proton und Neutron, bilden Systeme aus jeweils drei Quarks und weiteren verborgenen Bestandteilen, deren Wechselwirkungen untereinander es zu verstehen gilt. Ziel der Hadronenphysik ist es, die elementaren Bausteine und Mechanismen der uns umgebenden Materie zu verstehen und mathematisch beschreiben zu können. Um die inneren Freiheitsgrade des Protons oder Neutrons anzuregen, verwendet das CBELSA/TAPS-Experiment ein ruhendes Materie-Target, welches mit hochenergetischen Photonen beschossen wird. Die Abregung der so erzeugten Resonanzen erfolgt in Form eines Zerfalls, wobei verschiedene Elementarteilchen und Hadronen emittiert werden können. Um die zugrundeliegenden Freiheitsgrade zu erkennen, gilt es, die physikalischen Eigenschaften dieser Zerfallsprodukte zu vermessen. Neben der Bestimmung der Polarisierungen von Strahl und Target, ist es am bestehenden Experiment möglich, Energie und Winkel elektromagnetisch wechselwirkender Ejektile zu ermitteln. Dennoch müssen in der gegebenen Experimentkonfiguration Ereignisse aufgrund der Tatsache verworfen werden, dass sie nicht eindeutig zuzuordnen sind. Aus diesem Grund soll das Experiment um eine TPC erweitert werden. Sie bietet Zugang zu der Messung von Impuls sowie dem spezifischen Energieverlust und ermöglicht, in Verbindung mit einem Magnetfeld, eine Teilchenidentifikation. Die Folge für das Experiment ist, dass Zerfallskanäle bereits detektierbarer Reaktionen erweitert und bisher nicht detektierbare Ereignisse überhaupt beobachtet werden können (vgl. Abschnitt 1.5).

Die bislang als FOPI-TPC bekannte Spurkammer soll unter dem neuen Namen CB-TPC zunächst als Vorläufer für das CBELSA/TAPS-Experiment dienen (s. Abschnitt 1.6). Durch die Verwendung von GEM-Technologie (s. Abschnitt 2.1.2) zur Elektronenverstärkung sind, aufgrund der intrinsischen Unterdrückung des Ionenrückflusses, eine kontinuierliche Auslese der Spurkammer und hohe Ereignisraten möglich. Dennoch gelangt ein gewisser Anteil der Ionen aus der Verstärkungsstruktur ins Driftvolumen, sodass sich eine ratenabhängige lokale Raumladungszone ausbildet, die das elektrische Feld, und damit die Ortsmessung, stören kann. Darüber hinaus können mechanische Gegebenheiten des Detektors zu statischen Störungen des Feldes führen. Um derartige dynamische und statische Feldverzerrungen korrigieren zu können, müssen entsprechende Abweichungen mithilfe eines Kalibrationssystems gemessen werden, was gewisse technische Voraussetzungen erfordert. Aufgrund technischer Mängel kann der die CB-TPC im derzeitigen Zustand nur als Testdetektor und Ausgangspunkt einer neuen Revision verwendet werden. Deshalb bietet es sich an, ein Kalibrationssystem für die überarbeitete Version vorzusehen.

Ein Überblick verschiedener Kalibrationsmethoden in Kapitel 3 zeigt auf, dass eine integrale Kalibrationsmethode, die das Feld mithilfe photoelektrisch erzeugter Elektronen sondiert, einen vergleichsweise geringen Eingriff in den Detektor erfordert. Dafür wird, neben einer speziell präparierten Photokathode, ein Konzept zur Beleuchtung benötigt. Um das Materialbudget in Vorwärtsrichtung gering zu halten, bietet es sich an, die Kathode von der Ausleseebene aus zu beleuchten. Die Implementierung des Kalibrationssystems in die CB-TPC war nicht Teil dieser Arbeit. Vielmehr war die Zielsetzung, das beschriebene Kalibrationskonzept im Umfang eines kleinformigen Testdetektors zu realisieren, um die Anwendbarkeit zunächst auf kleineren Skalen zu testen. In einer Vorangehenden Recherche wurden vorerst technische Details zur Realisierung der Photokathode geprüft, wovon ferner die Wahl der Lichtquelle abhing.

Um die Einsetzbarkeit von vergleichsweise leistungsschwachen aber erschwinglichen UV-Quellen wie LEDs zu prüfen, wurde in den Abschnitten 3.2 und 3.3 eine Recherche durchgeführt. Dabei wurde geprüft, ob es einfach umzusetzende Methoden gibt, um eine Photokathode hoher Quanteneffizienz

herzustellen, die den Bedingungen bei normaler Umgebungsluft standhält. Auf Grundlage der referenzierten Quellen (s. Abschnitt 3.2.6) konnten zwar Anhaltspunkte dafür gefunden werden, dass es Möglichkeiten gibt, instabile Photokathoden durch Schutzfilme haltbarer zu machen, jedoch beschränken sich die dortigen Untersuchungen vorwiegend auf Photokathodensubstrate, deren Arbeitsbereiche bei sehr kurzen Wellenlängen $\lesssim 200$ nm liegen. Ob sich hier aktuell eine rentable Lösung (z.B. mit LEDs) finden kann, bleibt zu klären. Zudem fehlen hier noch Angaben für die Langzeitstabilität in der Größenordnung mehrerer Monate. Investigationen zu Schutzfilmen auf anderen Substraten wurden im Kontext dieser Arbeit nicht durchgeführt. Der erfolgversprechende Schutzfilm CsF konnte aus Gründen der Toxizität nicht getestet werden. Nach [144] soll er eine signifikante Steigerung der Quanteneffizienz auf Aluminium und CuI bewirken. Schlussendlich konnte keine direkte Lösung gefunden werden, die den gestellten Anforderungen genügt. Stattdessen wurde als Photokathodenmaterial Aluminium gewählt, welches eine höhere Stabilität gegenüber Luft aufweist und bereits in anderen Spurkammern zur photoelektrischen Kalibration eingesetzt wurde. Aufgrund der niedrigen Quanteneffizienz sind hierbei hohe Lichtintensitäten erforderlich, die durch einen gepulsten UV-Laser zur Verfügung gestellt werden sollten. Mithilfe einer UV-LED bei der Wellenlänge des Lasers, wurden in Abschnitt 3.4 die Quanteneffizienzen von Aluminium und Kupfer bei atmosphärischem Druck gemessen, welche mit $QE_{\text{Al}} \sim 6 \times 10^{-9}$ und $QE_{\text{Cu}} \sim 9 \times 10^{-11}$ vergleichbar zu Angaben der Literatur sind. Auf Grundlage dieser Messungen wurde eine speziell präparierte Photokathode entwickelt und hergestellt (s. Abschnitt 3.4.2).

Für die Erzeugung und die Aufbereitung des Laserlichtes wurde in Kapitel 4 ein Laser-Versuchsaufbau zustande gebracht. Neben der Möglichkeit, die Lichtintensität einzustellen, können damit, unter geforderten Laserschutzmaßnahmen, Überwachungsmessungen durchgeführt werden. Mithilfe eines Strahlaufweiters soll das Laserlicht über einen Diffusor in ein Multimode-Faserbündel eingekoppelt werden, um es zur Photokathode eines Testdetektors, der sTPC, zu leiten. Der Diffusor soll dabei helfen, eine hinreichend gleichmäßige Ausleuchtung auf der Kathodenebene zu erreichen.

Zeitgleich mit dem Laser-Setup, wurde die oben erwähnte Testspurkammer sTPC entworfen und realisiert (s. Kapitel 5). In diesem Zuge wurde eine Ausleseplatte mit einer hexagonal segmentierten Auslesefläche designt, welche für gewöhnliche 10×10 cm²-GEMs ausgelegt ist und die Installation von acht optischen Faserbündeln zulässt. Die Driftlänge des Detektors beträgt 10 cm. Ein zylindrischer Feldkäfig sorgt für ein weitgehend homogenes Feld in der Driftregion und damit für gute Ausgangsbedingungen im Hinblick auf Messungen künstlich erzeugter Feldverzerrungen.

Ein Bündel aus optischen Multimode-Fasern bildet die Verbindung zwischen Laser-Setup und Testspurkammer. Um das Licht besser auf der Kathode verteilen zu können, wurden zum einen die zur Verfügung stehenden Fasern auf acht weitere Faserbündelarme aufgeteilt, um sie mithilfe einer Gasdichtung mit der sTPC-Ausleseplatte zu verbinden. Um ein hinreichend gleichmäßige Beleuchtungsprofil am Orte der Photokathode zu erreichen, wurden die Enden der Faserbündelausgänge mit einem Schrägschliff versehen. Durch optische Brechung werden die einzelnen Lichtkegel auf die Kathode gelenkt. Zur Optimierung der Homogenität wurde ein umfassendes analytisches Modell zur Beschreibung des Beleuchtungsprofils hergeleitet (s. Abschnitt 6.1.1), sodass ein optimierter Schiefwinkel bei der Herstellung des Faserbündels berücksichtigt werden konnte. Ein anschließender Vergleich des Modells mit Messdaten von Intensitätsprofilen (s. Abschnitt 6.6) bei Verwendung zweier verschiedener Diffusoren zeigt, dass die Vorhersage für kleinere Diffusionswinkel gut mit der Messung übereinstimmt. Für Profile mit größerem Öffnungswinkel findet man jedoch signifikante Abweichungen. Wie eine vereinfachte Korrektur des Modells zeigt, könnte dafür ein Asymmetrie-Effekt verantwortlich sein, der mit dem Schrägschliff der Faser einhergeht (s. Abschnitt 6.6.2). Ein anderer oder zusätzlicher Grund könnte eine Kleinwinkelnäherung bei der Herleitung des Modells sein (s. Gleichung (6.34)). Schlussendlich können mit beiden Diffusoren akzeptable Homogenitäten bei der Ausleuchtung erreicht werden. Die maximal einstellbaren optischen Energieflächendichten pro Laserpuls, gemittelt über die Kathodenfläche des aktiven Bereiches, betragen¹ $\langle \frac{dE}{dA} \rangle_{\text{cath}} = (63.3 \pm 1.8)$ GeV/mm² mit dem sandgestrahlten Diffusor und $\langle \frac{dE}{dA} \rangle_{\text{cath}} = (32.76 \pm 0.33)$ GeV/mm² bei Verwendung des holografischen.

¹Hier ist noch ein zusätzlicher systematischer Fehler von 5 % aufgrund eines Energiesensors zu berücksichtigen.

Eine Monte-Carlo-Simulation für die Vorhersage der sTPC-Detektorantwort wurde in Form eines erweiterbaren Programms umgesetzt (s. Kapitel 7). Hier fließen neben Diffusion und Verstärkung eine ortsaufgelöste Photokathode und eine segmentierte Auslese nach dem Vorbild der sTPC ein. Zudem wird die Antwort der Ausleseelektronik in realistischer Weise simuliert. Das Programm diente zum einen zur Auslegung des Photokathodenmusters für das Kalibrationssystem und zum anderen für Studien der Rekonstruktionsgenauigkeit. Der durch die Struktur der Padplane bedingte Rekonstruktionsfehler konnte hier bei der Verwendung eines Kalibrationspunktenradius von $r = 0.8 \text{ mm}$ auf $\delta x_{\text{sys}} \approx \delta y_{\text{sys}} \lesssim 0.11 \text{ mm}$ geschätzt werden. Bei der Verwendung einer realistischen Pad-Antwort (nach Shockley-Ramo-Theorem) liegen die Werte tendenziell darunter. Die Simulation der Detektorverstärkung mit einem 3-GEM-System gibt nach der Kalibration eines Simulationsparameters ein übereinstimmendes Resultat mit Messungen aus [59]. Eine spätere Messung mit einer analogen Konfiguration der sTPC konnte das Simulationsergebnis jedoch nicht bestätigen. Hier liegt die Vermutung nahe, dass sich Simulationsparameter auf Geometrien von GEMs aus früheren Herstellungsprozessen beziehen.

Schlussendlich konnten charakterisierende Messungen mit dem Gesamtaufbau der sTPC durchgeführt werden. Zur Charakterisierung zählen mechanische und elektrostatische Justageparameter sowie die photoelektrischen Eigenschaften der Kathode und die Rekonstruktionsgenauigkeit der Auslesestruktur. Neben der o.g. Verstärkungsmessung (s. Abschnitt 8.1) wurde, auf Grundlage von Messdaten des Kalibrationssystems, ein Verfahren für die Positionskorrektur der Photokathode entwickelt (s. Abschnitt 8.2.1). Dabei können sowohl Translation als auch Rotation berücksichtigt werden. Die mechanische Ausrichtung wurde überdies kombiniert mit der Optimierung der Skirt-Spannung (s. Abschnitt 8.2.2). Hier wird die mittlere systematische Abweichung rekonstruierter Kalibrationspunktpositionen in Abhängigkeit von der relativen Skirt-Spannung betrachtet und das Minimum mithilfe einer Modellfunktion bestimmt. Durch Wiederholung der mechanischen und elektrostatischen Justagen kann für beide Optimierungsgrößen ein Optimum gefunden werden. Bei Abweichungen auf kleinen Skalen konnte darüber hinaus ein Effekt gefunden werden, welcher möglicherweise mit der Systematik bzw. Symmetrie der Padplane-Struktur zu tun hat (s. Abbildung 8.9 (b) und 8.11). Dieser Sachverhalt könnte in einer Simulation überprüft werden. Letztendlich können die Feldverzerrungen durch das Skirt-Potenzial womöglich durch eine Verringerung des Abstandes zwischen dem Skirt und der ersten GEM reduziert werden.

In Messungen zur Charakterisierung der Photokathode, wurde mithilfe der Kalibrationspunkte die Quanteneffizienz von Aluminium in zwei weitestgehend unabhängigen Methoden (mittlere Cluster-Größe und p_0 -Methode) übereinstimmend in der Größenordnung $\sim 1 \times 10^{-5}$ ermittelt (s. Abschnitt 8.4). Man findet hier eine Diskrepanz von etwa drei bis vier Größenordnungen zu der vorangegangenen Quanteneffizienzmessung mit UV-LED bzw. zu Angaben der Literatur. Die Tatsache, dass der Wert bereits in der Größenordnung der Vakuumquanteneffizienz liegt, spricht dafür, dass es sich um einen Aktivierungseffekt der Oberfläche handelt, der durch den Kontakt mit Fremdmolekülen der Umgebungsluft zustande gekommen sein könnte. Der Effekt wurde zuvor in den Abschnitten 3.2.5 und 3.2.6 thematisiert. Anknüpfende Studien zu diesem Thema sollten unter genauer kontrollierten Bedingungen durchgeführt werden, insbesondere im Hinblick auf die Expositionszeiten.

Eine Analyse rekonstruierter Positionen von Kalibrationspunkten der Photokathode konnte im Weiteren zeigen, dass die mittlere statistische Rekonstruktionsunsicherheit in x und y bei $\sim 0.4 \text{ mm}$ liegt (s. Abschnitt 8.3). Damit ist sie etwa einen Faktor von vier größer als entsprechende Ergebnisse von Simulationen. Ein Beitrag zu dieser Diskrepanz könnte sein, dass in der Simulation Kalibrationspunktradien von $r_{\text{dot}} = 0.8 \text{ mm}$ verwendet wurden, welche um 0.2 mm kleiner sind, als die der realisierten Photokathode. Eine weitere Erklärung könnte sein, dass für Abschätzungen von statistischen Fehlern keine realistische Pad-Antwort verwendet wurde. Zudem berücksichtigt die Simulation keine Streuung von Detektionsschwellen verschiedener Pads. Diese Gegebenheit eines realen Detektors sollte einen entsprechenden Fehlerbeitrag bei der Rekonstruktion liefern.

In einer abschließenden Messung und Analyse wurde eine Kalibration der Driftgeschwindigkeit durchgeführt (s. Abschnitt 8.5). In Abhängigkeit vom Detektorgasdruck konnte, mithilfe einer zeitlich aufge-

lösten Messung, die Driftgeschwindigkeit von photoelektrisch herausgelösten Elektronen der Kathode ermittelt werden. Um den Beginn der Signalinduktion besser abschätzen zu können, wurden neben einer analytischen Funktion Simulationsdaten der Elektronikantwort zur Hilfe gezogen. Die Messung ist im Rahmen der Fehler in Übereinstimmung mit Messdaten aus [87]. Der Vergleich zu Simulationsdaten [226] zeigt bedingte Übereinstimmung. Bezüglich der hier eingehenden Trigger-Latenzen ist darauf hinzuweisen, dass diese nur teilweise gemessen wurden. Verbleibende Latenzen der Größenordnung ~ 100 ns mussten rechnerisch abgeschätzt werden. Hier sollte ein Weg gefunden werden, den Trigger-Zeitpunkt zu messen.

Als weiterer Ausblick hinsichtlich der sTPC, könnten in nachfolgenden Studien künstlich erzeugte Feldverzerrungen untersucht werden. In Kombination mit Simulationen könnte man dabei ratenabhängige Modelle für eine differenzielle Betrachtung von Verzerrungen des Driftfeldes erarbeiten. Als Quelle der Raumladung durch Ionen kann dabei eine Röntgenröhre dienen. Mithilfe zweier zusätzlicher Detektoren und eines geeigneten Triggersystems könnte ein Kalibrationssystem auf Grundlage kosmischer Teilchen umgesetzt werden (Konzept s. Abschnitt 3.1.3), um solche Modelle ggf. mit Messungen zu vergleichen und darüber hinaus statische Feldverzerrungen zu vermessen. Durch die hier gezeigten Methoden zur Quanteneffizienzbestimmung (s. Abschnitt 8.4), könnten verschiedene Photokathodenmaterialien gleichzeitig auf einer Kathode getestet werden. Aufgrund ihres modularen Designs, sind auch diverse Tests und Untersuchungen von Detektorkomponenten wie GEMs denkbar. Lokale Schwankungen der Verstärkung einer GEM könnten damit studiert werden. In diesem Zusammenhang erhalte man durch die Ortsauflösung neue Möglichkeiten bei der Vermessung lokaler Aufladeeffekte nach [186].

Abbildung 9.1 zeigt, abschließend zum Thema der sTPC, eines der ersten aufgezeichneten Ereignisse mit der sTPC, worin das örtlich aufgelöste (z -integrierte) Signal eines Schauers kosmischer Teilchen zu sehen ist. Die Messung wurde in Verbindung mit einer Koinzidenzschaltung zweier Szintillatoren realisiert. Das Bild soll dabei für sich sprechen und das Potenzial der sTPC aufzeigen.

Nach verschiedenen technischen Überprüfungen der CB-TPC konnte im Zuge von [29] und dieser Arbeit das Datenakquirierungssystem der CB-TPC wieder in Betrieb genommen werden. Da das System nicht mehr zeitgemäß ist und aufgrund der begrenzten Datenraten des AFTER-Chips, sollte es für die Zukunft durch ein aktuelles System ausgetauscht werden. Als Ausleseelektronik könnte eine modifizierte Variante der Frontends dienen, welche im Rahmen des aktuellen Upgrades für ALICE [64] entwickelt wurden und auf dem SAMPA-Chip [228, 229] basieren. Als Ausblick in Bezug auf die CB-TPC, sollte der mangelhafte Feldkäfig (s. [60, 29]) in einer Revision erneuert werden. Eine modulare Photokathode wäre im Kontext eines photoelektrischen Kalibrationssystems aus praktischen Gründen wünschenswert, jedoch würde es auch mit einem höheren Materialbudget in Vorwärtsrichtung des Experimentes einhergehen. In diesem Zuge der Überarbeitung würde es sich ferner anbieten, die Ausleseseite mechanisch anzupassen, um die Installation optischer Lichtleiter zu ermöglichen.

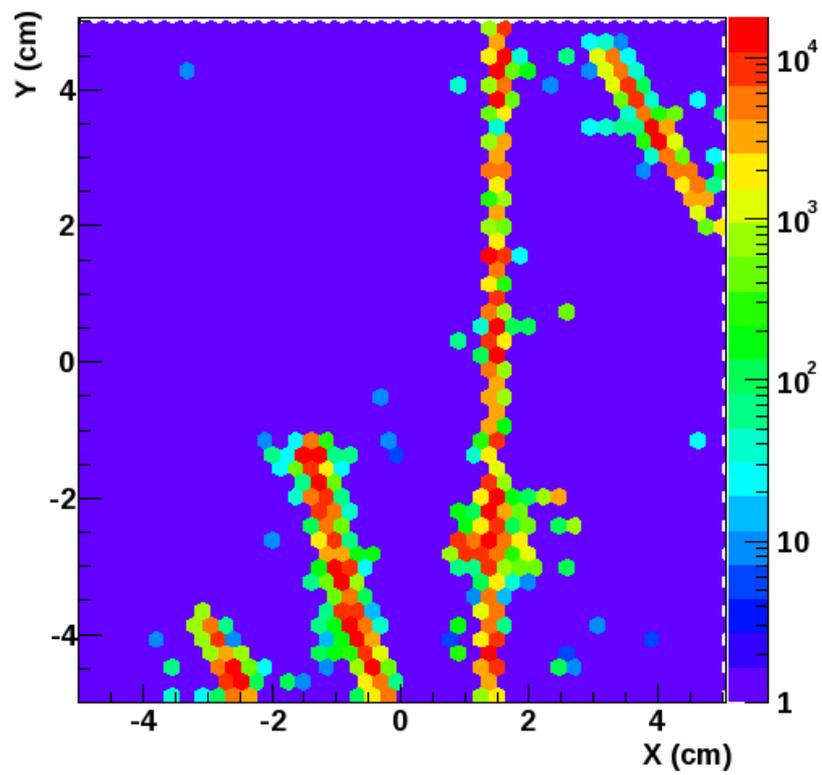


Abbildung 9.1.: Erstes Messereignis mit der sTPC. Zu sehen ist der Teil eines Schauers kosmischer Teilchen, die den Detektor passieren. Eine Koinzidenzschaltung von Szintillatoren oberhalb und Unterhalb der sTPC wurde zur Erzeugung eines Trigger-Signals verwendet.

A. Technische Angaben zur sTPC

A.1. Maße der sTPC

Im Folgenden werden die Bemaßungen der Testspurkammer sTPC in Form technischer Zeichnungen angegeben. Der mechanische und elektrotechnische Aufbau des Detektors wird ausführlich in Kapitel 5 beschrieben. In Abbildungen A.1, A.2, A.3 und A.3 werden einige wichtige Bemaßungen von Außen-, Schnitt- und Detailansichten angegeben.

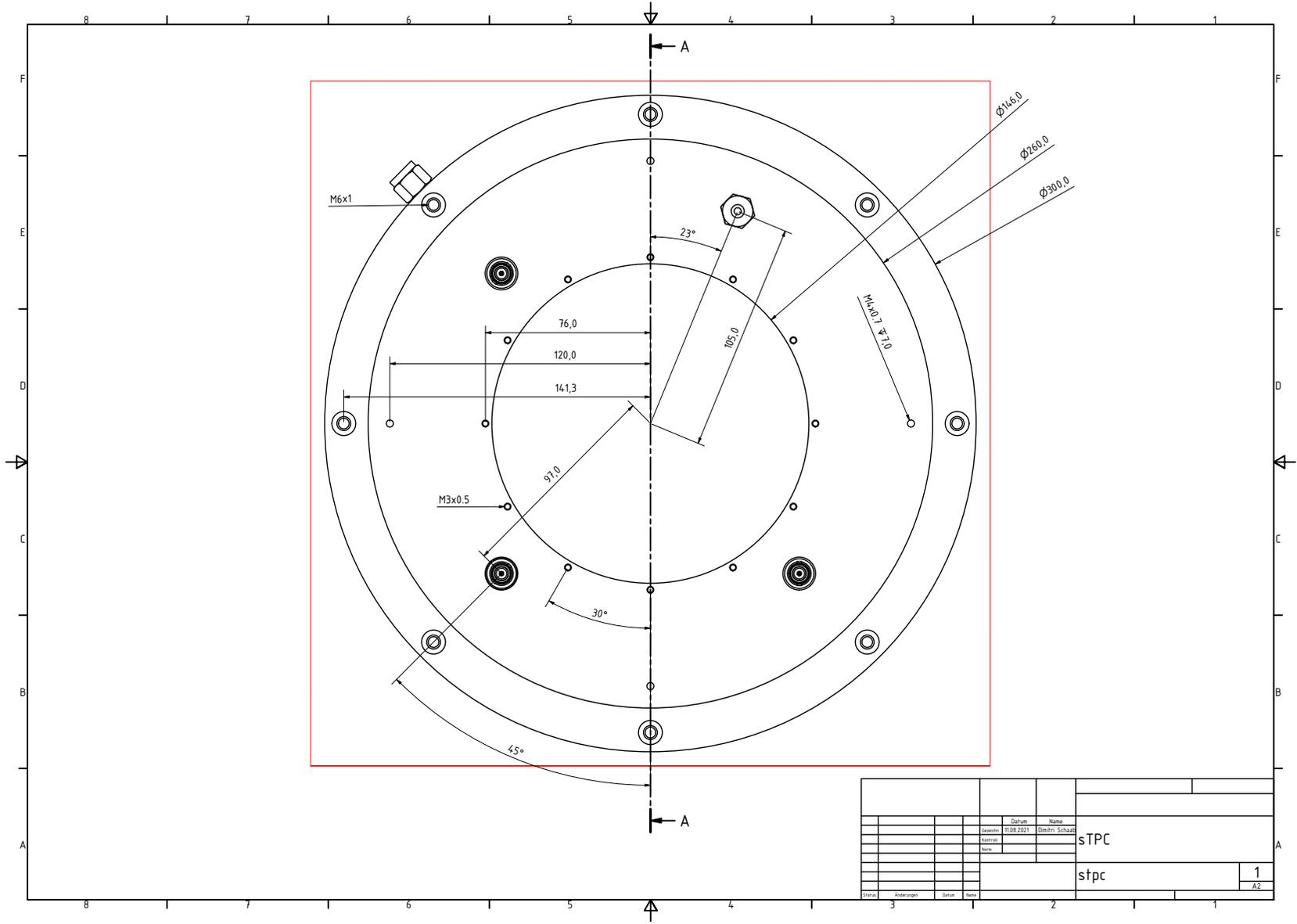


Abbildung A.1.: Technische Zeichnung der sTPC (Teilabbildung 1 von 4). Frontalansicht (Kathodenseite). Maße in mm.

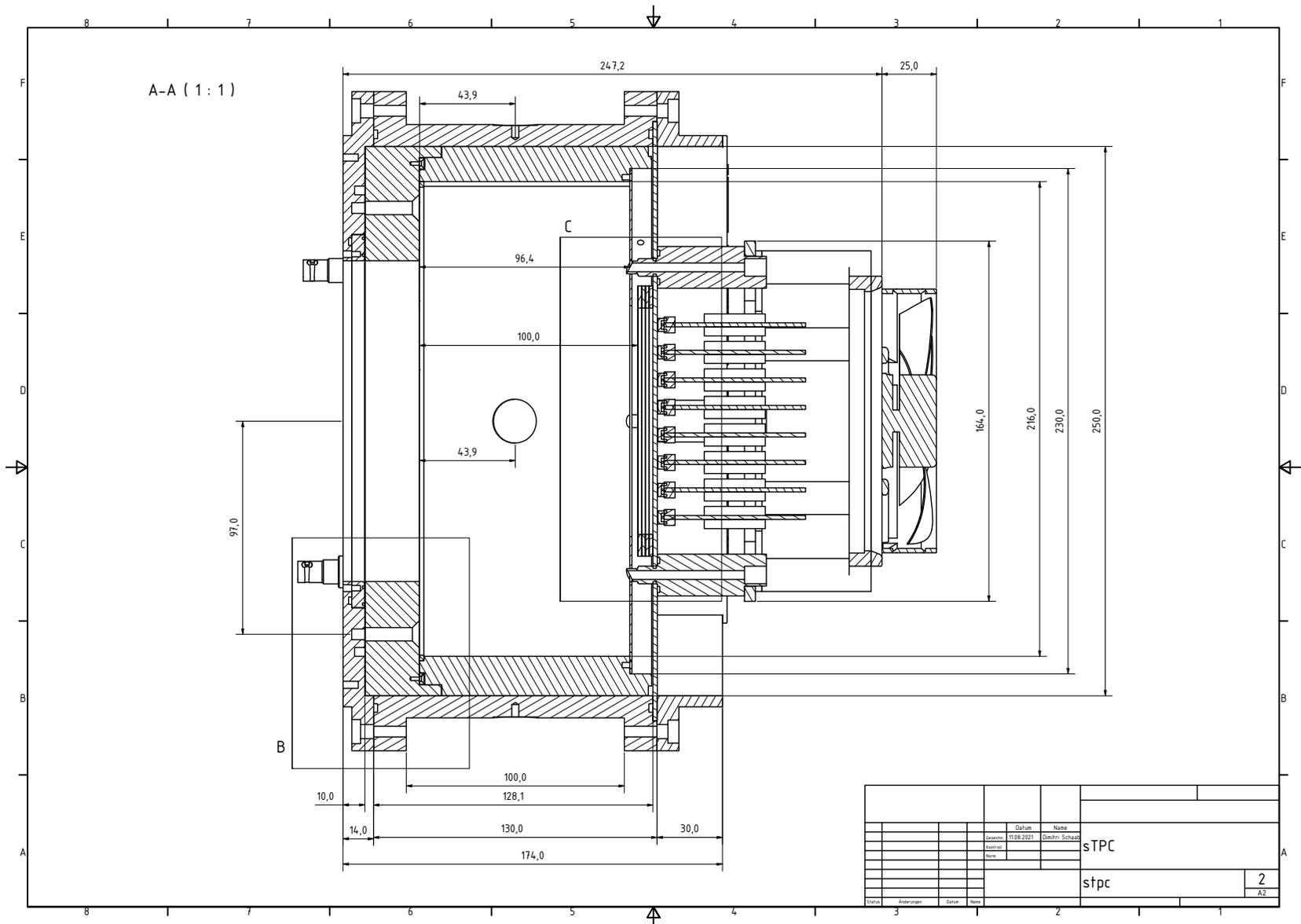


Abbildung A.2.: Technische Zeichnung der sTPC (Teilabbildung 2 von 4). Schnittansicht entlang der Schnittlinie A-A in Abbildung A.1. Maße in mm.

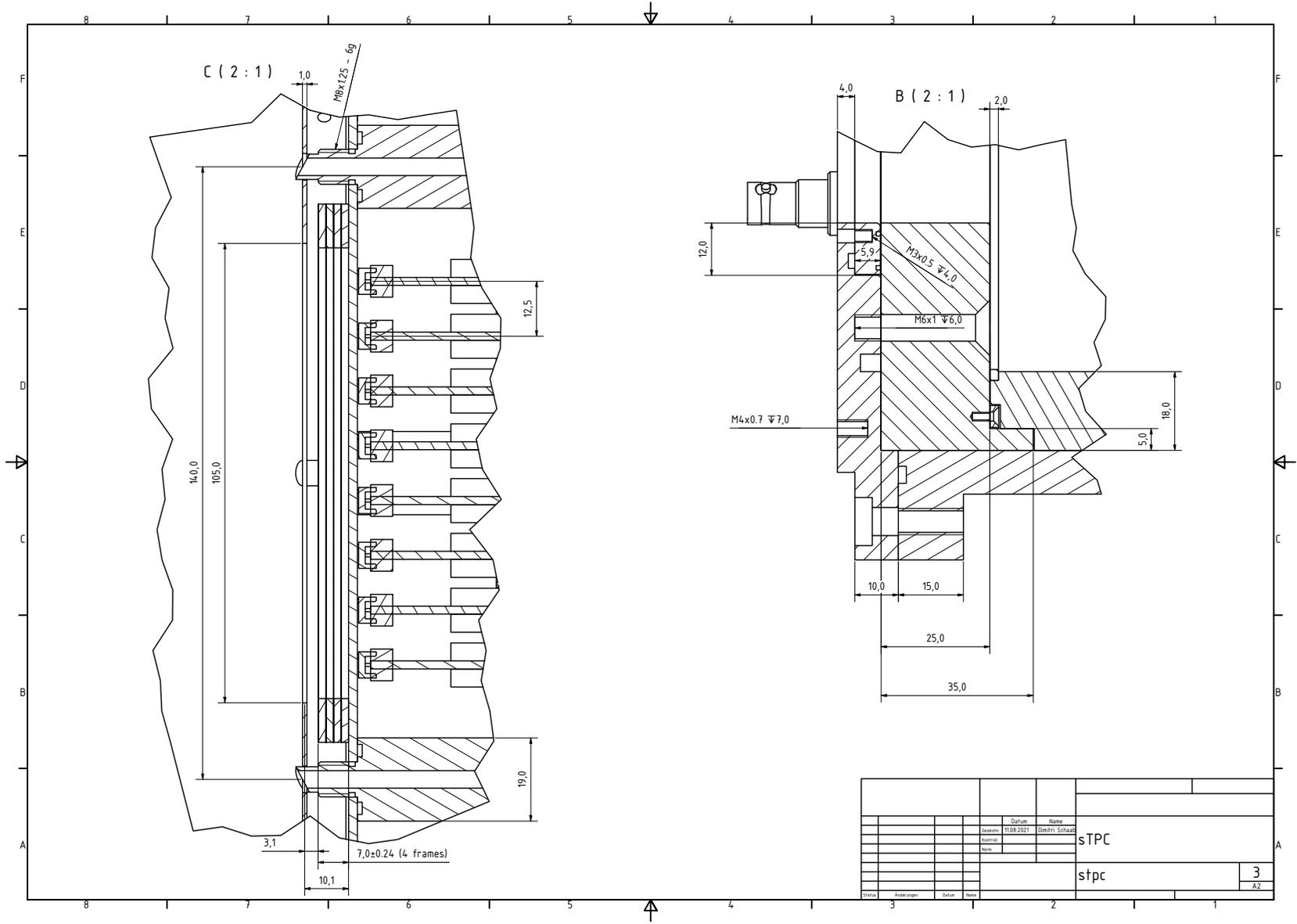


Abbildung A.3.: Technische Zeichnung der sTPC (Teilabbildung 3 von 4). Detailansichten von Bereichen B und C in Abbildung A.1. Maße in mm.

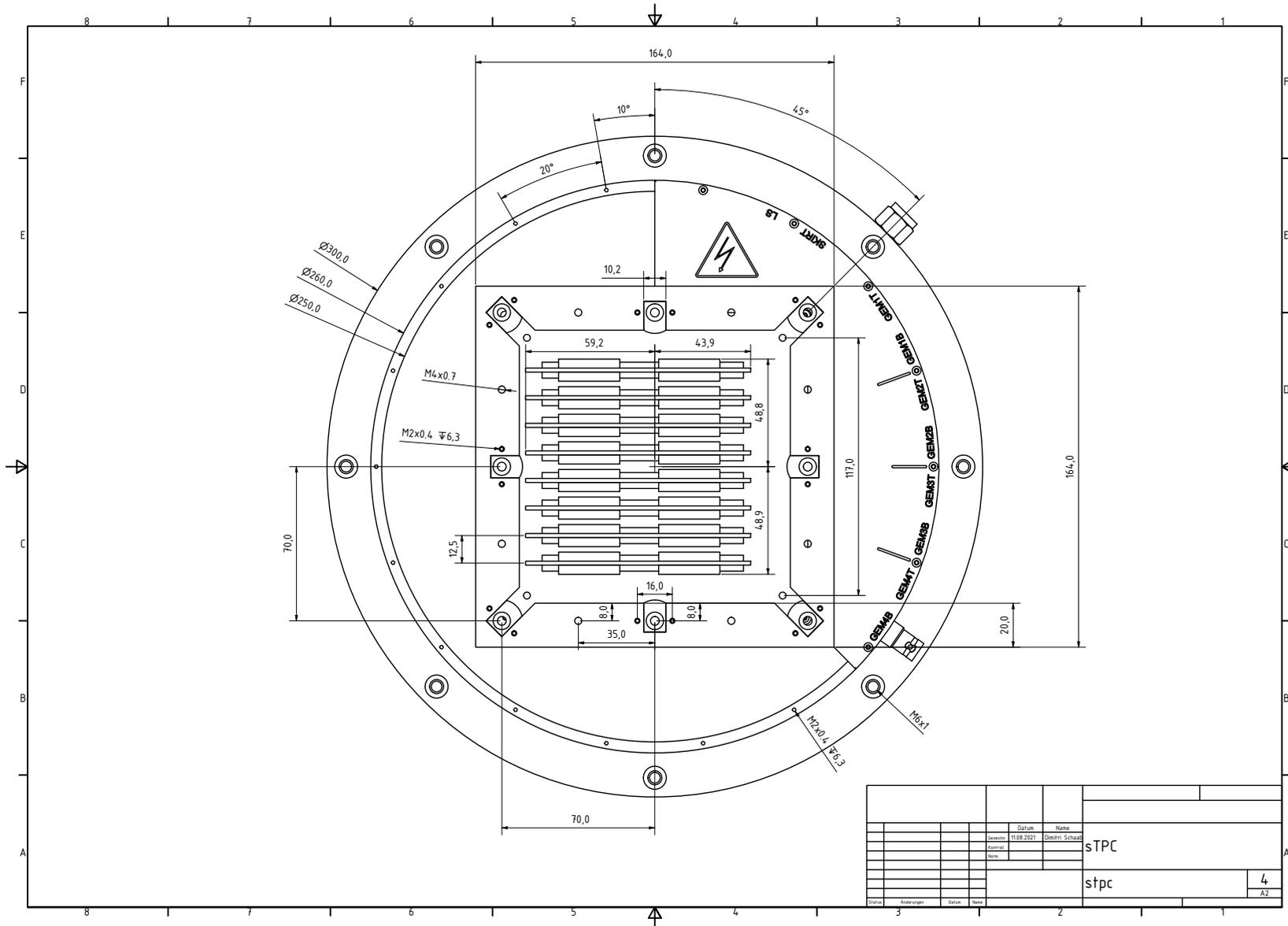


Abbildung A.4.: Technische Zeichnung der sTPC (Teilabbildung 4 von 4). Rückansicht (Ausleseseite). Maße in mm.

A.2. Widerstandskette des Feldkäfigs

Pos.	Nr.	$R/M\Omega$	$\Delta R/M\Omega$
LS	1	10.0512	0.0020
	2	10.0430	0.0023
	3	10.0522	0.0012
	4	10.05865	0.00019
	5	10.00108	0.00021
	6	10.0541	0.0007
	7	10.03793	0.00024
	8	10.05312	0.00008
	9	10.02973	0.00035
	10	10.0386	0.0005
	11	10.07677	0.00022
	12	10.0603	0.0008
	13	10.03434	0.00013
	14	10.08093	0.00028
	15	10.03337	0.00033
	16	10.0858	0.0008
	17	10.0451	0.0009
	18	10.03022	0.00027
	19	10.0643	0.0009
	20	10.00607	0.00010
	21	10.0248	0.0006
	22	10.04730	0.00025
	23	10.06240	0.00011
	24	10.0512	0.0008
	25	10.03983	0.00038
	26	10.06781	0.00014
	27	10.0740	0.0007
	28	10.05146	0.00032
	29	10.0861	0.0005
	30	10.06708	0.00023
	31	10.0326	0.0006
	32	10.05401	0.00010
	33	10.0537	0.0004
	34	10.0407	0.0004
	35	10.0853	0.0009
	36	10.05825	0.00009
KATH.	37	10.07	0.02

Tabelle A.1.: Messung der einzelnen Widerstände des Feldkäfigs. Der letzte Widerstand wurde mit einem herkömmlichen Multimeter gemessen und geht nicht in die Mittelwertsberechnung ein. Alle restlichen Widerstände mit einem hochpräzisen Multimeter gemessen.

A.3. Kleben von Fenster- und Kathodenfolien

Als Vorbereitung für den Zusammenbau des kathodenseitigen Deckels der sTPC (s. Abschnitt 5.3) müssen Fensterfolie (3) sowie Kathodenfolie (5) thermomechanisch gespannt und auf je einen Stützring geklebt werden. Hierzu sind selbsterklärende Montageanleitungen in Abbildungen A.5 bzw. A.6 zu finden.

Zum Spannen der Fensterfolie (3) wird diese zwischen zwei Ringen aus PMMA verklemmt. Dabei ist der bodenseitige Ring (A) mit Gewindestangen bestückt, die ebenfalls vorsorglich aus PMMA gefertigt sind. Die unteren Enden werden mit dem Ring verklebt und die herausragenden Gewindeteile passen anschließend genau in die Löcher der Folie, die später für Hochspannungsdurchführungen und Montageschrauben sowie den Gasauslass genutzt werden. Das Loch für den Gasauslass hat dabei einen größeren radialen Abstand vom Mittelpunkt der Folie als die anderen sieben, wodurch nur eine Orientierungsrichtung infrage kommt. Die großflächig metallisierte Oberfläche muss dabei nach oben zeigen. Im nächsten Schritt wird der obere Teil des Spannrahmens (B) mithilfe von acht M6-Muttern aus Nylon angebracht. Da der thermische Ausdehnungskoeffizient von PMMA erheblich größer ist als der von Kupfer und Polyimid – woraus die Folie besteht –, kann die Folie thermisch gespannt werden. Das Vorspannen erfolgt bei $(60..70)^{\circ}\text{C}$ in einem geeigneten Ofen.

Im nachfolgenden Schritt muss Kleber auf die mit zwei Nuten versehene Oberfläche des Stützringes (2) aufgebracht werden, wobei darauf zu achten ist, dass nur die Fläche zwischen den Nuten benetzt wird. Die Nuten dienen als Überlauf, damit überschüssiger Kleber nicht über die Kanten hinaus fließt. Das soll insbesondere die folienschonende Funktion der nach innen abgerundeten Kante nicht behindern. Beim Aufbringen des Klebers muss berücksichtigt werden, dass sich genau auf der betroffenen Fläche folienseitig Durchkontaktierungen (Vias) befinden, die gewisse Unebenheiten mit sich bringen. Der Ring wird so auf die Oberseite der gespannten Folie positioniert, dass seine Markierung mit der des oberen Spannrahmenteils übereinstimmt. Anschließend wird das Gewicht (C) auf dem Ring platziert, um einen angemessenen Anpressdruck zu gewährleisten. Der Spannrahmen wird mitsamt der zu klebenden Teile wieder in den Ofen gestellt, wo er bis zur Aushärtung des Klebers verbleibt. Die Klebung muss gasdicht sein. Falls dies nicht der Fall ist, kann nachträglich vorsichtig Kleber von der Außenseite des Ringes aufgebracht werden.

Für das Spannen und Kleben der Kathode (5) wird grundsätzlich analog vorgegangen. Dennoch sind einige abweichende Details zu beachten. Die segmentierte Seite der Folie mit der $10 \times 10 \text{ cm}^2$ großen Kathodenfläche zeigt nach oben. Die Ausrichtung erfolgt mithilfe der im Kathodenring (6) befindlichen Bohrungen, die später als Schraubendurchgangslöcher zur Befestigung am Distanzring (4) genutzt werden. Diese Löcher müssen mit denen der Kathodenfolie exakt übereinstimmen, wobei die Orientierung 90 degree-drehinvariant ist. Diejenige Seite des Kathodenringes (6) mit den kegelförmig gesenkten Löchern zeigt nach oben, damit später Senkkopfschrauben zur Montage verwendet werden können. Nach dem Aushärten des Klebers wird im Falle der Kathodenfolie das überschüssige Folienmaterial, welches lediglich zum Spannen benötigt wurde, mithilfe eines Skalpell rundherum entfernt. Der Schnitt ist bündig zur Außenkante des Ringes (6) anzusetzen.

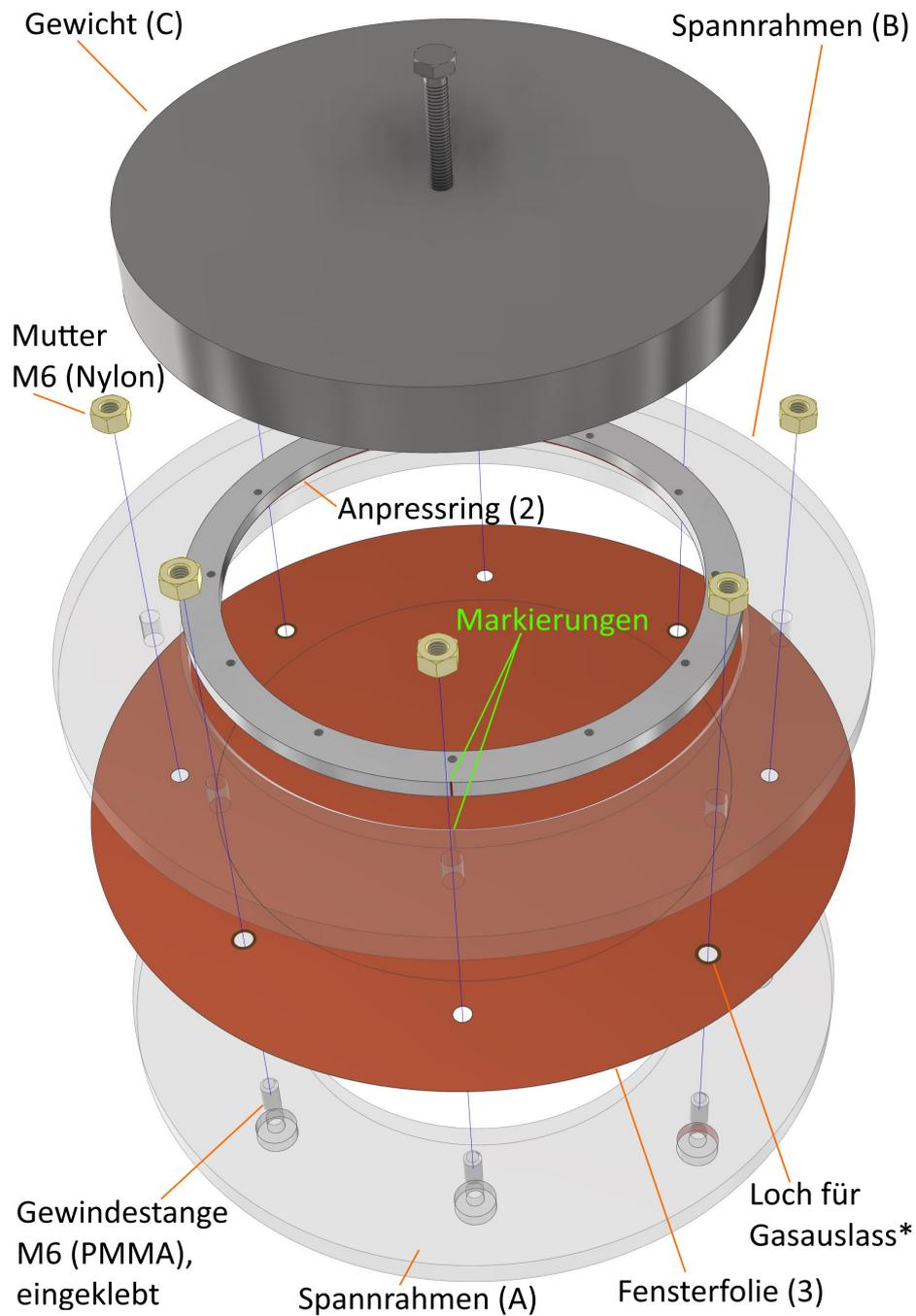


Abbildung A.5.: Zusammensetzung des thermomechanischen Spannrahmens für die Fensterfolie. Nach dem Erwärmen der eingespannten Folie wird ein Ring (2) aus Al auf die Folie geklebt, welcher einen geringeren thermischen Ausdehnungskoeffizienten hat als das Material des Spannrahmens (A, B). Zu beachten ist, dass die Seite nach oben zeigt, die nahezu vollständig mit Kupfer bedeckt ist. Im Falle der Fensterfolie muss die Markierung des Ringes unbedingt mit jener auf dem Spannrahmen übereinstimmen. Zudem hat das Loch für den Gasauslass (*) einen zu den anderen Löchern verschiedenen radialen Abstand, womit die Positionierung der Folie im Spannrahmen eindeutig ist. Darüber hinaus ist eine gasdichte Klebung erforderlich.

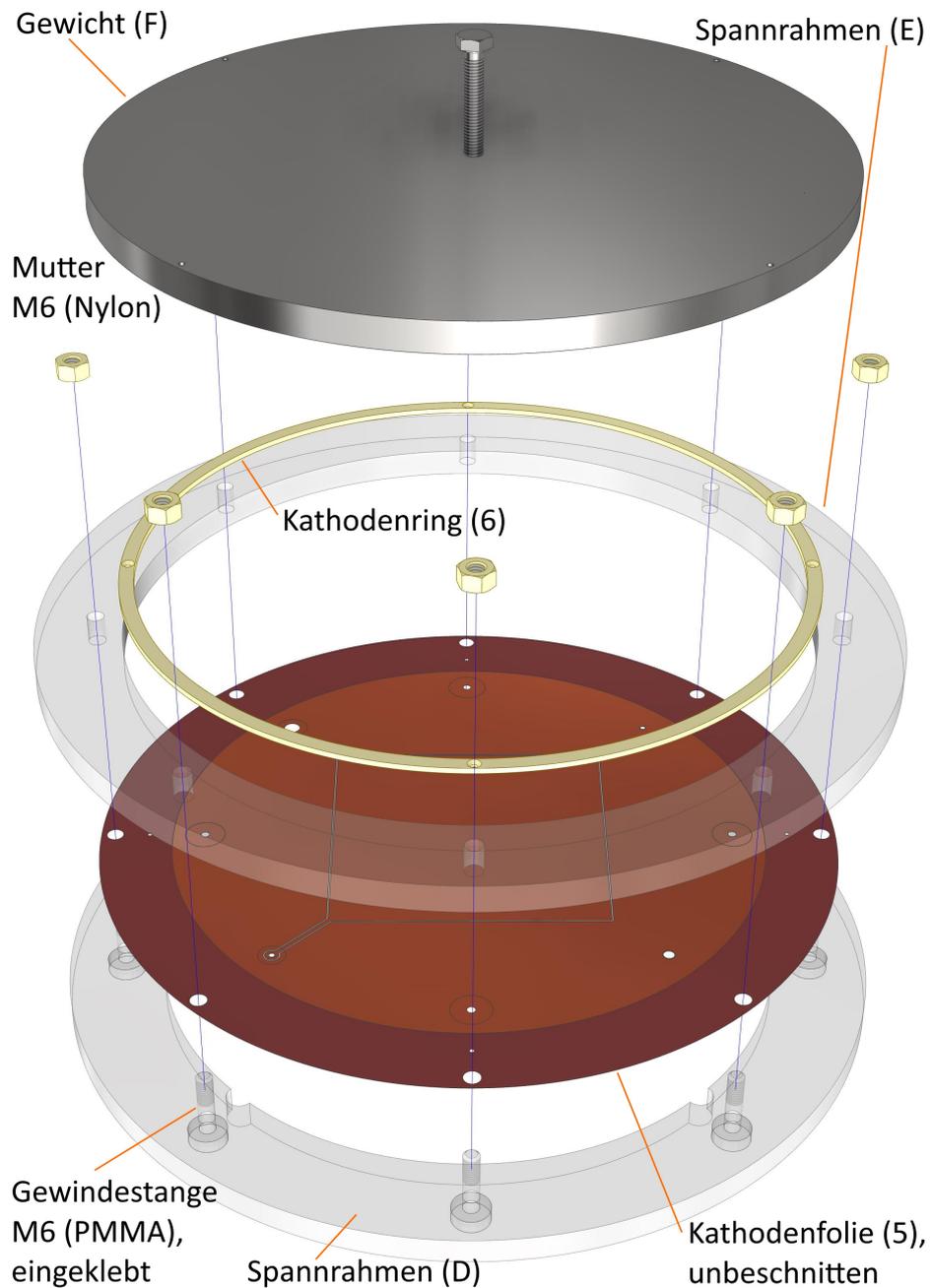


Abbildung A.6.: Zusammensetzung der thermomechanischen Spannrahmen für die Kathodenfolie. Nach dem Erwärmen der eingespannten Folie wird ein Ring (6) aus GFK auf die Folie geklebt, welcher einen geringeren thermischen Ausdehnungskoeffizienten hat als das Material des Spannrahmens (D, E). Für die Kathode wird bei der Klebung keine Gasdichtigkeit gefordert und die Ausrichtung erfolgt mithilfe der Montagelöcher im Kathodenrahmen. Die Orientierung hat hier eine 90° -Drehinvarianz. Es ist darauf zu achten, dass die Segmentierte Seite nach oben zeigt.

B. Simulation eines gasbasierten Detektors

Als Referenz für Messungen mit der sTPC dient eine Monte-Carlo-Simulation, die im Zuge dieser Arbeit entwickelt wurde. Sie wird u.a. dafür verwendet, das orts aufgelöste Detektionssignal einer Kalibrations-Photokathode in 3.4.2 vorherzusagen.

B.1. Struktur und physikalische Begründung

Die Simulation ist in der Sprache C++ geschrieben und ist objektorientiert aufgebaut. Für die meisten stochastischen Berechnungen sowie für Interpolationen von diskreten Messdaten werden entsprechende ROOT¹-Klassen verwendet. Darüber hinaus dient ROOT zur Darstellung jeglicher grafischer Ausgaben. Eine sinnvolle Strategie für die Bildung der notwendigen Klassen ist es, den gesamten Weg eines Elektrons von seiner Erzeugung bis zur Auslese nachzuvollziehen und in Abschnitte zu unterteilen, welche vom Programm nacheinander abzuarbeiten sind. Anschließend kann man gleichartige Abschnitte kategorisieren, worauf basierend Programm-Klassen umgesetzt werden, die zur virtuellen Manipulation oder Messung dienen. Die folgenden Abschnitte beschreiben die im Rahmen dieser Arbeit angelegten Klassen, die jeweils in einer eigenen *Header-Datei*, entsprechender Benennung, hinterlegt sind². Klassen, welche die Ausgangssituation beschreiben, sind

- Detektor-Geometrie (`detGeometry`)
- Energiespektren (`spectra`)
- Photokathode (`cathode`)
- Gaseigenschaften (`gas`)
- physikalisches Ereignis (`physEvent`),

wohingegen folgende Klassen die Dynamik der Elektronen sowie deren Signalverarbeitung repräsentieren:

- Ladungsdrift (`chargeDrift`)
- Verstärkungsstufe (`ampStage`)
- Ausleseebene/Padplane (`padPlane`)
- Elektronische Verarbeitung (`readout`).

Des Weiteren existiert eine allgemeine Klasse

- `detsim`,

¹Objektorientierte freie Analyse-Software, inkl. C++-Bibliotheken, <https://root.cern/>

²Rel. Speicherort: `include/*.h`

die einige Funktionen enthält, um das Hauptprogramm und die Klassen übersichtlich zu halten.

Damit die Datensätze aus der Simulation mit derselben *Analyseumgebung* (engl. *analysis framework*) eingelesen werden können wie die Datensätze aus realen Messungen, muss die Struktur der Datenausgabe entsprechend angepasst werden. Die in diesem Zusammenhang zur Analyse verwendete Umgebung ist ExPIORA³, welches für das CBELSA/TAPS-Experiment entwickelt wurde und stetig erweitert wird. Damit die simulierten Daten eine dazu kompatible Struktur haben, werden die Klassen `TpcEvent` und `TpcSample` in Form von `ROOT-Dictionary`s eingebunden. Die zugrundeliegenden Klassen stammen ursprünglich aus der Analyseumgebung FOPIROOT⁴ und wurde im Rahmen von [62] an ExPIORA angepasst. Die ExPIORA-kompatible Ausgabedatei heißt `ExploraOutput.root`⁵. Ergebnisse der Simulation sowie deren Analyse werden in den Unterabschnitten von 7 diskutiert.

Geometrie (`detGeometry`)

Bevor es zur eigentlichen physikalischen Simulation geht, müssen die geometrischen Randbedingungen festgelegt werden. Zu diesem Zweck wird die Klasse `detGeometry` angelegt. Hier kann über die Methode `setGeometry(int)` eine in derselben Klasse vordefinierte Detektorgeometrie gesetzt werden. Dies geschieht über das ganzzahlige Argument der Methode. Je nach Beschaffenheit des Detektors, werden die klasseneigenen Begrenzungswerte gesetzt, z.B. `x_max`, `x_min`, `y_max`, `y_min` bei quaderförmigen und `R_max`, `R_min` bei zylindrischen Geometrien. Die Simulation setzt voraus, dass die Kathode planparallel zur Ausleseebene liegt, der Abstand der Kathode zur ersten Verstärkungsebene wird in beiden Fällen über `z_max` gesetzt. Damit gilt für die Ausleseebene immer $z < 0$. Neben den begrenzenden Parametern, muss die Geometrie der Auslesestruktur festgelegt sein. Um dies allgemein zu halten, wird hierzu in der dazu bezugnehmenden `padPlane`-Klasse ein `ROOT`-Histogramm der Klasse `TH2Poly` verwendet. Hier können Pads durch beliebige Polygone repräsentiert werden. Die für diese Arbeit relevante Pad-Geometrie ist das Hexagon, welches die Ausleseebene sowohl bei dem Test-Detektor sTPC als auch bei der CB-TPC bestimmt. Es sind u.a. die Geometrien der sTPC und der CB-TPC sowie die eines generischen quaderförmigen Detektors implementiert. Um die Simulation erweiterbar zu gestalten, wird die Position der produzierten Elektronen und deren Erzeugungsart nicht eingeschränkt, d.h. die Startpunkte können beliebig gesetzt werden und sind damit nicht nur auf die im Rahmen der Arbeit relevante Kathodenebene beschränkt.

Energiespektren (`spectra`)

Diese Klasse enthält diskrete Energien und deren relative Wahrscheinlichkeiten von entsprechend gewählter radioaktiver Röntgenquelle. Die Art der Positionierung der Photonkonversionspunkte wird in der Klasse `physEvent` festgelegt. Hier kann zurzeit zwischen ^{83m}Kr und ⁵⁵Fe gewählt werden, indem die Methode `setType(string)` mit dem Argument "Kr83m" bzw. "Fe55" aufgerufen wird. ^{83m}Kr wird in Spurräumen üblicherweise verwendet, um eine ortsabhängige Kalibrierung der Verstärkung des Auslesesystems durchzuführen [230, 231] und kann hier näherungsweise durch gleichverteilt randomisierte Konversionspunkte simuliert werden. Dabei wird die Relative Häufigkeit verschiedener Beiträge des Spektren berücksichtigt. Da im Rahmen dieser Arbeit der Fokus auf Elektronen liegt, die durch den photoelektrischen Effekt aus der Kathode herausgelöst werden, wird nicht weiter auf diese Klasse eingegangen. Die damit erzeugten Ereignisse dienen hier als Referenz für Simulationen der photoelektrischen Kalibration.

³Extended Pluggable Objectoriented Root Analysis, Analyseumgebung für Daten des CBELSA/TAPS-Experiments.

⁴Teil der Analyseumgebung FAIRROOT (<https://fairroot.gsi.de/>) für das FOPI-Experiment. Ursprüngliche Klassen s. <https://subversion.gsi.de/fairroot/fopiroot/trunk/tpc/base/>.

⁵Die Struktur gleicht den dekodierten Rohdaten, wie sie zur Zeit des FOPI-Experimentes erzeugt wurden.

Photokathode (cathode)

Um die Zahl der Photoelektronen und deren Startpositionen zu bestimmen, ist es zum einen notwendig das zweidimensionale optische Intensitätsprofil⁶ an der Kathode zu kennen. Zum anderen muss ein zweidimensionales Testmuster definiert werden, welches sich nur durch die Quanteneffizienz von dem Kathoden-Trägermaterial unterscheidet. Nur zusammen mit den Hintergrund-Elektronen des Trägers kann der Elektronenkontrast korrekt beschrieben werden. Hierzu wird jeweils ein klasseneigenes 2D-Histogramm des Typs TH2D eingeführt, worin das optische Intensitätsprofil und die Quanteneffizienz binweise gespeichert werden. Das optische Intensitätsprofil TH2D *PhotonsPerArea wird erzeugt, indem simulierte oder gemessene Daten aus einer Tabelle eingelesen werden⁷. Dafür dienen Messungen, die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt werden (vgl. Abbildung 6.24). Alternativ könnte man das in 6.1 hergeleitete analytische Modell zur Vorhersage verwenden. Zwischenwerte werden durch die Methode TH2D::Interpolate() bilinear interpoliert. Die ortsabhängige Quanteneffizienz der Kathode wird innerhalb des Programms in Form des Histogramm-Objektes TH2D *CathodeQE gespeichert. Das Histogramm wird erzeugt, indem zunächst ein Wert für die Quanteneffizienz des Trägermaterials gesetzt wird, in diesem Falle die von Kupfer bei einer Photonenwellenlänge von $\lambda = 266$ nm. Anschließend wird das Testmuster definiert, wobei entsprechende Bins auf die Quanteneffizienz des Kontrastmaterials gesetzt werden, welches in vorliegendem Zusammenhang Aluminium ist (vgl. 3.3.1 und 3.3.2). Hier können Punkte – präziser: Kreisscheiben – (dot), Kreisabschnitte (circ) und lineare Streifen (strip) realisiert werden. Als Grundlage dient eine in der Klasse definierte, eindimensionale elementare Stufenfunktion myStep(double x, double fullwidth), deren Breite durch den zweiten Parameter festgelegt wird. Mathematisch ausgedrückt geht es um die Abbildung

$$f_{\text{step}} : x \mapsto \begin{cases} 0 & : |x| > \frac{w}{2} \\ 1 & : |x| \leq \frac{w}{2} \end{cases}, \quad (\text{B.1})$$

wobei Parameter $w = \text{fullwidth}$ die volle Breite der Stufe angibt. Es ist anzumerken, dass die Abbildung spiegelsymmetrisch um $x = 0$ ist. Eine zweidimensionale Stufenfunktion in kartesischen Koordinaten erhält man durch

$$f_{\text{step}}(x)|_{w=w_{\text{strip}}} \cdot f_{\text{step}}(y)|_{w=l_{\text{strip}}}, \quad (\text{B.2})$$

wobei w_{strip} die Streifenbreite und l_{strip} die Streifenlänge angibt. Durch geeignete Translation und anschließende Rotation der Koordinaten $(x, y) \mapsto (x', y')$, kann eine zweidimensionale Stufenfunktion („Streifen“) beliebiger Breite, Länge, Position und Drehung erzeugt werden. Anwendungen der Stufenfunktion in verschiedenen Geometrien sind in Abbildung B.1 dargestellt. Die Methode createStrip() benötigt hierzu nur die Anfangs- und Endkoordinaten des Streifens sowie seine Breite. Für das Einlesen mehrerer Streifen aus einer Datei, kann createStripsFromFile() verwendet werden. Die Funktion (B.1) kann auch verwendet werden, um Kreisflächen und Kreisabschnitte, d.h. zweidimensionale Stufen mit entsprechender Geometrie, zu beschreiben. In beiden Fällen kann zunächst mithilfe der Definitionen $r = \sqrt{x'^2 + y'^2}$ und $x' = x - x_c$ sowie $y' = y - y_c$ eine Stufe mit dem Profil einer Kreisfläche erzeugt werden, deren Mittelpunkt bei $(x_c|y_c)$ liegt. Die Funktion

$$f_{\text{step}}(r(x', y'))|_{w=2R} \quad (\text{B.3})$$

erzeugt eine Stufe in Polarkoordinaten bzw. eine kreisförmige Stufe mit Radius R in kartesischen Koordinaten. Für die Methode createDot() genügt dies bereits, um eine Kreisflächengeometrie an einen beliebigen Ort zu setzen. Wie auch bei den Streifen, gibt es hier über die Methode createDotsFromFile() die Möglichkeit, mehrere Kreisparameter aus einer Datei einzulesen. Eine Stufenfunktion in Form ei-

⁶Genau genommen ist die vom Laserpuls ausgehende optische Energie pro Fläche am Ort der Kathode gemeint

⁷inputfiles/uvcalibration/EnergyPerArea_*.txt

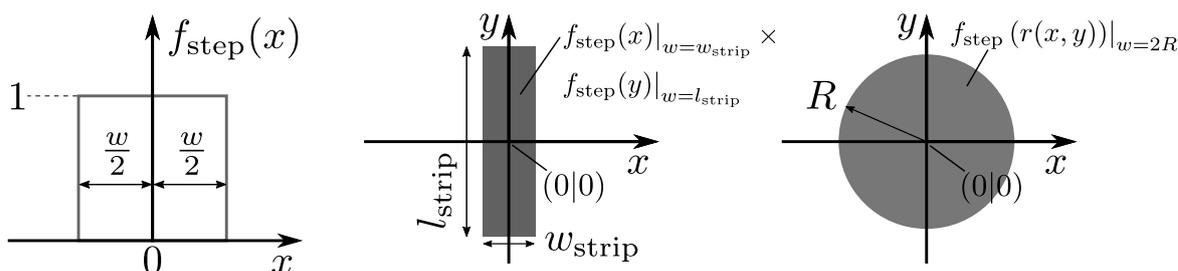


Abbildung B.1.: Illustrationen zu verschiedenen Anwendungen der Stufenfunktion. Links: eindimensional. Mitte: zweidimensional. Rechts: zweidimensional mit Koordinatentransformation $r = \sqrt{x^2 + y^2}$. Bei den zweidimensionalen Funktionen sind graue Flächen mit dem Wert 1 und weiße mit 0 gleichzusetzen.

ner Kreiskontur gewisser Breite (Kreisabschnitt) erhält man durch

$$f_{\text{step}}(r)|_{w=2R_{\text{out}}} \cdot \bar{f}_{\text{step}}(r)|_{w=2R_{\text{in}}}, \quad (\text{B.4})$$

wobei R_{out} und R_{in} der äußere bzw. innere Radius der Stufenfunktion sind. Die Funktion $\bar{f}_{\text{step}}(r)$ bezeichnet hier Gleichung (B.1) mit umgekehrter Fallunterscheidung und ist damit komplementär zu der ursprünglichen Funktion. So kann mit einer zusätzlichen Abfrage des Winkels ein Kreisabschnitt mit gewisser Konturbreite realisiert werden, was in der Methode `createCirc()` genutzt wird. Hier wird neben der Position des Mittelpunkts und des äußeren Radius zusätzlich der innere Radius sowie der Anfangs- und Endwinkel benötigt. Auch hier bietet `createCircsFromFile()` die Möglichkeit aus einer Datei einzulesen, wo lediglich die relevanten Parameter anzugeben sind.

Abbildung B.2 (a) zeigt die erwartete ortsabhängige Quanteneffizienz, welche auf Grundlage der oben beschriebenen Funktionen erstellt wurde.

Da nun, abgesehen von der statistischen Komponente, alle Grundlagen vorliegen, um die Startpositionen der Photoelektronen zu generieren, soll es im nächsten Abschnitt um die Erzeugung eines physikalischen Detektionsereignisses gehen, wobei insbesondere die stochastische Generierung von Elektronenpositionen im Detektor thematisiert wird.

Physikalisches Ereignis (physEvent)

Aufgabe dieser Klasse ist es, die Startpositionen der Photo- bzw. Ionisationselektronen aus einem physikalischen Ereignis, unter Berücksichtigung der zugrundeliegenden Stochastik, korrekt zu platzieren. Als physikalische Ereignisse sind hier alle Ereignisse gemeint, die Ladung im Detektor erzeugen. Dies kann durch Röntgenphotonen, kosmische Myonen oder durch die Erzeugung von Photoelektronen erfolgen. Positionen und Zeiten aller erzeugten Elektronen werden hier in vier Vektoren (drei Raumdimensionen, eine Zeitdimension) des Typs `std::vector<double>` gespeichert. Sie haben alle die Endung `·PrimVec`. Dabei steht der i -te Eintrag eines dieser Vektoren für die Raum- bzw. Zeitkomponente des jeweils i -ten Primärelektrons. Die im Sinne der C++-Logik *öffentlichen Variablen* `sourcetype`, `rate`, `evtType` und `decayType` bestimmen über die physikalischen Ereignisse sowie deren Häufigkeit und müssen im Hauptprogramm gesetzt werden. Die Methode `setPrimaries()` berechnet die Elektronenpositionen aufgrund der im Hauptprogramm gesetzten Parameter und Einstellungen. Abhängig davon, ob ein Run mit Photoelektronen oder mit einer Röntgenquelle (oder beidem) erwünscht ist, werden innerhalb dieser Methode entsprechende *geschützte Methoden* aufgerufen. Da im Falle vom gasförmigen $^{83\text{m}}\text{Kr}$ die Konversionspunkte zufällig im Gasvolumen verteilt sind, ist `setRandom()` zu verwenden. Die Primärelektronen starten dadurch an einem zufälligen Punkt im Detektor, wie es näherungsweise bei einem konvertierten Röntgenphoton einer gasförmigen radioaktiven Quelle der Fall wäre. Dabei wird die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten der Energie des Röntgenphotons nach den Intensitäten des in der Klasse `spectra` hinterlegten Spektrums berechnet. Die statistische Unsicherheit der Anzahl an freigesetzten Elektronen unterliegt der Poisson-Statistik,

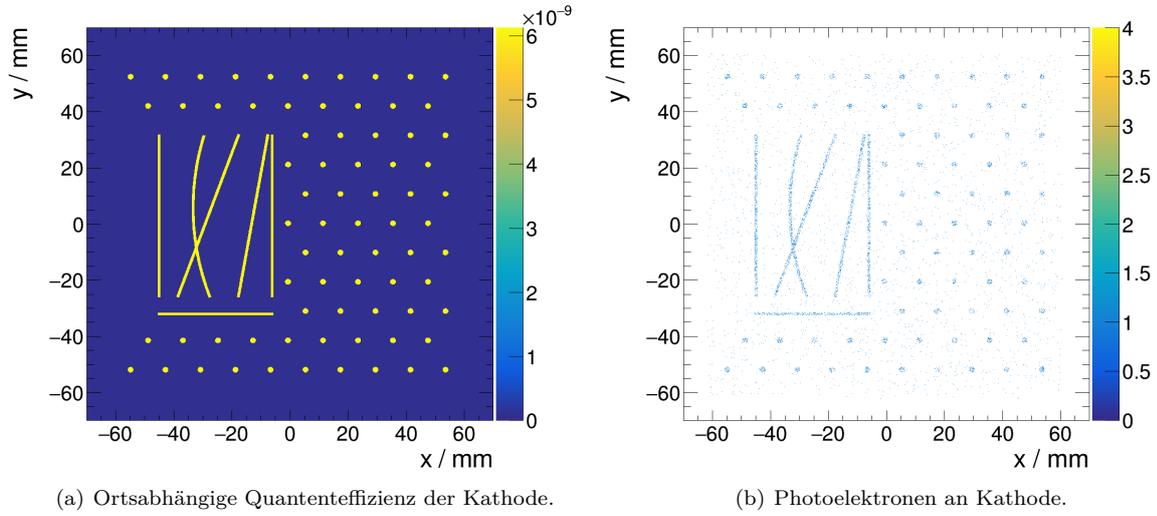


Abbildung B.2.: Histogramme zur Simulation der Kathode: das Kalibrationsmuster, bestehend aus 73 Scheiben, 5 linearen Streifen und einem Kreisabschnitt (Radius $r = 90$ mm), basiert auf Transformationen der Funktion (B.1). Ortsabhängige Quanteneffizienz bei $\lambda = 266$ nm und Zahl der durch Photoeffekt herausgelösten Elektronen. Quanteneffizienzen für Aluminium nach (3.45) und für Kupfer nach (3.50).

unter Berücksichtigung eines *Fano-Faktors*. Für den Fall einer großen Anzahl an Elektronen kann durch eine Gauß-Verteilung genähert werden.

Bei einer photoelektrischen Kalibration muss `setPheCalib()` verwendet werden, um das physikalische Ereignis zu erzeugen, da hierbei vorgesehen ist, dass alle Elektronen bei gleicher z -Position starten. Bei den Photoelektronen, die aus der Kathode gelöst werden, dient die Binomial-Verteilung zur Beschreibung der Häufigkeiten. Sie besitzt im Gegensatz zur Poisson-Verteilung, die nur einen Parameter besitzt, zwei Parameter: die nicht-negative Ganzzahl n gibt die Anzahl der Versuche und p die Einzelwahrscheinlichkeit für einen Erfolg an.

$$B_{n,p}(k) = \binom{n}{k} p^k (1-p)^{n-k}. \quad (\text{B.5})$$

Der Ausdruck $\binom{n}{k}$ steht hier für den Binomialkoeffizienten. Für den Fall niedriger Erfolgswahrscheinlichkeit $p \ll 1$ bei hoher Zahl an Versuchen $n \gg 1$ eignet es sich folgende Näherung durch eine Poisson-Verteilung

$$B_{n,p}(k) \rightarrow P_\lambda(k) = \frac{\lambda^k}{k!} e^{-\lambda}, \quad (\text{B.6})$$

wobei $\lambda = np$ den Erwartungswert der Binomial-Verteilung in dieser Näherung angibt [232]. Da der Rechenaufwand mittels Binomialverteilung erheblich größer ist, soll die Anwendbarkeit der Näherung für den vorliegenden Fall geprüft werden. Nach [233] ist diese Approximation gut, wenn die Zahl der Versuche $n \geq 100$ und der Erwartungswert $np \leq 10$ ist. In diesem Zusammenhang muss nun berücksichtigt werden, dass die Quanteneffizienz binweise in einem 2D-Histogramm gespeichert ist. D.h. es muss abgeschätzt werden, welche Fläche ΔA_{bin} ein einzelnes Bin haben darf, um den Bedingungen der Näherung zu genügen. Angewandt auf vorliegendes Problem entspricht die Zahl der Versuche der Anzahl an Photonen, $n = N_{\text{ph}}$. Die Einzelwahrscheinlichkeit ist mit der Quanteneffizienz gleichzusetzen, $p = \text{QE}$. Die Abschätzung für die Zahl der Photonen auf dem Flächensegment

ΔA_{bin} erhält man aus der bereits in Abschnitt 3.4.2 abgeschätzten, an der Kathode benötigten, Photon-Energieflächendichte von $7 \text{ GeV}/\text{mm}^2$. Mit der Photonenenergie von $E_{\text{ph}} = 4.66 \text{ eV}$, die der Wellenlänge des in diesem Kontext verwendeten Laserlichtes entspricht, kommt man auf eine mittlere Photonenzahl von

$$N_{\text{ph}} \approx 1.5 \times 10^9 \text{ mm}^{-2} \cdot \Delta A_{\text{bin}} \stackrel{!}{\geq} 100 \quad (\text{B.7})$$

an der Kathode. Die erste Bedingung für die Näherung ist also mit Flächensegmenten $\Delta A_{\text{bin}} \gtrsim 1 \times 10^{-7} \text{ mm}^2$ in jedem Fall erfüllt. Nun ist zu Prüfen, ob der Erwartungswert die zweite Bedingung

$$N_{\text{ph}} \cdot \text{QE} \approx 9 \text{ mm}^{-2} \cdot \Delta A_{\text{bin}} \stackrel{!}{\leq} 10 \quad (\text{B.8})$$

für die Anwendbarkeit der Poisson-Näherung erfüllt. Offensichtlich ist dies für Flächensegmente der Größenordnung $\Delta A_{\text{bin}} \lesssim 0.1 \text{ mm}^2$ gegeben. Im Falle quadratischer Bins entspricht eine solche Segmentfläche Binbreiten von $\Delta x_{\text{bin}} = \Delta y_{\text{bin}} \lesssim 0.3 \text{ mm}$. Mit einer Histogramm-Segmentierung von 2000×2000 auf einer Kathodenfläche von $120 \times 120 \text{ mm}^2$ werden beide Bedingungen folglich sehr gut erfüllt. Dies entspricht auch der Auflösung des in B.2 (b) gezeigten Histogramms, welches auf realen Messdaten basiert. Hier findet man Bins mit einem maximalen Eintrag von vier, was der Forderung (B.8) in großzügiger Weise entspricht.

Weiterhin ist im Zusammenhang mit der photoelektrischen Kalibration zu erwähnen, dass die Lichtpuls-Dauer $\sigma_{t,\text{puls}} \approx 6 \text{ ns}$ in Form einer (örtlichen) Gaußschen Verschmierung der Elektronen-Startpositionen berücksichtigt wird. Für diese Umrechnung muss die Driftgeschwindigkeit, welche u.a. Thema des nächsten Abschnitts ist, bekannt sein.

Gas (gas)

Mit dieser Klasse soll im Hauptprogramm ein Objekt erzeugt werden, welches alle wesentlichen Gasparameter für andere Objekte der Simulation zur Verfügung stellt. Mit `Gas::setProperties(string gasmix)` setzt man zunächst das Gasgemisch nach dem Schema `<Gas 1>_<Anteil 1>_<Gas 2>_<Anteil 2>_...<Gas N>_<Anteil N>`, wobei vorausgesetzt ist, dass eine gleichnamige `.txt`-Datei unter `./inputfiles/gas/` vorliegt. Die Datei beinhaltet entweder simulierte oder gemessene Daten für die transversale und longitudinale Diffusionskonstante sowie die Driftgeschwindigkeit von Elektronen in Abhängigkeit von der elektrischen Feldstärke. Aufrufen der Methode führt dazu, dass die Messdaten in die *geschützten* Vektoren

```
vector<double> EFieldData;
vector<double> DTransData;
vector<double> DLongData;
vector<double> vDriftData;
```

eingelassen werden. Um einen Wert bei beliebigem elektrischen Feld zu extrahieren, besitzt die Klasse die Interpolatoren

```
vector<double> DTransInterpol;
vector<double> DLongInterpol;
vector<double> vDriftInterpol; .
```

Dabei handelt es sich um ROOT-Objekte des Typs `ROOT::Math::Interpolator`. Mit der Methode `Eval(double)` dieses Objektes lässt sich je ein aus Punktdaten interpolierter Wert erzeugen. Das Argument in `Eval(double)` ist dabei das Elektrische Feld – in V/mm – im entsprechenden Driftabschnitt. Möchte man also beispielsweise die Driftgeschwindigkeit für ein Feld von $400.0 \text{ V}/\text{cm}$ extrahieren, so lautet die Syntax in diesem Zusammenhang

```
vDriftInterpol ->Eval(40.0) .
```

Die Ausgabewerte werden hier auf Grundlage einer linearen Interpolation von den oben erwähnten simulierten Messdaten berechnet, die im Rahmen von [29] erzeugt wurden.

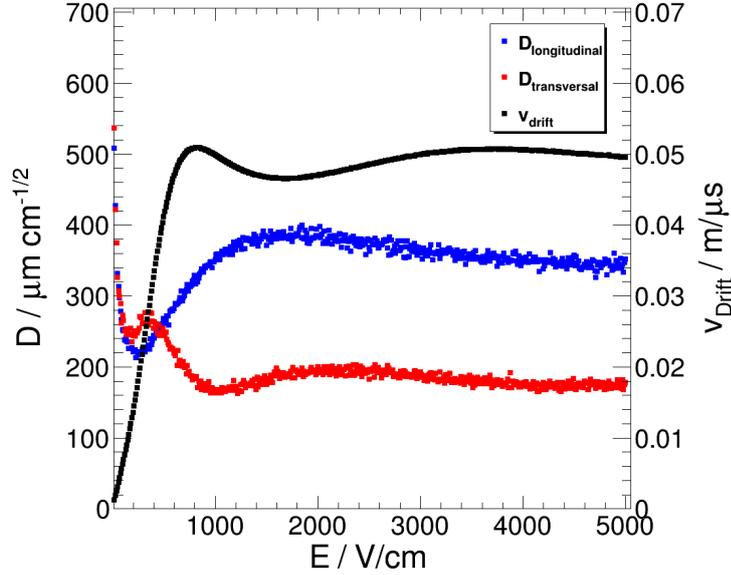


Abbildung B.3.: Simulierte Diffusionskoeffizienten $D_{\text{long./trans.}} \equiv \tilde{D}_{L,T}$ (entsprechend der Definition in (2.22) mit Tilde) und Driftgeschwindigkeiten v_{drift} für Elektronen in $\text{ArCO}_2(90:10)$ bei verschiedenen Driftfeldern $E = |\vec{E}|$. Simulation und Grafik Erstellt im Rahmen von [29], zur Verfügung gestellt in [226].

Ein weitere Eigenschaft der zu Beginn des Abschnitts erwähnten Methode `Gas::setProperties(string gasmix)` ist, dass sie das mittlere Ionisationspotenzial W und der Fano-Faktor F des Gases setzt. Diese zwei Parameter sind in der Quelldatei der Klasse gesetzt und werden folglich nicht automatisch aus der `.txt`-Datei bezogen.

Ladungsdrift (chargeDrift)

Die mit der Klasse `physEvent` generierten Elektronenpositionen werden durch Anwenden der Methode `chargeDrift::driftPrim(...)` zunächst einer Translation unterzogen, die dem individuellen Abstand zur ersten Verstärkungsebene entspricht. Einer Gauß-Verteilung folgend, die abhängig von der transversalen Diffusionskonstante und der Driftstrecke ist, wird, nach individueller Translation, jedem Elektron eine neue transversale Position zugeteilt. Ebenso gibt es eine von der longitudinalen Diffusion abhängige Gauß-Verteilung, welche die mittlere z -Abweichung um die Position der ersten Verstärkungsstufe beschreibt. Mathematisch ausgedrückt, werden die normierten Wahrscheinlichkeitsverteilungen nach (2.21) und (2.22) mit den Startpositionen $x_{i,0}$ durch

$$G_i = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_{x_i}^2}} \exp\left(-\frac{(x_i - x_{i,0})^2}{2\sigma_{x_i}^2}\right) \quad (\text{B.9})$$

$$x_i = \{x, y, z\}$$

beschrieben, wobei für die hier eingehende Standardabweichung

$$\sigma_x = \sigma_y \equiv \sigma_{\text{trans}} = \tilde{D}_{\text{trans}} \cdot \sqrt{z_{\text{drift}}} \quad (\text{B.10})$$

$$\sigma_z \equiv \sigma_{\text{long}} = \tilde{D}_{\text{long}} \cdot \sqrt{z_{\text{drift}}} \quad (\text{B.11})$$

gilt, je nach dem ob es sich um eine transversale oder eine longitudinale Koordinate handelt. Hier beschreiben \tilde{D}_{trans} und \tilde{D}_{long} die transversale bzw. longitudinale Diffusionskonstante. Die Folge einer endlichen longitudinalen Diffusionskonstante in (B.11) wäre, dass Elektronen nach der mittleren Driftstrecke zur nächsten Verstärkungsebene vor ($z > 0$) und hinter ($z < 0$) einer Verstärkungsebene positioniert sein können. Um dies zu umgehen, wird die örtliche Streuung der z -Position auf die Streuung der Driftzeit übertragen, sodass sich Elektronen, die zur selben Zeit und am selben Ort starten, nach einem Driftabschnitt nur in ihrer Zeitkomponente unterscheiden: die zeitliche Streubreite ergibt sich damit zu

$$\sigma_t = \frac{\sigma_z}{v_{\text{drift}}}, \quad (\text{B.12})$$

wobei die Driftgeschwindigkeit v_{drift} in diesem Bild als definierte, nichtstatistische Größe betrachtet wird⁸. Gleichung (B.12) kann folgendermaßen erklärt werden: nach einer mittleren Driftdistanz z mehrerer Elektronen der selben Startposition hat ein zufällig gewähltes Elektron die Position $z + \Delta z$, wobei Δz einer Gauß-Verteilung der Breite σ_z folgt. Um das Elektron auf die definierte Position z zu setzen, muss die Zeit $\Delta t = \Delta z / v_{\text{drift}}$ bezahlt werden, womit auf der Zeitdomäne bei statistischer Betrachtung wieder eine Gauß-Verteilung der Breite σ_t folgt. Dies quantifiziert die Streuung der Driftzeit für eine definierte Länge z und es ergibt sich eine zur Interpretation von Gleichung (B.11) äquivalente Aussage: Elektronen brauchen unterschiedlich viel Zeit für die gleiche Strecke.

Weiterhin ist anzumerken, dass die Gleichzeitigkeit im Allgemeinen nach der ersten Drift nicht mehr gegeben ist, da man jeweils für das i -te Elektron eine individuelle Driftstrecke $-z_{\text{prim},i}$ betrachtet. In der Simulation unterscheiden sich die Elektronen also ab dem Durchlauf der ersten Driftstrecke, für ein allgemeines Ereignis, in der Driftzeit, die in `tVec` für jedes Elektron vorliegt. Dies liegt insbesondere daran, dass Ionisationsereignisse im Detektionsvolumen nicht auf eine feste z -Position beschränkt sind. In x_i und y_i liegt lediglich eine Abweichung zu den $x_{\text{prim},i}$ und $y_{\text{prim},i}$ vor, die ausschließlich durch Diffusion zustandekommt. Für z muss zusätzlich die Driftstrecke dazugerechnet werden, was bedeutet, dass durch Anwendung der Methode `chargeDrift::driftPrim()` die implementierte Diffusion zu einer Streuung um $z = 0$ führt. Die Positionen werden im darauffolgenden Schritt mit einer Methode der Klasse (`ampStage`) weiterverarbeitet. Dabei wird erneut jedes Elektron einzeln betrachtet.

Durch Anwenden von genannter Methode werden die neuen Positionen und Zeiten in neue Vektoren der Endung `.Vec` gespeichert, um die Positionen der primären Ladungen weiterhin zur Verfügung zu haben. Nachdem gemäß des Ablaufs des Hauptprogramms eine Verstärkung stattgefunden hat, erfolgt eine weitere Drift, die ab jetzt durch die Methode `chargeDrift::drift()` realisiert wird. Diese unterscheidet sich von der ersteren Methode `driftPrim()` darin, dass die Driftzeit in den folgenden Driftabschnitten für alle Elektronen gleich ist und damit keine Unterscheidung notwendig ist. Für die Drift der primären Elektronen zur ersten Verstärkungsebene wird die Driftzeit jeweils einzeln aus den individuellen Driftstrecken berechnet. Damit wird jedem Elektron eine individuelle Driftzeit zugeschrieben. Die Drift zwischen zwei Verstärkungsebenen oder zwischen Verstärkungsebene und Auslese addiert lediglich einen globalen Wert auf alle Zeiten im Vektor `tVec`. Eine abwechselnde Aneinanderreihung von Drift `chargeDrift::drift()` und Verstärkung (Klasse `ampStage`, s.u.) kann im Hauptprogramm prinzipiell beliebig oft erfolgen. Dabei werden den jeweiligen Methoden `Pointer` auf die Positions- und Zeitvektoren übergeben, sodass methodenintern nicht mit Kopien gerechnet werden muss, was speichersparend ist.

Die zwei wesentlichen bisher implementierten, bereits genannten Methoden dieser Klasse sind `driftPrim(-)` und `drift()`. Erstere lautet mit Argumenten

```
bool chargeDrift::driftPrim(vector<double> &xStartVec,
                           vector<double> &yStartVec,
```

⁸Tatsächlich rührt die örtliche Streuung, was die Streuung in z einschließt, von der statistischen Schwankung der Driftgeschwindigkeit. Dieser Umstand äußert sich nach einer fixen Driftzeit mehrerer Elektronen in der örtlichen Streuung um die z -Position. Die statistische Information steckt damit in der Position, sodass die Geschwindigkeit nur als Mittelwert betrachtet werden muss.

```

vector<double> &zStartVec,
vector<double> &tStartVec,
double driftlen,
double EField,
Gas myGas) .

```

Es werden also die *Pointer* der Positionen und Zeiten der Elektronen vor der Drift sowie die Driftlänge `driftlen`, das Feld `EField` und ein Objekt `myGas` vom Typ `Gas` übergeben. Wie bereits beschrieben, bedient sich `driftPrim()` des Vektors `zStartVec`, um daraus eine Individuelle Driftzeit zu berechnen. Dementsprechend fehlt bei dieser Methode das Argument für die Driftlänge.

Intern bedienen sich beide Methoden der Interpolatoren `DTransInterpol`, `DLongInterpol` und `vDriftInterpol`, die im Rahmen Klasse `Gas` definiert sind. Dabei handelt es sich um `ROOT`-Objekte des Typs `ROOT::Math::Interpolator`, worauf im Abschnitt B.1 eingegangen wird. An dieser Stelle soll lediglich gesagt sein, dass es sich dabei um Objekte handelt, die in Abhängigkeit von der elektrischen Feldstärke die transversale und longitudinale Diffusion sowie die Driftgeschwindigkeit ausgeben. Will man also beispielsweise die longitudinale Diffusionskonstante für ein Feld von 400.0 V/cm extrahieren, so lautet die Syntax in vorliegendem Kontext

```
myGas->DTransInterpol->Eval(40.0); .
```

Die Diffusionskonstanten gehen direkt in (B.10) und (B.11) ein und haben damit Einfluss auf die transversale sowie longitudinale Streuung um die Endposition. Mit der Driftgeschwindigkeit wird über $t_i = z_{\text{drift},i}/v_{\text{drift}}$ die Zeit abhängig von der Driftstrecke berechnet und in `tVec` gespeichert.

Verstärkungsstufe (`ampStage`)

Die Klasse zu den verstärkenden Komponenten der Simulation `ampStage` funktioniert nach einem ähnlichen Prinzip wie `chargeDrift`, nur das hierbei effektiv keine Translation von Elektronen stattfindet. Im Falle der ersten Verstärkungsebene, zum Beispiel, befindet sich der z -Schwerpunkt aller Elektronen an dieser Stelle der Simulation bei $z = 0$ und ändert sich auch nach Anwenden einer Methode dieser Klasse nicht, lediglich die Streuung wird größer, sowohl in z als auch in den transversalen Richtungen x und y . Dabei handelt es sich um eine Vereinfachung der Simulation, wie sie auch in der Klasse `chargeDrift` angewendet wird. Tatsächlich würde bei dem Prozess einer Elektron-Gasverstärkung eine Translation in der Größenordnung von $\sim 100 \mu\text{m}$ erfolgen. Da die Simulation mit effektiven Modellen arbeitet, sei diese Approximation an dieser Stelle gerechtfertigt. Betrachtet man vor Anwenden der Verstärkung ein einzelnes Elektron, so hat es i.A. eine gewisse statistische Distanz zur Verstärkungsebene, was der vorangegangenen Translation durch die Klasse `chargeDrift` zuzuschreiben ist. Physikalisch gesehen handelt es sich um ein einzelnes Elektron, welches durch die Diffusion während der Drift einen zufälligen Abstand zum Schwerpunkt der Verteilungen (B.10) und (B.11) hat. Aufgrund einer GEM-Simulation, die im Rahmen von [29] durchgeführt wurde, wird die von der Verstärkungsebene zusätzlich verursachte transversale Diffusion bestimmt. Dies ist Abhängig von der Geometrie der Verstärkungsstufe. Im Falle von einem Standard-*GEM* (vgl. [29]) ergibt die Standardabweichung der simulierten transversalen Streuung in dem Gasgemisch $\text{ArCO}_2(90:10)$ einen Wert von $\sigma_{\text{trans}}^{\text{tot}} = (136.6 \pm 2.2) \mu\text{m}$. Hier muss nun der Anteil der Diffusion herausgerechnet werden, der der Drift im nachfolgenden Transferfeld in der Simulation von [29] zuzuschreiben ist. In der Simulation driften die Elektronen eine Strecke von $z_{\text{extr}} = 990 \mu\text{m}$ nach der GEM-Ebene bevor sie als extrahiert gezählt werden. Der zusätzliche Beitrag zu der Diffusion hat mit $\sigma_{\text{trans}}^{\text{drift}} = D_{\text{trans}}(|\vec{E}_{\text{TF}}|) \cdot \sqrt{z_{\text{extr}}} \approx 60 \mu\text{m}$ einen eher geringen Beitrag. Der Nettoeinfluss einer Standard-GEM ist schließlich

$$\begin{aligned}
\sigma_{\text{trans}}^{\text{StdGEM}} &= \sqrt{(\sigma_{\text{trans}}^{\text{tot}})^2 - (\sigma_{\text{trans}}^{\text{drift}})^2} \\
&\approx \sigma_{\text{trans}}^{\text{tot}} \approx 123 \mu\text{m}.
\end{aligned} \tag{B.13}$$

In longitudinaler Richtung wird vereinfacht keine zusätzliche Diffusion angenommen. Neben der Diffusion, sollte die hier beschriebene Klasse in der Lage sein Elektronen zu vervielfachen, um ihrem

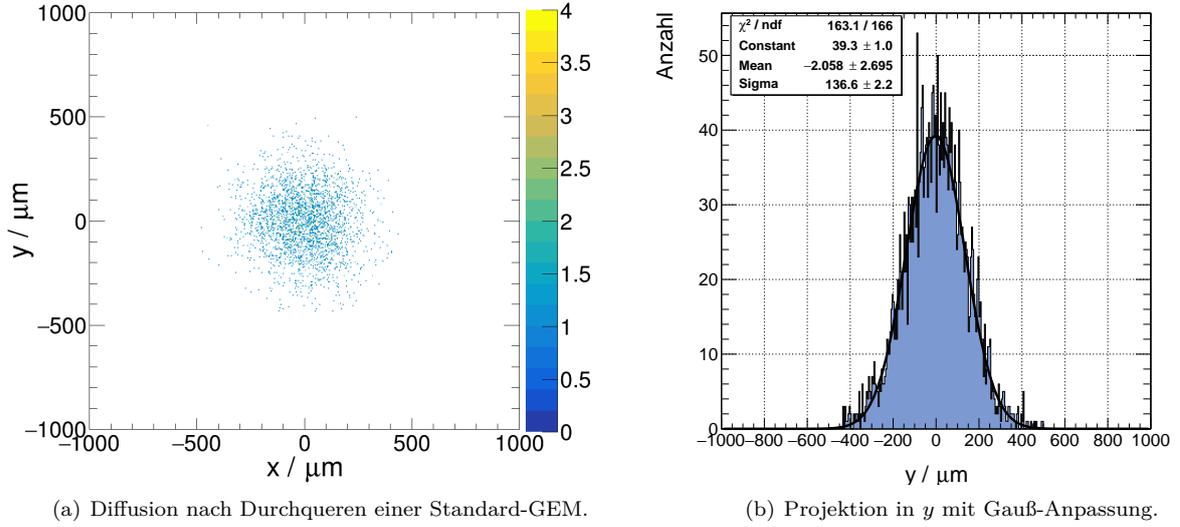


Abbildung B.4.: Simulierte Endpunkte von Elektronen nach Durchlaufen einer Standard-GEM. Ausgelesen wird auf einer Ebene $990\ \mu\text{m}$ unterhalb der GEM. Es ist Anzumerken, dass der Einfluss der Diffusion durch die $990\ \mu\text{m}$ Drift noch herausgerechnet werden muss, um auf den Nettobeitrag der GEM zu kommen. Simulation nach [29].

Namen gerecht zu werden. Für jedes Elektron wird einzeln eine zufällige Anzahl an vervielfachten Lawinenelektronen bestimmt, die der Pólya-Verteilung

$$P_{\langle G_{\text{eff}} \rangle, \theta}(x) = \left(\frac{x(1+\theta)}{\langle G_{\text{eff}} \rangle} \right)^\theta \cdot \exp\left(-\frac{x(1+\theta)}{\langle G_{\text{eff}} \rangle} \right) \quad (\text{B.14})$$

folgt [234]. Die Verteilung wird im Falle von GEMs näherungsweise nur durch einen Parameter bestimmt, nämlich durch den Erwartungswert der mittleren Verstärkung $\langle G \rangle$, welcher aus einer simulierten Messreihe (Textdatei) interpoliert wird, welche im Zuge von [29] erstellt wurde. Dabei ist die Korrektur des Verstärkungswertes um einen geschätzten empirischen Faktor p_{sim} zu berücksichtigen, welcher anhand einer realen Messung in 7.2 auf den Wert 1.42 kalibriert wird. Hintergrund davon ist, dass die zugrundeliegende (mikroskopische) Simulation die Verstärkung systematisch unterschätzt⁹. Die effektive Verstärkung einer GEM G_{eff} ist darüber hinaus abhängig von der Feldkonfigurationen über, unter und in der GEM sowie von der Lochrasterung, entsprechend nennt man die elektrostatischen Parameter $|\vec{E}_{\text{above}}|$, $|\vec{E}_{\text{below}}|$ und $|\vec{E}_{\text{GEM}}| \equiv U_{\text{GEM}}/d_{\text{GEM}}$. Dies hängt mit der Tatsache zusammen, dass es von diesen Feldkonfigurationen abhängt wieviele Elektronen in Löchern gesammelt bzw., nach der Verstärkung G , auf der anderen Seite der GEM extrahiert werden. Aus diesem Grund muss für eine Verstärkungsstufe die Sammlungs- und Extraktionseffizienz, ϵ_{coll} , ϵ_{extr} , in Abhängigkeit von dem Verhältnis $|\vec{E}_{\text{above}}|/|\vec{E}_{\text{GEM}}|$ bzw. $|\vec{E}_{\text{below}}|/|\vec{E}_{\text{GEM}}|$ bekannt sein. Es gilt der Zusammenhang [29, 83]

$$\langle G_{\text{eff}} \rangle = \epsilon_{\text{coll}} \cdot \langle G \rangle \cdot \epsilon_{\text{extr}}, \quad (\text{B.15})$$

wobei $\langle G \rangle$ die in der Praxis nicht direkt messbare mittlere Netto-Verstärkung darstellt. Es gilt also, an die drei Unbekannten auf der rechten Seite der Gleichung zu kommen. Für die Verstärkung wird zum einen ein Interpolator aufgrund von simulierten Daten¹⁰ angelegt, der die Verstärkung G in

⁹Gasverstärkungen werden durch die zugrundeliegende Garfield++-Simulation bei GEM-Simulationen unterschätzt. Eine Diskussion zu dieser Problemstellung findet sich in [29].

¹⁰Daten im Rahmen von [29] erzeugt.

Abhängigkeit von der GEM-Spannung beschreibt. Da jene Simulation¹¹, im Gegensatz zu der hier beschriebenen, auf einer mikroskopischen Ebene berechnet wird, kann diese Netto-Verstärkung dennoch ermittelt werden. Zur Bestimmung der Effizienzen, wird die C++-Klasse `gemEfficiencies` einbezogen, die ebenfalls im Zuge von [29] erstellt wurde. Hier wurden Modellvorhersagen für Elektronen-Transfereffizienzen aus [83] verwendet, um sie an Messdaten anzupassen.

Die durch (B.15) beschriebene Vervielfachung wird, unter Berücksichtigung der Gain-Verteilung (B.14) und der beschriebenen Transfereffizienzen, für jede GEM durch die Methode

```
bool ampStage::stdGEM( vector<double> &xStartVec,
                      vector<double> &yStartVec,
                      vector<double> &zStartVec,
                      vector<double> &tStartVec,
                      double EAbove,
                      double EBelow,
                      double UGEM );
```

verarbeitet. Neben der Positionsinformationen, welche lediglich durch den Diffusionsbeitrag (B.13) statistisch verschmiert werden, sind die Parameter der GEM zu übergeben. Dabei bezeichnen `EAbove`, `EBelow` und `UGEM` die Feldstärken oberhalb und unterhalb der GEM-Folie sowie die GEM-Spannung. Es wurde gezeigt, wie in der Simulation die Vervielfachung von Elektronen durch eine Standard-GEM-Folie zustande kommt. Prinzipiell können mithilfe der Klasse `gemEfficiencies` weitere Methoden für weitere GEM-Geometrien realisiert werden. Ein GEM-System, beispielsweise aus mehreren Standard-Folien, kann nun realisiert werden, wenn man die Methoden `ampStage::stdGEM` und `chargeDrift::drift` mehrfach nacheinander ausführt. Abbildung B.5 zeigt abschließend die 1-Elektron-Verstärkung nach sukzessivem Durchlaufen der GEM-Verstärkungsstufen. Zum Vergleich sind hier zudem analoge Histogramme für 50 Startelektronen gezeigt. Deutlich zu erkennen ist, dass die Verteilungen in diesem Fall deutlich symmetrischer werden und die Form eines Gauß-Profiles annehmen. Dies ist auch nach dem zentralen Grenzwertsatz der Statistik zu erwarten.

Ausleseebene (`padPlane`)

Nach sukzessiver Drift und Verstärkung erreicht die verstärkte Elektronenwolke schließlich das Induktionsfeld, d.h. den Driftabschnitt, in dem, physikalisch betrachtet, die Ladungsinduktion stattfindet. Sowohl die CB-TPC als auch die sTPC verwenden eine hexagonal segmentierte Fläche (s. Abschnitt 5.5), um die induzierten Ströme ortsabhängig messen zu können. Die einzelnen Segmente werden als *Pads* und die gesamte Anordnung als *Padplane* bezeichnet.

In [60] wird hierzu auf Grundlage des Shockley-Ramo-Theorems [63, 235] eine Pad-Antwort für hexagonale Pads berechnet, die zeigt, dass der Induktionsbeitrag von Elektronen, deren transversale Projektion außerhalb der Pad-Grenzen liegen, deutlich kleiner ist, als der von Projektionen innerhalb der Grenzen. Abbildung B.6 zeigt die in diesem Rahmen simulierte Pad-Antwort. Der integrierte Anteil der Antwortfunktion innerhalb der Pad-Grenzen beträgt in dem gezeigten Fall zwar nur $\sim 67\%$ des gesamten Integrals, jedoch dominiert die Diffusion in realistischen Fällen diesen Effekt. Aus diesem Grund wird eine approximierete Pad-Antwort der Form

$$f_{\text{resp}} : x \mapsto \begin{cases} 0 : & x \text{ außerhalb der Pad-Geometrie} \\ 1 : & x \text{ innerhalb der Pad-Geometrie} \end{cases} \quad (\text{B.16})$$

angenommen. Es wird auf einem Pad nur der Beitrag derer Elektronen gezählt, die in den Grenzen dieses Pads enden. Für die zeitliche Signalformung wird in der Klasse `readout` (s. nächster Abschnitt) die Anstiegszeit des Signals durch die Zeit abgeschätzt, die ein Elektron bei der Drift von der letzten Verstärkungsebene bis zur Ausleseebene benötigt. Nichtsdestotrotz kann eine Pad-Antwortfunktion

¹¹Simulation basierend auf *Ansys* und *Garfield++* (<https://garfieldpp.web.cern.ch/garfieldpp/>).

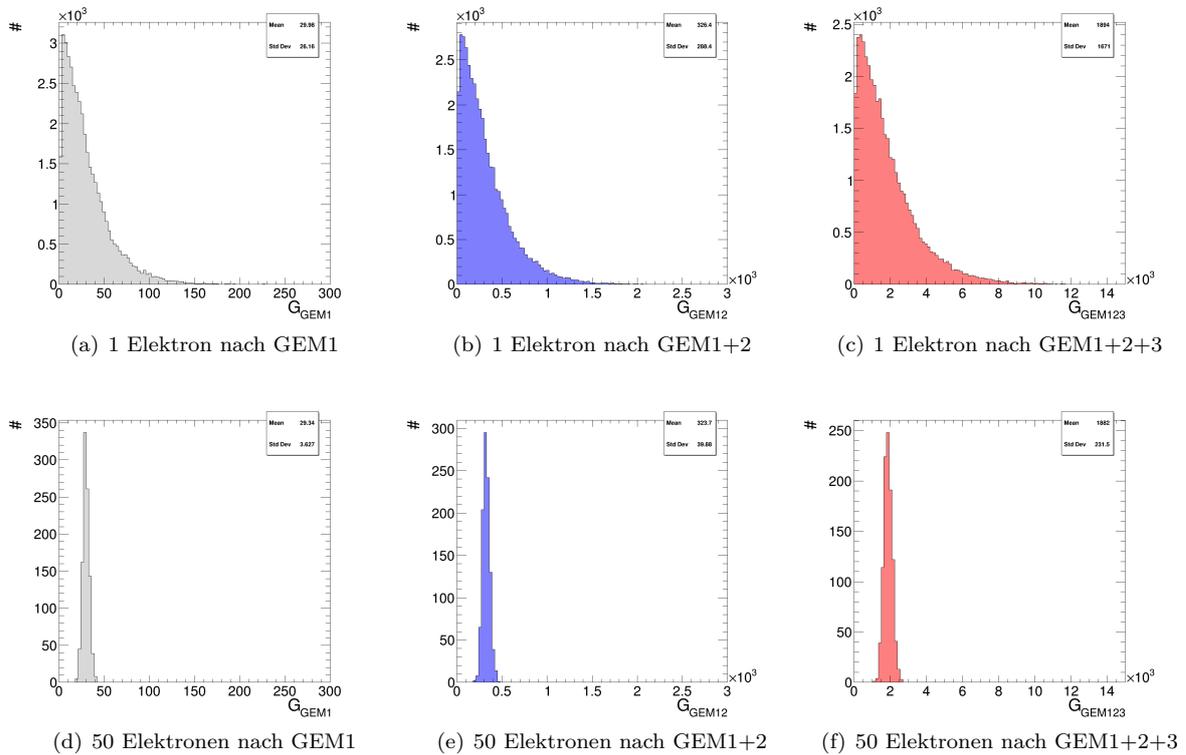


Abbildung B.5.: (a bis c) Ein-Elektron-Verstärkungen beim Durchlaufen der Verstärkungsstufen bei 81% der nominellen Standardkonfiguration nach [59]. (d bis f) Analoge Simulation für 50 Startelektronen.

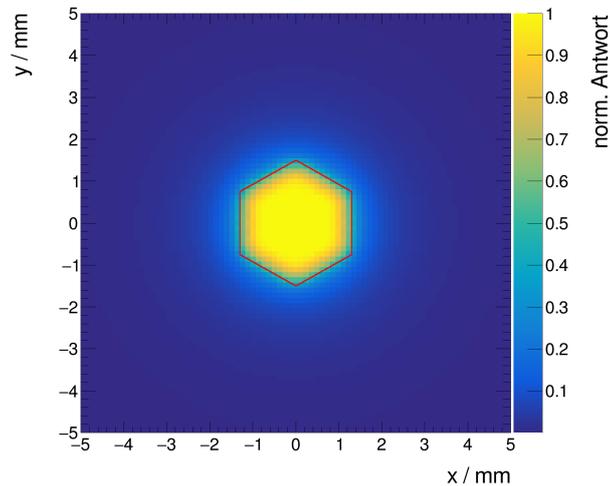


Abbildung B.6.: Simulierte normierte Pad-Antwort einer Punktladung nach dem Shockley-Ramo-Theorem im homogenen Induktionsfeld der CB-TPC (Konfiguration wie am FOPI-Experiment) der Stärke 3170 V/cm bei einem hexagonalen Pad mit Radius $a = 1.5$ mm. Die Funktion ist in Abhängigkeit von der Position relativ zum Pad-Zentrum bei $x = 5$ mm, $y = 5$ mm dargestellt. Zugrundeliegende Simulation (einschließlich Parameter) nach [60].

über die optionale Methode `void padPlane::withPadresponse(string infile)` aktiviert werden. Dabei muss als Argument eine Textdatei angegeben werden, welche die Koordinaten x und y in Millimetern sowie die zugehörige normierte Antwort in Spaltenform beinhaltet. Im Rahmen dieser Arbeit wird diese Methode lediglich verwendet, um mithilfe der in Abbildung B.6 dargestellten Antwort den grundsätzlichen Einfluss auf die Rekonstruktionspräzision der sTPC zu überprüfen (s. Abschnitt 7.4). Dazu wird die Ausdehnung der Antwortfunktion auf die Dimension eines sTPC-Pads herunterskaliert. Unterschiede in Driftfeld und Driftdistanz im Bereich des Induktionsfeldes werden für diese abschätzende Betrachtung ignoriert.

Die *Padplane* wird in der Simulation als ROOT-Objekt `TH2Poly` realisiert, was ein 2D-Histogramm mit arbiträr definierbaren *Bin*-Geometrien darstellt, man spricht dabei von zweidimensionalen Polygonen. Hierzu wird in der `padPlane`-Klasse die Methode `TH2Poly *padPlane::histo(detGeometry)` als *Pointer* definiert und erwartet lediglich ein Objekt der Klasse `detGeometry`, worin die Pad-Geometrie für entsprechenden Detektortyp hinterlegt sein sollte. Eine hilfreiche vordefinierte hexagonale Polygon-Geometrie erreicht man mithilfe die Methode `TH2Poly::Honeycomb()`, wobei die ersten beiden Argumente die Position des ersten Hexagons festlegen. Darüberhinaus wird der Außenradius der Hexagone im nächsten Argument angegeben. Die letzten beiden Argumente geben die Zahl der *Bins* in x bzw. y an. Da das Hexagon keine 90° -Rotationssymmetrie hat, ist anzumerken, dass ein Gleichsetzen der letzten beiden Argumente nicht zu einem Histogramm mit quadratischen Außenabmessungen führt. Jedes Bin der Ausleseebene erhält seinerseits ein 1D-Histogramm, was den zeitlichen Verlauf der Ladungsankunft festhalten soll. Dies spiegelt die transversale Diffusion wider und soll im nächsten Verarbeitungsschritt, in der Klasse `readout`, zur Signalformung beitragen. Die entsprechenden Histogramme sind in einer `C++-Map` mit der vollständigen Definition `std::map< uint, TH1D* > currHistoMap` zusammengefasst. Sie ordnet eindeutig jeder Bin-Nummer der Ausleseebene ein Histogramm zu, welches ein vereinfachtes Bild des elektrischen Stromes in Abhängigkeit von der Zeit wiedergibt. Es ist an dieser Stelle nochmals zu betonen, dass dieser Strom weder nach Shockley-Ramo-Theorem noch nach einer Approximation davon hergeleitet ist. Vielmehr werden in diesem Bild die Ströme als auftreffende Ladung pro Zeiteinheit betrachtet. Auch wenn das nicht dem physikalischen Stromverlauf entspricht, ist diese Information hilfreich bei der Vorhersage des analogen Signals der Ausleseelektronik, was im nächsten Abschnitt genauer erläutert wird.

Für ein *Trigger*-Ereignis werden diese zeitlich aufgelösten Histogramme mit allen Elektronen befüllt, die bis zum Driftabschnitt der Signalinduktion erzeugt wurden, was dem Auslesen des vollständigen Driftabschnittes entspricht. Dies ist insbesondere dadurch möglich, dass jedes Elektron bis zum Zeitpunkt der Auslese eine Zeitinformaton trägt. Um die sog. *Occupancy* (*dt. Belegung*) zu bestimmen, wird für jedes Pad das zeitliche Histogramm aufintegriert und grafisch ausgegeben. In diesem Zusammenhang wird die *Occupancy* der Test-Photokathode in Abschnitt 7.3 abgehandelt.

Die Handhabung der *Padplane* im Hauptprogramm ist so, dass ein `TH2Poly`-Histogramm als *Pointer* angelegt wird, der auf das Histogramm der Klasse `padPlane` zeigt. Ein Beispiel wäre

```
TH2Poly *myRunHisto = myPadPlane.histo( myGeometry ); ,
```

wobei angenommen wird, dass `myGeometry` das zu übergebende Objekt der Klasse `detGeometry` ist. Im weiteren Programmverlauf wird beispielsweise `*myRunHisto` als örtlich auflösendes Histogramm für die *Occupancy* des gesamten *Runs* verwendet. Da hierbei die zeitliche Information verloren geht, ist dieses Histogramm nur zu Übersichtszwecken geeignet. Die physikalisch relevantere Methode der Klasse ist

```
void padPlane::measPadCurrents( vector<double> xVec ,
                               vector<double> yVec ,
                               vector<double> zVec ,
                               vector<double> tVec ,
                               TH2Poly *padplaneHisto ,
                               detGeometry myGeom ); .
```

Hier werden, außer den Koordinaten aller Elektronen, das Histogramm, welches der *Padplane* zugrundeliegt, und erneut der Geometrietyp des Detektors übergeben. Das die *Padplane* repräsentierende

Histogramm wird an dieser Stelle als Argument benötigt, um festzustellen welchem Bin ein Elektron zuzuordnen ist. Die Methode prüft zunächst für jedes Elektron, ob es innerhalb der Detektorgeometrie liegt und damit detektiert werden kann. Dies bewerkstelligt die Geometrie-Methode `bool detGeometry::isDetRegion(double x, double y)`. Mit der Methode `TH2Poly::FindBin(double x, double y)` kann das betrachtete Elektron einem eindeutigen Bin zugewiesen werden. Mit der bekannten Bin-Nummer wird in der zuvor beschriebenen `Map std::map< uint, TH1D* > currHistoMap` das zugehörige zeitlich aufgelöste 1D-Histogramm befüllt bzw. zunächst angelegt und dann befüllt. Diese örtlich und zeitlich definierten Daten dienen als Grundlage für weitere im Rahmen der Simulation durchgeführte Signalverarbeitungen. Im Hauptprogramm wird `measPadCurrents(...)` aufgerufen, womit die Elektronen in der Simulation peakartige Stromsignale erzeugen, was an der Quantisierung liegt und daran, dass an dieser Stelle noch keine Signalinduktion berücksichtigt ist. Als Alternative zu den hexagonalen Polygonen der simulierten Ausleseebene, können mit der Klasse `padPlane` arbiträre rechteckige Polygone realisiert werden. Die Pad-Geometrie ist in dem Objekt vom Typ `detGeometry` inkorporiert und wird zu Beginn des Hauptprogramms durch den Detektortyp festgelegt. Andere Geometrien können durch die Definition weiterer Detektortypen in dieser Klasse realisiert werden. Bestehende Detektor-Geometrien können selbstverständlich auch angepasst werden. Da es von Interesse ist, simulierte Daten mit gemessenen zu vergleichen, ist es zweckmäßig die simulierten und realen Padplanes hinsichtlich der Geometrie und *Bin*-Zuordnung gleich zu gestalten. Im Hinblick darauf, dass zur Dekodierung der real gemessenen sTPC-Daten ohnehin eine entsprechende Datei benötigt, welche die Bin-Ort-Zuordnung enthält, wird eine Methode `void padPlane::mapBinsToXY(TH2Poly*, detGeometry)` zur Generierung dieser Datei implementiert. Als Argumente werden hier das Histogramm, welches die Padplane repräsentiert, und das Geometrie-Objekt übergeben. Intern wird mithilfe der Methode `TList TH2Poly::GetBins()` eine ROOT-Liste (vom Typ `TList`) der einzelnen Bins ausgegeben, deren Schwerpunkte anschließend über die Positionen der Bin-Eckpunkte bestimmt werden. Ein weiterer Algorithmus prüft für jedes Bin das Vorhandensein benachbarter Bins und speichert deren Nummern, da das eine Wichtige Information ist, um bei der späteren Datenanalyse sog. *Cluster*, d.h. örtlich zusammenhängende Detektionssignale, zu finden. Letztlich kann jeder Bin-Nummer eine physikalische Position und die Bin-Nummern benachbarter Pads/Bins zugeordnet und diese Zuordnung schließlich in einer `.dat`-Datei abgespeichert werden. Die Struktur der Datei entspricht der Pad-Zuordnungsdatei für das reale Experiment¹².

Elektronische Verarbeitung (readout)

Zur Initialisierung des finalen Objektes dieser Simulation, wird im Hauptprogramm die Methode `bool Readout::setReadoutType(string frontend)` aufgerufen. Das Argument legt, in Form eines `string`-Datentyps, die Ausleseelektronik fest. Zur Zeit steht hier lediglich der Typ `T2KAFTER` zur Verfügung. In der Deklaration der Methode werden, darauf basierend, klasseneigene Variablen gesetzt, die die Form des analogen und digitalisierten Ausgangssignals bestimmen. Beispiele dafür sind die Abklingzeit des ladungsempfindlichen Verstärkers `tau_csa` oder der dynamische Spannungsbereich des ADC, der durch die beiden Variablen `VADC_dynRangeLo` und `VADC_dynRangeHi` festgelegt wird. Da Signalförmigkeit, Amplitude und Rauschen maßgeblich von den Parametern der *Frontend*-Elektronik und des ADC abhängen, soll zunächst die Wahl dieser begründet werden, bevor es mit der Beschreibung der Klasse an sich weitergeht. Trivialerweise folgt man hierbei dem Ablauf der Signalverarbeitung. Für jedes Pad ist im *AFTER*-Chip [148] ein ladungsempfindlicher Verstärker integriert, der eine feste Abklingzeit von $\tau_{CSA} = R_{CSA} \cdot C_{CSA} = 100 \mu\text{s}$ [222] besitzt. Da die Rückkopplungskapazität C_{CSA} (`C_csa` in der Simulation), die den dynamischen Energiebereich des ladungssensitiven Verstärkers festlegt, geändert werden kann, wird der Rückkopplungswiderstand R_{CSA} vom Chip so angepasst, dass die Abklingzeit immer $100 \mu\text{s}$ beträgt [222]. Um die Signalförmigkeit zu beschreiben, wird ein ana-

¹²Nach dem Schema früherer Benennungen erhält die generierte Datei für die sTPC den Namen `padPlane_sTPC.dat`. Ihr Speicherort ist auf dem Datenakquirierungs-Server in `tbserver:/tbdaq/monitoring/stpc/config/stpc.config`, zusammen mit weiteren Pfaden von Zuordnungsdateien, angegeben. Die `.config`-Datei wird verwendet, um die mit DATE aufgezeichneten Rohdaten zu dekodieren.

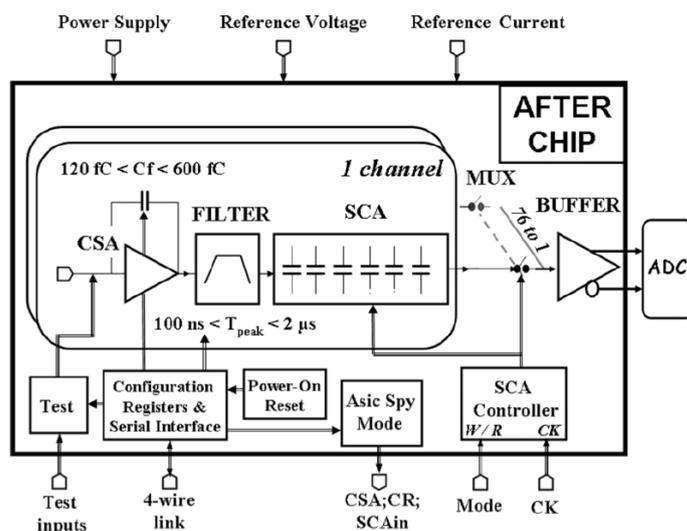


Abbildung B.7.: Schema der internen Architektur des AFTER ASICs. [148]

lytischer Ausdruck verwendet, der empirisch hergeleitet wurde. Dieser beschreibt die Antwort bei gegebener Anstiegszeit τ_i folgendermaßen

$$H(t) = A_0 \cdot \left(\frac{t}{\tau}\right)^3 \cdot \sin\left(\left(\frac{t}{a \cdot \tau}\right)^e\right) \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \quad (\text{B.17})$$

$$\tau = b \cdot \tau_i.$$

Hierbei sind A_0 die Amplitude und τ eine Zeitkonstante, die von dem einstellbaren Chip-Parameter τ_p und der Anstiegszeit des Eingangssignals τ_i sowie dem Parameter b abhängt. Bei dem Ausdruck (B.17) handelt es sich um eine abgewandelte Form der in [221] und [219] verwendeten Funktion. Der Unterschied liegt in einem zusätzlichen Freiheitsgrad, der durch den Exponenten e im Sinus-Term verkörpert wird. Bei dem Parameter a , der nur im Sinus-Term auftaucht handelt es sich um einen Dehnungsfaktor. Die Parameter A_0, a, b, e müssen für jede Kombination von τ_p und τ_i neu bestimmt werden. Die Größe τ_p kann durch Setzen von entsprechenden Registern im AFTER-Chip diskret eingestellt werden und steht im Zusammenhang mit der Anstiegszeit des Ausgabepulses (*engl. peakingtime*). Für die tatsächliche Anstiegszeit des Antwortpulses fließt dennoch die Zeit τ_i des Eingangssignals ein, weshalb sich τ_p nicht direkt aus der Signalform ablesen lässt.

Es können 16 Werte zwischen 116 ns und 2 μ s gewählt werden [148]. Die Simulation beschränkt sich jedoch nur auf den niedrigsten Wert von $\tau_p = 116$ ns. Die Anstiegszeit des Eingangssignals τ_i ist abhängig von der äußeren Beschaltung des Detektors, insbesondere von der Distanz d_{ind} zwischen letzter GEM und Ausleseebene sowie der Driftgeschwindigkeit v_{ind} der Elektronen in diesem Bereich. Tatsächlich wird in der vorliegenden Simulation die Signalanstiegszeit über diese zwei Parameter abgeschätzt:

$$\tau_i \approx \frac{d_{\text{ind}}}{v_{\text{drift}}}. \quad (\text{B.18})$$

Andernfalls wäre eine erweiterte elektrodynamische Simulation notwendig. Nach Abbildung B.3 liegen bei typischen Induktionsfeldern $E = (3.5) \text{ kV/cm}$ die Driftgeschwindigkeiten bei $v_d \approx 0.05 \text{ m}/\mu\text{s}$, womit schätzungsweise $\tau_i \approx 35 \text{ ns}$ ist. Als Distanz zwischen letzter GEM und Ausleseebene (*engl. induction gap*) ist hierbei $d_{\text{ind}} = 1.75 \text{ mm}$ angenommen worden. In vorliegender Klasse wird diese Zeit dynamisch durch die Methode

```
double Readout::getSignalRiseTimeApprox( detGeometry, Gas ),
```

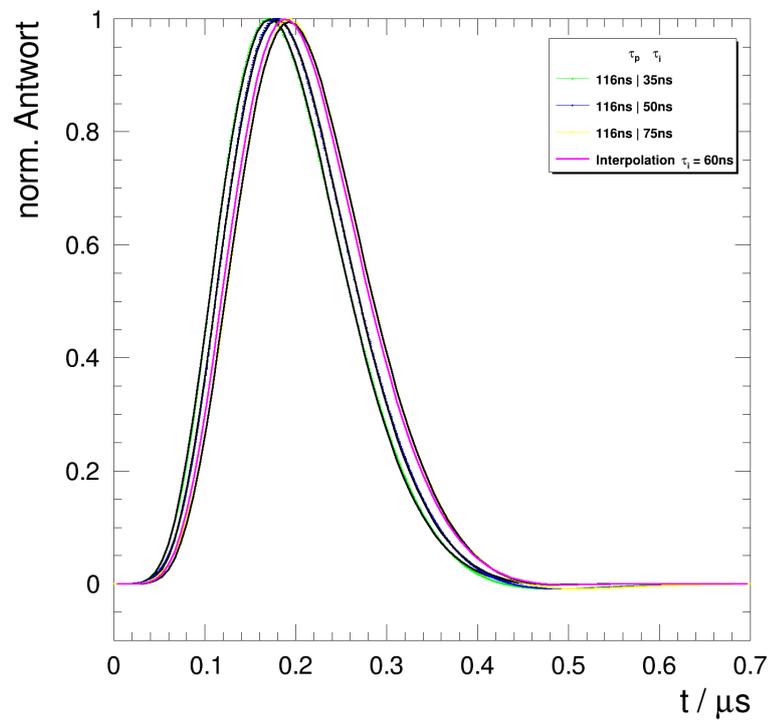
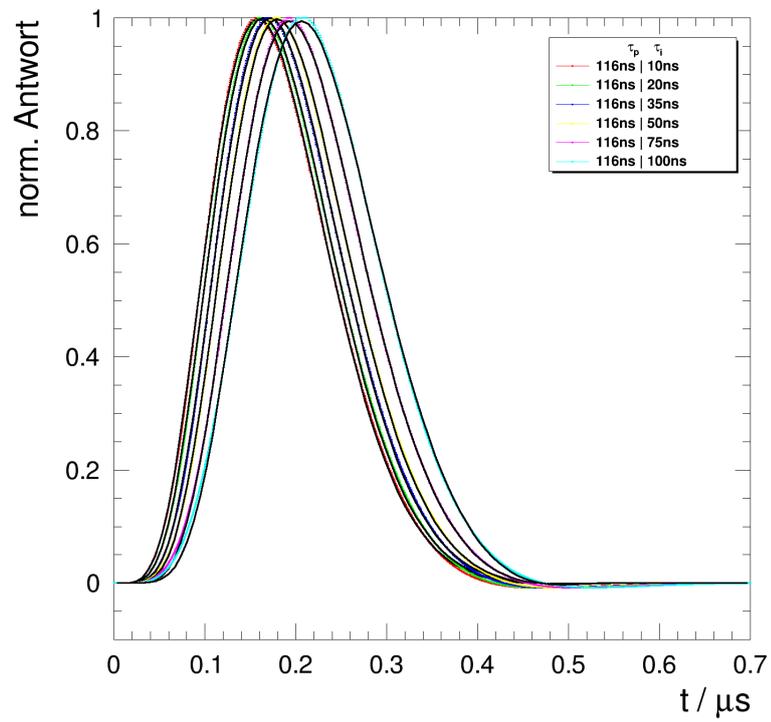


Abbildung B.8.: Analytische Anpassungen (B.17) an simulierte Daten [223] der Antwortfunktion des AFTER-Chips bei einer festen Konfiguration des Chip-Parameters τ_p für verschiedene Anstiegszeiten des Eingangssignals τ_i . Die untere Grafik zeigt zudem eine interpolierte Antwortfunktion bei $\tau_i = 60\text{ ns}$.

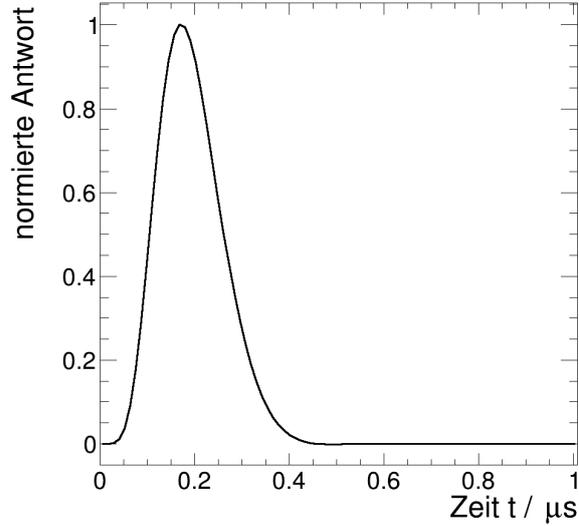


Abbildung B.9.: Analytische Antwort des AFTER-Chips auf ein approximiertes Eingangssignal der sTPC mit der Anstiegszeit $\tau_i \approx 35$ ns. Sowohl Antwortpuls als auch Anstiegszeit werden auf Grundlage von Simulationsparametern dynamisch bestimmt. Die voreingestellte Ausgabeanstiegszeit beträgt $\tau_p = 116$ ns.

τ_i/ns	a	b	e
10	11.5028	2.78136	3.69919
20	12.3324	1.34665	4.07667
35	13.3529	0.74195	4.60395
50	14.1012	0.50794	5.06252
75	14.7915	0.33550	5.65453
100	14.8058	0.25799	5.98303

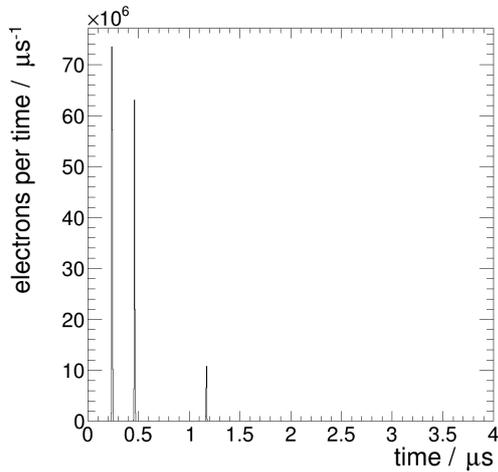
Tabelle B.1.: Aus Anpassung gewonnene Parameter zur Beschreibung der analytischen Signalform nach Gleichung (B.17) für die Chip-Einstellung $\tau_p = 116$ ns. Um eine normierten Antwortpuls zu erhalten, muss die Amplitude A_0 individuell so normiert werden, dass das Maximum der Funktion bei 1 liegt.

mithilfe des Geometrie- und des Gas-Objektes ermittelt. Dabei wird das genaue Induktionsfeld und das Detektorgas zur Berechnung der Anstiegszeit verwendet.

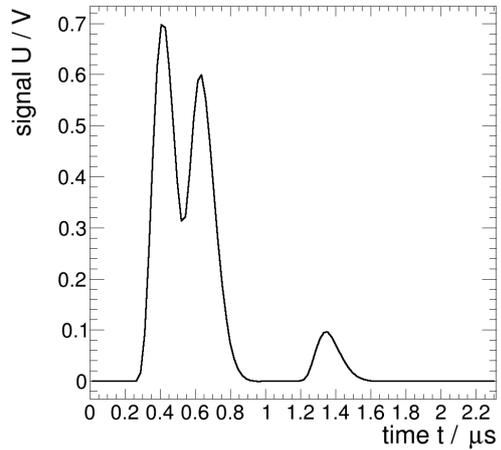
Als Grundlage für die Antwortpulse dienen simulierte Daten [223] des AFTER-Chips bei einer Einstellung von $\tau_p = 116$ ns für verschiedene Anstiegszeiten des Eingangspulses $\tau_p/\text{ns} = 10, 20, 35, 50, 75$ und 100. Diese Daten werden durch (B.17) mithilfe der Parameter A_0, a, b und e angepasst. Um Signalformen für individuelle Anstiegszeiten des Eingangspulses lückenlos in die Simulation zu implementieren, werden die Anpassungsparameter a, b, e in Abhängigkeit für individuelle τ_i automatisch interpoliert¹³. In Abbildung B.8 sind die Angepassten Daten und eine exemplarisch interpolierte Pulsform dargestellt. Da Gleichung (B.17) bereits empirischer Natur ist, kann an dieser Stelle kein physikalisch begründeter Zusammenhang zwischen den Anpassungsparametern und τ_i gefunden werden.

Mit den Vorbereitungen, die innerhalb der Klasse `padPlane` getroffen werden, kann der abschließende Vorgang der analogen Signalbildung und Digitalisierung durchgeführt werden. Aus der Sicht des Hauptprogramms liegen an dieser Stelle der Simulation die Orts- und Zeitinformationen in einer

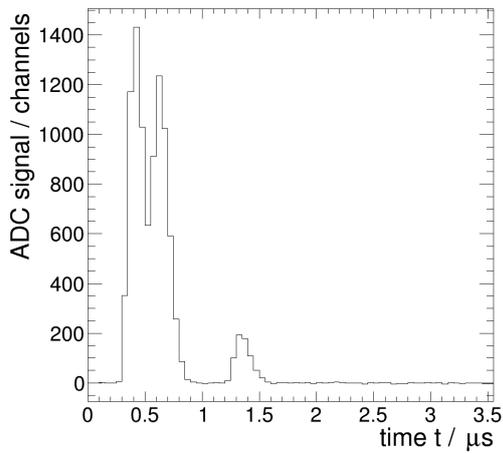
¹³AKIMA-Interpolation, s. https://root.cern/doc/v606/group__Interpolation.html



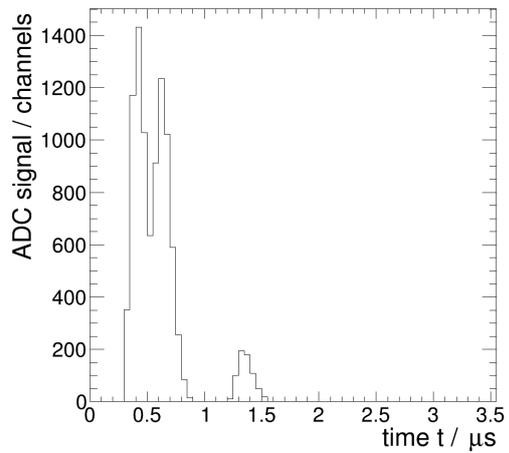
(a) Vereinfachter Strom auf einzelmem Pad.



(b) Antwort nach (B.17).



(c) Digitalisiertes Signal.



(d) Digitalisiertes Signal, *null-unterdrückt*.

Abbildung B.10.: Simulationsschritte der Signalverarbeitung: (a) Abstrahierter Strom auf einem einzelnen Pad. (b) Antwort der analogen Elektronik und Umrechnung in die Ausgangsspannung U des analogen Teils. Jeder Bin-Eintrag aus (a) wird in einen Antwortpuls entsprechender Amplitude und Position umgewandelt. Dies kann als diskrete Faltung mit der Antwortfunktion (B.17) betrachtet werden. (c) Digitalisierung durch den ADC der Auslekette mit Rauschpegel. (d) Nullunterdrücktes (5σ) digitales Signal.

`std::map` vor, die der Klasse `padPlane` zugehörig ist. Wie in B.1 beschrieben, wird hier jeder Bin-Nummer ein 1D-Histogramm zugeordnet, welches einen simplifizierten Stromverlauf auf dem entsprechenden Pad darstellt. Um das Histogramm der Bin-Nummer `binID` zu erhalten, wird folgende Vorschrift verlangt

```
myPadPlane.currHistoMap[binID]; .
```

Die vorliegende Information muss nun so verarbeitet werden, dass das Ergebnis einem realistischen Ausgangssignal entspricht. Im Hauptprogramm läuft in diesem Zusammenhang eine Schleife über alle Bins der Padplane, worin zunächst geprüft wird, ob das dazugehörige Stromhistogramm Einträge besitzt. Ist dies der Fall, so werden zwei Methoden der Klasse `Readout`, zur analogen bzw. digitalen Verarbeitung, nacheinander ausgeführt. In der Deklaration haben sie die Form

```
void Readout::analogProcessingAnalytic( TH1D* currInHist);
```

und

```
void Readout::ADC(TF1 *AnalogSignal,
                 uint evt,
                 uint binid ); .
```

Die Methode für die Simulation der analogen Verarbeitung erwartet das zeitaufgelöste Stromhistogramm und schreibt die Ausgabe in das klasseneigene Histogramm `TF1 *analogSigAnalytic`, welches wiederum die Methode zur Simulation der digitalen Verarbeitung als Eingabeobjekt nutzt. Außer dem analogen Signal wird die Ereignisnummer `i`, zur Benennung einer Ausgabegrafik, und die Bin-Nummer `padid` verlangt.

Abschließend zeigt Abbildung B.10 die vollständige simulierte Signalverarbeitung auf einem einzelnen Pad. In Teilabbildung (a) finden sich die vereinfachten Ströme, die quasi als Zeitpunkte des Auftreffens von Elektronen zu betrachten sind. Im darauffolgenden Schritt (b) kommt der Antwortpuls des Auslesechips ins Spiel, wobei die Länge des Signals – wie oben beschrieben – u.a. von der Beschaffenheit des Detektors abhängt. In dem gezeigten Beispiel wird die gleiche Chip-Konfiguration verwendet wie in [59]¹⁴, mit der auch die sTPC betrieben werden soll. Teilabbildung (c) zeigt das durch den ADC digitalisierte Signal mit einem gaußverteilten Rauschen von $\sigma_{\text{ADC}} = 1.58 \text{ ch}$ [221]. Für Simulationsanalysen wird im Weiteren eine die Rahmen einer *Pedestal*-Messung ermittelte durchschnittliche Rauschbreite von $\sigma_{\text{ADC}} = 1.65 \text{ ch}$ verwendet. Die Breite der Verteilung aller Pads liegt bei 0.54 ch und ist als RMS-Wert zu verstehen. Zuallerletzt zeigt (d) die null-unterdrückte Ausgabe des Auslesesystems, wobei alle Samples verworfen werden, die nach Pedestal-Korrektur unterhalb von $5\sigma_{\text{ADC}}$ liegen.

Als Gegenprobe wird der in [59] experimentell bestimmte Umrechnungsfaktor zwischen injizierter Ladung und ADC-Kanälen

$$\begin{aligned} Q/\text{ADC} &= (0.063 \pm 0.003) \frac{\text{fC}}{\text{ch}} \\ &= e \cdot (393 \pm 19) \frac{1}{\text{ch}} \end{aligned} \tag{B.19}$$

mit der Simulation in Form einer Überschlagsrechnung verglichen. Vergleicht man die jeweils äußerst rechten Signals in allen Teilabbildungen Die Zahl der Elektronen des letzten Peaks in (a) ergibt bei einer Bin-Breite von 4 ns eine ungefähre Gesamtzahl von 7200 e . Bildet man den Quotienten mit der Amplitude des entsprechenden Peaks in (d) 200 ch, so ergibt sich

$$(Q/\text{ADC})_{\text{simu}} \approx 360, \tag{B.20}$$

was näherungsweise mit (B.19) übereinstimmt.

¹⁴Dynamischer Bereich $Q_{\text{max}} = C_{\text{CSA}} \cdot U_{\text{lin}} = 120 \text{ fC}$, zurückzuführen auf den linearen Bereich des ladungsempfindlichen Verstärkers $U_{\text{lin}} = 600 \text{ mV}$ bei einer Rückkopplungskapazität $C_{\text{CSA}} = 200 \text{ fF}$.

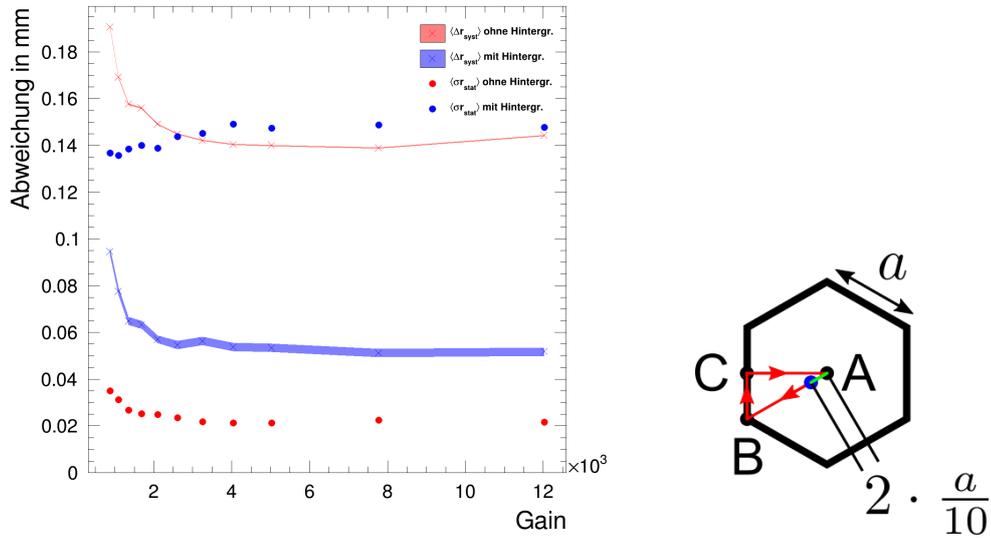


Abbildung B.11.: Quadratisch gemittelte systematische und statistische Abweichungen für die (rechts) dargestellte Position des Kalibrationspunktes über der Padplane. Berechnung nach (7.4) bzw. (7.5). Die Bänder bei den systematischen Abweichungen sind als Fehler der simulierten Punkte zu verstehen. Die rechte Abbildung zeigt die simulierte Position (blau) des Kalibrationspunktes relativ zu dem darunterliegenden Pad. Simulation ohne Hintergrundelektronen.

B.2. Ergänzung zur Simulation des Rekonstruktionsfehlers

Die folgenden Abschnitte thematisieren den Einfluss von Detektorverstärkung und Beleuchtungsprofil im Kontext der Simulationen zum Rekonstruktionsfehler bei einer photoelektrischen Kalibration (s. Abschnitt 7.4).

B.2.1. Einfluss der Verstärkung

Anhand einer exemplarischen Simulation ohne Hintergrundelektronen wird die systematische Abweichung in Abhängigkeit von der Detektorverstärkung untersucht. Damit diese nicht positionsbedingt verschwindet, werden die Kalibrationspunkte bewusst dezentral (s. Abbildung B.11 rechts) über den darunterliegenden Pads positioniert. Für verschiedene Verstärkungen $\gtrsim 800$ werden die mittleren quadratischen Abweichungen in x und y erfasst. Überdies wird die dazugehörige statistische Schwankung bestimmt. Es ist anzumerken, dass mit dieser speziellen Simulation die Abhängigkeit zwischen Abweichung und Verstärkung nur exemplarisch geprüft werden soll. Die Werte in Abbildung B.11 sind nicht stellvertretend für mittlere Fehlerabschätzung der Padplane zu sehen.

Es zeigt sich erwartungsgemäß eine schwache Abhängigkeit. Oberhalb einer Verstärkung von 1500 verändern sich die Abweichungen nicht mehr wesentlich. Um Rechenressourcen zu sparen, werden nachfolgende Simulationen bei einer Verstärkung von $G \sim 1700$ durchgeführt.

B.2.2. Einfluss des Beleuchtungsprofils

Um den Effekt durch den Gradienten des Beleuchtungsprofils von anderen systematischen Verschiebungen zu entkoppeln, werden drei Startpositionen $r_{\text{dot},i}$, mit $i \doteq A, B, C$, gewählt, die eine hohe Symmetrie bezüglich der Padplane haben. Für eine homogene Beleuchtung sollten in diesen Fällen aufgrund der Symmetrie keine systematischen Verschiebungen möglich sein. Abbildung B.12 (a)

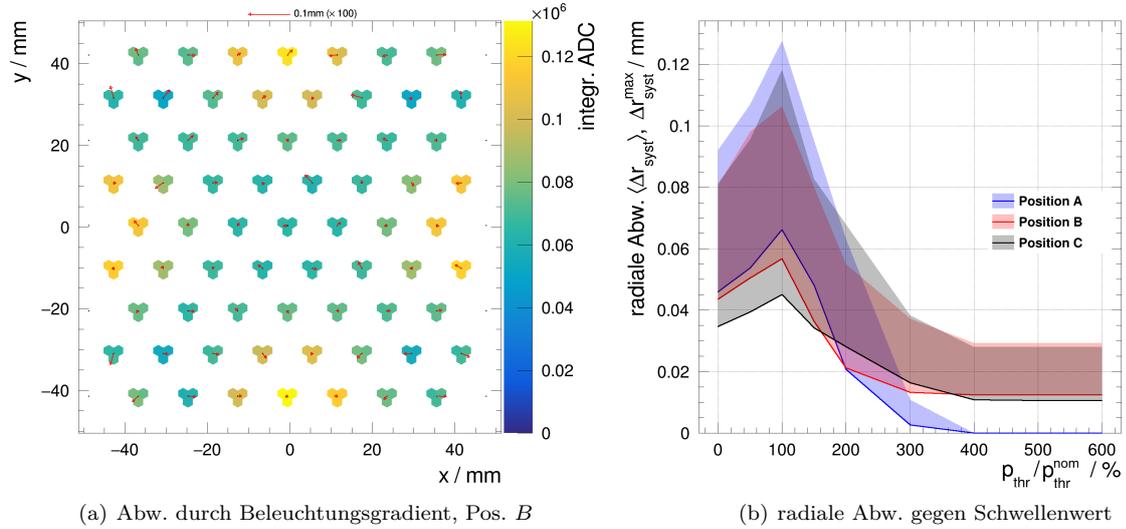


Abbildung B.12.: Abweichungen bedingt durch den Gradienten des Beleuchtungsprofils. (a) Simulierte Detektorantwort im Symmetriepunkt B (100 Ereignisse summiert) bei hohem Schwellwert $p_{\text{thr}} = 6 \cdot p_{\text{thr}}^{\text{nom}}$ und systematische Abweichungen (100-fach vergrößert). (b) Durchschnittliche (Linie) und maximale (Flächenrand) radiale Abweichungen auf der Padplane für verschiedene Symmetriepunkte A, B, C in Abhängigkeit von dem Anteil p_{thr} des nominellen Schwellenwertes. Für erhöhte Schwellenwerte nimmt die Abweichung einen konstanten Wert an, da der Gradient der Hintergrundelektronendichte weniger Einfluss hat.

zeigt für die Startposition B die individuellen Abweichungen der rekonstruierten Punkte in Form von (hundertfach vergrößerten) Pfeilen bei einem hohen Schwellwert von $p_{\text{thr}} = 6 \cdot p_{\text{thr}}^{\text{nom}}$. Es ist deutlich erkennbar, dass die Verschiebung direkt mit dem Gradienten des Beleuchtungsprofils zusammenhängt. In Abbildung B.12 (b) ist die padplanegemittelte radiale Abweichung¹⁵ $\langle \Delta r_{\text{sys}} \rangle$ (Linie) und maximale radiale Abweichung $\Delta r_{\text{sys}}^{\text{max}}$ (Oberkante Fläche) für die drei genannten Startpositionen A, B, C in Abhängigkeit von p_{thr} dargestellt.

Für kleine Schwellenwerte p_{thr} kann die Positionsbestimmung zwar auf Grundlage einer höheren Statistik berechnet werden, jedoch werden hierbei auch Pads betrachtet, die weiter vom jeweiligen Startpunkt entfernt sind. In Bereichen großer Intensitätsgefälle gibt es dadurch umso mehr Beiträge der Hintergrundelektronen, die sich bei der Schwerpunktsbestimmung nicht vollständig kompensieren. Durch die anfängliche Vergrößerung des Schwellenwertes steigt die systematische Abweichung zunächst an, da, systematisch, Pads mit kleinen Einträgen auf der niedrigeren Seite des Intensitätsgefälles entfernt werden. Dies führt zu einer noch schlechteren Kompensation von Padbeiträgen auf der Seite höherer Intensität. Erst ab 100% des nominellen Schwellenwertes nimmt die systematische Abweichung für alle drei Fälle wieder ab, da vermehrt nur die Pads zur Schwerpunktsbestimmung beitragen, deren Signal von einem Kalibrationspunkt herrührt. Weiteres Erhöhen von p_{thr} führt schließlich dazu, dass ab einem gewissen Wert nur noch die Pads verbleiben, welche geometrisch direkt unter dem Kalibrationspunkt liegen. Bei Position A führt das ab einem Schwellenwert von 400% zu einer Abweichung von quasi null, da in diesem Fall die Kalibrationspunkte direkt über den Mittelpunkten der Pads liegen. Für die anderen beiden Positionen A und B verbleibt ein vernachlässigbarer Rest von $\lesssim 0.015$ mm (Maximalwert $\lesssim 0.03$ mm), da hierbei ein Kalibrationspunkt, geometrisch gesehen, gleichmäßig auf zwei bzw. drei Pads aufgeteilt wird und das Intensitätsgefälle nicht nur Einfluss auf den Hintergrund, sondern auch auf die ausgedehnte Kreisscheibe des Kalibrationspunktes hat. Bei

¹⁵Quadratischer Mittelwert der systematischen radialen Abweichungen.

hohen Schwellwerten ist in allen drei Fällen davon auszugehen, dass die Effekte durch den Beleuchtungsgradienten im Vergleich zu Fehlerquellen durch Produktionsungenauigkeiten vernachlässigbar sind. Für Schwellenwerte im Bereich von $p_{\text{thr}} \sim 100$ liegen die mittleren systematischen Beiträge in der Größenordnung $\langle \Delta r_{\text{sys}} \rangle \lesssim 0.06$ mm, wie sie üblicherweise auch für andere Ausgangspositionen gefunden werden. Hier sollte demnach kein Zusammenhang mit dem Beleuchtungsprofil bestehen.

Ergänzend zu den oben ermittelten Ergebnissen, kann in einer erweiterten Simulation, nach Abschnitt 7.4.3, gezeigt werden, dass der Gradient der Beleuchtung keinen merklichen Einfluss auf die mittleren Rekonstruktionsfehler δx_{sys} und δy_{sys} bzw. δr_{sys} hat. Hierzu wurde das Szenario mit Hintergrundelektronen mithilfe einer homogenen Beleuchtungsintensität¹⁶ simuliert. Die Kurven für die Rekonstruktionsfehler in Abhängigkeit von p_{thr} sind bis auf statistische Schwankungen nahezu deckungsgleich. Bei inhomogener und homogener Beleuchtung werden die radialen Fehler für jeweils zwei verschiedene Werte von p_{thr} angegeben:

$$\delta r_{\text{sys}}(0) = (0.0701 \pm 0.0002) \text{ mm} \quad \delta r_{\text{sys}}(p_{\text{thr}}^{\text{nom}}) = (0.0797 \pm 0.0004) \text{ mm} \quad (\text{B.21})$$

$$\delta r_{\text{sys}}^{\text{hom}}(0) = (0.0686 \pm 0.0007) \text{ mm} \quad \delta r_{\text{sys}}^{\text{hom}}(p_{\text{thr}}^{\text{nom}}) = (0.0824 \pm 0.0011) \text{ mm}. \quad (\text{B.22})$$

Trotz verschiedener Ausgangslagen bezüglich des Beleuchtungsprofils, liefern beide Simulationen (inhomogen und homogen) für niedrige Schwellenwerte ähnlich große radiale Abweichungen. Die Werte weichen von denen in Abbildung B.12 ab, da hier der mittlere systematische Fehler aufgrund einer anderen Datengrundlage berechnet wird. Statt dem Pfad γ werden Positionen aus einem zweidimensionalen repräsentativen Bereich gewählt. Der Fehleranteil für $p_{\text{thr}} \lesssim 3p_{\text{thr}}^{\text{nom}}$ in Abbildung B.12 (b) kommt folglich nicht durch den Gradienten der Beleuchtung zustande.

¹⁶Durchschnittswert des ansonsten verwendeten Beleuchtungsprofils.

C. UV Linsenoptik

C.1. Beleuchtung einer Ebene durch Linsenabbildung

Im Folgenden wird geprüft, ob es technisch realisierbar ist, eine mit parallelem Licht ausgeleuchtete Blende auf einem Teil der Kathodenfläche abzubilden. Vorgesehen sind vier Lichtquellen in Form von Faserbündeln, die das eingekoppelte Laserlicht, mithilfe von randomisiert verteilten Fasern am Eingang, homogen auf die vier Faserbündel verteilen.

Mithilfe der Linsengleichung für dünne Linsen¹

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{g} + \frac{1}{b} \quad (\text{C.1})$$

und der Abbildungsgleichung

$$\frac{B}{G} = \frac{b-f}{f}, \quad (\text{C.2})$$

lässt sich ein weiterer Ausdruck herleiten. Dabei sind f die Brennweite, B die Abbildungsgröße, g die Entfernung der Blende zur Linsenhauptebene und G der von der optischen Achse am weitesten entfernte Punkt der Blendenöffnung. Aus den beiden Gleichungen erhält man

$$G = \frac{B}{\frac{b}{f} - 1}, \quad (\text{C.3})$$

was die Blendengröße G in Abhängigkeit von der Brennweite f angibt. Die restlichen Parameter sind durch die Geometrie der Testkammer festgelegt

$$B = 70 \text{ mm} \quad (\text{C.4})$$

$$b \approx 95 \text{ mm.} \quad (\text{C.5})$$

Die Bildweite ist dabei zunächst nur als Schätzwert angegeben, da dieser durch die finale Positionierung der Linse noch leicht abweichen kann. Für symmetrische Linsen - d.h. gleiche Krümmungsradien - und für $n_{\text{air}} \approx 1$ lautet die Linsenschleifergleichung

$$\frac{1}{f} = \frac{2(n-1)}{r} - \frac{(n-1)^2 t}{r^2 n}, \quad (\text{C.6})$$

wobei n der Brechungsindex, r der Krümmungsradius und t die Dicke der Linse sind. Da die Vergrößerungsoptik nicht im aktiven Bereich der Auslese untergebracht werden kann, muss die Blende versetzt zur optischen Achse positioniert werden, damit die Abbildung entsprechend versetzt auf die Kathode projiziert wird. Die Abbildungsgeometrie ist in Abb. C.1 illustriert. Um den Effekt der sphärischen Aberration zu mindern, ist es notwendig eine Kombination aus Durchmesser d , Krümmungsradius r und Gegenstandsgröße G zu finden, für die der Durchmesser d möglichst groß im Vergleich zu G ist. Dies bedeutet, dass bei gegebenem Brechungsindex n ein lokales Maximum des Verhältnisses $d/G(f, d, r, n)$ in Abhängigkeit von d und r zu suchen ist.

Gleichung (C.6) beschreibt die Brennweite in Abhängigkeit von Krümmungsradius, Brechungsindex

¹In Bezug auf eine der beiden Hauptebenen ist die Formel auch für dicke Linsen gültig.

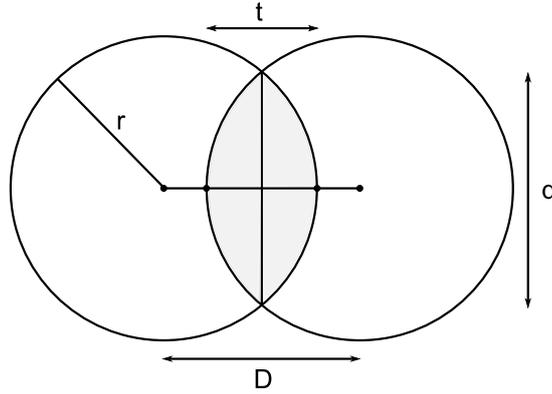


Abbildung C.1.: Illustration zur Geometrie einer symmetrischen Sammellinse. Der graue Bereich stellt den Schnitt durch die Linse dar. Hierbei sind d der Durchmesser, t die Dicke und r der Krümmungsradius der Linse. D dient hier nur als Hilfsgröße und beschreibt den Abstand der beiden Kreismittelpunkte.

dex und Linsendicke. Durch geometrische Überlegungen an Abb. C.1 lassen sich die Beziehungen $r^2 = \left(\frac{d}{2}\right)^2 + \left(\frac{D}{2}\right)^2$ und $D = 2r - t$ und damit schließlich

$$t(d, r) = 2r - \sqrt{(2r)^2 - d^2} \quad (\text{C.7})$$

herleiten. Das zu maximierende Verhältnis ist somit gegeben durch

$$\frac{d}{G} = \frac{d}{B} \left(b \left(\frac{2n-2}{r} - \frac{(n-1)^2 (2r - \sqrt{-d^2 + 4r^2})}{r^2 n} \right) - 1 \right) \stackrel{!}{=} \max, \quad (\text{C.8})$$

wobei B und b vorgegeben sind. Um eine ausreichende Vergrößerung zu erhalten, dass bei gegebener Gegenstandsgröße der Krümmungsradius den Durchmesser der Linse nicht begrenzt, ist ein hoher Brechungsindex notwendig. Für eine Wellenlänge von $\lambda = 266 \text{ nm}$ kommt Saphir mit einem Brechungsindex von $n_{\text{Al}_2\text{O}_3}(266 \text{ nm}) = 1.83$ infrage. Eine Beschreibung des Maximums erhält man durch Ableiten und anschließendem Nullsetzen von (C.8), wobei die reelle und positive Lösung

$$d(r, n) = \sqrt{\frac{4n^2 - 8n + 3 + \sqrt{8n^2 - 16n + 9}}{2(n-1)^2}} \cdot r \quad (\text{C.9})$$

lautet. Für $n = 1.83$ erhält man den Ausdruck $d \approx \frac{7}{4}r$. Damit wurde eine Zwangsbedingung eingeführt, womit der Linsendurchmesser eliminiert werden kann. Kombiniert man also Gleichungen (C.3) bis (C.7) mit der Maximumsbedingung (C.9) und stellt nach r um, so ergibt sich

$$r(G, n) = \frac{b \left(4 + \sqrt{8n^2 - 2\sqrt{8n^2 - 16n + 9} - 16n + 10} \right) G (n-1)}{2n(B+G)} \quad \left| \begin{array}{l} b=95 \text{ mm} \\ B=70 \text{ mm} \end{array} \right. \quad (\text{C.10})$$

Folglich kann bei gegebenem Brechungsindex eine direkte Zuordnung von Gegenstandsgröße G zu Krümmungsradius r gemacht werden. Im nächsten Schritt muss geprüft werden, ob die Kombinationen aus r und G realisierbar sind, d.h. die Abbildung keinem zu starken Intensitätsgradienten unterliegt oder gar Totalreflexion stattfindet. Mit dem Brechungsgesetz von Snellius

$$\frac{n_a}{n_b} = \frac{\sin \beta}{\sin \alpha}, \quad (\text{C.11})$$

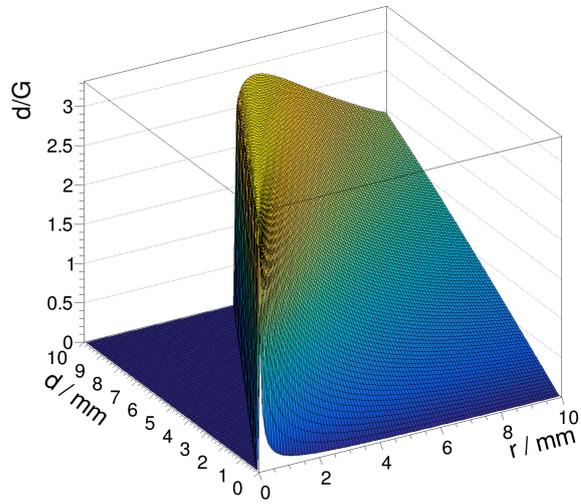


Abbildung C.2.: Verhältnis d/G in Abhängigkeit von Krümmungsradius r und Linsendurchmesser d . Ein klares lokales maximum ist erkennbar, welches von beiden Parametern abhängt. d und r sind in mm angegeben.

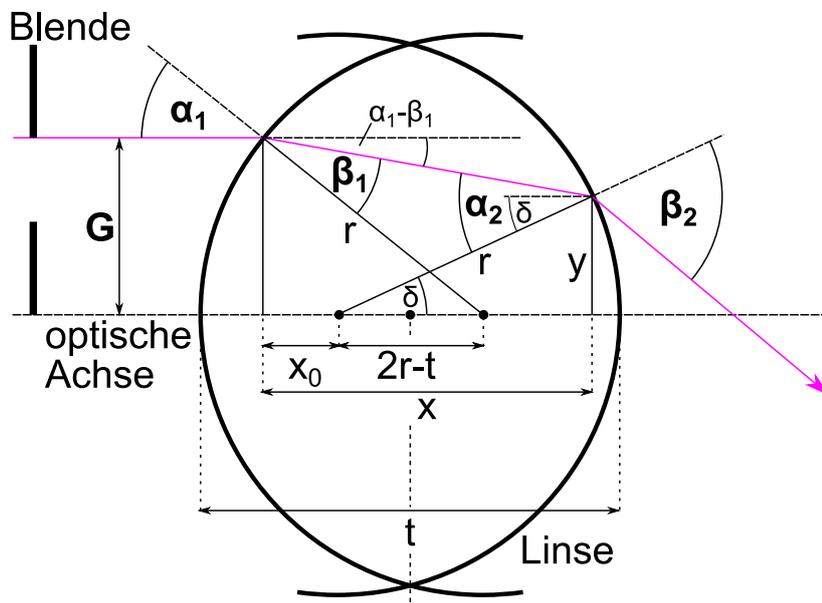


Abbildung C.3.: Veranschaulichung der Linsengeometrie zur Berechnung des Austrittswinkels β_2 relativ zur Oberflächennormale bei gegebener Blendenposition G .

wobei sich der Winkel α auf die Seite mit Brechungsindex n_a bezieht, lässt sich geometrisch herleiten, dass nach Abb. C.3 folgende Gleichungen gelten:

$$\begin{aligned}\tan(\alpha_1 - \beta_1) &= \frac{G - r \sin(\delta)}{r(\cos(\alpha_1) + \cos(\delta)) - 2r + t} \\ \alpha_1 &= \arcsin\left(\frac{G}{r}\right), \quad \beta_1 = \arcsin\left(\frac{G}{rn}\right) \\ \delta &= \arcsin\left(\frac{\sin(\beta_2)}{n}\right) - \alpha_1 + \beta_1\end{aligned}\tag{C.12}$$

gilt. Zusammen mit der Beziehung (C.7) zwischen Linsendicke und Linsendurchmesser und der Maximumsbedingung (C.9) erhält man einen Ausdruck für den Austrittswinkel β_2 , welcher hier aufgrund des Umfangs und der Übersichtlichkeit nicht angegeben wird. Er kann jedoch durch Lösen der entsprechenden Gleichung durch ein Computeralgebra-Programm bestimmt werden.

Der hergeleitete Ausdruck für $\beta_2(G, r, n)$ beschreibt nun den Austrittswinkel bei größtmöglichem Verhältnis aus Linsendurchmesser d und Blendenhöhe G , wenn Linsenkrümmungsradius r , Brechungsindex n gegeben sind. Abschließend können die Lösungen für $r(G, r, n)$, die durch b und B der festen bildseitigen Geometrie des Messaufbaus unterliegen, mit den möglichen Lösungen für β_2 verglichen werden. Die Ergebnisse sind grafisch in Abb. C.4 für gegebene Geometrie bzw. in Abb. C.5 für eine modifizierte Geometrie mit $B = 50$ mm dargestellt.

Abgesehen davon, dass alle Größen als reell betrachtet werden, unterliegen den Berechnungen folgende Annahmen:

$$\begin{aligned}-\arcsin\left(\frac{d}{r2}\right) &\leq \delta \leq \arcsin\left(\frac{d}{2r}\right) \\ 0 &\leq \alpha_1 \leq \arcsin\left(\frac{d}{2r}\right) \\ 0 &\leq \beta_1 \leq \alpha_1 \\ r &\geq 0 \wedge t \leq 2r \\ 0 &\leq G \leq d/2 \\ n &> 1 \\ \beta_2 &\leq \frac{\pi}{2}.\end{aligned}\tag{C.13}$$

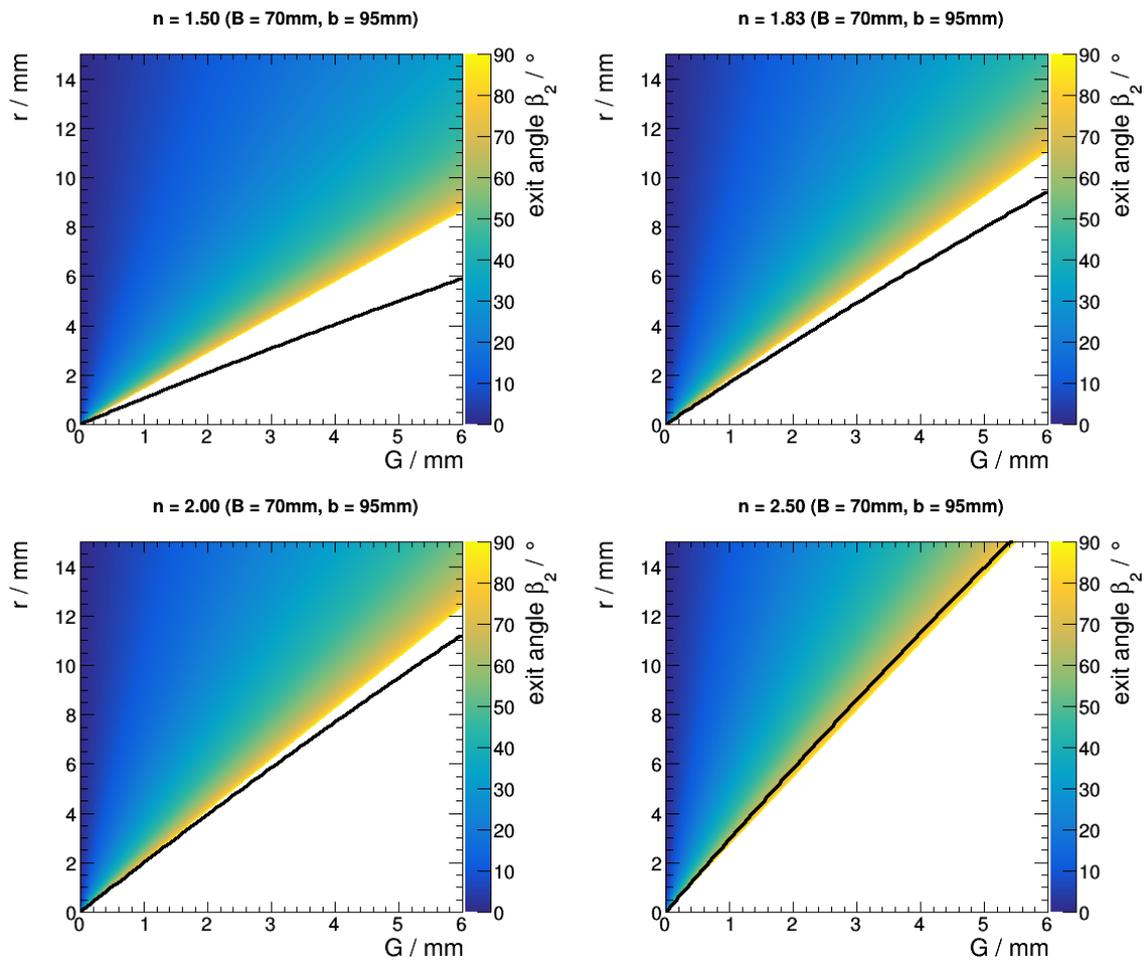


Abbildung C.4.: Darstellung des Austrittswinkels $\beta_2(G, r)$ für verschiedene Brechungsindizes. Die eindimensionale Funktion stellt die Lösungen dar, die aufgrund der gegebenen Geometrie möglich sind. Offensichtlich liegen diese für realistische Brechungsindizes $n < 2$ im Bereich der Totalreflexion.

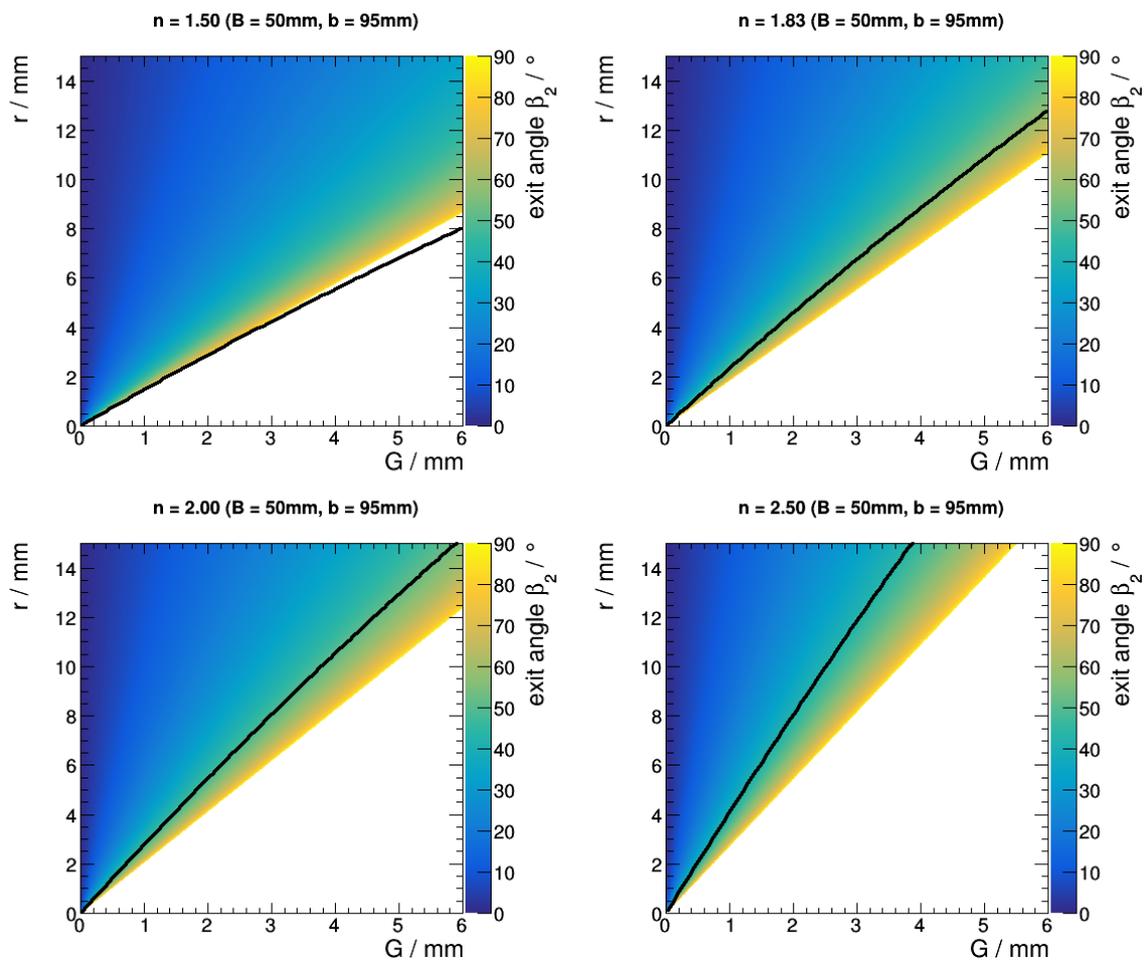


Abbildung C.5.: Darstellung des Austrittswinkels $\beta_2(G, r)$ für verschiedene Brechungsindizes. Hier wurde die Bildgröße B auf 50 mm heruntersgesetzt. Für höhere Brechungsindizes findet noch Brechung statt, jedoch wäre in diesem Bereich von β_2 nach Fresnel trotzdem mit einem hohen Reflexionsanteil zu rechnen.

D. Berechnungen zur Anwendung des Brechungsgesetzes in drei Dimensionen

D.1. Allgemeine Herleitung

Im Folgenden sollen (6.12) und (6.15) hergeleitet werden. Zu diesem Zweck wird zunächst auf die zugrundeliegende Geometrie eingegangen und anschließend mithilfe dessen mathematische Zusammenhänge formuliert, woraus die Gleichungen folgen. Das einfach gestrichene Koordinatensystem (x', y', z') dient zur Beschreibung von Lichtstrahlen innerhalb einer Lichtleiterfaser und die z' -Achse zeigt dabei aus Symmetriegründen entgegen der Faserachse. Im zweifach gestrichenen System (x'', y'', z'') hingegen, ist die z'' -Achse so gelegt, dass sie parallel zur z -Achse des Detektors ausgerichtet ist. Da die azimutale Symmetrie durch den Prozess der Refraktion verloren geht, hat der gebrochene Lichtkegel keine Symmetrie, die in sphärischen Koordinaten einen Vorteil verschaffen würden.

Um eine Verbindung zwischen einfach und zweifach gestrichenem Koordinatensystem zu erhalten, wird das Brechungsgesetz bezüglich des zweifach gestrichenen formuliert. Analog zum bekannten Brechungsgesetz sind sowohl einfallender als auch der ausfallende Strahl relativ zur z'' -Achse zu messen. Nun gilt es einen Zusammenhang zwischen (θ, ϕ) und (ϑ, φ) , also den jeweiligen sphärischen Koordinaten der beiden Koordinatensysteme, zu finden. Anschließend werden die dafür benötigten geometrischen Größen des Referenzsystems, jeweils getrennt, durch Koordinaten der beiden gestrichenen Systeme ausgedrückt.

Schlussendlich erfolgt eine Koordinatentransformation vom jeweiligen kartesischen System in das zugehörige sphärische Koordinatensystem, sodass ein Zusammenhang zwischen (θ, ϕ) und (ϑ, φ) hergestellt werden kann. Da diese Koordinatentransformation im zweifach gestrichenen System trivial ist, wird zunächst das einfach gestrichene Koordinatensystem behandelt.

Es kann folgende Beziehung für einen aus der Richtung (θ, ϕ) kommenden Strahl aufgestellt werden:

$$\sin \alpha_{\theta\phi} = \frac{\sqrt{x''^2 + y''^2}}{r'} \quad (\text{D.1})$$

für x findet man durch geometrische Überlegung im Weiteren die Beziehung

$$\sin(\alpha - \tilde{\alpha}) = \frac{x''}{\sqrt{r'^2 - y''^2}} \underset{\substack{y' = r' \sin \theta \sin \phi \\ y'' = -y'}}{=} \frac{x''}{r' \sqrt{1 - \sin^2 \theta \sin^2 \phi}}. \quad (\text{D.2})$$

Beim zweiten Gleichheitszeichen wird nach (6.10) die gewöhnliche Transformation von kartesischen in sphärische Koordinaten durchgeführt. Zudem sei angemerkt, dass die y -Achsen aller drei Systeme gleich sind, was hier insbesondere $y'' = -y'$ bedeutet. Führt man die gleiche Ersetzung für y'' in Gleichung (D.1) durch und ersetzt x'' mithilfe von der neu gewonnenen Gleichung (D.2), so ergibt sich

$$\sin \alpha_{\theta\phi} = \frac{\eta' \cdot \sqrt{(1 - \sin^2 \theta \sin^2 \phi) \cdot \sin^2(\alpha - \tilde{\alpha}(\theta, \phi)) + \sin^2 \theta \sin^2 \phi}}{\eta'}, \quad (\text{D.3})$$

und durch Kürzen letztlich (6.12). Die Gleichung ist erwartungsgemäß unabhängig vom Radius r' , der für die Herleitung als Hilfsgröße eingeführt wurde.

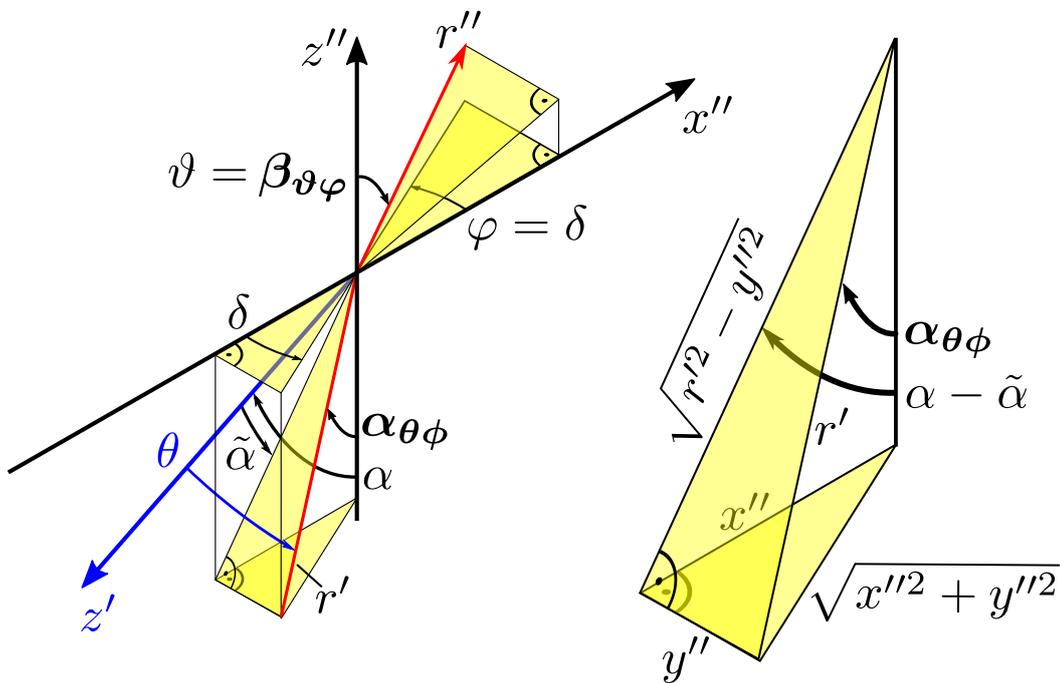
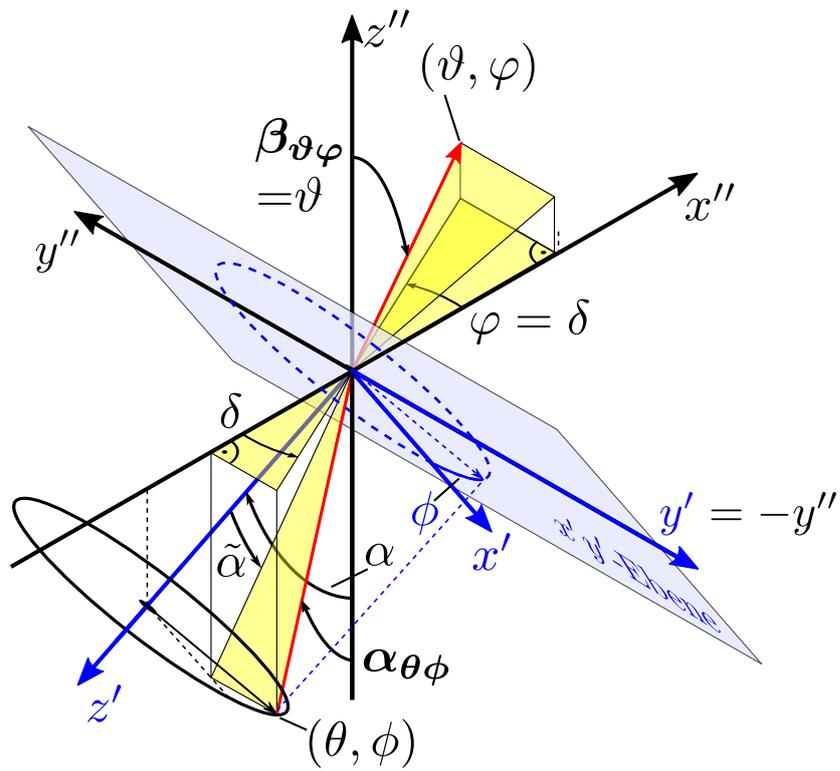


Abbildung D.1.: Verbirdlichung zur dreidimensionalen Anwendung des Snelliusschen Brechungsgesetzes. Als primäres Medium wird der Bereich $z'' < 0$ festgelegt. Der einfallende Strahl (rote Linie) trifft unter dem Winkel $\alpha_{\theta\phi}$ auf die Grenzfläche, welche durch x'' und y'' definiert wird, und propagiert unter dem Winkel $\beta_{\vartheta\varphi}$ im sekundären Medium. Da die Strahlstärke in der Faser im Idealfall azimutal-symmetrisch ist, wird das Koordinatensystem im primären Medium so gelegt, dass die z' -Achse antiparallel zum Axialstrahl orientiert ist. Damit definiert α den Schleifwinkel der Lichtleiterfaser.

Der Ausdruck $\tilde{\alpha}(\theta, \phi)$ beschreibt den Winkel zwischen z' -Achse und der Projektion des eintreffenden Strahls auf die x'' - z'' -Ebene. Er muss ebenfalls durch die Winkel des gestrichenen Systems ausgedrückt werden. Mithilfe geometrischer Überlegungen findet man

$$\sin(\tilde{\alpha}) = \frac{x'}{\sqrt{r'^2 - y'^2}} = \frac{\sin \theta \cos \phi}{\sqrt{1 - \sin^2 \theta \sin^2 \phi}}, \quad (\text{D.4})$$

$\begin{matrix} \uparrow \\ x' = r' \sin \theta \cos \phi \\ y' = r' \sin \theta \sin \phi \end{matrix}$

was äquivalent zu (6.13) ist.

Auf der Sekundärseite, also in dem Medium des gebrochenen Strahls, lässt sich die Strahlrichtung bequem durch

$$\beta_{\vartheta\varphi} = \vartheta \quad (\text{D.5})$$

beschreiben, was (6.12) vervollständigt. Da an diesem Punkt der Azimutalwinkel φ nicht auftaucht, bedarf es einer zusätzlichen Gleichung, die im Weiteren hergeleitet wird. Aus der Erhaltung der Einfallsebene folgt direkt die Beziehung

$$\delta \equiv \varphi. \quad (\text{D.6})$$

Abbildung D.1 (unten) verdeutlicht den Zusammenhang. Mit dieser Annahme gilt die Kongruenz jener Dreiecke, die in Abbildung D.1 in der x'' - y'' -Ebene abgebildet sind und damit in der Grenzfläche liegen. Folgende Verhältnisse sind somit gleich

$$\frac{y'}{r' \sin \alpha_{\theta\phi}} = \frac{y'}{r'' \sin \beta_{\vartheta\varphi}} \quad (\text{D.7})$$

$$\Leftrightarrow \frac{\eta'' \sin \theta \sin \phi}{\eta'' \sin \alpha_{\theta\phi}} = \frac{\eta'' \sin \vartheta \sin \varphi}{\eta'' \sin \beta_{\vartheta\varphi}} \quad (\text{D.8})$$

$$\Leftrightarrow \frac{\sin \theta \sin \phi}{\sin \vartheta \sin \varphi} = \frac{\sin \alpha_{\theta\phi}}{\sin \beta_{\vartheta\varphi}} \quad (\text{D.9})$$

$$\Leftrightarrow \frac{\sin \theta \sin \phi}{\sin \vartheta \sin \varphi} = \frac{n_2}{n_1}, \quad (\text{D.10})$$

was äquivalent zu (6.15) ist. Bei der letzte Umformung wurde die erste Zeile von (6.12) verwendet. Schließlich kann die gewonnene Gleichung zum Lösen des verallgemeinerten Brechungsgesetzes verwendet werden, um einen Ausdruck für θ oder ϕ zu erhalten.

D.2. Spezialfall und Approximation

Im Falle nicht allzu großer Winkel $\alpha_{\theta\phi} \approx 0$, $\beta_{\vartheta\varphi} \approx 0$ und geradem Schliff $\alpha = 0$ vereinfacht sich (6.12) zu

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{\sin \alpha_{\theta\phi}}{\sin \beta_{\vartheta\varphi}} \stackrel{\alpha=0}{=} \frac{\sin \theta}{\sin \vartheta} \stackrel{\substack{\alpha_{\theta\phi} \approx 0 \\ \beta_{\vartheta\varphi} \approx 0}}{\approx} \frac{\theta}{\vartheta} \quad (\text{D.11})$$

und ist aufgrund der azimuthalen Symmetrie nur noch abhängig von den Polarwinkeln. Aus Gleichung (6.15) lässt sich

$$\begin{aligned}
 \theta \cdot \sin \phi &= \frac{n_2}{n_1} \cdot \vartheta \cdot \sin \varphi \\
 \Leftrightarrow \frac{\theta}{\vartheta} \cdot \sin \phi &= \frac{n_2}{n_1} \cdot \sin \varphi \\
 \Leftrightarrow \frac{n_2}{n_1} \cdot \sin \phi &= \frac{n_2}{n_1} \cdot \sin \varphi \\
 \Leftrightarrow \phi &= \varphi,
 \end{aligned} \tag{D.12}$$

herleiten, wobei bei der zweiten Umformung (D.11) verwendet wurde. Die Jacobi-Determinante für die Transformation von (θ, ϕ) nach (ϑ, φ) lautet dann

$$\tilde{J}_{\vartheta\varphi} = \left| \begin{array}{cc} \frac{\partial \theta}{\partial \vartheta} & \frac{\partial \phi}{\partial \varphi} \\ \frac{\partial \phi}{\partial \vartheta} & \frac{\partial \theta}{\partial \varphi} \end{array} \right| = \frac{n_2}{n_1} \tag{D.13}$$

$\underbrace{\quad}_{=\frac{n_2}{n_1}} \quad \underbrace{\quad}_{=-1} \quad \underbrace{\quad}_{=0} \quad \underbrace{\quad}_{=0}$

und ist aufgrund der Linearität von (D.11) unabhängig von jeglichen Koordinaten.

E. Kathodenausleuchtung

Im Folgenden finden sich ergänzende Untersuchungen und Angaben im Zusammenhang mit der Vermessung und Realisierung der Kathodenausleuchtung durch Faserbündelarme.

E.1. Vergleichbarkeit der Kamera-Messungen

Intensitätsverteilungen werden u.a. in 6.5 mithilfe einer handelsüblichen Spiegelreflexkamera *Canon EOS 600D* durchgeführt, deren sensitiver Bereich im sichtbaren Spektrum liegt. Durch die Verwendung von gebleichtem Papier, welches bei Bestrahlung mit UV-Licht fluoresziert, kann die Intensitätsverteilung des projizierten Laserlichtes dennoch vermessen werden. Aufgrund der Sensitivität der Kamera im sichtbaren Bereich soll geprüft werden, ob neben der Zielfrequenz auch die unerwünschten Anteile des Laserlichtes (niedrigere Harmonische) den Projektionsschirm erreichen.

Der Laser emittiert technisch bedingt, durch die interne Frequenzvervielfachung, neben der hier relevanten Zielwellenlänge von 266 nm auch höhere Vielfache, sodass diese prinzipiell auch zum gemessenen Intensitätsprofil beitragen können. Da das spektrale Transmissionsverhalten der beiden (wahlweise) verwendeten Diffusoren und das des permanent eingesetzten Hauptabschwächers nicht bekannt ist, wird diesbezüglich eine vereinfachte Kontrollmessung durchgeführt.

Um die Vergleichbarkeit der Messungen mit beiden Diffusoren zu gewährleisten, wird mit jeder Komponente jeweils eine Messung mit einem optischen Bandpassfilter (Edmund Optics #39-313) und eine Messung ohne durchgeführt. Gefiltert werden alle Wellenlängen, bis auf die Zielwellenlänge. Falls vor der Einkopplung in das Faserbündel noch parasitäre Wellenlängen vorhanden sind und die Diffusoren diese unterschiedlich stark transmittieren, sollte das an unterschiedlichen Verhältnissen der Transmissionswerte resultieren. Unterscheiden sich die Verhältnisse beider Diffusoren, so gibt es Unterschiede in dem ins Faserbündel eingekoppelten Lichtspektrum. Sind die Verhältnisse gleich, dann kann von einem identischen transmittierten Lichtspektrum ausgegangen werden, in diesem Fall die Zielwellenlänge. Diese Voraussetzung ist wichtig bei der Analyse der Daten, die mit der Digitalkamera aufgenommen werden, da sonst die Vergleichbarkeit verschiedener optischer Komponenten nicht gegeben wäre.

Die Messungen ergeben die gemittelten Pulsenergie-Verhältnisse

$$\left(\frac{E_0}{E_{\text{Filter}}}_{\text{holo}} \right) = (2.0055 \pm 0.0013) \quad (\text{E.1})$$

$$\left(\frac{E_0}{E_{\text{Filter}}}_{\text{sand}} \right) = (1.9925 \pm 0.0014). \quad (\text{E.2})$$

Es gibt demnach nur eine Minimale Abweichung, die auf die Stabilität des Lasers oder anderen leicht verschiedenen Messbedingungen zu erklären sind. Die Vergleichbarkeit unterschiedlicher Komponenten ist gegeben. Im Rahmen dieser Untersuchung konnte darüber hinaus festgestellt werden, dass der Hauptabschwächer, welcher zur Einstellung der Laserenergie genutzt wird, bereits alle ungewollten Frequenzen herausfiltert.

E.2. Technische Zeichnungen des Faserbündels

In Zusammenarbeit mit der Firma Ceramoptec wird ein maßgeschneidertes Faserbündel entwickelt, wobei insbesondere viel Wert auf exakte Bemaßung, Materialwahl und Gasdichtigkeit der Ferrulen

gelegt wird. Abbildung E.1 zeigt hierzu die Hauptzeichnung. Die Zeichnung der Ferrule ist Bestandteil dieser Arbeit und wird seitens Ceramoptec lediglich hinsichtlich des Faserhohlraums modifiziert. Das Resultat ist in Abbildung E.2 zu finden.

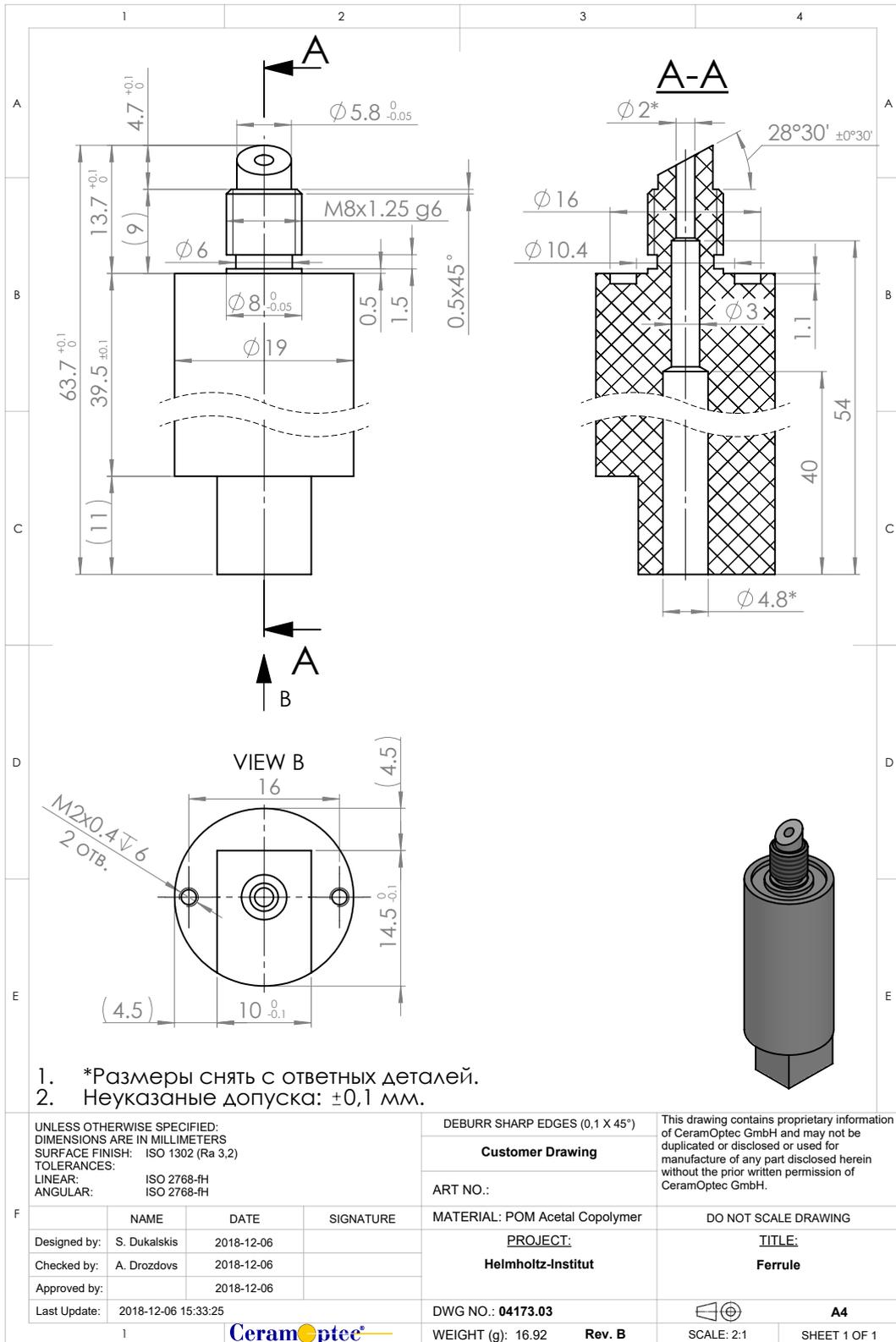


Abbildung E.2.: Technische Zeichnung der Ferrule eines Faserbündelarms. Mit freundlicher Genehmigung der Firma CeramOptec GmbH.

E.3. Anmerkungen zur Vermessung der Kathodenausleuchtung

Die Vermessung der optischen Energieflächendichte an der Kathode erfolgt mit der handelsüblichen Spiegelreflex-Kamera *Canon EOS 600D*. Es wird angenommen, dass alle Pixel etwa die gleiche Sensitivität haben. Durch Abbilden der Kathode auf dem CMOS-Chip und Anwenden einer Ortskalibrierung (Umsetzung beschrieben in [195]) erhält man u.a. den Umrechnungsfaktor 14.96 px/mm. Im Kontext dieser Arbeit wurde ein Testschirm entwickelt, bei dem die Faserbündel-Arme so befestigt werden können, dass die Positionierung relativ zum Projektionsschirm äquivalent zu der Geometrie des finalen Detektors ist. Abbildung E.3 zeigt hierzu zum einen eine Zeichnung und zum anderen eine Fotografie zur Ortskalibrierung, wobei eine Lichtquelle in großem Abstand hinter dem Schirm platziert wird. Bohrungen in der Platte hinter dem Papierschirm (nicht eingezeichnet) lassen Licht durchscheinen, sodass bei abgedunkeltem Raum eine Kalibrationsfotografie gemacht werden kann. Durch die bekannten Abstände zwischen den Bohrungen, kann eine Umrechnung von Pixeln (px) in eine Längeneinheit erfolgen.

Das Zentrum der Kathode liegt für diese Kalibration bei $x = 2604$ px und $y = -1860$ px, wobei Ursprung des Koordinatensystems, nach technischer Definition, die obere linke Ecke des Bildes ist¹. Der Kathodenmittelpunkt wird vom eigenen Hilfsprogramm `plotdata2d` auf $(x|y) = (0|0)$ transformiert. Bei Verwendung des mittleren unteren Faserarms (auf die Kathode blickend) wird die Kalibration der

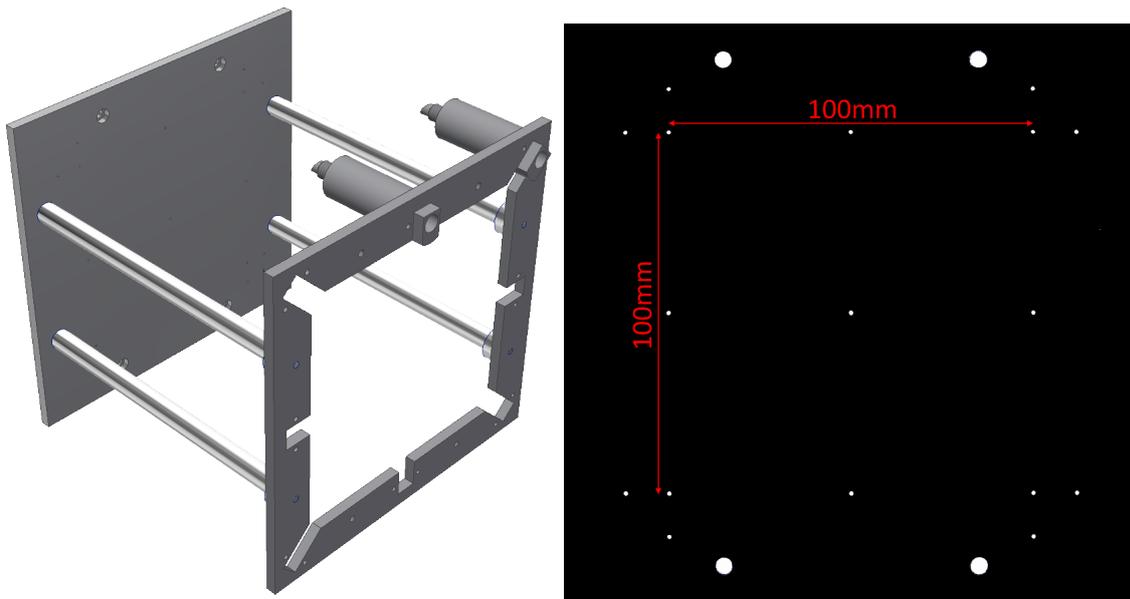


Abbildung E.3.: Mechanische Zeichnung des Testschirms und kontrastoptimierte Fotografie des Testprojektionsschirms bei Hintergrundbeleuchtung. Für die Ortskalibrierung wird eine Lichtquelle in einiger Distanz hinter dem Testschirm platziert. Bohrungen mit bekanntem Abstand in der Befestigungsplatte lassen Licht durchscheinen, was auf dem davor angebrachtem Papier – dem eigentlichen Schirm – zu sehen ist.

Energieflächendichte (6.79) vorgenommen. Dazu wird zunächst in einem flachen Bereich weit abseits des Maximums der Untergrund über mehrere hundert Pixel gemittelt. Bei Verwendung des sandgestrahlten Diffusors ergibt sich so für die Aufnahme in Abbildung 6.22 (a) der Wert $e_{bg}^{sand} \sim 0.2$ ch/px

¹So ist es in dem Foto-Bearbeitungsprogramm *ImageJ* definiert.

in Einheiten des G-Wertes². Einen Wert von $e_{\text{bg}}^{\text{holo}} \sim 0.9$ ch erhält man mit holographischem Diffusor für die Aufnahme in Abbildung 6.22 (b). Diese Werte stellen den jeweiligen mittleren Untergrund pro Pixel in den Messungen dar. Wenn das unkalibrierte und nicht bereinigte Energieintegral \tilde{e}_{tot} ist und durch die Integration eines Bereiches zustande kommt, der N_{int} Pixel enthält, so ist die Untergrundkorrektur folgendermaßen anzuwenden:

$$e_{\text{tot}} = \tilde{e}_{\text{tot}} - N_{\text{int}} \cdot e_{\text{bg}} \quad (\text{E.3})$$

Wenn der Kalibrationswert C , der durch Gleichung (6.78) definiert ist, für alle Bilder gleich wäre, würde theoretisch die Messung einer einzigen Projektion eines einzelnen Faserarms bei bekannter Pulsenergie genügen, um alle Aufnahmen zu kalibrieren. Die Pulsenergien (6.74) und (6.75) für die Verwendung des jeweiligen Diffusors sind aus einer anderen Messung bekannt. Beim Vergleich verschiedener Messungen werden Unterschiede in C verzeichnet, die weder auf die Genauigkeit des Energiesensors³ noch auf Einstellungen der Camera⁴ zurückgeführt werden können. Damit kommt nur noch die Laserleistung infrage, die nach einer Messung in [195] direkt nach dem Einschalten besonders stark zeitabhängig ist.

Für die Kalibration der Einzelprofile stellt dies kein Problem dar, da hier jedes Mal erneut auf das gesamte Integral normiert werden kann. Schwieriger wird es, wenn man das Intensitätsprofil aller acht Fasern normieren möchte. Hier gibt es das Problem, dass Haltestrukturen einen Teil der von den Ecken stammenden Profile verdecken. Damit ist die zum Intensitätsprofil gehörende Energie in einem solchen Bild nicht bekannt. Wenn der Kalibrationsfaktor C konstant bleiben würde, könnte man das Gesamtprofil mit dem Kalibrationsfaktor eines beliebigen Faserbündels normieren. Im vorliegenden zeitabhängigen Fall muss dafür ein Wert abgeschätzt werden. Dazu werden die Kalibrationsfaktoren

$$C = \frac{E_{\text{tot}}}{e_{\text{tot}}}, \quad \text{mit } e_{\text{tot}} = \sum_i e_i, \quad (\text{E.4})$$

aller gemessenen Einzelprofile (mit sandgestrahltem und holografischem Diffusor) gegen die Zeit aufgetragen. Die Zeiten können aus den Metadaten der Fotografien extrahieren. Die Größe e_{tot} bezeichnet, wie zuvor, das unkalibrierte aber auf Untergrund korrigierte Energieintegral in Kanälen (ch).

Um den Fehler des unkalibrierten Energieintegrals e_{tot} abzuschätzen wird die Differenz zwischen der Intensität in einem typischen Integrationsbereich und der Intensität des gesamten Bildes $e_{\text{tot}}^{\text{all}}$ betrachtet. Beide Werte sind bereits auf den Untergrund korrigiert. Man erhält schließlich einen relativen Fehler von

$$\frac{\Delta e_{\text{tot}}}{e_{\text{tot}}} \approx \frac{e_{\text{tot}}^{\text{all}} - e_{\text{tot}}}{e_{\text{tot}}} \approx 0.3\% \quad (\text{E.5})$$

Passt man ein Polynom zweiten Grades an die Daten an und berücksichtigt die abgeschätzte Unsicherheit sowie die der jeweiligen Pulsenergie (6.74) bzw. (6.75), so erhält man eine lokal genäherte Zeitabhängigkeit der Form

$$C(t) = [((2.2850 \pm 0.0080)) + (-14.9 \pm 0.6) \text{ s}^{-1} \cdot t + (0.0053 \pm 0.0006) \text{ s}^{-2} \cdot t^2] \cdot \text{eV/ch}. \quad (\text{E.6})$$

Um mithilfe dieser Abhängigkeit den korrekten Kalibrationsfaktor für die Aufnahmen zu gewinnen, bei denen alle acht Faserbündel-Arme überlagert sind, wird mithilfe des Zeitstempels eine Interpolation vorgenommen. Man findet für die Aufnahmen mit allen acht Faserbündel-Armen die beiden

²Gerechnet wird in Roh-Kanälen der Kamera (ch). Im Rahmen dieser Arbeit wird ausschließlich mit dem grünen Farbkanal (G) der Kamera gearbeitet.

³Die Genauigkeit wird vom Hersteller mit maximal 5 % des gemessenen Wertes angegeben [197]. Dies konnte ebenfalls in einer Email-Korrespondenz mit dem Kundenservice von Thorlabs bestätigt werden.

⁴Während aller Messungen wurde manueller Weißabgleich verwendet, damit die Fotos untereinander vergleichbar bleiben.

Kalibrationsfaktoren

$$\begin{aligned} \frac{C_{\text{sand}}^{\text{allfib}}}{\Delta A_{\text{px}}} &= \frac{C(620 \text{ s})}{\Delta A_{\text{px}}} = \frac{(15\,700 \pm 400)}{\Delta A_{\text{px}}} \text{ eV/ch} \\ &= (3.51 \pm 0.10) \text{ MeV/mm}^2/\text{ch} \end{aligned} \quad (\text{E.7})$$

bzw.

$$\begin{aligned} \frac{C_{\text{holo}}^{\text{allfib}}}{\Delta A_{\text{px}}} &= \frac{C(293 \text{ s})}{\Delta A_{\text{px}}} = \frac{(18\,950 \pm 200)}{\Delta A_{\text{px}}} \text{ eV/ch} \\ &= (4.24 \pm 0.04) \text{ MeV/mm}^2/\text{ch}, \end{aligned} \quad (\text{E.8})$$

wobei hier bereits auf die Pixelfläche $\Delta A = 1 \text{ px}^2 \cdot (14.96 \text{ px/mm})^{-2}$ normiert wurde. Der maximale systematische Fehler des Energiesensors $\frac{(\Delta E)_{\text{sys}}}{E_{\text{tot}}} = \frac{(\Delta C)_{\text{sys}}}{C(t)} \leq 5\%$ nach Datenblatt [197] ist hierbei nicht berücksichtigt.

Die Multiplikation eines rohen Pixel-Intensitätswertes e_i mit dem entsprechenden Kalibrationsfaktor $C/\Delta A_{\text{px}}$ liefert die optische Energie pro Fläche am Orte des Pixels für einen einzelnen Laserpuls. Auf diese Weise sind die Energieflächendichten in Abbildungen 6.22 und 6.24 berechnet worden. Analog wird für weitere Messungen in 6.6 vorgegangen. Anzumerken ist, dass die Fehlerabschätzung nur durch Fortpflanzung des Energiefehlers erfolgte, alle anderen Fehler wurden vernachlässigt.

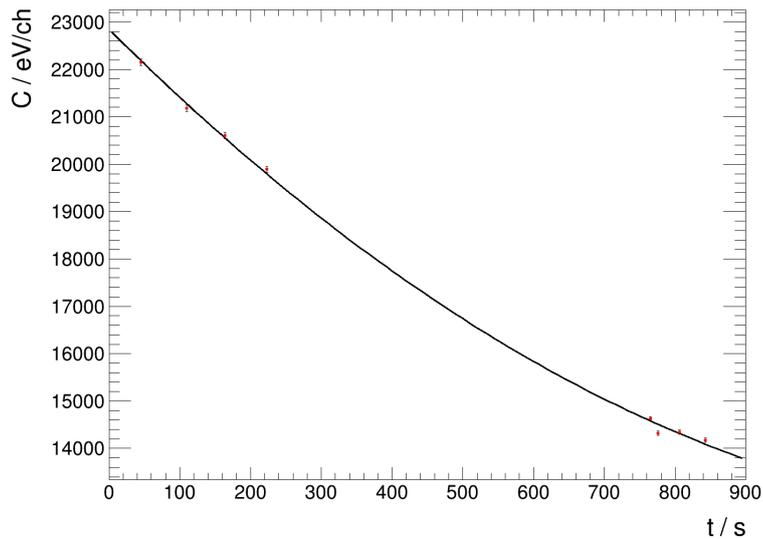


Abbildung E.4.: Zeitabhängigkeit des Kalibrationsfaktors C . Mit der Anpassungskurve kann ein Kalibrationsfaktor für die Intensitätsprofile bei Verwendung aller acht Fasern berechnet werden.

Die zugrunde liegenden Mess- und Auswertungsdaten befinden sich in Tabelle E.1.

Diffusor	Pos.	t / s	$\Delta t / s$	$\tilde{e}_{\text{tot}} / \text{ch}$	$N_{\text{int}e_{\text{bg}}} / \text{ch}$	$e_{\text{tot}} / \text{ch}$	$C / \text{eV/ch}$	$\Delta C / \text{eV/ch}$	$\Delta C / C / \%$
holo.	links	45	1	4004758542	139056832	3865701710	22156	69	0.3
	oben	110	1	4185671362	142959360	4042712002	21186	66	0.3
	rechts	164	1	4297740317	141800128	4155940189	20609	64	0.3
	unten	223	1	4468194255	162674816	4305519439	19893	62	0.3
sand.	links	776	1	10883662049	115795200	10767866849	14322	44	0.3
	oben	765	1	10715661439	173089440	10542571999	14628	44	0.3
	rechts	806	1	10883662049	130167000	10753495049	14341	44	0.3
	unten	843	1	11027141760	145860120	10881281640	14173	43	0.3
holo.	alle	293	1	(4664774557)	(143925362)	-	18945	198	1.0
sand.	alle	620	1	(9987191054)	(143925362)	-	15668	447	2.9

Tabelle E.1.: Mess- und Auswertungsdaten zu der Zeitabhängigkeit des Kalibrationsfaktors $C = \frac{E_{\text{tot}}}{e_{\text{tot}} - e_{\text{bg}}}$. Der Fehler für C ergibt sich aus der Fortpflanzung von ΔE_{tot} und $\Delta e_{\text{tot}} \approx 0.3\% \cdot (\tilde{e}_{\text{tot}} - e_{\text{bg}})$.

E.4. Anpassungen von Intensitätsprofilen an Messdaten

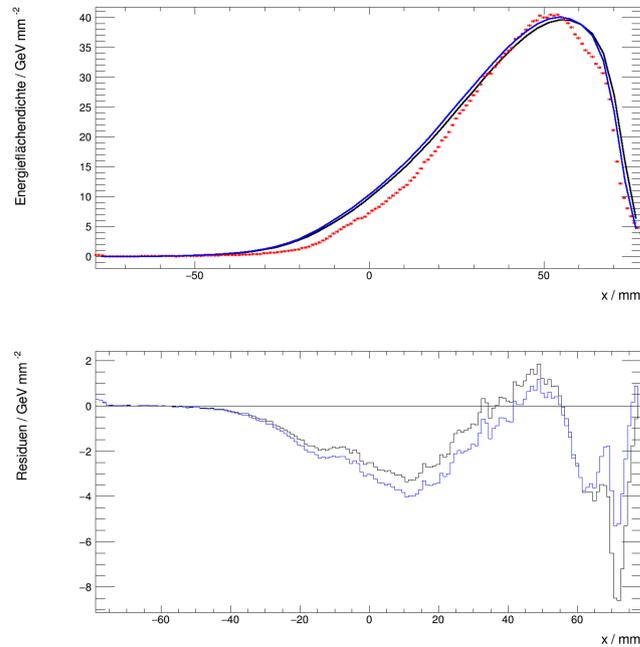


Abbildung E.5.: Eindimensionaler Profilschnitt bei $x = 0$, Faserarm-Position 90 degree. Schwarz: Vorhersage, Anpassungsparameter sind A und I_0 . Blau: Positionskorrektur und Neuanpassung der Formparameter NA und p .

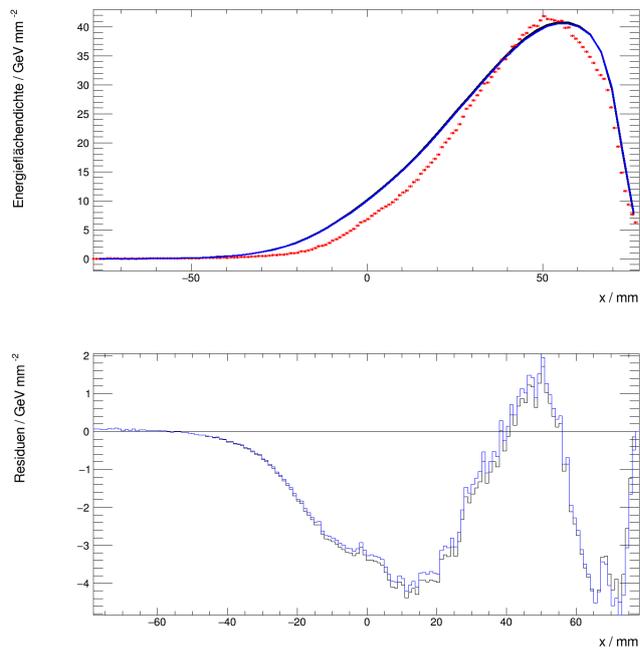


Abbildung E.6.: Eindimensionaler Profilschnitt bei $y = 0$, Faserarm-Position 180 degree. Schwarz: Vorhersage, Anpassungsparameter sind A und I_0 . Blau: Positionskorrektur und Neuanpassung der Formparameter NA und p .

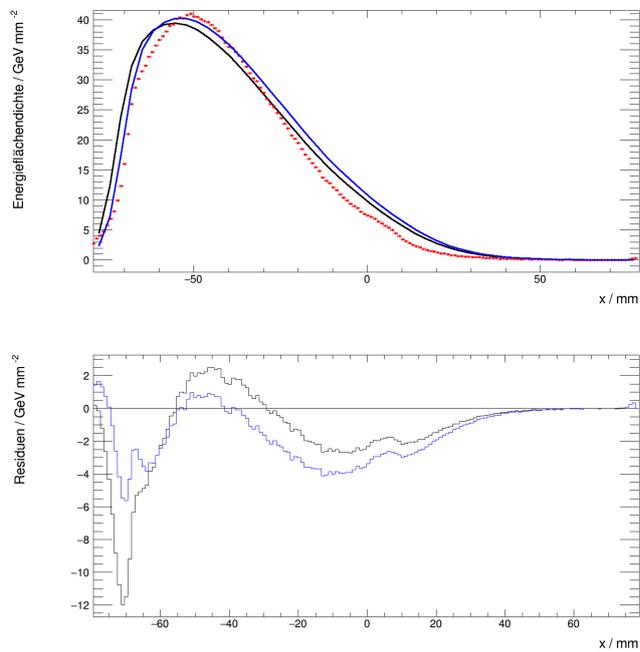


Abbildung E.7.: Eindimensionaler Profilschnitt bei $y = 0$, Faserarm-Position 0 degree. Schwarz: Vorhersage, Anpassungsparameter sind A und I_0 . Blau: Positionskorrektur und Neuanpassung der Formparameter NA und p .

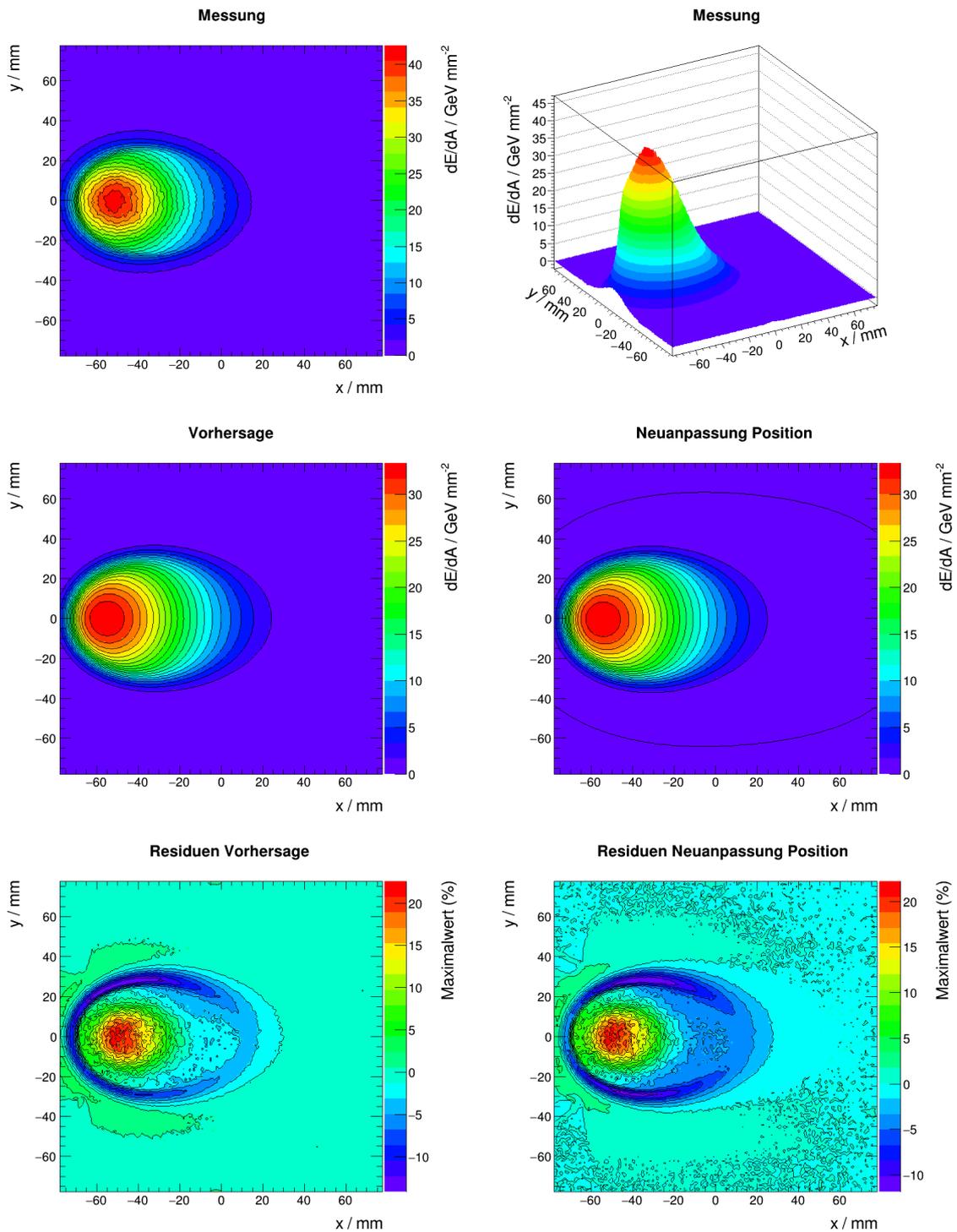


Abbildung E.8.: Messung, Vorhersage, Neuanpassung der Position und Residuen zu Faserarm-Position 0° mit holografischem Diffusor. Die zwei lokalen Abweichungen neben dem Hauptprofil sind auf die Haltestruktur des Messschirms zurückzuführen.

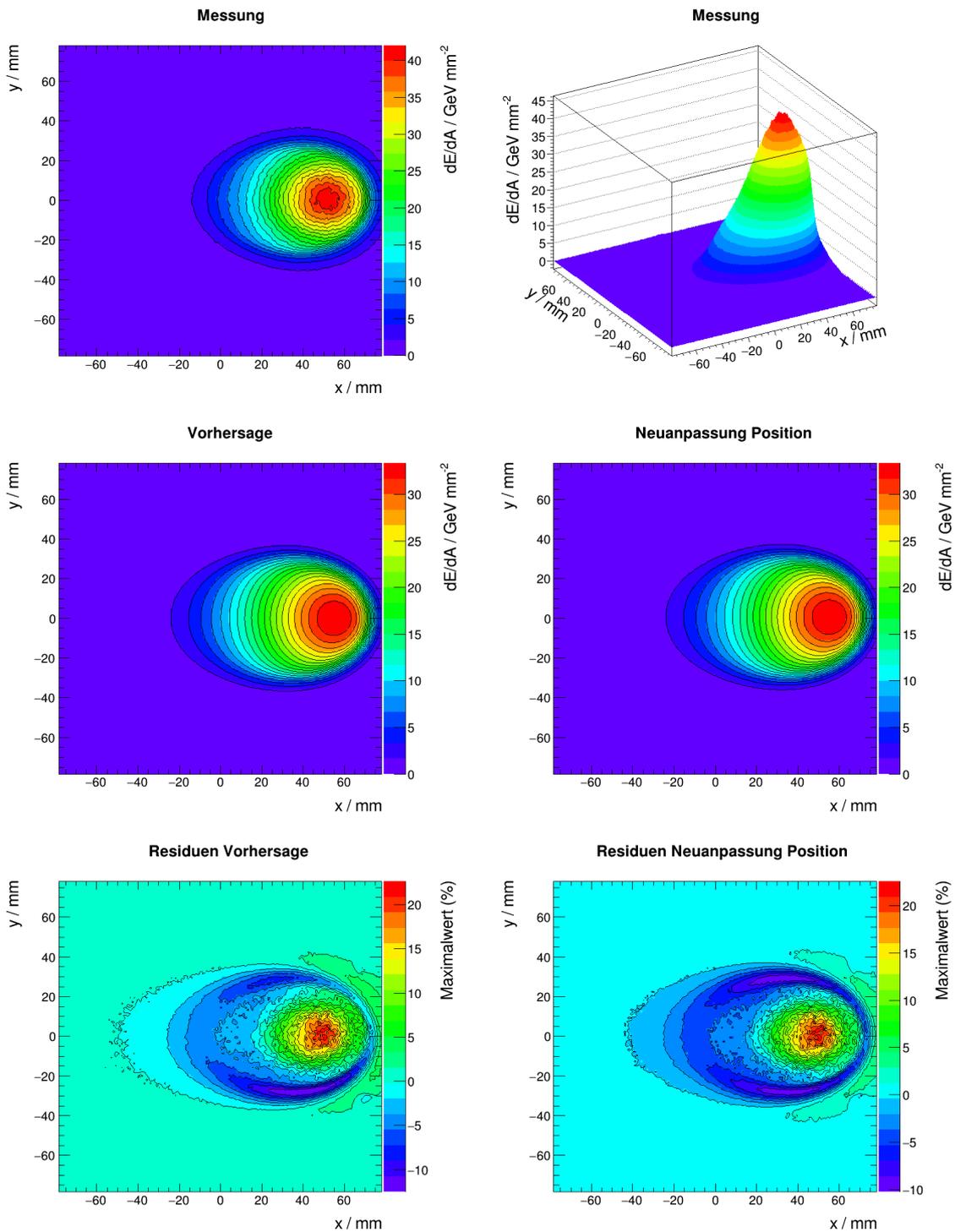


Abbildung E.9.: Messung, Vorhersage, Neuanpassung der Position und Residuen zu Faserarm-Position 180° mit holografischem Diffusor. Die zwei lokalen Abweichungen neben dem Hauptprofil sind auf die Haltestruktur des Messschirms zurückzuführen.

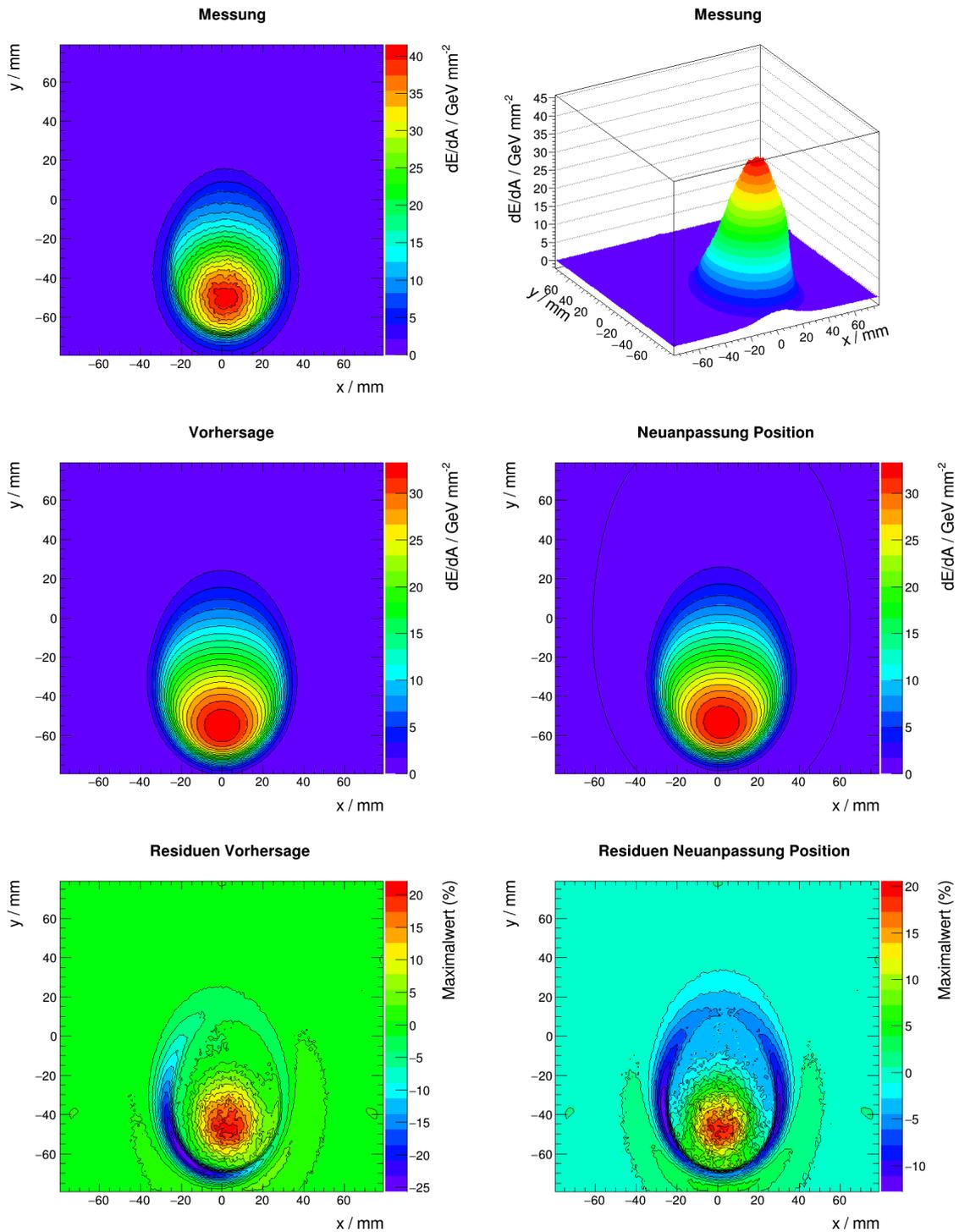


Abbildung E.10.: Messung, Vorhersage, Neuanpassung der Position und Residuen zu Faserarm-Position 270° mit holografischem Diffusor.

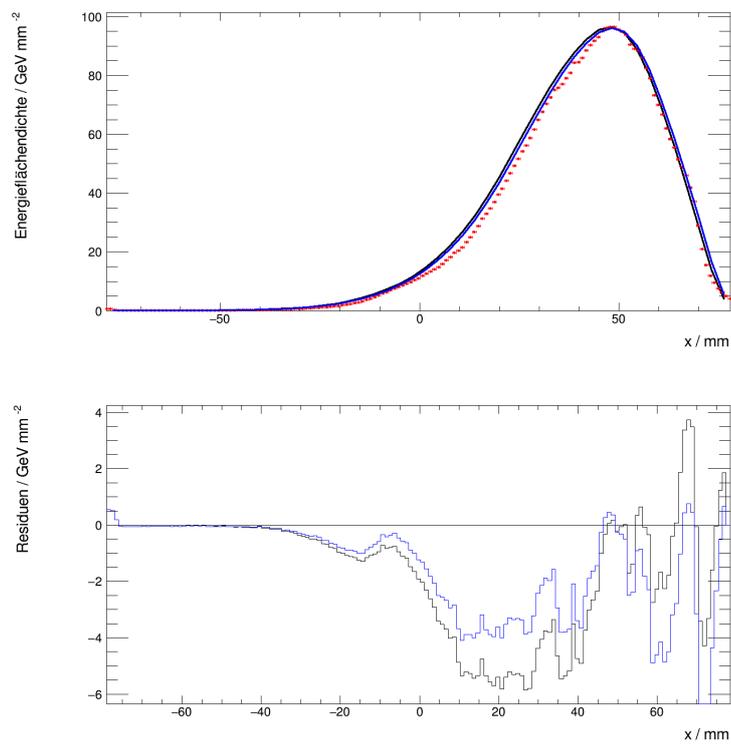


Abbildung E.11.: Eindimensionaler Profilschnitt bei $x = 0$, Faserarm-Position 90° mit sandgestrahltem Diffusor. Schwarz: Vorhersage, Anpassungsparameter sind A und I_0 . Blau: Positionskorrektur und Neuanpassung der Formparameter NA und p .

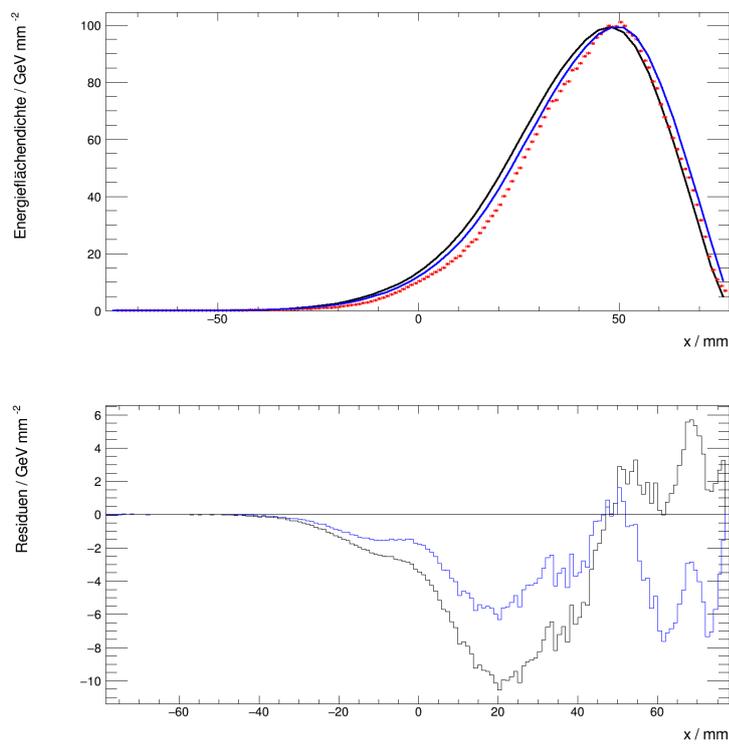


Abbildung E.12.: Eindimensionaler Profilschnitt bei $y = 0$, Faserarm-Position 180° mit sandgestrahltem Diffusor. Schwarz: Vorhersage, Anpassungsparameter sind A und I_0 . Blau: Positionskorrektur und Neuanpassung der Formparameter NA und p .

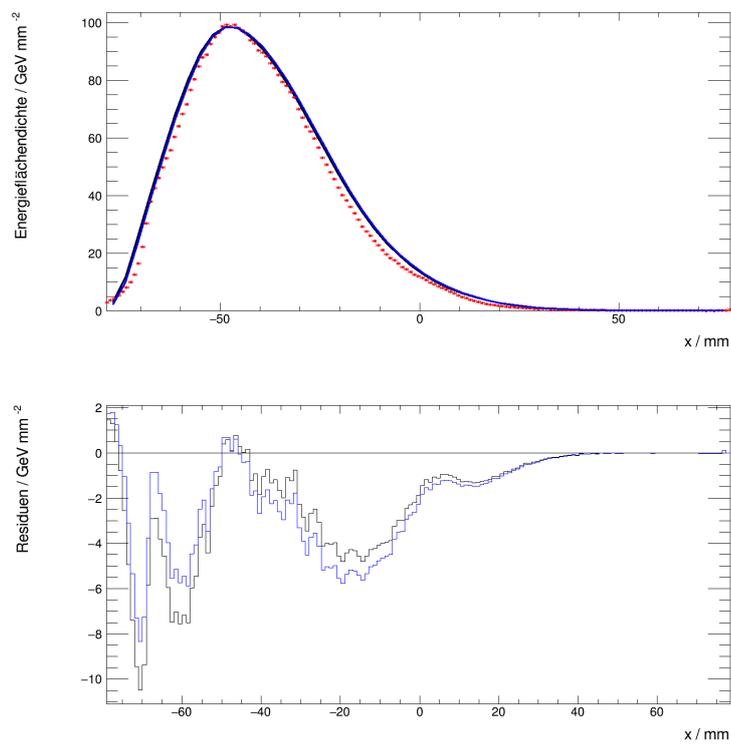


Abbildung E.13.: Eindimensionaler Profilschnitt bei $x = 0$, Faserarm-Position 270° mit sandgestrahltem Diffusor. Schwarz: Vorhersage, Anpassungsparameter sind A und I_0 . Blau: Positionskorrektur und Neuanpassung der Formparameter NA und p .

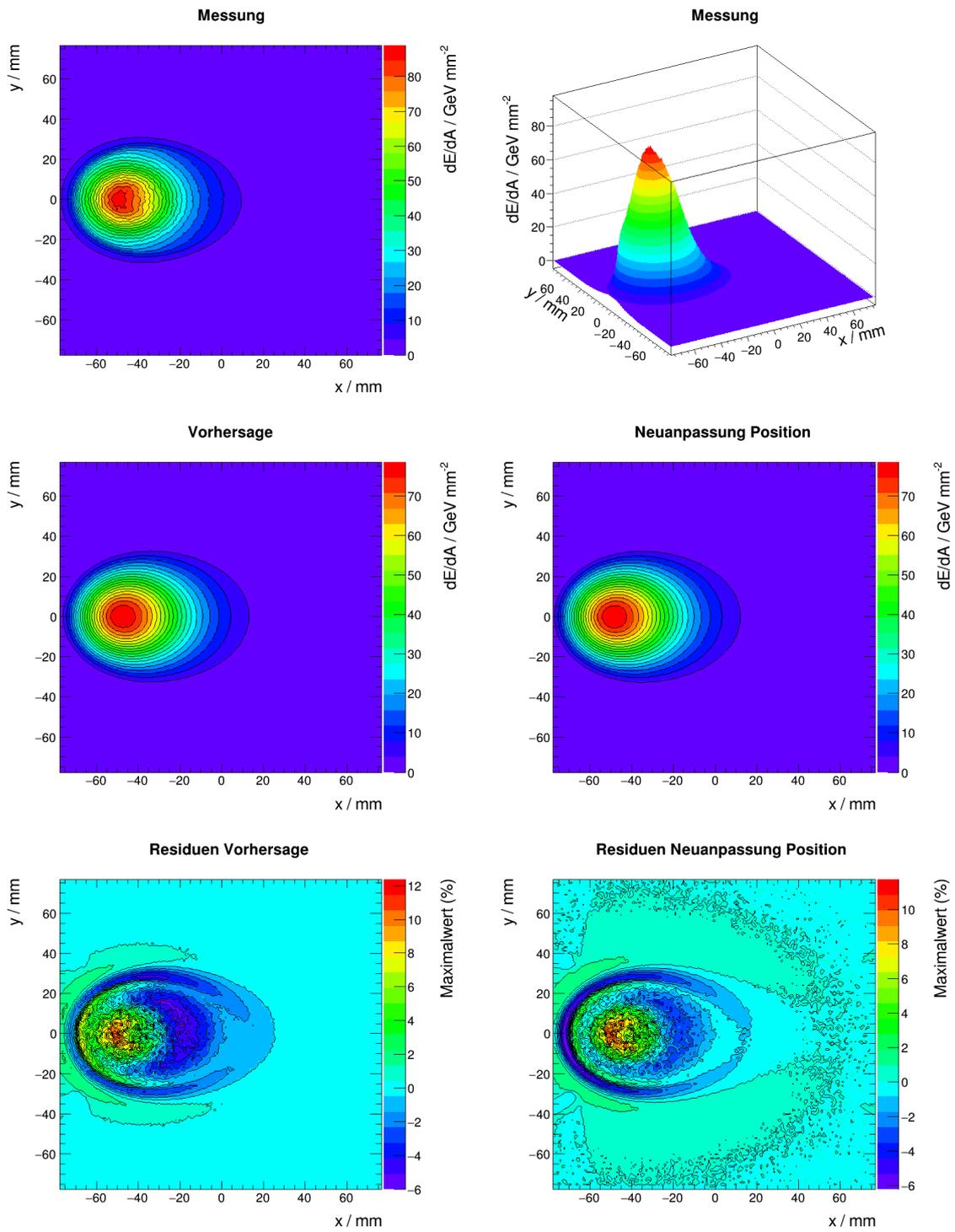


Abbildung E.14.: Messung, Vorhersage, Neuanpassung der Position und Residuen zu Faserarm-Position 0° mit sandgestrahltem Diffusor. Die zwei lokalen Abweichungen neben dem Hauptprofil sind auf die Haltestruktur des Messschirms zurückzuführen.

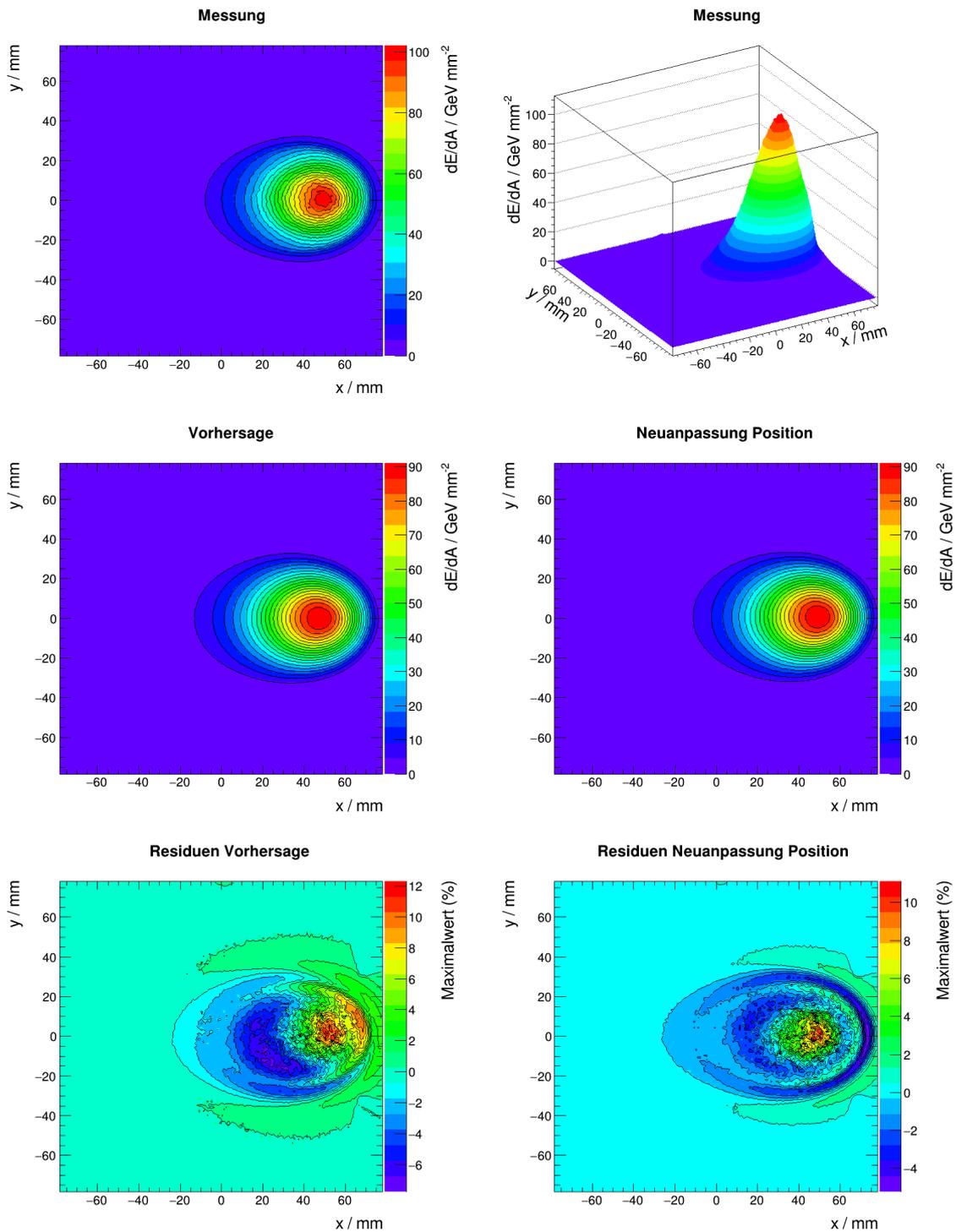


Abbildung E.15.: Messung, Vorhersage, Neuanpassung der Position und Residuen zu Faserarm-Position 180° mit sandgestrahltem Diffusor. Die zwei lokalen Abweichungen neben dem Hauptprofil sind auf die Haltestruktur des Messschirms zurückzuführen.

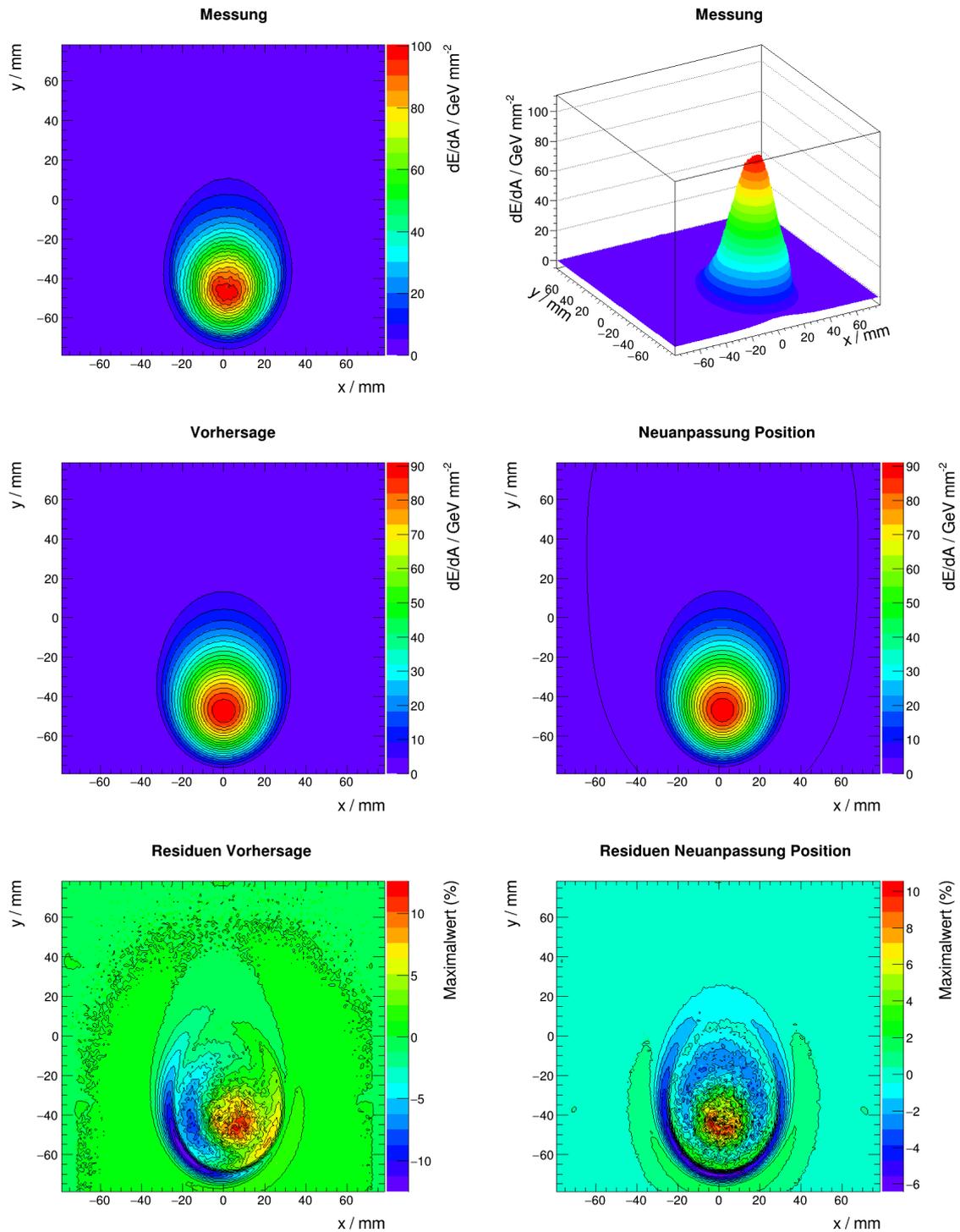


Abbildung E.16.: Messung, Vorhersage, Neuanpassung der Position und Residuen zu Faserarm-Position 270° mit sandgestrahltem Diffusor.

F. Messung von Quanteneffizienzen

F.1. Messdaten zur Kalibration der Überwachungs-Photodiode

I_d/nA	I_d/nA	$P_{\text{opt}}/\mu\text{W}$	$\Delta P_{\text{opt}}/\mu\text{W}$
16.235	0.074	2.377	0.009
38.059	0.030	5.525	0.011
60.072	0.061	8.724	0.015
78.208	0.025	11.289	0.003
111.122	0.030	16.060	0.004
150.206	0.035	21.793	0.005
188.053	0.033	27.609	0.007
238.595	0.221	33.637	0.006
285.265	0.257	40.350	0.011
333.629	0.242	47.365	0.007
383.221	0.223	54.433	0.009
435.058	0.251	61.723	0.011
487.383	0.300	69.175	0.026
535.144	0.268	76.030	0.012
583.502	0.259	83.004	0.013
633.268	0.293	90.057	0.019
681.808	0.368	96.813	0.035
733.321	0.324	104.560	0.167
776.926	0.287	110.748	0.173
820.895	0.328	116.716	0.181
874.155	0.459	123.976	0.192
896.516	0.591	126.716	0.202
964.111	0.310	136.518	0.204
1007.178	0.425	142.681	0.213

Tabelle F.1.: Messreihe zur Kalibration der Überwachungsphotodiode. Abhängig vom Messbereich des pA-Meters, sind ersten sieben Messwerte sind um einen Offset von $(1.25 \pm 0.23) \times 10^{-2}$ nA und die restlichen um einen Offset von (25.76 ± 0.23) nA korrigiert worden. Die Dunkelmessung für die optische Leistung ergibt (0.05384 ± 0.00023) μW und ist ebenfalls bereits berücksichtigt. Dabei handelt es sich um rein statistische Fehler.

F.2. Messungen zur Bestimmung von Quanteneffizienzen

F.2.1. Messungen zur Bestimmung von Detektorverstärkungen

Da der Detektor für den Austausch der Kathode geöffnet werden muss, wird für die Bestimmung der Quanteneffizienz von Kupfer ein weiteres Spektrum zur Bestimmung der Detektorverstärkung

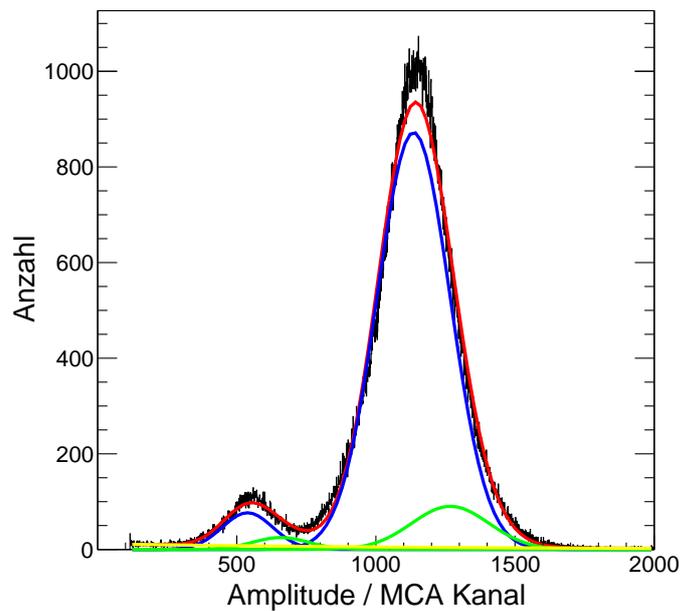


Abbildung F.1.: Spektrum einer ^{55}Fe -Quelle zur Bestimmung deren Rate. Das Spektrum wird bei einer *Livetime* von 100 s mit einem Vielkanalanalysator aufgezeichnet. Anpassungsmodell nach [83] (Analyse-skript im Zuge von [29] erstellt). Die Stellenweise Abweichung zu den Messdaten kann dadurch erklärt werden, dass sich die LED in der Nähe des Driftvolumens und auf Erdpotenzial befindet. Dies führt zu Feldverzerrungen in Richtung der LED, sodass teilweise Feldlinien die an der Kathode im sensitiven Bereich des Detektors starten, neben dem sensitiven Bereich oder gar an der Ursache selbst enden. Dies hat zur Folge, dass systematisch unvollständige Ereignisse registriert werden und damit eine Verbreiterung des *Photopeaks* zu kleineren Energien erfolgt. Für die Bestimmung der Rate ist diese Anpassung dennoch ausreichend, da ohnehin die örtliche Fluktuation der Verstärkung des GEM-Systems nicht berücksichtigt wird.

aufgenommen. Die Zwischenergebnisse, wie sie für Aluminium in 3.4 zu finden sind, werden für Kupfer an dieser Stelle angegeben.

Das Spektrum ist in F.2 zu finden und die zugehörigen Raten der Einzel-Peaks sind

$$\begin{aligned} R_{K_\alpha}^{\text{ph}} &= (189.1 \pm 2.0) \text{ s}^{-1} \\ R_{K_\beta}^{\text{ph}} &= (43.0 \pm 2.0) \text{ s}^{-1} \\ R_{K_\alpha}^{\text{esc}} &= (10.75 \pm 0.32) \text{ s}^{-1} \\ R_{K_\beta}^{\text{esc}} &= (2.79 \pm 0.19) \text{ s}^{-1}, \end{aligned} \tag{F.1}$$

womit man nach (3.37) und (3.38) auf einen Ionisationsstrom von

$$I^{\text{ioniz}} = (8.62 \pm 0.11) \text{ fA.} \tag{F.2}$$

im Driftvolumen kommt. Mit dem gemessenen Strom von

$$I^{\text{det}} = (40.91 \pm 0.21) \text{ pA,} \tag{F.3}$$

an der Auslese des Detektors. Bei dieser Messung wird ein Kollimator für die radioaktive Quelle verwendet, um unvollständige Ereignisse auf dem Auslese-*Pad* zu reduzieren¹. Dies erklärt den verminderten Stromwert an der Detektorauslese im Vergleich zu (3.42) und die reduzierten Ereignisraten. Aus dem Verhältnis der Ströme erhält eine Verstärkung von

$$G = (4750 \pm 70). \tag{F.4}$$

Im letzten Schritt für die Bestimmung der Quanteneffizienz von Kupfer wird die radioaktive Quelle entfernt und die UV-LED eingeschaltet. Dabei wird, wie bereits für die Aluminium-Kathode, der verstärkte Photostrom

$$I_{\text{LED}}^{\text{det}} = (5.79 \pm 0.07) \text{ pA} \tag{F.5}$$

am Detektor gemessen und gleichzeitig die optische Leistung P_{opt} der LED ermittelt. Eine zu 3.44 äquivalente Rechnung ergibt eine Photonenrate von

$$i_{\text{ph}} = (87.8 \pm 1.7) \times 10^{12} \text{ s}^{-1}. \tag{F.6}$$

Die hier eingehende optische Leistung ergibt sich aus dem Strom $I_d = (463.48 \pm 0.06) \text{ nA}$ der Überwachungs-Photodiode, deren Funktion in 3.4 beschrieben wird, und der in Abbildung 3.32 dargestellten Kalibrationskurve. Mit dem gemessenen Strom am Detektor $I_{\text{LED}}^{\text{det}}$, der Verstärkung G und dem Photonenstrom i_{ph} erhält man analog zu (3.45) die Quanteneffizienz (3.50).

F.2.2. Berechnung der Fehler Gaußscher Integrale

Für die Bestimmung der Fehler auf Partialraten u.a. in Röntgenspektren eignet es sich den analytischen Ausdruck des Gaußintegrals zu verwenden. Mit der Allgemeinen Form

$$I = \int_{-\infty}^{\infty} e^{-a(x+b)^2} dx = \sqrt{\frac{\pi}{a}} \tag{F.7}$$

erhält man im Falle eines gemessenen Energiespektrums für die Zahl der Ereignisse N unter einem einzelnen *Peak* den Ausdruck

$$N = A \cdot \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{1}{2\sigma_E^2}(E-E_0)^2} dE = \sigma_E \cdot A \cdot \sqrt{2\pi}. \tag{F.8}$$

¹Der Effekt äußert sich u.a. dadurch, dass die funktionale Anpassung an das Gesamtspektrum verbessert

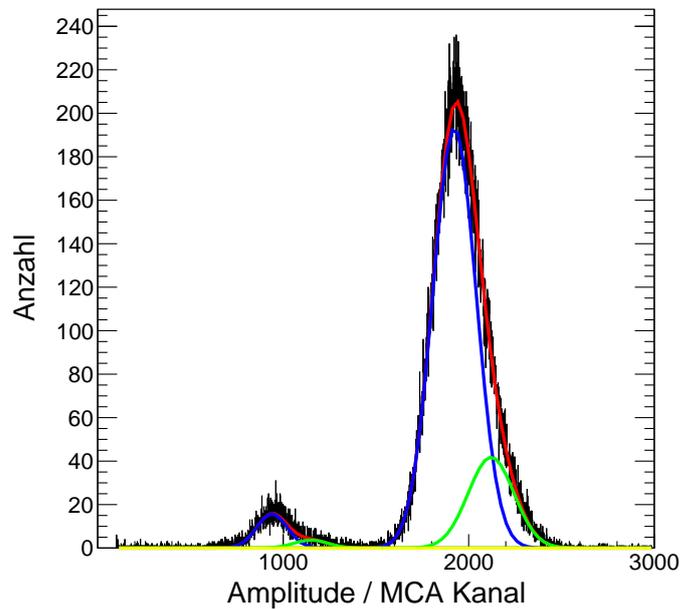


Abbildung F.2.: Spektrum einer ^{55}Fe -Quelle zur Bestimmung der Detektorverstärkung über die Quellenrate.

Dabei ist σ_E die Standardabweichung des Profils und A die Amplitude. Unter der Annahme, dass die Standardabweichung σ_E und die Amplitude A fehlerbehaftet sind, erhält man durch Gaußsche Fehlerfortpflanzung

$$\Delta I = \sqrt{2\pi} \cdot \sqrt{(A \cdot \Delta\sigma_E)^2 + (\sigma_E \cdot \Delta A)^2}. \quad (\text{F.9})$$

Die Fehler $\Delta\sigma_E$ und ΔA bekommt man zum Beispiel durch Verwendung von Anpassungsalgorithmen der Software ROOT.

G. Ergänzungen zu ortsabhängigen Intensitätsmessungen

G.1. CMOS-Chip Fehlerbetrachtung

Im Folgenden wird die Standardabweichung σI_B in Abhängigkeit von der gemessenen Intensität I_B ermittelt. Dafür wird ein Bild an Stellen verschiedener Helligkeit im blauen Kanal ausgewertet, wobei mehrere benachbarte Pixel betrachtet werden. In [195] wird gezeigt, dass beliebig ausgewählte einzelne Pixel gleiche Sensitivität innerhalb der Schwankung besitzen, was in diesem Zusammenhang die Betrachtung mehrerer Pixel legitimiert.

$I_B/\text{Kanäle}$	σI_B
2.74	4.76
2.76	4.10
2.63	3.44
2.64	3.27
4.78	4.87
4.48	4.29
4.58	4.76
4.62	4.28
5.43	4.89
6.45	5.71
6.49	5.05
9.71	6.90
13.03	7.35
14.13	6.67
22.28	8.50
38.18	7.99
57.83	6.30
64.54	7.30
79.06	6.57
100.06	7.84
114.00	8.23
127.96	6.99
142.50	8.12
154.54	7.73
161.05	7.66
160.88	8.60

Tabelle G.1.: Messdaten zur statistischen Schwankung von Pixelintensitäten im blau-Kanal. Analog zu der Messung in [195], die zeigt, dass die Standardabweichung ab einer gewissen Intensität konvergiert und damit als konstant gesehen werden kann. Die zugehörige Standardabweichung sei σ_{sat} . Die Tatsache, dass zudem die Standardabweichung zu kleineren Intensitäten $I \lesssim \sigma_{\text{sat}}$ rapide abfällt weist darauf hin, dass es sich um einen Effekt des dynamischen Bereiches handelt.

H. Ergänzungen zum Rekonstruktionsfehler der sTPC

Einige ergänzende Betrachtungen zum Rekonstruktionsfehler der sTPC sollen hier getätigt werden. Dabei beschränken sich die Untersuchungen ausschließlich auf Messungen mit Kalibrationspunkten der Photokathode.

H.1. Systematischer Rekonstruktionsfehler der sTPC-Padplane

Bei der Fehlerfortpflanzung von (8.8) wird der Rekonstruktionsfehler nach den Simulationsergebnissen in Abbildung 7.12 auf eine Größenordnung $\delta y_{\text{sys}} \approx \delta x_{\text{sys}} \sim 0.05$ mm geschätzt. Dieser geht wie folgt durch Fortpflanzung in den Fehler der mittleren systematischen Abweichung (8.8) ein¹:

$$\delta \langle \Delta y_{\text{sys}} \rangle = \frac{\delta y_{\text{sys}}}{\sqrt{n_{\text{dots}}}}, \quad (\text{H.1})$$

Er dient damit als Abschätzung der Fehlerbalken in Abbildung 8.8 (b). Hier soll nun geprüft werden, ob diese Abschätzung gerechtfertigt ist. Aufgrund der hohen Statistik $n_{\text{dots}} \cdot n_{\text{evts}} > 1000$ wird der statistische Anteil des Fehlers vernachlässigt, d.h. $\delta y_{\text{tot}} \approx \delta y_{\text{sys}}$. Die Zahl der betrachteten Kalibrationspunkte in Abschnitt 8.2.2 ist je nach Bereich $n_{\text{dots}} = 31$ oder $n_{\text{dots}} = 10$ (s. Abbildung 8.8).

Aus den χ^2 -Werten der Anpassungen in Abbildung 8.8 (b) geht hervor, dass der Fehler aus den Simulationen (s. 7.4) mit $\delta y_{\text{sys}} \approx 0.05$ mm angemessen geschätzt ist, wenn man den großen Bereich mit 31 Kalibrationspunkten wählt. Hier erhält man $\chi^2/\text{ndf} = 0.69$, was dem Wert eins nahe kommt. Im inneren Bereich (2) hingegen ist die Fehlerabschätzung mit $\chi^2 = 0.18$ deutlich schlechter, was daran liegt, dass hier die Abweichungen von der Referenzposition im Durchschnitt kleiner sind. In diesem Bereich besitzt der Rekonstruktionsfehler, aufgrund der vorteilhaften symmetrischen Position, einen vergleichsweise geringen Wert. Simulationen in Abschnitt 7.4 belegen dies: Abbildung 7.7 zeigt unterdurchschnittliche Werte in der Umgebung von Position *B*, welcher dem vorliegenden Fall entspricht. Für eine zufällig positionierte Messung mit der Padplane bleibt damit $\delta x_{\text{sys}} \approx \delta y_{\text{sys}} \approx 0.05$ mm dennoch ein akzeptabler Schätzwert der Rekonstruktionsgenauigkeit².

H.2. Ergänzung zur Optimierung der Skirt-Spannung

Neben der Spannung U_0 minimaler mittlerer Abweichung stellen in Gleichung (8.11) die Parameter C^+ , C^- , $\langle \Delta x \rangle_{\text{rem}}$ und $\langle \Delta x \rangle_{\text{stat}}$ die Freiheitsgrade der Anpassung dar. In den nachfolgenden Unterabschnitten werden der statistische Term sowie der remanente Term des Modells gerechtfertigt.

¹Hergeleitet durch $\delta \langle \Delta y_{\text{sys}} \rangle = \frac{1}{n_{\text{dots}} \cdot \langle \Delta y_{\text{sys}} \rangle} \sqrt{\sum_{i=1}^{n_{\text{dots}}} \Delta y_i^2 \cdot \delta y_{\text{sys}}^2} = \frac{\delta y_{\text{sys}}}{\sqrt{n_{\text{dots}}}}$.

²Gleiche Messbedingungen, insbesondere Diffusion, vorausgesetzt.

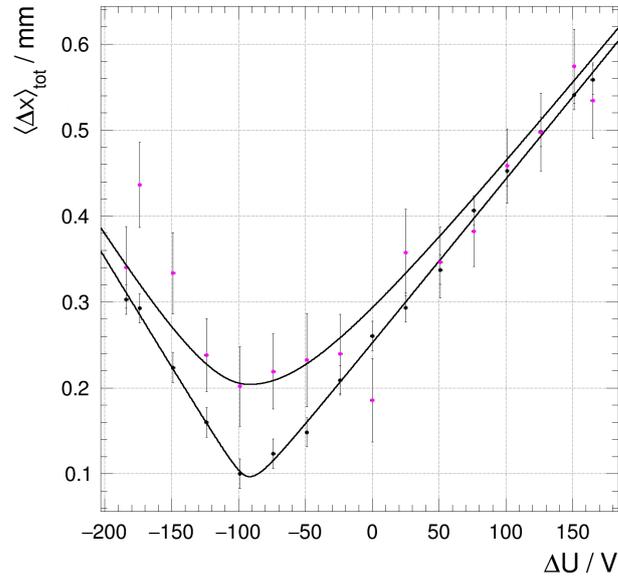


Abbildung H.1.: Demonstration des statistischen Terms. Messung mit hoher (500 Ereignisse, schwarz) und niedriger (20 Ereignisse, magenta) Statistik. Alle Parameter bis auf $\langle \Delta x \rangle_{\text{stat}}$ wurden für die Anpassung an die Daten niedriger Statistik auf die Fit-Ergebnisse bei hoher Statistik festgelegt. Man erkennt, dass die Messwerte bei niedriger Statistik im Bereich des Minimums durchschnittlich höher liegen.

H.2.1. Betrachtung des statistischen Beitrags

Aufgrund des *Sprunges* der Daten in Abbildung 8.9 (b) wird die mittlere systematische Abweichung in x anstelle von der in y betrachtet. In x scheint aus Gründen der Symmetrie eine solche Diskontinuität nicht aufzutreten (s. Erläuterung zu Abbildung 8.11).

Dass der durch statistische Schwankungen motivierte Term $\langle \Delta x \rangle_{\text{stat}}$ seine Berechtigung in (8.11) hat, zeigt Abbildung H.1, wobei, unter gleichen Bedingungen, eine Messung mit hoher Statistik (500 Ereignisse) und eine mit niedriger Statistik (20 Ereignisse) durchgeführt wurde. Alle Parameter bis auf $\langle \Delta x \rangle_{\text{stat}}$ wurden für die Anpassung an die Daten niedriger Statistik auf die Fit-Ergebnisse bei hoher Statistik festgelegt. Die Ergebnisse in Abbildung H.1 legen nahe, dass die Messwerte niedrigerer Statistik besonders im Bereich des Minimums durchschnittlich höher liegen, was für eine Vergrößerung des statistischen Terms spricht. Die Anpassung liefert im Falle niedriger Statistik $\langle \Delta y \rangle_{\text{stat}} = (0.129 \pm 0.019) \text{ mm}$ und für den Fall hoher Statistik $\langle \Delta y \rangle_{\text{stat}} = (0.08 \pm 0.06) \text{ mm}$. Die Asymptoten beider Messungen scheinen besser in Übereinstimmung zu sein.

H.2.2. Betrachtung des remanenten Anteils

Nach der Diskussion des statistischen Terms in Gleichung (8.11), soll zudem die Rolle des remanenten Anteils dargestellt werden. Zu diesem Zweck wird die Messung hoher Statistik ($n_{\text{evts}} = 500$) aus Abbildung H.1 verwendet. Am Beispiel der Ausrichtungskorrektur bei $\Delta U = -74 \text{ V}$ – nahe der Minimumsposition – sind die Änderungen dieser Anpassungsparameter vor (*I*) und nach (*II*) der

mechanischen Ausrichtungskorrektur (s. Abschnitt 8.2.1)

$$\begin{aligned}
 C^I &= (0.0113 \pm 0.0010) \text{ mm/V} & C^{II} &= (0.0118 \pm 0.0010) \text{ mm/V} \\
 \langle \Delta y \rangle_{\text{stat}}^I &= (0.08 \pm 0.06) \text{ mm} & \langle \Delta y \rangle_{\text{stat}}^{II} &= (0.10 \pm 0.06) \text{ mm} \\
 \langle \Delta y \rangle_{\text{rem}}^I &= (0.14 \pm 0.05) \text{ mm} & \langle \Delta y \rangle_{\text{rem}}^{II} &= (0.10 \pm 0.05) \text{ mm.}
 \end{aligned} \tag{H.2}$$

Parameter C – die betragsmäßige Steigung der Asymptoten – zeigt, dass der approximierter lineare Zusammenhang innerhalb der Fehlergrenzen für beide Iterationen (I und II) gleichermaßen gilt. Der remanente Fehleranteil $\langle \Delta y \rangle_{\text{rem}}$, der u.a. sensitiv auf Fehljustagen sein sollte, verringert sich erwartungsgemäß bei etwa gleich bleibendem statistischem Fehleranteil³ $\langle \Delta y \rangle_{\text{stat}}$. Durch die im Vergleich zum Messwert großen Unsicherheiten von $\langle \Delta y \rangle_{\text{rem}}$ und $\langle \Delta y \rangle_{\text{stat}}$ ist hier eine eingeschränkte Aussage über die verbleibende Fehljustage (Skirtspannung eingeschlossen) bzw. die Messgenauigkeit der sTPC möglich. Für eine präzisere Bestimmung müssten mehr Messwerte, insbesondere im Bereich des Minimums $\Delta U \approx -120 \dots 40 \text{ V}$, aufgenommen werden.

³Auch das Fixieren des statistischen Parameters bei der Anpassung führt zu einer gleichwertigen Verringerung des remanenten Anteils bei der zweiten Iteration (II).

Abbildungsverzeichnis

1.1. Die starke Kopplungskonstante in Abhängigkeit vom Impulsübertrag	12
1.2. Vorhersagen des Bonn-Modells	15
1.3. Berechnete Beiträge der wichtigsten Nukleon- und Δ -Resonanzen	16
1.4. CBELSA/TAPS Experimentierbereich	18
1.5. Goniometer und Tagger	18
1.6. Crystal Barrel Kalorimeter, Vorwärts- und Innendetektor	21
1.7. Technische Zeichnung der CB-TPC	26
1.8. Zeichnung des Crystal Barrel Kalorimeters mit TPC	27
2.1. Prinzip von TPC und Feldkäfig	30
2.2. Online-Messung eines TPC-Ereignisses	31
2.3. Spezifischer Energieverlust gegen Impuls	33
2.4. Elektrisches Potenzial einer MWPC	34
2.5. Illustration zur Funktionsweise einer GEM	35
2.6. Driftabweichungen durch Feldverzerrungen	38
2.7. Elektronendriftgeschwindigkeiten in Abhängigkeit von $ \vec{E} /p$	40
3.1. Feldkalibration durch Laserspuren	45
3.2. Faserpositionen der HARP-TPC	46
3.3. Das Kalibrationssystem der T2K-TPC	47
3.4. Illustration zur integralen photoelektrischen Kalibrationsmethode. Abbildung nach [96].	47
3.5. Kalibration mithilfe kosmischer Teilchen	48
3.6. Lineare zweiatomige Kette und Dispersionsrelation	50
3.7. Brillouin-Zone und Banddiagramm für Cu	53
3.8. Banddiagramme direkter und indirekter Halbleiter	54
3.9. Illustration, Banddiagramm eines indirekten Halbleiters	55
3.10. Illustration zu Energiebändern im periodischen Potenzial	56
3.11. Berechnete Energieniveaus von Na	57
3.12. Bänderschemata von Halbleiter, Alkalimetall und Metall	58
3.13. Illustration des dreistufigen Modells der photoelektrischen Elektronenextraktion	59
3.14. Reflexionsgrade einiger Metalle und Halbleiter	61
3.15. Auswirkung der Dipol-Ladungsverteilung auf das effektive Potenzial	64
3.16. Oberflächendipol-Effekt und Smoluchowski-Effekt	64
3.17. Wechselwirkung eines Atoms mit einer Metalloberfläche	66
3.18. Chemisorption verschiedener Atome an einem Jellium-Metall	67
3.19. Berechnungen zu selbstorganisierten Mono-Lagen	68
3.20. Illustrationen zum Drei-Stufen-Modell	69
3.21. Aktivierung von p-dotiertem GaAs	70
3.22. Banddiagramm LiF auf CsI	72
3.23. Quanteneffizienzen CsI mit verschiedenen Schutzschichten	73
3.24. Quanteneffizienzen diverser Substrate mit verschiedenen Schutzfilmen	73
3.25. Zweidimensionale Überzüge	74
3.26. Kathodenbeleuchtung	76
3.27. Prozesswahrscheinlichkeiten für Elektronen in Ar-Gas	79

3.28.	Illustration zur Bedampfung der Kathode	83
3.29.	CAD-Zeichnung des CDV1.1-Detektors	84
3.30.	Messanordnung zur Überwachung der LED-Leistung	85
3.31.	Fotografien der Testkathode	85
3.32.	Kalibrationskurve der Überwachungsphotodiode	86
3.33.	Messanordnung zur Bestimmung der Quanteneffizienz	89
3.34.	Illustration zum Geometriefaktor des photoelektrischen Kontrastwertes	90
3.35.	Simuliertes Ereignis einer Photokathode mit Kalibrationspunkten	92
3.36.	Skizze und simuliertes Detektorsignal der Kalibrationsphotokathode	94
3.37.	Technische Zeichnungen der Bedampfungsmaske	95
3.38.	Lichtbild der Bedampfungsmaske	95
4.1.	Das Laser-Setup	98
4.2.	Optischer Hauptabschwächer des Laser-Setups	100
4.3.	Optische Pulsenergie des Lasers gegen Justagewinkel	101
4.4.	Streu- und Sammellinse in Galilei-Anordnung	102
4.5.	Veranschaulichung der Funktionsweise eines Diffusors	103
4.6.	Fotografie von Faserbündel und Faserbündeleingang	105
4.7.	Einkopplung eines Lichtstrahls in eine optische Multimode-Faser	105
5.1.	Gesamtzeichnungen (CAD) der sTPC	111
5.2.	Installation der Fensterfolie an der Deckelplatte	115
5.3.	CAD-Modell der Fensterfolie	116
5.4.	Installation des Deckels der Kathodenseite	117
5.5.	Gasdichter SHV-Stecker mit angelötetem Federkontaktstift	118
5.6.	CAD-Modell der Kathodenfolie	119
5.7.	Zusammensetzung des Feldkäfigs	121
5.8.	Zusammensetzung von Korpus, Feldkäfig und Seitenfenster	122
5.9.	Darstellung der Gerber-Datei der Feldkäfig-Folie	124
5.10.	Elektrische Verbindung von Kontaktring und Feldkäfig	125
5.11.	Verbindung des letzten Feldstreifens (LS) an der Ausleseplatine	127
5.12.	Zeichnung zur Installation der Ausleseplatine	129
5.13.	Simulierte Rekonstruktionsgenauigkeit einer hexagonal segmentierten Padplane	130
5.14.	Illustration zur Konstruktion der Padplane	131
5.15.	Footprint einer Frontend-Steckverbindung und zugeordnete Auslesepads	133
5.16.	Vollständige Darstellung der Gerber-Dateien zur Ausleseplatine	135
5.17.	Nummerierung von Auslese- und Veto-Pads	136
5.18.	Fotografie der Ausleseplatine	137
5.19.	Minimale Leiterbahnabstände gegen Potenzialdifferenz	138
5.20.	Ausleseplatine bestückt mit 3 Std-GEMs	140
5.21.	Fotografie der Padplane-Rückseite	141
5.22.	Befestigung von Auslesekarten und Orientierungsrahmen	142
5.23.	Gasführung in der sTPC	144
5.24.	Fotografien der sTPC	145
6.1.	Einfluss des Schleifwinkels α	148
6.2.	Verallgemeinerung des Snelliusschen Brechungsgesetzes	152
6.3.	Veranschaulichung der Polarisierung	154
6.4.	Transformation einer Strahlstärke in kartesische Koordinaten	159
6.5.	Koordinatentransformation in die Projektionsebene	161
6.6.	Veranschaulichung einer Lichtkegelprojektion in eine Ebene	163
6.7.	Veranschaulichung des Lichttransportes zur Ausleuchtung der Kathode	165

6.8. Veranschaulichung der Kathodenausleuchtung durch die Lichtkegel von acht Faserbündeln	166
6.9. CAD-Modell und Fotografie einer der acht Ferrulen	166
6.10. Verklebte und endverschmolzene Faserbündeleingänge	167
6.11. Illustration zur Ausleuchtung einer Fläche durch 8 (radial) stufenförmige Beleuchtungsprofile	168
6.12. Brechungsindex Spectrosil 2000	170
6.13. Messung der Winkelabhängigkeit von Diffusoren	170
6.14. Beleuchtungsprofile auf Winkeldomäne und als Projektion in der Ebene	172
6.15. Messanordnung für das Beleuchtungsprofil des Referenzfaserbündels	173
6.16. Referenzmessung mit Referenzfaserbündel bei Verwendung des sandgestrahlten Diffusors	175
6.17. Referenzmessung des Referenzfaserbündels bei Verwendung des holografischen Diffusors	176
6.18. Qualitätsparameter Q und mittlere Intensität in Abhängigkeit von s und t , sandgestrahlter Diffusor	178
6.19. Qualitätsparameter Q und mittlere Intensität in Abhängigkeit von s und t , holografischer Diffusor	179
6.20. Vorhersagen von Beleuchtungsprofilen	181
6.21. Testschirmanordnung für die Messung von Beleuchtungsprofilen	183
6.22. Messung des Intensitätsprofils eines einzelnen Faserarms	183
6.23. Zeitabhängigkeit des Kalibrationsfaktors	184
6.24. Gemessene optische Energieflächendichte	185
6.25. Vergleich von Fasern mit horizontaler und vertikaler Brechungsebene, sandgestrahlter Diffusor	189
6.26. Vergleich von Fasern mit horizontaler und vertikaler Brechungsebene, holografischer Diffusor	190
6.27. Messung, Vorhersage, örtliche Neuanpassung und Residuen, sandgestrahlter Diffusor .	191
6.28. Messung, Vorhersage, örtliche Neuanpassung und Residuen, holografischer Diffusor . .	192
6.29. Vergleich von Messung und Vorhersage für die Summe aller Faserbündel-Arme mit holografischem Diffusor	193
6.30. Asymmetrie-Effekt durch den Schleifwinkel	195
6.31. Asymmetriekorrektur	196
6.32. Meridionale und schiefe Strahlen bei der Ausbreitung in einem zylindrischen Faserkern	197
6.33. Koordinatensysteme am Faserkernende	197
6.34. Daten und Vorhersagen zum Asymmetrie-Effekt durch den Schrägschliff	199
6.35. Anpassung des asymmetriekorrigierten Modells an die Daten mit sandgestrahltem Diffusor	200
6.36. Anpassung des asymmetriekorrigierten Modells an die Daten mit holografischem Diffusor	201
7.1. Simulation des Gains	205
7.2. Simulation einer Photokathode mit Kalibrationspunkten bei verschiedenen Abständen	207
7.3. Vereinfachte <i>Occupancy</i> eines einzelnen Kalibrationsereignisses	208
7.4. Veranschaulichung zum Verständnis der systematischen und statistischen Abweichung	209
7.5. Veranschaulichung von Größen im Kontext des Auswahlalgorithmus	211
7.6. Illustration zum Rekonstruktionsfehler und γ -Pfad	212
7.7. Quadratisch gemittelte Unsicherheiten entlang des Pfades γ	213
7.8. Repräsentativer Bereich zur Simulation des mittleren Rekonstruktionsfehlers	214
7.9. Systematische und statistische Abweichungen für verschiedene Schwellenwerte	216
7.10. Mittlere Zahl der zur Schwerpunktsbestimmung verbleibenden Pads	217
7.11. Rekonstruktionsfehler in Abhängigkeit von der mittleren Anzahl beteiligter Pads . . .	218
7.12. Simulierte Pad-Antwort einer Punkt-Ladung nach dem Shockley-Ramo-Theorem . . .	219
8.1. ^{55}Fe -Spektren in Ar/CO ₂ (90/10) bei verschiedenen GEM-Spannungskonfigurationen .	225

8.2.	Strommessungen an der Auslese	226
8.3.	Gain-Kurven für zwei verschiedene Spannungs- und Feldkonfigurationen des 3-GEM-Systems der sTPC in Ar/CO ₂ (90/10)	227
8.4.	Simulation und Messungen bei GEM-Standardkonfiguration	228
8.5.	Illustration zur Ausrichtungskorrektur	230
8.6.	Bestimmung der Ausrichtungskorrekturen mithilfe der mittleren radialen Abweichung	231
8.7.	Vergleich zweier Occupancies bei extremen Skirtpotenzialen	231
8.8.	Occupancy und Abweichungen bei ungefährender optimaler Skirt-Spannung	232
8.9.	Optimierung der Skirtspannung	234
8.10.	Occupancy vor und nach der Ausrichtungskorrektur	235
8.11.	Zur Symmetrie einer hexagonal segmentierten Padplane	236
8.12.	Occupancy und individuell rekonstruierte Positionen eines willkürlich gewählten Kalibrationspunktes	237
8.13.	Histogramme von Schwerpunktsabweichungen zur Abschätzung des statistischen Rekonstruktionsfehlers	239
8.14.	Verteilung von Cluster-Amplituden und Anpassung einer modifizierten Poisson-Verteilung	241
8.15.	Messung der Driftzeit bei Variation des Druckes	245
8.16.	Anpassung der Antwortfunktion der Ausleseelektronik	246
8.17.	Kalibration der Driftgeschwindigkeit	248
9.1.	Erstes Messereignis mit der sTPC	255
A.1.	Technische Zeichnung der sTPC (Teilabbildung 1 von 4)	258
A.2.	Technische Zeichnung der sTPC (Teilabbildung 2 von 4)	259
A.3.	Technische Zeichnung der sTPC (Teilabbildung 3 von 4)	260
A.4.	Technische Zeichnung der sTPC (Teilabbildung 4 von 4)	261
A.5.	Thermomechanischer Spannrahmen für die Fensterfolie der sTPC	265
A.6.	Thermomechanischer Spannrahmen für die Kathodenfolie der sTPC	266
B.1.	Illustrationen zu verschiedenen Anwendungen der Stufenfunktion	270
B.2.	Histogramme zur Simulation der Kathode	271
B.3.	Simulierte Diffusionskoeffizienten	273
B.4.	Simulierte Endpunkte von Elektronen nach Durchlaufen einer Standard-GEM	276
B.5.	Ein-Elektron-Verstärkungen beim Durchlaufen von Verstärkungsstufen	278
B.6.	Simulierte normierte Pad-Antwort einer Punktladung nach dem Shockley-Ramo-Theorem	278
B.7.	Schema der internen Architektur des AFTER ASICs	281
B.8.	Analytische Anpassungen der Elektronikantwort an simulierte Daten	282
B.9.	Analytische Antwort des AFTER-Chips auf ein approximiertes Eingangssignal der sTPC	283
B.10.	Simulationsschritte der simulierten Signalverarbeitung	284
B.11.	Quadratisch gemittelte systematische und statistische Abweichungen für eine Position über der Padplane	286
B.12.	Abweichungen bedingt durch den Gradienten des Beleuchtungsprofils	287
C.1.	Illustration zur Geometrie einer symmetrischen Sammellinse	290
C.2.	Verhältnis d/G in Abhängigkeit von Krümmungsradius r und Linsendurchmesser d	291
C.3.	Veranschaulichung der Linsengeometrie zur Berechnung des Austrittswinkels β_2	291
C.4.	Darstellung des Austrittswinkels $\beta_2(G, r)$ für verschiedene Brechungsindizes	293
C.5.	Darstellung des Austrittswinkels $\beta_2(G, r)$ für verschiedene Brechungsindizes, reduzierte Bildgröße	294

D.1. Verbildlichung zur dreidimensionalen Anwendung des Snelliusschen Brechungsgesetzes	296
E.1. Technische Zeichnung des Faserbündels	301
E.2. Technische Zeichnung der Ferrule eines Faserbündelarms	302
E.3. Mechanische Zeichnung des Testschirms und kontrastoptimierte Fotografie des Testprojektionsschirms bei Hintergrundbeleuchtung	303
E.4. Zeitabhängigkeit des Kalibrationsfaktors C	305
E.5. Eindimensionaler Profilschnitt bei $x = 0$, Faserarm-Position 90 degree	306
E.6. Eindimensionaler Profilschnitt bei $y = 0$, Faserarm-Position 180 degree	307
E.7. Eindimensionaler Profilschnitt bei $y = 0$, Faserarm-Position 0 degree	307
E.8. Messung, Vorhersage, Neuanpassung der Position und Residuen zu Faserarm-Position 0° mit holografischem Diffusor	308
E.9. Messung, Vorhersage, Neuanpassung der Position und Residuen zu Faserarm-Position 180° mit holografischem Diffusor	309
E.10. Messung, Vorhersage, Neuanpassung der Position und Residuen zu Faserarm-Position 270° mit holografischem Diffusor	310
E.11. Eindimensionaler Profilschnitt bei $x = 0$, Faserarm-Position 90° mit sandgestrahltem Diffusor	311
E.12. Eindimensionaler Profilschnitt bei $y = 0$, Faserarm-Position 180° mit sandgestrahltem Diffusor	312
E.13. Eindimensionaler Profilschnitt bei $x = 0$, Faserarm-Position 270° mit sandgestrahltem Diffusor	313
E.14. Messung, Vorhersage, Neuanpassung der Position und Residuen zu Faserarm-Position 0° mit sandgestrahltem Diffusor	314
E.15. Messung, Vorhersage, Neuanpassung der Position und Residuen zu Faserarm-Position 180° mit sandgestrahltem Diffusor	315
E.16. Messung, Vorhersage, Neuanpassung der Position und Residuen zu Faserarm-Position 270° mit sandgestrahltem Diffusor	316
F.1. Spektrum einer ^{55}Fe -Quelle zur Bestimmung deren Rate	318
F.2. Spektrum einer ^{55}Fe -Quelle zur Bestimmung der Detektorverstärkung über die Quellenrate	320
H.1. Demonstration des statistischen Terms	324

Tabellenverzeichnis

1.1. Vergleich von Verzweungsverhältnissen	24
3.1. Eindringtiefen elektromagnetischer Strahlung	60
3.2. Elektronenaustrittsarbeiten einiger Elemente	78
3.3. Vakuumquanteneffizienzen und Austrittsarbeiten	78
3.4. Quanteneffizienzen, Austrittsarbeiten und Lebensdauern verschiedener Photokathodenmaterialien	80
4.1. Spezifikationen und Messangaben des Lasers	99
4.2. Transmissionsmessungen	106
5.1. Teileliste der sTPC	112
5.2. Mindestabstände zwischen Leiterbahnen der Ausleseplatine	138
6.1. Optische Eigenschaften der Einzelfasern des Multimode-Faserbündels	169
6.2. Anpassungsergebnisse durch Sellmeier-Gleichung	169
6.3. Anpassungsergebnisse der Diffusorwinkelverteilungen	171
6.4. Anpassungsergebnisse des Referenzprofils, sandgestrahlter Diffusor	174
6.5. Anpassungsergebnisse des Referenzprofils, holografischer Diffusor	175
6.6. Feste und freie Parameter der Anpassung	187
7.1. Standard GEM-Konfiguration der FOPI-TPC	204
8.1. Energiedepositionen einer ^{55}Fe -Quelle in $\text{Ar}/\text{CO}_2(90/10)$	223
8.2. Standard- und Benutzerkonfiguration von GEM-Spannungen und Transferfeldern	225
8.3. Auflistung der Ausbreitungsdistanzen und Ausbreitungsgeschwindigkeiten von Triggersignal und Laserlicht	247
A.1. Messung der einzelnen Widerstände des Feldkäfigs	263
B.1. Aus Anpassung gewonnene Parameter zur Beschreibung einer analytischen Signalform	283
E.1. Mess- und Auswertungsdaten zu der Zeitabhängigkeit des Kalibrationsfaktors	306
F.1. Messreihe zur Kalibration der Überwachungsphotodiode	317
G.1. Messdaten zur statistischen Schwankung von Pixelintensitäten im blau-Kanal	321

Literatur

- [1] F.V. Böhmer u. a. “First measurement of dE/dx with a GEM-based TPC”. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 737 (2014), S. 214–221. ISSN: 0168-9002. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2013.10.094>. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900213015015>.
- [2] E. Noether. “Invariante Variationsprobleme”. In: *Nachrichten von der Königlichen Gesellschaft der Wissenschaften zu Göttingen, Mathematisch-Physikalische Klasse* (1918), S. 235–257.
- [3] M. et al Tanabashi. “Review of Particle Physics”. In: *Phys. Rev. D* 98 (Aug. 2018), S. 287–298. DOI: 10.1103/PhysRevD.98.030001. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.98.030001>.
- [4] Michael E Peskin und Daniel V Schroeder. *An Introduction to Quantum Field Theory*. Westview Press, 1995.
- [5] R. Aaij u. a. “Observation of a Narrow Pentaquark State, $P_c(4312)^+$, and of the Two-Peak Structure of the $P_c(4450)^+$ ”. In: *Physical Review Letters* 122.22 (Juni 2019). ISSN: 1079-7114. DOI: 10.1103/physrevlett.122.222001. URL: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.122.222001>.
- [6] Particle Data Group. “Review of Particle Physics”. In: *Progress of Theoretical and Experimental Physics* 2020.8 (Aug. 2020). 083C01. ISSN: 2050-3911. DOI: 10.1093/ptep/ptaa104. eprint: <https://academic.oup.com/ptep/article-pdf/2020/8/083C01/33653179/ptaa104.pdf>. URL: <https://doi.org/10.1093/ptep/ptaa104>.
- [7] Alexandre Deur, Stanley J. Brodsky und Guy F. de Téra mond. “The QCD running coupling”. In: *Progress in Particle and Nuclear Physics* 90 (2016), S. 1–74. ISSN: 0146-6410. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.pnnp.2016.04.003>. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0146641016300035>.
- [8] Kenneth G Wilson. “Confinement of quarks”. In: *Physical review D* 10.8 (1974), S. 2445.
- [9] Jürg Gasser und Heinrich Leutwyler. “Chiral perturbation theory to one loop”. In: *Annals of Physics* 158.1 (1984), S. 142–210.
- [10] Juerg Gasser und Heinrich Leutwyler. “Chiral perturbation theory: expansions in the mass of the strange quark”. In: *Nuclear Physics B* 250.1-4 (1985), S. 465–516.
- [11] D. Griffiths. *Introduction to Elementary Particles*. Wiley, 2008. ISBN: 9783527618477.
- [12] André Walker-Loud. “Dissecting the Mass of the Proton”. In: *Physics* 11 (2018), S. 118.
- [13] Sven Schumann. “Meson photoproduction with the crystal ball at MAMI”. In: *AIP Conference Proceedings* 1441.1 (2012), S. 287–289. DOI: 10.1063/1.3700533. eprint: <https://aip.scitation.org/doi/pdf/10.1063/1.3700533>. URL: <https://aip.scitation.org/doi/abs/10.1063/1.3700533>.
- [14] Eugene Pasyuk und CLAS Collaboration. “Baryon spectroscopy with CLAS at Jefferson lab”. In: *AIP Conference Proceedings* 1441.1 (2012), S. 276–280. DOI: 10.1063/1.3700530. eprint: <https://aip.scitation.org/doi/pdf/10.1063/1.3700530>. URL: <https://aip.scitation.org/doi/abs/10.1063/1.3700530>.
- [15] GlueX Collaboration u. a. “The GlueX Experiment in Hall D”. In: *Presentation to PAC* 36 (2010).

- [16] A Thiel u. a. “Well-established nucleon resonances revisited by double-polarization measurements”. In: *Physical review letters* 109.10 (2012), S. 102001.
- [17] Eberhard Klempt und Jean-Marc Richard. “Baryon spectroscopy”. In: *Reviews of Modern Physics* 82.2 (2010), S. 1095.
- [18] Michael Ronniger und B Ch Metsch. “Effects of a spin-flavour-dependent interaction on the baryon mass spectrum”. In: *The European Physical Journal A* 47.12 (2011), S. 162.
- [19] Ulrich Löring u. a. “Relativistic quark models of baryons with instantaneous forces”. In: *The European Physical Journal A-Hadrons and Nuclei* 10.3 (2001), S. 309–346.
- [20] Ulrich Löring, B Ch Metsch und Herbert R Petry. “The light-baryon spectrum in a relativistic quark model with instanton-induced quark forces”. In: *The European Physical Journal A-Hadrons and Nuclei* 10.4 (2001), S. 395–446.
- [21] Farah Noreen Afzal. “Measurement of the beam and helicity asymmetries in the reactions $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ and $\gamma p \rightarrow p\eta$ ”. Diss. Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, Sep. 2019. URL: <http://hdl.handle.net/20.500.11811/8064>.
- [22] Y Wunderlich u. a. “Determining the dominant partial wave contributions from angular distributions of single-and double-polarization observables in pseudoscalar meson photoproduction”. In: *The European Physical Journal A* 53.5 (2017), S. 86.
- [23] Annika Thiel. “Bestimmung der Doppelpolarisationsobservablen G in π^0 -Photoproduktion”. Diss. Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, Juli 2012. URL: <http://hdl.handle.net/20.500.11811/5344>.
- [24] Wen-Tai Chiang und Frank Tabakin. “Completeness rules for spin observables in pseudoscalar meson photoproduction”. In: *Physical Review C* 55.4 (1997), S. 2054.
- [25] Yannick Wunderlich. “The complete experiment problem of pseudoscalar meson photoproduction in a truncated partial wave analysis”. Diss. Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, Feb. 2019. URL: <http://hdl.handle.net/20.500.11811/7868>.
- [26] AV Anisovich u. a. “The impact of new polarization data from Bonn, Mainz and Jefferson Laboratory on $\gamma p \rightarrow \pi N$ multipoles”. In: *The European Physical Journal A* 52.9 (2016), S. 284.
- [27] Alexander Winnebeck. “Design Studies for a Tracking Upgrade of the Crystal Barrel Experiment at ELSA and Installation of a Tracking Test Bench”. Diss. Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, Jan. 2010. URL: <http://hdl.handle.net/20.500.11811/4498>.
- [28] D. Walther. “Sammlung technischer Zeichnungen zum CBELSA/TAPS-Experiment”. Persönliche Kommunikation. 2017.
- [29] Jonathan Ottnad. “Optimierung der GEM-basierten Verstärkungsstufe einer TPC für das CB/TAPS-Experiment”. Diss. Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, Aug. 2020. URL: <http://hdl.handle.net/20.500.11811/8516>.
- [30] D. Walther. “Technische Zeichnungen zum CBELSA/TAPS-Experiment”. Persönliche Kommunikation. 2016.
- [31] Wolfgang Hillert. “The Bonn electron stretcher accelerator ELSA: Past and future”. In: *Many Body Structure of Strongly Interacting Systems*. Springer, 2006, S. 139–148.
- [32] Jan Hartmann. “Measurement of Double Polarization Observables in the Reactions $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ and $\gamma p \rightarrow p\eta$ with the Crystal Barrel/TAPS Experiment at ELSA”. Diss. Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, Okt. 2017. URL: <https://hdl.handle.net/20.500.11811/7258>.
- [33] N. Sparks u. a. “Measurement of the Beam Asymmetry Σ in the Forward Direction for π^0 Photoproduction”. In: *Phys. Rev. C* 81 (März 2010). DOI: 10.1103/PhysRevC.81.065210.

- [34] D Elsner u. a. “Linearly polarised photon beams at ELSA and measurement of the beam asymmetry in π^0 photoproduction off the proton”. In: *The European Physical Journal A* 39.3 (2009), S. 373–381.
- [35] W. Heitler. *The Quantum Theory of Radiation*. Dover Books on Physics. Dover Publications, 1984. ISBN: 9780486645582.
- [36] Kathrin Fornet-Ponse. “Die Photonenmarkierungsanlage für das Crystal-Barrel-TAPS-Experiment an ELSA”. Diss. Physikalisches Inst., 2009.
- [37] Ch Bradtke u. a. “A new frozen-spin target for 4π particle detection”. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 436.3 (1999), S. 430–442. ISSN: 0168-9002. DOI: [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(99\)00383-6](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(99)00383-6). URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900299003836>.
- [38] Marcus Grüner. “Messung der Doppelpolarisationsobservable G in der Reaktion $\gamma\vec{p} \rightarrow p\eta$ mit dem Crystal-Barrel/TAPS-Experiment an ELSA”. Diss. Helmholtz-Institut für Strahlen- und Kernphysik, 2016.
- [39] M Nanova u. a. “The η' -carbon potential at low meson momenta”. In: *The European Physical Journal A* 54.10 (2018), S. 182.
- [40] E. Aker et al. “The crystal barrel spectrometer at LEAR”. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 321.1 (1992), S. 69–108. ISSN: 0168-9002. DOI: [https://doi.org/10.1016/0168-9002\(92\)90379-I](https://doi.org/10.1016/0168-9002(92)90379-I). URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/016890029290379I>.
- [41] Jörg Junkersfeld. “Kalibration des Crystal-Barrel-ELSA Detektors mit Hilfe der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ ”. Diplomarbeit. Helmholtz-Institut für Strahlen- und Kernphysik, Universität Bonn, 2000.
- [42] Christian Honisch. “Design, Aufbau und Test einer neuen Ausleseelektronik für das Crystal-Barrel-Kalorimeter”. Diss. Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, Aug. 2015.
- [43] Martin Urban. “Design eines neuen Lichtpulsersystems sowie Aufbau und Inbetriebnahme der neuen APD Auslese für das Crystal-Barrel-Kalorimeter”. Diss. Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, Feb. 2018. URL: <http://hdl.handle.net/20.500.11811/7512>.
- [44] Johannes Sebastian Müllers. “An FPGA-based Sampling ADC for the Crystal Barrel Calorimeter”. Diss. Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, Dez. 2019. URL: <http://hdl.handle.net/20.500.11811/8118>.
- [45] Angela Maria Fösel. “Entwicklung und Bau des Innendetektors für das Crystal-Barrel-Experiment an ELSA/Bonn”. Diss. Naturwissenschaftliche Fakultät der Friedrich-Alexander-Universität Erlangen, 2000.
- [46] Marcus Grüner. “Modifikation und Test des Innendetektors für das Crystal Barrel Experiment”. Diplomarbeit. Universität Bonn, 2006.
- [47] Manuela Gottschall. “Bestimmung der Doppelpolarisationsobservablen E für die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ am CBELSA/TAPS-Experiment”. Diss. 2013.
- [48] Christoph Wendel. “Design und Aufbau eines Szintillationsdetektors zur Identifizierung geladener Teilchen im Crystal-Barrel-Vorwärtsdetektor”. Dissertation. Bonn: Universität Bonn, 2008.
- [49] H. Ströher. “Electromagnetic and Hadronic Probes of Nuclear Matter: Portrait of the European Photon Detector TAPS”. In: *Nuclear Physics News* 6.1 (1996), S. 7–15. DOI: 10.1080/10506899609411060. eprint: <https://doi.org/10.1080/10506899609411060>. URL: <https://doi.org/10.1080/10506899609411060>.

- [50] Thomas Dahlke. “Bestimmung einer winkelabhängigen Energiekorrekturfunktion für das TAPS-Kalorimeter des Crystal-Barrel/TAPS-Experimentes an ELSA”. Diplomarbeit. Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2008.
- [51] David Kaiser. “Aufbau und Test des Gas-Cerenkov-Detektors für den Crystal-Barrel-Aufbau an ELSA”. Diplomarbeit. Universität Bonn, 2007.
- [52] William R McGehee. “The Gamma Intensity Monitor at the Crystal-Barrel-Experiment”. Bachelorthesis. Massachusetts Institute of Technology, 2008.
- [53] Jessica Dielmann. “Entwicklung, Aufbau und Test eines Detektors zur Bestimmung des Photonenflusses an der Bonner Photonenmarkierungsanlage”. Diplomarbeit. Universität Bonn, 2008.
- [54] Philipp Hoffmeister. “Das Datenerfassungssystem für das Crystal-Barrel/TAPS-Experiment an ELSA”. Diss. Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, Apr. 2019. URL: <http://hdl.handle.net/20.500.11811/7900>.
- [55] Holger Flemming. “Entwurf und Aufbau eines Zellularlogik-Triggers für das Crystal-Barrel-Experiment an der Elektronenbeschleunigeranlage ELSA”. Diss. Institut für Experimentalphysik I, Ruhr-Universität Bochum, 2001.
- [56] K Braune. *The fast cluster encoder*. CB-note. 1986.
- [57] Felix Valentin Böhmer. “Development of a GEM-based TPC for the Measurement of In-Medium Signatures in Kaon Momenta in a Combined Setup at FOPI”. Diss. Technische Universität München, 2015.
- [58] B Borasoy, Ulf-G Meißner und R Nissler. “On the extraction of the quark mass ratio $(m_d - m_u)/m_s$ from $\Gamma(\eta' \rightarrow \pi^0\pi^+\pi^-)/\Gamma(\eta' \rightarrow \eta\pi^+\pi^-)$ ”. In: *Physics Letters B* 643.1 (2006), S. 41–45.
- [59] M Berger u. a. “A large ungated TPC with GEM amplification”. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 869 (2017), S. 180–204.
- [60] Martin Berger. “Development, Commissioning and Spatial Resolution Studies of a new GEM based TPC”. Dissertation. München: Technische Universität München, 2015.
- [61] David Kaiser. “Steuerung und Überwachung einer Zeitprojektionskammer mit GEM-Auslese”. Diss. 2014.
- [62] Philipp Bielefeldt. “Simulation Studies And Analysis of a Time Projection Chamber for CBELSA/TAPS”. In Fertigstellung, Erscheinungsjahr und Titel vorläufig. Diss. Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2021.
- [63] William Shockley. “Currents to conductors induced by a moving point charge”. In: *Journal of applied physics* 9.10 (1938), S. 635–636.
- [64] ALICE Collaboration, H Appelshäuser u. a. *Upgrade of the ALICE Time Projection Chamber*. Techn. Ber. CERN-LHCC-2013-020, ALICE-TDR-016. 2013.
- [65] J Abele u. a. “The laser system for the STAR time projection chamber”. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 499.2-3 (2003), S. 692–702.
- [66] Gabriel Vidal-Sitjes. “The HARP TPC laser calibration system”. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 518.1-2 (2004), S. 132–134.
- [67] Nicolas Abgrall u. a. “Time projection chambers for the T2K near detectors”. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 637.1 (2011), S. 25–46.

- [68] F Bieser u. a. “Design and performance of TPC readout electronics for the NA49 experiment”. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 385.3 (1997), S. 535–546. ISSN: 0168-9002. DOI: [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(96\)01029-7](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(96)01029-7). URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900296010297>.
- [69] W.R. Leo. *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments: A How-To Approach*. U.S. Government Printing Office, 1994. ISBN: 9783540572800.
- [70] Georges Charpak, D Rahm und H Steiner. “Some developments in the operation of multiwire proportional chambers”. In: *Nuclear Instruments and Methods* 80.1 (1970), S. 13–34.
- [71] FV Böhmer u. a. “Simulation of space-charge effects in an ungated GEM-based TPC”. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 719 (2013), S. 101–108.
- [72] B Abelev u. a. *Technical Design Report for the Upgrade of the ALICE Time Projection Chamber*. Techn. Ber. CERN, 2014.
- [73] Fabio Sauli. “GEM: A new concept for electron amplification in gas detectors”. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 386.2-3 (1997), S. 531–534.
- [74] Guenter Baum und A Martin. “COMPASS: A proposal for a common muon and proton apparatus for structure and spectroscopy”. In: *CERN-SPSLC-96-14, CERN-SPSLC-P-297* (1996).
- [75] C Altunbas u. a. “Construction, test and commissioning of the triple-gem tracking detector for compass”. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 490.1-2 (2002), S. 177–203.
- [76] B Ketzer u. a. “Performance of triple GEM tracking detectors in the COMPASS experiment”. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 535.1-2 (2004), S. 314–318.
- [77] T Nagel u. a. “A triple-GEM detector with pixel readout for high-rate beam tracking in COMPASS”. In: *Astroparticle, Particle And Space Physics, Detectors And Medical Physics Applications*. World Scientific, 2008, S. 1004–1008.
- [78] Q et al. Weitzel. In: *Conference Records 227*. IEEE Nuclear Science Symposium. 2007.
- [79] Laura Fabbietti u. a. “The PANDA GEM-based TPC prototype”. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 628.1 (2011), S. 204–208.
- [80] Bernhard Ketzer. “A Time Projection Chamber for High-Rate Experiments: Towards an Upgrade of the ALICE TPC”. In: *NIM A* 732 (2013), S. 237–240. DOI: 10.1016/j.nima.2013.08.027. eprint: 1303.6694.
- [81] Marco Poli Lener u. a. “Performances of an Active Target GEM-Based TPC for the AMADEUS Experiment”. In: *Modern Instrumentation* 04 (Jan. 2015), S. 32–41. DOI: 10.4236/mi.2015.43004.
- [82] R Dupré u. a. “A radial time projection chamber for α detection in CLAS at JLab”. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 898 (2018), S. 90–97.
- [83] Viktor Ratza. “Multi-stage Micropattern Gaseous Detectors for the ALICE TPC Upgrade - Studying and Modelling Charge Transfer and Energy Resolution”. Diss. Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, Juni 2020. URL: <http://hdl.handle.net/20.500.11811/8421>.
- [84] M Ball, K Eckstein und T Gunji. “Ion backflow studies for the ALICE TPC upgrade with GEMs”. In: *Journal of Instrumentation* 9.04 (2014), S. C04025.

- [85] ALICE collaboration u. a. *Addendum to the technical design report for the upgrade of the ALICE time projection chamber*. Techn. Ber. CERN-LHCC-2015-002. Geneva, Switzerland: CERN, 2015.
- [86] Walter Blum, Werner Riegler und Luigi Rolandi. *Particle detection with drift chambers*. Springer Science & Business Media, 2008.
- [87] W. N. English und G. C. Hanna. “GRID IONIZATION CHAMBER MEASUREMENTS OF ELECTRON DRIFT VELOCITIES IN GAS MIXTURES”. In: *Canadian Journal of Physics* 31.5 (1953), S. 768–797. DOI: 10.1139/p53-070. eprint: <https://doi.org/10.1139/p53-070>. URL: <https://doi.org/10.1139/p53-070>.
- [88] EB Wagner, FJ Davis und GS Hurst. “Time-of-Flight Investigations of Electron Transport in Some Atomic and Molecular Gases”. In: *The Journal of Chemical Physics* 47.9 (1967), S. 3138–3147.
- [89] W.G. Gong. “Study of the Photo-electric Wires for TPC Spatial Calibration”. In: STAR Notes SN0200. University of California, Berkeley, CA 94720: STAR Collaboration, März 1994.
- [90] M Anderson u. a. “The STAR time projection chamber: a unique tool for studying high multiplicity events at RHIC”. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 499.2-3 (2003), S. 659–678.
- [91] Gaël Renault u. a. “The laser calibration system of the ALICE time projection chamber”. In: *Czechoslovak Journal of Physics* 55.12 (2005), S. 1671–1674.
- [92] O Biebel u. a. “The laser system for calibration and monitoring of the OPAL jet chamber”. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 320.1-2 (1992), S. 183–200.
- [93] Dariusz Miskowicz und Peter Braun-Munzinger. “Laser calibration system for the CERES Time Projection Chamber”. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 593.3 (2008), S. 188–202.
- [94] C Hansen u. a. “Status of the T2K TPC Laser Calibration”. Präsentation, TPC Canada Meeting, University of Victoria and TRIUMF. März 2006.
- [95] D. Karlen. “T2K TPC Laser Calibration”. Präsentation, LCTPC Collaboration Workshop. März 2012.
- [96] Tobias Karl. “Entwicklung einer Testkammer für das UV-Kalibrationssystem einer GEM-TPC”. Bachelorthesis. Technische Universität München, 2012.
- [97] K. Bethge, G. Walter und B. Wiedemann. *Kernphysik: Eine Einführung*. Springer-Lehrbuch. Springer Berlin Heidelberg, 2007. ISBN: 9783540745679.
- [98] William E Spicer und Alberto Herrera-Gomez. “Modern theory and applications of photocathodes”. In: *Photodetectors and Power Meters*. Bd. 2022. International Society for Optics und Photonics. 1993, S. 18–35.
- [99] WE Spicer. “Photoemission from the past to the future”. In: *Repro, Ecole Polytechnique Federale de Lousana, Switzerland* (1992), S. 1.
- [100] WE Spicer. “Chemistry and Physics of Solid Surfaces IV”. In: *R. Vanselow and R. Howe, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg* (1982), S. 1.
- [101] HY Fan. “Theory of photoelectric emission from metals”. In: *Physical Review* 68.1-2 (1945), S. 43.
- [102] L. Bergmann u. a. *Lehrbuch der Experimentalphysik 6. Festkörper*. Lehrbuch Der Experimentalphysik. De Gruyter, 2005. ISBN: 9783110174854.
- [103] J.L. Rose. *Ultrasonic Waves in Solid Media*. Ultrasonic Waves in Solid Media. Cambridge University Press, 2004. ISBN: 9780521548892.

- [104] Ralph WG Wyckoff. “Crystal Structures”. In: *New York* 19652 (1963).
- [105] MT Yin und Marvin L Cohen. “Theory of static structural properties, crystal stability, and phase transformations: Application to Si and Ge”. In: *Physical Review B* 26.10 (1982), S. 5668.
- [106] W. Demtröder. *Experimentalphysik 3: Atome, Moleküle und Festkörper*. Springer-Lehrbuch. Springer Berlin Heidelberg, 2010. ISBN: 9783642039119.
- [107] William Edward Spicer. “Photoemissive, photoconductive, and optical absorption studies of alkali-antimony compounds”. In: *Physical review* 112.1 (1958), S. 114.
- [108] Carl Neil Berglund und William Edward Spicer. “Photoemission studies of copper and silver: theory”. In: *Physical Review* 136.4A (1964), A1030.
- [109] R. A. Powell u. a. “Photoemission Studies of Cesium Telluride”. In: *Phys. Rev. B* 8 (8 Okt. 1973), S. 3987–3995. DOI: 10.1103/PhysRevB.8.3987. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.8.3987>.
- [110] W. Demtröder. *Experimentalphysik 2*. Experimentalphysik / Wolfgang Demtröder. Springer Berlin Heidelberg, 2008. ISBN: 9783540682196.
- [111] A.H. Sommer. *Photoemissive Materials: Preparation, Properties, and Uses*. Wiley, 1968.
- [112] Aleksandar D. Rakic. “Algorithm for the determination of intrinsic optical constants of metal films: application to aluminum”. In: *Appl. Opt.* 34.22 (Aug. 1995), S. 4755–4767. DOI: 10.1364/AO.34.004755. URL: <http://ao.osa.org/abstract.cfm?URI=ao-34-22-4755>.
- [113] P. B. Johnson und R. W. Christy. “Optical Constants of the Noble Metals”. In: *Phys. Rev. B* 6 (12 Dez. 1972), S. 4370–4379. DOI: 10.1103/PhysRevB.6.4370. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.6.4370>.
- [114] Wolfgang S. M. Werner, Kathrin Glantschnig und Claudia Ambrosch-Draxl. “Optical Constants and Inelastic Electron-Scattering Data for 17 Elemental Metals”. In: *Journal of Physical and Chemical Reference Data* 38.4 (2009), S. 1013–1092. DOI: 10.1063/1.3243762. eprint: <https://doi.org/10.1063/1.3243762>. URL: <https://doi.org/10.1063/1.3243762>.
- [115] H.-J. Hagemann, W. Gudat und C. Kunz. “Optical constants from the far infrared to the x-ray region: Mg, Al, Cu, Ag, Au, Bi, C, and Al₂O₃”. In: *J. Opt. Soc. Am.* 65.6 (Juni 1975), S. 742–744. DOI: 10.1364/JOSA.65.000742. URL: <http://www.osapublishing.org/abstract.cfm?URI=josa-65-6-742>.
- [116] W. Gudat H.-J. Hagemann und C. Kunz. *DESY Report SR-74/7, Optical constants from the far infrared to the x-ray Region: Mg, Al, Cu, Ag, Au, Bi, C and Al₂O₃*. Techn. Ber. DESY, 1974. URL: <https://refractiveindex.info/download/data/1974/Hagemann%201974%20-%20DESY%20report%20SR-74-7.pdf>.
- [117] Herbert E. Ives und H. B. Briggs. “The Optical Constants of Potassium”. In: *J. Opt. Soc. Am.* 26.6 (Juni 1936), S. 238–246. DOI: 10.1364/JOSA.26.000238. URL: <http://www.osapublishing.org/abstract.cfm?URI=josa-26-6-238>.
- [118] D. E. Aspnes u. a. “Optical properties of Al_xGa_{1-x}As”. In: *Journal of Applied Physics* 60.2 (1986), S. 754–767. DOI: 10.1063/1.337426. eprint: <https://doi.org/10.1063/1.337426>. URL: <https://doi.org/10.1063/1.337426>.
- [119] MR Query. “Optical Constants, contractor report”. In: *US Army Chemical Research, Development and Engineering Center (CRDC), Aberdeen Proving Ground, MD* 418 (1985).
- [120] D. E. Aspnes und A. A. Studna. “Dielectric functions and optical parameters of Si, Ge, GaP, GaAs, GaSb, InP, InAs, and InSb from 1.5 to 6.0 eV”. In: *Phys. Rev. B* 27 (2 Jan. 1983), S. 985–1009. DOI: 10.1103/PhysRevB.27.985. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.27.985>.

- [121] Takahiro Kawashima u. a. “Optical properties of hexagonal GaN”. In: *Journal of Applied Physics* 82.7 (1997), S. 3528–3535. DOI: 10.1063/1.365671. eprint: <https://doi.org/10.1063/1.365671>. URL: <https://doi.org/10.1063/1.365671>.
- [122] S. Logothetidis u. a. “Optical properties and temperature dependence of the interband transitions of cubic and hexagonal GaN”. In: *Phys. Rev. B* 50 (24 Dez. 1994), S. 18017–18029. DOI: 10.1103/PhysRevB.50.18017. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.50.18017>.
- [123] Mikhail Polyanskiy. *Refractive index database*. <https://refractiveindex.info>. Zugriff: 2020-05-27.
- [124] P. B. Johnson und R. W. Christy. “Optical constants of transition metals: Ti, V, Cr, Mn, Fe, Co, Ni, and Pd”. In: *Phys. Rev. B* 9 (12 Juni 1974), S. 5056–5070. DOI: 10.1103/PhysRevB.9.5056. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.9.5056>.
- [125] H. H. Li. “Refractive index of alkali halides and its wavelength and temperature derivatives”. In: *Journal of Physical and Chemical Reference Data* 5.2 (1976), S. 329–528. DOI: 10.1063/1.555536. eprint: <https://doi.org/10.1063/1.555536>. URL: <https://doi.org/10.1063/1.555536>.
- [126] David H Dowell und John F Schmerge. “Quantum efficiency and thermal emittance of metal photocathodes”. In: *Physical Review Special Topics-Accelerators and Beams* 12.7 (2009), S. 074201.
- [127] Ralph H Fowler. “The analysis of photoelectric sensitivity curves for clean metals at various temperatures”. In: *Physical review* 38.1 (1931), S. 45.
- [128] ND Lang und W Kohn. “Theory of metal surfaces: charge density and surface energy”. In: *Physical Review B* 1.12 (1970), S. 4555.
- [129] Walter Kohn und Lu Jeu Sham. “Self-consistent equations including exchange and correlation effects”. In: *Physical review* 140.4A (1965), A1133.
- [130] ND Lang. “Self-consistent properties of the electron distribution at a metal surface”. In: *Solid State Communications* 7.15 (1969), S. 1047–1050.
- [131] Andrew Zangwill. *Physics at Surfaces*. 1. Aufl. Cambridge University Press, 1988. DOI: 10.1017/CB09780511622564.
- [132] Roman Smoluchowski. “Anisotropy of the electronic work function of metals”. In: *Physical Review* 60.9 (1941), S. 661.
- [133] K Besocke, B Krahl-Urban und H Wagner. “Dipole moments associated with edge atoms; A comparative study on stepped Pt, Au and W surfaces”. In: *Surface Science* 68 (1977), S. 39–46.
- [134] Prof. Dr. rer. nat. Wolfgang Göpel (auth.) Prof. Dr. rer. nat. Martin Henzler. *Oberflächenphysik des Festkörpers*. 2. Aufl. Teubner Studienbücher Physik. Vieweg+Teubner Verlag, 1994. ISBN: 978-3-322-84875-8.
- [135] JR Smith. “Theory of Chemisorption.(Topics in Current Physics Vol. 19)”. In: *Springer-Verlag, xi+ 240, 23 x 15 cm, illustrated(DM 58)* (1980).
- [136] E Wimmer u. a. “Cesiation of W (001): Work function lowering by multiple dipole formation”. In: *Physical Review Letters* 48.16 (1982), S. 1128.
- [137] Paul C. Rusu und Geert Brocks. “Surface Dipoles and Work Functions of Alkylthiolates and Fluorinated Alkylthiolates on Au(111)”. In: *The Journal of Physical Chemistry B* 110.45 (2006). PMID: 17092010, S. 22628–22634. DOI: 10.1021/jp0642847. eprint: <https://doi.org/10.1021/jp0642847>. URL: <https://doi.org/10.1021/jp0642847>.
- [138] H. Ibach und H. Lüth. *Festkörperphysik: Eine Einführung in die Grundlagen*. Springer-Lehrbuch. Springer Berlin Heidelberg, 2013. ISBN: 9783662072103.

- [139] CI Wu und A Kahn. “Negative electron affinity and electron emission at cesiated GaN and AlN surfaces”. In: *Applied Surface Science* 162 (2000), S. 250–255.
- [140] Khaled A Elamrawi. “Preparation and surface studies of negative electron affinity semiconductors photocathodes”. In: (1999).
- [141] A. H. Sommer. “The element of luck in research? photocathodes 1930 to 1980”. In: *Journal of Vacuum Science & Technology A* 1.2 (1983), S. 119–124. DOI: 10.1116/1.571898. eprint: <https://doi.org/10.1116/1.571898>. URL: <https://doi.org/10.1116/1.571898>.
- [142] A. Akkerman u. a. “Secondary Electron Emission from Alkali Halides Induced by X-Rays and Electrons”. In: *Ionization of Solids by Heavy Particles*. Hrsg. von Raúl A. Baragiola. Boston, MA: Springer US, 1993, S. 359–380. ISBN: 978-1-4615-2840-1. DOI: 10.1007/978-1-4615-2840-1_25. URL: https://doi.org/10.1007/978-1-4615-2840-1_25.
- [143] A. Buzulutskov, A. Breskin und R. Chechik. “Photoemission through thin dielectric coating films”. In: *Journal of Applied Physics* 81.1 (1997), S. 466–479. DOI: 10.1063/1.364082. eprint: <https://doi.org/10.1063/1.364082>. URL: <https://doi.org/10.1063/1.364082>.
- [144] A Buzulutskov u. a. “Study of photocathode protection with thin dielectric films”. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 371.1-2 (1996), S. 147–150.
- [145] A Buzulutskov u. a. “Protection of cesium-antimony photocathodes”. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 387.1-2 (1997), S. 176–179.
- [146] Fangze Liu u. a. “Single layer graphene protective gas barrier for copper photocathodes”. In: *Applied Physics Letters* 110.4 (2017), S. 041607. DOI: 10.1063/1.4974738. eprint: <https://doi.org/10.1063/1.4974738>. URL: <https://doi.org/10.1063/1.4974738>.
- [147] Gaoxue Wang, Ping Yang und Enrique R. Batista. “Computational screening of two-dimensional coatings for semiconducting photocathodes”. In: *Phys. Rev. Materials* 4 (2 Feb. 2020), S. 024001. DOI: 10.1103/PhysRevMaterials.4.024001. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevMaterials.4.024001>.
- [148] Petr Baron u. a. “AFTER, an ASIC for the readout of the large T2K time projection chambers.” In: *2007 IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record* 3 (2007), S. 1865–1872.
- [149] *SMD Package DUV-LED, VPS131*. http://www.eqphotonics.de/cms/cms/upload/datasheets/Brochure_SMD_E201610_.pdf. Nikkiso Co., Ltd. Ebisu 4-Chome, Shibuya-ku, Tokyo 150-6022, Japan, Okt. 2016.
- [150] *Deep Ultraviolet Light Emission Source, UVTOP250H-FW-SMD*. http://www.roithner-laser.com/datasheets/led_deepuv/uvtop250h-fw-smd.pdf. Roithner Lasertechnik GmbH. Wiedner Hauptstraße 76, 1040 Wien, Österreich, Apr. 2020.
- [151] Herbert B. Michaelson. “The work function of the elements and its periodicity”. In: *Journal of Applied Physics* 48.11 (1977), S. 4729–4733. DOI: 10.1063/1.323539. eprint: <https://doi.org/10.1063/1.323539>. URL: <https://doi.org/10.1063/1.323539>.
- [152] Cecie Starr, Christine A Evers und Lisa Starr. *Basic concepts in biology*. Brooks/Cole Publishing Company, 2005.
- [153] E Chevallyay u. a. “Photocathodes tested in the dc gun of the CERN photoemission laboratory”. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 340.1 (1994), S. 146–156.
- [154] R.A. Loch. “Cesium-Telluride and Magnesium for high quality photocathodes, Preparation and diagnostics”. Masterthesis. University of Twente, 2005.

- [155] SH Kong u. a. “Photocathodes for free electron lasers”. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 358.1-3 (1995), S. 272–275.
- [156] T Srinivasan-Rao u. a. “Sputtered magnesium as a photocathode material for rf injectors”. In: *Review of scientific instruments* 69.6 (1998), S. 2292–2296.
- [157] Jochen Teichert u. a. *Report on photocathodes*. Techn. Ber. 2004.
- [158] VG Tkachenko u. a. “Photoemissive properties of binary magnesium-barium and aluminium-lithium metallic alloys”. In: *Applied Physics A* 62.3 (1996), S. 285–287.
- [159] Dinh C Nguyen u. a. “First lasing of the regenerative amplifier FEL”. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 429.1-3 (1999), S. 125–130.
- [160] E Chevally u. a. “Production and studies of photocathodes for high intensity electron beams”. In: *arXiv preprint physics/0008061* (2000).
- [161] Diego Bisero u. a. “High efficiency photoemission from Cs–K–Te”. In: *Applied physics letters* 70.12 (1997), S. 1491–1493.
- [162] Diego Bisero u. a. “Cs–K–Te photo cathodes: a promising electron source for free-electron lasers”. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 407.1-3 (1998), S. 311–315.
- [163] Jeroen WJ Verschuur u. a. “Aspects of accelerator-based photoemission”. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* 139.1-4 (1998), S. 541–545.
- [164] E Chevally u. a. *Photo-cathodes for the CERN CLIC Test Facility*. Techn. Ber. 1998.
- [165] Diego Bisero u. a. “K 2 Te photocathode growth: A photoemission study”. In: *Journal of Applied Physics* 87.1 (2000), S. 543–548.
- [166] Diego Bisero u. a. “K–Te photocathodes: A new electron source for photoinjectors”. In: *Journal of applied physics* 82.3 (1997), S. 1384–1387.
- [167] Diego Bisero u. a. “Photoemission from K–Te photocathodes”. In: *Applied physics letters* 69.24 (1996), S. 3641–3643.
- [168] P Michelato. “Photocathodes for RF photoinjectors”. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 393.1-3 (1997), S. 455–459.
- [169] A Buzulutskov u. a. “The protection of K-Cs-Sb photocathodes with CsBr films”. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 400.1 (1997), S. 173–176.
- [170] E Shefer u. a. “Coated photocathodes for visible photon imaging with gaseous photomultipliers”. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 433.1-2 (1999), S. 502–506.
- [171] A Breskin u. a. “Removable organic protective coating for alkali-antimonide photocathodes”. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 413.2-3 (1998), S. 275–280.
- [172] ARHF Ettema. “Li₂CsSb: A highly-efficient photocathode material”. In: *Applied physics letters* 82.22 (2003), S. 3988–3990.
- [173] André Braem u. a. “Technology of photocathode production”. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 502.1 (2003), S. 205–210.

- [174] T Siggins u. a. “Performance of a DC GaAs photocathode gun for the Jefferson lab FEL”. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 475.1-3 (2001), S. 549–553.
- [175] Francisco Machuca u. a. “Role of oxygen in semiconductor negative electron affinity photocathodes”. In: *Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures Processing, Measurement, and Phenomena* 20.6 (2002), S. 2721–2725.
- [176] Francisco Machuca u. a. “Oxygen species in Cs/O activated gallium nitride (GaN) negative electron affinity photocathodes”. In: *Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures Processing, Measurement, and Phenomena* 21.4 (2003), S. 1863–1869.
- [177] Fatemeh S Shahedipour u. a. “Efficient GaN photocathodes for low-level ultraviolet signal detection”. In: *IEEE journal of quantum electronics* 38.4 (2002), S. 333–335.
- [178] I Boscolo u. a. “Photoemission from diamond films illuminated by intense Nd: YAG laser harmonics”. In: *Applied Physics A* 77.6 (2003), S. 805–809.
- [179] D Vouagner und JP Girardeau-Montaut. “Picosecond laser-induced ultrashort electron emission from carbon-based photocathodes”. In: *Thin solid films* 453 (2004), S. 22–26.
- [180] QF Zhang u. a. “A new internal field-assisted photocathode based on Ag–O–Cs composite thin films”. In: *Solid state communications* 122.9 (2002), S. 515–518.
- [181] Leonard B Loeb. *Basic processes of gaseous electronics*. Calif. Univ. Press, 1955.
- [182] K.-J. Kim M.E. Conde S. Chattopadhyay. *IEEE Particle Accelerator Conf.* Washington, DC, 1993.
- [183] C.T. Kirk und E.E. Huber. “The oxidation of aluminum films in low-pressure oxygen atmospheres”. In: *Surface Science* 9.2 (1968), S. 217–245. ISSN: 0039-6028. DOI: [https://doi.org/10.1016/0039-6028\(68\)90174-X](https://doi.org/10.1016/0039-6028(68)90174-X). URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/003960286890174X>.
- [184] Vijay K Agarwala und Tomlinson Fort Jr. “Effect of pressure and temperature on changes in the work function of aluminum during interaction with oxygen”. In: *Surface Science* 48.2 (1975), S. 527–536.
- [185] *Deep Ultraviolet Light Emission Source, UVTOP260-HL-TO39*. Rev 3.0. http://www.roithner-laser.com/datasheets/led_deepuv/uvtop260-hl-to39.pdf. Roithner Lasertechnik GmbH. Wiedner Hauptstraße 76, 1040 Wien, Österreich, Mai 2017.
- [186] Philip Hauer u. a. “Measurements of the charging-up effect in Gas Electron Multipliers”. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 976 (2020), S. 164205.
- [187] *GaP Photodiode, FGAP71*. Rev G. <https://www.thorlabs.com/drawings/f7659c4f46641eed-D2906BC3-E13E-F6C0-62476474825EB3D1/FGAP71-SpecSheet.PDF>. Thorlabs Inc. Meinhardstraße 3, 44379 Dortmund, Deutschland, Apr. 2017.
- [188] *Compact Photodiode Power Head with Silicon Detector, S120VC*. Rev C. <https://www.thorlabs.com/drawings/8e9bf07cd661935d-1558273E-EBC6-17A3-5F6836E63751180A/S120VC-SpecSheet.pdf>. Thorlabs Inc. Meinhardstraße 3, 44379 Dortmund, Deutschland, Feb. 2016.
- [189] A. Bugl. “Weiterentwicklung und Charakterisierung von Hochspannungs-Picoamperemetern”. Bachelorthesis. Techn. Univ. München, 2013.
- [190] R.B.J. Rödel. “Entwicklung eines voll automatisierten Kalibrationsprozesses für Picoamperemeter”. Bachelorthesis. Universität Bonn, 2016.
- [191] Tobias Rudolph. “Entwicklung einer erdfreien Photovoltaik-Stromversorgung für Hochspannungs-Picoamperemeter”. Bachelorthesis. Universität Bonn, 2019.

- [192] Fabio Sauli. “Principles of operation of multiwire proportional and drift chambers”. In: CERN, Geneva, 1975 - 1976. CERN. Geneva: CERN, 1977, 92 p. DOI: 10.5170/CERN-1977-009.
- [193] W.G. Gong. “Spatial Calibration of the STAR TPC with Photo-electric Wires”. In: Nuclear Science Division. University of California, Berkeley, CA 94720: Lawrence Berkeley Laboratory, Juni 1994, S. 144.
- [194] E Chevallay u. a. *Photocathodes tested in the dc gun of the CERN photoemission laboratory*. Techn. Ber. CM-P00059518, 1993.
- [195] F. Metzger. “Inbetriebnahme und Charakterisierung eines UV-Laser Systems zur Kalibration einer TPC”. Bachelorthesis. Universität Bonn, 2019.
- [196] *User Manual Ultra*. Version R, # DOC00040. Quantel. QUANTEL HEADQUARTERS, 2 bis avenue du Pacifique - Z.A. de Courtaboeuf, BP 23791941 Les Ulis Cedex - France, Aug. 2016.
- [197] *ES111C Energy Head with Broadband Coating*. Rev B. <https://www.thorlabs.com/drawings/c8a97295e6534c8f-64B4009A-0850-F029-211B1C2879DDBF5A/ES111C-SpecSheet.pdf>. Thorlabs Inc. Meinhardstraße 3, 44379 Dortmund, Deutschland, März 2009.
- [198] Edmund Optics. *Entwurf eines eigenen Strahlaufweiters aus Standard-Optikkomponenten*. <https://www.edmundoptics.de/knowledge-center/application-notes/optics/how-to-design-your-own-beam-expander-using-stock-optics/>. Webseite, Zugriff: 2021-08-25.
- [199] A.W. Snyder und J. Love. *Optical Waveguide Theory*. Science paperbacks. Springer US, 1983, S. 28. ISBN: 9780412099502.
- [200] Klaus Hentschel. “Das Brechungsgesetz in der Fassung von Snellius”. In: *Archive for history of exact sciences* 55.4 (2001), S. 297–344.
- [201] *Das O-Ring 1x1 ALLES RUND UM DIE O-RING DICHTUNG*. https://www.cog.de/fileadmin/dokumente/Broschueren/COG_Broschuere_0-Ring_1x1_DE.pdf. C. Otto Gehrckens GmbH & Co. KG. Gehrstücken 9, 25421 Pinneberg, Deutschland, Mai 2016.
- [202] *APICAL 200AV*. <https://apicalfilm.com/wp-content/uploads/2019/09/200AV.pdf>. KANEKA NORTH AMERICA APICAL DIVISION. Sep. 2019.
- [203] Yasser Assran und Archana Sharma. “Transport Properties of operational gas mixtures used at LHC”. In: *arXiv preprint arXiv:1110.6761* (2011).
- [204] M Capeans. “Aging of Gaseous Detectors: assembly materials and procedures”. In: *ICFA Instrum. Bull* 24 (2002), S. 85.
- [205] *Makrolon ISO Datasheet, Makrolon 2805*. https://solutions.covestro.com/-/media/covestro/solution-center/products/datasheets/imported/makrolon/makrolon-2805_en_56977906-00009647-19213909.pdf. Covestro. Rheinuferstraße 7-9, 47829 Krefeld, Deutschland, Dez. 2018.
- [206] Ali Murteza Altingun. “Investigation of Ion Backflow and Energy Resolution of Gas Electron Multiplier Detectors”. Masterarbeit. Technische Universität München, 2016.
- [207] International Electrotechnical Commission et al. *Information Technology Equipment-Safety – Part 1: General Requirements [IEC 60950-1]*. Techn. Ber. International Electrotechnical Commission: Geneva, Switzerland, 2005.
- [208] David Shealy und John Hoffnagle. “Laser beam shaping profiles and propagation”. In: *Applied optics* 45/21 (Aug. 2006), S. 5118–5131. DOI: 10.1364/AO.45.005118.
- [209] Wikipedia. *Fresnelsche Formeln* — *Wikipedia, Die freie Enzyklopädie*. [Online; Zugriff am 01.02.2020]. Juni 2006. URL: https://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/4/4d/Polarisation_p.png.
- [210] Wikipedia. *Fresnelsche Formeln* — *Wikipedia, Die freie Enzyklopädie*. [Online; Zugriff am 01.02.2020]. Juni 2006. URL: https://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/3/3c/Polarisation_s.png.

- [211] Gary L Catchen, Javed Husain und Richard N Zare. “Scattering kinematics: Transformation of differential cross sections between two moving frames”. In: *The Journal of Chemical Physics* 69.4 (1978), S. 1737–1741.
- [212] A. Bideau-Mehu u. a. “Measurement of refractive indices of neon, argon, krypton and xenon in the 253.7–140.4 nm wavelength range. Dispersion relations and estimated oscillator strengths of the resonance lines”. In: *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* 25.5 (1981), S. 395–402. ISSN: 0022-4073. DOI: [https://doi.org/10.1016/0022-4073\(81\)90057-1](https://doi.org/10.1016/0022-4073(81)90057-1). URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0022407381900571>.
- [213] Philip E. Ciddor. “Refractive index of air: new equations for the visible and near infrared”. In: *Appl. Opt.* 35.9 (März 1996), S. 1566–1573. DOI: 10.1364/AO.35.001566. URL: <http://ao.osa.org/abstract.cfm?URI=ao-35-9-1566>.
- [214] CeramOptec® GmbH. *Maßgeschneiderte Lösungen in der Lichtleitertechnik*. https://www.ceramoptec.de/fileadmin/user_upload/pdf/Unternehmensbroschüre/CER_DE_Broschüre_20170831.pdf. Broschüre. 2017.
- [215] *Spectrosil®*, *Spectrosil 2000*. Rev 12.2008/V1.0_E/Lunis. Heraeus Quarzglas GmbH & Co. KG. Quarzstr. 863450 Hanau, Deutschland, Mai 2008.
- [216] Sellmeier. “Zur Erklärung der abnormen Farbenfolge im Spectrum einiger Substanzen”. In: *Annalen der Physik* 219.6 (1871), S. 272–282. DOI: 10.1002/andp.18712190612. eprint: <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1002/andp.18712190612>. URL: <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/andp.18712190612>.
- [217] Graciana Puentes u. a. “Depolarizing power and polarization entropy of light scattering media: experiment and theory”. In: *arXiv preprint physics/0412096* (2004).
- [218] M. Legré, M. Wegmüller und N. Gisin. “Quantum Measurement of the Degree of Polarization of a Light Beam”. In: *Phys. Rev. Lett.* 91 (16 Okt. 2003), S. 167902. DOI: 10.1103/PhysRevLett.91.167902. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.91.167902>.
- [219] E. Delagnes. “Pulse Shapes of the AFTER ASIC”. CEA internal note, SEDI. 2007.
- [220] et al. Thompson A. *X-Ray Data Booklet*. Center for X-Ray Optics und Advanced Light Source, Lawrence Berkeley National Laboratory, Berkeley, CA, 2009.
- [221] Maxence Vandenbroucke. “Development and Characterization of Micro-Pattern Gas Detectors for Intense Beams of Hadrons”. Dissertation. München: Technische Universität München, 2012.
- [222] *ASIC AFTER DATA SHEET*. Version 1.1.b. Laboratoire de recherche sur les lois fondamentales de l’Univers. Commissariat à l’énergie atomique, Direction des sciences de la matière, DAPNIA, SEDI, Mai 2008.
- [223] P. Baron. “Simulierte Daten der Antwort des AFTER-Chips”. Atomic Energy and Alternative Energies Commission (CEA), persönliche Übermittlung. 2021.
- [224] I Konorov u. a. “The Trigger Control System for the COMPASS”. In: *2001 IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record (Cat. No. 01CH37310)*. Bd. 1. IEEE. 2001, S. 98–99.
- [225] Boris Grube. “The trigger control system and the common GEM and Silicon readout for the COMPASS experiment”. Diplomarbeit. Technische Universität München, 2001.
- [226] Jonathan Otnad. *Gas Simulation*. https://agketter.hiskp.uni-bonn.de/gasplots/Multiplot--Ar_90_CO2_10--E_10_to_5000--B_0_to_0.png. Auf Grundlage von Garfield++ simulierte Driftgeschwindigkeit und Diffusionskonstanten in ArCO₂(90/10). Webseite, Zugriff: 2021-01-26.
- [227] Anna Peisert und Fabio Sauli. *Drift and diffusion of electrons in gases: a compilation*. Techn. Ber. European Organization for Nuclear Research, 1984.
- [228] SHI Barboza u. a. “SAMPa chip: a new ASIC for the ALICE TPC and MCH upgrades”. In: *Journal of Instrumentation* 11.02 (2016), S. C02088.

- [229] J Adolfsson u. a. “SAMPA chip: the new 32 channels ASIC for the ALICE TPC and MCH upgrades”. In: *Journal of Instrumentation* 12.04 (2017), S. C04008.
- [230] Roman Schmitz, GEM-TPC Collaboration, CBELSA/TAPS Collaboration u. a. “Energy calibration of a GEM-TPC prototype with ^{83m}Kr ”. In: *EXA 2011*. Springer, 2012, S. 329–331.
- [231] JH Stiller. “Gain Calibration of the ALICE TRD using the Decay of ^{83m}Kr and Alignment of the ALICE TRD”. Diplomarbeit. Physikalisches Institut, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, 2011.
- [232] A. Papoulis und S.U. Pillai. *Probability, Random Variables, and Stochastic Processes*. McGraw-Hill series in electrical engineering: Communications and signal processing. McGraw-Hill, 2002. ISBN: 9780070486584.
- [233] K. Krishnaiah. *Applied Statistical Quality Control and Improvement*. Eastern economy edition. PHI Learning, 2014. ISBN: 9788120349759.
- [234] GD Alkhazov. “Statistics of electron avalanches and ultimate resolution of proportional counters”. In: *Nuclear Instruments and Methods* 89 (1970), S. 155–165.
- [235] Simon Ramo. “Currents induced by electron motion”. In: *Proceedings of the IRE* 27.9 (1939), S. 584–585.

Infrastrukturelle und didaktische Beiträge

- Mitwirken bei dem Test der neuen Crystal Barrel Ausleseelektronik, u.a. bei einer Strahlzeit am MAMI in Mainz.
- Mitwirken bei Organisation der Ersteinrichtung von Laboren und Reinräumen.
- Inbetriebnahme der CB-TPC einschließlich der DAQ-Infrastruktur.
- Umbau und Wartung des Innendetektors *ChaPI* für das CBELSA/TAPS-Experiment, Anpassung an das Mainzer Target.
- Verwaltung von Picoamperemetern, darunter Betreuung von zwei Bachelorarbeiten und Mitbetreuung einer Masterarbeit, Modifikation und Anpassung von Soft- und Hardware.
- Mitbetreuung einer Masterarbeit im Rahmen des TPC-Triggers für kosmische Teilchen.
- Betreuung einer Bachelorarbeit zum Laseraufbau dieser Arbeit.
- Gefahrenbeurteilung eines Lasers der Klasse 4B, Auslegung der Sicherheitsvorkehrungen einschließlich der Planung eines Interlock-Systems.
- Praktikumsassistent für das Nebenfach-Modul *Physikpraktikum für Mediziner, Pharmazeuten und Biologen*.
- Tutor für das Nebenfachmodul *Physik für Nebenfächler*.
- Tutor für das Master-Modul *Particle Physics*.
- Tutor für das Bachelor-Modul *Kerne und Teilchen*.
- Praktikumsassistent für das Fortgeschrittenenpraktikum, Versuch *Dosimetrie*.
- Praktikumsassistent für das Fortgeschrittenenpraktikum, Versuch *Mott-Streuung*.
- Tutor für das Bachelor-Modul *Mechanik und Wärmelehre*

Danksagung

Abschließend möchte ich den Menschen danken, die diese Doktorarbeit auf verschiedenen Ebenen ermöglicht und unterstützt haben.

Zunächst danke ich Professor Doktor Reinhard Beck, der es mir ermöglicht hat, gruppenübergreifend an diesem Forschungsprojekt zu arbeiten. Danke für dein Vertrauen und dafür, dass du dich stets für deine Gruppenmitglieder einsetzt und deren Erfolge immer mit Stolz begegnest. Darüber hinaus danke ich dir für den angenehmen Umgangston im Arbeitsalltag, die Tage auf Konferenzen und Abende auf Weihnachtsmärkten.

Professor Doktor Bernhard Ketzer möchte ich nicht nur für die Übernahme des Zweitgutachtens, sondern auch für die Aufnahme in seiner Arbeitsgruppe sowie für die fachbezogene Unterstützung danken. In einem deiner ersten wöchentlichen Gruppentreffen sagtest du *nothing is unsolvable*. Diese Arbeitsphilosophie vermittelst du nicht nur in deinem Forschungsumfeld, sondern auch als Dozent. Auch wenn auf professioneller Ebene *kein Kommentar* manchmal bereits als Lob zu werten ist, weiß man, dass du die Arbeit deiner Gruppenmitglieder sehr schätzt. Danke, nicht nur für die fachliche Bereicherung, sondern auch für Grillabende und Skiausflüge.

Ich danke Professor Doktor Stefan Linden für die Übernahme der Rolle des fachnahen Mitglieds der Promotionskommission. Professor Doktor-Ingenieur Jürgen Kusche danke ich für die Übernahme der Rolle des fachfremden Kommissionsmitglieds.

Ich danke Doktor Markus Ball für das angenehme Arbeitsklima sowie die Tage in Laboren, Reinräumen, Schwerioneninstituten, Lastkraftwägen, Hörsälen, Hotelloungen, Mensen und Restaurants. Danke auch für deine nahezu unerschöpfliche Geduld und Begeisterungsfähigkeit für das noch so kleine Lebenszeichen eines Teilchendetektors. Auf eine fachbezogene Nachfrage deinerseits antwortete ich einst salopp, dass *man sich (mal) informieren müsste*. Das habe ich nun getan, siehe oben.

Ich danke Fabian Metzger für die infrastrukturellen und unterstützenden Beiträge zu dieser Arbeit. Danke für deine Geduld und Zuverlässigkeit, aber auch für den angenehmen Umgang. Für die freundschaftliche Büroatmosphäre möchte ich vor allem Doktor Jonathan Ottnad und Doktor Viktor Ratza danken. Danke für den ein oder anderen (schlechten) Scherz und die schönen Zeiten im Büro, im Labor, auf Konferenzen oder auch bei einem Eiskaffee im Hochsommer. Ich danke Viktor nicht nur für seine professionelle Kooperationsbereitschaft sondern auch für die ein oder andere lustige Feier. Jonathan möchte ich für die IT-Unterstützung in den Anfängen dieser Arbeit und für die humorvollen Unterhaltungen im Büro, zwischen Hochspannungskabeln und Kühlwasserleitungen, während Experimenteschichten oder tagelangem *Code-Anstarren* danken.

Besonderer Dank geht außerdem an Philip Hauer, der sich immer Zeit nimmt, bei einem akuten Problem im Labor oder Privatleben zu helfen und dabei sogar manchmal eigene Angelegenheiten hinten anstellt. Danke für deine unglaublich zuvorkommende Art und deine Fähigkeit, jedes Problem mit Humor zu nehmen.

Ich danke Henri Pekeler und Mathias Wagner für die Hilfsbereitschaft im Bezug auf IT-Probleme. Wer euch bei einem Linux- oder Programmierproblem um Hilfe bittet, kann sicher sein, dass ihr eine Lösung findet. Danke dafür und dass ihr euch einige Tage später erkundigt, ob noch alles funktioniert. Ich danke Philipp Bielefeldt für Diskussionen über Koordinatensysteme, Fachsimpeleien bei Programmierformalisten und die Unterstützung bei der korrekten Bedienung von Repositories. Zudem danke

ich dir für die amüsante Zeit während der Überarbeitung des Innendetektors und beim Test aller 513 Fasern (*oder waren es doch 512?*).

Michael Hösgen danke ich nicht nur für frustrierende – aber dennoch unterhaltsame – Stunden beim Debuggen von DAQs, sondern auch für interessante Gespräche, präzise Aussagen⁴ und für schöne Abende. Doktor Mikhail Mikasenko möchte ich für seinen wunderbar schrägen Humor und seine Hilfsbereitschaft bezüglich der Probleme danken, die mit *der eigentlichen Physik* zu tun haben. Besonders spezieller Dank geht darüber hinaus an Karl. Danke Karl.

Ich danke außerdem Doktor Johannes Müllers sowohl für bereichernde Tage beim Platinendesign als auch für stets aktuelle Goldschätze der Netzkultur und den ein oder anderen Tag unter der Langhantel im Fitnessstudio. Zudem danke ich Doktor Merlin Rossbach für die Unterstützung in der gesamten Zeit des Physikstudiums. Danke für deine Verlässlichkeit in fordernden Zeiten, zwischen Laborpraktika und Klausurphasen, aber auch für deine Abenteuerlust in entspannten Zeiten, ob beim Erkunden von Höhlen im Siebengebirge oder beim Kanufahren auf der Mecklenburgischen Seenplatte. Danke für deine Offenheit und *nahezu* objektive Sichtweise.

Darüber hinaus danke ich allen weiteren Mitgliedern der Arbeitsgruppen Ketzer, Beck, Thiel und Thoma, die mich bei meiner Arbeit immer gerne unterstützt haben. Hier danke ich besonders Doktor Christian Honisch, der nahezu jede elektrotechnische Frage auf Anhieb beantworten kann, Doktor Philipp Hoffmeister, der selbst die schwierigsten IT-Probleme löst, und Doktor Christoph Schmidt, der immer gerne mit Fachwissen, Material und Messgeräten ausgeholfen hat.

Ebenso danke ich allen Institutsmitgliedern aus den Bereichen der Haustechnik und Verwaltung sowie den Mechanik- und Elektronikwerkstätten. Besonderer Dank geht hierbei an Andrea Kehr und Margret Balci aus der Verwaltung, an Daniel Kunz, Dirk Lenz und Ilya Geyer aus der Feinmechanik-Werkstatt, an Martin Kerp, Detlef Wolf und Alexander Ochs aus der Elektronik-Werkstatt, an Bert Kann vom C-Haus und, nicht zuletzt, an unseren höchst hilfsbereiten Haustechniker Armin Leyendecker.

Wertschätzender Dank für Kommentare und Anmerkungen geht darüber hinaus an Doktor Johannes Müllers, Doktor Yannick Wunderlich, Doktor Marcus Grüner, Philip Hauer sowie an Nicole Erdmann, Marcus Witting und Becca Wendeler.

Für Geduld und Nachsicht in der Schlussphase dieser Arbeit möchte ich wiederholt bei Becca bedanken. Danke, dass du mich immer wieder daran erinnerst hast, dass es genügt, einen kleinen Schritt nach dem anderen zu gehen. Ebenfalls für die Geduldssamkeit bedanke ich mich auch bei meinen Freunden und Verwandten. An dieser Stelle möchte ich mich insbesondere bei Manuel, Merlin, Klaus, Daniel, Flo, klein Tim, groß Tim, Nicole, Sarah, Anna, Jannik und Matthi sowie Wassilli für die urteilsfreie mentale Unterstützung und offene Ohren bedanken.

Nicht zuletzt bedanke ich mich bei meinen Eltern Anna und Juri ebenso wie meiner Schwester Jana für den Rückhalt. Danke, dass ich immer sicher sein kann, mich auf euch verlassen zu können.

⁴Vorzugsweise gemessen in der hoffentlich bald etablierten Einheit Millihösgen (1 mHö).