

Bestimmung der Gasverstärkung der ALICE-TRD-Auslesekammern

Bachelorarbeit
am Institut für Kernphysik Frankfurt

dem Fachbereich Physik
der Goethe-Universität
Frankfurt am Main
vorgelegt von

Patrick Reichelt

November 2008

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
2. Grundlagen	3
2.1. Atomphysikalische Grundlagen	3
2.2. Kernphysikalische Motivation für ALICE	4
3. Das ALICE Experiment	7
3.1. Der ALICE-Detektor	7
3.2. Aufbau und Funktion des ALICE-TRD	9
3.3. Gasverstärkung	11
3.4. Kammertests am IKF	12
4. Untersuchung des Cadmium-Spektrums	15
4.1. Messungen mit einem Halbleiterdetektor	15
4.2. Messungen am TRD-Teststand	20
4.3. Auswertung des Spektrums	23
5. Druckabhängigkeit der Gasverstärkung	27
5.1. Stabilitätsmessung der TRD-Kammern	27
5.2. Auswertung der Stabilitätsmessung	28
5.3. Fehlerbetrachtung	31
6. Zusammenfassung und Fazit	33
A. Anhang	35

1. Einleitung

Eine Motivation der Kern- und Teilchenphysik ist es, nach immer kleineren Materiebausteinen zu suchen und deren Dynamik - beispielsweise ihren Zusammenhalt - zu erforschen und mathematisch zu beschreiben.

Mit dem Streben nach Einblick in immer kleinere Materiestrukturen geht der Bau immer leistungsstärkerer Beschleunigeranlagen im Rahmen größerer Forschungseinrichtungen einher. Eine besonders effiziente Art der Teilchenbeschleunigung erreicht man in Ringbeschleunigern, in denen die Teilchen die Beschleunigerstruktur beliebig oft durchlaufen können. Je größer der Ring dabei ist, desto schnellere beziehungsweise energiereichere Teilchen können durch die Ablenkmagnete auf der Kreisbahn gehalten werden.

1954 wurde das Europäische Kernforschungszentrum CERN¹ bei Genf gegründet, das sich im Lauf der Jahre zum bedeutendsten Zentrum der Erforschung der Materie entwickelt hat. Seit 1957 wurden dort verschiedene Generationen von Ringbeschleunigern errichtet. Die meisten von ihnen dienten hauptsächlich der Beschleunigung von Protonen:

- das *Synchro-Zyklotron* (SC)
- das Protonen-Synchrotron (PS)
- der *Intersecting Storage Ring* (ISR)
- das Super-Protonen-Synchrotron (SPS)

Der neue *Large Hadron Collider* (LHC) ist der Nachfolger des Large Electron Positron Collider (LEP). Im LHC werden Protonen und schwere Ionen beschleunigt. Die Teilchen werden erst in einem Linearbeschleuniger, dann in den Ringbeschleunigern PS und SPS vorbeschleunigt, bevor sie in den LHC eingespeist werden. Dies erfolgte erstmals Ende August 2008. Wenn alle Arbeiten zur Feinabstimmung der Bestandteile des LHC abgeschlossen sind, soll er im Frühjahr 2009 den wissenschaftlichen Betrieb aufnehmen und wird dann der weltweit größte und leistungsstärkste Beschleuniger sein. [1, 2]

Der LHC besteht aus zwei nebeneinander verlaufenden Röhren, in denen die Teilchenstrahlen in entgegengesetzter Richtung beschleunigt und zur Kollision gebracht werden. Die im Beschleunigungsprozess erzeugten Teilchenbündel (*bunches*) treffen jeweils im Zentrum der LHC-Experimente aufeinander, deren Teilchendetektoren um diesen Kollisionspunkt angeordnet sind. Eines der drei großen Experimente am LHC ist ALICE², dessen Aufgabe es sein wird, einen neuen Materiezustand zu untersuchen, in dem sich Quarks und Gluonen quasi frei bewegen können, das *Quark-Gluon Plasma*.

Der zentrale Teil des ALICE-Detektors hat eine zylindrische Form um die Strahlachse und besteht aus in Schichten angeordneten Detektoren, die auf unterschiedliche Aufgaben spezialisiert sind. Einer dieser Detektoren ist der *Transition Radiation Detector* (TRD), ein Gasedetektor. Geladene Teilchen, die den Detektor durchflie-

¹Die bis heute verwendete Abkürzung CERN stammt vom französischen Gründungsnamen *Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire*.

²A *Large Ion Collider Experiment*

gen, erzeugen Ionisation im Detektorgas. Die dabei entstehenden freien Elektronen werden dann durch ein elektrisches Feld beschleunigt und vervielfacht. Abhängig von der Teilchenart werden dabei unterschiedlich starke Signale gemessen. Auf diese Weise kann man im TRD Elektronen von Pionen unterscheiden. Die entscheidende Kenngröße ist die *Gasverstärkung* des Detektors. Diese ist Gegenstand der vorliegenden Arbeit.

2. Grundlagen

Die Bestimmung der Gasverstärkung im ALICE-TRD beruht im Wesentlichen auf der exakten Messung atomarer Übergänge, bei denen Photonen diskreter Energie emittiert werden. Bei Absorption dieser Photonen im TRD lässt sich aus der Kenntnis ihrer Energie und dem Signal des Detektors auf dessen Gasverstärkung schließen. Die atomaren Übergänge werden im Folgenden näher erläutert.

Im zweiten Teil des Kapitels wird eine kurze Einführung in das Forschungsgebiet des ALICE Experiments gegeben, in der die Grundzüge des Standardmodells und des Quark-Gluon Plasmas diskutiert werden.

2.1. Atomphysikalische Grundlagen

Dass unsere Welt überhaupt aus Teilchen aufgebaut ist, und nicht etwa aus den vier Elementen, war bis kurz vor 1900 nicht nur nicht beweisbar, sondern auch in den Kreisen der Philosophen und Physiker sehr umstritten. Doch nach Entdeckung der Radioaktivität erlangte man schnell weitere Erkenntnis und es entstand nach und nach folgendes Atommodell:

Ein Atom besteht aus einem Kern und einer Hülle. Kernbausteine sind Protonen und Neutronen, die auch Nukleonen genannt werden. Die Hülle wird von Elektronen gebildet, welche sich dort in Orbitalen bewegen. Protonen und Neutronen sind nahezu gleich schwer, während Elektronen rund 2000 mal leichter sind. Ein elektrisch neutrales Atom hat gleich viele Elektronen wie Protonen. Die Anzahl der Protonen bestimmt das chemische Element.

Man kann sich die Elektronen auch in Schalen angeordnet vorstellen, wie es das Bohrsche Atommodell tut. Sie kreisen auf unterschiedlich großen Bahnen um den Atomkern, wobei jede Bahn einem Energieniveau entspricht. Je weiter vom Kern entfernt ein Elektron um diesen kreist, desto schwächer ist es an ihn gebunden, es befindet sich also auf einem hohen Energieniveau. Die Schalen werden alphabetisch benannt, beginnend mit K, der innersten Schale. Wird ein Elektron aus dem Atom-

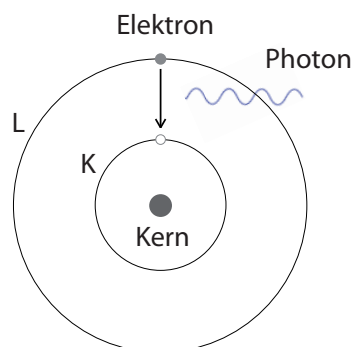


Abbildung 2.1.: Sprung eines Elektrons von der L- in die K-Schale eines Atoms. Das emittierte Photon hat die Energie der K_{α} -Linie.

verbund herausgeschlagen (*Photoeffekt*), so springt ein Elektron aus einer höheren Schale auf dessen frei gewordene Stelle. Bei diesem Übergang wird ein diskreter Energiebetrag frei, der von den beteiligten Schalen - und vom chemischen Element selbst - abhängt und in Form eines Photons abgegeben wird. Misst man die Energien dieser Photonen und trägt deren Häufigkeit gegen die Energie auf, so erhält man das *Energiespektrum* (Emissionslinienspektrum) des entsprechenden Elements. Wird ein Elektron der K-Schale herausgeschlagen und springt ein Elektron aus der benachbarten L-Schale an dessen Stelle, was der wahrscheinlichste Übergang ist, so entsteht aus den emittierten Photonen die so genannte K_α -Linie des Energiespektrums. Der zweithäufigste Übergang ist von der M- in die K-Schale, die zugehörige Linie die K_β -Linie. In Abbildung 2.1 ist schematisch der K_α -Übergang mit Emission eines Photons dargestellt. [3]

Es gibt auch eine Art des radioaktiven Zerfalls, der zu diesen Emissionslinien führt, nämlich der *Elektroneneinfang*. Dabei kommt ein Elektron der K-Schale in Kernnähe und reagiert mit einem Proton zu einem Neutron, unter Aussendung eines Neutrinos. Der freie Platz in der K-Schale wird von einem L- oder M-Schalen-Elektron eingenommen, wodurch die genannten Linien, K_α oder K_β , entstehen. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wird zur Erzeugung dieser Linien mit bekannter Energie eine Cadmium-Quelle des Isotops ^{109}Cd verwendet, deren radioaktiver Zerfallskanal der Elektroneneinfang ist. Die entstehenden Photonen werden, wie einleitend erwähnt, zur Bestimmung der Gasverstärkung des TRD verwendet.

2.2. Kernphysikalische Motivation für ALICE

Das *Standardmodell* ist die heute gültige Theorie, die alle Elementarteilchen und deren Wechselwirkungen beschreibt, mit Ausnahme der Gravitation. Diese wird von der allgemeinen Relativitätstheorie beschrieben. Da die Gravitation aber im Vergleich zu den anderen Kräften vernachlässigbar schwach ist, kann das Standardmodell fast alle teilchenphysikalischen Beobachtungen richtig erklären.

Die Elementarteilchen lassen sich in zwei Gruppen aufteilen: die *Quarks* und die *Leptonen*. Jede Gruppe hat sechs Teilchen, die sich in drei Familien einteilen lassen. Tabelle 2.1 zeigt die Elementarteilchen.

Das schon aus dem Atommodell bekannte Elektron ist das am längsten bekannte Elementarteilchen. Die Nukleonen setzen sich aus up(*u*)- und down(*d*)-Quarks zusammen: das Proton aus (*uud*) und das Neutron aus (*udd*). Kombinationen mit anderen Quarks kommen in der Natur nicht vor, da sie sehr kurzlebig sind, wurden aber in Experimenten erzeugt und nachgewiesen. Solche Drei-Quark-Systeme nennt man Baryonen.

Quarks			
up	charm	top	$\frac{2}{3}$
down	strange	bottom	$-\frac{1}{3}$
Leptonen			
<i>e</i>	μ	τ	-1
ν_e	ν_μ	ν_τ	0

Tabelle 2.1.: Elementarteilchen des Standardmodells. Jede Spalte ist eine Familie. In der letzten Spalte ist die elektrische Ladung in Einheiten der Elementarladung eingetragen.

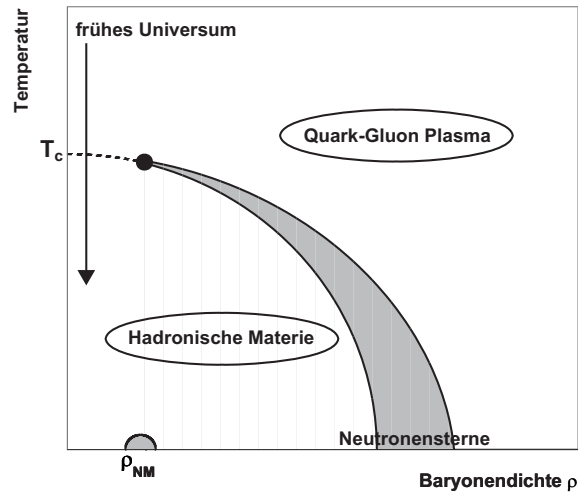


Abbildung 2.2.: Schematisches Phasendiagramm der QCD. Bei hohen Temperaturen oder Dichten geht hadronische Materie in ein Quark-Gluon Plasma über. [5]

Zu jedem Quark und Lepton gibt es ein Antiteilchen. Systeme aus einem Quark und einem Antiquark heißen Mesonen. Das wichtigste Beispiel sind die Pionen, die aus u und d (Anti-)Quarks bestehen und drei Ladungsmöglichkeiten haben: π^+ , π^- , π^0 . Pionen werden, da sie die leichtesten Mesonen sind, bei hochenergetischen *Collider*-Experimenten in großer Zahl produziert und ihre Beobachtung ist essentiell für die Analyse der erfolgten Reaktionen.

Alle aus Quarks aufgebauten Teilchen, also Baryonen und Mesonen zusammen, werden Hadronen genannt.

Die starke Wechselwirkung, eine der vier Grundkräfte der Physik, ist für den Zusammenhalt der Quarks in den Hadronen - sowie der Nukleonen im Atomkern - verantwortlich. Ihre Austauschpartikel sind die *Gluonen*. Eine besondere Eigenschaft der starken Kraft besteht darin, dass sie keine Isolierung einzelner Quarks zulässt. Allerdings nimmt ihre Kopplungsstärke ab, je näher zwei Quarks einander kommen. Aus der *Quantenchromodynamik* (QCD), von der die starke Kraft beschrieben wird, lässt sich nun ableiten, dass Quarks bei sehr hohen Dichten oder Temperaturen ihre gegenseitige Bindung verlieren und in ein so genanntes *Quark-Gluon Plasma* (QGP) übergehen können [4].

Der Name wird in Analogie zum atomphysikalischen Plasma gewählt, in dem die Atome ionisiert sind und so die elektrischen Ladungen der Ionen und Elektronen getrennt sind. Beim Quark-Gluon Plasma erfolgt durch das Auflösen der hadronischen Bindungen eine Trennung der Farbladungen der starken Kraft; die Quarks und Gluonen liegen dann frei vor. In Abbildung 2.2 ist dargestellt, unter welchen Bedingungen ein Quark-Gluon Plasma entstehen kann. Dort ist die Temperatur T gegen die Teilchendichte ρ aufgetragen. Wird ein kritischer Wert überschritten, erfolgt ein Phasenübergang von hadronischer Materie zum QGP, dessen Ablauf abhängig von den gegebenen Bedingungen ist. Der kleine Bereich bei ρ_{NM} zeigt die Position (normaler) kalter nuklearer Materie.

Schwerpunkt des ALICE Experiments am LHC ist der Nachweis und die Untersuchung des Quark-Gluon Plasmas in Schwerionenkollisionen. Der Zusammenstoß zweier vom LHC beschleunigter Blei-Kerne kann kurzzeitig die nötige Temperatur und Energiedichte zur Erzeugung dieses Plasmas bereitstellen, welches auf natürli-

che Weise nur unter zwei Bedingungen erwartet wird:

Im Kern von Neutronensternen kann durch den starken gravitativen Druck der Sternmasse die kritische Dichte überschritten werden. Die durchaus enorme Temperatur im Inneren ist noch verschwindend gering gegen die des QGP, weshalb die Neutronensterne in Abbildung 2.2 rechts unten zu finden sind.

Auch die zweite Möglichkeit ein QGP zu bilden, die der hohen Temperatur, ist für die Astronomie ebenso interessant wie für die Kernforschung: Die Materie des nach der Urknall-Theorie in einer Singularität entstandenen Universums muss zu Beginn heiß genug gewesen sein, um als Quark-Gluon Plasma vorgelegen zu haben. Bereits nach $1 \mu\text{s}$ erfolgte durch seine schnelle Expansion die Abkühlung des Universums (Pfeil in Abb. 2.2) und das Quark-Gluon Plasma kondensierte zu Hadronen. [5]

3. Das ALICE Experiment

Zu Beginn der Laufzeit des LHC werden Protonen beschleunigt und zur Kollision gebracht. CMS und ATLAS, die beiden anderen großen Experimente neben ALICE, haben ihren Schwerpunkt in der Untersuchung dieser Kollisionsprozesse mit dem Ziel, offene Fragen des Standardmodells zu erklären und neue Phänomene jenseits des Standardmodells zu entdecken.

Für 2010 ist die Verwendung von Bleikernen anstelle der Protonen geplant. Erst beim Zusammenstoß dieser Schwerionen werden die nötigen Bedingungen geschaffen, um ein Quark-Gluon Plasma zu erzeugen. Obwohl auch CMS und ATLAS über ein Schwerionenprogramm verfügen, ist ALICE das einzige darauf spezialisierte Experiment.

3.1. Der ALICE-Detektor

Der ALICE-Detektor besteht aus 18 unterschiedlichen Detektorsystemen. Zusammen werden sie die aus den Kollisionen stammenden Teilchen registrieren. Die Daten werden zusammengetragen um die Eigenschaften der Teilchen zu bestimmen. Abbildung 3.1 zeigt den Aufbau des ALICE-Detektors. Die Kollisionen der Teilchenbündel werden im Zentrum des 15m hohen Solenoid-Magneten stattfinden. Die zentralen Detektoren dienen hauptsächlich der Spurfindung und kommen mit einem Minimum an Material aus, um die Flugbahnen der Teilchen möglichst wenig zu stören.

Direkt um das Strahlrohr angeordnet ist das *Inner Tracking System* (ITS), das den Vertex der Kollision mit hoher Präzision misst sowie die ersten Stücke der Teilchenspuren liefert. Um das ITS herum befindet sich die *Time Projection Chamber* (TPC). Dieser Gasdetektor trägt die Hauptaufgabe bei der Spurfindung und wird aus der Krümmung der Teilchenspuren im Magnetfeld den Impuls geladener Teilchen bestimmen. Aus dem Energieverlust der Teilchen im Gas kann auch die Teilchenart identifiziert werden.

Auf die TPC folgt der *Transition Radiation Detector* (TRD), auch ein Gasdetektor, der allerdings in sechs Schichten einzelner Kammern modularisiert ist. Seine Spezialaufgabe ist die Identifizierung von Elektronen und Trennung ihrer Signale von denen der Pionen durch Erzeugung von *Übergangsstrahlung*. Die Gasverstärkung der Auslekammern dieses Detektors ist Thema der vorliegenden Arbeit.

An den TRD grenzt die *Time Of Flight* (TOF). Die Flugzeitmessung liefert die Geschwindigkeit der Teilchen, sie muss aufgrund der relativistischen Geschwindigkeiten äußerst präzise sein. Alle weiteren Detektoren umschließen die inneren nicht mehr vollständig. Neben einem weiteren Detektor zur Teilchenidentifizierung (HM-PID) sind innerhalb des L3-Magneten noch zwei elektromagnetische Kalorimeter zur Energie- und Positionsmessung von Photonen (PHOS), und Elektronen (EM-cal) untergebracht. Der Detektorteil rechts in Abbildung 3.1 dient der Messung von Myonen, die von den anderen Detektoren nicht registriert werden können. Insgesamt kommen im ALICE Experiment alle zum Zeitpunkt des Detektordesigns bekannten Methoden zur Teilchenidentifizierung zum Einsatz. [5, 6]

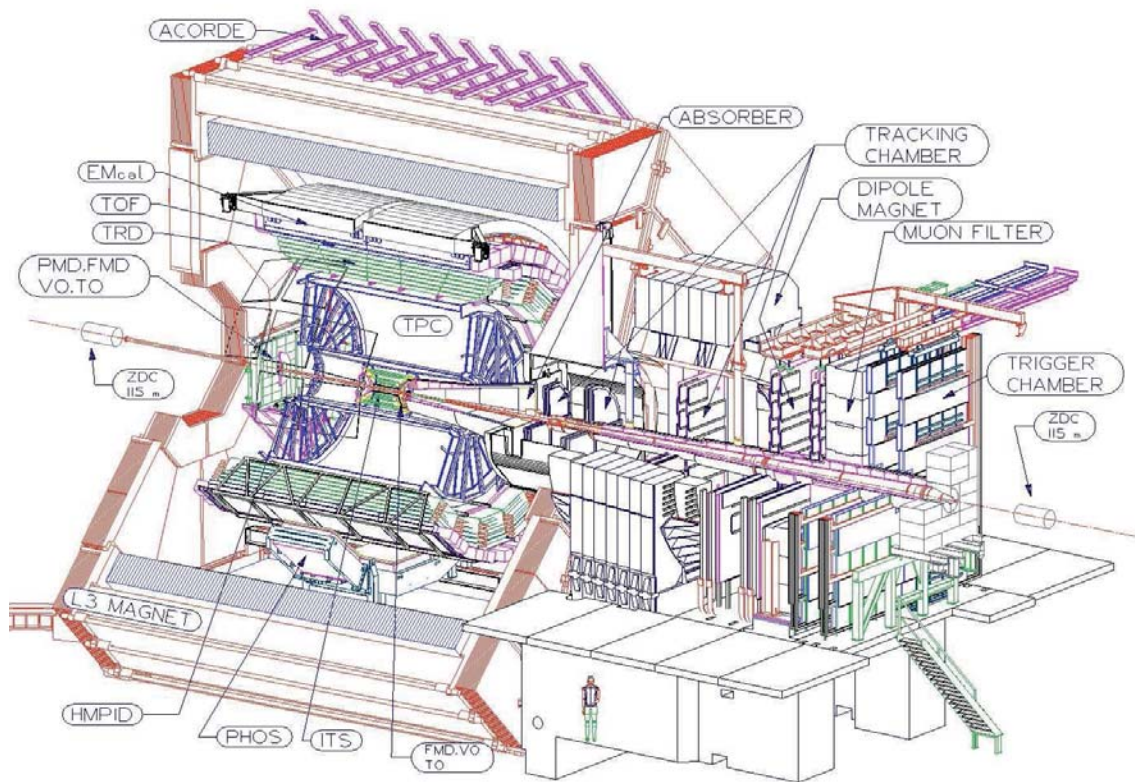


Abbildung 3.1.: Schnitt durch den ALICE-Detektor. Links befindet sich der zentrale zylindrische Teil des Detektors, rechts der Myon-Arm. [6]

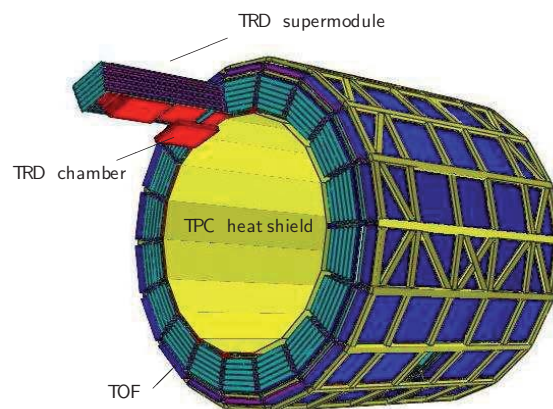


Abbildung 3.2.: Ansicht des gesamten TRD, der zusammen mit TOF im *Spaceframe* eingebaut ist. Dargestellt sind die 18 Supermodule des TRD und eine einzelne TRD-Kammer in rot. [6]

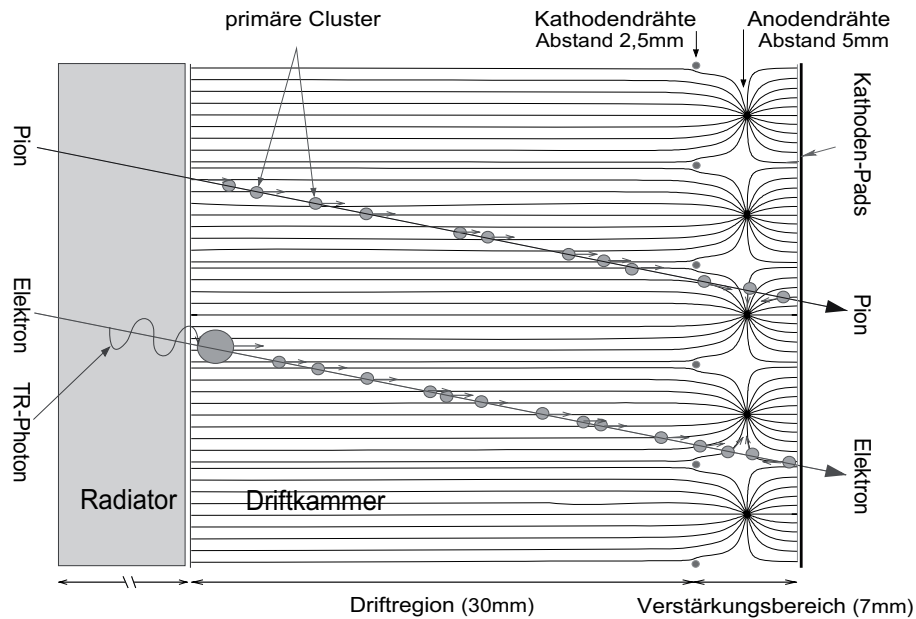


Abbildung 3.3.: Schematischer Aufbau einer TRD-Ausleseammer. Dargestellt ist die Ionisation des Gases bei Durchflug eines Elektrons sowie Pions. Das Elektron erzeugt im Radiator Übergangsstrahlung, die zusätzliche Ionisation erzeugt. [5]

3.2. Aufbau und Funktion des ALICE-TRD

Der TRD ist ein Übergangsstrahlungsdetektor, dessen wichtigste Aufgabe es sein wird, Elektronen mit Impulsen über $1 \text{ GeV}/c$ von Pionen zu unterscheiden.

Der TRD besteht aus 540 Ausleseammern, die zu je 30 Kammern in 18 Supermodulen zusammengefasst sind. Abbildung 3.2 zeigt den Aufbau des gesamten TRD, der im ALICE-*Spaceframe* (Überrahmen) untergebracht ist. Durch die Aufteilung der Detektorhöhe in sechs Kammerlagen (*Layers*) können unter anderem durch mehrfache Erzeugung von Übergangsstrahlung mehr Informationen zur Elektron-Pion-Trennung gewonnen werden.

Eine einzelne Kammer hat drei wesentliche Bestandteile (vergleiche Abbildung 3.3): Auf der dem Kollisionpunkt zugewandten Seite befindet sich der 48 mm dicke Radiator, in dem die Übergangsstrahlung erzeugt wird. Darauf folgt das Gasvolumen, beginnend mit einer 30 mm langen Driftregion. Im hinteren Teil des Detektors wird die Übergangsstrahlung dann gemessen. Dies geschieht nach dem Prinzip einer Vieldrahtproportionalkammer mit einem 7 mm langen Verstärkungsbereich.

Das homogene Driftfeld wird vom elektrischen Feld des Verstärkungsbereiches durch die Kathodendrähte getrennt, die tatsächlich doppelt so dicht liegen, wie sie in Abbildung 3.3 eingezeichnet sind [7]. An die Anodendrähte wird eine Spannung von üblicherweise $+1400 \text{ V}$ gelegt, während Kathodendrähte und Kathoden-*Pads* geerdet sind.

Erzeugung von Übergangsstrahlung

Wenn Elektronen mit Impulsen oberhalb etwa $0,5 \text{ GeV}/c$ die Grenzfläche zweier Medien unterschiedlicher Dielektrizitätskonstanten passieren, entsteht mit einer geringen Wahrscheinlichkeit Übergangsstrahlung. Ein Übergangsstrahlungsphoton, das im Detektorgas absorbiert wird, verleiht dem Elektronsignal eine charakteristische

Form, die sich deutlich von der des Pionsignals unterscheidet. Erst wenn sehr viele solche Grenzflächen vorhanden sind, wird die Wahrscheinlichkeit zur Erzeugung mindestens eines Photons hoch genug, um die angestrebte Effizienz der Elektronidentifizierung zu erreichen. Darum ist der Radiator aus Schichten verschiedener Schaum- und Fasermaterialien aufgebaut, die eine Vielzahl an Grenzübergängen ermöglichen. Zugleich sind die Komponenten so gewählt, dass die entstehenden Photonen nicht bereits im Radiator wieder absorbiert werden.

Detektion eines Ereignisses

Fliegt ein geladenes hochenergetisches Teilchen durch das Detektorgas, so ionisiert es selbiges entlang seiner Flugbahn (primäre *Cluster* in Abb. 3.3). Dieser Prozess wird *Primärionisation* genannt. Die dabei entstandenen primären Elektronen driften bis zur Kathodendrahtebene. Dort angekommen, werden sie in Richtung des zu den Anodendrähten hin stärker werdenden Feldes beschleunigt. Durch Stöße mit den dort befindlichen Gasatomen werden diese ionisiert und die neu erzeugten sekundären Elektronen ebenfalls beschleunigt, wodurch eine lawinenartige Ionisation des Gases unmittelbar um den entsprechenden Anodendraht herum entsteht. Dieser Prozess wird als Gasverstärkung bezeichnet. Die Elektronen erzeugen dann auf dem Draht einen Strom, den Anodenstrom, der für die Bestimmung der Gasverstärkung von Bedeutung ist (vgl. Abschnitt 3.3).

Im endgültigen Betrieb des TRD kommt diesem Strom keine Bedeutung zu. Die im Gas zurückgebliebenen Ionen bewegen sich zu den Kathoden-*Pads*, die in Abbildung 3.3 ganz rechts zu finden sind, und induzieren dort ein positives Signal. Diese Kathoden- oder Auslese-*Pads* sind mit der Ausleseelektronik verbunden, die auf der Kammerrückseite (wieder in Bezug auf den Kollisionspunkt) installiert ist. Aus den Signalen mehrerer benachbarter *Pads* kann der Ort des Teilchendurchgangs präzise bestimmt werden.

Dieser gesamte Ablauf unterscheidet sich für Elektronen und Pionen nur dahingehend, dass ein Elektron bei gleichem Impuls etwas mehr Primärionisation verursacht. Den entscheidenden Beitrag zur Differenzierung zwischen einem Elektron- und Pionsignal liefern wenige im Radiator erzeugte Übergangsstrahlungsphotonen im Fall des Elektrons. Sie werden nahezu in Flugrichtung des Elektrons emittiert und im vorderen Teil des Driftvolumens durch den Photoeffekt komplett absorbiert. Dabei wird die gesamte Photonenergie auf ein Elektron im Gas übertragen, welches in den nachfolgenden Prozessen einen weiteren *Cluster* freier Elektronen erzeugt. Dieser vollzieht den oben genannten Ablauf zeitgleich mit den *Clustern* der Primärionisation. Bei zeitlicher Aufnahme des Elektronsignals an den Auslese-*Pads* ergibt sich also gegen Ende ein starker Anstieg der Signalhöhe, der bei Pionen nicht zu beobachten ist und eine deutliche Trennung ermöglicht.

Damit die Übergangsstrahlungsphotonen möglichst schnell, also direkt hinter dem Radiator, absorbiert werden, wird für die Kammern das Edelgas Xenon verwendet. Abbildung 3.4 zeigt, dass die Photonen dort im Vergleich zu anderen Edelgasen die kürzeste *Absorptionslänge* λ haben. Der Energiebereich der bei ALICE erwarteten Photonen liegt in der Größenordnung von etwa 1 bis 100keV. [5, 6, 7]

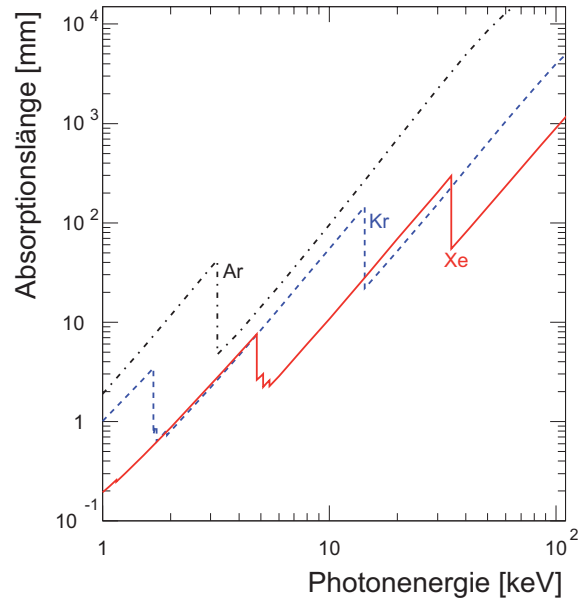


Abbildung 3.4.: Absorptionslänge von Photonen in verschiedenen Edelgasen als Funktion ihrer Energie. [7]

3.3. Gasverstärkung

Durch die Ionisationslawine, die sich in Anodendrahtnähe ausbildet, wird die Anzahl der signalerzeugenden Ladungsträger (Elektronen und Ionen) um etwa 4 Größenordnungen erhöht. Diesen Faktor nennt man *Gasverstärkungsfaktor* (*gas gain*). Er lässt sich als der Quotient aus dem gemessenen Signal und dem ohne Gasverstärkung erwarteten Signal der primären Ladungsträger schreiben, im Falle der Messung des Stroms an den Anodendrähten:

$$G = \frac{I_A}{I_P}, \quad (3.1)$$

mit dem gemessenen Anodenstrom I_A und dem Primärstrom I_P . Wie groß letzterer ist, wird rechnerisch bestimmt. Dazu muss die Anzahl der primären Ladungsträger gefunden werden, also die Anzahl der Ionisationen, die ein durch die Kammer fliegendes Teilchen im Gas verursacht. Dies vereinfacht sich, wenn ein Teilchen bekannter Energie komplett im Gas absorbiert wird. Das gilt z.B. für Photonen (vgl. Ende 3.2). Dann beträgt die Anzahl der Primärionisationen N_P :

$$N_P = \frac{E_\gamma}{E_I}. \quad (3.2)$$

Dabei ist E_γ die Photonenergie und E_I das *effektive Ionisationspotential* des Kammergases, das der Energie entspricht, die im Mittel zur Bildung einer Ionisation benötigt wird. Es ist rund doppelt so groß wie das Ionisationspotential der entsprechenden Gasatome selbst, da es die Tatsache berücksichtigt, dass durch Anregungen der Atome Energie für Ionisation verloren geht. Die Abregung erfolgt nämlich durch das Aussenden niederenergetischer Photonen, die nicht mehr detektiert werden können.

Wenn man davon ausgeht, dass alle primären Elektronen ohne Wechselwirkungen (Lawinenbildung) zu den Anodendrähten driften und dort einen Strom erzeugen, dann beträgt dieser Primärstrom

$$I_P = N_P \cdot R \cdot e = \frac{E_\gamma}{E_I} \cdot R \cdot e. \quad (3.3)$$

Dabei ist e die Ladung eines Elektrons (Elementarladung), und die Rate R die Anzahl der Photonen, die pro Sekunde im Gas absorbiert werden; sie wird im Detektor gemessen.

Zur Erzeugung von Photonen bekannter Energie, die im Energiebereich der Übergangsstrahlung liegt, werden am Institut für Kernphysik Frankfurt (IKF) radioaktive Quellen verwendet. Sendet eine Quelle Photonen mehrerer Energien aus (vgl. Abschnitt 2.1), bildet man den Energiemittelwert $\langle E_\gamma \rangle$.

Die Gasverstärkung G lässt sich also durch die Bestimmung von $\langle E_\gamma \rangle$ und die Messung von I_A mittels

$$G = \frac{I_A}{\frac{\langle E_\gamma \rangle}{E_1} \cdot R \cdot e} \quad (3.4)$$

berechnen. [5, 8]

3.4. Kammertests am IKF

Jede TRD-Auslesekommer muss vor ihrem Einbau ins Experiment sorgfältig getestet werden, da ein späterer Eingriff äußerst aufwändig und nur unter bestimmten Umständen möglich ist.

Zum Testen der Kammern stehen am IKF verschiedene Testumgebungen zur Verfügung. Unter anderem müssen ihre mechanischen und physikalischen Eigenschaften untersucht werden. Dazu wurde bereits 2005 ein *Teststand* konstruiert [5], an dem umfangreiche Messungen durchgeführt werden können.

Mechanisch wichtig ist die Gasdichtigkeit, da Xenon ein sehr teures Gas ist (aus diesem Grund wird im Testbetrieb ersatzweise Argon verwendet). Von physikalischem Interesse ist eine möglichst gleichmäßige und konstant bleibende Erzeugung von Signalen: ein bestimmtes Teilchen soll unabhängig davon, an welcher Stelle es die Kammer passiert, immer ein gleich großes Signal hinterlassen. Dafür wird jede Kammer einem Uniformitätstest unterzogen, bei dem der Anodenstrom gemessen wird, während die Kammer durch eine Quelle des Isotops ^{109}Cd in einem Raster von 1 – 2 cm räumlich zweidimensional abgetastet wird. Mit dieser Messung werden also Unterschiede in der Gasverstärkung registriert, die einerseits Konstruktionsfehler erkennen lassen, und andererseits zur späteren Korrektur von Messwerten dienen.

Des Weiteren wird ein Stabilitätstest durchgeführt, bei dem der Anodenstrom über einen Zeitraum von mindestens 12 Stunden auf Konstanz geprüft wird. Weitere Größen wie Temperatur und Sauerstoffgehalt¹ werden aufgezeichnet, auf die man eine eventuelle Änderung des Anodenstroms zurückführen könnte. Zum Zweck einer Auswertung im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden zudem die Messungen des Atmosphärendrucks und des Druckunterschieds zwischen Kammer und Umgebung in die Stabilitätsmessung integriert, um deren Einfluss auf den Anodenstrom zu studieren (näheres dazu in Abschnitt 5.1).

Der Teststand ermöglicht außerdem die Aufzeichnung des Energiespektrums der Cadmium-Quelle, im Folgenden auch mit *Cadmium-Spektrum* bezeichnet, indem die Häufigkeiten aller gemessenen Signalthöhen aufgetragen werden. Abbildung 3.5 zeigt ein solches Spektrum, das im Rahmen dieser Arbeit aufgenommen wurde. Man sieht

¹Der Sauerstoffgehalt in der Kammer ist ein direktes Indiz für ihre Dichtigkeit.

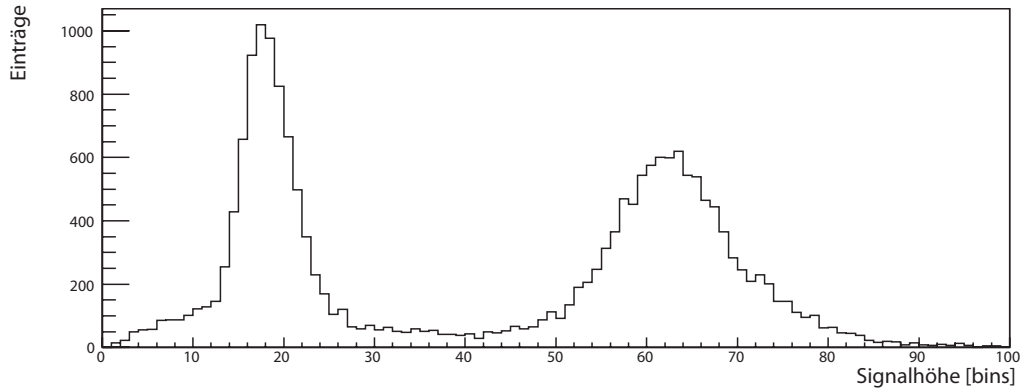


Abbildung 3.5.: Spektrum der Cadmium-Quelle, aufgenommen mit einer TRD-Kammer am Teststand.

zwei unterschiedliche *Peaks*², der linke liegt bei einer Energie von ungefähr 8 keV und der rechte bei etwa 22 keV.

Dieses Vorwissen stammt aus [5], dort wird das Spektrum folgendermaßen interpretiert:

1. Der linke *Peak* in Abbildung 3.5 setzt sich zusammen aus den K_α -Linien der Elemente Kupfer und Zink. Dies sind die Bestandteile der Legierung Messing, aus der die Quellenhalterung und der Kollimator³ hergestellt sind. Die Strahlung der Cadmium-Quelle ist stark genug, um die Atome in der Quellenhalterung und im Kollimator zu ionisieren. Die Energie dieses *Peaks* liegt dann bei 8,2 keV.
2. Der rechte *Peak* in Abbildung 3.5 wird maßgeblich von der Cadmium K_α -Linie gebildet und liegt somit bei etwa 22,1 keV.

Der bisher zur Berechnung der Gasverstärkung verwendete Energiemittelwert $\langle E_\gamma \rangle$ dieses Spektrums stammt aus Analysen des ebenfalls am Bau des TRD beteiligten Physikalischen Instituts in Heidelberg und liegt bei 16,9 keV. Da dort eine andere Quelle mit anderer mechanischer Halterung zum Einsatz kommt, ist die uneingeschränkte Übertragbarkeit der Ergebnisse zunächst fraglich.

Ein Ziel der vorliegenden Arbeit ist daher zunächst die detaillierte Untersuchung des Cadmium-Spektrums zu dessen genauem Verständnis. Dazu wird ein Halbleiterdetektor verwendet. Diese Messungen werden daraufhin in Zusammenhang mit denen des TRD gebracht, um letztere verstehen zu können. Anhand der gewonnenen Informationen soll dann der Energiemittelwert des Spektrums berechnet werden, mit dem Ziel, schließlich die Gasverstärkung der TRD-Ausleseammern zu bestimmen.

²Mit *Peak* wird ein meist spitzes Signal in einem Spektrum bezeichnet. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wird das Wort verwendet, um das gemessene Signal von der „Linie“ zu unterscheiden, welche aus atomaren Übergängen entsteht (vgl. Abschnitt 2.1). Ein *Peak* kann von einer oder mehreren Linien gebildet werden.

³Kollimator wird eine Blende mit kleinem Loch oder Schlitz genannt, die auf die Öffnung einer radioaktiven Quelle geschraubt wird, um die Strahlung zum Zweck von Fokussierung, Intensitätsreduktion und Strahlenschutz auf einen geringen Austrittsbereich zu begrenzen.

4. Untersuchung des Cadmium-Spektrums

Für die ersten Messungen des Spektrums wird ein Halbleiterdetektor verwendet. Die Linien aus der Cadmium-Quelle können durch seine gute Auflösung präzise dargestellt und unterschieden werden. Im Anschluss folgen verschiedene Messungen des Spektrums mit einer TRD-Kammer am Teststand.

In der Auswertung wird der Energiemittelwert des Spektrums bestimmt und die Gasverstärkung der Kammer berechnet.

4.1. Messungen mit einem Halbleiterdetektor

Gasdetektoren haben aufgrund der statistischen Prozesse der Ionisation und Elektronenvervielfachung ein beschränktes Auflösungsvermögen. Der ALICE-TRD hat eine *Energieauflösung* von rund 10% [7]. Beträgt die Energiedifferenz zweier Linien eines Spektrums in diesem Fall weniger als 10% ihrer Energien, überschneiden sich die Linien demnach zu stark und können nicht mehr getrennt werden.

Um ein Spektrum mit besserer Energieauflösung aufnehmen zu können, empfiehlt sich die Verwendung eines Halbleiterdetektors. Der Halbleiter wird - ähnlich wie das Gas im Gasdetektor - bei Eintreffen eines Teilchens ionisiert, und die entstandenen Ladungen werden durch eine angelegte Spannung getrennt. Aus dem gemessenen Signal wird die Energie des Teilchens rekonstruiert. Im Gegensatz zum Gasdetektor, wo das ionisierende Teilchen wenig in seiner Flugbahn gestört werden soll, um noch in weiteren Detektoren eine möglichst unverfälschte Spur zu hinterlassen, wird es im Halbleiterdetektor komplett abgebremst und deponiert dort seine gesamte Energie. Ist dieses „Teilchen“ ein Photon, wie im Fall der Cadmium-Quelle, so beginnt dieser Prozess auch hier mit dem Photoeffekt. Das IKF betreibt für einen Versuch des physikalischen Fortgeschrittenenpraktikums einen mit flüssigem Stickstoff gekühlten

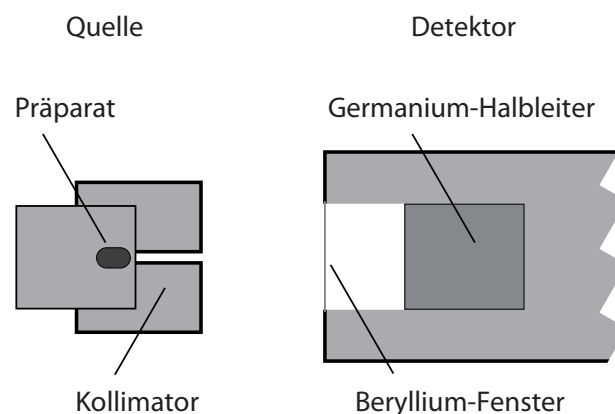


Abbildung 4.1.: Schematischer Versuchsaufbau mit Cadmium-Quelle und Halbleiterdetektor.

Germanium-Halbleiterdetektor mit entsprechender Hochspannungsversorgung, Ausleseelektronik und einem Computer zur digitalen Aufzeichnung der Daten. Dieser Versuchsaufbau eignet sich gut zur Aufnahme des Energiespektrums der Cadmium-Quelle und wird daher im Rahmen dieser Arbeit verwendet.

Das resultierende Spektrum ist in Abbildung 4.2 zu sehen. Es zeigt die Anzahl der Ereignisse als Funktion der Signalhöhe. Im oberen Teilbild sind beide Achsen linear skaliert, sodass ein direkter Vergleich mit Abbildung 3.5 möglich ist. Allerdings deckt dieses Spektrum einen größeren Signalhöhenbereich ab, um alle Cadmium-Linien aufzuzeichnen. Die bins¹ (ADC-Kanäle) 0 bis 3000 entsprechen dem gleichen Energiebereich wie die bins 0 bis 100 des Spektrums in Abbildung 3.5.

Man sieht im oberen Teil von Abbildung 4.2 nur vier Linien. Die größte ist die Cadmium K_α -Linie, ihre Energie beträgt 22,1 keV. Rechts von ihr liegt die höherenergetische K_β -Linie von Cadmium bei 24,9 keV. Die kleine Linie am rechten Ende des Spektrums stammt im Unterschied zu den anderen nicht aus der Atomhülle, sondern aus einer Anregung des Kerns. Diese γ -Linie hat eine Energie von 88 keV. Die genannten Energiewerte basieren auf einer Kalibrierung des Verstärkers, die mit einer Americium-Quelle vorgenommen wurde. Die Zuordnung der Übergänge erfolgte anhand der Energiewerte der Cadmium-Linien aus [9].

Die vierte Linie soll bei der Betrachtung des unteren Teilbildes erklärt werden. Um auch alle kleinen Signale erkennbar zu machen, ist dort die y-Achse logarithmisch dargestellt. Die drei beschriebenen Linien bleiben weiterhin dominant, doch im Bereich der vierten zeigen sich nun insgesamt sechs Linien unterschiedlicher Herkunft. Außerdem sieht man einen Hintergrund von knapp 100 Einträgen in jedem bin.

Die Linien 4 bis 7 sind so genannte *Escapelinien*; sie entstammen nicht der Quelle oder ihrer Halterung, sondern entstehen durch einen Effekt im Detektor. Wie beschrieben, werden im Prozess des Energieverlustes eines eintreffenden Teilchens die Atome des entsprechenden Detektormaterials ionisiert. Sie senden beim Übergang in den Grundzustand ein Photon aus, das die Differenzenergie zwischen angeregtem Zustand und Grundzustand trägt. Zu $\approx 80\%$ hat dieses Photon die K_α -Energie und zu $\approx 20\%$ die K_β -Energie des Detektormaterials, bei Germanium also 9,9 keV respektive 11,0 keV [9]. Dieses Photon kann mit einer geringen Wahrscheinlichkeit das sensitive Volumen des Detektors verlassen. Beim verwendeten Halbleiterdetektor ist dieses Volumen ein rund 3 cm langer Germaniumzylinder mit ebenfalls 3 cm Durchmesser [10]. Tritt dieser Fall ein, so fehlt im Signal, aus dem die Energie des einfallenden Teilchens ermittelt wird, genau der Energiebetrag des dem Detektor entwichenen Photons.

Die größte, als einzige auch im oberen Spektrum sichtbare *Escapelinie* (4) entsteht durch das Entweichen eines Germanium K_α -Photons aus dem durch ein Photon der Cadmium K_α -Linie erzeugten Ionisationsprozess. Entweicht stattdessen ein etwas energiereicheres Germanium K_β -Photon, so entsteht Linie 5. Die Linien 6 und 7 sind auf gleiche Weise der Cadmium K_β -Linie zuzuordnen. Sie liegen folglich um die Energiedifferenz zwischen Cd- K_α und Cd- K_β gegenüber den Linien 4 und 5 verschoben, und sind auch entsprechend kleiner als diese.

Die Linien 8 und 9 liegen bei 8,0 keV und 8,6 keV. Dies sind die K_α -Energien der Elemente Kupfer respektive Zink [11]. Die beiden Linien stammen aus der Ionisation der Quellenhalterung und des Kollimators. In Tabelle 4.1 sind alle Linien und ihre Energien zusammengefasst. In der letzten Spalte ist vermerkt, ob sie für die Messungen mit dem TRD (Abschnitt 4.2) relevant sind.

¹Das analoge Signal des Detektors wird in einem Analog-Digital-Converter abhängig von der Signalhöhe in einen von 8192 digitalen Kanälen einsortiert, die auch als bins bezeichnet werden.

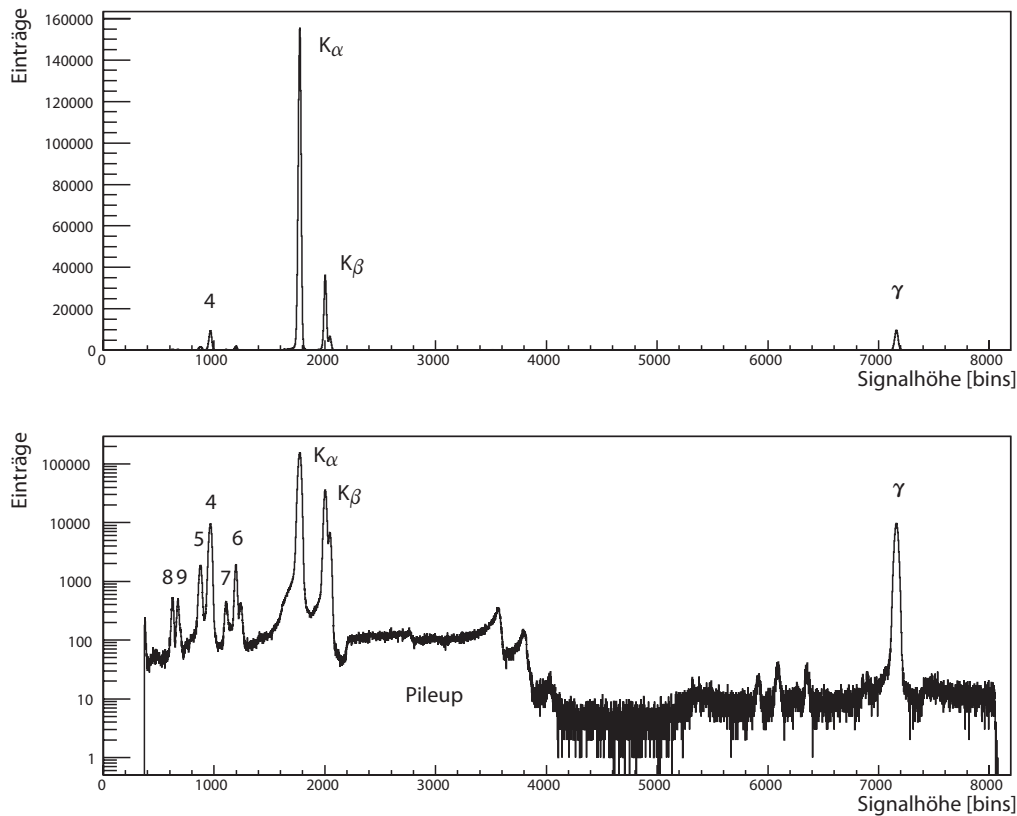


Abbildung 4.2.: Spektrum der Cadmium-Quelle, aufgenommen mit einem Halbleiterdetektor. Oben in linearer, unten in logarithmischer Darstellung der y-Achse. Man sieht die K_{α} - und K_{β} -Linie sowie die γ -Linie des Cadmium-Spektrums. Unten sind zusätzlich *Escapelinien* des Germanium-Detektors (4-7) und *Pileups* zu erkennen. Außerdem werden die beiden schwachen Linien aus dem Messing der Quellenhalterung und des Kollimators (8, 9) sichtbar. Der Abstand der Quelle zum Detektor beträgt ca. 5 mm.

Linie	Energie	Bedeutung	Bezug zu TRD-Messung
K_{α}	22,1 keV	Cd-Linie	wichtig
K_{β}	24,9 keV	Cd-Linie	wichtig
γ	88,0 keV	Cd-Linie	bedingt wichtig
4	≈ 12 keV	Ge- <i>Escapelinie</i>	kommt dort nicht vor
5	≈ 11 keV	Ge- <i>Escapelinie</i>	kommt dort nicht vor
6	≈ 15 keV	Ge- <i>Escapelinie</i>	kommt dort nicht vor
7	≈ 14 keV	Ge- <i>Escapelinie</i>	kommt dort nicht vor
8	8,0 keV	Kupfer K_{α} -Linie	bedingt wichtig
9	8,6 keV	Zink K_{α} -Linie	bedingt wichtig

Tabelle 4.1.: Zusammenfassung der in Abbildung 4.2 gekennzeichneten Linien und ihre Bedeutung in Bezug auf die Messungen in Abschnitt 4.2.

Rechts von der Cd- K_β -Linie beginnt ein Plateau, das mit drei weiteren, verbreiterten *Peaks* endet. Diese Erscheinung ist - wie auch die *Escapelinien* - kein Bestandteil des Spektrums, sondern entsteht erst im Detektor. Wenn in einem kurzen Zeitintervall zu viele Teilchen auf den Detektor treffen, kommt es zu so genannten *Pileups*. Dann können die Signale zweier Teilchen nicht mehr getrennt werden und ihre Signalhöhen addieren sich, was zu einer Verschiebung nach rechts im Spektrum führt. Die drei *Peaks* liegen (exakt) bei $2 \cdot K_\alpha$, $K_\alpha + K_\beta$ und $2 \cdot K_\beta$. Das Plateau entsteht aus Hintergrundereignissen, die um die Signalhöhe eines *Peaks* verschoben werden. Die zwei kleinen *Peaks* um bin 6000 könnten ähnlich zu erklären sein, der dritte ist vermutlich die *Escapelinie* der γ -Linie.

Solche *Pileups* sind immer ein unerwünschter Effekt, weil sie zum einen die Ereigniszahl der echten *Peaks* reduzieren, und zum anderen künstliche *Peaks* sowie einen Hintergrund erzeugen, wodurch echte Signale verdeckt werden können. Aufgrund der zu hohen Teilchenraten steigt außerdem die *Totzeit*² des Detektors merklich an. Bei den ersten Messungen des Cadmium-Spektrums am Germaniumdetektor wurde für die Quelle ein Kollimator mit 3 mm Lochdurchmesser verwendet. Die Totzeit beträgt in diesem Fall 30 – 40%. Bei etwa gleicher Gesamtzahl der Einträge im Spektrum liegt dadurch der Hintergrund teilweise bei über 1000 Ereignissen und verdeckt so einige *Peaks* (vergleiche Abbildung A.1 im Anhang). Deutlich verbessert werden konnte die Messung erst durch einen neuen Kollimator mit 1 mm Lochdurchmesser. Dadurch wird eine Totzeit von nur 7% erreicht (Abb. 4.2). Für alle folgenden spektralen Messungen wurde der 1 mm-Kollimator verwendet.

Messung mit erhöhtem Quellenabstand

Der Versuchsaufbau ermöglicht eine Variation des Abstandes zwischen Quelle und Detektor, indem die Quelle auf einem Schlitten angebracht wird, der sich in einem 50 cm langen Rohr verschieben lässt. Durch Erhöhung des Quellenabstandes kann die auf den Detektor treffende Teilchenrate deutlich reduziert werden. Die Totzeit sinkt bis unter 1% und die *Pileups* verschwinden fast vollständig. Abbildung 4.3 zeigt

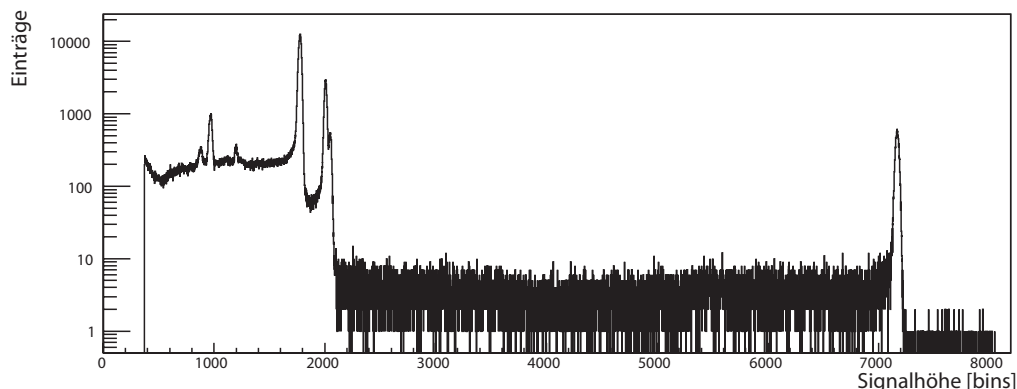


Abbildung 4.3.: Spektrum der Cadmium-Quelle, aufgenommen nach Erhöhung des Abstandes zwischen Quelle und Detektor von 5 mm auf 400 mm. Alle anderen Messungseinstellungen entsprechen denen von Abbildung 4.2. Bei gleicher Messzeit ist die Größe der drei Cadmium-*Peaks* um den Faktor 10 gesunken. Der Hintergrund hat sich verdoppelt.

²Die Totzeit bezeichnet die Zeit, die ein Detektor nach einem registrierten Ereignis braucht, bevor er ein neues Teilchen detektieren kann. Hier wird sie prozentual zur gesamten Messzeit angegeben.

das Cadmium-Spektrum, aufgenommen bei einem Quellenabstand von 40 cm. Die Messzeit und alle weiteren Einstellungen sind gegenüber denen von Abbildung 4.2 unverändert. Die Größe der drei Cadmium-*Peaks* ist um den Faktor 10 gesunken. Der Hintergrund bleibt typischerweise gleich groß. Da jedoch kein *Pileup* mehr entsteht, also keine Hintergrundereignisse in den Bereich zwischen den bins 2200 und 4000 verschoben werden, verdoppelt sich der Hintergrund von knapp 100 auf 200 Einträge pro bin. Durch das gesunkene Verhältnis von Signal zu Hintergrund verschwinden die Linien aus dem Kollimator und ein Teil der *Escapelinien*. Diese Messung gibt somit ein wesentlich reineres Bild des Cadmium-Spektrums als Abbildung 4.2.

Messung mit einem TRD-Radiator

Die bisher aufgeführten Messungen des Cadmium-Spektrums mit dem Halbleiterdetektor lassen sich nur eingeschränkt mit denen vergleichen, die mit dem TRD am Teststand durchgeführt werden. Denn bevor die Photonen der Quelle im TRD ihre Energie deponieren, müssen sie seinen Radiator durchdringen. Um den Effekt des Radiators auf das Spektrum zu untersuchen, wird ein solcher zu den Halbleiterdetektormessungen hinzugezogen. Der Radiator wird direkt vor dem Detektorfenster positioniert und die Quelle in ihrem Rohr auf einem in Höhe und Winkel justierbaren Stativ befestigt. Ihr Abstand zum Detektor beträgt so rund 50 mm. Ein Foto des Versuchsaufbaus ist in Abbildung 4.4 zu sehen.

Eine Messung mit diesem Aufbau - bei weiterhin gleicher Messdauer - zeigt, dass der Radiator auf das eigentliche Cadmium-Spektrum keinen wesentlichen Einfluss hat (siehe Abbildung 4.5, in rot ist zum Vergleich das Spektrum ohne Radiator von Abbildung 4.2 unterlegt). Die Abbildung lässt vermuten, dass die Ereigniszahl durch den Radiator gleichmäßig um einige Prozent abnimmt. Allerdings fällt bei



Abbildung 4.4.: Foto des Versuchsaufbaus mit (von links) Stativ mit Quelle, TRD-Radiator, Halbleiterdetektor mit Stickstofftank, Auslese-Elektronik.

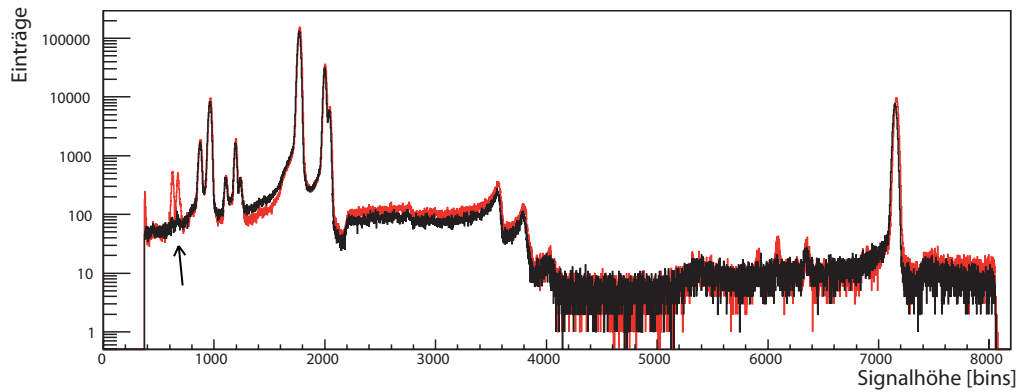


Abbildung 4.5.: Spektrum der Cadmium-Quelle nach Durchdringen des Radiators. In rot unterlegt ist das Spektrum aus Abbildung 4.2 ohne Radiator bei gleicher Messdauer. Im Radiator erfahren nur niederenergetische Photonen eine starke Absorption, weshalb die beiden aus dem Kollimator stammenden *Peaks* fehlen (Pfeil). Die Photonen der Cd- K_{α} -Linie sind bereits so energiereich, dass nur einige Prozent von ihnen absorbiert werden. Da die *Escapelinien* nur ein Artefakt des Detektors sind, wird ihr Auftreten ebenfalls nicht vom Radiator beeinflusst.

genauem Vergleich der Linien auf, dass Höhe und Integral der Cd- K_{α} -Linie um bis zu 50% stärker abnehmen als die Werte der Cd- K_{β} -Linie. Dies folgt aus der stark inversen Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts des Photoeffekts, durch den die Photonen im Radiator absorbiert werden können. Das Integral der γ -Linie bei 88 keV (bin 7100) bleibt aus diesem Grund nahezu gleich groß, während auf der niederenergetischen Seite des Spektrums die einzige wirkliche Veränderung auftritt: Die beiden bei etwa 8 keV (bin 600, Pfeil) liegenden *Peaks*, die aus der Anregung des Kollimators stammen, sind verschwunden. Auf die Entstehung der *Escapelinien* hat der Radiator keinen Einfluss, da sie erst im Detektor erzeugt werden.

Diese Messung zeigt, dass nur drei Linien der Cadmium-Quelle durch den Radiator in die Kammer gelangen: die K_{α} -, K_{β} - und γ -Linie. Diese Linien müssen also auch den niederenergetischen (linken) *Peak* in Abbildung 3.5 verursachen. Um seine Entstehung auf sie zurückzuführen, werden im folgenden Abschnitt einige am Teststand durchgeführte Messungen beschrieben.

4.2. Messungen am TRD-Teststand

Nachdem die Photonen den Radiator durchquert haben, gelangen sie ins Gasvolumen der Kammer. Doch nur wenige Prozent von ihnen werden dort absorbiert, wie in Abschnitt 4.3 näher diskutiert wird. Im Anschluss an das Gasvolumen befinden sich die Kathoden-*Pads* der Kammer, anhand derer Signale im endgültigen Detektorbetrieb die Teilchendurchgänge lokalisiert werden (vgl. Abschnitt 3.2). Diese *Pads* bestehen aus Kupfer (und werden daher im Folgenden Kupfer-*Pads* genannt), das im Gegensatz zum Radiatormaterial ein schweres Element mit hoher Kernladungszahl Z ist, bei dem Photonen eine hohe Absorptionswahrscheinlichkeit haben. Dadurch können Kupferatome ionisiert werden. Bei ihrer Abregung strahlen sie dann Photonen mit der Energie ihrer K_{α} -Linie von 8,0 keV auch zurück ins Detektorvolumen.

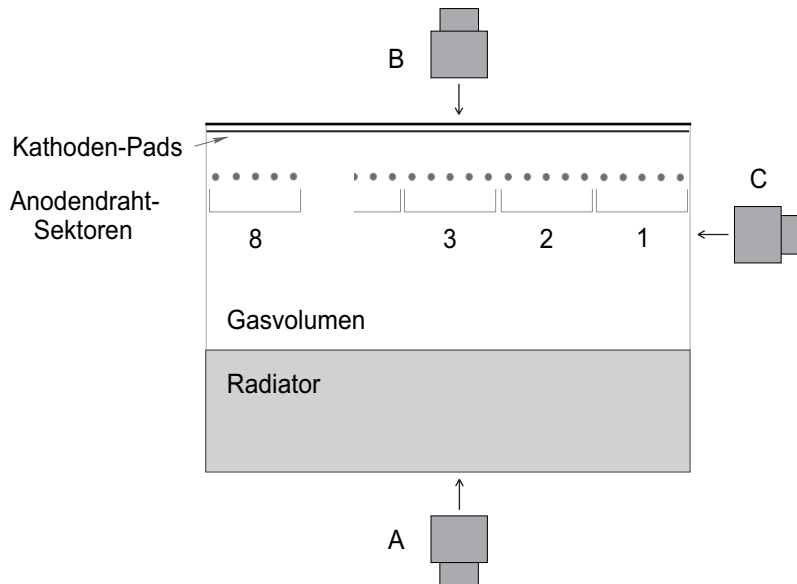


Abbildung 4.6.: Schematische Darstellung einer TRD-Kammer. Es werden drei Messungen mit Quellenposition bei A (vor), B (hinten), sowie C (neben der Kammer) beschrieben.

Somit könnten die Kupfer-*Pads* für den linken *Peak* verantwortlich sein.

Um diese Annahme zu verifizieren, wurden unterschiedliche Messungen mit einer TRD-Kammer am Teststand durchgeführt. Abhängig davon, auf welcher Seite der Kammer die Cadmium-Quelle platziert wird, sollte eine unterschiedlich starke Ionisation der Kupfer-*Pads* erreicht werden und das gemessene Spektrum entsprechend variieren. In Abbildung 4.6 ist eine Kammer dargestellt und es sind drei Quellenpositionen A bis C eingezeichnet. A ist die Standardposition, aus der schon das Spektrum in Abschnitt 3.4 aufgenommen wurde.

Positioniert man die Quelle auf der Rückseite der Kammer (B), so muss die Strahlung erst das *Backpanel*, also die Elektronik der Kammer, und dann die Kupfer-*Pads* durchdringen, bevor sie ins Gasvolumen gelangt. Durch die stärkere Absorption der Cadmium-Linie in den *Pads* wird dort eine erhöhte Ionisation hervorgerufen. Entsprechend erwartet man bei der Aufnahme des Spektrums einen schwächeren Cadmium-*Peak* und einen höheren niederenergetischen *Peak* als im Spektrum bei Bestrahlung der Kammer von der Radiatorseite (A). Der Vergleich der beiden Messungen, im oberen Teil von Abbildung 4.7 zu sehen, bestätigt diese Erwartung.

In Ergänzung dazu soll eine Messung durchgeführt werden, bei der möglichst keine Ionisation der Kupfer-*Pads* auftritt, und entsprechend der linke *Peak* verschwinden sollte, sofern er allein durch die *Pads* erzeugt wird. Die Kammern haben auf ihren kurzen Seiten je zwei Öffnungen, über die sie an das Gassystem angeschlossen werden. Für den Messbetrieb am Teststand werden nicht alle Öffnungen benötigt, sodass die Quelle, mit einem entsprechenden Stopfen präpariert, auf eine der Öffnungen gesteckt werden kann (Quellenposition C). Die Strahlung der Quelle durchquert die Kammer somit in Querrichtung, und wird durch die Fokussierung mit dem 1 mm-Kollimator im ersten Teil der Kammer nicht auf die Kupfer-*Pads* treffen. Da die Auslese der Anodendrähte am Teststand in acht Sektoren unterteilt ist, lassen sich die Signale quellennaher und quellenerfer Drahtsektoren unabhängig voneinander untersuchen.

Das untere Spektrum in Abbildung 4.7 zeigt das Ergebnis dieser Messung, bei der

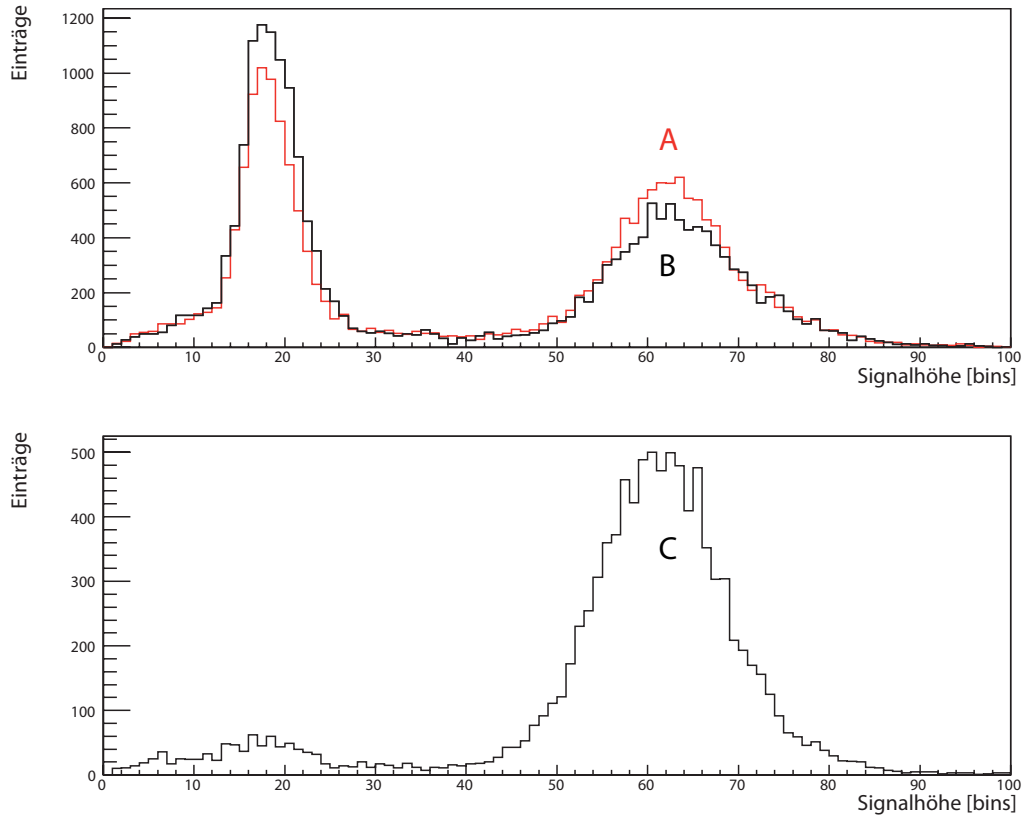


Abbildung 4.7.: Drei Messungen am Teststand. Die Spektren A bis C entstehen durch Positionierung der Cadmium-Quelle gemäß Abbildung 4.6. B: Die Strahlung trifft auf die Kupfer-Pads bevor sie ins Gasvolumen eintritt. Die stärkere Absorption der Cadmium-Linie, verglichen mit A, führt zu einer höheren Kupfer-Linie. C: Seitlicher Strahlungseintritt in die Kammer und Auslese des quellennächsten Anodendrahtsektors (1). Da die Kupfer-Pads in diesem Bereich nicht getroffen werden, aber die Strahlung vom Kollimator hauptsächlich im ersten Sektor ihre Energie deponiert, ist ein kleines Signal der Kupfer-Linie zu sehen.

der quellennächste Anodendrahtsektor ausgelesen wurde (1). Im Bereich der Kupfer-Linie bleibt ein minimales Signal übrig. Dieses kann allerdings nicht von den Kupfer-Pads stammen, denn bei einer weiteren Messung mit Auslese des zweiten Drahtsektors verschwand der *Peak* vollständig (vergleiche Abbildung A.2 im Anhang).

Als Ursache für das kleine Signal kommt vielmehr die bereits diskutierte γ -Strahlung³ des Kollimators in Frage, da sie von der Seite keinen Radiator durchdringen muss. Diese Strahlung hat eine Energie von 8 keV und daher in Argon eine Absorptionslänge $\lambda \approx 50$ mm (vgl. Abb. 3.4). Die Intensität I von γ -Strahlung beträgt nach Durchlaufen der Strecke x in einem Medium, in dem sie die Absorptionslänge λ hat,

$$I(x) = I_0 \cdot e^{-\frac{x}{\lambda}} \quad (4.1)$$

[12]. Im ersten Anodendrahtsektor, der eine Breite von etwa 120 mm hat, wird die Strahlung aus dem Kollimator also bereits um 85% abgeschwächt. Deshalb wird bei der Messung des zweiten Sektors kein sichtbares Signal mehr erzeugt.

³Photon-Strahlung, wie in Abschnitt 2.1 diskutiert.

Durch die im voranstehenden Teil dieses Kapitels beschriebenen Messungen kann das Cadmium-Spektrum vollständig erklärt werden. Das mit dem TRD aufgenommene Spektrum setzt sich gemäß dieser Untersuchungen aus folgenden Komponenten zusammen:

1. Der niederenergetische *Peak* des Spektrums wird in den Kupfer-Pads der Kammer erzeugt. Sie werden durch die Strahlung der Cadmium-Quelle ionisiert und strahlen daraufhin mit der Energie der Cu- K_α -Linie ins Detektorvolumen. Die Energie dieser Photonen beträgt gemäß [9] 8,04 keV.
2. Der höherenergetische *Peak* entsteht durch die Überlagerung der beiden Cadmium-Linien, K_α und K_β . Ihre Energien liegen bei 22,10 keV und 25,02 keV [9]. Basierend auf den Messungen mit dem Halbleiterdetektor lässt sich zudem eine genaue Aussage über den Größenunterschied dieser Linien machen, der in der nachfolgenden Auswertung verwendet wird.

4.3. Auswertung des Spektrums

Mit dem Ziel, die Gasverstärkung zu berechnen, muss zunächst der Energiemittelwert des am TRD gemessenen Cadmium-Spektrums (Quellenposition A) bestimmt werden. Um jedem ADC-Kanal eine Energie zuzuordnen, ist die Energiekalibrierung der Signalhöhenachse nötig. Aus den vorangegangenen Abschnitten stehen dazu alle Informationen zur Verfügung.

Das Spektrum besteht aus drei Linien bekannter Energie, einer Kupfer-Linie und zwei Cadmium-Linien. Bedingt durch das Auflösungsvermögen des Detektors sowie der verwendeten Elektronik, sind diese drei Linien verbreitert und haben die Form einer *Gaußkurve*. Die beiden Gaußkurven der Cadmium-Linien, deren Mittelwerte nur eine geringe Energiedifferenz haben, prägen gemeinsam den rechten *Peak* im Spektrum aus. Außerdem ist ein Hintergrundrauschen vorhanden, das unabhängig von der Quelle im Detektor auftritt. Die Hintergrundereignisse kommen häufig im niederen Signalhöhenbereich vor und werden zu höheren Signalhöhen hin seltener. Näherungsweise lässt sich der entstehende Hintergrund durch eine Gerade beschreiben.

Das Spektrum kann folglich in vier Komponenten zerlegt und durch diese vollständig beschrieben werden: Drei Gaußkurven für die Linien und eine Gerade für den Hintergrund. Die Anpassung dieser vier Komponenten an den Verlauf des Spektrums geschieht mittels Computer. Verwendet wird die am CERN entwickelte *Softwaresuite* ROOT [13].

In einem *Makro*⁴ wird eine so genannte *Fit-Funktion* konstruiert, die aus den drei Gaußkurven und der Geraden besteht:

$$f(x) = (b_0 + b_1 \cdot x) + \sum_{i=1}^3 a_i \cdot \exp\left(-\frac{1}{2} \cdot \frac{(x - x_{0,i})^2}{\sigma_i^2}\right), \quad (4.2)$$

mit den Linien-Positionen

$$x_{0,1} = \frac{8,04 \text{ keV} - \epsilon_0}{\epsilon_1}, \quad x_{0,2} = \frac{22,10 \text{ keV} - \epsilon_0}{\epsilon_1}, \quad x_{0,3} = \frac{25,02 \text{ keV} - \epsilon_0}{\epsilon_1}. \quad (4.3)$$

⁴Mit Makro ist hier ein in C++ verfasster *Code* gemeint, der von ROOT ausgeführt wird.

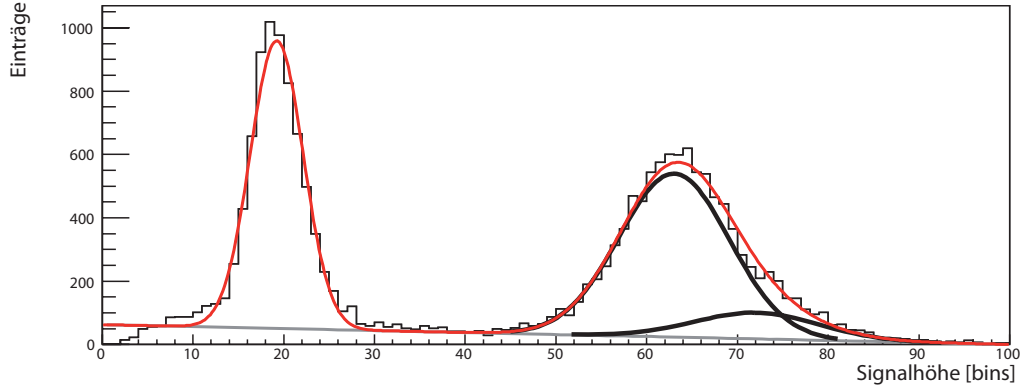


Abbildung 4.8.: *Fit* des Cadmium-Spektrums. Eingezeichnet sind in grau der lineare Hintergrund, in schwarz die Gaußkurven der beiden Cadmium-Linien, und in rot der Verlauf der endgültigen *Fit*-Funktion.

Diese Funktion hat 13 Parameter: 2 vom linearen Hintergrund (b), $3 \cdot 3$ von den Gaußkurven (a, x_0, σ), und 2 zur Kalibrierung der Energieachse (ϵ). Diese Parameter müssen so angepasst werden, dass die Daten durch die Funktion bestmöglich beschrieben werden. Allerdings ergibt sich für diese Menge freier Parameter ein instabiler *Fit*, ROOT kann also keine korrekte Anpassung vornehmen. Vor allem kann die Energieachse ohne vorhandene Werte nicht kalibriert werden. Die Energien der drei Linien sind bereits bekannt, also können sie eingetragen werden (Gleichung 4.3). Da den auf der x-Achse aufgetragenen Signalhöhen bisher keine Energiewerte zugeordnet sind, wird durch die Festlegung der drei Energien *nicht* die absolute Position der Gaußkurven auf dieser Achse bestimmt, sondern nur ihre Positionen relativ zu einander in das gewünschte Verhältnis gebracht. Erst durch den *Fit* wird die passende Energieachse gefunden und somit die Kalibrierung der Signalhöhenachse erreicht. Dies geschieht unter der Voraussetzung, dass ein linearer Zusammenhang zwischen Kanalnummern und Energie besteht.

Als weiterer festgelegter Parameter wird das Größenverhältnis der beiden Cadmium-Linien eingestellt, da die *Fit*-Prozedur nicht die richtigen Größen ermitteln kann. In den mit dem Halbleiterdetektor (mit Radiator) aufgenommenen Spektren beträgt die Größe der K_β -Linie das 0,2152-fache der K_α -Linie. Dieser Wert wird noch darauf korrigiert, dass Photonen der Energie 22 keV im Detektorgas mit einer höheren Wahrscheinlichkeit absorbiert und somit registriert werden als Photonen mit 25 keV. Die Absorptionslängen betragen $\lambda \approx 950$ mm respektive $\lambda \approx 1285$ mm (Abb. 3.4). In 37 mm Argon werden folglich 3,0% des 22 keV-Strahls und nur 2,2% des 25 keV-Strahls absorbiert (Gleichung 4.1). Das Größenverhältnis der Linien ergibt sich damit zu

$$\frac{K_\beta}{K_\alpha} = \frac{a_3}{a_2} = 0,2152 \cdot \frac{0,022}{0,030} = 0,160.$$

Für diese Korrektur wird angenommen, dass im Germaniumdetektor alle Photonen beider Linien absorbiert werden. Für Photonenergien bis 25 keV liegt die Absorptionslänge in Germanium unter 0,1 mm [14]. Die Tiefe des verwendeten Halbleiters von etwa 30 mm rechtfertigt diese Annahme.

In Ergänzung zu dem nun festgelegten Größenverhältnis der Cadmium-Linien muss gefordert werden, dass beide die gleiche relative Breite haben; sie ist das prozentuale Verhältnis der Breite des *Peaks* zu seiner Energie. Dieser Wert gibt die Energieauflösung des Detektors beziehungsweise des Versuchsaufbaus wieder. Eigentlich sollte

Parameter	Beschreibung	Wert	frei
ϵ_0	Achsenabschnitt Energieachse	variabel	1
ϵ_1	Steigung Energieachse	variabel	1
b_0	Achsenabschnitt lin. Hintergrund	bekannt	0
b_1	Steigung linearer Hintergrund	bekannt	0
a_1	Amplitude Cu- K_α -Linie	variabel	1
a_2	Amplitude Cd- K_α -Linie	korreliert mit a_3	1
a_3	Amplitude Cd- K_β -Linie	korreliert mit a_2	0
x_1	Position Cu- K_α -Linie	korreliert mit $\epsilon_{0,1}$	0
x_2	Position Cd- K_α -Linie	korreliert mit $\epsilon_{0,1}$	0
x_3	Position Cd- K_β -Linie	korreliert mit $\epsilon_{0,1}$	0
σ_1	Breite Cu- K_α -Linie	variabel	1
σ_2	Breite Cd- K_α -Linie	korreliert mit σ_3	1
σ_3	Breite Cd- K_β -Linie	korreliert mit σ_2	0

Tabelle 4.2.: Parameter der *Fit*-Funktion.

der gleiche Wert ebenfalls auf die Kupfer-Linie zutreffen, doch diese zeigt sich etwas breiter als erwartet. Es wird also $\frac{\sigma_3}{\sigma_2} = \frac{25,02}{22,10}$ gesetzt und σ_1 variabel.

Die lineare Hintergrundapproximation erfolgt in einem separaten vorangestellten *Fit*-Prozess, wodurch die beiden Hintergrundparameter für den endgültigen *Fit* bereits festgelegt werden können.

Durch diese Maßnahmen wird die Anzahl freier Parameter auf 6 reduziert. Zusammenfassend sind in Tabelle 4.2 alle Parameter und vorgegebenen Werte der *Fit*-Funktion aufgeführt.

Abbildung 4.8 zeigt das Ergebnis der *Fit*-Prozedur. In grau ist der lineare Hintergrund eingezeichnet. Die Kupfer-Linie wird durch eine Gaußkurve auf dem Hintergrund gefittet, für die sich eine Energieauflösung von 23,3% ergibt. In schwarz sind die beiden Cadmium-Linien dargestellt, die eine bessere Auflösung von 17,6% haben. Der Verlauf der endgültigen *Fit*-Funktion als Summe der vier Komponenten ist in rot abgebildet.

Aus der Anzahl der Einträge - abzüglich Hintergrund - in jedem Kanal, gewichtet mit der zugehörigen Energie, kann nun der Energiemittelwert des Spektrums bestimmt werden. Es ergibt sich

$$\langle E_\gamma \rangle = 16,6 \text{ keV}.$$

Dieser Wert stimmt bis auf 2% mit den 16,9 keV aus Heidelberg überein.

Die Berechnung der Gasverstärkung erfolgt nicht mit der allgemeinen Gleichung aus Abschnitt 3.3, sondern auf Basis von Gleichung 4.4, die um den Dunkelstrom I_D , die Dunkelrate R_D , und die Totzeit τ korrigiert ist. R_M ist die gemessene Rate.

$$G = \frac{I_A - I_D}{\frac{\langle E_\gamma \rangle}{E_I} \cdot \left(\frac{R_M}{1 - R_M \cdot \tau} - R_D \right) \cdot e}. \quad (4.4)$$

Die Gasverstärkung der Kammern wird für verschiedene Anodendrahtspannungen ermittelt. In Tabelle 4.3 sind die zu jeder Spannung gehörigen Messwerte⁵ aufge-

⁵Diese Werte werden nur stichprobenartig aufgeschrieben und liegen für die in dieser Arbeit verwendete Kammer (LOC1-048) nicht vor. Es dienen die Messwerte der Kammer LOC1-050. Der Energiemittelwert eines mit letzterer aufgenommenen Spektrums konnte zu $\langle E_\gamma \rangle = 16,7 \text{ keV}$ bestimmt werden und unterstützt die Vergleichbarkeit der beteiligten Kammern.

U_A [V]	I_A [nA]	I_D [nA]	R_M [kHz]	R_D [kHz]	G
1600	35	0	30,54	0,044	11490
1550	22	0	30,54	0,041	7220
1500	14	0	30,54	0,032	4590
1450	9	0	30,54	0,024	2950

Tabelle 4.3.: Am Teststand aufgezeichnete Werte zur Berechnung der Gasverstärkung bei variierender Anodenspannung und der daraus folgende Gasverstärkungsfaktor.

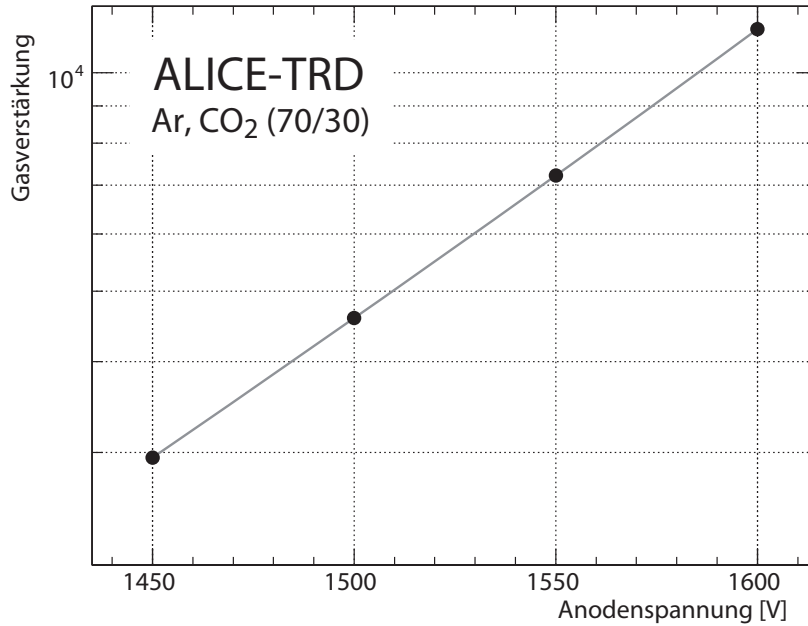


Abbildung 4.9.: Gasverstärkungsfaktor in Abhängigkeit der Anodenspannung.

führt. Die Totzeit beträgt konstant $\tau = 2\mu s$. Für das effektive Ionisationspotential E_I des verwendeten Argon-CO₂-Gemischs wird der Wert 28,3 eV verwendet [5]. In der letzten Tabellenspalte ist der nach Gleichung 4.4 berechnete Gasverstärkungsfaktor G eingetragen. Für die höchste Anodenspannung ergibt sich $G = 11490$, was im Vergleich zu dem mit der bisherigen Methode ermittelten Wert - für diese Kammer 11150 - nur eine Abweichung von 3,0% bedeutet. In Abbildung 4.9 ist der Gasverstärkungsfaktor gegen die Anodenspannung aufgetragen. Bei logarithmischer Darstellung der y-Achse ergibt sich eine Gerade. Die somit exponentielle Abhängigkeit des Gasverstärkungsfaktors G von der Anodendrahtspannung U_A folgt aus der Integration der im Verstärkungsprozess pro Wegstrecke x neu gebildeten Elektronen (*erster Townsend Koeffizient*). Die Integrationsgrenzen reichen vom Einsetzen der Lawinenbildung bis zur Anodendrahtoberfläche. Die exponentielle Abhängigkeit gilt in der Näherung für eine große Spannung U_A gegen die zur Lawinenbildung mindestens benötigte Schwellenspannung [15].

5. Druckabhängigkeit der Gasverstärkung

Im zweiten Teil der vorliegenden Arbeit wird die Druckabhängigkeit der Gasverstärkung untersucht. Diese ist für Gasdetektoren, die bei Atmosphärendruck betrieben werden, von besonderem Interesse.

5.1. Stabilitätsmessung der TRD-Kammern

Beim Stabilitätstest wird geprüft, ob die Signale der Kammern auch über einen längeren Zeitraum konstant bleiben. Dazu werden als wichtigste Eigenschaften die Position des Cadmium-*Peaks* im Spektrum und der gemessene Anodenstrom mindestens 12 Stunden lang aufgezeichnet. Um die Druckabhängigkeit dieser beiden Größen zu untersuchen, müssen zwei verschiedene Druckgrößen betrachtet werden: Der Atmosphärendruck (Luftdruck), also der *absolute Druck* außerhalb der Kammer, und der Druckunterschied zwischen Kammerinnendruck und Atmosphärendruck. Dieser so genannte *differentielle Druck* führt dazu, dass sich die Kammerwände leicht nach innen oder außen wölben. Er lässt sich über den Durchfluss des Gasgemischs regeln und soll im endgültigen Betrieb des Detektors bei einem Überdruck von ca. 1 mbar liegen [7]. Beide Druckmessungen wurden zur Stabilitätsmessung hinzugefügt.

Abbildung 5.1 zeigt die Ergebnisse einer 62-stündigen Stabilitätsmessung, in der bei Stunde 19 der Gasfluss umgestellt wurde, sodass der differentielle Druck von etwa 1 mbar Überdruck in der Kammer (Bereich 1) zu Unterdruck wechselt (in der Abbildung zehnfach vergrößert). Dadurch wird ein Ausschlag im Anodenstrom sowie eine Verschiebung des Cadmium-*Peaks* verursacht. Beide Werte stabilisieren sich innerhalb der nächsten drei bis fünf Stunden (Bereich 2). Darauf folgt eine lange Messzeit bei Unterdruck ohne weitere Eingriffe (Bereich 3). Der Luftdruck variiert während der Messung zwischen 994 mbar und 1005 mbar. Der Sauerstoffgehalt in der Kammer bleibt, wie erwünscht, nahezu konstant.

Die Gasverstärkung selbst ist nicht aufgetragen, doch sie ist gemäß $G = I_A/I_P$ proportional zum aufgezeichneten Anodenstrom. Der Primärstrom bleibt konstant, da er nur von Größen abhängt, die sich während der Messung nicht ändern (vgl. Gleichung 3.3).

Bereits in der zeitlichen Darstellung wird deutlich, dass Anodenstrom und *Peak-Position* zunehmen, während der Luftdruck kontinuierlich abnimmt. Für eine genauere Betrachtung wird die *Peak-Position* gegen den Kammerdruck, welcher der Summe von Luftdruck und differentiellem Druck entspricht, aufgetragen. Dies zeigt Abbildung 5.2, jeder Punkt entspricht einem Paar von Messwerten aus der Stabilitätsmessung. Es zeigen sich zwei ausgeprägte Bänder, die gemäß der Herkunft ihrer Punkte beschriftet sind. Die in grau dargestellte obere Spur entsteht durch das Umstellen des Gasflusses, in dessen Folge sich der Kammerdruck um 2 mbar reduziert. Durch den Wechsel von Kammerüberdruck zu Unterdruck ändern sich die Geometrie und somit auch die Eigenschaften der Kammer. Als Resultat davon verschiebt

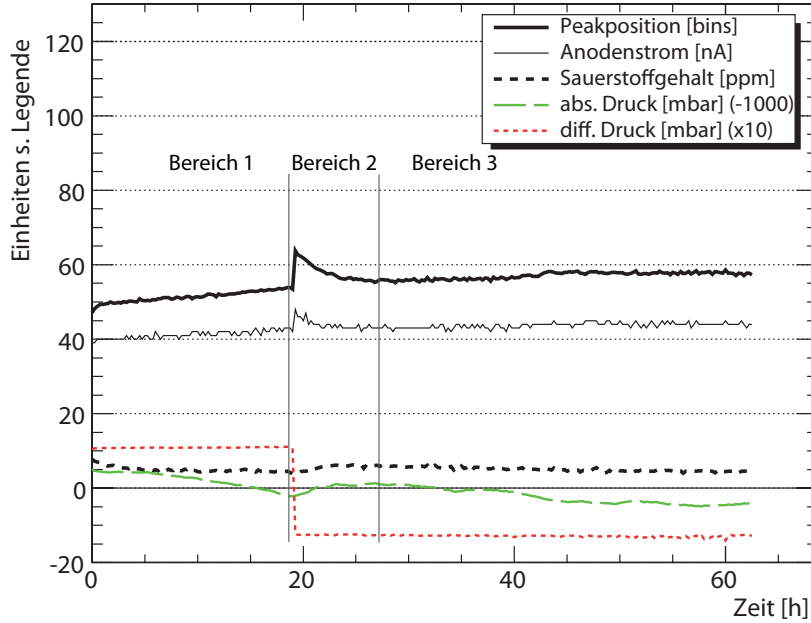


Abbildung 5.1.: Stabilitätsmessung einer Auslesekommer. Aufgetragen sind die Position des Cadmium-Peaks und der Anodenstrom gegen die Zeit. Außerdem werden der absolute und differentielle Druck sowie der Sauerstoffgehalt in der Kammer aufgezeichnet.

sich die *Peak-Position* kurzzeitig bis bin 64. Die unteren grauen Punkte entstehen bei Beginn der Messung, bevor das System ein Gleichgewicht erreicht hat.

5.2. Auswertung der Stabilitätsmessung

Zunächst soll die Verschiebung der beiden Bänder gegeneinander erklärt werden: Ein Überdruck von 1 mbar führt in einer *Layer-5*-Kammer mit 1178 mm Breite zu einer Wölbung der *Pad*-Ebene, die in der Kammermitte $150\ \mu\text{m}$ beträgt. Rechnungen in [7] zufolge soll dies eine Veränderung der Gasverstärkung von 7% verursachen. Die hier verwendete *Layer-0*-Kammer hat nur eine Breite von 956 mm. Da die Durchbiegung eines zweiseitig eingespannten Gegenstandes durch eine auf seine gesamte Länge L gleichmäßig einwirkende Kraft proportional zu L^3 ist [16], beträgt die Wölbung im Fall der kleineren Kammer nur $80\ \mu\text{m}$. Unter der Annahme, dass die *Gain*-Veränderung proportional zur Wölbung ist, erwartet man für die Veränderung nun $\frac{80}{150} \cdot 7\% = 3,7\%$.

Die gemessenen Signalhöhen, aus denen das Cadmiumspektrum konstruiert wird, entsprechen den durch die Kammer verstärkten Signalen der eintreffenden Teilchen, und sind somit ihrerseits proportional zum Gasverstärkungsfaktor. Die *Peak-Position*, als eine dieser Signalhöhen, sollte sich daher ebenfalls um 3,7% verändern. Für eine erste Abschätzung werden in Abbildung 5.2 die *Peak-Positionen* beider Bänder bei 1000 mbar in Beziehung gebracht (blaue Linien). Zur anschließenden genaueren Betrachtung der Druckabhängigkeit wird durch beide Bänder einzeln ein linearer *Fit* gelegt (rote Geraden). Zuvor werden die Datenpunkte verworfen, die durch Ein- und Umschaltvorgänge verfälscht wurden.

Es soll zunächst geprüft werden, ob die Veränderung des *Gains* bzw. der *Peak-*

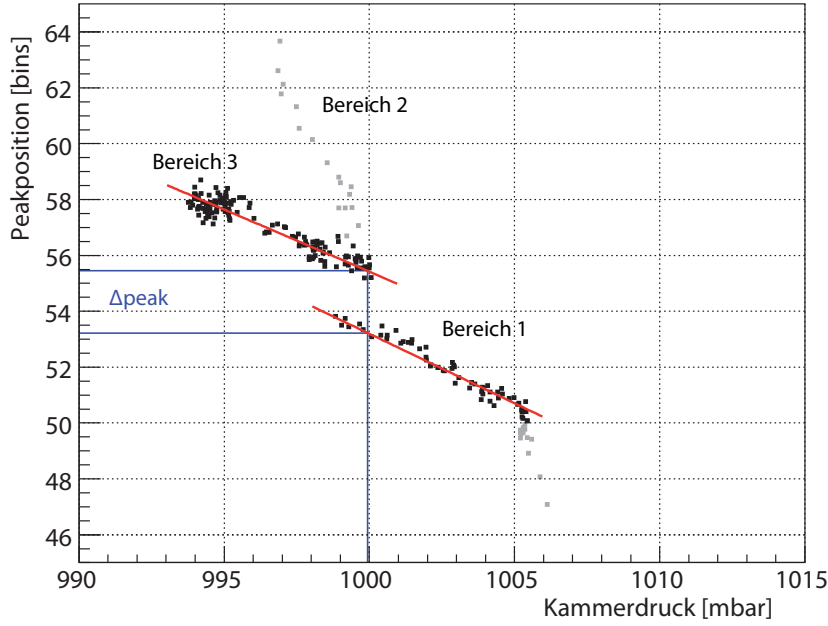


Abbildung 5.2.: Position des Cadmium-Peaks in Abhängigkeit vom Kammerdruck. Die vertikale Verschiebung der beiden Bänder kommt durch die - mit dem Wechsel von Überdruck (unten) zu Unterdruck (oben) verbundene - Änderung der Kammereigenschaften zustande. Eingezeichnet ist ein linearer *Fit* beider Bänder nach Selektierung der Daten. Die Steigungen der Geraden unterscheiden sich um rund 11%.

Position von 3,7% reproduziert werden kann. Aus dem *Fit* erhält man bei 1000 mbar für das untere Band bin $b_1 = 53,2$ und für das obere $b_2 = 55,5$, sodass sich eine prozentuale Abweichung von

$$\frac{\Delta G}{G} = \frac{\Delta_{\text{peak}}}{\text{peak}} = \frac{b_2 - b_1}{1/2 \cdot (b_1 + b_2)} = 4,2\% \quad (5.1)$$

ergibt. Die gemessene Variation liegt also etwas über dem berechneten Wert. Allerdings ist zu beachten, dass durch den Wechsel von Überdruck zu Unterdruck eine Differenz von 2 mbar erzeugt wurde. Eine einfache Halbierung zu 2,1% würde voraussetzen, dass die Kammer auf beide Arten des differentiellen Drucks betragsmäßig identisch reagiert. Dennoch erscheint die Berechnung in [7] im Vergleich zu diesem Ergebnis eher konservativ und einer oberen Grenze dienlich. Die TRD-Kammern weisen demzufolge also eine höhere Stabilität und konstantere *Performance* auf als erwartet.

Zur Bestimmung der Druckabhängigkeit der Gasverstärkung, also einer Funktion $G(p)$, werden die *Fit*-Geraden betrachtet. Bei Überdruck ergibt sich eine Steigung von $-0,50$ bins/mbar (unten) und bei Unterdruck $-0,44$ bins/mbar.

Die Steigung bei Überdruck - wie er im Experiment verwendet wird - soll nun auf die Gasverstärkung übertragen werden, muss dazu allerdings in prozentuale Steigung umgerechnet werden. Das Spektrum, auf dessen Grundlage in Abschnitt 4.3 die Gasverstärkung der Kammer ermittelt wurde, wurde bei einem Luftdruck von etwa 985 mbar aufgenommen. Zum einen wurde der Wert während der Datennahme direkt gemessen, zum anderen lässt er sich aus der Extrapolation des *Fits* abschätzen. Die

Steigung bei Überdruck entspricht für bin 62 einem Prozentsatz von $-0,81\%$ /mbar. Um den gleichen Prozentsatz sinkt die Gasverstärkung, die bei 985 mbar einen Wert von 11490 hat. Somit wird eine Reduktion der Gasverstärkung von 93 pro Millibar erwartet:

$$G(p) = 11490 - 93 \cdot (p - 985). \quad (5.2)$$

Die Ursache für die Abhängigkeit $G(p)$ liegt in der Dichte ρ des Kammergases, die sich proportional zum Druck verhält. Bei Ansteigen des Drucks verringert sich der Abstand zwischen den Gasatomen, wodurch die mittlere freie Weglänge der im Gasverstärkungsprozess beschleunigten Elektronen sinkt. Das bedeutet eine geringere Wahrscheinlichkeit dafür, dass ein Elektron zwischen zwei Stößen genug Energie aufnehmen kann, um ein Gasatom zu ionisieren. Werden folglich weniger sekundäre Elektronen gebildet, so sinkt die Gasverstärkung.

Die Änderung der Gasverstärkung als Funktion der Änderung der Gasdichte ist gegeben durch

$$\frac{dG}{G} = -\frac{\lambda \cdot \ln 2}{\Delta V \cdot 2\pi\epsilon_0} \cdot \frac{d\rho}{\rho}, \quad (5.3)$$

mit λ , der Ladung pro Längeneinheit auf dem Anodendraht, und $e \cdot \Delta V = E_1$, dem effektiven Ionisationspotential des Gases [17].

Aus der Kapazität C der TRD-Kammer lässt sich gemäß $Q = C \cdot U$ zunächst die Gesamtladung Q und daraus λ bestimmen. Für die Kapazität der Kammer muss eine Näherung gefunden werden, da die Geometrie der Elektroden (*Pads* und Drähte) kompliziert ist (vgl. Abb. 3.3). Zunächst wird die Kathodendrahtebene als Platte angenähert, sodass ein Modell entsteht, bei dem die Anodendrähte in der Mitte zweier Platten verlaufen. Es gibt dann zwei Grenzfälle: Die Anodendrähte könnten als sehr dicht liegend angenommen werden, sodass ein (doppelseitiger) Plattenkondensator entsteht. Allerdings ist der Abstand zwischen zwei Anodendrähten (5 mm) größer als der Abstand zwischen den Ebenen (3,5 mm), was für diese Näherung nicht sein sollte. Im anderen Grenzfall wird der Anodendrahtabstand als sehr groß angenommen. Dann kann jeder Draht einzeln betrachtet werden, und der Aufbau als je ein Zylinderkondensator um jeden Draht angenähert werden. Von letzterem Fall ausgehend, beträgt die Kapazität

$$C = 2\pi\epsilon_0 \cdot \frac{L}{\ln\left(\frac{R}{r}\right)}, \quad (5.4)$$

mit dem Außenradius $R = 35$ mm und dem Anodendrahtradius $r = 10$ μ m. Die Anodendrahtlänge L kürzt sich bei Betrachtung der Ladung pro Längeneinheit λ heraus:

$$\lambda = \frac{Q}{L} = \frac{C \cdot U}{L}. \quad (5.5)$$

Für die verwendete Spannung von 1600 V ergibt sich $\frac{\lambda}{2\pi\epsilon_0} = 273$ V. Weiterhin ist $\Delta V = 28,3$ V für das hier verwendete Gas bekannt. Für den Vorfaktor in Gleichung 5.3 erhält man daraus einen Zahlenwert von $-6,7$.

Wegen $\rho \propto p$ gilt außerdem $\frac{d\rho}{\rho} = \frac{dp}{p}$ und Gleichung 5.3 lässt sich umschreiben zu

$$\frac{dG}{G} = -6,7 \cdot \frac{dp}{p}. \quad (5.6)$$

Bei einem Druck von 985 mbar erwartet man nach dieser Gleichung eine prozentuale *Gain*-Veränderung von

$$\frac{dG}{G} = -6,7 \cdot \frac{1}{985} = -0,68\%$$

pro Millibar Druckanstieg. Verglichen mit dem aus der Stabilitätsmessung gewonnenen Wert von $-0,81\%/mbar$ ergibt sich zwar eine Abweichung, doch in Anbetracht der starken Näherung eine gute Reproduzierbarkeit des experimentellen Ergebnisses¹.

Die experimentell bestimmte lineare Abhängigkeit der Gasverstärkung vom Druck, Gleichung 5.2, ist nach dieser Betrachtung nur für einen begrenzten Druckbereich als Näherung zu verstehen, findet jedoch im Rahmen der natürlichen Luftdruckschwankungen durchaus ihre Berechtigung.

5.3. Fehlerbetrachtung

Es soll nun der Einfluss einiger Gegebenheiten auf die Genauigkeit der angegebenen Gasverstärkungsfaktoren diskutiert werden.

Die Berechnung des Energiemittelwertes $\langle E_\gamma \rangle$ aus dem Cadmium-Spektrum (Abschnitt 4.3) ist durch die *Fit*-Prozedur einem statistischen Fehler unterworfen. Da der genaue Beitrag des Hintergrundes nur abgeschätzt werden kann, kommt es zu einem Fehler von etwa $\pm 3\%$. Er kann nur durch Auswertung vieler Spektren genauer bestimmt werden. Außerdem kommt es zu einem systematischen Fehler, indem nur der tatsächlich aufgenommene Energiebereich des Spektrums berücksichtigt wird. Aus der Messung mit dem Halbleiterdetektor ist jedoch bekannt, dass die Quelle noch eine höherenergetische Linie bei 88 keV erzeugt (vgl. γ -Linie in Abb. 4.2). 88 keV-Photonen werden aber in der Kammer, gemäß ihrer Absorptionslänge $\lambda > 2 \cdot 10^4$ mm, nur zu 0,12% absorbiert, also um einen Faktor 18 weniger als die Photonen der Cadmium- K_α -Linie. Zudem beträgt ihre Häufigkeit nur 1/17 der K -Linien, was man durch Berechnung der *Peak*-Integrale des Spektrums in Abbildung 4.5 findet. Die Photonenergie ist aber viermal so groß, sodass sich eine Korrektur von $\frac{1}{18} \cdot \frac{1}{17} \cdot 4 = 1,3\%$ ergibt. Wird $\langle E_\gamma \rangle$ um gut 1% erhöht, so sinken die Gasverstärkungsfaktoren in Tabelle 4.3 jeweils um diesen Wert. Wie groß die Schwankungen der Gasverstärkungsfaktoren verschiedener Kammern nach der in dieser Arbeit entwickelten Vorgehensweise sind, und ob durch äußere Bedingungen noch weitere systematische Einflüsse entstehen, ließe sich nur durch die Auswertung einer höheren Zahl an Messungen bestimmen.

Zur genauen Analyse der Fehler in der Messung der Druckabhängigkeit der Gasverstärkung wäre ebenfalls eine größere Zahl an Messungen nötig. Dies wird erschwert durch die unplanbare Variation oder schlimmer Konstanz des Luftdrucks. Allerdings lässt sich anhand der in Abbildung 5.2 dargestellten Messung eine Abschätzung vornehmen: Am linken Ende von Bereich 3, d.h. zum Ende der Messzeit, pendelt der Luftdruck mindestens 15 Stunden lang um einen Mittelwert, sodass eine dichte Ansammlung von Messpunkten entsteht. Die *Peak*-Position variiert dabei um 1 bis 1,5 bins bei konstantem Druck, hat also bei dieser Messung eine statistische Schwankung von 2,5%. Dies wirkt sich auf die *Fit*-Gerade aus, und zwar um so stärker, je kleiner der zur Verfügung stehende Druckbereich ist.

¹Für die Näherung mit Plattenkondensator ergibt sich $-1,8\%$.

6. Zusammenfassung und Fazit

Das ALICE Experiment am neuen Beschleuniger LHC des europäischen Kernforschungszentrums CERN wird Materie unter bislang unerreichten Bedingungen untersuchen. Dazu bedient es sich der unterschiedlichsten Methoden der Teilchenbeobachtung und Identifizierung.

Zur Unterscheidung von Elektronen und Pionen wird der *Transition Radiation Detector* verwendet. Die Signale der Teilchen werden durch eine Vervielfachung der Ladungen im Gas verstärkt, die man als Gasverstärkung bezeichnet.

Die Bestimmung dieser Gasverstärkung ist Ziel der vorliegenden Arbeit. Sie beruht auf der Verwendung eines ^{109}Cd -Präparats als Strahlungsquelle, sodass zunächst ein grundlegendes Verständnis des von ihr erzeugten Energiespektrums gewonnen werden muss. Dazu wurde eine Vielzahl von Messungen durchgeführt, von denen die wichtigsten in dieser Arbeit vorgestellt werden.

Dabei konnte auf bereits bestehende Infrastruktur zum Testen der TRD-Kammern und zur Messung der Gasverstärkung zurückgegriffen werden. Bisherige Kenntnisse der Kammereigenschaften konnten durch eine detaillierte Untersuchung im Rahmen dieser Arbeit weitgehend bestätigt werden.

So war beispielsweise bislang unklar, warum am Teststand des IKF trotz Verwendung einer anderen Quelle der gleiche niederenergetische *Peak* beobachtet wird, wie am Physikalischen Institut in Heidelberg. Es konnte nun gezeigt werden, dass die verursachende Strahlung nicht von der Quelle beziehungsweise deren mechanischer Halterung, sondern von der Kupferoberfläche der Auslese-Pads des Detektors selbst stammt.

Der Energiemittelwert des Spektrums der Cadmium-Quelle konnte durch eine Parametrisierung mit guter Genauigkeit zu $\langle E_\gamma \rangle = 16,6 \text{ keV}$ bestimmt werden. Hiermit wird eine selbstkonsistente Bestimmung der Gasverstärkung im TRD-Testlabor am IKF ermöglicht. Die neu gewonnenen Gasverstärkungsfaktoren G unterscheiden sich nur geringfügig von den bisherigen und ergeben den erwarteten exponentiellen Zusammenhang zur Anodenspannung. Bei 1600 V ergibt sich für die untersuchte Kammer $G = 11500$, was im Vergleich zur bisherigen bei den Testmessungen verwendeten Prozedur eine Erhöhung um 3,0% bedeutet.

Die Gasverstärkung hängt vom Druck ab. Die beobachtete Druckabhängigkeit der Gasverstärkung lässt sich gut theoretisch nachvollziehen. Über dies beobachtet man eine Variation der Gasverstärkung als Funktion vom differentiellen Druck, die auf eine mechanische Deformation der Kammerwände zurückzuführen ist. Auch diese Beobachtung stimmt gut mit den Modellrechnungen überein, die im Rahmen des TRD-*Technical Design Reports* durchgeführt wurden.

A. Anhang

Weitere Spektren

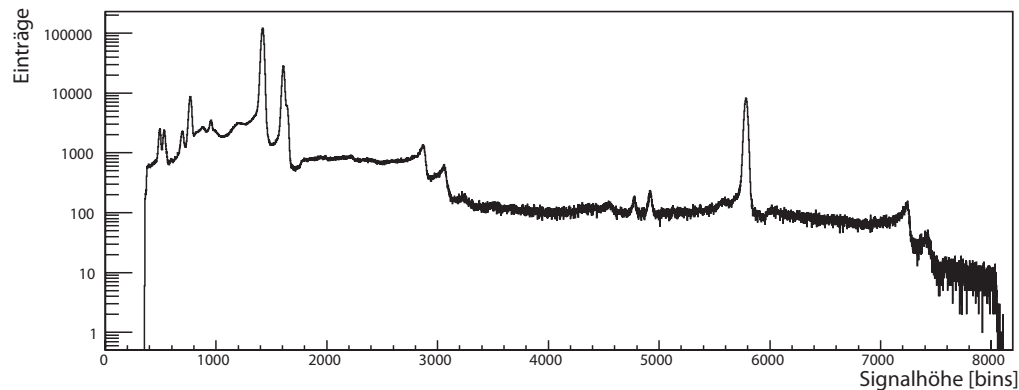


Abbildung A.1.: Erste Messung des Cadmium-Spektrums mit dem Germanium-Halbleiterdetektor unter Verwendung des Kollimators mit 3 mm Lochdurchmesser. Durch das große Loch erreicht den Detektor eine zu hohe Teilchenrate und führt zu einem starken Hintergrund sowie *Pileup*. Die Totzeit bei dieser Messung beträgt 30% (siehe Abschnitt 4.1).

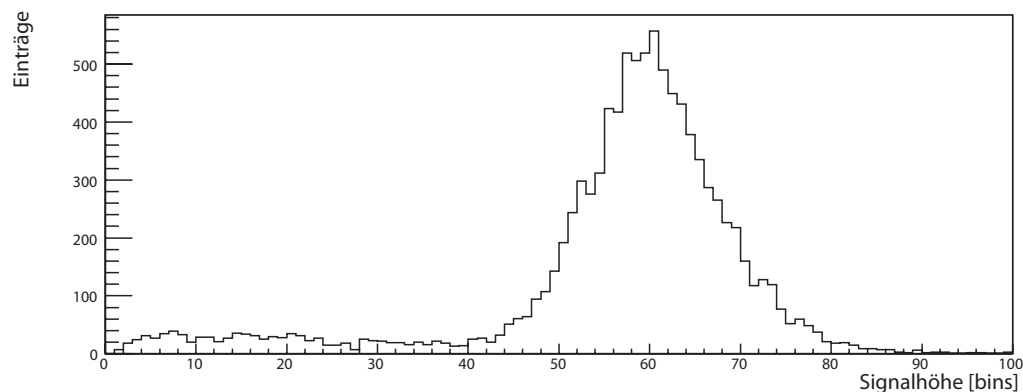


Abbildung A.2.: Cadmium-Spektrum bei seitlichem Eintritt der γ -Strahlung in die TRD-Kammer durch Positionierung der Cadmium-Quelle in einer der Gasöffnungen. Ausgelesen wurde der zur Quellenposition zweitnächste Anodendrahtsektor. Es tritt ausschließlich der Cadmium-Peak auf, der auf einem schwachen Hintergrund liegt. Die Strahlung hat folglich nicht die Kupfer-Pads getroffen (siehe Abschnitt 4.2).

Literaturverzeichnis

- [1] CERN Website.
<http://public.web.cern.ch/public/en/Research/CERNAccelerators.html>
- [2] CERN LHC News.
<http://lhc-first-beam.web.cern.ch/lhc-first-beam/>
- [3] T. Mayer-Kuckuk. Atomphysik. Teubner, 2007.
- [4] PHENIX Collaboration. 'White Paper'. Nucl.Phys. A757 (2005) 184-283.
- [5] F. Kramer. Studie zur Messung von Quarkonia mit dem ALICE-TRD und Aufbau eines Teststandes für seine Ausleseammern. Diplomarbeit, Frankfurt, 2006.
- [6] ALICE Collaboration. ALICE Experiment at the CERN LHC. CERN, ALICE Technical Paper I, (2008).
- [7] ALICE Collaboration. Technical Design Report of the Transition Radiation Detector. CERN/LHCC 2001-021, (2001).
- [8] W. R. Leo. Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments. Springer, 1994.
- [9] Particle Data Group. Atomic Nuclear Properties.
<http://pdg.lbl.gov/>
- [10] Detector Systems GmbH, Mainz. Telefonische Kommunikation. 16.06.2008.
- [11] National Institute of Standards and Technology. Physics Laboratory. <http://physics.nist.gov/>
- [12] K. Peters. Skript zur Vorlesung Detektorphysik. SS 2008.
- [13] R. Brun. F. Rademakers. ROOT - An Object Oriented Data Analysis Framework. <http://root.cern.ch/>
- [14] M. Stockmeier. Realstruktur und Gitterparameter von SiC: Einfluss von Zuchtichtung, Dotierung und Temperatur. Dissertation, Erlangen-Nürnberg, 2008.
- [15] C. Grupen. B. Shwartz. Particle Detectors, Second Edition. Cambridge University Press, 2008.
- [16] H. Stöcker. Taschenbuch der Physik. Harri Deutsch, 2005.

- [17] W. Blum. W. Riegler. L. Rolandi. Particle Detection with Drift Chambers, Second Edition. Springer, 2008.

Erklärung

(nach § 30 (11) Ordnung für den Bachelor- und den Masterstudiengang)

Hiermit erkläre ich, dass ich diese Arbeit selbstständig und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Quellen und Hilfsmittel verfasst habe. Alle Stellen der Arbeit, die wörtlich oder sinngemäß aus Veröffentlichungen oder aus anderen fremden Texten entnommen wurden, sind von mir als solche kenntlich gemacht worden. Ferner erkläre ich, dass die Arbeit nicht - auch nicht auszugsweise - für eine andere Prüfung verwendet wurde.

Frankfurt, den 26.11.2008

Patrick Reichelt

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich besonders bei Prof. Dr. Harald Appelshäuser bedanken. Einerseits für die Aufnahme im IKF und die Ermöglichung dieser Bachelorarbeit, und andererseits für die stets zielführenden Gespräche im Verlauf dieser Arbeit.

Mein ganz besonderer Dank gilt auch meinem Betreuer Dr. Matthias Hartig, der mir bei den Messungen und deren Auswertung zur Seite gestanden hat. Er hat in beiden Fällen entscheidende Ideen geliefert und dabei geholfen, sie in dieser Zusammenschrift in geeigneter Form darzustellen.

Um chronologisch fortzufahren, herzlichen Dank an Werner Amend für die kameradschaftliche Unterstützung in allen *Hardware*-Bereichen: bei der Einrichtung des Bachelor-Büros, beim Umgang mit den radioaktiven Strahlern, und beim Ordern von Haltevorrichtungen für letztere in Werkstatt und Schlosserei - wobei deren Mitarbeitern hiermit auch gedankt sei.

In Verbindung mit den Messungen danke ich Michael Deveaux, der den Praktikumsversuch mit dem Halbleiterdetektor betreut, für dessen Bereitstellung für meine Messungen und die Hilfe bei einigen Fragen. In Bezug auf den Teststand richte ich einen großen Dank an Dr. Dariusz Antonczyk. Er hat mir Fragen beantwortet und Informationen bereitgestellt, bei Messungen geholfen und neue gestartet, aber vor allem hat er durch die Implementierung der Druckmessungen die Voraussetzungen für den zweiten Teil dieser Arbeit geschaffen.

Außerdem möchte ich meinen Kommilitonen Philipp Lüttig und Stefan Schmidt für die gute Zusammenarbeit bei den unterschiedlichsten Fragestellungen danken. Meinen Eltern danke ich für ihre Unterstützung und das Korrekturlesen der Arbeit.

Und zu guter Letzt möchte ich mich vielmals bei Dr. Henner Büsching bedanken, der nicht nur Korrektur gelesen und den größten Beitrag zur gelungenen Gestaltung dieser Arbeit geliefert hat, sondern mir auch die Konzepte des *Scientific Writing* nähergebracht hat.